

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ
Белорусский национальный технический университет

Кафедра «Конструирование и производство приборов»

Д. А. Степаненко

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИООБЪЕКТЫ

Учебно-методическое пособие
для студентов специальности
1-38 02 02 «Биотехнические и медицинские аппараты и системы»

*Рекомендовано учебно-методическим объединением
высших учебных заведений Республики Беларусь
по образованию в области приборостроения*

Минск
БНТУ
2022

УДК 621.373.826:616.7

ББК 32.86-53

С79

Р е ц е н з е н т ы:

зам. директора по научно-инновационной работе
Института физики НАН Беларуси, научный руководитель центра
«Лазерно-оптические технологии для медицины и биологии»,
канд. физ.-мат. наук *В. Ю. Плавский*
кафедра электронной техники и технологии
УО «Белорусский государственный университет
информатики и радиоэлектроники»

Степаненко, Д. А.

С79 Воздействие лазерного излучения на биообъекты : учебно-методическое пособие для студентов специальности 1-38 02 02 «Биотехнические и медицинские аппараты и системы» / Д. А. Степаненко. – Минск : БНТУ, 2022. – 109 с.
ISBN 978-985-583-741-2.

Учебное пособие предназначено для изучения дисциплины «Воздействие физических полей на биологические объекты» студентами специальности 1-38 02 02 «Биотехнические и медицинские аппараты и системы».

Пособие состоит из 3 разделов, в которых описываются физические принципы и аппаратные средства генерации лазерного излучения, вопросы взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями и его практические применения в терапии и хирургии.

Учебное пособие также может быть полезно студентам других специальностей, изучающим лазерную технику и технологию и медицинскую и биологическую физику.

УДК 621.373.826:616.7

ББК 32.86-53

ISBN 978-985-583-741-2

© Степаненко Д. А., 2022

© Белорусский национальный
технический университет, 2022

ВВЕДЕНИЕ

История применения лазеров в медицине берет свое начало в 1960-х годах. В 1960 году американским физиком Теодором Мейманом был создан первый работоспособный лазер на основе кристалла рубина, а в 1961 году американским дерматологом и пионером лазерной медицины Леоном Голдманом было продемонстрировано применение излучения рубинового лазера для лечения меланомы (рака кожи). В 1963 году Голдман описал эффект селективного разрушения пигментированных структур кожи, в том числе волосяных фолликулов, лазерным излучением. Этот эффект лежит в основе современных процедур лазерной эпиляции и лазерного удаления татуировок и родимых пятен. В 1967 году Голдманом была проведена лазерная операция по удалению опухоли и было установлено, что лазер способен производить одновременное рассечение ткани и коагуляцию (прижигание) кровеносных сосудов, что обеспечивает бескровность операции. Это послужило началом современной лазерной хирургии. В настоящее время происходит постоянное увеличение числа медицинских лазерных процедур и прогнозируется рост мирового рынка медицинского лазерного оборудования с 5 млрд долларов в 2020 году до 10,6 млрд. долларов в 2027 году. Таким образом, лазерная медицина, несомненно, является перспективным и активно развивающимся направлением современной медицинской техники и технологии. В данном учебно-методическом пособии рассматриваются механизмы взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями и современные клинические применения лазерной техники, такие как фотодинамическая и фототермическая терапия, лазерная коррекция зрения, внутритканевая тепловая терапия, применения лазеров в стоматологии, урологии, косметологии и сердечно-сосудистой хирургии. Также рассмотрены физические принципы работы лазеров и генерации лазерных импульсов, понимание которых необходимо для разработки, эксплуатации и сервисного обслуживания лазерного медицинского оборудования.

РАЗДЕЛ 1. СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРОВ

1.1. Общие определения. Свойства лазерного излучения

Термин «лазер» представляет собой акроним от английского выражения **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation – усиление света посредством вынужденного излучения. В русском языке вместо термина «лазер» может использоваться эквивалентный термин «*оптический квантовый генератор*» (ОКГ). *Лазер* представляет собой устройство, преобразующее какой-либо вид энергии (световую, электрическую, тепловую, химическую и т. п.) в энергию когерентного монохроматического светового излучения. Под *монохроматичностью* понимают постоянство длины волны лазерного излучения, то есть каждый тип лазеров генерирует излучение со строго определенной длиной волны. Под *когерентностью* понимают согласованность нескольких колебательных процессов одинаковой частоты по фазе. Различают временную и пространственную когерентность. Для наглядного пояснения этих понятий рассмотрим волновые фронты световой волны (поверхности равного значения фазы) (рис. 1.1).

