

Учреждение образования
«БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ»

А. К. Сойка

ПРИНЦИПЫ ДЕЙСТВИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ

**Пособие по общему курсу физики для студентов
инженерно-технических, химико-технологических
и инженерно-экономических специальностей**

Минск 2008

УДК 535(075.8)
ББК 22.343.4я7
С 58

Рассмотрено и рекомендовано к изданию редакционно-издательским советом университета

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси *С. М. Арабей*;
доктор технических наук, заведующий кафедрой энергосбережения, гидравлики и теплотехники БГТУ *В. И. Володин*

Сойка, А. К.

С 58 Принципы действия и применение лазеров: пособие по общему курсу физики для студентов инженерно-технических, химико-технологических и инженерно-экономических специальностей. – Минск: БГТУ, 2008. – 64 с.

ISBN

В пособии в понятной и доступной для студентов форме рассказывается об основных физических явлениях, связанных с работой и практическими применениями лазеров. Кратко изложена история возникновения и развития физических идей, приведших к созданию лазеров и мазеров. Главное внимание уделено разъяснению физической сути рассматриваемых вопросов.

УДК 535(075.8)

ББК 22.343.4я7

УО «Белорусский государственный технологический университет», 2008

ISBN

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	3
1. Краткая история создания лазеров.....	4
2. некогерентное электромагнитное излучение.....	9
3. Квазимонохроматическая электромагнитная волна. Когерентность излучения.....	16
4. Квантовые переходы. Принцип индуцированного излучения.....	21
5. Инверсные среды.....	29
6. Оптический резонатор в лазере.....	34
7. Лазер на рубине.....	39
8. Полупроводниковые лазеры.....	42
9. Газовые лазеры.....	45
10. Химические лазеры.....	51
11. Проблема создания рентгеновского лазера.....	53
12. Применение лазеров.....	56
13. Голография.....	59
Литература.....	64

ВВЕДЕНИЕ

Главное различие между лазерами и всеми другими источниками света (тепловыми, газоразрядными, люминесцентными), которые, по сути дела, есть источники некогерентного излучения (оптического шума), заключается в высокой степени когерентности лазерного света, т. е. в согласованности электромагнитных колебаний во времени и в пространстве. Именно когерентность предопределяет практически все отличительные свойства лазерного излучения.

С принципиальной точки зрения лазеры вполне аналогичны обычным радиотехническим генераторам, также являющимися источниками когерентного электромагнитного излучения в диапазоне длин волн от нескольких миллиметров до нескольких десятков километров (радиодиапазон). В этом смысле лазерное излучение похоже на радиоволны, излучаемые антеннами.

Однако радиоволны возникают в результате макроскопических упорядоченных колебаний свободных электронов, движущихся в вакууме, как это происходит, например, в электронных приборах генераторов ультракоротких радиоволн, либо электронов проводимости в антеннах радиопередатчиков. И в том, и в другом случае поведение электронов хорошо описывается законами классической электродинамики. Иначе говоря, радиоволновое электромагнитное излучение создается переменными электрическими токами и магнитными полями.

Лазерное же излучение создаётся связанными электронами, т. е. электронами, входящими в состав атомов, ионов и молекул, поведение которых адекватно описать можно только на основе законов квантовой механики (исключение составляют лазеры на свободных электронах и полупроводниковые лазеры). Раздел физики, изучающий способы генерации и свойства когерентного электромагнитного излучения с длиной волны от ~ 1 см и меньше, называют квантовой радиофизикой, а прикладное направление исследований в этой области - квантовой электроникой.

Ниже описаны основные физические явления, понятия и принципы, связанные с работой различных лазеров. Рассмотрены свойства и характеристики лазерного излучения, определяющие возможности практического применения лазеров. Главное внимание при изложении этих вопросов уделяется физике рассматриваемых явлений.

1. КРАТКАЯ ИСТОРИЯ СОЗДАНИЯ ЛАЗЕРОВ

Лазеры – это генераторы когерентного электромагнитного излучения в оптическом диапазоне длин волн, действие которых основано на индуцированном (или вынужденном, стимулированном, т. е. вызванном полем внешней световой волны) излучении атомов, ионов или молекул, находящихся в возбуждённых состояниях. Само слово “Лазер” (англ. LASER) составлено из первых букв английского словосочетания — «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», означающего «усиление света с помощью стимулированного излучения». Действительно, как увидим ниже, основной физический процесс, определяющий действие лазеров, заключается в явлении вынужденного излучения атомов, ионов и молекул, возбуждённых тем или иным способом.

Лазер можно определить также как источник квазимонохроматического оптического излучения большой яркости и высокой пространственной направленности, т. е. источник яркого луча света практически одной длины волны, который весьма незначительно расширяется при удалении его от источника. Поскольку поведение частиц, участвующих в работе лазеров, описывается законами квантовой механики, то их называют также квантовыми генераторами света.

Впервые о возможности и условиях получения когерентного оптического излучения на основе явления вынужденного излучения были заявлено советским физиком В. А. Фабрикантом в 1939 году (см. об этом п.6, с.39). Однако потребовались ещё долгие годы обширных исследований свойств конкретных материалов и разработки целого ряда сложных технических устройств, прежде чем был достигнут первый успех (рубиновый лазер, 1960 год). И первая квантовая генерация электромагнитного излучения на молекулах аммиака была получена не в оптической области спектра, а в радиодиапазоне, в области так называемого СВЧ-излучения.

Эти молекулярные квантовые генераторы с выходной мощностью $\sim 10^{-9}$ Вт были созданы в 1954 году почти одновременно Н.Г. Басовым и А.М. Прохоровым в Физическом институте им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН) и независимо от них Ч. Таунсом, Дж. Гордоном и Х. Цайгером в Колумбийском университете (США). Оба варианта генераторов давали когерентное электромагнитное излучение с длиной волны $\lambda = 1,25$ см (частота $\nu = 24840$ МГц).

Такие генераторы получили название мазеров. Как и в случае с лазером, MASER - аббревиатура английского выражения «Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation», что означает «усиление микроволн с помощью стимулированного излучения». (Микроволны (или СВЧ-излучение) занимают длинноволновую часть электромагнитного спектра, непосредственно примыкающую к оптическому инфракрасному излучению.)

Мазеры обладают необычайно высокой стабильностью частоты: отношение ширины полосы частот, составляющих генерируемое ими излучение, к средней частоте этого излучения пренебрежимо мало – $\Delta\nu/\nu \approx (10^{-11} - 10^{-13})$, в силу чего они сразу же, несмотря на малую мощность, нашли применение в службе времени и в радиоспектроскопии (как квантовые стандарты и эталоны частоты).

Позднее, начиная с 1956г., были созданы более мощные мазеры на твёрдых телах (рубин, рутил (диоксид титана) и изумруд с примесью ионов хрома и железа), а также квантовые парамагнитные усилители на их основе (о различии между генератором и усилителем см. п.6), которые имели чрезвычайно низкий уровень собственных шумов. Это позволило повысить сразу на два – три порядка чувствительность приемной аппаратуры в микроволновом диапазоне, что, в свою очередь, обеспечило громадный успех в радиоастрономии, радионавигации, радиоспектроскопии и вообще в технике приёма и усиления слабых сигналов. С помощью именно такой аппаратуры впервые была осуществлена радиолокация планет Венеры, Марса, Меркурия и Юпитера.

Принципиального различия между лазерами и мазерами нет. Для дальнейшего здесь важно заметить, что световые волны и радиоволны идентичны во всём, кроме частоты колебаний в них векторов напряжённостей электрического и магнитного полей (частоты световых волн примерно в 10^5 раз больше, чем частоты радиоволн сантиметрового диапазона), и явление вынужденного излучения применимо к любым электромагнитным волнам.

Лазеры возникли на стыке радиофизики, оптики, квантовой механики и термодинамики. При этом следует сказать, что путь, определивший переход от классической радиофизики к квантовой, был пройден во многом на ощупь, и первые лазеры были созданы фактически методом проб и ошибок.

Первый лазер на рубине появился в мае 1960 года, т. е. через четыре года после создания мазера на этом же кристалле. Его

создателем стал 33-летний американский физик Теодор Мейман. Главным элементом этого устройства являлся цилиндрический рубиновый стержень, похожий на карандаш, на плоскопараллельные полированные торцы которого были нанесены серебряные зеркала, образующие оптический резонатор, причём одно из этих зеркал было частично прозрачным для падающего на него света.

Рубиновый стержень со всех сторон облучался мощным импульсом белого света ксеноновой лампы-вспышки, выполненной в виде спирали (внутри неё и помещался рубин). При этом около 1/7 части энергии этого света поглощалось рубиновым стержнем, и из его торца (с полупрозрачным зеркалом) в течение времени $\sim 10^{-3}$ сек выходил яркий луч красного света ($\lambda = 694,3$ нм, см. п.7).

Это и был первый в мире лазерный луч видимого света, который положил начало бурному развитию квантовой электроники, лазерных технологий, широкому применению лазеров в научных исследованиях, в технике и в практической медицине. Следует отметить, что при создании рубинового лазера значительную роль сыграли уже известные идеи и практические наработки создателей первых мазеров А.М. Прохорова и Н.Г. Басова (ФИАН), И. Таунса и А. Шавлова (США). Международным признанием этого факта явилось присуждение в 1964 году Н.Г. Басову и А.М. Прохорову вместе с Ч. Таунсом Нобелевской премии по физике за "основополагающие работы в области квантовой радиофизики, которые привели к созданию генераторов и усилителей в радио и оптическом диапазоне длин волн (мазеров и лазеров)".

В конце 1960 г. американские физики А. Джаван, У. Беннет и Д. Эрриотт создали гелий-неоновый лазер, работающий в инфракрасной области с длиной волны $\lambda \sim 1$ мк. В последующие два года были открыты другие газовые лазеры, также работающие в инфракрасной области, в частности, лазеры на основе благородных газов и атомарного кислорода.

Однако настоящим прорывом стало открытие в 1962г. генерации гелий-неонового лазера в видимой области спектра – на длине волны красного света $\lambda = 632,8$ нм. Это стимулировало не только последующее за этим событием бурное развитие газовых лазеров. Впервые лазерный луч получил широкое практическое применение. И сегодня трудно представить себе оптическую (и не только оптическую) лабораторию без тонкого ярко-красного луча гелий-неонового лазера.

Так началось триумфальное шествие новой науки - лазерной оптики, которая к настоящему времени разветвилась на целый ряд самостоятельных и обширных разделов – нелинейная оптика, оптика сверхкоротких импульсов света, учение о когерентности света, голография и др. Тот факт, что первые квантовые генераторы появились именно в радиодиапазоне, отнюдь не является случайным. Роль классической радиофизики и радиотехники в возникновении и развитии квантовой радиофизики и электроники, а также неразрывную связь между этими науками можно проследить на следующем примере.

Ещё задолго до появления лазеров и мазеров когерентное электромагнитное излучение (радиоволны) успешно использовалось для передачи информации (радиосвязь и телевидение). Известно, что сама по себе монохроматическая электромагнитная волна не может нести какую-либо информацию, поскольку каждый последующий цикл колебаний (электрического или магнитного полей) в ней тождественен предыдущему.

Чтобы «вложить» в электромагнитную волну информацию - речь, музыку, изображение и др., её нужно промодулировать, т. е. внести изменения в какой-либо параметр волны (амплитуду, частоту или фазу) в соответствии с изменением передаваемого смыслового сигнала. Промодулировать же можно только монохроматическую (точнее квазимонохроматическую, см. п.3) волну (частоту такой радиоволны называют несущей частотой), причём как модуляция, так и обратный ей процесс, называемый детектированием, будут достаточно эффективными, если несущая частота во много раз больше самой высокой частоты модуляции.

Промодулированную волну нельзя охарактеризовать, приведя значение только одной несущей её частоты, поскольку она уже занимает определённый интервал частот, ширина которого равна сумме ширин боковых полос слева и справа от несущей частоты. Принципиально важным здесь является тот факт, что ширина этого интервала частот прямо пропорциональна объёму информации, передаваемой с помощью этой волны.

Так, если для достаточно качественной передачи звука необходим интервал частот не менее чем ~ 10 кГц, то для передачи телевизионного сигнала чёрно-белого изображения - ~ 5 МГц, а цветного – уже ~ 15 МГц. Таким образом, нетрудно подсчитать, что в метровом диапазоне длин волн ($\lambda \sim 1$ м, частоты $\nu \sim (50 - 250)$ МГц)

можно разместить не более 14-ти цветных телевизионных каналов. Это обстоятельство является серьёзным фактором, ограничивающим возможности телевидения и радиовещания.

Теперь обратим внимание на следующее простое, но чрезвычайно важное в данном случае обстоятельство. Оно заключается в том, что из формулы $\nu = c / \lambda$, связывающей частоту ν и длину λ электромагнитной волны, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек есть скорость света в вакууме, следует, что $|\Delta\nu| = c / \lambda^2 \cdot \Delta\lambda$. Это значит, что ширина $\Delta\nu$ полосы частот, соответствующая единичному интервалу $\Delta\lambda$ длин волн вблизи длины волны λ_0 несущей электромагнитной волны, растёт пропорционально $1/\lambda_0^2$, т. е. при уменьшении длины волны λ_0 вдвое, информационная ёмкость несущей волны возрастает вчетверо.

Так, например, очень узкому диапазону длин волн видимого света от $\lambda = 650$ нм (красный свет, $\nu = 4,6 \cdot 10^8$ МГц) до $\lambda = 450$ нм (голубой свет, $\nu = 6,6 \cdot 10^8$ МГц) соответствует диапазон частот $\Delta\nu = (6,6 - 4,6) \cdot 10^8$ МГц $= 2 \cdot 10^8$ МГц, в котором уже можно разместить $\sim 1,3 \cdot 10^7$ цветных телевизионных каналов.

Вот почему вся история развития радиофизики связана с непрерывным освоением всё более и более коротковолнового диапазона радиоволн. Однако проблемы, связанные с созданием эффективных и достаточно мощных приборов в коротковолновом диапазоне, по мере уменьшения длины волны становились всё труднее и сложнее. Более того, оказалось, что в области длин волн от ~ 1 см и менее, решить в полной мере эти проблемы собственными ей методами классическая радиофизика уже не могла.

С физической точки зрения главное препятствие заключается в том, что любая система, излучающая когерентную электромагнитную волну, может быть достаточно эффективной лишь в том случае, если линейный размер её активных (излучающих) элементов сравним с длиной этой волны. Вследствие этого, уже в диапазоне длин волн $\sim (1-10)$ см возникают серьёзные проблемы достижения приемлемых значений мощности генерируемого излучения, поскольку она в данном случае пропорциональна объёму металлической полости, называемой объёмным резонатором, линейные размеры которого должны быть одного порядка величины с длиной волны.

Таким образом, стало ясно, что дальнейшее продвижение в область более коротких волн связано с поиском принципиально новых путей и подходов к решению возникающих проблем. Поиски в

этом направлении и привели, в конечном итоге, к созданию в микроволновом диапазоне первых квантовых усилителей и генераторов (мазеров), а затем и оптических мазеров, т. е. лазеров.

Создание лазеров произвело подлинную революцию в оптике, так как появились уникальные, не существующие (сами по себе) в природе источники монохроматического излучения с огромной яркостью и чрезвычайно высокой направленностью, способные концентрировать громадную энергию в очень малых спектральных, временных и пространственных интервалах.

Развитие квантовой радиофизики и электроники со дня появления первых мазеров и лазеров, точно также как и развитие классической радиофизики и радиотехники после изобретения радио (1895 г.), можно представить себе как последовательный процесс освоения лазерной оптикой всё более и более коротковолнового диапазона электромагнитного излучения. История, как говорится, повторяется. На сегодня важнейшая нерешённая проблема, с которой столкнулась квантовая радиофизика, связана с созданием рентгеновского лазера, хотя бы, для начала, в области длин волн $\lambda \sim 10$ нм (об этом см. п.11).

2. НЕКОГЕРЕНТНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Чтобы действительно понять, что представляет собой лазер с физической точки зрения, необходимо сначала выяснить, по меньшей мере, следующие вопросы: Как вещество излучает электромагнитные волны? Что представляют собой некогерентное электромагнитное излучение и что такое есть когерентное излучение? В чём заключается принцип вынужденного излучения и как он работает в лазерах? Что такое инверсное состояние среды (вещества) и как оно достигается? Что такое оптический резонатор и какова его роль в работе лазера?

При обсуждении этих вопросов мы будем пользоваться как наглядными понятиями классической физики, так и квантовыми представлениями, которые, вообще говоря, нельзя адекватно совместить с воспринимаемыми нашим воображением образами. Выясним для начала вопрос о природе теплового электромагнитного излучения.

