

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕ СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

АНДИЖАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИМЕНИ З.М.БАБУРА

На правах рукописи
УДК:530

Отдел магистратуры

Кафедра физики

“УТВЕРЖДАЮ”

Зав. отделом

Н.И.Асқаров

“ ___ ” _____ 2015 год.

“ДОПУЩЕНО К ЗАЩИТЕ”

Зав. кафедрой

Ш. Эрматов

“ ___ ” _____ 2015 год.

НА ТЕМУ « ПРОБЛЕМЫ ПРИМЕНЕНИЯ В ПРАКТИКЕ ЛАЗЕРНЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ »

Магистрская диссертация

Выполнила:

Муминова Гулмира Марифжановна
Магистрант по специальности «Физика»,
специализация «Лазерная физика»

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор С.З.Зайнобидинов

АНДИЖАН – 2015

Оглавление

Введение	3
ГЛАВА 1. ПРИНЦИПЫ ПОЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ	
1.1. Физические основы взаимодействия света с веществом.....	6
1.2. Основы квантовой электроники.....	15
1.3. Принцип действия лазеров.....	19
ГЛАВА 2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ	
2.1. Классификация лазеров.....	25
2.2. Газовые лазеры.....	29
2.3. Системы оптической накачки.....	32
2.4. Твердотельные лазеры.....	34
2.5. Полупроводниковые лазеры.....	35
2.6. Основные типы и особенности жидкостных лазеров.....	46
ГЛАВА 3. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ И ПРАКТИКЕ.	
3.1. Лазерное легирование материалов.....	48
3.2. Напыление тонких пленок.....	55
3.3. Применение лазеров в медицинской практике.....	59
3.4. Серийно выпускаемая лазерная аппаратура.....	63
Заключения	71
Список использованной литературы	73

Введение

Актуальность темы : Бурное развитие науки и техники в последние десятилетия требует ускорения темпов научно-технического прогресса-разработки новых технологических приемов промышленного производства и качественно новых материалов.

Одно из ведущих мест среди быстроразвивающихся технологических процессов занимает лазерная технология.

С момента открытия эффектов усиления света в результате вынужденного излучения, т.е. лазера за небольшой период времени лазерные технологии показали, что они позволяют не только экономить время и средства, но и получать новые свойства материалов и изделий, недостижимые с помощью традиционных технологий. По этому несмотря на большие успех и в области физики и техники лазеров, непрерывно растет интерес к исследованиям физических процессов образования лазерного излучения и техники создания лазеров с новыми технологическими возможностями.

Определение возможностей достижения высоких значений и плотности потока энергии, создания различных типов лазеров требует тщательных исследований поглощения и испускания света квантовой системой, принципы работы оптических квантовых генераторов, управление параметрами лазерных пучков и других процессов.

Ввиду важности лазерных технологий в современном производстве, науке, медицине и др. исследования физики и техники лазеров представляется актуальной задачей современности.

Исхода из выше изложенного целью настоящей работы является:

- Анализ физических процессов взаимодействия света с веществом и определить оптимальные условия получения индуцированного излучения с заданными параметрами.
- На основе сравнительного анализа характеристик, показать

преимущества и недостатки различных типов лазеров.

- Определить возможности применения лазерных технологий в науке, технике и медицине.

Изученность темы: По данной тематике опубликовано достаточно большое количество публикаций и много примеров практического применения лазеров почти во всех отраслях народного хозяйства. Однако высокие темпы развития науки и техники требуют поиска еще более совершенные технологии создания лазеров с новыми функциональными возможностями.

Объекты исследований: Сравнительный анализ процессов образования индуцированного излучения в газовых, твердотельных, полупроводниковых и жидкостных лазерах. Изучение результатов применения лазеров в обработке материалов, в медицине, в полупроводниковой технологии.

Задача исследований: На основе литературных сведений провести сравнительный анализ получения индуцированного излучения в газовых, полупроводниковых и твердотельных лазерах;

- Изучить принципы работы активной части, резонаторов, системы накачки и образования пучков лазерных лучей в различных типах лазеров;
- На примерах применения лазеров в науке, технологиях и медицине показать преимущества и недостатки используемых технологий.

Основное содержание и объем диссертационной работы:

Во введении обоснована актуальность, изученность, цели и задачи МДР.

Первая глава посвящена анализу функций газовых, твердотельных, полупроводниковых и жидкостных лазеров. Показаны преимущества функций отдельных частей лазеров различных типов, активной области, резонаторов, способов накачки, оптической системы управления параметрами пучков лучей.

Во второй главе приводятся сведения о различных типах лазеров.

Показаны основные типы газовых лазеров, способы осуществления инверсии населенности носителей заряда, различные виды систем накачки и осветителей, принципы образования индуцированного излучения в твердотельных и полупроводниковых лазерах.

Третья глава посвящена вопросам применения лазерных технологий для легирования полупроводникового кремния железом и оловом, получения p-n переходов в GaAs матрице лазерным облучением пленок теллура. Описана технологическая карта получения тонких пленок GaAs и InGa на кремниевые подложки.

В заключение приведены основные выводы проведенных исследований. Приведены краткие выводы состояния исследований по физике и устройству лазеров, принципы работы различных видов лазеров и применению их в практике.

Области применения результатов работы: Лазерная физика и техника, лазерные технологии. В качестве учебного материала для студентов и магистров.

1) По результатам исследований магистерской диссертации опубликованием: статьи: Г.М.Мўминова, С.З.Зайнобидинов, М.О.Кўчқарова, М.Э.Хомидов1) «Лазерлар параметрларини ўлчашни эҳтимоллик усули»; АДУ “Илмий хабарнома” 2015й. №1, 15-17 бет.

2) «Некоторые особенности лазерного легирования полупроводников» Науч.вост. АГУ, 2015 г. №2 (в изд.)

3) С.З.Зайнобидинов, Ш.А.Эрматов, Х.М.Мадаминов, Г.М.Мўминова “Нанозаррларнинг магнит хусусиятлари” , “Яримўтказгичлар физикасининг долзарб муаммолари” мавзусида Республика илмий семинар материаллари, Т.2014, 23-24 бет. И доложены на семинарах кафедры физики АГУ.

Объем диссертационной работы: диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка использованной литературы и составляет стр, машинописного текста, 20 рисунков, и 1 таблиц.

ГЛАВА 1. ПРИНЦИПЫ ПОЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ.

1.1. Физические основы взаимодействия света с веществом

При расчете квантовых генераторов и усилителей возникает необходимость составления и решения уравнений, описывающих распространение электромагнитного излучения в активной среде и взаимодействие этой среды с излучением. Электромагнитное поле при этом может описываться на основе уравнений Максвелла или выведенных из них волновых уравнений с той или другой степенью упрощения в зависимости от решаемой задачи. Такой метод получил название классического.

Однако возможно также и квантовая трактовка электромагнитного излучения, при этом используется математический аппарат квантовой механики. Задача решается с помощью операторов рождения и уничтожения фотонов, т.е. с использованием метода вторичного квантования.

Поскольку классическая теория вещества во многих случаях недостаточна при рассмотрении активной среды, как правило, используется аппарат квантовой теории: Шредингера или уравнения для матрицы плотности.

Если излучение описывается классическими методами, а активная среда квантовыми, то соответствующая теория процессов в лазерах называется полуклассической. Если и вещество и излучение описываются квантовыми методами – квантовой теорией лазеров.

Наиболее простым вариантом теории является так называемый вероятностный метод, известный так же под названием метода уравнений баланса или метода скоростных уравнений. Этот метод менее точен и требует при расчетах некоторых дополнительных данных, однако вследствие своей простоты получил наиболее широкое распространение и наиболее часто используется, как правило, полуклассический метод; квантовый же метод из – за своей сложности используется весьма редко. Ниже приводится изложение вероятностного и полуклассического методов.

Вероятностный метод описания процессов в лазерах основан на предположении о том, что известны структуры энергетических уровней активной среды, а также все вероятности переходов между энергетическими уровнями. Тогда изменение во времени населенности N_i некоторого уровня i , имеющего энергию E_i , может быть описано с помощью кинетического уравнения, имеющего вид

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j \neq i} W_{ji} N_j - N_i \sum_{j \neq i} W_{ij} \quad (1.1)$$

где W_{ji} - полная вероятность перехода из состояния с энергией E_j , т.е. с уровня j , в состояние с энергией E_i , т.е. на уровень i ; W_{ij} - вероятность обратного перехода.

Таким образом, первый член правой части уравнения (1.1) определяет поступление в единицу времени на уровень i частиц со всех уровней j , второе слагаемое - убыль частиц на уровне i вследствие перехода с уровня i на все уровни j . Это уравнение учитывает баланс изменения населенности уровня i при переходах, поэтому оно часто и называется уравнением баланса.

В уравнении (1.1) W_{ji} и W_{ij} представляют собой полные вероятности переходов с i на j . Под полными вероятностями понимаются совокупности всех видов возможных переходов: как сопровождающихся излучением и поглощением квантов - радиационных переходов, так и безызлучательных - нерадационных переходов. К первым относятся излучательные спонтанные переходы, вероятность которых определяется коэффициентом A_{ij} , и вынужденные переходы, определяемые коэффициентами B_{ij} и B_{ji} . Ко вторым относятся релаксационные переходы d_{ij} и d_{ji} . при которых энергия $E_j - E_i$ передается окружающим молекулам в форме поступательной, колебательной или вращательной энергии. Таким образом,

$$\begin{aligned} W_{ji} &= A_{ji} + B_{ji} + d_{ji} \quad j > i; & W_{ji} &= B_{ji} + d_{ji} \\ \text{при} & & & \\ j < i; & W_{ij} = B_{ij} + d_{ij}; & W_{ij} &= A_{ij} + B_{ij} + d_{ij} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Так как вероятности переходов являются величинами, обратными временам жизни $\tau_{сп}$ - спонтанного перехода, $\tau_{вын}$ - вынужденного и $\tau_{б.изл}$ - безызлучательного, то

$$1/\tau = 1/\tau_{cn} + 1/\tau_{вын} + 1/\tau_{б.изл}$$

где τ – полное время жизни на данном уровне. В тех случаях, когда то или другое слагаемое оказывается значительно меньше остальных, при вычислении полной вероятности переходов им можно пренебречь.

Уравнение вида (1.1) может быть использовано для описания любого уровня системы, содержащей N уровней. Одно из уравнений этой системы является зависимым. Принимая во внимание, что общее число частиц N_0 в системе при любом распределении остается неизменным, получим

$$\sum_{i=1}^{i=N} N_i = N_0 \quad (1.3)$$

Совокупность (1.1) и (1.2) представляет собой N независимых уравнений, содержащих N неизвестных N_i . Решение этой системы в общем виде, т.е. вычисление населенностей всех N уровней, однако, может быть получено только в случае стационарного процесса, когда $dN_i/dt=0$, при этом система дифференциальных уравнений первого порядка переходит в систему линейных однородных алгебраических уравнений.

В простейшем случае для системы, состоящей всего из двух уровней, исходными будут уравнения:

$$dN_2/dt = N_1 p_{12} - N_2 p_{21} = 0;$$

$$N_1 + N_2 = N_0 .$$

Таким образом, населенности первого и второго уровней равны:

$$N_1 = \frac{N_0 p_{21}}{p_{12} + p_{21}}; \quad N_2 = \frac{N_0 p_{12}}{p_{12} + p_{21}} .$$

Значительно более сложным оказывается расчет трехуровневой системы. Исходные уравнения при этом имеют следующий вид:

$$dN_3 = p_{13}N_1 + p_{23}N_2 - N_3(p_{32} + p_{31}) = 0;$$

$$dN_2/dt = p_{12}N_1 - N_2(p_{23} + p_{21}) + p_{32}N_3 = 0;$$

$$N_1 + N_2 + N_3 = N_0 .$$

Вычисление относительной населенности двух уровней расчета имеет вид:

$$\frac{N_3}{N_2} = \frac{p_{13}p_{23} + p_{13}p_{21} + p_{12}p_{23}}{p_{32}p_{12} + p_{32}p_{13} + p_{31}p_{12}}$$

Аналогичным образом производится расчет и четырехуровневой системы.

Окончательное вычисление населенности $N_1, N_2, N_3 \dots$ оказывается возможным только после определения полных вероятностей p_{ik} .

Для многоуровневой системы, даже для стационарного режима, расчет становится весьма громоздким. Основным способом упрощения расчета является мотивированное уменьшение числа рассматриваемых уровней системы. Кроме того, при рассмотрении вероятностей некоторые из них оказываются значительно меньше других, в этом случае с достаточной степенью точности их можно не учитывать.

Все вышеизложенное относилось к стационарным режимам. Для нестационарных режимов $dN_i/dt \neq 0$. при этом система уравнений (1.1) станет системой нелинейных дифференциальных уравнений, и расчет значительно усложнится. Кроме того, так как вероятность вынужденных переходов зависит от плотности фотонов, а при переходах между уровнями энергии происходит их испускание или поглощение, система (1.1) должна быть дополнена уравнениями, учитывающими изменение плотности фотонов во времени,

$$\frac{d\rho_{ij}}{dt} = \vartheta \left[\frac{B_{ij}h\omega_{ij}}{\vartheta} (N_i - N_j) - K_{ij}(t) \right],$$

где $\rho_{ij} = \rho(\omega_{ij})$ - плотность энергии излучения на частоте резонансного перехода между уровнями i и j ; $K_{ij}(t)$ - феноменологически введенный коэффициент потерь на частоте ω_{ij} , который в общем случае может зависеть от времени.

При описании процессов в лазерах предполагалось, что коэффициенты, характеризующие вероятности спонтанного и вынужденного излучений, известны или для произвольной системы они могут быть рассчитаны при условии, что активные атомы взаимодействуют с излучением в свободном пространстве. Однако в случае, когда атомы находятся в

резонаторе, как это имеет место в лазерах, они взаимодействуют с электромагнитным полем в виде стоячих волн. Подобное распределение поля возникает при наличии вынужденного излучения активной среды, при этом свойства самой среды изменяются в присутствии поля. Поэтому более точное решение поставленной задачи требует более строгого рассмотрения взаимодействия излучения в лазерах с активной средой.

В отличие от методов, использующих кинетические уравнения, в приведенных выше представлениях, при более строгом рассмотрении необходимо учитывать, что под действием электромагнитного поля внутри резонатора атомы активной среды начинают осциллировать подобно микродиποлям. Эти диполи создают микроскопическую поляризацию P , численно равную электрическому моменту единицы объема активной среды. Микроскопический дипольный момент, действуя как источник излучения, возбуждает поле. Измененное поле действует на атомы и т.д. Таким образом, в результате взаимодействия внутри резонатора устанавливается самосогласованное электромагнитное поле.

При построении самосогласованной теории лазеров оказывается возможным два пути в зависимости от того, каким методом представлять взаимодействие электромагнитного поля: с точки зрения классической электродинамики или с позиций квантовой механики, при этом атомная система как в том, так и в другом случае описывается квантово - механически. Первый метод является менее строгим, так как с его помощью нельзя, например, учесть шумы лазера и статические свойства света, рассмотреть эффекты спонтанного излучения, определяющие условия в начале генерации лазеров и т.п., однако в ряде случаев он вполне достаточен. Эти два метода получили название полуклассического и квантово - механического.

Рассмотрим полуклассический метод. Сущность полуклассической теории лазеров заключается в следующем.

1. Предполагают, что в некоторый начальный момент времени в

резонаторе лазера существует электромагнитное поле, которое действует на атомы среды. При этом вычисляют согласно законам квантовой механики атомную поляризацию P_i

$$P_{ri} = \sum_{i=1}^N p_i(r, t),$$

где N – число возбужденных атомов в единице объема в момент времени t . При однородном возбуждении $P(r, t) = Np(r, t)$.

2. Вычисляют в соответствии с уравнениями Максвелла возбужденное этой поляризацией лазерное поле.

Представим прежде всего основную группу уравнений классической электродинамики, при помощи которой может быть описан любой электромагнитный процесс в среде. Данная группа включает в себя уравнения Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H &= 4\pi\delta /c + D/c + 4\pi\rho v /c; \\ \operatorname{rot} H &= -B /c; \quad \operatorname{div} B = 0; \quad \operatorname{div} D = 4\pi\rho, \end{aligned} \quad (1.4)$$

где E и H – напряженности электрического и магнитного полей; D и B – электрическая и магнитная индукция; δ – плотность электрического тока; ρ – плотность свободных электрических зарядов; c и v – скорость света и скорость движения зарядов, определяющая ток конвекции, и так называемые материальные уравнения

$$D = \varepsilon E \quad (1.5)$$

$$B = \mu H \quad (1.6)$$

$$\delta = \gamma(E + E_{\text{стор}}) \quad (1.7)$$

где $E_{\text{стор}}$ – напряженность электрического поля, определяемая сторонними силами:

Уравнения (1.5) – (1.7) устанавливают связь между векторами H и B , E и D а также δ и E через электромагнитные параметры среды ε , μ и γ , представляющие собой соответственно магнитную и электрическую проницаемости и коэффициент электропроводности среды.