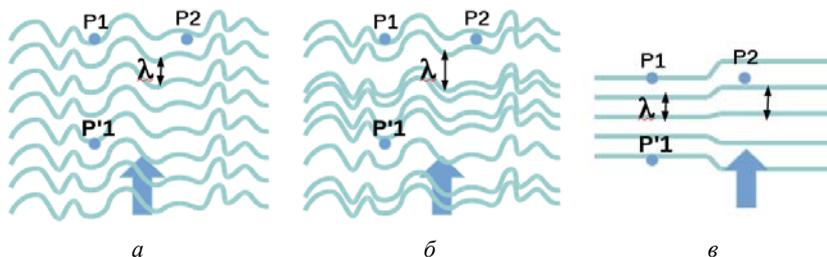


Рис. 1.1. Волновые фронты световой волны при различных видах когерентности

Стрелка указывает направление распространения волны (направление волнового вектора k). Вертикальная координата y на рис. 1.1 может быть заменена на время t , так как изменение Δy положения

волнового фронта в пространстве связано со временем Δt его распространения линейной зависимостью $\Delta y = c\Delta t$, где c – фазовая скорость распространения волны. Поэтому можно считать, что точки $P1$ и $P2$ соответствуют измерениям напряженности электрического поля в волне в один и тот же момент времени при различных значениях координаты x , а точки $P1$ и $P'1$ – измерениям напряженности поля в различные моменты времени при фиксированном значении координаты x . В качестве критерия когерентности удобно рассматривать *локальную длину волны* $\lambda(x, t) = c\Delta T(x, t)$, где ΔT – интервал времени между прохождением через точку измерения двух последовательных волновых фронтов. В случае *пространственной когерентности* (рис. 1.1, а, б) $\lambda(x_1, t) = \lambda(x_2, t)$, то есть локальная длина волны не зависит от координаты x . При этом локальная длина волны может не зависеть от времени (рис. 1.1, а), либо являться функцией времени (рис. 1.1, б). В случае *временной когерентности* (рис. 1.1, а, в) $\lambda(x, t_1) = \lambda(x, t_2)$, то есть локальная длина волны не зависит от времени t . При этом при измерениях должно выполняться условие $t_2 - t_1 \geq \Delta T(x, t_1)$. Локальная длина волны при временной когерентности может не зависеть от координаты x (рис. 1.1, а), либо являться функцией координаты x (рис. 1.1, в).

Когерентность является необходимым условием возникновения *интерференции*. Явление интерференции заключается в неаддитивном взаимодействии двух монохроматических волн равной частоты, имеющих фазовое смещение по отношению друг к другу. Под неаддитивностью взаимодействия понимается то, что результирующая напряженность поля $E_{\text{рез}}$ при интерференции не является простой арифметической суммой напряженностей E_1 и E_2 интерферирующих волн, а определяется путем геометрического (векторного) суммирования

$$E_{\text{рез}} = E_1 + E_2,$$

где угол θ между векторами E_1 и E_2 определяется фазовым смещением между интерферирующими волнами (рис. 1.2).

Интерференция на двух щелях может использоваться для контроля степени пространственной когерентности, а двуплечий ин-

терферометр с различными длинами плеч может применяться для контроля степени временной когерентности. Когерентность может быть идеальной и ограниченной. Количественно степень когерентности двух колебательных процессов может быть оценена с помощью их кросс-корреляционной функции по времени или координате.

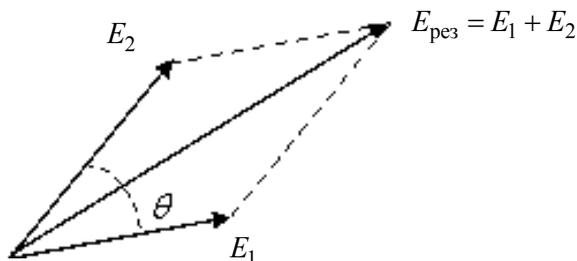


Рис. 1.2. Сложение напряженностей волн при интерференции

1.2. Вынужденное излучение

В основе работы лазеров лежит эффект **вынужденного или индуцированного излучения**, предсказанный Эйнштейном. Взаимодействие света с атомом, молекулой или ионом может происходить по трем схемам:

1. **Поглощение фотона**, при котором ион переходит из основного в возбужденное энергетическое состояние в результате поглощения фотона с энергией $h\nu = E_2 - E_1$ (рис. 1.3, а).

2. **Спонтанное излучение фотона**, при котором ион переходит из возбужденного в основное энергетическое состояние в результате самопроизвольного испускания фотона с энергией $h\nu = E_2 - E_1$ (рис. 1.3, б).

3. **Вынужденное излучение фотона**, при котором взаимодействие иона, находящегося в возбужденном энергетическом состоянии, с фотоном с энергией $h\nu = E_2 - E_1$ приводит к переходу иона в основное энергетическое состояние, сопровождающемуся испусканием второго фотона (рис. 1.3, в).