Всякое вещество, будучи в целом электрически нейтральным, состоит из заряжённых частиц – электронов и ионов, т. е. атомов или

молекул, лишившихся одного или большего числа своих электронов. Эти частицы находятся в состоянии непрерывного хаотического теплового движения. В газах оно проявляется в основном в виде поступательного движения частиц, сопровождающегося их столкновениями друг с другом, а в твёрдых телах и жидкостях - преимущественно в виде колебательных движений атомов и молекул.

Один из важнейших законов классической физики гласит, что всякий электрический заряд, движущийся с ускорением, должен излучать электромагнитные волны. Следовательно, тепловое движение электронов и ионов, происходящее с чередующимися ускорениями и замедлениями, должно сопровождаться излучением электромагнитных волн различной длины и амплитуды. Это излучение и называют тепловым излучением. Следует, однако, иметь в виду, что с движением электронов и ионов как заряжённых частиц связана лишь сравнительно небольшая часть теплового излучения, относящаяся преимущественно к области низких частот.

Дело в том, что любой атом, как квантовая частица, обладает практически бесконечным числом своих возможных энергетических состояний, т. е. набором большого числа дискретных уровней энергии с самыми различными расстояниями между ними. Бесконечно долгое время атом может находиться только на самом нижнем энергетическом уровне, который и называется основным или невозбуждённым. Возбуждённый же атом, переходя с верхнего энергетического уровня на нижний уровень, способен «отдать» избыток своей энергии в виде кванта электромагнитного излучения, причём спектр этого излучения простирается от радиоволн до видимого оптического излучения (если речь идёт о переходах между уровнями энергии валентных электронов). Тепловое движение играет роль внешнего фактора, возбуждающего данный атом или молекулу на тот или иной уровень, расположенный выше основного уровня.

Средняя энергия теплового движения любой микрочастицы определяется только температурой вещества и составляет величину $\approx kT$, где $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – фундаментальная физическая постоянная, называемая постоянной Больцмана (поэтому только у тел с температурой, равной абсолютному нулю, тепловое излучение должно было бы отсутствовать).

При комнатных температурах $T \approx 300\text{К}$ эта энергия равна $\approx 0,025$ электронвольта, что соответствует энергии электромагнитной

волны с частотой $\nu \approx 6 \cdot 10^{12}$ Гц (или с длиной волны $\lambda \approx 50$ мкм). Заметим, что величина $\approx kT$ есть именно среднее значение тепловой энергии, приходящейся на одну микрочастицу, полученное усреднением энергии огромного ($\sim 10^{23}$) числа частиц.

Действительные же значения энергии теплового движения многих микрочастиц могут быть как больше, так и меньше средней в десятки и даже в сотни раз. Это значит, что практически при любой не очень низкой температуре тела тепловое движение возбуждает весьма широкий спектр электромагнитного излучения.

Об этом убедительно свидетельствует хорошо известный факт о том, что многие тела, например, чёрные металлы, нагретые до температуры $T \approx (1000-2000)K$ ($kT \leq 0,1\text{эВ}$) излучают яркий видимый свет, хотя энергия фотонов видимого света изменяется в пределах примерно от 1,6эВ (тёмно-красный свет) до 3,3эВ (голубой свет).

До появления лазеров все имеющиеся в нашем распоряжении источники света, за исключением газоразрядных и люминесцентных, - суть источники теплового излучения. В газоразрядных и люминесцентных источниках света возбуждение излучающих свет атомов и молекул почти не связано с энергией теплового движения и происходит за счёт других видов энергии.

Так, в газоразрядных лампах атомы и ионы возбуждаются в основном при столкновениях их с быстро летящими электронами (электронный удар), а в люминесцентных – преимущественно за счёт поглощения квантов энергии (фотонов) внешнего электромагнитного излучения. Однако основные физические свойства излучения этих источников мало чем отличаются от теплового излучения.

Тепловое излучение является немонахроматическим. Оно состоит из бесчисленного множества волн с самыми различными частотами. Каждую волну, испущенную отдельным атомом, можно уподобить некоторой колеблющейся системе – классическому гармоническому осциллятору, обладающему определённым запасом энергии. С квантовой точки зрения поток таких волн можно трактовать как поток частиц, называемых фотонами, энергия ϵ которых определяется частотой излучения в соответствии со знаменитой формулой Планка $\epsilon = h\nu_i$, где $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·сек – постоянная Планка, ν_i - частота i -го фотона (волны).

Важно также понять, что при взаимодействии электромагнитного излучения с атомами или молекулами, энергия излучения может изменяться только на величину, равную $n \cdot h\nu_i$, где n – целое число, а ν_i – частота поглощённого или появившегося (рождённого) в результате этого взаимодействия фотона. Таким образом, энергия электромагнитного излучения дискретна, т. е. она квантуется, и квантом (наименьшей порцией) этой энергии является энергия $h\nu_i$ одного из фотонов.

Тепловое излучение является некогерентным (см. также п.4). Это значит, что процессы излучения тепловых электромагнитных волн различными атомами или молекулами никак не согласованы между собой – ни во времени, ни в пространстве (если только они не являются достаточно близкими соседями).

Случайный (стохастический) характер процессов возбуждения тепловым движением атомов и молекул и независимость последних друг от друга в актах испускания ими квантов электромагнитной энергии – главные причины некогерентности теплового излучения, состоящего из огромного числа электромагнитных волн.

Эта некогерентность заключается в том, что все без исключения характеристики волн - направления распространения, длины волн (частоты), величины их амплитуд и начальных фаз, ориентации в пространстве векторов напряжённости электрического и магнитного полей в волнах, излучаемых отдельными атомами, - следует рассматривать как независимые случайные величины.

Заметим, что в вакууме всякая элементарная электромагнитная волна, т. е. волна, излучённая отдельным атомом, сохраняет неизменным направление колебаний своих векторов напряжённости электрического и магнитного полей, которые всегда ортогональны друг другу и колеблются в плоскости, перпендикулярной вектору скорости волны. Плоскость, проходящая через электрический вектор и вектор скорости (направление распространения) электромагнитной волны, называют плоскостью поляризации этой волны, а сама волна в этом случае называется плоско- или линейно-поляризованной.

В то же время, любая электромагнитная волна, излучаемая нагретым телом в данном направлении, является неполяризованной, поскольку её электрический вектор, являющийся суммой электрических векторов огромного числа элементарных волн,

непрерывно и хаотически ($\sim 10^8$ раз в секунду, см. п.3) изменяет направление своих колебаний в пространстве.

Таким образом, тепловое излучение некогерентно, изотропно, т. е. равномерно (вдали от источника) распределено по всем направлениям в пространстве, и неполяризовано. (Забегая вперёд, отметим, что излучение всех лазеров когерентно, анизотропно (направленно) и, как правило, поляризовано).

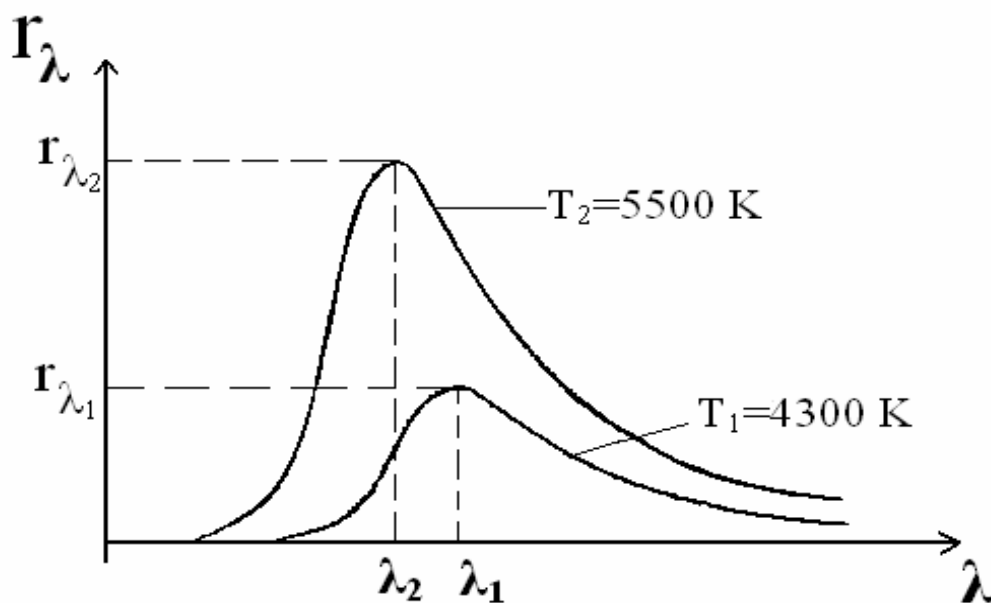


Рис.1

Казалось бы, что в тепловых электромагнитных волнах, как и в процессах, обуславливающих излучение их веществом, царит полный хаос и беспорядок. Однако, это далеко не так. При заданной температуре $T = \text{const.}$ тепловое излучение любого тела жёстко регламентировано и упорядочено. Прежде всего, это относится к распределению энергии излучения по его спектру, т. е. по частотам или длинам волн.

На рис.1 показаны кривые распределения энергии Γ_λ теплового излучения по длинам волн для абсолютно чёрного тела при двух различных температурах, отнесённой к единице площади поверхности тела. Эти кривые суть графическое представление

знаменитой формулы Планка, связывающей энергию излучения абсолютно черного тела, приходящуюся на данную длину волны, с длиной этой волны и с абсолютной температурой тела (см.4.10).

Именно в этой формуле впервые появилась постоянная величина $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с, названная впоследствии постоянной Планка. Эта величина представляет собой фундаментальную физическую постоянную, определяющую количественную границу между квантовыми (дискретными) и классическими (непрерывными) свойствами природы. (Заметим, что в физике величина, измеряемая в единицах энергии, умноженной на время, называется действием, поэтому постоянную Планка называют также квантом действия.)

Чёрное тело полностью поглощает, ничего не отражая, всю энергию падающего на него электромагнитного излучения. Если при этом температура тела остаётся постоянной, то необходимо, чтобы такая же энергия была эти телом и излучена, причём мощность излучения должна быть равна мощности поглощения, т. е. тело, которое больше поглощает, больше и излучает.

Это кажется на первый взгляд странным, так как мы привыкли к тому, что наиболее яркими являются светлые (белые) предметы, которые слабо поглощают. Эта странность связана с тем, что видим мы обычно не излучённый, а отражённый (рассеянный) телом свет, спектр которого существенно не отличается от спектра падающего света. (Так, например, свет Луны (отражённый ею свет Солнца), поверхность которой подобна поверхности земной горной породы тёмного и серого цвета, лишь несколько желтее солнечного света.)

Важнейший и любопытнейший момент явления теплового излучения как раз и заключается в том, что спектр испускаемого телом излучения никак не связан ни со спектром поглощаемого излучения, ни с природой (свойствами) вещества тела, а определяется только его температурой. Этот фундаментальный факт объясняется тем, что только при таком условии и может быть достигнуто тепловое равновесие между атомами вещества и электромагнитным излучением. (Отметим здесь, что по законам классической физики теплового равновесия между веществом и излучением быть не может, и именно решение проблемы теплового излучения явилось отправным моментом создания и развития квантовой физики.)

С принципиальной точки зрения все реальные нагретые тела излучают так же, как и чёрное тело (идеализированный объект), с той

лишь разницей, что их коэффициенты поглощения и отражения принимают самые различные значения, но никогда не бывают равными соответственно единице и нулю. Кроме того, для одного и того же тела они весьма сложным образом зависят от длины волны падающего на них излучения. В связи с этим, для любой длины волны энергия Γ_λ излучения чёрного тела не может превышать таковую для чёрного тела при одинаковой температуре.

Кривые на рис.1 позволяют наглядным образом проиллюстрировать основные законы теплового излучения. Суммарная энергия излучения, т. е. энергия, приходящаяся на все длины волн и испускаемая единицей поверхности тела в единицу времени, зависит только от температурой тела и растёт $\sim T^4$, где T – температура тела в градусах Кельвина (закон Стефана-Больцмана). Эта энергия прямо пропорциональна площади под соответствующей кривой (см. рис.1).

Далее, из рис.1 видно, что кривая зависимости энергии Γ_λ от длины волны имеет пик (максимум) - Γ_{λ_1} для T_1 и Γ_{λ_2} для T_2 . Высота (ордината) этого пика растёт с ростом температуры $\sim T^5$ (второй закон Вина). Учитывая, что полная энергия излучения (площадь под кривой) $\sim T^4$, приходим к важному выводу о том, что с ростом температуры тела кривая распределения энергии теплового излучения по длинам волн становится всё более и более узкой и высокой.

И действительно, при температурах вещества $\sim (10^7-10^8)\text{К}$, достигаемых в ядерных и термоядерных взрывах, большая часть энергии теплового излучения продуктов взрыва сосредоточена в малом интервале длин волн $\lambda \sim (10^{-10} - 10^{-11})\text{м}$, относящихся уже к жёсткому рентгеновскому и гамма-излучению. Именно такое электромагнитное излучение и было зарегистрировано при осуществлении ядерных и термоядерных взрывов. (Это излучение называют электромагнитным импульсом ядерного взрыва).

Длина волны λ_m , на которую приходится максимум энергии теплового излучения, также однозначно определяется температурой вещества. Связь между λ_m и температурой тела весьма проста: $\lambda_m \approx (2880/T) \cdot 10^{-6}$ м, т. е. длина волны, соответствующая максимуму излучения, уменьшается обратно пропорционально абсолютной температуре излучающего тела (первый закон Вина). Так, например,

человеческое тело ($T \approx 300\text{K}$) наибольшую энергию излучает вблизи длины волны $\lambda_m \approx 10$ мкм.

Верхняя кривая на рис.1 примерно соответствует распределению энергии по длинам волн в спектре излучения Солнца, так как температура его излучающей поверхности (фотосферы) равна $\approx 5500\text{K}$. Отметим, что мощность излучения Солнца $\sim 4 \cdot 10^{26}$ Вт, что соответствует ежесекундной убыли его массы на величину $\sim 4 \cdot 10^9$ кг. Однако удельная (на единицу массы) мощность Солнца ничтожно мала – всего лишь $\sim 2 \cdot 10^{-7}$ Вт/грамм, что гораздо меньше удельной мощности теплового излучения тела человека.

Наибольшая энергия в спектре солнечного излучения приходится на небольшой интервал длин волн вблизи $\lambda_2 \approx 550\text{nm}$ (см. рис.1), т. е. на зелёный свет. Однако интенсивность солнечного зелёного света в сотни и тысячи раз меньше интенсивности любого лазерного луча в зелёной области спектра, например, луча аргонового лазера или лазера на красителе «родамин 6Ж». Именно в таком смысле нужно понимать расхожую в научно-популярной литературе фразу, гласящую, что лазер ярче тысячи Солнц.

Так, обычный гелий-неоновый лазер с мощностью 10^{-2} Вт и с углом расходимости луча ~ 1 угловой минуты при площади его поперечного сечения $\sim 10\text{мм}^2$ имеет яркость $\sim 10^4$ Вт/(мм² ·стерадиан), тогда как яркость Солнца в красной области спектра всего лишь ~ 1 Вт/(мм² ·стерадиан). Луч такого лазера, направленный на Луну (расстояние $\sim 400000\text{км}$), разойдётся на её поверхности (без учёта рассеяния в атмосфере) в пятно, диаметром $\approx 3\text{км}$. Специальные газовые лазеры позволяют уменьшить диаметр такого пятна примерно ещё в 10 раз. Ни с какими тепловыми источниками света получить такую высокую направленность луча света совершенно невозможно.

3. КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ВОЛНА. КОГЕРЕНТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Понятия полной когерентности и полной некогерентности электромагнитных волн являются идеализацией. В действительности любое электромагнитное излучение всегда обладает некоторой степенью когерентности. У теплового излучения степень когерентности весьма невелика, однако она обеспечивает уверенное наблюдение интерференции света в любой области видимого спектра.

Именно устойчивостью и чёткостью (контрастом) интерференционной картины (с учётом величины реализуемой при этом разности хода лучей) определяется степень когерентности света. Если достаточно чёткая интерференционная картина получается только при малой разности хода лучей, степень когерентности излучения низка.

Хотя любое лазерное излучение также не является полностью когерентным, однако степень его когерентности очень высока. Только с появлением лазеров стало возможным наблюдение интерференции при разности хода лучей, измеряемой многими километрами, а также для световых лучей, создаваемых двумя независимыми источниками (лазерами), что в долазерной оптике было совершенно невыполнимым.

Чтобы получить достаточно полное представление о физическом содержании понятия когерентности света, необходимо хотя бы на элементарном математическом уровне ввести и рассмотреть понятие квазимонохроматической электромагнитной волны, поскольку идеальной монохроматической волны, наглядным образом которой является математическая кривая синусоида, физически (в природе) быть не может.