При отсутствии в среде конвекционных токов в уравнении (1.6) третий член в правой части исчезает.

Для диэлектрических сред, в которых работают подавляющее большинство твердотельных лазеров ($\gamma=0$), при отсутствии свободных электрических зарядов приведенная система уравнений значительно упрощается. Однако при расчете в ряде случаев удобно ввести в уравнение поля феноменологический член, содержащий проводимость $\delta=\gamma E$, позволяющий учесть затухание колебаний, возникающих из—за потерь при дифракции, отражении и рассеянии, которые заменяются фиктивным током проводимости. Формально тогда оказывается возможным сохранить уравнения электромагнитного поля (1.6) и (1.7).

Характеристики вещества ε , μ и γ в общем случае являются нелинейно зависящими от напряженности электрического поля, они могут зависеть также от температуры, давления и других внешних факторов. В кристаллах они являются тензорными величинами, задаваемыми тензорами различных рангов.

Для наших целей нам необходимо иметь уравнение, связывающее E с макроскопической поляризацией активной среды P . Микроскопическая поляризация среды зависит от напряженности электрического поля

$$P=4\pi\chi E$$

где χ - восприимчивость среды, которая в общем случае зависит от напряженности электрического поля.

Диэлектрическая постоянная ε связана с восприимчивостью χ следующим соотношением:

$$\varepsilon=1+\chi \quad (1.8)$$

Таким образом, из (1.5) следует, что

$$D=E+4\pi P \quad (1.9)$$

Дифференцируя (1.6) по времени, считая, что токи конвекции отсутствуют, а также используя (1.7) при $E_{стор}=0$ (1.9) и второе из (1.6), приходим к следующему уравнению:

$$\text{rot}(dH/dt)=4\pi\gamma dE /cdt+d^2 E /cdt^2+4\pi d^2 P/cdt^2$$

При расчете лазеров полуклассическим методом обычно считают, что

магнитная восприимчивость вещества весьма мала и, следовательно, его намагниченностью можно пренебречь. Тогда с учетом (1.6), (1.8), используя известное соотношение

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} E = \operatorname{grad} \operatorname{div} E - \Delta E \quad (1.10)$$

можно получить уравнение

$$\Delta E = 4\pi\gamma dE / c^2 dt + d^2 E / c^2 dt^2 + 4\pi d^2 P / c^2 dt \quad (1.11)$$

В большинстве случаев при расчетах можно учитывать изменения E и P только вдоль оси резонатора, т.е. по оси z , при этом уравнение (1.11) принимает следующий вид:

$$-d^2 E / dz^2 = 4\pi\gamma dE / c^2 dt + d^2 E / c^2 dt^2 - 4\pi d^2 P / c^2 dt^2 \quad (1.12)$$

Полученное уравнение является одним из исходных, позволяющих определить E , если P задано.

Как уже указывалось, в лазерах взаимодействие излучения с активным веществом происходит внутри резонатора. Если резонатор обладает высокой добротностью, то с достаточно высокой точностью частота продольных, мод электромагнитного поля определяется по формуле

$$\Omega = \pi q c / L$$

где Ω – невозмущенная частота резонатора; c – скорость света; L – длина резонатора; q – целое число, определяющее моду.

В дальнейшем будем учитывать, что определяющий потери член уравнения (1.12) достаточно мал и его можно рассматривать как возмущение по отношению к собственным колебаниям резонатора. Незатухающие нормальные моды резонатора могут быть выражены через функции

$$E_n = e^{j\Omega n t} U_n(z)$$

где

$$U_n(z) = \sin(n\pi z / d)$$

При наличии поляризации среды $P(z, t)$ электрическое поле квазистационарных вынужденных колебаний может быть представлено в виде разложения по этим собственным функциям

$$E(z, t) = \sum A_n(t) U_n(z) \quad (1.13)$$

Употребление термина квазистационарный производится в том

смысле, что эти колебания являются стационарными, так как их можно разложить по нормальным типам колебаний пассивного резонатора, и квазистационарными, потому что вынужденная сила может возмущать амплитуду и резонансную частоту нормальных мод.

После подстановки выражения (1.13) в уравнение (1.12) умножения обеих частей на $U_n(z)$ и интегрирования по z , учитывая ортогональности собственных функций, получим уравнение

$$\Omega_n^2 A_n(t) + 4\pi\gamma dA_n(t)/c^2 dt + d^2 A_n(t)/c^2 dt^2 = -4\pi d^2 P_n(t)/c^2 dt^2 \quad (1.14)$$

где $P_n(t)$ – пространственная Фурье-компонента; $P(z, t)$ – поляризация, определяемая формулой

$$P_n(t) = 2/L \int P(z, t) U_n(z) dz.$$

Микроскопическая поляризация $P(z, t)$ создается всеми возбужденными модами, а $P_n(t)$ – есть Фурье-компонента поляризации $P(z, t)$, которая воздействует на n -ю моду.

Член, содержащий проводимость в уравнении (1.14), может быть выражен через добротность резонатора θ_n для моды n – го порядка:

$$\gamma = \nu / \theta_n$$

где ν – частота колебаний системы с учетом затухания. Тогда уравнение (1.14) принимает следующий вид:

$$d^2 A_n / c^2 dt^2 + 4\pi\nu dA_n / c^2 \theta_n dt + \Omega_n^2 A_n = 4\pi\nu^2 P_n / c \quad (1.15)$$

При этом преобразовании предложено, что Фурье-компонента $P_n(t)$ квазимонохроматична и соответствующая ей частота ν близка к Ω_n , что позволяет член, относящийся к поляризации, представить в виде $\nu^2 P_n$.

Заметим, что уравнение (1.15) совпадает с известным уравнением вынужденных колебаний гармонического осциллятора. Величины P_n и A_n можно представить в виде:

$$A_n(t) = E_n(t) \cos[\nu_n t + \varphi_n(t)];$$

$$P_n(t) = C_n(t) \cos[\nu_n t + \varphi_n(t)] + S_n(t) \sin[\nu_n t + \varphi_n(t)],$$

где E_n , C_n , S_n , и φ_n – медленно меняющиеся функции t . Подставив значение $A_n(t)$ и $P(t)$ в уравнение (1.15), приняв, что члены с $\partial E_n / \partial t$ и $\partial \varphi_n / \partial t$ малы и

сравнив коэффициенты при $\cos[v_n t + \varphi_n]$ и $\sin[v_n t + \varphi_n]$, получим:

$$\begin{aligned} [v_n + \partial(\varphi_n)/\partial t - \Omega_n] E_n &= -v C_n / 2 \varepsilon_0; \\ \partial(E_n)/\partial t + v E_n / 2 \theta_n &= -v S_n / 2 / \end{aligned}$$

Эти уравнения и являются уравнениями самосогласованности .

Перейдем теперь к следующему этапу расчета полуклассическим методом – квантово-механическому расчету зависимости поляризации P от электрического поля, предварительно сделав следующие замечания.

Как уже указывалось, поляризация P зависит от E и в общем случае является функционалом. При этом вектор P удобно представить в виде линейной и нелинейной частей:

$$P = P_{\text{лн}} + P_{\text{нл}} \quad (1.16)$$

Принимая во внимание (1.16) , уравнение (1.12) можно привести к следующему виду

$$\Delta E + \partial^2 E / v^2 \partial t^2 = 4\pi \partial^2 P_{\text{нл}} / c \partial t^2 + 4\pi \partial^2 \gamma E / c \partial t^2 - \text{grad } E v \varepsilon / \varepsilon \quad (1.17)$$

где $v^2 = c^2 / n_{\text{лн}}^2$; $n_{\text{лн}}$ – линейная часть показателя преломления.

Уравнение представляет собой одну из наиболее общих форм записи волнового уравнения. Оно в принципе может быть использовано для описания различных задач, связанных с распространением интенсивности электромагнитного поля в среде.

1.2. Основы квантовой электроники

Все окружающие нас тела состоят из элементарных частиц (атомов) или из групп определенным образом объединенных атомов(молекул). Любая молекула состоит из совокупности электронов и атомных ядер, движение и взаимное расположение которых определяют значение внутренней энергии молекулы. Каждый атом или молекула может обладать различными, но вполне определенными значениями энергии, находиться в том или другом энергетическом состоянии. Иначе говоря, их внутренняя энергия квантована. Если построить диаграмму, откладывая по вертикали значение энергии атома, то каждому значению его энергии будет соответствовать свой

уровень, и диаграмма состояний атома будет представлена рядом вполне определенных дискретных энергетических уровней.

Одним из методов нахождения возможных значений энергии является решение уравнения Шредингера

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} (E - U)\psi = 0 \quad (1.18)$$

где E -полная энергия частицы с массой m , находящейся в силовом поле с потенциальной энергией U , являющейся функцией координат; h -постоянная Планка, равная $6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж/с; ψ -волновая функция координат и времени, непрерывная, конечная и однозначная во всех точках пространства. При этом оказывается, что решения уравнения могут быть только при определенных значениях энергии E_i и избранных функциях ψ_i . Возможные значения энергии обычно называются собственными значениями энергии, а соответствующие им функции - собственными функциями. Величина $\psi\psi^* = |\psi|^2$ определяет вероятность нахождения частицы в данной точке пространства.

Уравнение Шредингера для самого простого атома водорода, состоящего из протона и одного электрона, находящегося в поле ядра, ввиду того что в данном случае $U = -e^2/r$, имеет следующий вид:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2} \left(E + \frac{e^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (1.19)$$

Простейшим решением (1.19) является $\psi(r) = e^{-ra}$, где $a = me^2/h^2$ при $E_1 = me^4/(2h^2)$. Это решение соответствует основному состоянию атома. Вероятность пребывания электрона в шаровом слое между двумя сферами с радиусами r и $r+dr$ оказывается при этом равной $4\pi r^2 \psi^2 dr$, т.е. пропорциональной $r^2 e^{-2ra}$. Вероятность нахождения электрона на различных расстояниях от ядра имеет максимум при $r = 1/a$, что соответствует первому боровскому радиусу $r = 0,53 \cdot 10^{-8}$ см.

Из (1.21) следует, что кроме состояния с наименьшим значением энергии возможны также состояния со значениями энергии $E_i > E_1$. Значению

энергии $E_2 = \frac{me^4}{2h^2} \frac{1}{2^2} = \frac{1}{4} E_1$ соответствует волновая функция $\psi_2 = e^{-ra/2}(2-ra)$, которая имеет максимум уже при другом r , большем r_1 . Таким же образом определяются энергии E_3, E_4 , соответствующие различным возможным возбужденным состояниям водородного атома. При этом $E_i = E_1/i^2$, где $i=1,2,3,\dots$

Волновые функции Ψ_i , принадлежащие энергиям E_i , сферически симметричны, т.е. являются функциями только r . Состояния атомов, волновые функции которых сферически симметричны, называются s -состояниями.

Уравнение (1.19) имеет, однако, решение, не обладающее сферической симметрией. Так, решения, соответствующие функциям вида $\psi_x = xf(r)$; $\psi_y = yf(r)$; $\psi_z = zf(r)$, определяют p -состояния. Каждая из функций ψ_x, ψ_y и ψ_z является решением для одного и того же значения энергии. Если некоторому значению энергии соответствует более чем одно независимое решение, то говорят, что имеет место вырождение. Таким образом, p -состояния трехкратно вырождены. Вырождение, по существу, заключается в том, что в этом случае имеет место совпадение трех энергетических уровней, оно, как правило, связано с наличием у системы симметрии.

Фактически, в отличие от нашего предположения, для всех атомов, кроме водородного, выражение для потенциала, в котором находится рассматриваемый электрон, будет отличаться от кулоновского потенциала $U = -ze^2/r$, так как при этом будет сказываться наличие других электронов. На электрон, находящийся на высшем энергетическом уровне, будут действовать электроны, находящиеся ближе к ядру. Их отрицательное зарядное облако до некоторой степени будет экранировать поле ядра, поэтому электрон на высшем энергетическом уровне будет находиться не точно в кулоновом поле. В результате этого, если в атоме водорода энергетические уровни, например $2s$ и $2p$ или $3p$ и $3d$, совпадали, то теперь

они разделяются. Разделение уровней увеличивается по мере перехода к более тяжелым элементам, т. е. с возрастанием порядкового номера z .

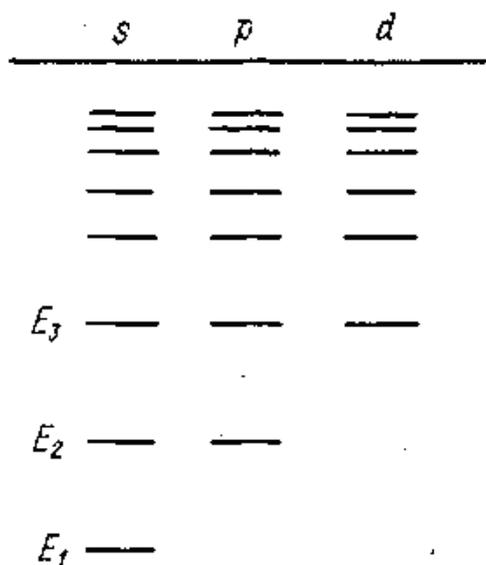


Рис. 1.1. Энергетические уровни атома водорода

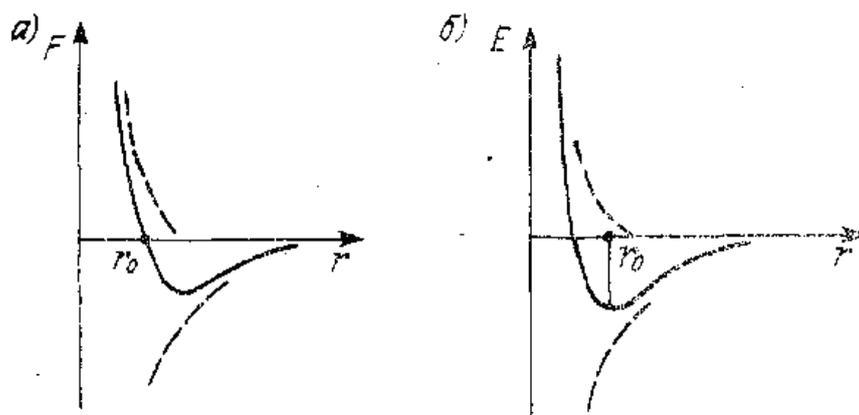


Рис. 1.2. Зависимость силы взаимодействия двух атомов, объединенных в молекулу (а), и их потенциальной энергии (б) от радиуса r

Разделение уровней всегда таково, что s уровень оказывается нижним, а уровни p и d располагаются выше. Таким образом, для каждого атома будем иметь свою диаграмму энергетических состояний.

Два или несколько атомов могут образовать молекулу, т. е. систему, выступающую как единое целое, в которой атомы связаны между собой и

расположены в определенном порядке. Структура молекулы, т. е. строго определенное расположение атомов в пространстве, является следствием действия между атомами сил притяжения и отталкивания. Химическая связь осуществляется с участием внешних электронов атомов. Так, два атома водорода могут образовать молекулу водорода H_2 . При сближении двух водородных атомов с больших расстояний они вначале притягиваются, если спины их электронов антипараллельны. Энергия взаимодействия имеет минимум на расстоянии порядка боровского радиуса. Для меньших расстояний притяжение переходит в отталкивание. Минимум $E(r)$ определяет равновесное расстояние и энергию связи или энергию диссоциации молекулы водорода (рис. 1.1). Атомы в молекуле не неподвижны, они колеблются около равновесного положения r_0 . Амплитуда их колебаний тем больше, чем выше температура. Молекула в целом также вращается. Колебательная и вращательная энергии согласно законам квантовой механики могут принимать только дискретные значения, т. е. колебательная энергия E_k и вращательная энергия E_v квантованы. Расстояния между энергетическими уровнями, соответствующие колебательной энергии, значительно меньше, чем расстояния между уровнями электронной энергии. Различие между энергиями ротационных квантовых состояний еще меньше.