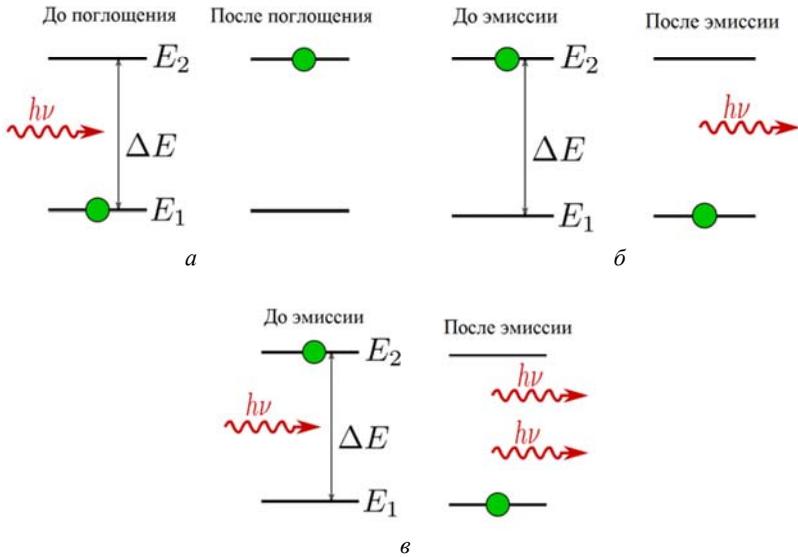


Рис. 1.3. Виды взаимодействия света с атомом, молекулой или ионом

Фотон, возникающий при вынужденном излучении, имеет ту же фазу, поляризацию и направление распространения, что и индуцирующий фотон, то есть фотоны являются когерентными.

1.3. Активные среды лазеров

Основными элементами конструкции любого лазера являются активная (рабочая) среда, система накачки (источник энергии) и оптический резонатор. **Активная среда** – это вещество, атомы, молекулы или ионы которого создают лазерное излучение за счет эффекта вынужденного излучения. В качестве активной среды могут использоваться вещества в любых агрегатных состояниях: твердые тела, жидкости, газы и плазма. В твердотельных лазерах в качестве активной среды используются стекла, керамические (поликристаллические) материалы или монокристаллы, активированные (легированные) ионами редкоземельных элементов (Nd^{3+} , Yb^{3+} , Er^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} , Pr^{3+} , Ce^{3+}) или переходных металлов (Cr^{2+} , Cr^{3+} , Cr^{4+} , Tl^{3+}). Стекло, керамика или кристалл выполняют функцию **матрицы**, в которой находятся **ионы-активаторы**.

Частота лазерных переходов (длина волны лазерного излучения) определяется видом ионов-активаторов и их *координацией* (окружением) в кристаллической решетке матрицы. Матрица определяет физические свойства активной среды, например, ее теплопроводность, оптические свойства и т. п. По сравнению с кристаллами стекла обычно обладают более низкой теплопроводностью и дают более широкие лазерные линии (лазерное излучение с более широкой полосой частот¹), однако являются более дешевыми, особенно при больших размерах активного элемента. В качестве матриц могут использоваться оксиды (иттрий-алюминиевый гранат ИАГ), ванадаты (ортованадат иттрия YVO_4 , ортованадат гадолиния $GdVO_4$), вольфраматы (калий-гадолиниевый вольфрамат $KGd(WO_4)_2$, калий-иттриевый вольфрамат $KY(WO_4)_2$), фториды (литий-иттриевый фторид $LiYF_4$, флюорит CaF_2), бораты ($Sr_3Y(BO_3)_3$) и кристаллы со структурой апатита ($Sr_5(PO_4)_3F$, $SrY_4(SiO_4)_3O$) (табл. 1.1).

Таблица 1.1

Примеры матриц, используемых
с различными ионами-активаторами

Ион-активатор	Матрица	Длины волн, мкм
Неодим (Nd^{3+})	ИАГ, YVO_4 , $LiYF_4$, силикатные стекла	1,03..1,1; 0,9..0,95; 1,32..1,35
Иттербий (Yb^{3+})	ИАГ, вольфраматы, силикатные стекла	1,0..1,1
Эрбий (Er^{3+})	ИАГ, силикатные стекла	1,5..1,6; 2,7; 0,55
Тулий (Tm^{3+})	ИАГ, силикатные и фторидные стекла	1,7..2,1; 1,45..1,53; 0,48; 0,8
Гольмий (Ho^{3+})	ИАГ, $LiYF_4$, силикатные стекла	2,1; 2,8..2,9
Празеодим (Pr^{3+})	Силикатные и фторидные стекла	1,3; 0,635; 0,6; 0,52; 0,49
Церий (Ce^{3+})	$LiYF_4$, $LiCaAlF_6$, $LiLuF_4$, $LiSrAlF_6$	0,28..0,33

¹Лазерное излучение не является идеально монохроматическим, а содержит ряд монохроматических составляющих в определенной (обычно достаточно узкой) полосе частот – это явление называется уширением лазерных линий и более подробно будет рассмотрено далее.