Статистический характер теплового электромагнитного излучения (см. п.2) обусловлен физическими свойствами совокупности огромного числа излучающих частиц. Каждый возбуждённый атом, во-первых, излучает фотон в совершенно случайный момент времени, во-вторых, акт излучения длится конечное время. Каждый атом может иметь лишь конечный запас избыточной энергии, которая в процессе свободных затухающих колебаний электрона переходит в энергию излучения. В оптической области спектра (частоты от $\sim 3 \cdot 10^{12}$ до $\sim 3 \cdot 10^{16}$ Гц, длины волн от $\sim 10^{-4}$ м до $\sim 10^{-8}$ м) длительность излучения атомов составляет в среднем время $\tau_0 \sim (10^{-8} - 10^{-10})$ сек (в видимой области $\sim 10^{-8}$ сек), что однако во много раз (в $10^7 - 10^5$) превышает период колебаний электрического (или магнитного) вектора световой волны.

Таким образом, возбуждённый атом излучает электромагнитную волну, протяжённость ℓ_0 которой в пространстве определяется формулой $\ell_0 = c \cdot \tau_0$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек – скорость света. Для видимого света $\ell_0 \approx 3$ м. Такую волну называют цугом или

элементарной волной. Возбуждённый атом, излучая цуг, теряет энергию и через время τ_0 переходит в невозбуждённое состояние. В простейшем случае цуг можно представить в виде затухающей синусоиды, изображающей колебания электрического вектора $\mathbf{E} = \mathbf{E}(t)$ электромагнитной волны во времени или в пространстве.

В любом заданном направлении одновременно цуги волн излучает большое число атомов, в том числе и близко расположенных друг от друга. Обозначим число этих атомов через N . Тогда в течение времени $\Delta t \leq \tau_0$, где $\Delta t \gg T = 2\pi/\omega$, T – период световой волны, электрический вектор $\mathbf{E}_{\text{рез}}(t)$ суммарной (результатирующей) волны, распространяющейся в этом направлении, можно, согласно принципу суперпозиции электрических полей, представить в следующем виде:

$$\mathbf{E}_{\text{рез}}(t) = \sum_{i=1}^N \mathbf{E}_i(t), \quad (3.1)$$

где $\mathbf{E}_i(t)$ – электрический вектор элементарной волны (цуга), испущенной i -тым атомом в рассматриваемом направлении.

Через время $\Delta t \geq \tau_0$ возникнет совершенно другая совокупность цугов, сумма электрических векторов которых определит новое значение электрического вектора $\mathbf{E}_{\text{рез}}(t)$ результирующей волны, распространяющейся в том же направлении, которое практически уже никак не будет связано с $\mathbf{E}_{\text{рез}}(t)$, определяемым выражением (3.1).

В качестве слагаемых в (3.1) будем брать векторы $\mathbf{E}_i(t)$ только тех элементарных волн, частоты которых одинаковы или достаточно близки. Заметим, что такая операция всегда выполнима на практике. Для её осуществления достаточно пропустить излучение через соответствующий светофильтр, что и делается на опыте при наблюдении явления интерференции света.

Как известно, при сложении гармонических (синусоидальных) колебаний одной частоты, результирующее колебание будет характеризоваться той же частотой, некоторой амплитудой, равной векторной сумме амплитуд складываемых колебаний, а также некоторой определённой фазой, значение которой хотя и сложным образом (при большом числе колебаний), но вполне однозначно определяется амплитудами и фазами слагаемых колебаний.

Таким образом, если рассматриваемая нами электромагнитная волна распространяется вдоль координатной оси Ox , то результирующее электромагнитное колебание (точнее - электрическая его часть), даваемое выражением (3.1), в определенной точке оси Ox , например, в месте расположения экрана, может быть представлено в таком виде:

$$\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}_0(t) \text{Sin} (\omega t - \varphi(t)), \quad (3.2)$$

где $\mathbf{E}_0(t)$ и $\varphi(t)$ – медленно и случайно меняющиеся функции, т. е. амплитуда и фаза результирующего колебания претерпевает случайные (хаотические) изменения, временной масштаб которых определяется длительностью цуга электромагнитных волн τ_0 , или, что то же самое – временем жизни атома в возбуждённом состоянии.

Можно считать, что $\mathbf{E}_0(t) \approx \mathbf{E}_0(t + \tau)$ и $\varphi(t) \approx \varphi(t + \tau)$ при $\tau < \tau_0$, однако в течении времени Δt , значительно меньшего τ_0 , но содержащего большое число периодов колебаний ($\Delta t \gg T = 2\pi/\omega$), амплитуда $\mathbf{E}_0(t)$ и фаза $\varphi(t)$ в выражении (3.2) остаются практически неизменными. Время τ_0 носит название времени когерентности, а соответствующее ему расстояние $\ell_0 = c \cdot \tau_0$, где $c = 3 \cdot 10^8$ м/сек - скорость света в вакууме, называется длиной когерентности электромагнитного излучения.

Выражение (3.2) определяет колебание электрического вектора квазимонохроматической световой волны в некоторой точке оси Ox , вдоль которой эта волна распространяется. Если выбрать две точки вдоль этого направления, то в один и тот же момент времени о когерентности излучения в этих точках можно говорить только в том случае, если расстояние между ними меньше длины когерентности. Если же рассматривать излучение в одной точке, но в разные моменты времени, то о когерентности излучения в этом случае можно говорить, если длительность интервала между этими моментами меньше времени когерентности.

Для видимого света длина и время когерентности (в воздухе) составляют соответственно $\ell_0 = 3\text{м}$ и $\tau_0 = 10^{-8}$ с. Это и есть максимальная разность хода двух световых лучей, полученных путём выделения их из одной и той же электромагнитной волны (расщеплением её на две волны), и максимальное время

запаздывания одной волны относительно другой, при которой ещё возможно наблюдение интерференции. (Практически, в силу ряда привходящих обстоятельств, оказывается, что реальная длина когерентности для видимых световых лучей тепловых источников не превышает 30-40 см.)

Таким образом, временной и пространственный интервалы, характеризующие когерентность электромагнитных волн, связаны друг с другом скоростью распространения излучения в данной среде. Такую когерентность называют временной когерентностью.

Временная когерентность лазерного излучения определяется, в первую очередь, шириной частотного спектра генерации того или иного лазера. Чем шире спектр излучения, тем меньше степень его временной когерентности. Следует сказать, что спектры излучения лазеров, вообще говоря, достаточно сложны (см. п.6).

На практике когерентность лазерного излучения определяют по изменению контраста интерференционной картины, полученной при минимально возможной разности хода. Для этого луч лазера разделяют на два луча, которые затем после прохождения ими различных расстояний, попадают на одну и ту же площадку экрана. Разность хода, при которой контраст интерференционной картины ухудшается вдвое, определяет длину когерентности l_0 , которая связана с шириной $\Delta\nu$ спектра излучения через скорость c света:

$$l_0 \approx c / \Delta\nu . \quad (3.3)$$

Существует также понятие пространственной когерентности электромагнитного излучения. Если выбрать две точки пространства так, чтобы они лежали в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, и сравнивать в любой момент времени направления и фазы колебаний электрического (магнитного) вектора световых волн, приходящих в эти точки, то мы сможем прийти к определённому заключению относительно их когерентности. Если направления колебаний векторов совпадают, а разность фаз их колебаний остается постоянной, то в таком случае можно говорить о наблюдении пространственно когерентных волн.

Пространственную когерентность характеризуют площадью когерентности. Её можно оценить как площадь круга, радиус которого равен расстоянию между точками одной волновой поверхности, для которых ещё имеет место когерентность приходящих в них электромагнитных волн. Вводится также понятие

объёма когерентности, равного произведению длины когерентности на площадь когерентности. Объём когерентности зависит от размеров источника излучения, расстояния от него, длины волны и ширины линии, излучаемой на этой длине волны. Только излучение точечного (идеального) источника пространственно когерентно во всех точках волновой поверхности. Объём когерентности возрастает по мере удаления от источника, однако энергия излучения в объёме когерентности остаётся постоянной.

Пространственная когерентность лазерного излучения оценивается по качеству (контрастности) интерференционной картины между двумя лучами, исходящими из разных точек поперечного сечения светового пучка лазера (схема интерференции по Юнгу). Можно также дать следующее весьма общее определение степени пространственной когерентности: лазерное излучение обладает тем большей степенью пространственной когерентности, чем с большей точностью можно сфокусировать его в пятно с размерами (диаметром) порядка длины волны этого излучения.

Подводя итог сказанному, перечислим простейшие условия, которым должны удовлетворять две квазимонохроматические волны для того, чтобы быть когерентными. Необходимо совпадение их частот и направлений распространения в пространстве, а также совпадение направлений колебаний их электрических (магнитных) векторов, а разность фаз колебаний этих векторов в данной точке пространства должна быть постоянной.

4. КВАНТОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ. ПРИНЦИП ИНДУЦИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Чтобы хорошо понять принципы действия лазеров, необходимо также рассмотреть целый ряд вопросов, связанных с механизмом и особенностями взаимодействия света с веществом. Предположим, ради простоты, не умаляющей, однако, общности результатов рассмотрения, что вещество состоит из атомов (молекул) одного сорта, и каждый из них имеет только два возможных энергетических состояния (уровня), в которых значения энергии этих атомов равны E_1 и E_2 , причём $E_2 > E_1$ (см. рис.2).

Состояние с меньшей энергией E_1 назовём основным состоянием (или уровнем энергии), а состояние с большей энергией

E_2 - возбуждённым. Будем считать, что в начальный момент времени общее количество n атомов в системе равно $n_1 + n_2 = n$, где n_1 и n_2 - числа атомов, находящихся на уровнях E_1 и E_2 соответственно, которые мы будем далее называть населённостями

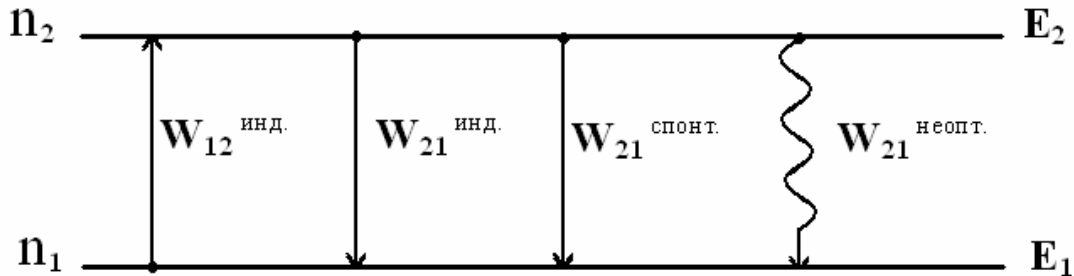


Рис. 2

этих уровней. Систему частиц, имеющих дискретные уровни энергии, будем называть квантовой системой, а переход какой-либо частицы из одного уровня на другой – квантовым переходом.

Подвергнем нашу квантовую систему действию внешнего электромагнитного излучения, обладающего широким спектром частот, например, теплового излучения, т. е. дадим возможность атомам и излучению взаимодействовать друг с другом (обмениваться энергией).

Так как энергия квантовой системы дискретна, то любое её взаимодействие с другими системами может быть только резонансным. Другими словами, равенство $h\nu = E_2 - E_1$ (постулат Бора), где h — постоянная Планка, а ν - частота электромагнитной волны, должно выполняться при любых процессах взаимодействия излучения с рассматриваемой квантовой системой.

Известно три процесса взаимодействия излучения с веществом, которым соответствуют три типа квантовых переходов.

а) Процесс поглощения энергии электромагнитного излучения, происходящий при квантовом переходе атомов с нижнего уровня E_1 на верхний уровень E_2 (см. рис.2.). Такой переход всегда является вынужденным (индуцированным, стимулированным внешним излучением). Его вероятность $W_{12}^{\text{инд.}}$, т. е. число актов поглощения

в единицу времени на один атом, пропорциональна объёмной плотности энергии электромагнитного излучения, отнесённой к единичному интервалу частот на резонансной частоте, соответствующей переходу $E_1 \rightarrow E_2$, которую называют спектральной объёмной плотностью $\rho(\nu_{12})$ [Дж/м³·Гц]:

$$W_{12}^{\text{инд}} = B_{12} \rho_{\nu}, \quad (4.1)$$

где коэффициент пропорциональности B_{12} называют коэффициентом Эйнштейна для индуцированного поглощения. Число фотонов внешнего излучения с частотой ν_{12} , поглощаемых квантовой системой в единицу времени будет равно:

$$N_{12}^{\text{погл}} = n_1 B_{12} \rho(\nu_{12}), \quad (4.2)$$

где n_1 – число атомов на уровне E_1 .

б) Спонтанное излучение атомами квантов электромагнитной энергии $h\nu$, происходящее при переходе их с верхнего уровня E_2 на нижний уровень E_1 . Это самопроизвольные квантовые переходы, которые могут происходить только сверху вниз. Их вероятность $W_{21}^{\text{спонт}}$ в единицу времени постоянна, не зависит от внешнего излучения и по определению равна:

$$W_{21}^{\text{спонт}} = A_{21}, \quad (4.3)$$

где величину A_{21} называют коэффициентом Эйнштейна для спонтанного излучения, величина которого определяется только параметрами атомных состояний, участвующих в переходе. Число спонтанных фотонов, излучаемых в единицу времени данной квантовой системой, равно:

$$N_{21}^{\text{спонт}} = n_2 A_{21}, \quad (4.4)$$

где n_2 - число атомов на уровне E_2 (как видим, здесь имеет место полная аналогия с явлением радиоактивного распада атомов).

Спонтанное излучение - результат случайного, не зависящего от каких-либо внешних воздействий и ничем не регулируемого распада возбуждённых состояний атомов, поэтому оно некогерентно. Именно процессы спонтанного излучения ответственны главным образом за тепловое излучение (см. п. 2).

Спонтанное излучение – принципиально квантовое явление, которое нельзя объяснить в рамках классической физики. Согласно законам последней, любая система, находящаяся в стационарном (устойчивом, метастабильном) состоянии, в котором она обладает

избытком энергии по отношению к некоторому другому состоянию, никогда самопроизвольно не переходит в него.

Так, кирпич, стоящий на горизонтальной поверхности с опорой на наименьшую свою грань, в отсутствие внешних возмущений будет находиться в этом положении бесконечно долго, хотя обладает значительным избытком потенциальной энергии по отношению к положению, в котором он опирается на самую большую грань. В микромире такая ситуация невозможна: любая микрочастица бесконечно долгое время может находиться только в основном состоянии, энергия которого равна наименьшему значению (из всех возможных значений энергии для этой микрочастицы).

в) Процесс индуцированного (вынужденного) излучения заключается в том, что атом, уже находящийся в верхнем состоянии E_2 , переходит в нижнее состояние E_1 не самопроизвольно, а принудительно. Такое явление происходит, если возбуждённый атом взаимодействует с фотоном, энергия которого $h\nu_{21} = E_2 - E_1$. При этом атом испускает фотон с такой же частотой ν_{21} , а состояние фотона, вызвавшего это испускание, остаётся неизменным.

Вероятность $W_{21}^{\text{инд}}$ индуцированных переходов в единицу времени пропорциональна спектральной объёмной плотности $\rho(\nu_{21})$ излучения, т. е. плотности поля фотонов с частотой ν_{21} :

$$W_{21}^{\text{инд}} = B_{21} \rho(\nu_{21}), \quad (4.5)$$

где B_{21} - коэффициент Эйнштейна для индуцированного излучения. Скорость индуцированного испускания света квантовой системой, равная числу излучённых ею за единицу времени фотонов, будет равна:

$$N_{21}^{\text{инд}} = n_2 B_{21} \rho(\nu_{21}), \quad (4.6)$$

где n_2 – число атомов на уровне E_2 .

Ключевым моментом процесса индуцированного излучения является то обстоятельство, что в каждом его акте испущенный фотон тождественен фотону, который инициировал распад данного возбуждённого состояния атома. Эти фотоны имеют одинаковые частоту, фазу, поляризацию и направление распространения. Другими словами, они неразличимы (тождественны).

На языке классической физики можно сказать, что электромагнитная волна, проходя рядом с возбуждённым атомом буквально «высасывает» из него энергию возбуждения, не изменяя

при этом никаких своих параметров, кроме амплитуды, квадрат которой, как известно, определяет энергию волны. Таким образом, в отличие от спонтанного излучения, индуцированное излучение когерентно по отношению к внешнему излучению, вызвавшему излучательные квантовые переходы.