1.3. Принцип действия лазеров

Представим себе ансамбль, состоящий из N_0 атомов в единице объема, и пусть на него действует электромагнитное излучение с частотой ν_{mn} и спектральной плотностью потока энергии ρ_ν . Пусть N_m и N_n число атомов, находящихся соответственно на верхнем и нижнем энергетическом уровнях. Тогда число поглощенных ансамблем фотонов за время dt , равное числу переходов атомов с уровня n на уровень m , будет $N_n B_{nm} \rho_\nu dt$, при этом поглощенная ансамблем энергия

$$W_{\text{погл}} = N_n B_{nm} \rho_\nu h \nu_{mn} dt. \quad (1.20)$$

Общее число переходов атомов с m на n , как спонтанных, так и вынужденных, за то же время будет $N_m B_{mn} \rho_\nu dt + N_m A_{mn} dt$. Так как $A_{mn} \ll B_{mn}$, то излученная энергия

$$dW_{\text{изл}} = N_m B_{mn} \rho_\nu h\nu_{mn} dt. \quad (1.21)$$

Если $dW_{\text{изл}}$ будет больше, чем $dW_{\text{погл}}$ то произойдет усиление интенсивности падающей на систему электромагнитной волны. Следовательно, условием усиления является

$$N_m B_{mn} \rho_\nu h\nu_{mn} dt > N_n B_{nm} \rho_\nu h\nu_{mn} dt.$$

Подставив значение B_{mn} получим

$$N_m > N_n g_m / g_n. \quad (1.22)$$

При невырожденных энергетических уровнях $g_m = g_n = 1$ из (1.22) следует, что N_m должно быть больше N_n . Таким образом, мы приходим к заключению, что условием усиления электромагнитной волны ансамблем атомов является распределение в нем населенностей по энергетическим уровням, противоположное тому, что имеет место обычно при термодинамическом равновесии. Число молекул на верхнем энергетическом уровне в отличие от больцмановского распределения должно быть больше, чем на нижнем. Это основное условие, которое лежит в основе принципов работы всех типов квантовых усилителей и генераторов.

В случае, когда N_m будет меньше N_n , в ансамбле молекул в большей мере будут осуществляться переходы с нижнего уровня на верхний при поглощении фотонов, чем с верхнего на нижний. При этом ансамбль молекул будет являться поглощающей средой, ослабляющей проходящую через него электромагнитную волну.

Мгновенная мощность излучения ансамблем атомов при наличии поглощения будет равна

$$dW/dt = (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) \rho_\nu h\nu. \quad (1.23)$$

При $g_m = g_n = 1$ $dW/dt = (N_m - N_n) B_{mn} \rho_\nu h\nu$. Из (1.23) следует, что мощность излучения пропорциональна разности населенности энергетических уровней. Таким образом, при создании квантового генератора необходимо прежде всего выполнение таких условий, при которых в ансамбле частиц населенность верхнего энергетического уровня была по возможности больше населенности нижнего. Для этого, очевидно, необходимо предварительно ансамбль подвергнуть соответствующему воздействию, которое привело бы к должному перераспределению частиц по энергиям. Такого рода воздействие, называемое накачкой, по существу сводится к возбуждению частиц ансамбля. Оно может быть осуществлено различными способами, например путем облучения ансамбля потоком фотонов или электронов, обладающих такой энергией, при которой происходит переход частиц на верхний рабочий уровень m с одного из уровней i , расположенных ниже уровня n , а потому обладающих значительно большей населенностью, чем населенность нижнего рабочего уровня.

Если теперь, после того, как была произведена накачка и осуществлена инверсия, т. е. достигнута соответствующая перенаселенность энергетических уровней, ансамбль частиц подвергнуть в каком-либо направлении облучению потоком фотонов слабой интенсивности, но имеющим частоту, равную частоте рабочего перехода с уровня m на уровень n , то в результате взаимодействия с частицами ансамбля произойдет их размножение. Действительно, взаимодействие какого-либо фотона частоты ν_{mn} с возбужденной частицей приведет к вынужденному излучению фотона такой же частоты ν_{mn} , распространяющегося в том же направлении.

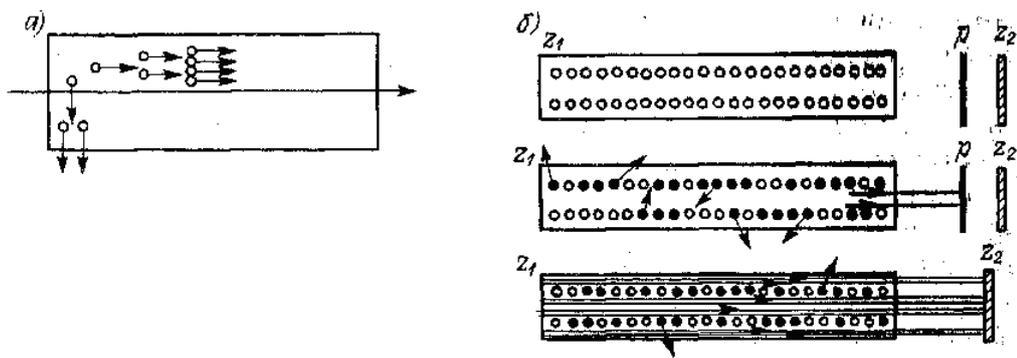


Рис. 1.3. Усиление световой волны, испущенной атомом активной среды (а), и нарастание вынужденного излучения преимущественно вдоль оси рабочего тела.

В результате акта взаимодействия окажется уже два фотона, которые, распространяясь дальше и встретив соответственно две возбужденные частицы, породят еще два фотона, четыре фотона, затем превращаются в 8, 16 и т. д. (рис. 1.3, а).

В таком размножении будут участвовать все взаимодействующие с частицами фотоны потока электромагнитной энергии, которым был освещен ансамбль. В результате на выходе из области, где был расположен ансамбль рабочих молекул, интенсивность пучка света будет значительно превосходить интенсивность на входе (рис. 1.3, б).

Все вышеизложенное приводит нас к заключению о возможности усиления электромагнитных волн при индуцированном излучении в некотором ансамбле атомов при условии, что большинство атомов находится в верхнем из двух энергетических состояний, связанных соответствующим переходом.

Из (1.20) и (1.21), принимая во внимание, что интенсивности и плотности энергии связаны соотношением $p=I/c$, следует, что если излучение пройдет слой, заполненный активными атомами, равный dx , то на пути dx приращение его интенсивности будет равно

$$dI = \frac{I}{c} h\nu_{mn} (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) dx.$$

Отсюда, интегрируя, находим изменение интенсивности на пути l :

$$I = I_0 e^{\frac{h\nu_{mn}}{c} (N_m B_{mn} - N_n B_{nm}) l}. \quad (1.24)$$

Вводя понятие о поперечных сечениях взаимодействия фотона с атомом на соответствующих переходах $\sigma_{mn} = B_{mn} h\nu_{mn}$ и $\sigma_{nm} = B_{nm} h\nu_{nm}$ и принимая во внимание выражение (1.24) можно представить в следующем виде:

$$I = I_0 e^{\alpha l}, \quad (1.25)$$

где

$$\alpha = \frac{\sigma_{mn}}{c} \left(N_m - \frac{g_m}{g_n} N_n \right).$$

Формула (1.25) представляет известный закон Бугера, где a — имеет положительное значение, когда $N_m > (g_m/g_n) N_n$, т. е. при наличии инверсии, и определяет коэффициент усиления. Отрицательное значение коэффициента имеет при обычном термодинамическом равновесии, и в этом случае ансамбль атомов представляет собой поглощающую среду. На рис. 1.3, б изображено распространение излучения в усиливающей среде.

Как следует из (1.25), степень усиления излучения определяется произведением αl . Очевидно, что значительное усиление на небольшом пути возможно лишь при очень больших значениях коэффициента a , т. е. при достижении весьма высокой инверсии. В противном случае для этого требуется значительное расстояние, на котором происходит размножение фотонов.

Однако, если ансамбль поместить в резонатор, самым простым вариантом которого является система, состоящая из двух параллельно расположенных плоских зеркал (рис. 1.4), то излучение, прежде чем покинуть резонатор, претерпевает большое число отражений от зеркал, и, таким образом, при этом имеется весьма большая эффективная длина. В резонаторе, настроенном на частоту колебаний атомов или молекул,

находящихся в нем, будет происходить интенсивное индуцированное излучение. Если испускаемая энергия будет больше потерь в резонаторе, то становится возможным усиление поступающего в резонатор излучения. В тех случаях, когда индуцированное излучение окажется достаточным не только для преодоления потерь в резонаторе, но и в различных его нагрузках, оказывается возможным также и генерирование электромагнитных волн.

Из всего вышеизложенного следует, что необходимыми элементами любого лазера, как правило, являются следующие.

1. Ансамбль молекул, представляющих собою рабочее вещество, в котором может быть осуществлена инверсия, т. е. распределение по энергиям, несвойственное термодинамическому равновесию, удовлетворяющее условию $N_m > N_n g_m / g_n$.

2. Устройство, в котором используется какое-либо физическое воздействие на рабочее вещество, позволяющее осуществить инверсию, т. е., как принято говорить, накачку. Накачка может быть осуществлена либо путем воздействия на рабочее тело потоком фотонов или электронов, либо каким-нибудь другим способом.

3. Элемент, при помощи которого или в котором осуществляется достаточно интенсивное взаимодействие излучения с веществом и в котором происходит отбор энергии от ансамбля молекул. Это обычно того или другого вида резонатор.

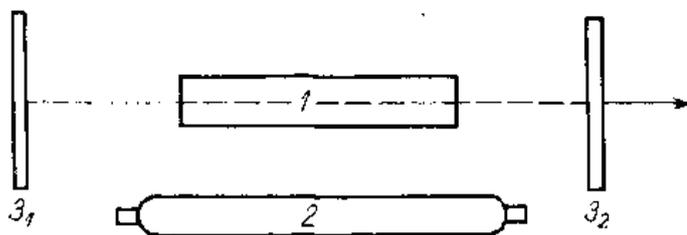


Рис. 1.4. Принципиальная схема оптического квантового генератора: 1-рабочее тело; 2-элемент подкачки; Z_1 -глухое зеркало; Z_2 - зеркало, частично пропускающее излучение.

ГЛАВА 2. ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ЛАЗЕРОВ

2.1. Классификация лазеров

В настоящее время существует большое количество лазеров, отличающихся друг от друга либо одним, либо несколькими из перечисленных в первом главе элементов. Эти отличия могут быть принципиального характера, когда работа лазеров базируется на различных физических явлениях, как, например, в лазерах на твердом теле и в лазерах, у которых в качестве рабочего вещества используются газы. В связи с этим при изучении лазеров появляется настоятельная необходимость их классификации. Основное общепринятое деление всех существующих лазеров на группы производится по агрегатному состоянию рабочего вещества: лазеры на твердом теле, газовые лазеры, жидкостные; в отдельную группу выделяются полупроводниковые лазеры, хотя используемые в квантовой электронике полупроводники, по существу, являются твердыми телами. Объясняется это тем, что физические явления, протекающие при генерации в полупроводниках, существенно отличаются от явлений, протекающих в обычных твердотельных лазерах.

В свою очередь, каждая из перечисленных групп может быть подразделена на более мелкие подгруппы.

В твердотельных лазерах рабочим ансамблем атомов являются примесные атомы, введенные в сравнительно небольших количествах в основную матрицу твердого тела, которая может быть как кристаллической, так и аморфной. Например, рубин представляет собой корунд (Al_2O_3), в кристаллической решетке которого часть атомов Al заменена атомами Cr, или стекло является аморфным телом с примесью неодима. Рабочими атомами в этом случае являются соответственно атомы хрома или неодима. Однако атомы неодима могут быть введены и в кристаллическое тело, так, например, в лазере на алюмоиттриевом гранате.

Инверсия в твердотельных лазерах достигается воздействием потоков фотонов соответствующей частоты на примесные атомы рабочего тела, т. е. при помощи оптической накачки, осуществляемой путем использования специальных газоразрядных ламп.

Таким образом, твердотельные лазеры могут быть подразделены на две подгруппы: кристаллической и аморфной матрицами.

В газах могут быть использованы энергетические уровни атомов, ионов или молекул, в связи с этим газовые лазеры подразделяются на атомарные, ионные и молекулярные.

Рабочие уровни ионов располагаются на энергетической диаграмме выше, чем уровни атомов, а расстояние между ними больше, что приводит к более коротковолновому излучению ионных лазеров по сравнению с лазерами, работающими на атомных переходах. Ввиду того, что вероятность ионных переходов, как правило, больше вероятности атомных переходов, мощность ионных лазеров значительно больше атомарных.

В молекулярных лазерах используются энергетические уровни, соответствующие колебательным и вращательным движениям атомов и молекул. Данные уровни расположены ниже атомных уровней, и интервалы между ними значительно меньше, вследствие этого излучение молекулярных газовых лазеров более длинноволновое, соответствующее инфракрасной части спектра, а коэффициент полезного действия их на много больше атомарных и ионных лазеров. Кроме вышеуказанных трех подгрупп газовых лазеров в отдельные группы могут быть выделены лазеры на парах металлов, например Cu, Pb и т. д.

К первой подгруппе лазеров, работающих на атомных переходах, относятся, например, лазеры с чистыми инертными газами He, Ne, Ar, Kr, на смеси He—Ne и др. Типичным представителем второй подгруппы является аргоновый лазер. К третьей подгруппе молекулярных лазеров относятся лазер на CO₂, парах воды, на смеси CO₂ + He + N₂ и др.

Рассмотренные подгруппы газовых лазеров могут быть, в свою очередь, подразделены на лазеры с однородным газом и лазеры, в которых к основному рабочему газу прибавляется примесь других газов для осуществления условий создания наибольшей инверсии. Например, в первой подгруппе лазеры на чистом Ne и лазер на смеси Ne—He, в третьей подгруппе — лазер на CO₂ и лазер на CO₂ + He + N₂ и т. д.

В подавляющем большинстве случаев инверсия в газовых лазерах осуществляется при прохождении электрического тока через рабочий газ. При электрическом разряде в газе происходит столкновение электронов и ионов с нейтральными частицами газа, а также столкновение нейтральных частиц между собой. В результате этих столкновений при определенных условиях осуществляется инверсия, необходимая для генерации излучения. В газовых лазерах оптическая накачка используется весьма редко. К таким лазерам относится, например, лазер на парах цезия.

Лазеры, рабочим веществом у которых является жидкость, принято подразделять на две подгруппы. В первую подгруппу входят лазеры, рабочим веществом у которых являются растворы неорганических соединений, во вторую — растворы различных органических красителей. К первой подгруппе относятся, например, получившие наиболее широкое развитие лазеры на растворах солей неодима в неорганических жидкостях, например, на оксиде хлорида селена с четыреххлористым оловом (SeOCl₂ : SnCl₄). Рабочими атомами в этом случае являются атомы неодима. Ко второй группе относятся, например, лазеры на растворах пиронина, родамина, трипафлава и др.

В жидкостных лазерах инверсия осуществляется при помощи оптической накачки.

В полупроводниковых лазерах рабочим телом является кристалл полупроводника. Генерация осуществляется при рекомбинации неравновесных электронов и дырок при соответствующих переходах

носителей. Полупроводниковые лазеры подразделяются на две основные подгруппы.

Лазеры, в которых рабочим телом являются кристаллы-полупроводники, изготовленные таким образом, что одна их часть обладает электронной проводимостью (n-тип), а другая — проводимостью, обусловленной наличием дырок (p-тип). В этих условиях на границе, называемой *p—n*-переходом, возникает большой градиент концентрации как электронов, так и дырок. Инверсия в данном случае осуществляется при инжекции носителей тока через *p—n*-переход под влиянием прилагаемой к кристаллу разности потенциалов.

Полупроводниковые лазеры, относящиеся к данной подгруппе, получили название инжекционных ПКГ, типичным представителем их является лазер на *p—n*-переходе в арсениде галлия.

Ко второй подгруппе относятся лазеры, в которых рабочим телом являются кристаллы полупроводника одного типа. В этом типе лазеров возбуждение осуществляется при бомбардировке кристалла полупроводника электронным пучком или достигается оптической накачкой. В качестве рабочих тел используются, например, полупроводники-кристаллы сульфида кадмия CdS, арсенида галлия GaAs, теллура свинца PbTe и др.

Кроме указанной классификации, может быть произведена классификация лазеров по виду используемых в них рабочих тел, однако возможно их подразделение на группы в зависимости от способа накачки, при этом следует иметь в виду, что помимо оптической и электрической накачки инверсия, вообще говоря, может быть осуществлена еще и другими способами.

В последнее время большое внимание уделяется химической накачке, когда инверсия возникает при той или другой химической реакции. Химическая реакция может быть осуществлена либо при фотодиссоциации молекул, как, например, в лазере на атомарном газе, либо в электрическом разряде в смеси газов, например Ne—O₂, Ar—O₂ а также на фтористом

водороде и других или при взаимодействии соответствующих молекул и атомов и их соединений. В результате всех этих процессов образуются атомы или молекулы в возбужденном состоянии.

Следует отметить, что лазеры можно подразделить также на группы в зависимости от режима их работы. Различают лазеры, работающие в непрерывном режиме с длительностью импульса 10^{-3} — 10^{-5} с (режим свободной генерации); в режиме гигантских импульсов, когда длительность определяется 10^{-7} — 10^{-9} с, и так называемом режиме синхронизации мод, при котором длительность импульса может быть короче 10^{-12} с.