1.4. Инверсия населенностей. Системы накачки лазеров

Для нормальной работы лазера необходимо, чтобы число ионов активной среды в возбужденном энергетическом состоянии было больше числа ионов в основном состоянии, что называется *инверсией населенностей*. Инверсная населенность создается за счет поглощения ионами активной среды внешней энергии, поступающей от *системы накачки*. Существуют лазеры с оптической, химической, электрической и другими видами накачки. При использовании оптической накачки инверсная населенность создается за счет поглощения ионами активной среды фотонов излучения накачки.

1.5. Трех- и четырехуровневые системы генерации

В лазерах обычно используется три или четыре энергетических состояния ионов-активаторов (*трех- и четырехуровневая системы генерации*). Трехуровневая система генерации используется, например, в твердотельном *рубиновом лазере*, в котором в качестве активной среды используется монокристалл рубина $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ – корунд Al_2O_3 , в котором часть ионов алюминия замещена ионами Cr^{3+} . Рубин имеет красный цвет, так как ионы хрома поглощают свет зеленой и фиолетовой частей спектра (рис. 1.4).

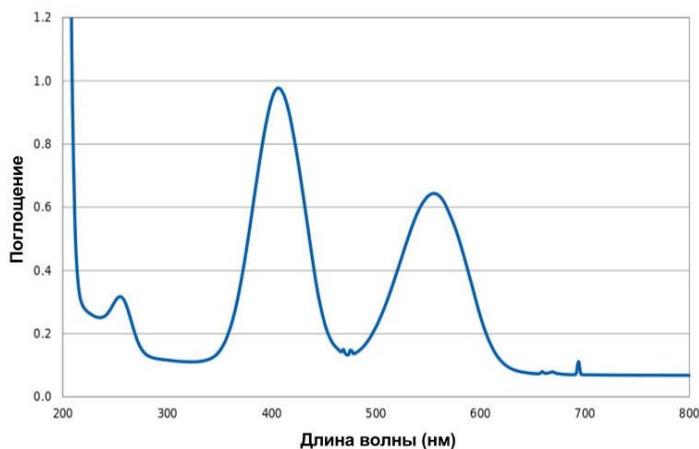


Рис. 1.4. Спектр поглощения света кристаллом рубина

Наличие широких полос в спектре поглощения света кристаллом рубина позволяет использовать для накачки немонохроматическое излучение, например, излучение ксеноновой лампы-вспышки. Схема энергетических состояний иона хрома в кристалле рубина приведена на рис. 1.5.

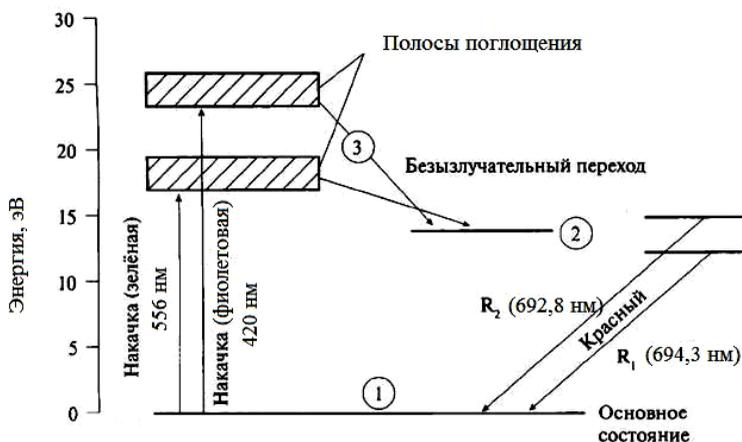


Рис. 1.5. Схема энергетических состояний иона хрома в кристалле рубина

В *трехуровневой системе генерации* в состоянии термодинамического равновесия заселен в основном нижний уровень, то есть $N_2 \approx 0$, $N_3 \approx 0$, и должны выполняться два условия:

1. Время жизни атомов на 3-м уровне намного меньше времени жизни на 2-м уровне.

2. Прямой переход $3 \rightarrow 1$ является запрещенным, а переход $3 \rightarrow 2$ является безызлучательным, то есть выделяющаяся энергия передается активной среде в виде тепла.