Именно это обстоятельство делает возможным процесс усиления и генерации оптического излучения, подобно тому, как это происходит в случае с радиоволнами, с тем, однако, очевидным отличием, что в том и в другом случае используются совершенно разные физические принципы.

Понятия спонтанного и вынужденного испускания света впервые были введены Альбертом Эйнштейном ещё в 1916 г. на основе анализа закономерностей, связанных с излучением нагретых черных тел, находящихся в равновесии с этим излучением. Эйнштейн пришел к выводу, что должно существовать два различных процесса испускания света атомами и молекулами вещества.

Наряду с самопроизвольным испусканием должно существовать ещё и вынужденное (стимулированное) испускание под действием фотонов внешнего электромагнитного излучения. Эйнштейном же было постулировано, что вынужденно испущенные фотоны должны обладать теми же свойствами, что и вынуждающие. Прошло почти полвека, прежде чем физики убедились в правоте и прозорливости Эйнштейна и научились использовать свойства вынужденных квантовых переходов для важнейших практических применений.

Рассмотрим ещё некоторые важные особенности, присущие спонтанным и индуцированным переходам в рассматриваемой нами идеализированной двухуровневой квантовой системе.

Из самых общих физических соображений следует, что при достижении теплового (динамического) равновесия между системой и излучением (полем фотонов) число квантовых переходов вверх должно быть равно числу переходов вниз. Это означает, что должно выполняться следующее равенство (см. (4.2), (4.4) и (4.6)):

$$n_1 B_{12} \rho(\nu_{12}) = n_2 A_{21} + n_2 A_{21} B_{21} \rho(\nu_{21}). \quad (4.7)$$

Очевидно также, что в (4.7) $\rho(\nu_{12}) = \rho(\nu_{21}) = \rho(\nu)$, где $\nu = (E_2 - E_1)/h$ есть резонансная частота нашей квантовой системы. Будем считать, что равновесные населённости n_1 и n_2 уровней E_1 и E_2 при данной температуре подчиняются закону Больцмана. В этом случае значения n_1 и n_2 связаны следующим соотношением:

$$n_2/g_2 = n_1/g_1 \cdot \exp\{-(E_2-E_1)/kT\}, \quad (4.8)$$

где g_1 и g_2 - кратности вырождения (или статистические веса) уровней E_1 и E_2 , k – постоянная Больцмана.

Из (4.7) и (4.8) легко найти плотность равновесного электромагнитного излучения в рассматриваемой квантовой системе, т. е. установившуюся плотность фотонов с частотой $\nu = (E_2 - E_1)/h$ при данной температуре T :

$$\rho(\nu) = A_{21}/B_{21} \{g_1 B_{12}/g_2 B_{21} \cdot [\exp(E_2-E_1)/kT - 1]\}^{-1}. \quad (4.9)$$

Эйнштейн постулировал, что в любой квантовой системе, находящейся в тепловом равновесии с электромагнитным излучением, спектральная плотность излучения должна описываться формулой Планка для равновесного излучения абсолютно чёрного тела, которая, как известно, имеет вид:

$$\rho(\nu) = 8\pi \nu^2/c^3 \cdot h\nu \{ \exp(h\nu/kT) - 1 \}^{-1}. \quad (4.10)$$

Здесь следует отметить, что коэффициенты Эйнштейна были введены именно для случая равновесного теплового излучения, интенсивность которого одинакова по всем направлениям и медленно изменяется с частотой (длиной волны) (см. кривые на рис. 1).

В случае нашей идеализированной двухуровневой квантовой системы, являющейся, тем не менее, моделью реального лазерного перехода, зависимость интенсивности излучения от частоты выражается дельта-функцией, которую можно представить в виде одного резкого всплеска интенсивности в весьма узком интервале частот в области резонансной частоты. В соответствии с постулатом Эйнштейна, это обстоятельство в данном случае не имеет принципиального значения, так как фотоны нерезонансной частоты не могут взаимодействовать с системой, и их наличие или отсутствие ничего не меняет. Здесь нужно, однако, заметить, что указанного взаимодействия не будет лишь при не очень больших интенсивностях излучения. В противном случае возможно так называемое многофотонное взаимодействие. Например, двухфотонное, происходящее согласно равенству: $h\nu_1 + h\nu_2 = E_2 - E_1$, где ν_1 и ν_2 – частоты двух любых фотонов нерезонансного излучения.

Сравнивая выражения (4.9) и (4.10) с учётом постулата Эйнштейна, а также постулата Бора, т. е. условия $\nu = (E_2-E_1)/h$, получаем два очень важных соотношения, которые позволяют установить связь между коэффициентами Эйнштейна:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}, \quad (4.11)$$

$$A_{21} = 8\pi \nu^2/c^3 \cdot h\nu B_{21}. \quad (4.12)$$

Из равенства (4.11) следует, что для невырожденных уровней ($g_1 = g_2 = 1$) индуцированное поглощение и индуцированное излучение равновероятны. Напомним, что уровень энергии является невырожденным, если ему соответствует одно единственное состояние квантовой системы. Если нескольким различным состояниям системы соответствует один и тот же энергетический уровень, то число таких состояний называется кратностью вырождения этого уровня. В свою очередь, каждое из таких состояний называют вырожденным по энергии (с той же кратностью вырождения). Например, в поле сил тяжести состояние тела в форме куба (шесть граней), лежащего на горизонтальной поверхности, шестикратно вырождено по энергии.

Из соотношения (4.10) следуют, что, во-первых, вероятность спонтанного излучения пропорциональна коэффициенту Эйнштейна для индуцированного излучения, и, во-вторых, она растёт пропорционально кубу частоты излучения. И действительно, спонтанное излучение слабо проявляется в радиодиапазоне, однако в оптической и рентгеновской областях спектра оно играет очень важную роль (см. п.11).

Выражение (4.7), с учётом (4.8), (4.11) и (4.12), можно переписать следующим образом:

$$W^{\text{изл}} = [8\pi \nu^2/c^3 \cdot h\nu + \rho(\nu)] \cdot B_{21}, \quad (4.13)$$

где $W^{\text{изл}}$ - полная вероятность излучения фотона в единицу времени для одного атома. Принципиально важный момент, содержащийся в выражении (4.13), заключается в том, что индуцированные и спонтанные переходы связаны друг с другом: если в данной квантовой системе нет спонтанного излучения, то в ней не может быть и вынужденного излучения, и наоборот.

Однако с практической точки зрения наиболее важным для лазеров свойством квантовых переходов является прямая пропорциональность индуцированных переходов плотности энергии индуцирующего излучения. При этом одинаково важны как индуцированные переходы вверх (поглощение), так и индуцированные переходы вниз (излучение). В то же время, без спонтанного излучения были бы возможны разве что квантовые

усилители оптического излучения, но не квантовые генераторы – лазеры.

Мы не рассмотрели ещё один чрезвычайно важный и сложный тип квантовых переходов, которые называются неоптическими или безызлучательными переходами (на рис.1 они показаны волнистой линией).

Эти переходы не сопровождаются излучением электромагнитных волн. Возбуждённые атомы или молекулы, взаимодействуя с другими частицами, могут отдавать им свою избыточную энергию (полностью или частично). Эта энергия, в свою очередь, может быть испущена другой частицей в виде кванта электромагнитной энергии (фотона), или перейти в энергию её поступательного, колебательного или вращательного движения, в зависимости от вида среды (газ, жидкость, твёрдое тело) и от вида взаимодействующих частиц.

Хотя на рис.1 показан безызлучательный переход только с верхнего энергетического уровня на нижний уровень, однако в каждом случае он с той же вероятностью может происходить и в обратном направлении. В квантовой механике доказывается весьма общее утверждение, которое можно сформулировать так: если между двумя состояниями (уровнями энергии) возможен переход в одном направлении, то он с той же вероятностью возможен и в обратном направлении. Это утверждение играет весьма важную роль в квантовой и в классической физике и носит название принципа детального равновесия.

В работе лазера принимают участие все описанные выше квантовые переходы. Причём каждый из них в том или ином лазере, или на различных этапах работы одного и того же лазера, может играть как положительную (полезную), так и отрицательную роль. Так, спонтанное излучение во всех лазерах исполняет роль исходного (затрапочного) излучения, которое совершенно необходимо для возникновения процесса генерации. За сам же процесс генерации ответственно исключительно индуцированное излучение, а спонтанное излучение на этом этапе играет уже отрицательную роль, во-первых, уменьшая число возбуждённых атомов, и, во-вторых, ухудшая когерентность лазерного излучения (если спонтанно излучённый фотон совпадает по направлению распространения с лучом лазера).

Безызлучательные переходы, происходящие как сверху вниз, так и снизу вверх, также играют весьма важную и конкретную роль в работе практически любого лазера (они не происходят только в изолированных атомах). Особенно велика роль безызлучательных переходов, т. е. обмена энергией между квантовыми частицами в газовых, химических и газодинамических лазерах. Так, например, атом неона, ответственный за излучение гелий-неонового лазера, возбуждается преимущественно путём безызлучательной передачи ему энергии от возбуждённого электронным ударом атома гелия.

В заключение этого параграфа ещё раз подчеркнём физическое содержание самого важного принципа, на котором основана работа всех без исключения лазеров, - принципа индуцированного излучения. Главное физическое одержание этого принципа, целиком и полностью определяющее его практическую ценность, заключается в том, что индуцированные фотоны всегда тождественны индуцирующим фотонам.

5.ИНВЕРСНЫЕ СРЕДЫ

Из формул (4.2) и (4.6) следует, что отношение числа $N_{21}^{\text{изл}}$ вынужденно излучённых квантовой системой фотонов к числу $N_{12}^{\text{погл}}$ поглощённых ею фотонов с энергией $h\nu = E_2 - E_1$ определяется только отношением числа частиц, находящихся в состояниях с энергиями E_2 и E_1 :

$$N_{21}^{\text{изл}} / N_{12}^{\text{погл}} = n_2 / n_1, \quad (5.1)$$

что является следствием равновероятности вынужденных квантовых переходов сверху вниз и снизу вверх (см. (4.11)). Теперь обратим внимание на фундаментальный факт, выражаемый законом Больцмана (см. (4.8)), из которого следует, что при $E_2 > E_1$ отношение (5.1) меньше единицы, т. е. всегда $n_2 < n_1$, так как абсолютная температура всегда неотрицательна.

Отметим, что здесь мы полагаем, что уровни с энергиями E_2 и E_1 имеют примерно одинаковые кратности вырождения, т. е. $g_1 \approx g_2$ (см.(4.11)), что обычно и имеет место для лазерных уровней энергии. Однако даже детальный учёт статистических весов уровней энергии принципиально ничего не меняет: n_2 всегда будет меньше n_1 .

Подсчитаем, в соответствии с формулой Больцмана, как велико различие населённостей уровней E_2 и E_1 , ответственных за излучение, например, видимого света, среднюю энергию фотонов которого примем равной $\approx 2,5$ эВ. При $T \approx 300\text{К}$ энергия $kT \approx 0,025$ эВ и отношение $(E_2 - E_1)/kT \sim 100$. Тогда из (4.8) следует, что $n_2/n_1 \sim e^{-100} \approx 10^{-43} \rightarrow 0$.

Это означает, что при комнатных температурах в любом веществе число атомов, способных излучать фотоны видимого света, практически равно нулю, т. е. атомы могут только поглощать падающее на них излучение. Лишь для уровней энергии с $(E_2 - E_1)/kT \leq 1$, ответственных за инфракрасное и микроволновое излучение значения n_2 и n_1 могут быть близки по порядку величины, однако и в этом случае число актов поглощения фотонов существенно превышает число актов их излучения.

Только в случае равенства $n_2 = n_1$ интенсивность вынужденного излучения сравнивается с интенсивностью поглощения, в результате чего вещество станет прозрачным для резонансного излучения. Это явление, заключающееся в уменьшении поглощения веществом излучения по мере увеличения его интенсивности, и заканчивающееся полным прекращением поглощения при очень большой интенсивности излучения, называется эффектом насыщения (или эффектом просветления), который играет весьма важную роль в квантовой электронике.

Эффект насыщения был первым нелинейным оптическим эффектом, с которым столкнулась классическая (линейная) оптика сразу после появлением лазеров. Под «линейностью» здесь следует понимать независимость свойств среды (вещества) от интенсивности электромагнитного излучения (света), распространяющегося в этой среде. Оказалось, что эта независимость в действительности имеет место лишь при сравнительно небольших (долазерных) интенсивностях излучения.

Хотя коэффициент поглощения действительно уменьшается с ростом интенсивности излучения и может стать даже равным нулю (эффект насыщения), однако, как показывает опыт, сам по себе, т. е. только под действием внешнего излучения, он не может стать отрицательным, что означало бы, в соответствии с законом Бугера, усиление интенсивности проходящего излучения.

Таким образом, при взаимодействии излучения с двухуровневой квантовой системой возможно только достижение равенства населённостей верхнего и нижнего уровня (при сколь угодно большой интенсивности излучения.), что является следствием принципа детального равновесия.

Чтобы в квантовой системе, которой, в принципе, является любое тело (или среда, под которой здесь понимается часть пространства, заполненного веществом), процессы излучения фотонов преобладали над процессами их поглощения, необходимо каким-то образом обратить ситуацию, т. е. сделать $n_2 / n_1 > 1$. Вещество, в котором достигнуто такое состояние, называют веществом (телом, средой) с инверсной населённостью уровней энергии или просто - инверсной средой (от лат. *inversio* – переворачивание). Очевидно, что для создания и квантовых усилителей, и лазеров необходимо иметь в распоряжении именно такие инверсные среды (их ещё называют усиливающими или активными средами).

Необходимо сразу сказать, что абсолютно невозможно создать инверсию населённостей для всех (или хотя бы для значительного числа) уровней энергии атомов или молекул в данном теле. Это было бы равносильно тому, как если бы температура вещества стала отрицательной, поскольку в формуле Больцмана (4.8) только при $T < 0$ показатель экспоненты становится положительным, т. е. достигается $n_2 > n_1$.

Очевидно также, что вследствие эффекта насыщения невозможно достичь состояния инверсии в двухуровневой квантовой системе. Однако в системах со многими уровнями, благодаря тому же эффекту насыщения, для некоторых пар уровней энергии это вполне удаётся сделать. Оказывается, что насыщение резонансного перехода с большей энергией, может вызвать инверсию населённостей уровней другого перехода с меньшей энергией. Именно это обстоятельство и используется для достижения инверсного состояния рабочего тела в большинстве лазеров.

Из вышесказанного следует, что как создание, так и поддержание длительное время состояния вещества с инверсной населённостью для какой либо пары уровней неизбежно требует затрат энергии, существенно больших, чем это могло бы быть необходимо. Почти во всех лазерах потери энергии на создание инверсии весьма велики, поэтому их к. п. д., за редкими

исключениями, низкие - от долей процента до порядка нескольких процентов.

Процесс создания инверсной населённости уровней в рабочем теле лазера называется накачкой. В различных лазерах используются различные способы (или системы) накачки. Чаще всего накачка осуществляется одним из перечисленных ниже способов.

а) - за счет поглощения света (оптическая накачка). Наиболее успешно этот вид накачки используется в твердотельных (на кристаллах и стеклах) лазерах и в лазерах на красителях. Заметим, что при оптической накачке энергия соответствующего перехода, насыщаемого светом накачки, всегда значительно превышает энергию лазерного перехода (на котором создаётся инверсия). Отсюда следует, что частота излучения накачки должна быть больше частоты излучения лазера, т. е. длина волны излучения накачки всегда короче длины волны лазера.

б) - за счёт энергии поступательного движения свободных электронов, испытывающих неупругие столкновения с атомами и молекулами газовой среды, при которых энергия электронов идет на возбуждение этих атомов или молекул. Свободные электроны могут создаваться и разгоняться до нужных скоростей разными способами, например, с помощью электрического разряда, или в виде пучка электронов, выходящего из ускорителя.

в) - путём передачи энергии активным (излучающим) атомам рабочего тела лазера при неупругих столкновениях их с возбужденными атомами или ионами вспомогательного газа (гелий в неон-гелиевом лазере) в результате чего энергии возбуждения передаётся активным атомам (неон). В большинстве случаев для достижения высокой эффективности передачи энергии необходимо обеспечивать резонансный характер таких столкновений.

г) - в результате осуществления специально подобранных (экзотермических) химических реакций (химическая накачка), при которых значительная часть молекул (продуктов реакции) оказывается в возбужденном состоянии (см. п.10).

д) - за счет нагрева газа (тепловая накачка) при его адиабатическом (быстром) расширении. При этом инверсия состояния молекул газа достигается благодаря существенно разным длительностям времён релаксации верхнего и нижнего энергетических уровней молекул, ответственных за лазерный переход. Такой способ накачки осуществляется в газодинамических лазерах.