2.2. Газовые лазеры

В настоящее время создано большое число типов газовых лазеров, которые можно условно классифицировать по способу возбуждения активной среды, по виду активного вещества, по режиму работы и т. п. В литературе наиболее принята классификация по виду перехода, на котором имеет место лазерная генерация. В соответствии с ней выделяют лазеры на нейтральных атомах, типичным примером которого является He—Ne лазер. Вторую группу образуют ионные лазеры. Инверсия населенностей в них создается между уровнями энергии атомарных ионов. Весьма обширную группу составляют молекулярные лазеры, являющиеся наиболее мощными газовыми лазерами и обладающие высоким КПД. В особую группу выделяют лазеры на парах металлов (атомы и ионы), а также эксимерные лазеры, работающие на переходах между электронными уровнями эксимерных молекул (молекул, существующих только в электронно-возбужденном состоянии). Кроме того, в зависимости от способа возбуждения активной среды выделяют в отдельные группы газодинамические лазеры, где инверсия создается путем адиабатического охлаждения нагретых газовых масс, движущихся со сверхзвуковой скоростью, электроионизационные лазеры, в которых возбуждение активной среды осуществляется разрядом, управляемым электронным пучком, химические лазеры, работающие без

внешнего источника энергии. Инверсия в химических лазерах возникает непосредственно в ходе элементарной химической реакции, за счет освобождающейся при этом энергии, что принципиально отличает их от ранее рассмотренных генераторов оптического излучения.

В газовом лазере основные процессы, приводящие к осуществлению инверсии, происходят, как правило, в газовом разряде, под которым понимают совокупность процессов, связанных с прохождением электрического тока через газообразную среду. При возникновении разряда образуется особая среда — газообразная плазма, для которой характерна значительная концентрация заряженных и возбужденных частиц.

Для возбуждения лазерного вещества используется, как правило, наиболее протяженная и однородная часть разряда — положительный столб. Различают следующие виды газового разряда: стационарный и импульсный.

По типичным значениям относительной концентрации заряженных частиц (степень ионизации) различают тлеющий (доли процента) и дуговой (проценты) стационарные разряды.

Техническая реализация стационарных разрядов обычно осуществляется двумя путями: с помощью разряда постоянного тока и с помощью высокочастотного разряда. В последнем случае отпадает надобность во внутренних электродах, но усложняется блок накачки, усиливается поглощение рабочего газа стенками газоразрядной трубки.

В газе (или смеси газов), возбуждаемом за счет электрической энергии, протекают различные процессы, среди которых можно выделить один основной. В электроразрядных лазерах таковым процессом являются неупругие столкновения частиц. Упругие процессы в плазме газового разряда способствуют лишь установлению определенного распределения частиц по скоростям.

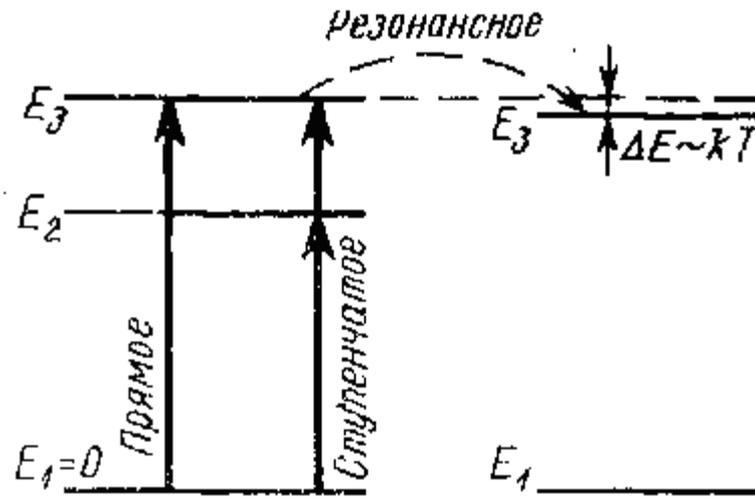
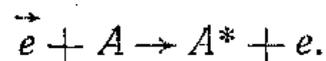


Рис.2.1. Схема возбуждения энергетических уровней в газовом разряде

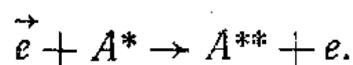
Различают два типа неупругих взаимодействий (соударения I и II рода). К ударам I рода относятся взаимодействия, приводящие к уменьшению суммарной кинетической энергии сталкивающихся частиц. Известны три процесса такого типа (рис. 2.1).

Прямое электронное возбуждение, когда быстрый электрон \vec{e} , сталкиваясь с тяжелой частицей A , расходует свою кинетическую энергию на ее возбуждение, описывается соотношением



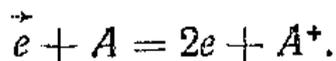
При этом процессе кинетическая энергия электрона должна превышать энергию E^* возбужденного состояния A^* .

Ступенчатое электронное возбуждение, заключающееся во взаимодействии электрона с возбужденной тяжелой частицей A (с энергией E^*), можно представить в виде



В результате частица переходит в более высоковозбужденное состояние A^{**} с энергией E^{**} . Вероятность данного процесса отлична от нуля только для энергии электрона $W_e \geq \Delta W = E^{**} - E^*$.

Процесс ударной ионизации, когда быстрый электрон выбивает оптический электрон из нейтральной частицы, характеризуется равенством



Этот процесс приводит к образованию положительного иона. Сечение возбуждения отлично от нуля только при $W_e \geq I$, где I — энергия ионизации частицы A .

Если в газовой среде установилось максвелловское распределение электронов по скоростям, то КПД возбуждения определяется следующим образом:

$$\eta_{\text{в}} = e^{[-\Delta E / (kT)]},$$

где ΔE — энергия, затрачиваемая на возбуждение частицы.

Удары II рода заключаются в обмене внутренними энергиями сталкивающихся частиц. При этом суммарная кинетическая энергия частиц остается неизменной или возрастает. Неупругий удар II рода носит резонансный характер, и эффективное сечение этого процесса имеет максимум при совпадении энергий уровней взаимодействующих частиц (рис. 2.1). Ширина данного резонанса не более значения kT , где T — среднестатистическая температура сталкивающихся частиц. Этот процесс имеет большое значение в создании инверсии в газоразрядных лазерах, в частности в He — Ne и на основе CO₂.

2.3. Системы оптической накачки

Конструктивно твердотельный лазер представляет собой излучатель, включающий в себя активный элемент, зеркала резонатора и систему оптической накачки.

Оптической накачкой называется способ создания инверсии при облучении активного вещества излучением специального внешнего источника. Система оптической накачки содержит в общем случае лампу накачки, излучающую лучистый поток, и светооптическую арматуру, концентрирующую поток накачки на активном элементе (рис. 2.2).

Различают некогерентную и когерентную накачку. При когерентной накачке источником излучения служит вспомогательный лазер.

При накачке твердотельных лазеров наибольшее распространение получила некогерентная накачка. Источником некогерентного излучения может служить излучение естественных источников, например солнца и искусственных источников. К последним относятся газоразрядные импульсные лампы, лампы непрерывного горения (газоразрядные и накаливания), искровые разрядники, пламя, взрывающиеся проволоки, полупроводниковые люминесцентные светодиоды и т. д. Наиболее широко применяются газоразрядные лампы.

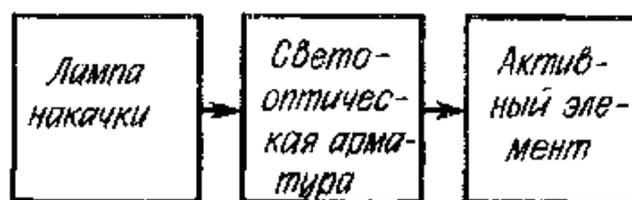


Рис. 2.2. Схема оптической накачки.

Эффективность системы накачки можно определить как отношение поглощаемого в активном материале лучистого потока к мощности, потребляемой всеми лампами накачки. Эффективность системы накачки зависит от КПД лампы накачки, светооптической арматуры и эффективности использования излучения накачки.

Основной недостаток газоразрядных ламп заключается в сравнительно низкой эффективности преобразования электрической энергии в

световое излучение, соответствующее полосам поглощения активного материала.

Перспективным видом накачки является использование излучения полупроводниковых люминесцентных светодиодов, например на $\text{CaAs}_x \text{P}_{1-x}$. Люминесцентный полупроводниковый диод допускает температурную перестройку, так что максимум его излучения можно совместить, например, с максимальным поглощением $\text{YAG} : \text{Nd}^{3+}$. В этом случае КПД источника накачки максимален.

2.4. Твердотельные лазеры

Основу активной среды твердотельных лазеров составляет матрица. Генерирующими центрами являются частицы, введенные в матрицу. В качестве таких центров используются ионы переходных металлов, редкоземельных элементов или актинидов, энергетические уровни которых используются для создания инверсной населенности. Относительная концентрация таких активных частиц — активаторов — обычно невелика и составляет единицы или доли процентов от полного числа атомов в среде. Матрица непосредственно не участвует в физических процессах, приводящих к генерации, но ее вещество определяет основные технические свойства активной среды.

В настоящее время в качестве матриц применяются диэлектрические кристаллы с упорядоченной структурой, твердые растворы в виде смешанных разупорядоченных систем и стекла. В качестве кристаллических активных сред наиболее широко используются оксидные лазерные кристаллы: рубин $\text{Al}_2\text{O}_3 : \text{Cr}^{3+}$, иттриево-алюминиевый гранат (ИАГ) $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12} : \text{Nd}^{3+}$, александрит $\text{BeAl}_2\text{O}_4 : \text{Cr}^{3+}$, гадолиний-скандий-галлиевый гранат (ГСГГ) $\text{Cd}_3\text{Sc}_2\text{Ga}_3\text{O}_{12} : \text{Nd}^{3+}$ и др. — и фторидные кристаллы: CaF_2 , BaF_2 , KZnF_3 и др. В качестве активаторов используются главным образом ионы группы железа (Cr^{3+} , V^{2+} , Ni^{2+} , Co^{2+} и др.), а также ионы редкоземельных элементов (Nd^{3+} , Pr^{3+} , Eu^{3+} и др.).

В качестве аморфных диэлектриков применяются стекла различных составов. В качестве активаторов в стеклянных матрицах обычно используются двух- и трехзарядные ионы редкоземельных элементов — неодима, иттербия, гадолия и др. В отличие от кристаллов ионы активатора входят в стекло как компоненты стекла. При производстве лазерных стекол к ним предъявляются повышенные требования к чистоте исходных материалов, однородности и спектральным свойствам.

Основными достоинствами стеклянных активных сред является простота изготовления активных элементов любой формы и размеров, высокая оптическая однородность, изотропность свойств, возможность введения активатора в необходимых концентрациях с равномерным распределением его по активному элементу. Но по ряду параметров стекло уступает кристаллам. Спектральные линии излучения в стекле расширены, что является следствием отсутствия определенной кристаллической структуры; стекла имеют более низкий квантовый выход излучения, худшие теплофизические свойства (малую теплопроводность и высокий коэффициент термического расширения); ограниченную область прозрачности.

2.5. Полупроводниковые лазеры

При образовании кристаллического твердого тела атомы или молекулы вступают во взаимодействие и сближаются на малые расстояния и их волновые функции перекрываются. Благодаря этому перекрытию электроны в кристалле принадлежат не отдельному атому, а всему кристаллу в целом и составляют единую подсистему, на которую распространяется принцип Паули, согласно которому в одном квантовом состоянии не может находиться более одного электрона. Тогда электроны, находившиеся в изолированном атоме в одном и том же энергетическом состоянии, в кристалле будут занимать состояния, несколько отличающиеся по энергиям. Иными словами, энергетические уровни изолированных атомов в кристалле

расщепляются на ряд подуровней и образуют энергетическую зону. Зоны разрешенных энергий для электронов в кристалле разделены зоной запрещенных энергий (рис. 2.3.).

Переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости имеют место, в частности, при повышении температуры кристалла ($T > 0$), когда происходит разрыв валентных связей электронов с атомами вещества за счет энергии колебательного движения кристаллической решетки. В этом случае сообщенная электрону энергия равна или превосходит ширину запрещенной зоны E_g . Образующийся свободный электрон занимает при этом одно из состояний зоны проводимости и может принимать участие в электропроводности. При переходе электронов в зону проводимости в валентной зоне остается ненасыщенная валентная связь электрона с атомом кристалла. Такая связь, называемая дыркой, может также принимать участие в переносе электрического тока. Таким образом, при отсутствии примесей полная электропроводность полупроводника складывается из электропроводностей, обусловленных движением электронов в зоне проводимости, и дырок в валентной зоне.

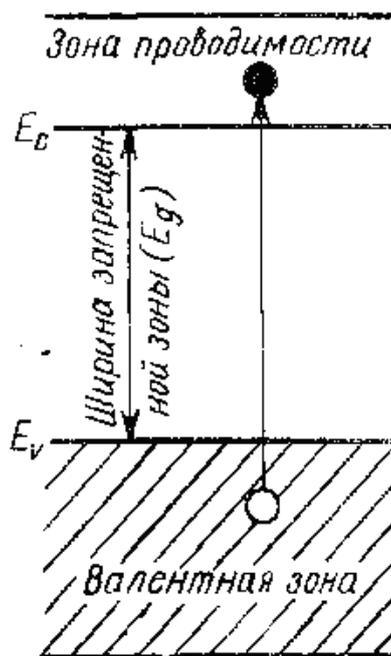


Рис.2.3. Валентная зона, зона проводимости и схема образования электронно –дырочной пары в собственном полупроводнике

Кинетическая энергия E электрона в зоне проводимости (дырки в валентной зоне) зависит от его волнового вектора $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ (где λ — длина волны де Бройля) или квазиимпульса $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. Из квантовой механики известно, что зависимость $E(\mathbf{k})$, или $E(\mathbf{p})$, для свободного электрона имеет вид

$$E = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_0} = \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2}{2m_0}, \quad (2.1)$$

где m_0 — масса свободного электрона; \mathbf{p} — его импульс, $\mathbf{p} = m_0\mathbf{v}$. Аналогичный по форме вид закона дисперсии $E(\mathbf{p})$ имеет место и в кристалле, где электрон движется уже не в свободном пространстве, а в периодическом потенциальном поле кристаллической решетки. Различие состоит в том, что вместо массы свободного электрона в выражение (2.1) необходимо подставить так называемую эффективную массу m^* . Эффективная масса m^* отличается от массы свободного электрона m_0 и учитывает то обстоятельство, что электрон, движущийся в кристалле, не является свободным, а испытывает действие периодического поля кристаллической решетки.

Свойства полупроводников описываются поведением электронов вблизи дна зоны проводимости E_c и дырок вблизи потолка валентной зоны E_v . Если отсчитывать значение энергий для электронов и дырок от потолка валентной зоны, то с учетом (2.2) полную энергию электронов и дырок можно представить в виде:

$$E_n = E_e + \frac{\hbar^2\mathbf{k}_n^2}{2m_n^*}; \quad E_p = E_v - \frac{\hbar^2\mathbf{k}_p^2}{2m_p^*}. \quad (2.2)$$

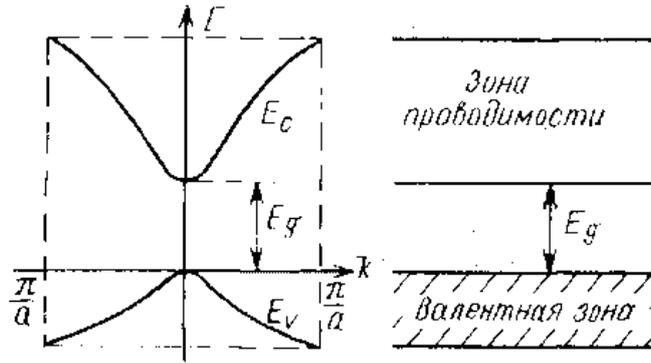


Рис. 2.4. Дисперсионные зависимости кинетической энергии для электронов в зоне проводимости E_c и дырок в валентной зоне E_v

Зависимость (2.2) графически в общем виде представлена на рис. 2.4. Существенным здесь является то, что минимум $E_n(k)$ для зоны проводимости и максимум $E_p(k)$ для валентной зоны приходятся на одну и ту же точку k -пространства. Полупроводники, у которых экстремумы зоны проводимости и валентной зоны находятся в одной и той же точке k -пространства, называются полупроводниками с прямой структурой зон.

Валентная зона и зона проводимости большинства полупроводников имеют сложное строение, поскольку образованы наложением нескольких подзон с различными значениями эффективных масс. Функция плотности состояний для сложной энергетической зоны определяется суммированием по отдельным под зонам:

$$g(E) = \frac{1}{3\pi^2 \hbar^3} \sum_j M_j (2m_j^*)^{3/2} (E - E_j)^{1/2},$$

где M_j — число эквивалентных минимумов для j -й под зоны; m_j — эффективная масса для плотности состояний в j -й под зоне; E_j — энергетическое положение дна j -й под зоны.