Лазерное излучение возникает при переходе $2 \rightarrow 1$. Уровень 2 в действительности состоит из двух близко расположенных подуровней, которым соответствуют длины волн 692,8 и 694,3 нм. При использовании двух уровней (1-го и 3-го) вероятность перехода $1 \rightarrow 3$ в результате поглощения излучения накачки равна вероятности перехода $3 \rightarrow 1$ в результате эффекта вынужденного излучения, то есть накачка оказывает два противоположных эффекта: увеличение заселенности верхнего уровня за счет поглощения и депопуля-

цию (снижение заселенности) верхнего уровня в результате вынужденного излучения. Поэтому для двухуровневой схемы можно в лучшем случае добиться состояния с $N_3 = N_1 = 0,5N$, и такая схема является неработоспособной, так как в ней не реализуется инверсия населенностей. При введении с систему дополнительного (2-го) уровня ионы активной среды после поглощения излучения накачки быстро переходят с 3-го на 2-й уровень, на котором они не будут подвержены депопулирующему действию излучения накачки, так как энергия перехода $2 \rightarrow 1$ ниже энергии излучения накачки (накачка производится зеленым или фиолетовым светом, а для перехода $2 \rightarrow 1$ требуется красный свет). Таким образом, при накачке достигается состояние, в котором $N_3 \approx 0$, $N_2 > 0,5N > N_1$.

Трехуровневая схема является энергетически неэффективной. Рубиновый лазер может работать только в импульсном режиме, так как из-за малого КПД значительная часть энергии накачки переходит в тепловую форму, что приводит к перегреву активной среды.

Причиной низкой энергетической эффективности трехуровневой схемы является совпадение нижнего лазерного уровня с основным энергетическим состоянием, что приводит к высокой заселенности нижнего лазерного уровня (ионы стремятся вернуться в состояние с наименьшей энергией, что сопровождается повышением заселенности нижнего лазерного уровня). В четырехуровневой схеме генерации (рис. 1.6) нижний лазерный уровень (уровень 1) располагается выше основного энергетического состояния (уровень 0).

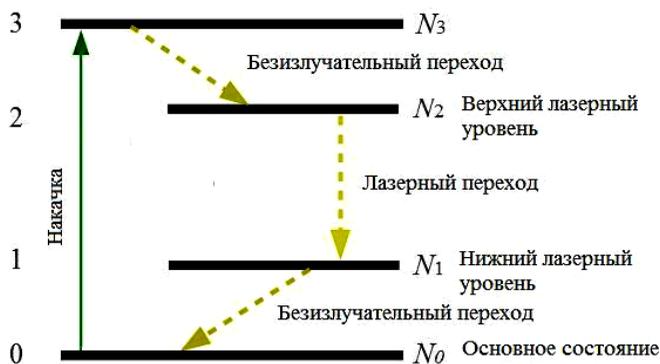


Рис. 1.6. Четырехуровневая схема генерации лазерного излучения

Уровню 1 соответствует малое время жизни ионов, а переход $1 \rightarrow 0$ имеет безизлучательный характер. В четырехуровневой схеме при накачке достигается состояние, в котором $N_3 \approx 0$, $N_1 \approx 0$, $N_0 > 0, 5N > N_2$. Так как $N_1 \approx 0$, то есть нижний лазерный уровень является практически незаселенным, то условие инверсной населенности $N_2 > N_1$ выполняется даже при $N_2 < 0,5N$.

Примером использования четырехуровневой схемы генерации является лазер на кристалле *иттрий-алюминиевого граната* ($Y_3Al_5O_{12}$), активированного ионами неодима Nd^{3+} (ионы неодима замещают ионы иттрия): *Nd:ИАГ-лазер*. Природные гранаты являются силикатами (соединениями, кристаллическая решетка которых содержит кремний-кислородные тетраэдры SiO_4) и имеют формулу $A_2^{2+}B_2^{3+}(SiO_4)_3$, где A^{2+} – 2-хвалентный ион, B^{3+} – 3-хвалентный ион. В синтетических гранатах происходит замещение $Si^{4+} \rightarrow B^{3+}$, и поэтому они относятся к оксидам. При этом для сохранения электрической нейтральности кристалла ион А становится 3-хвалентным, и формула принимает вид $A_3^{3+}B_5^{3+}O_{12}$. В кристалле Nd:ИАГ ионы Y^{3+} и замещающие их ионы-активаторы Nd^{3+} имеют додекаэдрическую координацию (окружены 8 атомами кислорода, расположенными в вершинах тригонального додекаэдра – рис. 1.7), а ионы Al^{3+} – октаэдрическую и тетраэдрическую координацию (окружены 6 или 4 атомами кислорода, расположенными в вершинах октаэдра или тетраэдра; тетраэдрическую координацию имеют ионы алюминия, замещающие ионы кремния природных гранатов).

Как отмечалось ранее, координация ионов-активаторов в кристаллической решетке матрицы оказывает влияние на частоты лазерных переходов.