Обычно для оптической накачки используются специальные импульсные газоразрядные лампы, наполненные тем или иным инертным газом. Мощный импульс яркого белого света этих ламп возникает при разряде через них заряженной до высокого напряжения (обычно до (2-5)кВ) батареи электрических конденсаторов. Особенно эффективны (по светоотдаче) криптоновые и ксеноновые лампы.

Однако эффективное использование света, генерируемого лампами-вспышками, часто осложняется тем, что спектры активного, т. е. связанного с накачкой поглощения многих лазерных кристаллов плохо совпадают со спектром наиболее интенсивных линий излучения газоразрядных импульсных ламп. В связи с этим, разработаны и используются различного рода специальные лампы с требуемыми спектрами излучения (большой частью за счёт эффекта сенсibilизации люминесценции).

В последнее время для оптической накачки некоторых типов активных сред стали также широко использоваться полупроводниковые инжекционные лазеры, которые обеспечивают существенное увеличение к. п. д. твердотельных лазеров.

Вне зависимости от способа накачки, трудности создания инверсной населённости резко возрастают при переходе к активным средам, лазерные переходы которых обеспечивают генерацию коротковолнового оптического излучения, особенно при продвижении к ультрафиолетовому и рентгеновскому диапазонам. Это обусловлено резким возрастанием интенсивности спонтанного излучения, так как вероятности спонтанных переходов растут пропорционально кубу частоты (см. (4.12)), вследствие чего времена жизни атомов и ионов на возбужденных уровнях резко уменьшаются. На рентгеновских переходах это время уменьшается уже до величин $\sim (10^{-12}-10^{-15})$ сек. Для того чтобы успеть за это время создать значительную инверсию заселенностей, необходимо использовать специальные способы накачки, связанные, например, с применением мощных взрывчатых веществ или сверхкоротких и сверхмощных импульсов лазеров длинноволнового диапазона.

В настоящее время ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, направленные на решение проблемы усиления света без создания инверсии населённостей. Идея такого решения основана на явления квантовой интерференции атомных состояний, которую в некоторых случаях можно осуществить при воздействии на вещество достаточно интенсивным

когерентным оптическим излучением. При этом можно добиться различия вероятностей квантовых переходов между интерферирующими состояниями атомов так, чтобы в некоторый момент времени (при достижении определённых условий) взаимодействие излучения с такими атомами сопровождалось бы преимущественно процессами вынужденного испускания, а вынужденное поглощение подавлялось бы. Создание эффективного механизма управления вероятностями квантовых переходов и позволило бы получить эффект усиления света без предварительного создания инверсии населённостей.

6. ОПТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАТОР В ЛАЗЕРЕ

Наличие инверсной среды является необходимым, но недостаточным условием для создания лазера. Непосредственно такую среду можно использовать лишь для усиления света, частота которого совпадает с частотой перехода между инверсными уровнями.

В этом случае при вхождении усиливаемого луча света в инверсную среду каждый его фотон вызовет “цепную реакцию” размножения тождественных ему фотонов. По мере продвижения луча света вглубь среды интенсивность его будет экспоненциально нарастать, достигая на выходе из инверсной среды некоторого значения, определяемого длиной среды и коэффициентом усиления. При этом выходящий луч будет когерентен с входящим лучом, т. е. ничем, кроме как большей интенсивностью, не будет от него отличаться. Если в среде за счёт энергии источника накачки инверсная населённость будет поддерживаться постоянной, то мы получим практически идеальный усилитель света.

Чтобы превратить такой усилитель в генератор, необходимо создать так называемую положительную обратную связь между выходом усилителя и его входом. Другими словами, надо определённую часть выходящего из усилителя луча света подать на его вход. Тогда отпадёт необходимость во входном (усиливаемом) луче, и мы получим генератор света. Однако в данном случае при выключении такого генератора, чтобы запустить его вновь, необходимо снова начинать с усилителя. В настоящем генераторе источник генерируемого излучения должен находиться внутри (в

«недрах») самого генератора. В радиотехнических генераторах таким источником являются случайные шумовые напряжения, всегда имеющиеся в любой электрической цепи, а в лазерах - спонтанное излучение атомов и молекул.

Рассмотрим конкретную инверсную среду, например, рубиновый стержень - рабочее тело рубинового лазера. По всему объёму стержня более или менее равномерно распределены активные центры – возбужденные атомы хрома, каждый из которых может спонтанно или вынужденно излучить фотон красного света. Первый же спонтанно испущенный фотон вызовет в направлении своего распространения нарастающий поток (лаvinу) тождественных ему вынужденно излучённых фотонов. Этот поток раньше или позже (в зависимости от ориентации своего направления распространения относительно стержня) выйдет из рубина. Такая же история повторится и с любым другим спонтанно испущенным фотоном. Поскольку спонтанное излучение изотропно, т. е. равновероятны все направления распространения спонтанно испущенных фотонов, то рубиновый стержень будет излучать некогерентный свет во все стороны почти одинаково (лишь потоки излучения, выходящие из торцов стержня вдоль его оси, будут заметно интенсивнее).

Чтобы получить направленное и когерентное излучение, т. е. лазерный луч, необходимо “снять” инверсную населённость рубинового стержня с помощью - в идеальном случае – одного первичного фотона. Это можно, в принципе, сделать, если в промежутке времени между излучением первого и второго спонтанных фотонов «заставить» каким то образом первый фотон, вместе с лавиной индуцированных им фотонов, многократно «пробежать» вдоль оси рубинового стержня по всему его объёму.

С некоторым приближением достичь этого можно, если поместить рассматриваемый рубиновый стержень между двумя плоскими параллельными зеркалами, перпендикулярными оси стержня. Эти зеркала образуют так называемый "открытый резонатор" и за счёт того, что часть излученной активным веществом (рубином) энергии отражается от зеркал и опять возвращается в активное вещество, они и осуществляют положительную обратную связь, необходимую для работы любого генератора.

В этом случае вследствие многократного отражения от зеркал усиливаться преимущественно будут только спонтанно родившиеся фотоны, направление распространения которых перпендикулярно

плоскости зеркал. Другие же лавины фотонов, как и в случае без зеркал, быстро выходят за пределы рубинового стержня.

Если одно из зеркал будет частично пропускать свет, то через него будет выходить направленный поток фотонов перпендикулярно плоскости зеркал. При правильно подобранной величине пропускания выходного зеркала, строгой параллельности зеркал друг другу и точной ориентации продольной оси рубинового стержня относительно зеркал, такая обратная связь может оказаться настолько эффективной, что потерями на излучение “вбок” можно будет пренебречь по сравнению с излучением, выходящим через зеркала. На практике это действительно удается сделать.

Такую схему обратной связи, реализуемую в простейшем случае двумя плоскими зеркалами, называют оптическим резонатором, и именно этот тип резонатора используется в большинстве существующих лазеров.

Однако обеспечения только положительной обратной связи ещё недостаточно для превращения усилителя в генератор. Активное (усиливающее) вещество, помещённое в оптический резонатор, будет генерировать направленное когерентное излучение лишь в том случае, если выполнить ряд условий, необходимых для самовозбуждения генерации. В конечном итоге они сводятся к тому, чтобы усиление излучения за один проход резонатора превышало потери, достичь чего оказывается возможным только при определённом сочетании свойств резонатора, характеристик инверсной среды и мощности накачки.

Например, на практике трудно изготовить зеркало оптического резонатора так, чтобы потери света при отражении от него были меньше 1%. Так как одно из двух зеркал должно быть частично прозрачным, то потери в резонаторе, определяемые произведением коэффициентов отражения зеркал, могут быть достаточно большими. Это обстоятельство требует достижения определённых минимальных значений коэффициента усиления и мощности накачки, рост которых, в свою очередь, увеличивает потери в инверсной среде.

Следует также отметить, что система из двух параллельных зеркал не только осуществляет обратную связь (путём возврата отраженного от зеркал излучения в активное вещество), но и обладает резонансными свойствами, т.е. играет в лазере ещё и ту роль, которую в обычных радиотехнических генераторах играет колебательный контур.

В простейшем случае условие резонанса в резонаторе, образованном плоскими зеркалами, заключается в том, что на длине резонатора должно укладываться целое число полуволн. Волна, удовлетворяющая такому условию, называется продольной модой резонатора. Она представляет собой стоячую электромагнитную волну, запертую между зеркалами открытого резонатора. Это напоминает стоячую волну в струне с закрепленными концами.

Если расстояние между зеркалами резонатора равно L , то из условия $n \cdot \lambda/2 = L$ легко найти, что собственная частота n -ой моды резонатора равна $\nu_n = n \cdot c / 2L$, где c – скорость света, а n – целое число. Так как длина резонатора обычно составляет несколько десятков сантиметров, т. е. $\lambda \ll L$, то этому условию одновременно может удовлетворять много мод.

С другой стороны, частота каждой такой моды должна находиться внутри контура спектральной линии спонтанного излучения активного вещества, помещенного внутрь резонатора, так как только в этом случае мода будет усиливаться. На практике это условие всегда выполняется, поскольку в оптическом диапазоне ширина контура линий спонтанного излучения (люминесценции) атомов и молекул в газах и, особенно в конденсированных средах всегда во много раз больше так называемой естественной ширины линии, составляющей величину $\sim (10^8 - 10^9)$ Гц. (Напомним, что естественная ширина $\Delta\nu_{\text{ест.}}$ спектральной линии определяется длительностью Δt спонтанного высвечивания отдельного атома без учёта различных механизмов уширения линий - $\Delta\nu_{\text{ест.}} \sim 1/\Delta t$.)

Таким образом, лазер практически никогда не генерирует на одной частоте. Это обстоятельство согласуется с положением о том, что невозможно получить идеальную монохроматическую волну, обладающую конечной энергией. Спектр излучения лазера всегда состоит из ряда узких (квазимонохроматических) линий (мод), число и ширина которых определяются свойствами инверсной среды и свойствами резонатора. Например, для газового лазера с длиной резонатора порядка 100 см, расстояние между ближайшими модами составляет $\sim 10^8$ Гц при ширине отдельных линий $\sim 10^5$ Гц.

Другими словами, генерация лазера с обычным резонатором всегда происходит одновременно на нескольких (многих) модах (иногда называемых также типами колебаний резонатора), для которых в пределах ширины линии резонансного перехода инверсной

среды ещё обеспечиваются достаточно большие значения коэффициента усиления. В результате интерференции этих мод и формируется луч лазера, выходящий из резонатора.

Если генерируется только одна продольная мода, то мы имеем дело с так называемым одномодовым лазером, дающим излучение с максимальной степенью монохроматичности. Однако для того, чтобы лазер работал в одномодовом режиме, т. е. излучал одну квазимонохроматическую волну, необходимо, как правило, принимать специальные меры, часто весьма не простые. Стабилизация частоты излучения лазера – сложная задача. Практически на этом пути удаётся добиться стабильности $\sim (10^4 - 10^5)$ Гц, что в тысячи раз меньше естественной ширины спектральной линии. (Отметим, что в долазерной оптике получение излучения с естественной шириной линии считалось принципиально невозможным.)

Рекордные значения ширин спектральных линий лазерного излучения, которые к настоящему времени удалось достичь в специальных экспериментах, составляют величины $\sim (10^{-7} - 10^{-8}) \cdot \Delta\nu$, где $\Delta\nu$ - ширина самых узких линий спонтанного излучения, наблюдаемых в природе. Отметим, что не только получение таких спектральных линий, но и измерение их ширин в каждом конкретном случае представляет собой сложнейшую научную и экспериментальную задачу.

Оптический резонатор влияет не только на спектр излучения, но и на величину угла расходимости лазерного луча. В общем случае, чем больше длина резонатора, тем меньше расходимость выходящего из него лазерного излучения. К настоящему времени в газовых лазерах достигнуты углы расходимости луча $\sim 10^{-5}$ радиан, что соответствует нескольким угловым секундам. (Напомним, что расходимость луча электромагнитного излучения в любом случае не может быть меньше так называемой дифракционной расходимости, для которой угол расходимости $\varphi_{\text{расх}} \approx \lambda / D$, где λ – длина волны излучения, D – диаметр луча.)

Таким образом, оптический резонатор одновременно играет в лазере несколько очень важных ролей. Он обеспечивает обратную связь, определяет спектр излучения (в области частоты резонансного перехода лазера) и его пространственную направленность. Отметим ещё, что резонатор влияет также на энергетические и временные (в

импульсных лазерах) параметры лазерного луча, однако эти вопросы мы здесь рассматривать не будем.

Из приведенных выше описаний явления индуцированного излучения (п.4), свойств инверсных сред (п.5) и оптических резонаторов (см. настоящий параграф) видно, что работа лазеров основана на трёх фундаментальных принципах, которые были установлены и сформулированы в различных областях физики.

Первый из этих принципов – принцип индуцированного (вынужденного) излучения был сформулирован А. Эйнштейном в 1917 году при рассмотрении им условий термодинамического равновесия между излучением и веществом на основе квантовой теории теплового некогерентного излучения, созданной М. Планком в 1905г.

Второй принцип, сформулированный советским физиком В. А. Фабрикантом в 1939 г., относился к процессам излучения света термодинамически неравновесными системами, и заключался в утверждении того, что можно создать такую среду, которая будет не поглощать, а когерентно усиливать проходящий через неё свет (речь шла о плазме с инверсной населённостью энергетических уровней ионов). Однако впервые этот принцип был использован для создания не генераторов света (лазеров) и не на плазме, а генераторов радиоволн (мазеров) на молекулах аммиака (см. п.1).

Наконец, третий принцип, имеющий радиофизическое происхождение, заключается в использовании положительной обратной связи для превращения инверсной (усиливающей) среды в самостоятельную автоколебательную систему, способную генерировать электромагнитные волны в оптической области спектра. Устройство, реализующее эту идею, было названо оптическим резонатором, который, в сущности, есть не что иное, как разновидность уже давно (с 1899г.) использовавшегося в оптике прибора, известного как интерферометр Фабри – Перо. И сегодня интерферометры Фабри – Перо, как спектральные приборы высокого разрешения, широко используются в лазерной оптике.

7. ЛАЗЕР НА РУБИНЕ

Лазерный рубин представляет собой прозрачный корунд $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, называемый также лейкосапфиром, в который добавлено по

весу $\approx 0,05\%$ Cr_2O_3 . Ионы Cr^{3+} изоморфно входят в решётку корунда, замещая примерно каждый 2000-ный ион Al^{3+} ионом Cr^{3+} . Благодаря этим ионам рубин имеет розовый цвет, так как они весьма интенсивно поглощают видимый свет в сине-зелёной области спектра, т. е. и отражается от рубина, и проходит через него преимущественно красный свет.

Сапфир является полупроводником с широкой запрещённой зоной ($\Delta E_g \approx 6\text{эВ}$). Оптические уровни энергии примесных ионов хрома расположены как раз в этой запрещённой зоне, вследствие чего рубин как кристалл обладает уникальными оптическими и фотоэлектрическими свойствами.

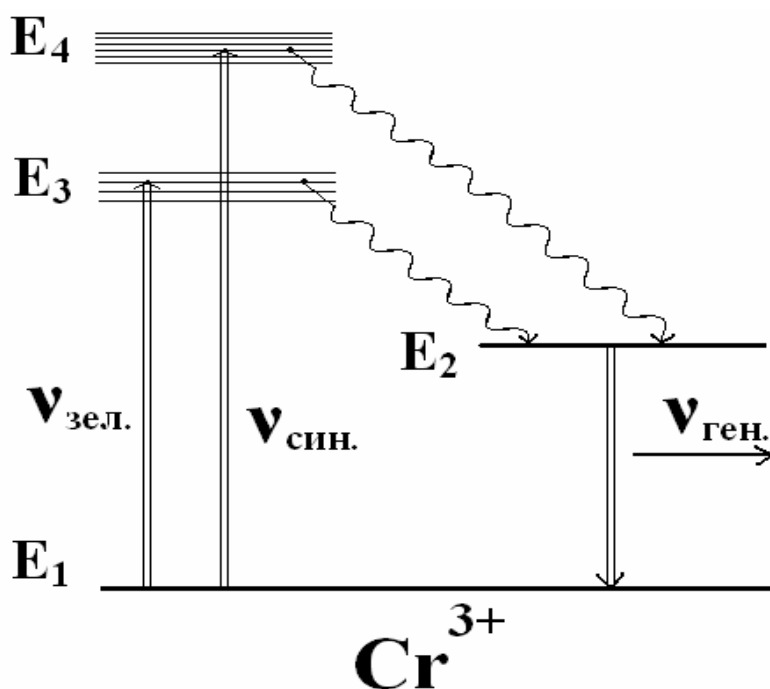


Рис.3

На рис. 3 приведена упрощённая схема уровней ионов хрома в рубине, на которой показаны также основные квантовые переходы, происходящие в рубиновом лазере в процессе его накачки и генерации. Обычно рубиновый лазер накачивается белым светом импульсных ламп. В этом случае собственно в накачку рубина уходит не более 15% всей энергии света ламп, т. е. поглощается преимущественно зелёный и синий свет (это наиболее выгодный с точки зрения к. п. д. спектральный состав света накачки рубинового

лазера). При этом ионы хрома из основного уровня E_1 переходят на два широких уровня E_3 и E_4 (полосы поглощения зелёного и синего света, см. рис.3). Из этих уровней за время $\sim (10^{-7} - 10^{-9})$ сек они безызлучательно переходят на уровень E_2 , при этом вся избыточная энергия идёт на нагрев кристалла. Уровень E_2 является особым уровнем, так как на нём каждый ион хрома может находиться весьма большое по атомным масштабам время - в среднем $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ сек., поэтому этот уровень называют метастабильным.