В условиях теплового равновесия при данной температуре T вероятность заполнения квантового состояния с энергией E для частиц,

подчиняющихся принципу Паули (фермионов), к числу которых относятся электроны, определяется функцией распределения Ферми — Дирака

$$f(E, T) = \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1}, \quad (2.3)$$

где k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура; F — энергия Ферми. В рамках статистики Ферми—Дирака энергия Ферми численно равна работе, которую необходимо затратить, чтобы изменить число частиц в системе на единицу. Как следует из выражения (2.3), при $T = 0\text{К}$ в интервале энергий $0 \leq E < F$ $f_0 = 1$, а при $E > F$ $f_0 = 0$. Это означает, что все квантовые состояния с энергиями, меньшими энергии Ферми, заняты электронами, тогда как все состояния с энергиями, большими энергии Ферми, свободны. При $T > 0\text{К}$ и при $E = F$, как это следует из выражения (2.3), $f_0(F) = 0,5$. Таким образом, уровень Ферми F есть энергия того квантового состояния, вероятность заполнения которого при температуре $T > 0\text{К}$ равна 0,5.

Вероятность заполнения данного квантового состояния E дыркой, очевидно, равна вероятности отсутствия в этом состоянии электрона:

$$f_{0p}(F) = 1 - f_0(F) = 1 - \frac{1}{e^{(E-F)/kT} + 1} = \frac{1}{e^{(F-E)/kT} + 1}.$$

Для собственного полупроводника концентрация электронов в зоне

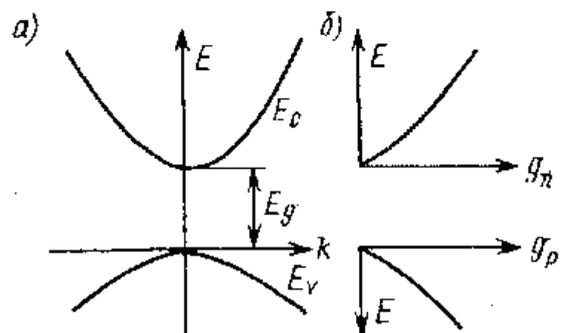


Рис. 2.5. Энергетическая зонная структура полупроводника (а) и функции плотности состояний (б) в зоне проводимости g_n и в валентной зоне g_p

проводимости или дырок в валентной зоне определяется как функциями плотности состояний в соответствующих зонах, так и вероятностями заполнения этих состояний.

Заполнение энергетических состояний электронами в зоне проводимости и дырками в валентной зоне иллюстрируется диаграммами, показанными на рис. 2.6. Так как в полупроводнике n-типа электропроводности донорные состояния (их концентрация N_d) вносят некоторое избыточное количество электронов, то уровень Ферми здесь смещен к дну зоны проводимости. Аналогичным образом в полупроводнике p-типа акцепторные примеси с концентрацией N_d обеспечивают избыток дырок, что приводит к смещению уровня Ферми к потолку валентной зоны.

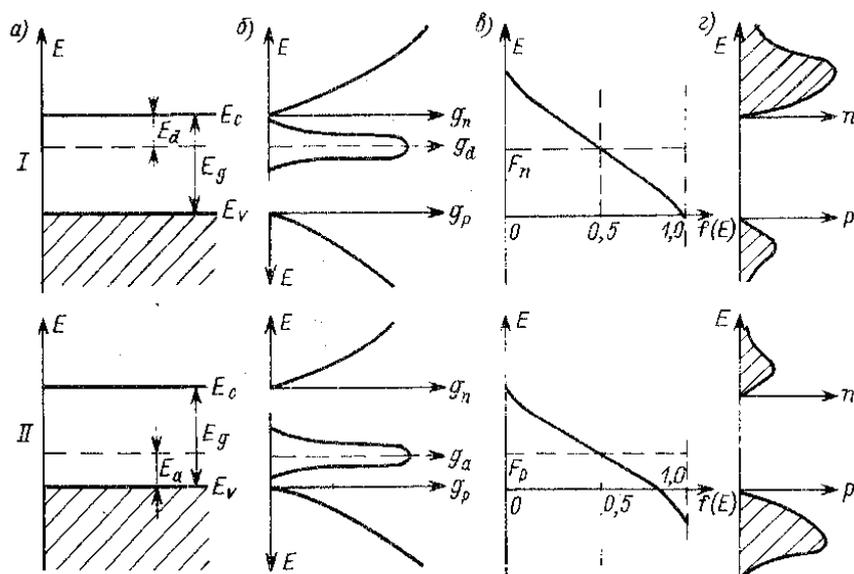


Рис. 2.6. Схема заполнения энергетических уровней в полупроводниках n-типа (1) и p-типа (2) электропроводностей: а-зонная; б- функции плотности состояний; в- распределение Ферми; г-концентрации электронов

При увеличении концентрации примесей волновые функции электронов на примесях начинают перекрываться. Такая ситуация имеет место при концентрациях примесей порядка a^{-3} , где a — радиус первой боровской орбиты для электрона, связанного с атомом примеси. В результате

примесные уровни расширяются в зону. При дальнейшем увеличении концентрации примесей примесная зона расширяется и перекрывается с ближней зоной разрешенных состояний (зоной проводимости в полупроводнике n-типа или валентной зоной в полупроводнике p-типа).

Значительное увеличение концентрации примесей приводит к еще одному существенному эффекту в полупроводниках — образованию вблизи разрешенных зон хвостов плотности состояний в пределах разрешенной зоны.

Рассмотрим собственный полупроводник. В условиях термодинамического равновесия ($T=0\text{K}$) валентная зона полупроводника полностью заполнена электронами (концентрация дырок равна нулю), а зона проводимости пуста. Предположим, что на полупроводник падает поток квантов электромагнитного излучения, энергия которых превышает ширину запрещенной зоны $h\nu \geq E_g$. Падающее излучение поглощается в веществе, так как энергия квантов здесь достаточна для перевода электронов из состояний зоны проводимости в состояния валентной зоны. Другими словами, в результате поглощения излучения в полупроводнике образуются электронно-дырочные пары. Одновременно с процессом образования электронно-дырочных пар протекает процесс их рекомбинации. Результатом акта рекомбинации электронно-дырочной пары может быть образование кванта электромагнитного излучения (излучательная рекомбинация). Оптические переходы, сопровождающиеся поглощением и излучением электромагнитной энергии в полупроводнике, схематически изображены на рис. 2.7, из которого видно, что энергия излученного кванта меньше по сравнению с энергией кванта света, генерирующего электронно-дырочную пару (правило Стокса—Ломмеля). Разница энергий поглощаемого и излучаемого квантов света преобразуется в энергию колебательного движения атомов кристаллической решетки.

В условиях термодинамического равновесия вероятность перехода с поглощением фотона (валентная зона — зона проводимости) равна

вероятности излучательного перехода (зона проводимости — валентная зона).

Предположим, что в результате какого-то внешнего воздействия полупроводник выведен из состояния термодинамического равновесия, причем в нем созданы одновременно высокие концентрации электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

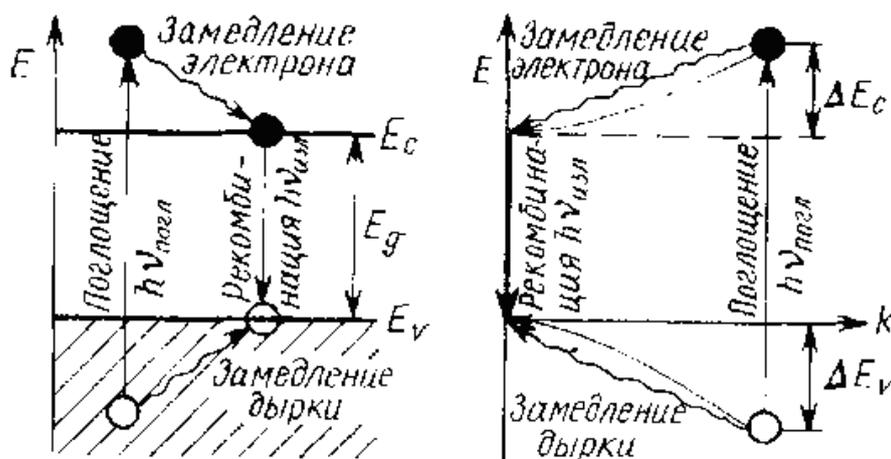


Рис.2.7. Процессы поглощения в излучательной рекомбинации при межзонных переходах в полупроводниках

Электроны переходят в состояние с некоторой энергией F_n вблизи дна зоны проводимости, аналогично дырки переходят в состояния до энергии F_p вблизи потолка валентной зоны. Рассматриваемая ситуация иллюстрируется диаграммами, приведенными на рис. 2.8.

Так как все состояния вблизи дна зоны проводимости заполнены электронами, а все состояния с энергиями вблизи потолка валентной зоны заполнены дырками, то переходы с поглощением фотонов, сопровождающиеся увеличением энергии электронов, становятся невозможными. Единственно возможными переходами электронов в полупроводнике в рассматриваемых условиях являются переходы зона проводимости — валентная зона, сопровождающиеся рекомбинацией

электронно-дырочной пары и испусканием кванта электромагнитного излучения.

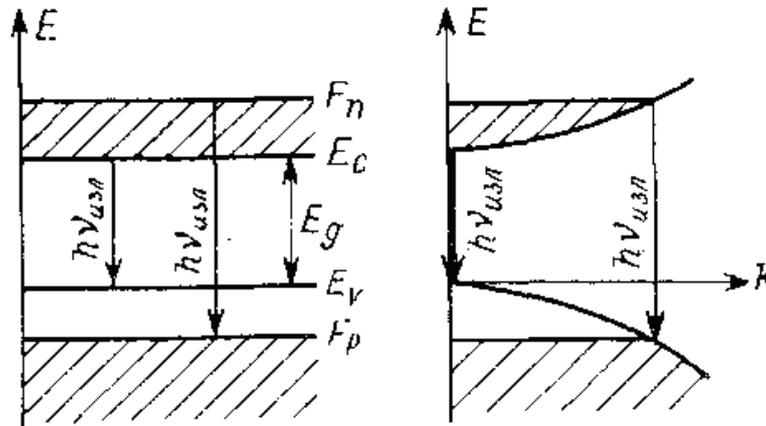


Рис. 2.8. Схема процесса в полупроводнике с инверсной плотностью населенности уровней

В полупроводнике создаются условия, при которых происходит усиление электромагнитной волны. Иными словами, коэффициент поглощения полупроводника становится отрицательным, а рассматриваемая ситуация отвечает состоянию с инверсной плотностью населенности.

Поток квантов излучения, энергия которых находится в пределах от $h\nu = E_c - E_v$ до $h\nu = F_n - F_p$ распространяется через возбужденный полупроводник беспрепятственно. Одновременно с этим начальное поле квантов излучения приводит к росту скорости излучательной рекомбинации, что вызывает увеличение плотности фотонов, которые, в свою очередь, индуцируют дальнейшую рекомбинацию. Образующиеся в процессе вынужденных переходов фотоны обладают теми же характеристиками (энергией, фазой, поляризацией и направлением распространения), что и кванты исходного электромагнитного излучения. Рассматриваемые эффекты оптического усиления, естественно, могут быть использованы для реализации лазерного эффекта в полупроводниках. Для этой цели, как известно, необходимо выполнить два условия: во-первых, усиление за счет индуцированного излучения должно превышать потери и, во-вторых, необходимо ввести положительную обратную связь.

Энергия накачки такова (рис. 2.9, а), что создается относительно небольшая концентрация электронно-дырочных пар. В этом случае квазиуровни Ферми для электронов попадают в запрещенные зоны, т. е. $F_n - F_p < E_g$. Очевидно, что в этом случае вероятность заполнения электроном состояния, соответствующего дну зоны проводимости, меньше 0,5, а вероятность заполнения электроном состояния, отвечающего потолку валентной зоны, больше 0. Так как состояния в зоне проводимости заполняются электронами с меньшей вероятностью, чем состояния в валентной зоне, то инверсной плотности заселенности в этом случае не возникает.

При большей энергии накачки (рис. 2.9, б) концентрация электронно-дырочных пар может оказаться такой, что квазиуровни F_n и F_p окажутся соответственно в зоне проводимости и валентной зоне. При этом состояния вблизи дна зоны проводимости заполнены электронами с большей вероятностью, чем состояния вблизи потолка валентной зоны. Нетрудно заметить, что в этом случае $F_n - F_p \geq E_g$ и ситуация аналогична изображенной на рис. 2.9. Так как при условии $F_n - F_p \geq E_g$ плотность заселенности уровней вблизи дна зоны проводимости меньше или равна плотности заселенности состояний вблизи потолка валентной зоны, то указанное условие однозначно определяет факт реализации состояния с инверсной плотностью заселенности в полупроводниках.

Если рассмотреть излучение и поглощение в пределах всей спектральной линии, ширина которой составляет $\Delta\nu$, то необходимо учесть, что плотность электромагнитных мод, которые могут взаимодействовать с парой энергетических уровней, равна

$$N_\nu \Delta\nu = 2 \cdot 4\pi q^3 \Delta q, \quad (2.5)$$

где $q = n_2 \nu / c$ — значения волнового вектора излучения; множитель 2 учитывает две перпендикулярные поляризации. Таким образом, плотность фотонов,

участвующих в переходах, будет $P_v^- = n_v N_v \Delta v$ и, следовательно, число переходов в единицу времени составит $a_0 v_g P_v$.

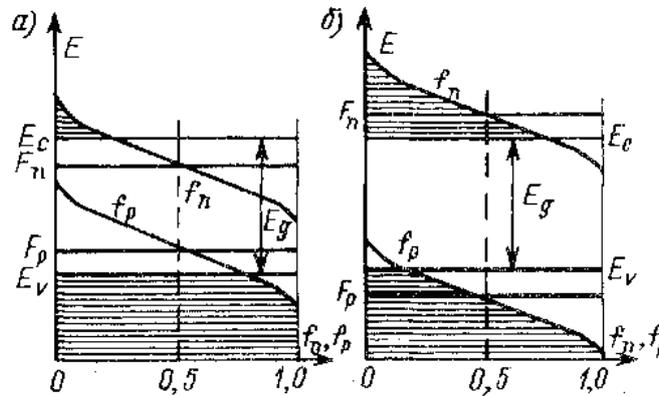


Рис. 2.9. вероятность заполнения неравновесными носителями заряда энергетических зон в полупроводнике при малом (а) и большом (б) уровнях возбуждения.

В общем случае в квазинеравновесном состоянии вероятности заполнения уровней определяются функциями Ферми f_n и f_p , содержащими характерные параметры F_n и F_p .

Тогда с учетом вышеизложенного число фотонов, спонтанно испускаемых в единицу времени в одной единице объема вещества в пределах всей линии излучения, следует представить как

$$r_v dv = f_n f_p \alpha_0 v_g N_v \Delta v. \quad (2.6)$$

Аналогично скорость вынужденного излучения будет

$$f_n f_p \alpha_0 v_g P_v, \quad (2.7)$$

а скорость поглощения

$$(1 - f_n)(1 - f_p) \alpha_0 v_g P_v. \quad (2.8)$$

Обобщая три последних выражения, можем найти, что суммарный коэффициент поглощения a , определяемый как разность между скоростями поглощения, а также спонтанного и вынужденного излучения, равен

$$\alpha = \alpha_0 (1 - f_n - f_p) = -\chi, \quad (2.9)$$

где χ — коэффициент усиления полупроводника. Используя выражения (2.5)—(2.9), получаем

$$\chi = \frac{(f_n - f_p - 1)}{f_n f_p} \left(\frac{c^2}{8\pi n_s^2 v^2} \right) r_v.$$

С учетом выражений (8.4) для функций Ферми имеем

$$\chi = \frac{c^2 r_v}{8\pi n_s^2 v^2} \left(1 - e^{\frac{h\nu - \Delta F}{kT}} \right),$$

где $h\nu = E_c - E_v = E_g$ есть энергия фотона; $\Delta F = F_n - F_p$ — расстояние между квазиуровнями Ферми.

Из выражения (2.9) следует, что для получения отрицательного поглощения $\chi > 0$ необходимо выполнить неравенство $f_n + f_p > 1$, что возможно лишь при условии

$$F_n - F_p > E_g = E_c - E_v. \quad (2.10)$$

Наряду с рассмотренной здесь оптической накачкой состояние с инверсной плотностью населенности в полупроводниках может создаваться и другими способами. Широко используемыми на практике способами являются: 1) возбуждение за счет инжекции неосновных носителей заряда через p — n -переход; 2) возбуждение электронным лучом; 3) возбуждение в сильном электрическом поле. Во всех этих случаях критерием реализации состояния с инверсной плотностью населенности остается условие (2.10).