Может использоваться термин ИАГ-лазер (без указания легирующих ионов), однако такой термин является некорректным, так как кристаллы ИАГ могут легироваться другими редкоземельными ионами и ионами хрома Cr^{4+} . Полосы поглощения ионов Nd^{3+} расположены на длинах волн 730–760 нм (красный свет) и 790–820 нм (ИК-излучение). Излучение Nd:ИАГ-лазера имеет длину волны 1064 нм (ИК-излучение). Nd:ИАГ-лазер может работать как в импульсном, так и в непрерывном режиме. Накачка производится с помощью криптоновых или ксеноновых ламп-вспышек или ла-

зерных диодов (*DPSS-лазер – твердотельный лазер с диодной накачкой*, Diode Pumped Solid State Laser), например, ИК-диодов на основе арсенида алюминия-галлия $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (длина волны 808 нм). Лампы-вспышки требуют для своей работы высокого напряжения, сильно разогреваются и имеют малое время жизни (несколько сотен часов). Лазерные диоды имеют значительно большее время жизни (до нескольких тысяч часов), однако для достижения высокой мощности требуется накачка лазера с помощью нескольких (иногда большого числа) диодов.

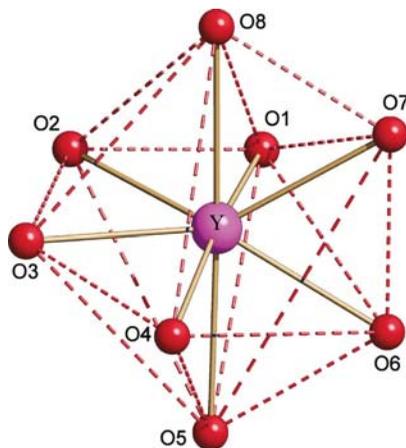


Рис. 1.7. Додекаэдрическая координация ионов Y^{3+} в кристалле ИАГ

1.6. Отражатели для систем накачки. Квантроны

В лазерах с оптической накачкой для повышения КПД активный элемент и лампа-вспышка устанавливаются в фокусах отражателя, имеющего вид цилиндра с эллиптическим поперечным сечением. Согласно оптическому свойству эллипса, лучи, выходящие из одного из его фокусов, после отражения от поверхности эллипса собираются во втором фокусе. Поверхность отражателя покрывается серебром или золотом, а через его полость прокачивается вода для охлаждения лампы и активной среды. Блок, содержащий активный элемент, лампу-вспышку, отражатель и систему охлаждения, называют *квантроном* (рис. 1.8).

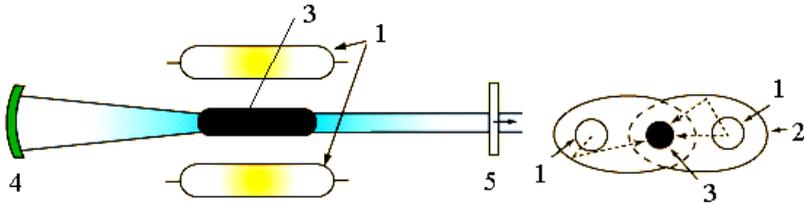


Рис. 1.8. Квантрон Nd:ИАГ-лазера:

1 – криптоновые или ксеноновые лампы-вспышки; 2 – отражатель;
3 – активный элемент (кристалл Nd:ИАГ); 4 – полностью отражающее
зеркало резонатора; 5 – частично пропускающее зеркало резонатора

1.7. Способы получения поляризованного лазерного излучения

Для получения линейно-поляризованного лазерного излучения торцы активного элемента выполняются под углом Брюстера, либо в резонатор вводится *пластинка Брюстера* (плоскопараллельная пластинка, расположенная под углом Брюстера относительно направления распространения излучения). *Угол Брюстера* – это угол падения света на границу раздела сред, для которого отраженная волна имеет полную σ -поляризацию (поляризацию, перпендикулярную плоскости падения), а преломленная – преимущественно π -поляризацию (поляризацию в плоскости падения) (рис. 1.9).

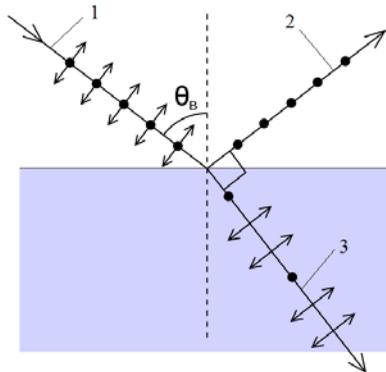


Рис. 1.9. Поляризация излучения при падении под углом Брюстера:

1 – неполяризованная падающая волна; 2 – поляризованная отраженная волна;
3 – частично поляризованная преломленная волна

При этом направления распространения отраженной и преломленной волн взаимно перпендикулярны.