На уровне E_2 и происходит накопление возбуждённых ионов хрома. Если интенсивность поглощаемого сине-зелёного света достаточно велика, то возникает инверсная населенность между метастабильным уровнем E_2 и основным (невозбуждённым) уровнем E_1 , на котором (при отсутствии внешнего возбуждения) ионы Cr^{3+} могут находиться бесконечно долго.

Следует подчеркнуть, что при любой мощности накачки рубина инверсия населённости между основным уровнем E_1 и каждым из уровней E_3 и E_4 не может быть достигнута из-за эффекта насыщения (см. п.5). Такая же ситуация в канале накачки имеет место во всех без исключения лазерах.

Излучательные переходы с уровней E_3 и E_4 на основной уровень E_1 не запрещены, но их вероятность очень мала по сравнению с вероятностями безызлучательных переходов с этих уровней на метастабильный уровень. В то же время, спонтанные излучательные переходы с метастабильного уровня на основной уровень практически запрещены, точнее говоря, они происходят с очень малой скоростью. По этой причине уровень E_2 и является метастабильным (почти фосфоресцирующим). Время спонтанного высвечивания возбуждённых ионов хрома в рубине может достигать сотых долей секунды. Однако это обстоятельство не мешает очень быстрому (вплоть до наносекунд) опустошению метастабильного уровня за счёт вынужденного излучения, т. е. генерации лазерного излучения при квантовых переходах $E_2 \rightarrow E_1$ с длиной волны $\lambda = 694,3$ нм.

В мощных рубиновых лазерах используются круглые стержни диаметром 2-3 см длиной до 30см. Накачка таких рубиновых стержней осуществляется несколькими мощными ксеноновыми лампами. При этом в энергию генерации «уходит» в среднем

$(0,2-0,3)\text{Дж с 1см}^3$ объема рубина. При плотностях световой энергии $\sim 10\text{Дж/см}^3$ происходит тепловое разрушение рубина.

Резонатор рубинового лазера может быть выполнен как с помощью выносных зеркал, так и с помощью зеркал, расположенных непосредственно на торцах рубинового стержня. В этом случае их тщательно полируют, обеспечивая при этом строгую параллельность торцов друг другу, а затем наносят на них отражающие покрытия. Одно из зеркал – полностью отражающее ("глухое"), другое – частично прозрачное, чтобы выпускать излучение. (В п.6 мы уже рассматривали подробно процесс возникновения и развития генерации в рубиновом лазере.)

Длительность лазерного импульса рубинового лазера в режиме так называемой свободной генерации (без какого-либо управления добротностью резонатора) одного порядка с длительностью импульса света накачки ($\tau \approx 10^{-3}\text{с}$). Энергия импульса рубинового лазера обычно составляет величину $\sim (1-10)$ Дж.

В рубиновых лазерах с управляемым уровнем потерь излучения в резонаторе, когда, например, выходное зеркало начинает «выпускать» излучение из резонатора в момент достижения максимальной инверсии населенностей и, следовательно, максимального усиления активной среды, длительность импульса лазерного излучения уменьшается до $(10-30)$ нс. В этом случае мощность импульса лазерного света будет чрезвычайно велика, так как инверсия населенностей уровней ионов хрома «снимается» вынужденным излучением за очень короткое время. Энергия импульса останется примерно на том же уровне, что и в режиме свободной генерации, но, вследствие сокращения в сотни и тысячи раз длительности импульса, также в сотни и тысячи раз возрастает мощность излучения, достигая значений $\sim 10^8\text{Вт}$ и более.

8. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Полупроводниковые лазеры занимают особое место в квантовой электронике, отличаясь от всех прочих лазеров рядом важных особенностей. С физической точки зрения, главная причина этих особенностей заключается в механизме спонтанного излучения, т. е. в механизме люминесценции веществ, называемых полупроводниками. Этот механизм обусловлен не квантовыми переходами между дискретными состояниями энергии атомов и молекул, а переходами

между широкими энергетическими зонами разрешённых значений энергии электронов в кристалле, разделённых не менее широкими зонами запрещённых значений энергии всё тех же электронов.

Механизм люминесценции полупроводников есть излучательная рекомбинация электронов и дырок. Рекомбинацией электронов и дырок называют процесс перехода электрона из зоны проводимости в валентную зону, в результате чего происходит исчезновение пары носителей заряда электрон проводимости – дырка и выделение избытка энергии. Этот избыток энергии может выделиться непосредственно либо в виде фотона электромагнитного излучения (излучательная рекомбинация), либо в виде энергии, идущей на возбуждение колебаний решётки кристалла, т. е. на нагрев кристалла (безызлучательная рекомбинация). Для создания полупроводниковых лазеров годятся только те полупроводники, у которых доминируют процессы излучательной рекомбинации.

Важно отметить, что принцип индуцированного излучения применим к переходам электронов зона проводимости – валентная зона точно так же, как и к квантовым переходам между дискретными уровнями энергии атомов и молекул.

Другая особенность полупроводниковых лазеров, отличающая их от остальных твёрдотельных лазеров, заключается в хорошей электропроводности полупроводников. Это позволяет осуществлять накачку полупроводниковых лазеров непосредственно электрическим током, т. е. прямо преобразовывать электрическую энергию в энергию лазерного излучения. Этим обстоятельством и объясняются высокие значения к.п.д. этих лазеров.

Для создания полупроводниковых лазеров используются, прежде всего, свойства р-п-перехода. Простейший лазер на р-п-переходе представляет собой полупроводниковый диод, у которого две плоскопараллельные поверхности кристалла, перпендикулярные р-п-переходу, образуют оптический резонатор. Инверсия электронно-дырочных пар, т. е. их более высокая концентрация по сравнению с равновесной, достигается пропусканием прямого тока через диод.

Наиболее эффективными для полупроводниковых лазеров оказались гетероструктуры (неоднородные структуры), у которых излучающий р-п-переход заключен между несколькими другими р-п-переходами, играющими очень важные вспомогательные роли, что позволяет при одинаковом токе накачки достичь существенно больших концентраций электронно-дырочных пар.

Первые лазерные диоды были разработаны еще в 1962 году. Однако потребовалось более десяти лет, чтобы поднять температуру их функционирования от температуры жидкого азота до комнатных температур.

Типичные линейные размеры области излучения полупроводниковых лазеров составляют (1–100) мкм, а длины резонаторов - ~ 250 мкм. В одном р-п-переходе может быть достигнута выходная мощность до ~ 10 Вт.

При увеличении мощности появляются серьёзные проблемы с отводом тепла от р-п-перехода и, кроме того, может разрушиться сам кристалл. Несмотря на эти проблемы, с помощью специальных диодных матриц в лабораторных условиях удаётся получить выходную мощность до ~ 1 кВт.

Эффективность полупроводникового лазера может достигать более 50%, номинальная эффективность составляет $\sim 30\%$. Это значит, что при выходной мощности ~ 3 Вт полупроводниковый лазер потребляет ~ 10 Вт, т. е. мощность ~ 7 Вт поглощается в форме тепла, которое нужно отводить от кристалла. В противном случае существенные температурные изменения могут стать причиной сдвига длины волны, на которой излучает диод, потери эффективности или разрушения полупроводника.

Современные полупроводниковые лазеры по длинам волн генерируемого излучения перекрывают весь видимый диапазон и большую часть инфракрасного диапазона. Однако создание высокоэффективных полупроводниковых ИК-лазеров, работающих в непрерывном режиме при комнатных температурах, наталкивается на значительные трудности. Главная из них заключается в том, что в длинноволновой области преимущественную роль играют процессы безызлучательной рекомбинации электронов и дырок, что приводит к усиленному нагреву полупроводника и к срыву генерации.

Особенно важны полупроводниковые ИК-лазеры в диапазоне длин волн 2-5 мкм, где находятся полосы поглощения многих токсичных промышленных газов. Такие ИК-лазеры широко используются как элементы газоанализаторов для оперативного химического контроля атмосферы. Очень важны для различных практических применений, в том числе и в медицине ИК-лазеры, генерирующие излучение в окнах прозрачности атмосферы (длины волн (3,5-5) мкм и (8-13) мкм).

9. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Важнейшее отличие газовых лазеров от всех других лазеров заключается в том, что концентрация активных (излучающих) частиц (атомов, молекул) в их рабочих телах на шесть-семь порядков ниже, чем в твердотельных, полупроводниковых и жидкостных лазерах. Это обстоятельство как позитивным, так и негативным образом сказывается на всех характеристиках и свойствах газовых лазеров. Во-первых, газовые среды могут быть прозрачными во всей оптической части спектра электромагнитного излучения – начиная от вакуумной ультрафиолетовой области ($\lambda \approx 200\text{нм}$) до далёкой инфракрасной области ($\lambda \sim 1\text{мм}$). Поэтому газовые лазеры работают в широчайшем спектральном диапазоне, соответствующем изменению длины волны излучения почти на четыре порядка.

Во-вторых, газовые среды значительно более однородны и оптически менее плотны по сравнению с твёрдыми телами и жидкостями, и свет в них рассеивается и искажается в меньшей степени. Это позволяет достичь дифракционного предела для величины угла расходимости луча газовых лазеров (см. п.6, стр.38).

В третьих, ширины спектральных линий спонтанного излучения для газов существенно меньше, чем в конденсированных средах, вследствие чего в газовых лазерах достигается наибольшая степень монохроматичности и когерентности генерируемого излучения.

К недостаткам газовых лазеров, связанным с низкой плотностью активных центров, следует отнести малые (по сравнению с лазерами на конденсированных средах) значения коэффициента усиления и удельного энергосъёма, т. е. величины энергии лазерного излучения, отнесённой к единице объёма инверсной среды. На практике необходимую величину усиления получают обычно путём увеличения длины инверсной среды, а требуемые мощности – повышая давление газовой смеси (до 20 – 50 атмосфер) или (и) создавая большие объёмы инверсной газовой среды с одновременной быстрой её прокачкой через резонатор.

Рассмотрим кратко схему возбуждения (накачки) знаменитого гелий-неонового лазера, излучающего красный свет с длиной волны $\lambda = 632,8\text{ нм}$ (см. рис.4). Активная среда этого лазера состоит из смеси гелия и неона, заполняющей тонкую (диаметром до 1см) газоразрядную трубку. Парциальное давление гелия примерно в 10 раз

превышает давление неона (1 тор на 0,1тор). Излучающими центрами являются атомы неона, а атомы гелия играют вспомогательную роль, обеспечивая достижение инверсии населённостей между возбуждёнными уровнями неона. При установлении в газоразрядной трубке режима тлеющего разряда путём пропускания через неё электрического тока, происходит интенсивное возбуждение электронными ударами атомов гелия. При этом они переходят из основного состояния E_0^{He} в возбуждённые состояния E_1^{He} и E_2^{He} ,

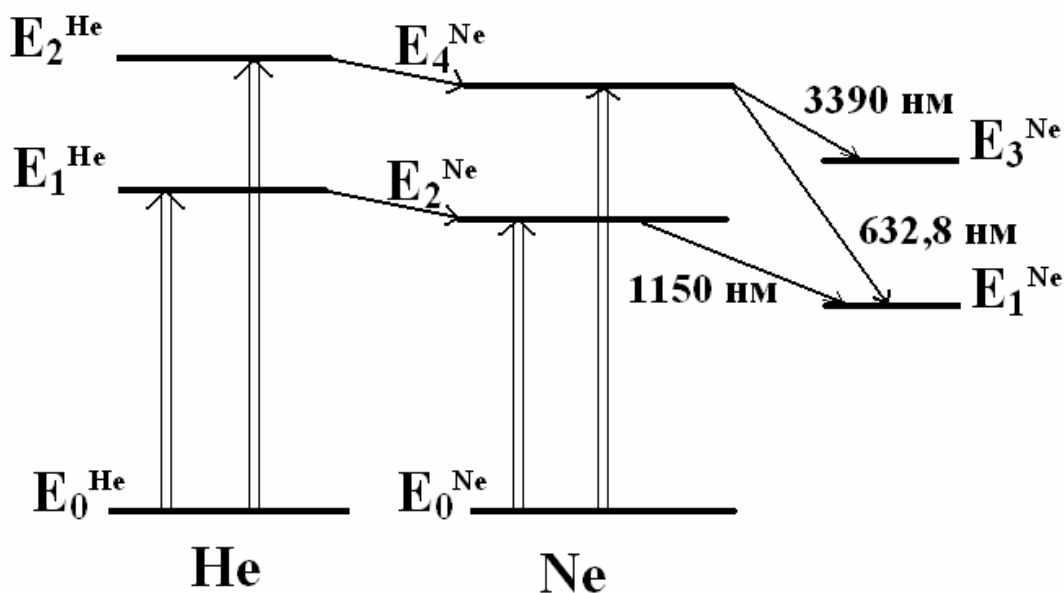


Рис.4

причём последнее из них является метастабильным, т. е. долгоживущим (время жизни $\sim 10^{-3}$ сек, см. п.7). Благодаря этому, на уровне E_2^{He} накапливается особенно большое число атомов гелия. Атомы неона также частично возбуждаются электронным ударом в верхние возбуждённые состояния E_2^{Ne} и E_4^{Ne} , однако интенсивность этого процесса заметно ниже, чем для атомов гелия. Возбуждение этих уровней атома неона происходит в основном путём безызлучательной передачи энергии атомам неона от возбуждённых атомов гелия.

Это происходит при столкновениях атомов гелия и неона друг с другом, причём взаимодействие их при этом носит практически резонансный характер вследствие близости значений энергий

возбуждённых уровней этих атомов. Населённость верхнего уровня E_4^{Ne} атомов неона начинает быстро расти, однако, как и в случае с рубином, она всегда остаётся меньшей, чем населённость основного состояния E_0^{Ne} по причине всё того же эффекта насыщения (см. 5).

Инверсия населённостей возникает между уровнями E_4^{Ne} и E_1^{Ne} . Уровень E_1^{Ne} атома неона также частично возбуждается электронным ударом, однако при этом происходит весьма быстрое опустошение его населённости при столкновениях атома неона со стенками газоразрядной трубки (по этой причине диаметры газоразрядных трубок гелий-неоновых лазеров не могут быть произвольно большими). Генерация видимого красного света происходит на переходе $E_4^{\text{Ne}} \rightarrow E_1^{\text{Ne}}$ (см. рис.4).

Мы рассмотрели только самые важные события, происходящие в газоразрядной трубке гелий-неонового лазера. Полная картина всех явлений, разыгрывающихся при возбуждении и генерации атомов неона, куда как сложнее. При этом одна и та же газоразрядная трубка, в зависимости от величины коэффициентов отражения зеркал резонатора для различных длин волн, может генерировать также и невидимое инфракрасное лазерное излучение с длинами волн 3,39 мкм и 1,15 мкм (см. рис.4).

В зависимости от состава рабочей смеси газовые лазеры делятся на лазеры на нейтральных атомах, ионные лазеры, молекулярные лазеры и лазеры на парах металлов. Газовые лазеры отличаются также многообразием способов накачки. В большинстве случаев инверсия создаётся в электрическом разряде (возбуждение электронным ударом и за счёт безызлучательной передачи энергии при столкновениях возбуждённых атомов одного сорта с невозбуждёнными атомами другого сорта). Кроме того, используются оптические и электронно-лучевые, газодинамические и химические методы возбуждения молекул газа и др. Рассмотрим более подробно газодинамический метод.

К настоящему времени созданы лазеры с высокой (~ 10 кВт) и очень высокой (~ 1000 кВт) непрерывной мощностью, газовая смесь (преимущественно молекулы CO_2 , CO , N_2O и др.) которых возбуждается газодинамическими методами. В этом случае тепловая энергия нагретого газа превращается непосредственно в энергию лазерного излучения.