2.6. Основные типы и особенности жидкостных лазеров

В качестве активной среды, представляющей собой квантовую систему, в жидкостных лазерах используются неорганические жидкости и растворы органических красителей. По виду оптической накачки жидкостные лазеры бывают с ламповой или лазерной накачкой. Посредством оптической накачки в квантовой системе создается инверсия населенности,

минимальное значение которой, необходимое для работы лазера, может быть определено по формуле

$$\Delta N_{\min} = K \Delta \lambda \tau / (t_p), \quad (2.11)$$

где K — постоянная величина; $\Delta \lambda$ — ширина линии спонтанного излучения; τ — время жизни рассматриваемого перехода; t_p — время затухания энергии в оптическом резонаторе (постоянная резонатора). Числитель выражения (2.11) характеризует квантовую систему, знаменатель — оптический резонатор, у которого потери должны быть сведены к минимуму для получения большого значения величины t_p . Из множества активных жидких сред необходимо выбрать такие, которые имеют высокий квантовый выход люминесценции, небольшую ширину линии излучения и высокую оптическую однородность. Кроме того, квантовая система должна обладать широкой полосой поглощения для получения достаточной инверсии населенности соответствующих энергетических уровней.

Наиболее эффективно жидкостные лазеры работают в режиме излучения коротких импульсов длительностью 10—30 нс. Это объясняется тем, что возбужденные частицы, находясь на верхнем лазерном уровне, могут перейти в основное состояние либо с излучением кванта энергии, либо безизлучательно потерей энергии через так называемый триплетный уровень. Постоянная времени перехода частиц на триплетный уровень равна нескольким десяткам наносекунд. Поэтому при длительности импульса накачки в 15—20 нс лишь небольшая часть возбужденных частиц перейдет, на триплетный уровень и не будет участвовать в излучении. Остальная же, большая часть возбужденных частиц перейдет на нижний уровень с излучением квантов энергии.

ГЛАВА 3. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ И ПРАКТИКЕ.

3.1. Лазерное легирование материалов

Лазерное легирование материалов представляет собой процесс насыщения расплавленного лазерным излучением слоя матрицы легирующим элементом (элементами). Такое насыщение может осуществляться из газовой или жидкой среды, инъекцией в расплав ускоренных частиц, а также путем насыщения из расплава. Последний способ связан с обработкой структур типа "пленка диффузианта -матрица" и реализуется в основном для легирования полупроводниковых материалов. Остановимся на рассмотрении именно этого способа, поскольку его можно считать наиболее универсальным из всех названных способов лазерного легирования и поскольку в нем реализуется широкое многообразие физических эффектов взаимодействия лазерного излучения с веществом.

Процесс лазерного легирования по способу "пленка диффузианта - матрица" включает следующие стадии (рис. 3.1, а):

- нанесение пленки диффундирующего (легирующего) материала на матрицу;
- облучение получившейся структуры лазерным излучением (либо на воздухе или в атмосфере определенного газа, либо в вакууме, а также через прозрачное покрытие).

Пленки толщиной менее 0,5 мкм наносятся методами вакуумного термического или лазерного напыления, ионного или электронного распыления. Более толстые пленки, как правило, наносятся электрическим осаждением, напылением через тонкие форсунки или с помощью валика. Толщина пленки выбирается, исходя из режима лазерного воздействия, планируемого профиля распределения легирующей добавки в матрице, взаимных диффундирующих свойств пленки и матрицы и других параметров. Нанесенная пленка должна иметь равномерную толщину,

обладать высокой сплошностью и хорошей адгезией, раздел между пленкой и подложкой должен быть по возможности чистым, а сама пленка иметь оптически чистую поверхность.

Выбор условий и среды, в которой осуществляется облучение, определяется степенью влияния атмосферы или остаточных газов на протекание процессов тепло- и массопереноса при облучении.

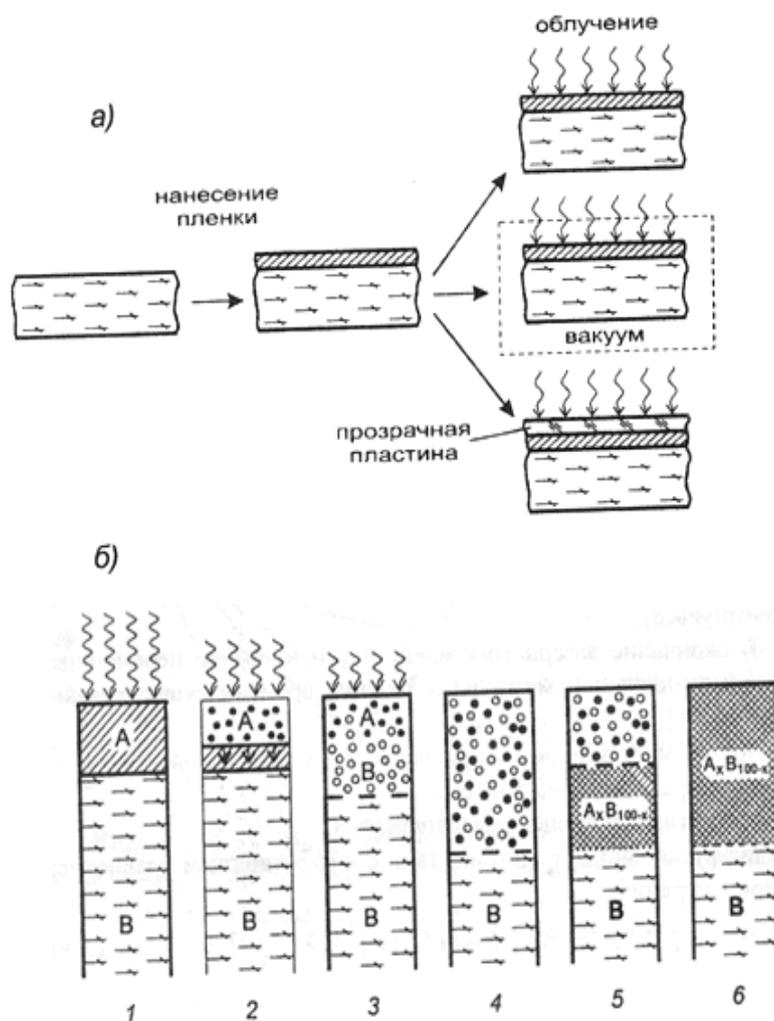


Рис. 3.1. Схема подготовки и проведения процесса лазерного легирования образца (матрицы) атомами материала пленки (а) и основные стадии легирования (б)

Процесс лазерного легирования и его результаты зависят, очевидно, от параметров лазерного воздействия (q , E_{λ}/s , τ , λ), толщины пленки

легирующего материала, термодинамических свойств материалов пленки и матрицы. Очень важна и однородность облучения поверхности. Лазерное воздействие должно обеспечить быстрый нагрев и преимущественное плавление поверхностных слоев рассматриваемой структуры. Большинство результатов по лазерному легированию материалов получается с использованием импульсно-периодических лазеров, работающих в режиме модулированной добротности ($E_{л}/s \sim 1 - 10 \text{ Дж/см}^2$, $\tau \sim 30 \text{ нс}$).

Упрощенно модель процесса лазерного легирования твердотельной структуры можно представить в виде следующих последовательных стадий:

1) поглощение излучения в тонком слое облучаемого вещества пленки и быстрая ($\sim 10^{-11} \text{ с}$) передача энергии излучения кристаллической решетке поглощающего материала;

2) нагрев поверхностного слоя поглощающего материала и его плавление за время $\sim 1 \text{ нс}$, нагрев следующих слоев пленки и матрицы за счет механизма теплопроводности;

3) одновременное существование расплава пленки легирующего материала и матрицы (при определенном значении толщины пленки и пороговом значении величины плотности энергии лазерного импульса);

4) окончание лазерного воздействия и взаимное перемешивание атомов пленки и матрицы в течение времени существования расплава.

При этом формирование распределения легирующих атомов в расплаве определяют два фактора:

- конвективный процесс массопереноса;
- диффузия частиц в соответствии с диффузионным уравнением для концентрации

$$N(z) = N_0 [1 - \text{erf}(z/\sqrt{2Dt_{\text{жид}}})], \quad (3.1)$$

где D - коэффициент диффузии; $t_{\text{жид}}$ - время существования расплава;

5) охлаждение расплавленного слоя в условиях быстрого отвердевания со скоростью $\geq 10 \text{ м/с}$ от границы раздела "жидкость -

твердое тело" по направлению к поверхности; фиксация окончательного концентрационного профиля атомов легирующего элемента в поверхностном слое матрицы (процесс диффузии идет и через границу "жидкость - твердое тело").

Представленная модель не учитывает такие эффекты, как испарение и возможное плазмообразование материала поверхностной пленки, поглощение излучения в парах вещества, взаимодействие пара (плазмы) с расплавом. Эти и другие эффекты чрезвычайно затрудняют детальное теоретическое рассмотрение процесса лазерного легирования.

Характерные результаты лазерного легирования полупроводника типа A_3B_5 (GaAs) атомами олова при использовании лазера на АИГ:Nd ($\lambda = 1,06$ мкм) и рубинового лазера ($\lambda = 0,69$ мкм) при различных режимах облучения иллюстрируются рис. 3.2.

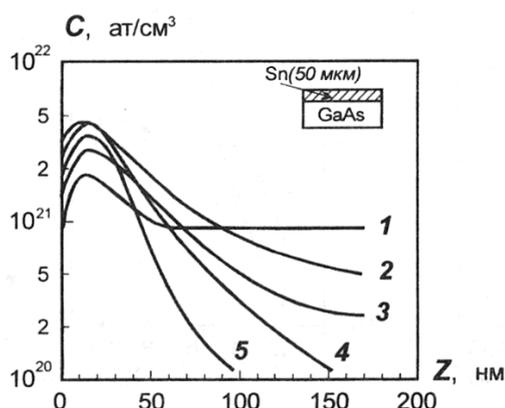


Рис. 3.2. Профили концентрации атомов олова, внедренных в образец из GaAs<100> при различных режимах лазерного облучения:

- 1- $\lambda=1,06$ мкм, 4 Дж/см²
(облучение со стороны образца)
- 2- $\lambda=1,06$ мкм, 4 Дж/см²
- 3- $\lambda=1,06$ мкм, 3 Дж/см²
- 4- $\lambda=1,06$ мкм, 2 Дж/см²
- 5- $\lambda=0,69$ мкм, 1 Дж/см²
(облучение со стороны пленки)

Видно, что концентрационный профиль распределения имеет максимум в районе 120 нм со значениями концентрации $(1,5 - 5) \cdot 10^{21}$ атом/см³. Атомы олова проникают в образец на глубину до 2 мкм, а максимальная концентрация достигается при значении плотности энергии излучения, равном 2 Дж/см². Можно также отметить, что при облучении рубиновым лазером профиль заметно уже, чем при облучении лазером на алюмоиттриевом гранате, а облучение с обратной стороны (со стороны подложки) приводит к уширению профиля, который становится и более гомогенным.

Последующий термический отжиг лазерно-легированных слоев при высоких температурах ($\sim 1000^\circ\text{C}$) существенно улучшает состояние решетки кремния и, что важно, не приводит к преципитации или сегрегации (выделению) примесных атомов в поверхностном слое матрицы.

Структурные исследования полученных легированных образцов показали, что внедренные атомы олова находятся в узлах решетки кремния, а атомы железа распределяются поровну между узельным положением и преципитатом в кремнии в виде дисилицида железа FeSi_2 . Интересно и то, что лазерное легирование олова в арсенид галлия, в отличие от ионной имплантации, не приводит к образованию сложных (комплексных) дефектов.

Таким образом, совокупность результатов большого количества опытов свидетельствует, что лазерное легирование в целом ряде систем "пленка - матрица" сочетает в себе уникальные качества ионной имплантации (превышение пределов равновесной растворимости др.) и лазерного отжига ионно-имплантированных слоев (хорошее восстановление кристаллической решетки полупроводникового материала). Кроме этого, лазерное легирование, используемое для получения сравнительно глубоких и гомогенных профилей внедренных атомов (~ 1 мкм) во многих случаях более простое для реализации, чем ионная имплантация.

Технологическая схема формирования n-p-перехода в GaAs методом лазерного легирования иллюстрируется рис. 3.3. В качестве матрицы

(подложки) используется GaAs p-типа проводимости ($N_p \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) толщиной 0,3 мкм с коэффициентом пропускания излучения с длиной волны 1,06 мкм на уровне 50%. Процесс может осуществляться двумя путями (I и II на рис. 3.3) и включает в себя следующие этапы:

- нанесение на полированную химическим способом поверхность матрицы пленки теллура через маску, состоящую из квадратов со стороной 0,7 мм и расстоянием между квадратами 0,3 мм;
- удаление структурной маски в случае пути II; облучение полученной структуры со стороны пленки (путь I) или стороны матрицы (путь II) (пленка теллура непрозрачна для излучения с $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) и получение легированных слоев (GaAs + Te) в открытых маской участках подложки;
- вакуумное напыление на рабочую поверхность образцов пленок золота толщиной около 0,5 мкм для создания омических контактов к n-p-переходу.

Следует отметить, что в рассматриваемом случае лазерного легирования лучшие n-p-переходы были получены при обратном облучении (путь II) с плотностью энергии излучения около $2,5 \text{ Дж/см}^2$. Лазерное воздействие осуществлялось в импульсном режиме и позволяло охватывать область до 20 квадратов маски.

Исследования также показали, что метод лазерного легирования может успешно использоваться и для создания омических контактов на полупроводниковых подложках, причем обратное облучение (если это возможно) дает лучшие результаты.

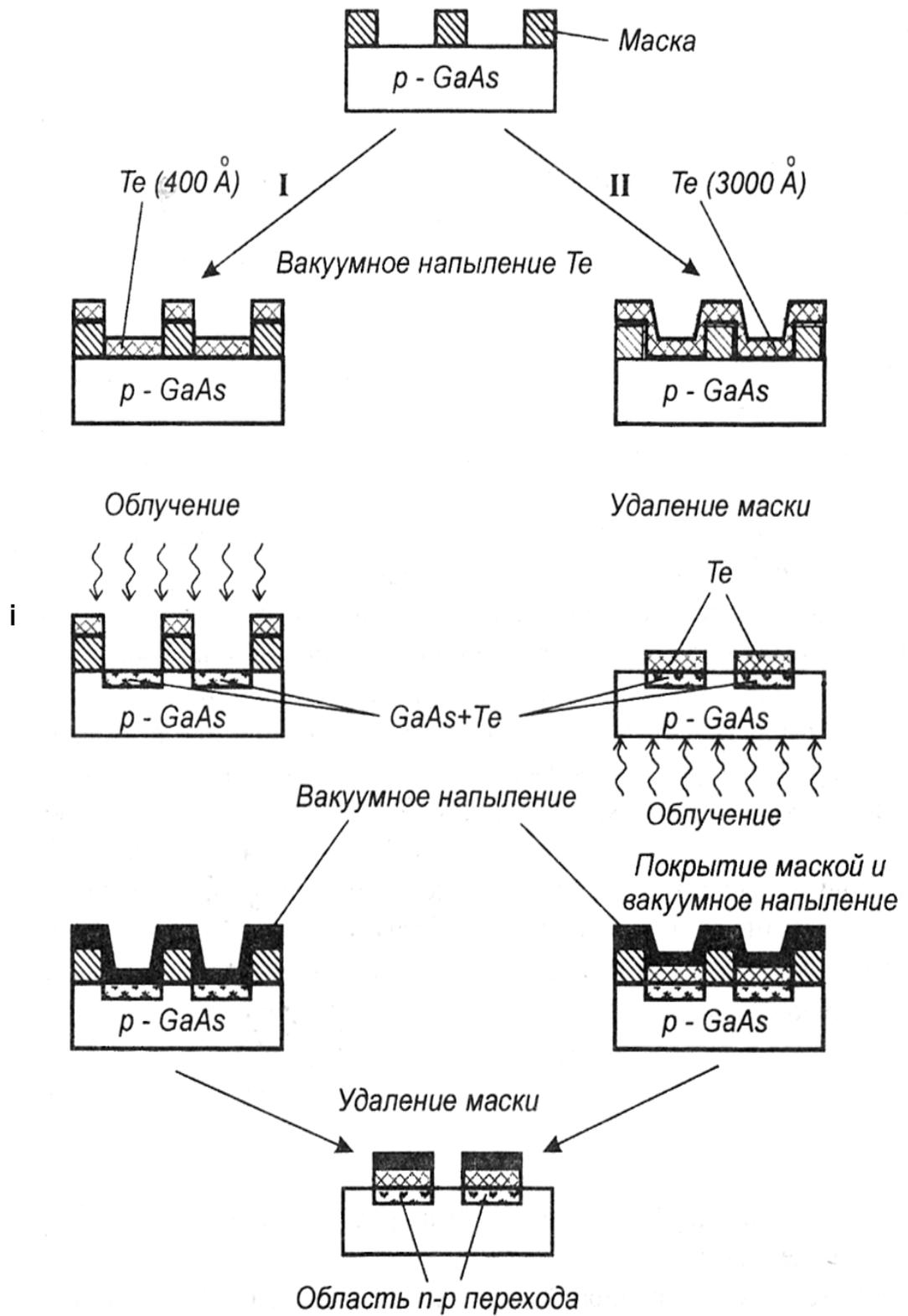


Рис. 3.3. Схема формирования n-p-перехода в GaAs методом лазерного легирования

3.2. Напыление тонких пленок

Традиционные и широко используемые методы напыления тонких пленок (термическое испарение вещества в вакууме, катодное распыление, химическое осаждение, анодирование и др.), к сожалению, часто не обеспечивают необходимых требований к параметрам напыляемых тонких слоев на специально подобранные подложки. Развитие и понимание лазерных методов получения потоков материала (испарение, плазмообразование и пр.) позволило в ряде случаев существенно улучшить технологию получения тонких пленок. Лазерное напыление, чаще всего осуществляют посредством испарения материала нужного образца в вакууме.