1.8. Лазерные материалы, активированные ионами Nd^{3+}

В качестве матрицы для активных сред на основе ионов Nd^{3+} помимо ИАГ используют *литий-иттриевый фторид* (YLF) LiYF_4 . В отличие от ИАГ, YLF является оптически анизотропным с положительным двулучепреломлением, то есть $n_e > n_o$ (показатель преломления необыкновенного луча больше показателя преломления обыкновенного луча). Частота f , соответствующая лазерному переходу, имеет определенное фиксированное значение, не зависящее от поляризации, а длина волны перехода $\lambda = c_0/nf$ зависит от показателя преломления и, следовательно, от поляризации. Для кристалла Nd:YLF вследствие наличия двулучепреломления возможна генерация двух длин волн $\lambda_e = 1047 \text{ нм} < \lambda_o = 1053 \text{ нм}$ с взаимно-перпендикулярными поляризациями, выбор одной из которых осуществляется с помощью внутрирезонаторного поляризатора.

Помимо монокристаллического ИАГ в настоящее время применяется спеченная керамика ИАГ, которая обладает потерями, сравнимыми с потерями в монокристаллическом ИАГ, благодаря низкой пористости, малому размеру кристаллитов и равномерности распределения их размера.

Активные элементы из ИАГ могут выполняться в виде стержней, либо в виде непланарных кольцевых резонаторов (рис. 1.10).

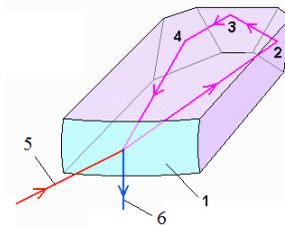


Рис. 1.10. Непланарный кольцевой резонатор из ИАГ:
 1 – входное/выходное зеркало; 2–4 – грани, на которых луч испытывает полное внутреннее отражение; 5 – излучение накачки (808 нм);
 6 – выходное излучение (1064 нм)

Резонатор называется непланарным, так как траектории хода лучей внутри него не лежат в одной плоскости. Входное/выходное зеркало резонатора является прозрачным на длине волны 808 нм (излучение накачки), а на длине волны 1064 нм (выходное излучение) выполняет функцию отражателя с коэффициентом отражения, зависящим от направления поляризации. Благодаря зависимости коэффициента отражения выходного зеркала от направления поляризации оно выполняет функцию поляризатора. Неplanарная конфигурация обеспечивает взаимное (не зависящее от направления распространения света) вращение плоскости поляризации, а за счет помещения резонатора в магнитное поле возникает невзаимное вращение плоскости поляризации, обусловленное *эффектом Фарадея* (эффектом вращения плоскости поляризации в магнитном поле). Совместное действие эффектов поляризации и взаимного и невзаимного вращения плоскости поляризации обеспечивает односторонний характер излучения лазера, то есть генерация наблюдается лишь для одного из двух возможных направлений распространения волны в резонаторе. Эквивалентная конструкция кольцевого лазера с дискретными элементами представлена на рис. 1.11.

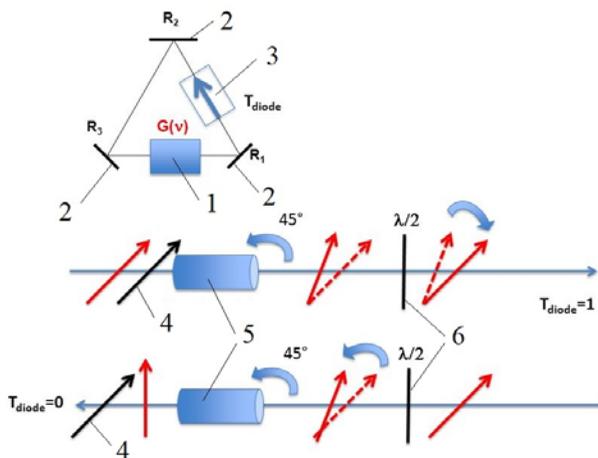


Рис. 1.11. Кольцевой лазер с дискретными элементами, эквивалентный непланарному кольцевому резонатору:

- 1 – активная среда; 2 – зеркала резонатора; 3 – оптический диод;
4 – поляризатор; 5 – вращатель Фарадея; 6 – полуволновая кварцевая пластинка

Оптический диод, помещенный в резонатор, пропускает σ -поляризованное излучение только в одном направлении, а в противоположном направлении пропускает только излучение с π -поляризацией. Конструктивно оптический диод состоит из поляризатора, вращателя Фарадея, создающего невзаимное вращение плоскости поляризации, и полуволновой кварцевой пластинки, создающей взаимное вращение плоскости поляризации. В непланарном резонаторе все перечисленные элементы конструктивно объединены в монолитном кристалле с нанесенным на него входным/выходным зеркалом.