Сущность газодинамического метода накачки заключается в следующем. Если сильно нагретый газ быстро расширяется, например, при продувании его через узкое сопло со сверхзвуковой скоростью, то резкое падение температуры газа нарушает равновесность распределения населённостей его молекул по уровням энергии, соответствующую высокой температуре. Если переход молекул газа к новому равновесному состоянию, соответствующему низкой температуре, будет осуществляться с разными временами распада верхних и нижних энергетических состояний молекул, то возможно возникновение на некоторое время инверсии населённостей в той или иной области объёма газа. Для этого необходимо, чтобы нижнее энергетическое состояние распадалось существенно быстрее, чем верхнее. На сегодня известно много различных молекул, удовлетворяющих этому условию.

Важнейшей особенностью газодинамического метода накачки является возможность использования очень больших масс газа с достижением одновременно инверсной населённости в больших объёмах газа, что и обеспечивает получение рекордных мощностей выходного излучения газодинамических лазеров.

В настоящее время газовые лазеры наиболее широко и плодотворно используются как в практических, так и в научных целях. Среди множества различных газовых лазеров почти всегда можно найти лазер, удовлетворяющий достаточно разнообразному букету требований, за исключением одного - большой мощности в видимой области спектра в импульсном режиме. Большинство мощных газовых лазеров работают, как правило, в непрерывном режиме и в инфракрасной области спектра ($\lambda = 10,6 \mu\text{м}$). Дальнейшие перспективы развития газовых лазеров связываются, прежде всего, с преодолением этих ограничений.

Вообще говоря, т. е. безотносительно мощности излучения и режимов работы, длины волн, генерируемых газовыми лазерами, при соответствующем выборе активной среды перекрывают весь оптический диапазон спектра электромагнитного излучения – вплоть до длин волн далекой инфракрасной области ($\lambda \sim 0,4 \text{ мм}$), за исключением области с $\lambda \leq 200 \text{ нм}$. Это область так называемого вакуумного ультрафиолетового излучения, в которой практически все газы обладают более или менее сильным поглощением. Однако можно надеяться, что уже в недалёком будущем будут созданы газовые лазеры и в этой области спектра.

К. п. д. различных газовых лазеров колеблется в значительных пределах – от долей процента до $\sim 10\%$, что намного меньше к. п. д., например, полупроводниковых лазеров, у которых он может достигать $\approx 50\%$ и более (в зависимости от мощности). Однако это обстоятельство нельзя считать существенно ограничивающим фактором, так как благодаря простоте методов получения инверсной населённости уровней (преимущественно электроразрядным способом), газовые лазеры являются приборами, наиболее удобными для практического использования.

Нельзя не отметить ещё одно достоинство, присущее всем газовым лазерам. Активные центры в них – свободные атомы или молекулы, поэтому частоты (длины волн) квантовых переходов, как правило, заранее точно известны и практически не зависят от давления рабочей смеси. Это обстоятельство, наряду с низкой плотностью газовой смеси, обеспечивающей высокую оптическую однородность среды и небольшой показатель преломления света, позволяет использовать простые физические и математические модели для описания и теоретического предсказания всех важных параметров газовых лазеров.

Эти же обстоятельства обеспечивают и исключительно высокую стабильность длины волны генерации и чрезвычайно малую ширину спектра генерируемой линии, о чём уже говорилось выше. Достижимые на опыте монохроматичность и когерентность – пространственная и временная - излучения газовых лазеров являются непревзойдёнными, т. е. наиболее высокими по сравнению с любыми другими лазерами. В научной литературе сегодня уже можно найти статьи, где всерьёз обсуждается возможность наблюдения интерференции света газовых лазеров при разностях хода, измеряемых сотнями миллионов километров.

В заключение краткого рассказа о газовых лазерах отметим некоторые особенности ещё одного из наиболее распространённых лазеров этого типа.

Речь идёт о молекулярном CO_2 -лазере - наиболее продвинутом на сегодня как в техническом, так и в практическом отношении газовом лазере. Этот удивительный лазер отличается от других и высоким к. п. д. ($\sim 30\%$ и выше) и тем, что может работать в непрерывном режиме (мощности от $\sim 10\text{Вт}$ до $\sim 10\text{кВт}$) и в импульсном режиме – энергия светового импульса до нескольких килоджоулей при мощностях $\sim 10^9\text{Вт}$. С не меньшим успехом этот

же лазер может работать и в импульсно-периодическом режиме с частотой следования импульсов до $\sim 10^3$ Гц.

Длину волны излучения CO_2 -лазера можно дискретно или плавно изменять в пределах $\approx (9-10)$ мкм. Кроме того, CO_2 -лазер может работать и одномодовом режиме. Его излучение практически не поглощается в атмосфере, что также очень удобно при использовании CO_2 -лазера в научных и в технологических целях.

Для накачки CO_2 -лазера (активное вещество - обычно смесь молекул CO_2 , N_2 и He) используется продольный или поперечный (относительно луча лазера) электрический разряд с прокачкой или без прокачки газовой смеси. Механизм накачки довольно сложен. Отметим только, что в рабочей смеси CO_2 -лазера молекула CO_2 ответственна за излучение, N_2 –обеспечивает заселение верхнего уровня, а атомы He благоприятствуют опустошению нижнего уровня.

За более чем 30 лет, прошедших со времени создания первого CO_2 -лазера мощностью всего в несколько милливольт, он непрерывно совершенствовался и не только в сторону получения всё большей и большей мощности. Не менее впечатляющие результаты достигнуты и по целому ряду других параметров, в том числе характеризующих качество лазерного излучения, прежде всего - монохроматичность и направленность луча, так как именно они, в первую очередь определяют возможности практического применения того или иного лазера.

Это позволило во многих случаях существенно снизить мощности технологических CO_2 -лазеров безо всякого ущерба для качества и количества решаемых ими задач. Известно, что луч лазера только киловаттной мощности, но одномодовый (одночастотный) и с расходимостью, близкой к дифракционной, имеет много преимуществ перед лазерным лучом мощностью в несколько киловатт, но многомодовым и с большой расходимостью.

Сегодня CO_2 -лазеры с мощностями до нескольких киловатт во многих развитых странах выпускаются в промышленных масштабах, однако установки с мощностью ~ 10 кВт и выше остаются всё ещё сложными и дорогостоящими.

10. ХИМИЧЕСКИЕ ЛАЗЕРЫ

К настоящему времени химические лазеры имеют более чем сорокалетнюю историю. Впервые генерацию в химическом лазере получили Каспер и Пиментел в 1965 г. в Калифорнийском университете (г. Беркли, США) при взрыве смеси водорода с хлором, который был инициирован фотолизом. Из всех других типов лазеров химические лазеры наиболее сложны как в плане теоретического описания их работы, так и в плане технологии, технических разработок и устройств, связанных с их практической реализацией. Как правило, они характеризуются весьма сложной многоуровневой схемой накачки, сложной зависимостью во времени коэффициента усиления активной среды, а также сложным спектральным составом генерируемого излучения.

Химический лазер можно определить как лазер, работающий на инверсии населённостей, созданной - прямо или косвенно - в ходе экзотермической химической реакции.

Очевидно, что только что выделившиеся продукты экзотермической, особенно очень быстрой реакции не находятся в тепловом равновесии. Ключевой вопрос при создании химического лазера состоит в том, куда и как будет направлен избыток энергии, освобождающейся в процессе релаксации, - в столкновительные (безызлучательные) или излучательные процессы, которые всегда конкурируют между собой.

Если часть энергии направляется в одно или несколько возбуждённых состояний продуктов реакции (молекул, радикалов, атомов), то может возникнуть инверсия населённостей. Для этого, однако, необходимо, чтобы динамика реакции препятствовала чисто статистическому распределению энергии. Это значит, что хотя бы в одном из состояний, обладающих большей энергией, молекул должно быть существенно больше, чем в одном из состояний с меньшей энергией. Чрезвычайно важную роль при этом играет соотношение длительностей времён жизни этих возбуждённых состояний.

Молекулы могут запасать энергию в электронных, колебательных, вращательных и поступательных степенях свободы. (последние, однако, не представляет интереса для химических лазеров). В первых химических лазерах инверсная населённость создавалась преимущественно на колебательных уровнях (переходах) молекул. Сегодня есть много химических лазеров и на электронных, и

на вращательных переходах (хотя лазеры на вращательных уровнях молекул не являются чисто химическими).

Наиболее известным из химических лазеров на электронных переходах является импульсный йодный лазер ($\lambda = 1,315\text{мкм}$), работающий на реакции диссоциации молекулы CF_3I , инициируемой светом импульсных ламп. Так как реакции фотодиссоциации одновременно можно подвергнуть большой объём газа CF_3I , то йодные лазеры перспективны для получения весьма высоких импульсных мощностей.

Независимо от режима работы лазера для создания инверсной среды необходимы, как правило, очень быстрые химические реакции, скорость протекания которых больше скорости установления теплового равновесия в продуктах реакции. Обеспечение же непрерывной генерации требует при этом и соответствующей достаточно высокой скорости воспроизводства химически активных центров, т. е. быстрой замены реагентов в реакторе.

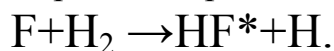
В связи с этим, химический лазер непрерывного действия в техническом плане представляет собой достаточно сложную и громоздкую систему. Он состоит из источника химически активных центров (исходных реагентов), системы смешения этих реагентов с другими компонентами, участие которых в реакции способствует возникновению возбужденных молекул или радикалов, реактора, где создается активная (инверсная) среда, и оптического резонатора. Кроме того, нужны устройства, осуществляющие быструю прокачку (подачу и откачку) реагентов, скорость которой в зависимости от мощности лазера может достигать околосвуковых или сверхзвуковых значений.

Кроме йодного лазера, существует также много других импульсных химических лазеров, генерирующих короткие мощные импульсы когерентного излучения. Они также сложны в техническом отношении, так как состоят, по меньшей мере, из реактора, где протекает быстрая химическая реакция, в процессе которой возникает активная среда, оптического резонатора, системы инициирования реакции, системы приготовления и впуска смеси реагентов в реактор и системы удаления отработанных продуктов.

Инициирование реакции в таких лазерах производится или ультрафиолетовым излучением мощных импульсных лампы (фотолиз), или пучком электронов высокой энергии, или

пропусканием импульсного электрического тока через смесь химических реагентов в реакторе. Химические смеси, используемые в импульсных химических лазерах, как правило, весьма сложны. Характеристики импульсных химических лазеров являются рекордными для газовых лазеров. Самыми мощными из химических лазеров непрерывного действия являются галогеноводородные лазеры, в частности, HF-лазер с тепловым инициированием реакции.

В основе работы HF-лазера лежит реакция



Установлено, что в этой реакции энергия, связанная с энергией возбуждённых колебательных уровней молекул HF*, составляет не менее 70% всей энергии, выделившейся при протекании реакции. При этом между верхним и нижним колебательными уровнями молекулы HF* возникает инверсия населённостей в соотношении примерно 1: 0,48. По такой же схеме протекают и другие реакции образования галогеноводородов.

Для химических лазеров, построенных на основе реакций образования галогеноводородов, характерны следующие длины волн: HF – 2,7 мкм, HCl – 3,7 мкм, HBr – 4,2 мкм, DF – 4,3 мкм. Следует также отметить, что характерной чертой этих лазеров является то, что энергия их излучения значительно превышает энергию, затраченную на инициирование реакции.

Достоинством химических лазеров, как и рассмотренных выше газодинамических лазеров, является возможность создавать инверсную среду в больших объёмах и при больших массовых расходах активного вещества, и, в отличие от газодинамических лазеров, при незначительных затратах энергии.

11. ПРОБЛЕМА СОЗДАНИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ЛАЗЕРА

Создание лазеров коротковолнового диапазона относится к числу наиболее важных и трудно решаемых задач квантовой электроники. Не говоря уже о рентгеновских длинах волн, на сегодня остаётся ещё практически неосвоенной и область вакуумного ультрафиолетового излучения ($\lambda < 200$ нм). Следует сразу отметить, что принцип индуцированного излучения в этих областях электромагнитного спектра работает так же хорошо, как и в области видимого света. Однако трудности, возникающие на пути его

реализации в этой области спектра, настолько велики, что и сегодня ещё нет достаточных оснований считать, что создание рентгеновского лазера возможно. Речь идёт здесь о трудностях как принципиального, так и технического плана.

Мягкое рентгеновское ($\lambda \sim 10$ нм) и рентгеновское излучение ($\lambda \sim (10^{-1} - 10^{-2})$ нм) возникает при переходах во внутренних электронных оболочках атомов, а за гамма-излучение (длина волны менее 0,01 нм) ответственны уже внутриядерные процессы. Так почему же трудно создать рентгеновский лазер?

Важнейшая физическая причина заключается в том, что, как видно из формулы (4.12) вероятность спонтанного излучения пропорциональна третьей степени частоты излучения (ν^3). Следовательно, и потери энергии, связанные с опустошением верхнего лазерного уровня, также пропорциональны кубу частоты излучения. А поскольку энергия, необходимая для создания лазерного перехода, пропорциональна частоте ($E = h\nu$), то чтобы создать инверсию населенностей на лазерном переходе, необходим источник энергии с минимальной мощностью $P \sim \nu^4 = (c/\lambda)^4$. Всё это верно и в оптической области спектра.

Однако, если в лазерах видимого диапазона ($\lambda_{\text{видим}} \sim 500$ нм) достаточная величина вышеприведенной мощности накачки P составляет в среднем величину порядка (10^2 - 10^4) Вт на 1см^3 инверсной среды, то для рентгеновского лазера, длина волны излучения которого на три порядка меньше ($\lambda_{\text{рентг}} \sim 0,5$ нм), необходимая мощность возрастает в $(\lambda_{\text{видим}}/\lambda_{\text{рентг}})^4 = (10^3)^4 = 10^{12}$ раз, т. е. составляет уже величину порядка (10^{14} - 10^{16}) Вт/см³. Такие мощности энергоподвода в настоящее время можно обеспечить только в условиях ядерного взрыва или – в малых объёмах – в фокусе луча импульсного лазера очень высокой мощности.

Допустим, что проблема создания источника энергии такой мощности решена. Тогда каким образом можно получить когерентное рентгеновское излучение? Суть идеи, используемой в настоящее время для решения этой задачи, заключается в следующем.

При больших плотностях энергии вещество переходит в состояние сильноионизированной плазмы, и говорить об инверсии населенностей уровней уже не имеет смысла, так как почти все ионы лишены верхних электронных оболочек. Процесс охлаждения такой плазмы сопровождается тормозным некогерентным излучением

свободных электронов, захватываемых ионами. При этом оказывается, что вероятность захвата электронов на вышележащие уровни энергии ионов значительно выше, чем на нижележащие уровни.

Это и приводит к тому, что в некоторый момент времени верхние уровни ионов заселены больше, чем нижние, т. е. создаётся инверсная среда, способная усиливать излучение на частоте соответствующего перехода. Такой способ создания инверсной населённости хорошо известен, так как он уже давно был обнаружен и исследован в экспериментах с высокотемпературной лазерной плазмой, в которых и была впервые получена инверсная населённость уровней в плазме (с переходами в области длин волн $\lambda \sim 100\text{нм}$).

В настоящее время ведутся интенсивные научные исследования в этом направлении, которые, правда, нельзя назвать широкими, поскольку их проведение связано с использованием уникального и дорогостоящего оборудования. Наиболее успешно такие исследования ведутся в США в Лоуренсовской национальной лаборатории. Уже удалось получить усиление излучения на длинах волн (18,2-26,2) нм и (7,7-3,6) нм на плазме, полученной путем лазерного испарения мишеней из различных металлов.

Следует сказать, что в этих экспериментах отсутствовал резонатор, являющийся - после усиливающей среды - второй важнейшей частью лазера. Причина этого очень проста: зеркала, имеющие достаточно высокие значения коэффициентов отражения в области длин волн порядка 10нм, ещё не только не изготовлены, но и неизвестно, из какого материала их можно сделать.

Отсутствие резонатора является вторым серьёзным препятствием на пути создания рентгеновских лазеров. В принципе, существуют и оптические лазеры, работающие без резонаторов, - так называемые лазеры на сверхсветимости (усиленной люминесценции). Для таких лазеров нужны инверсные среды с очень большими коэффициентами усиления. Однако качество излучения и все другие параметры безрезонаторных лазеров существенно хуже, чем у самых заурядных лазеров с резонаторами.

Следует отметить также, что уже в мягкой рентгеновской области нет материалов не только для зеркал, но и для линз, призм и т.д., поскольку показатели преломления всех тел, прозрачных для рентгеновского излучения, практически равны единице, что, как известно, делает невозможным создание рентгеновских микроскопов.

Таким образом, ответ на вопрос о том, когда будут созданы полноценные рентгеновские лазеры (или – будут ли они вообще созданы, что равносильно), остаётся открытым.

12. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ

В настоящее время лазеры нашли столь широкое применение в науке и технике, в промышленности, медицине, экологии, строительстве, в связи и информатике, а также в быту и в индустрии развлечений, что полное перечисление конкретных примеров их использования практически уже едва ли возможно. Более того, многие направления применений лазеров в различных областях человеческой деятельности стали уже самостоятельными и обширными разделами прикладной науки, и даже беглый обзор успехов и достижений этих наук требует отдельного рассмотрения. Лазеры уже оказали и продолжают оказывать огромное влияние на жизнь современного общества.

Тем не менее, если не рассматривать использование лазеров в научных исследованиях, то все существующие на сегодня технологии практических применений лазеров в технике, промышленности и медицине можно условно разделить на два вида.

В первом из них используются возможности чрезвычайно тонкого и точного распределения и дозирования энергии лазерного излучения в пространстве и во времени. При этом задачи, решаемые с помощью лазеров, как правило, не могут быть решены другими средствами. Это, например, сверление тончайших отверстий, в том числе самого различного профиля, например, квадратного в различных твёрдых и сверхтвёрдых материалах (алмаз, рубин), резка, сварка и обработка миниатюрных и сверхминиатюрных деталей в микроэлектронике, в часовой и электровакуумной промышленности, микрохирургические медицинские операции и т. п.

Высокая направленность и малая расходимость лазерного луча делает его незаменимым инструментом при провешивании направлений (в строительстве, геодезии, картографии), для целенаведения, целеуказания и светолокации в военном деле, в том числе и для измерения расстояний до искусственных спутников Земли. Огромная информационная ёмкость почти монохроматического лазерного луча (см.п.1) обеспечивает широкое

применение лазеров в волоконно-оптических системах связи, для связи между спутниками в космосе, а также для подводной связи.

В этих и других случаях применяются непрерывные или импульсные лазеры сравнительно невысокой средней мощности. Сегодня существуют сотни типов таких лазеров - газовых, твёрдотельных, полупроводниковых и др. С их помощью осуществляется также телефонная связь, проигрываются компакт-диски в музыкальных системах и считывается информация с компьютерных дисков.

Лазерные хирургические скальпели способны делать тончайшие разрезы на всех без исключения тканях, частях и органах человека, причём с одновременным «запаиванием» (за счёт локального и быстрого нагрева) кровеносных сосудов, а это значит, что операция может проходить практически бескровно. Кроме лазерных скальпелей разработаны и широко применяются другие лазерно-оптические инструменты и приборы, незаменимые при микрохирургических операциях на глазах и мозге.

В настоящее время в медицине используется около двух десятков различных лазеров. Особенно широко применяются лазер на CO_2 ($\lambda = 10,6\text{мкм}$) и аргоновый лазер ($\lambda = 514,5\text{нм}$, $\lambda = 488\text{нм}$). С их помощью режут и «сваривают» костные, нервные и мягкие ткани, уничтожают тромбы, опухоли, проводят эндоскопию недоступных для обычной оптической визуализации органов. Возможности фокусировки лазерного луча в пятно диаметром $\sim \lambda^2 \sim 10^{-9}\text{ см}^2$ позволяет воздействовать лазерным излучением не только на отдельные клетки, но и на различные части клеток, что открывает удивительные перспективы для развития биологической науки и появления новых способов лечения заболеваний.

Второй вид лазерной технологии основан на применении лазеров с большой средней мощностью: от 1кВт и выше. Мощные лазеры используют в таких энергоёмких технологических процессах, как резка и сварка толстых стальных листов, поверхностная закалка, наплавление и легирование крупногабаритных деталей, очистка зданий от поверхностных загрязнений, резка мрамора, гранита, раскрой тканей, кожи и других материалов. При лазерной сварке металлов достигается высокое качество шва и не требуется применение вакуумных камер, как при электроннолучевой сварке, что очень важно в конвейерном производстве. Улучшение качества продукции и

технико-экономических показателей производственных процессов в современном машиностроении, автомобильной промышленности, производстве некоторых видов строительных материалов невозможно без применения мощных лазеров.

В качестве примера приведём некоторые параметры типичного мощного технологического углекислотного лазера, работающего на смеси $\text{CO}_2:(\text{N}_2 + \text{O}_2):\text{He}$, взятых в соотношении 1:10:10, и генерирующего инфракрасное излучение с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм, предназначенного для сварки и резки металла толщиной до 10мм и до 25мм соответственно, а также для наплавки и термического упрочнения различных металлических деталей. Масса лазера составляет 4700кг, габаритные размеры - $2,2 \times 2,3 \times 2,5 \text{ м}^3$, потребляемая электрическая мощность – 80кВт. Для охлаждения рабочего тела лазера (газовой смеси) через охлаждающие каналы лазера прокачивается вода, расход которой составляет 2литра в секунду. Максимальная мощность луча лазера – 10кВт, минимальная – 0.5кВт. Поперечное сечение луча имеет вид кольца, внешний диаметр которого равен 5см, а внутренний – 2,2см, угол расходимости луча составляет $\approx 0,09$ градуса.

Чрезвычайно велика и практически уникальна роль мощных лазеров в научных исследованиях, связанных с физикой плазмы и проблемой управляемого термоядерного синтеза, решение которой имеет глобальное значение для всего человечества.

К настоящему времени сформировался целый ряд новых научных и прикладных направлений лазерной физики – голографии, нелинейной и интегральной оптики, оптики сверхкоротких световых импульсов, лазерной спектроскопии, лазерной химии, лазерных систем связи и светолокации. Уникальные свойства лазерного излучения обеспечили громадный прогресс физической оптики и привели к ряду совершенно новых научных открытий, изобретений и технических решений.

Например, колоссальный прогресс произошёл в развитии нелинейной оптики, особенно в исследовании и использовании таких явлений, как генерация гармоник лазерного излучения, самофокусировка световых пучков, многофотонное поглощение, взаимодействие сверхмощных световых пучков, сопровождающееся рассеиванием света в поле лазерного излучения.

Напомним, что под нелинейной оптикой понимается совокупность явлений, возникающих при взаимодействии мощного

лазерного излучения со средой. При лазерных интенсивностях напряженность электрического поля световой волны может стать сравнимой с внутриатомными электрическими полями или даже превысить их. В этом случае оптическое излучение уже сильно изменяет характеристики вещества. При этом электромагнитная волна может испытывать как самовоздействие, так и воздействовать на другие волны (ни о каком принципе суперпозиции электрических и магнитных полей здесь уже не может быть и речи). При воздействии на среду мощного лазерного излучения с частотой ν отклик среды содержит уже не только излучение (переизлучение) на частоте ν , но и на кратных ей частотах 2ν , 3ν и т. д. Это и есть так называемые гармоники.

Такие эффекты и являются предметом исследования науки, которая получила название нелинейной оптики. В долазерной, т. е. линейной оптике оптические свойства вещества не зависели от интенсивности излучения.

К настоящему времени на основе нелинейных оптических явлений удалось создать много различных и эффективных устройств по преобразованию частот и корректировке пространственных характеристик лазерного излучения, а также решить многие другие задачи физики и техники лазеров

13. ГОЛОГРАФИЯ

Идея голографического метода получения изображений объектов родилась в электронной оптике. Её впервые предложил и опробовал английский учёный Деннис Габор в 1948г. Он пытался с помощью этого метода улучшить качество изображения, даваемого электронными микроскопами, и увеличить предел их разрешения. Идея заключалась в том, чтобы регистрировать изображение объекта с помощью пучка электронов, а восстанавливать его с помощью светового пучка, используя явление интерференции света.

Кроме электронных пучков, для реализации этого метода нужны были также достаточно мощные источники когерентного света. Из имеющихся тогда источников более всего для этой цели подходили дуговые ртутные лампы высокого давления. С их помощью и были получены первые плоские голограммы, качество которых, однако, оказалось довольно плохим по причине низкой

степени когерентности используемого излучения. В 1956 г. Д. Габор значительно усовершенствовал голографический метод, который, однако, вплоть до открытия лазеров так и не вышел за пределы электронной микроскопии.

Голография как новая область физической и прикладной оптики возникла сразу же после появления первых лазеров и к настоящему времени уже достигла многих впечатляющих успехов. Следует сказать, что в оптической голографии обходятся без электронных пучков. И регистрация (запись), и восстановление изображения объекта осуществляется с помощью только лазерных световых пучков. В 1971 г. Д. Габор как автор идеи интерференционной записи оптических изображений был удостоен Нобелевской премии.

Суть голографии проще всего понять, сравнивая её с хорошо известным фотографическим методом получения изображений, основанным на регистрации с помощью светочувствительного материала интенсивности излучения, рассеянного (отражённого) фотографируемым объектом. Рассмотрим это более подробно.

Каждая точка объекта является центром рассеяния падающего на неё света, т. е. источником отражённой сферической световой волны, которую объектив фотоаппарата фокусирует в небольшое пятнышко (точку) в определённом месте плоской поверхности фотопластинки (плёнки). Степень почернения этого пятнышка при проявлении фотопластинки будет пропорциональна интенсивности упавшего на него света. Так как рассеивающие (отражающие) свойства поверхности объекта меняются при переходе от точки к точке, то распределение плотности почернения светочувствительного материала фотопластинки будет соответствовать (на просвет) оптическому изображению объекта. Это изображение, однако, будет негативным, поскольку яркой (светлой) точке поверхности объекта, отразившей много света, соответствует темная точка фотопластинки, и наоборот. Затем в процессе изготовления фотографий негативное изображение объекта переходит в позитивное.

Обратим внимание на два важнейших момента фотографического метода. Во-первых, изображение объекта (с любой геометрией поверхности) всегда получается плоским, так как оно формируется только в фокальной (или близкой к ней) плоскости объектива. Во-вторых, информативность изображения, позволяющая судить по нему о реальном виде объекта, определяется лишь пространственным распределением интенсивности света, отражённого

объектом, зафиксированным к тому же только в одной плоскости. Такое изображение предмета не может быть не ущербным.

Всякая фотография, особенно объёмных объектов, содержит лишь часть информации об их внешнем виде. Например, теряется информация о расстояниях между отдельными точками объекта, а чёткие изображения точек, лежащих на разных расстояниях от объектива, будут получены, если только разность этих расстояний не превысит глубины резкости фотообъектива. Правда, эффект объёмности объекта при рассматривании изображения присутствует, однако получается он преимущественно благодаря особенностям нашего зрительного восприятия и за счёт перспективы, т.е. вследствие особого расположения теней и полутеней, изменения чёткости и очертаний отдельных предметов.

Возникает вопрос, можно ли получить более полную информацию об объекте путём построения его оптического изображения каким-либо другим, не фотографическим методом? Оказывается можно, и ответ на этот вопрос приводит нас к физической сущности голографии (от греч. *holos* – полный, весь и *grapho* – пишу).

Для получения полной информации необходимо зарегистрировать на фотопластинке и амплитуду, и фазу волны, рассеиваемой объектом, так как информация об объекте заключена не только в распределении интенсивности, но и в форме волновой поверхности отражённой волны, Эта форма однозначно задаётся распределением фаз колебаний в плоскости фотопластинки.

Методы регистрации амплитуды и фазы электромагнитной волны основаны, как известно, на явлении интерференции. Следовательно, вся информация, которую несут световые волны, отражённые от объекта, может быть записана в виде интерференционной картины, которая и называется голограммой.

Однако для наблюдения устойчивой интерференционной картины в некоторой области пространства, например, на плоской поверхности фотопластинки, необходимо, чтобы на эту поверхность падало не менее двух когерентных между собой пучков света. Один из этих пучков должен представлять собой свет, отражённый от объекта. Этот пучок света называют сигнальным или предметным. Именно он содержит информацию об объекте. Почти очевидно, что в качестве второго пучка света должен быть взят пучок света,

падающий на объект. Этот пучок света называют эталонным или опорным.

Таким образом, мы приходим к одному из возможных способов записи голографического изображения объекта, который (без технических деталей) заключается в следующем.

Широкий пучок лазерного света, частично отражаясь от полупрозрачного зеркала, падает на фотопластинку, образуя опорную волну. Свет этого же пучка, частично прошедший через зеркало, освещает объект. Отражённый от объекта свет (предметная волна) также падает на фотопластинку. Когерентность опорной и предметной волн обеспечивается свойствами лазерного света (при этом разность хода между этими волнами меньше длины когерентности (см. п.3) для любой точки поверхности фотопластинки). Эта фотопластинка с зарегистрированным на ней результатом интерференции опорной и предметной волн и называется плоской голограммой.

Для реконструкции изображения голограмму освещают пучком лазерного света с такой же длиной волны, которая была использована для записи изображения. Этот пучок света называют восстанавливающим (он совпадает с опорным пучком). Пусть, например, фотопластинка расположена в плоскости OXY ($z = 0$), а восстанавливающий пучок падает на пластинку вдоль положительного направления оси OZ . Тогда наблюдатель, находящийся за голограммой (в области $z > 0$), и смотрящий сквозь голограмму (как в окно), увидит в этом «окне» на некотором расстоянии от голограммы (в области $z < 0$) изображение объекта, при этом его расположение относительно голограммы идентично расположению объекта при записи изображения.

Голографическое изображение обладает рядом интересных свойств. Пожалуй, самое интересное заключается в том, что зрительное восприятие голографического изображения практически ничем не отличается от такового при прямом рассмотрении (в свете восстанавливающего пучка) исходного объекта. Если сфотографировать это изображение, то при одинаковых прочих условиях (ракурс съёмки, фокусировка фотоаппарата и др.), полученные снимки ничем не будут отличаться от снимков объекта.

При рассмотрении голографического изображения имеет место эффект параллакса - при изменении угла зрения можно видеть

объект с разных сторон. Это значит, что мы имеем дело с объёмным (рельефным) изображением.

Ещё одно удивительное свойство голограммы состоит в том, что любой даже небольшой по площади участок голограммы содержит информацию об амплитуде и фазе предметной волны, отражённой от всех точек предмета. Если, например, разбить голограмму на несколько кусков, то каждый из них способен дать полное изображение объекта, качество которого, однако, будет зависеть от площади осколка, ухудшаясь с уменьшением его размеров.

Выше шла речь о так называемой плоской (или тонкой) голографии, когда интерференционная картина – результат интерференции предметной и опорной волн – регистрируется в тонком слое фоточувствительного материала. В настоящее время широкое распространение получила объёмная голография, в которой интерференционная картина регистрируется в достаточно толстом слое специально приготовленной фотоэмульсии, вследствие чего получается не плоская, а объёмная дифракционная структура, которую называют фазовой решёткой. Это и есть объёмная голограмма. Она может быть образована большим числом различно или зеркально отражающих слоев фотоэмульсии, или состоять из слоёв с различными коэффициентами преломления.

Объёмная голограмма позволяет получить чрезвычайно высококачественные, яркие и объёмные изображения объектов. Кроме того, она обладает спектральной избирательностью, т. е. свойством «запоминать» длину волны света, которая была использована при записи. Объёмную голограмму можно восстанавливать обычным белым светом, При этом фазовая решётка «сама» выбирает из него нужный цвет, именно тот, на котором она была записана. Остаётся только добавить, что объёмная голограмма может быть также и цветной, образованной, например, наложением трёх некогерентных между собой одноцветных голограмм – синей, жёлтой и красной (аналогично тому, как это делается в цветном телевидении).

В заключение заметим, что и сегодня голография продолжает интенсивно развиваться и как фундаментальная, и как прикладная наука, и потенциальные возможности её не только не исчерпаны, но до конца ещё и не выяснены. Можно, например, надеяться, что уже в

недалёком будущем обычное телевидение начнёт повсеместно вытесняться объёмным голографическим телевидением.

В настоящее время примеры конкретных практических применений голографии в науке, технике и промышленности достаточно многочисленны для того, чтобы их все можно было перечислить. Укажем здесь только на одно из таких применений, имеющее некоторое отношение к искусству. Уже сегодня объёмная цветная голография широко используется для «копирования» особо ценных (раритетных) произведений искусства - картин, скульптур и других предметов путём создания их голограмм, которые затем используются для показа их на выставках и в музеях. При восстановлении этих голограмм белым светом удаётся получить столь высококачественные изображения - и по объёмности, и по цветопередаче, что визуально их трудно отличить от соответствующего объекта-оригинала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике. - М.: Наука, 1988.- 335с.
2. Мэйтлэнд А., Данн М. Введение в физику лазеров.- М: Наука, 1978. – 407с.
3. Ландсберг Г. С. Оптика. - М.: Наука, 1976.-926с.
4. Кингсеп А. С., Локшин Г. Р., Ольхов О. А. Основы физики. - М: Физматлит, 2001. – 558с.