Напыление пленок с использованием лазерного излучения может проводиться в широком диапазоне значений q и соответственно в разных режимах лазерного воздействия: в режиме непрерывного излучения, в режиме свободной генерации, в режиме гигантского импульса. Физика процессов напыления в разных режимах воздействия излучения на образец-мишень также различна. Выбор того или иного режима в каждом конкретном случае определяется свойствами материала мишени, условиями напыления, требованиями к параметрам конденсированных пленок.

Эффективное напыление при использовании испаряемого потока материала мишени требует, реализации режима лазерного воздействия с преимущественным испарением вещества или плазмообразованием, т.е. при $q \geq 10^7$ Вт/см². Практика показала, что при напылении в режиме воздействия непрерывным излучением или свободной генерации, когда интенсивность обычно ниже указанного значения q , в напыляемый слой попадают частицы жидкой фазы (капельный режим разлета), что приводит к неконтролируемому нарушению в пленке исходной стехиометрии и заданной структуры.

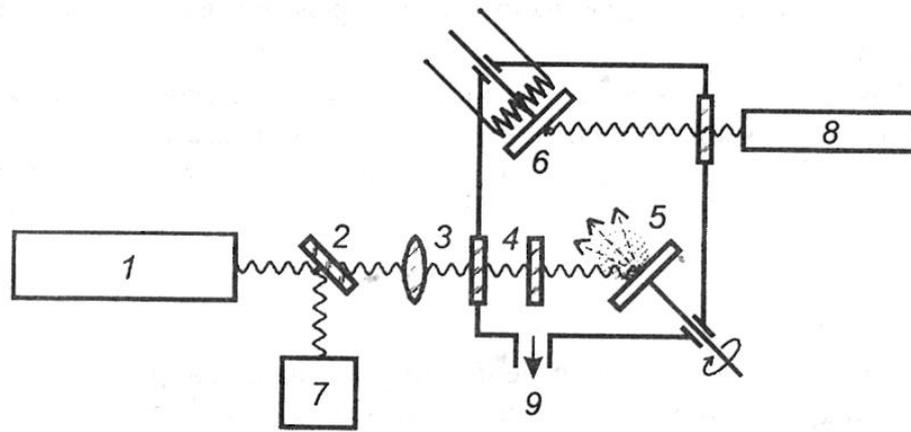


Рис. 3.4. Типовая (упрощенная) схема установки лазерного напыления тонких пленок: 1 - мощный лазер; 2 - стеклянная пластинка; 3 - фокусирующая система; 4 - стеклянный экран; 5 — распыляемая мишень, 6 - подложка для напыляемой пленки; 7 - система контроля параметров излучения лазера; 8 - маломощный лазер для контроля параметров пленки; 9 - патрубков вакуумной откачки

Типичная схема установки для лазерного напыления пленок показана на рис. 3.4. Поток испаренного вещества, возникающий в результате воздействия на мишень мощного лазерного излучения, осаждается на поверхности специальной подложки, температура которой может регулироваться в определенных пределах.

Как зависит основной параметр технологического процесса - скорость напыления пленки v_H - от условий лазерного воздействия упрощенно можно пояснить следующим образом.

При постоянном расстоянии от мишени до подложки v_H главным образом определяется двумя параметрами: плотностью пара n_n и средней скоростью атомов пара u_{cp} . В первом приближении для этих параметров можно записать следующие выражения:

$$n_n = A T^{-1} \exp(-B/T) \quad (3.2)$$

$$u_{cp} = C (kT/M)^{1/2}, \quad (3.3)$$

где T - температура поверхности мишени; A , B и C - константы, характеризующие материал мишени; k - постоянная Больцмана; M - атомный вес вещества мишени.

Поскольку скорость напыления пропорциональна $n_{\text{п}}$ и $u_{\text{ср}}$, то

$$v_{\text{н}} \sim T^{-1/2} \exp(-B/T). \quad (3.4)$$

Из приведенных выражений видно, что плотность пара влияет на скорость напыления сильнее, чем средняя скорость атомов. Напыление лазерным воздействием, в отличие от других методов, обеспечивает высокие значения температуры T , а следовательно, и большие величины плотности пара и средней скорости атомов, что позволяет обеспечивать и высокие скорости напыления пленок. Это особенно характерно для импульсного режима воздействия при $q \geq 10^7$ Вт/см².

Вполне реально совместить процесс изготовления кремниевых ИС и создание пленочных функциональных элементов из различных соединений, входящих в состав схемы, на поверхности кремния. Одной из основных проблем в гетероэпитаксии является получение монокристаллических пленок при большом рассогласовании параметров решеток гетеропар. Основными факторами, определяющими получение монокристаллических пленок, являются влияние поверхности подложки и кинетика кристаллизации.

Сравнительно недавно было показано, что именно метод ЛВЭ может обеспечить одни из лучших характеристик ИС, сочетающих широкие функциональные возможности соединений A_3B_5 и кремния в качестве подложки и основы для изготовления схем.

Лазерное напыление тонких слоев весьма успешно используется не только в микроэлектронике, но и в такой развивающейся области, как высокотемпературная сверхпроводимость. Именно методом лазерного осаждения были получены высокотемпературные сверхпроводящие пленки типа Y-Ba-Cu-O с критической температурой T_c более 85 К.

Напыление таких пленок осуществляется обычно двумя путями:

1) на подложку напыляется аморфная пленка из $YBa_2Cu_3O_{7-x}$, кристаллическая структура и сверхпроводящие свойства которой

формируются при последующем отжиге в атмосфере кислорода (процесс *ex situ*);

2) кристаллическая структура формируется в процессе эпитаксиального роста пленки на подложке непосредственно из потока осаждающихся на нее частиц распыленного лазерным излучением материала мишени (процесс *in situ*).

В первом случае пленки получаются поликристаллическими и состоят из зерен размером около 1 мкм, соединенных друг с другом слабыми связями, образующимися при формировании кристаллической структуры во время отжига за счет вытеснения к границе растущих зерен дефектов и примесей. Как следствие, такие пленки обладают низкой токнесущей способностью, сравнительно большой шириной сверхпроводящего перехода, большим удельным сопротивлением ($\rho \geq 1$ МОм·см), а слабые связи между зернами обладают свойствами джозефсоновских переходов.

Анализ опытных данных свидетельствует, что лучшие сверхпроводящие параметры в пленках реализуются при плотности энергии лазерного излучения на распыляемой мишени $E_{\lambda}/s \geq 3$ Дж/см² ($\tau \sim 10$ нс). Такая интенсивность достаточна для разрушения в процессе разлета пароплазменного потока образующихся кластеров и формирования эрозионной атомной плазмы, что необходимо для получения сверхтонких высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) пленок толщиной порядка 100 ангстрем.

Широкое применение ВТСП пленок в микроэлектронике требует получения сверхпроводящих слоев на кремниевых подложках, что весьма затруднительно ввиду высокого коэффициента диффузии кремния в Y-Ba-Cu-O системы. Использование модифицированного ЛВЭ метода напыления позволило синтезировать пленки как непосредственно на кремнии, так и на кремнии с буферным подслоем из поликристаллического MgO. В этом случае

область взаимной диффузии пленки и подложки систем Y-Ba-Cu-O/Si и Y-Ba-Cu-O/MgO/Si оказалась достаточно малой (не более 150 ангстрем), а элементный состав пленок по стехиометрии не отклонялся более, чем на 5%. Однако электрофизические свойства этих двух типов пленок различались достаточно сильно: пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}/\text{Si}$ имели низкую критическую температуру (около 45 К) и полупроводниковые свойства в области $T > T_c$; у пленок с подслоем $T_c \geq 70$ К, а зависимость сопротивления от температуры носила металлический характер. Рентгенодифракционные исследования структуры показали, что при напылении пленок без подслоя на поверхности кремния образуется аморфный слой SiO_2 , препятствующий образованию орторомбической сверхпроводящей фазы.

3.3. Применение лазеров в медицинской практике

Важное для хирургии свойство лазерного излучения - способность коагулировать кровенасыщенную (васкуляризованную) биоткань.

В основном, коагуляция происходит за счет поглощения кровью лазерного излучения, ее сильного нагрева до вскипания и образования тромбов. Таким образом, поглощающей мишенью при коагуляции могут быть гемоглобин или водная составляющая крови. Это означает, что хорошо коагулировать биоткань будет излучение лазеров в области оранжево-зеленого спектра (КТР-лазер, на парах меди) и инфракрасных лазеров (неодимовый, гольмиевый, эрбиевый в стекле, CO_2 -лазер).

Однако, при очень высоком поглощении в биоткани, как, например, у эрбиевого гранатового лазера с длиной волны 2,94 мкм, лазерное излучение поглощается на глубине 5 - 10 мкм и может вообще не достигнуть объекта воздействия – капилляра.

Хирургические лазеры делятся на две большие группы: абляционные (от лат. *ablatio* – «отнятие»; в медицине – хирургическое удаление, ампутация) и неабляционные лазеры. Абляционные лазеры ближе к скальпелю. Неабляционные лазеры действуют по другому принципу: после

обработки какого-то объекта, например, бородавки, папилломы или гемангиомы, таким лазером, этот объект остаётся на месте, но через какое-то время в нём проходит серия биологических эффектов и он отмирает. На практике это выглядит так: новообразование мумифицируется, засыхает и отпадает.

В хирургии применяются CO₂-лазеры непрерывного действия. Принцип основан на тепловом воздействии. Преимущества лазерной хирургии состоят в том, что она является бесконтактной, практически бескровной, стерильной, локальной, даёт гладкое заживление рассечённой ткани, а отсюда хорошие косметические результаты.

В онкологии было замечено, что лазерный луч оказывает разрушающее действие на опухолевые клетки. Механизм разрушения основан на термическом эффекте, вследствие которого возникает разность температур между поверхностными и внутренними частями объекта, приводящая к сильным динамическим эффектам и разрушению опухолевых клеток.

Сегодня также очень перспективно такое направление, как фотодинамическая терапия. Появляется множество статей о клиническом применении данного метода. Суть его состоит в том, что в организм пациента вводят специальное вещество – фотосенсибилизатор. Это вещество избирательно накапливается раковой опухолью. После облучения опухоли специальным лазером происходит серия фотохимических реакций с выделением кислорода, который убивает раковые клетки.

Одним из способов воздействия лазерным излучением на организм является внутривенное лазерное облучение крови (ВЛОК), которое в настоящее время успешно используется в кардиологии, пульмонологии, эндокринологии, гастроэнтерологии, гинекологии, урологии, анестезиологии, дерматологии и других областях медицины. Глубокая научная проработка вопроса и прогнозируемость результатов способствуют применению ВЛОК как самостоятельно, так и в комплексе с другими методами лечения.

Для ВЛОК обычно используют лазерное излучение в красной области

спектра (0,63 мкм) мощностью 1,5–2 мВт. Лечение проводят ежедневно или через день; на курс от 3 до 10 сеансов. Время воздействия при большинстве заболеваний 15–20 мин за сеанс для взрослых и 5–7 мин для детей. Внутривенная лазерная терапия может быть осуществлена практически в любом стационаре или поликлинике. Преимуществом амбулаторной лазеротерапии является уменьшение возможности развития внутрибольничной инфекции, создается хороший психоэмоциональный фон, позволяя больному на протяжении длительного времени сохранять работоспособность, проводя при этом процедуры и получая полноценное лечение.

В офтальмологии лазеры применяют как для лечения, так и для диагностики. С помощью лазера производят приварку сетчатки глаза, сварку сосудов глазной сосудистой оболочки. Для микрохирургии по лечению глаукомы служат аргоновые лазеры, излучающие в сине-зелёной области спектра. Для коррекции зрения давно и успешно используются эксимерные лазеры.

В дерматологии с помощью лазерного излучения лечат многие тяжёлые и хронические заболевания кожи, а также выводят татуировки. При облучении лазером активируется регенеративный процесс, происходит активация обмена клеточных элементов [4].

Основной принцип применения лазеров в косметологии заключается в том, что свет воздействует только на тот объект или вещество, которое поглощает его. В коже свет поглощается особыми веществами - хромофорами. Каждый хромофор поглощает в определенном диапазоне длин волн, например, для оранжевого и зеленого спектра это гемоглобин крови, для красного спектра - меланин волос, а для инфракрасного спектра - клеточная вода.

При поглощении излучения происходит преобразование энергии лазерного луча в тепло на том участке кожи, который содержит хромофор. При достаточной мощности лазерного луча это приводит к тепловому

разрушению мишени. Таким образом, с помощью лазера можно селективно воздействовать, например, на корни волос, пигментные пятна и другие дефекты кожи.

Однако вследствие переноса тепла происходит нагревание и соседних областей, даже если они содержат мало светопоглощающих хромофоров. Процессы поглощения и переноса тепла зависят от физических свойств мишени, глубины залегания и ее размера. Поэтому в лазерной косметологии важно тщательно подбирать не только длину волны, но и энергию, и длительность лазерных импульсов.

В стоматологии лазерное излучение является наиболее эффективным физиотерапевтическим средством лечения пародонтита и заболеваний слизистой оболочки полости рта.

Лазерный луч применяется вместо иглоукалывания. Преимущества применения лазерного луча состоит в том, что отсутствует контакт с биологическим объектом, а, следовательно, процесс протекает стерильно и безболезненно при большой эффективности.

Световодные инструменты и катетеры для лазерной хирургии предназначены для доставки мощного лазерного излучения к месту проведения оперативного вмешательства при открытых, эндоскопических и лапароскопических операциях в урологии, гинекологии, гастроэнтерологии, общей хирургии, артроскопии, дерматологии. Позволяют осуществлять резание, иссечение, абляцию, vaporization и коагуляцию тканей при проведении хирургических операций в контакте с биотканью или в бесконтактном режиме применения (при удалении торца волокна от биоткани). Вывод излучения может осуществляться как с торца волокна, так и через окошко на боковой поверхности волокна. Могут использоваться как в воздушной (газовой), так и водной (жидкой) среде. По отдельному заказу для удобства пользования катетеры комплектуются легкосъёмной ручкой – держателем световода.

В диагностике лазеры применяются для обнаружения различных

неоднородностей (опухолей, гематом) и измерения параметров живого организма. Основы диагностических операций сводятся к пропусканию через тело пациента (либо один из его органов) лазерного луча и по спектру или амплитуде прошедшего или отражённого излучения выводят диагноз. Известны методы по обнаружению раковых опухолей в онкологии, гематом в травматологии, а также по измерению параметров крови (практически любых, от артериального давления до содержания сахара и кислорода).

3.4. Серийно выпускаемая лазерная аппаратура

Терапевты используют гелий-неоновые лазеры небольшой мощности, излучающие в видимой области электромагнитного спектра ($\lambda=0,63$ мкм). Одной из физиотерапевтических установок является лазерная установка УФЛ-1, предназначенная для лечения острых и хронических заболеваний челюстно-лицевой области; может использоваться для лечения длительно не заживающих язв и ран, а также в травматологии, гинекологии, хирургии (послеоперационный период). Используется биологическая активность красного луча гелий-неонового лазера (мощность излучения 20 мВт, интенсивность излучения на поверхности объекта 50-150 мВт/см²).

Есть сведения о том, что указанными лазерами лечат заболевания вен (трофические язвы). Курс лечения состоит из 20-25 десятиминутных сеансов облучения трофической язвы маломощным гелий-неоновым лазером и заканчивается, как правило, полным ее заживлением. Подобный эффект наблюдается и при лечении лазером не заживающих травматических и послеожоговых ран. Отдаленные последствия лазерной терапии при трофических язвах и долго не заживающих ранах проверялись на большом количестве излеченных больных в сроки от двух до семи лет. В течение этих сроков у 97% бывших больных язвы и раны больше не открывались и только у 3% наблюдались рецидивы заболевания.

Светоукалыванием лечат различные заболевания нервной и сосудистой системы, снимают боли при радикулите, регулируют кровяное давление и

т.п. Лазер осваивает все новые и новые медицинские профессии. Лазер лечит мозг. Этому способствует активность видимого спектра излучения низкоинтенсивных гелий-неоновых лазеров. Лазерный луч, как оказалось, способен обезболить, успокаивать и расслаблять мышцы, ускорять регенерацию тканей. Множество лекарств, обладающих аналогичными свойствами, назначают обычно больным, перенесшим черепно-мозговую травму, которая дает чрезвычайно запутанную симптоматику. Луч лазера сочетает в себе действие всех необходимых препаратов. В этом убедились специалисты из ЦНИИ рефлексотерапии Минздрава СССР и НИИ нейрохирургии им. К.Н. Бурденко АМН СССР [5].

Исследования возможностей лечения лазерным лучом доброкачественных и злокачественных опухолей ведутся «Московским НИ онкологическим институтом им. П.А. Герцена», Ленинградским институтом онкологии им. Н.Н. Петрова и другими онкологическими центрами.

При этом используются лазеры разных типов: CO₂ лазер в непрерывном режиме излучения ($\lambda = 10,6$ мкм, мощность 100 Вт), гелий-неоновый лазер с непрерывным режимом излучения ($\lambda = 0,63$ мкм, мощность 30 мВт), гелий-кадмиевый лазер работающий в режиме непрерывного излучения ($\lambda = 0,44$ мкм, мощность 40 мВт), импульсный лазер на азоте ($\lambda = 0,34$ мкм, мощность импульса 1,5 кВт, средняя мощность излучения 10 мВт).

Разработаны и применяются три метода воздействия лазерного излучения на опухоли (доброкачественные и злокачественные):

а) Лазерное облучение - облучение опухоли расфокусированным лазерным лучом, приводящее к гибели раковых клеток, к потере способности размножаться.

б) Лазерокоагуляция - разрушение опухоли умеренно сфокусированным лучом.

в) Лазерная хирургия - иссечение опухоли вместе с прилегающими тканями сфокусированным лазерным лучом.

Аппарат лазерный АТКУС-10 (ЗАО «Полупроводниковые приборы»),

изображенный на рис. 3.5, позволяет производить воздействие на новообразования лазерным излучением с двумя различными длинами волн 661 и 810 нм. Аппарат предназначен для использования в медицинских учреждениях широкого профиля, а также для решения различных научно-технических задач в качестве источника мощного лазерного излучения. При использовании аппарата отсутствуют выраженные деструктивные поражения кожи и мягких тканей. Удаление опухолей хирургическим лазером уменьшает число рецидивов и осложнений, сокращает сроки заживления ран, позволяет обеспечить одноэтапность процедуры и дает хороший косметический эффект.



Рис.3.5 – Лазерный аппарат АТКУС-10

В качестве излучателя используются полупроводниковые лазерные диоды. Используется транспортное оптическое волокно диаметром 600 мкм.

ООО НПФ «Техкон» разработал аппарат лазерной терапии «Альфа 1М» (рис. 3.6). Как сообщается на сайте производителя, установка эффективна при лечении артрозов, нейродермитов, экземы, стоматитов, трофических язв, послеоперационных ран и пр. Сочетание двух излучателей – непрерывного и импульсного – дает большие возможности для лечебных и исследовательских работ. Встроенный фотометр позволяет устанавливать и контролировать мощность облучения. Дискретная установка времени и плавная установка частоты импульсов облучения удобны для эксплуатации аппарата. Простота управления позволяет использование аппарата средним медицинским персоналом.



Рис.3.6 – Лазерный терапевтический аппарат «Альфа 1М»

Технические характеристики аппарата приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Технические характеристики лазерного терапевтического аппарата «Альфа 1М»

Длина волны излучения, мкм	0,8–0,95
Диапазон частот оптических импульсов, Гц	10–5000
Длительность оптических импульсов, нс	70–200
Наибольшие значения средней мощности оптического излучения, мВт: в непрерывном режиме	30
в импульсном режиме	4
Наибольшее значение мощности оптического импульса, Вт	3–5
Наибольшее время сеанса облучения, мин	10
Потребляемая мощность, ВА	10

В начале 70-х годов академиком М.М. Красновым и его коллегами из 2-го Московского медицинского института были предприняты усилия для излечения глаукомы (возникает из-за нарушений оттока внутриглазной жидкости и, как следствие, повышения внутриглазного давления) при помощи лазера. Лечение глаукомы проводилось соответствующими лазерными установками, созданными совместно с физиками.

Лазерная офтальмологическая установка «Ятаган» не имеет зарубежных аналогов. Предназначена для проведения хирургических операций переднего отдела глаза. Позволяет лечить глаукому и катаракту, не нарушая целостности наружных оболочек глаза. В установке используется импульсный лазер на рубине. Энергия излучения, содержащаяся в серии из нескольких световых импульсов, составляет от 0,1 до 0,2 Дж. Длительность

отдельного импульса от 5 до 70 нс., интервал между импульсами от 15 до 20 мкс. Диаметр лазерного пятна от 0,3 до 0,5 мм. Лазерная установка «Ятаган 4» с длительностью импульса 10^{-7} с., с длиной волны излучения 1,08 мкм и диаметром пятна 50 мкм. При таком облучении глаза решающее значение приобретает не тепловое, а фотохимическое и даже механическое действие лазерного луча (возникновение ударной волны). Сущность метода заключается в том, что лазерный «выстрел» определенной мощности направляется в угол передней камеры глаза и образует микроскопический «канал» для оттока жидкости и тем самым восстанавливает дренажные свойства радужной оболочки, создав нормальный отток внутриглазной жидкости. При этом луч лазера свободно проходит сквозь прозрачную роговицу и «взрывается» на поверхности радужной оболочки. При этом происходит не прожигание, которое приводит к воспалительным процессам радужной оболочки и быстрой ликвидации протоки, а пробивание отверстия. Процедура занимает примерно от 10 до 15 минут. Обычно пробивают 15-20 отверстий (протоков) для оттока внутриглазной жидкости.

Гелий-неоновый лазерный офтальмологический аппарат МАКДЭЛ-08 (ЗАО «МАКДЭЛ-Технологии»), изображенный на рис. 3.7 имеет цифровую систему управления, измеритель мощности, световолоконный подвод излучения, комплекты оптических и магнитных насадок. Лазерный аппарат работает от сети переменного тока частотой 50 Гц с номинальным напряжением $220 \text{ В} \pm 10\%$. Позволяет устанавливать время сеанса (лазерного излучения) в пределах от 1 до 9999 секунд погрешностью не более 10%. Имеет цифровое табло, позволяющий производить начальную установку времени и контроль времени до окончания процедуры. В случае необходимости сеанс может быть прерван досрочно. Аппарат обеспечивает частоту модуляции лазерного излучения от 1 до 5 Гц с шагом 1 Гц, кроме того, имеется режим непрерывного излучения, при установке частоты 0 Гц.



Рис. 3.7 – Лазерный офтальмологический аппарат МАКДЭЛ-08

Аргоновый лазер модели ARGUS фирмы Aescular Meditek (Германия) для офтальмологии, применяемый для фотокоагуляции сетчатки глаза. Только в Германии используются более 500 аргоновых лазеров, причем все они работают безопасно и надежно. ARGUS имеет удобное управление, совместим с общепринятыми моделями щелевых ламп фирм Zeiss и Haag-Streit. ARGUS оптимально подготовлен для работы вместе с Nd:YAG-лазером на одном рабочем месте.

Хотя ARGUS спроектирован как единый блок, штатив с инструментом и лазерный блок могут быть размещены друг возле друга или же в разных местах и помещениях, благодаря соединительному кабелю длиной до 10 метров. Регулируемый по высоте штатив инструмента предоставляет максимальную свободу для пациента и врача. Даже если пациент сидит в инвалидном кресле, лечить его не представляет никакой трудности.

С целью защиты глаз в ARGUS интегрирован управляемый малошумный фильтр для врача. Фильтр вводится в лазерный пучок при нажатии ножного выключателя, т.е. лишь непосредственно перед запуском лазерной вспышки. Фотоэлементы и микропроцессоры контролируют его корректное положение. Оптимальное освещение зоны коагуляции обеспечивается специальным устройством ведения лазерного луча. Пневматический микроманипулятор позволяет производить точное позиционирование луча одной рукой.

Технические характеристики аппарата:

Тип лазера аргоново-ионный лазер непрерывного действия для офтальмологической ВеО-керамической трубки

- Мощность на роговице:

на роговице: 50 мВт – 3000 мВт для всех линий, 50 мВт – 1500 мВт для 514 нм

-При блоке питания с ограниченным потреблением тока:

на роговице: 50 мВт – 2500 мВт для всех линий, 50 мВт – 1000 мВт для 514 нм

- Пилотный луч аргоновый для всех линий или 514 нм, максимально 1мВт

- Длительность импульса 0,02 – 2,0 сек, регулируемая в 25 ступенях или плавно

- Последовательность импульсов 0,1 – 2,5 сек., с промежутками, регулируемые в 24 ступенях

- Запуск импульса ножным выключателем; в режиме последовательности импульсов нужная серия вспышек включается нажатием ножного выключателя;

-функция прерывается при отпускании педали

- Подвод луча световодом, волокно диам. 50 мкм, длиной 4,5 м, на обоих концах с разъемом SMA

- Дистанционное управление для выбора предлагаются:

- дистанционное управление 1: настройка вручную маховичком;
- дистанционное управление 2: настройка контактными площадками пленочной клавиатуры.

- Общие признаки: электролюминесцентный дисплей, индикация мощности в цифровом и аналоговом виде, цифровое показание всех остальных параметров настройки, показание рабочего состояния (напр. рекомендации по сервису) явным текстом

- Управление микропроцессорное, контроль над мощностью, защитным фильтром для врача и затворами в 10-миллисекундном режиме

- Охлаждение воздухом: интегрированные вентиляторы пониженного уровня шума водой: расход от 1 до 4 л/мин, при давлении от 2 до 4 бар и

температуре не выше 24 °С

- Сетевое питание для выбора предлагаются три различных блока:
 - перем. ток, однофазн с нулевым проводом 230 В, 32 А, 50/60 Гц
 - перем. ток, однофазн. с ограничением максимально потребляемого тока на 25 А трехфазный ток, три фазы и нулевой провод, 400 В, 16 А, 50/60 Гц
- Протоколирование результатов: печать параметров лечения с помощью опционального принтера

- Габариты

прибор: 95см x 37см x 62см (Ш x Г x В)

столик: 93см x 40см (Ш x Г)

высота столика: 70 – 90 см

«Лазерный скальпель» нашел применение при заболеваниях органов пищеварения (О.К. Скобелкин), кожно-пластической хирургии и при заболеваниях желчных путей (А.А. Вишневский), в кардиохирургии (А. Д. Арапов) и многих других областях хирургии.

В хирургии применяется СО₂ лазеры, излучающие в невидимой инфракрасной области электромагнитного спектра, что накладывает определенные условия при хирургическом вмешательстве, особенно во внутренние органы человека. Из-за невидимости лазерного луча и сложности манипулирования им (рука хирурга не имеет обратной связи не чувствует момент и глубину рассечения) используются зажимы и указки, обеспечивающие точность разреза.

Лазерный хирургический аппарат «Лазермед» (Конструкторское бюро приборостроения) построен на основе полупроводниковых лазеров, излучающих на длине волны 1,06 мкм. Аппарат отличается высокой надежностью, малыми габаритными размерами и весом. Доставка излучения к биоткани производится через лазерный блок либо при помощи световода. Наведение основного излучения производится пилотной подсветкой полупроводникового лазера. Лазер 4 класса опасности по ГОСТ Р 50723-94, I класса электробезопасности с типом защиты В по ГОСТ Р 50267.0-92.

Заключения

1. Проведен анализ литературный сведений по исследованиям получения индуцированного излучения, особенностях создания инверсной населенностей в различных типах активной среды.
2. Анализированы физические основы усиления индуцированного излучения. Приведены результаты сравнительного анализа различных типов резонаторов и оптических систем. Определены преимущества и недостатки используемых резонаторов.
3. Получены выражения оценки параметров лазерного излучения вероятностным методом, позволяющий предсказывать эксплуатационные характеристики.
4. Приведены классификация лазеров по агрегатному состоянию рабочего вещества: твердотельные, газовые, жидкостные и полупроводниковые, определены преимущества и недостатка каждого из перечисленных групп.
5. Изучены особенности накачки, создания инверсных состояний и получения пучков когерентных излучений в газовых, твердотельных и полупроводниковых лазерах.
6. Проанализированы условия создания инверсных энергетических состояний, способов накачки и механизмы спонтанного и вынужденных переходов и создания вынужденных электромагнитных колебаний в полупроводниковых лазерах.
7. Рассмотрены оптимальные условия лазерного легирования полупроводникового кремния железом и оловом и описано технологическая карта получения p-n перехода в матрице GaAs лазерным облучением, нанесенных пленок Теллура.
8. Приведены технологические условия и физические механизмы получения тонких пленок GaAs и IaGa на кремниевых подложках. Показано, что лазерный метод позволяет получение тонких пленок

позволяет с высоким качеством даже при наличии оксидных пленок на поверхности кремния.

9. Описаны характеристики отдельных лазеров применяемых в медицинской практике, определены, особенности гелий-неоновых лазеров, используемых для лечения челюстное - лицевой области, в травматологии, гинекологии и хирургии; CO₂ лазеров применяемых для лечения доброкачественных и злокачественных опухолей.

В заключение хочу поблагодарить коллектив кафедры физики за поддержку и советы при выполнении диссертационной работы Ш. Гулямова и Ш. Эрматова за внимательное прочтение и ценные замечания по работе а также научного руководителя С.Зайнобидинов за предложенную интересную тему и постоянное внимание.

Список использованных литературы

1. Быковский Ю.А., Неволин В.Н., Фоминский В.Ю. Ионная и лазерная имплантация металлических материалов. М.: Энергоатом-издат., 1991
2. В.С.Голубев, Ф.В.Лебедев Физические основы технологических лазеров. М.ВШ. 1987 г.
3. Дьюли У. Лазерная технология и анализ материалов. М. Мир, 1986г.
4. Елецкий А. В., Смирнов Б. М. Физические процессы в газовых лазерах. — М.: Энергоатомиздат, 1985. — 152 с.
5. Жуков Б.Н., Лысов Н.А., Бакуцкий В.Н., Анисимов В.И. Лекции по лазерной медицине: Учебное пособие. – Самара: СМИ, 1993. – 52 с.
6. Звелто О. Принципы лазеров . М. Мир , 1990 г.
7. Захаров В.П., Шахматов Е.В. Лазерная техника: учеб. пособие. – Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2006. – 278 с.
8. Zhijun Yuan, Qihong Lou, Jun Zhou, et al. // Optics & Laser Technol. – 2009. – V. 41. – No. 4. –P. 380–383.
9. Карлов Н. В. Лекции по квантовой электронике. - М. Наука, 1983. - 320 с.
10. Крылов К. И., Прокопенко В. Т., Митрофанов А. С. Применение лазеров в машиностроении и приборостроении. -Л.; Машиностроение, 1978. - 336 с.
11. Konakova R. V., Kladko V. P., et al. // Semicond. Phys., Quant. Electron. & Optoelectr. – 2009. – V. 12. – No. 3. – P. 284–286.
12. Карлов Н.В. Лекции по квантовой электронике . М.Наука 1988 г.
13. Канюков В.Н., Терегулов Н.Г., Винярский В.Ф., Осипов В.В. Развитие научно-технических решений в медицине: Учебное пособие. – Оренбург: ОГУ, 2000. – 255 с.
14. Качмарек Ф. Введение в физику лазеров. —М.: Мир, 1980. — 540 с.
15. Лисоченко В.Н., Канакова Р.В., Канолев Б.Г. и др.//ФТП.-2010.-т.44.-вып.3-с.326-329.

16. Luis A. Marques, Lourdes Pelaz, Maria Aboy, Juan Barbolla // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. – 2004. – V. 216. – P. 57–61.
17. Неволин В.Н., Менушенков А.П. Лазерная технология. Ч.1.М.: МИФИ, 1992
18. Пихтин А. Н. Физические основы квантовой электроники и оптоэлектроники. —М.: Высш. шк., 1983. — 304 с.
19. Применение лазерной хирургической установки «Скальпель-1» для лечения стоматологических заболеваний. – М.: Министерство здравоохранения СССР, 1986. – 4 с.
20. Рябов С. Г., Торопкин Г. Н., Усольцев И. Ф. Приборы квантовой электроники. — М.: Радио и связь, 1985. — 280 с.
21. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. —М.: Радио и связь, 1981. — 440 с.
22. Физика и спектроскопия лазерных кристаллов/А. А. Каминский, Л. К. Ам и н о в, В. Л. Ермолаев и др. — М.: Наука, 1986. - 272 с.
23. Хайдуков Е.В. Лазерное текстурирование кремния для создания солнечных элементов / Е.В. Хайдуков // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. Т. 54. – 2011. – № 2. – С. 26–32.
24. Химические лазеры/Под ред. Н. Г. Басова. — М.: Наука, 1982. — 370 с.
25. <http://Wikipediya.org>
26. <http://doctorlaser.ru>
27. <http://academic.ru>