1.9. Лазер как генератор с положительной обратной связью. Оптические резонаторы лазеров

Принцип действия лазера аналогичен принципу действия электронных генераторов с положительной обратной связью (ПОС). Электронный генератор с ПОС состоит из усилителя, часть выходного сигнала которого подается обратно на вход через цепь *положительной обратной связи* (рис. 1.12).

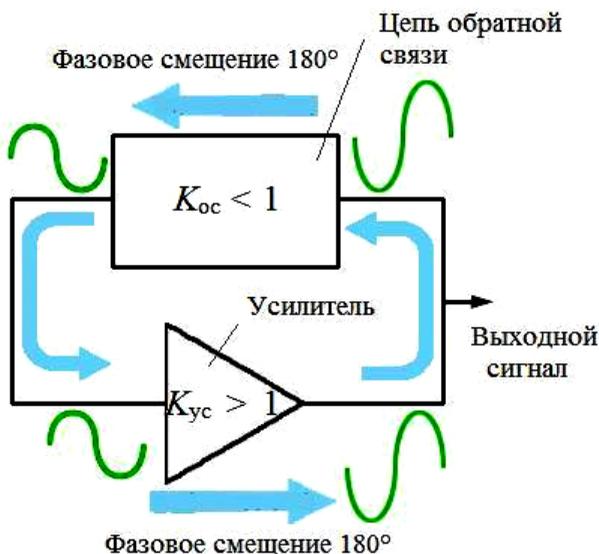


Рис. 1.12. Схема электронного генератора с ПОС

Для получения устойчивой генерации необходимо выполнение двух условий:

1. Общий коэффициент усиления контура должен быть равен единице (то есть сигнал, прошедший через цепь обратной связи, должен поступать на вход усилителя с той же амплитудой, что и начальный сигнал).

2. Фазовое смещение сигнала в контуре должно составлять $2\pi n$, например, 360° (то есть сигнал, прошедший через цепь обратной связи, должен поступать на вход усилителя в той же фазе, что и начальный сигнал).

Общий коэффициент усиления цепи определяется как $K = K_{ус} K_{ос}$, где $K_{ус} > 1$ – коэффициент усиления сигнала усилителем, $K_{ос} < 1$ – коэффициент ослабления сигнала в цепи обратной связи. Так как сигнал испытывает в цепи обратной связи ослабление, то она играет роль *аттенюатора* – устройства, противоположного по своей функции усилителю.

При использовании инвертирующего усилителя, создающего фазовое смещение 180° , фазовое смещение сигнала в цепи ПОС также должно составлять 180° . Подвод внешней энергии к генератору производится в виде постоянного напряжения через цепь питания усилителя, которая на рис. 1.12 не показана. Для получения колебаний определенной частоты в цепь генератора вводится резонансный элемент (полосовой фильтр), избирательно пропускающий сигнал необходимой частоты. При подаче питания на усилитель на его выходе возникают электронные шумы, содержащие широкую полосу частот. Из спектра этих шумов с помощью фильтра выделяется необходимая частотная составляющая, которая поступает на вход усилителя. Таким образом, начальный сигнал на входе усилителя появляется за счет резонансного выделения определенной частотной составляющей выходных электронных шумов усилителя.

В лазере роль усилителя играет активная среда, а ПОС создается с помощью оптического резонатора. Наличие у активной среды усилительных свойств объясняется тем, что любой фотон, возникший в результате спонтанного перехода между лазерными уровнями, распространяясь через активную среду, вызывает лавинообразное увеличение числа фотонов в результате эффекта вынужденного излучения: один спонтанный фотон создает два вынужденных фо-

тона, каждый из которых порождает еще два и т. д. Усиление света активной средой имеет резонансный характер, так как для возникновения эффекта вынужденного излучения частота индуцирующего фотона должна совпадать с частотой лазерного перехода (совпадение частоты вынуждающего воздействия с собственной частотой колебаний системы). В действительности усиление происходит в конечной полосе частот, то есть излучение лазера не является идеально монохроматическим – это называется **уширением лазерных линий**. Одной из причин уширения является неопределенность энергии лазерных уровней, вытекающая из квантово-механического принципа неопределенности, согласно которому с уменьшением времени жизни квантового состояния возрастает неопределенность его энергии. Усиление света активной средой описывается экспоненциальной функцией по аналогии с затуханием света:

$$I(x) = I_0 \exp(gx) \text{ (усиление),}$$

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x) \text{ (затухание),}$$

где $I(x)$ – интенсивность света, прошедшего в среде расстояние x ;
 I_0 – начальная интенсивность света;
 g – коэффициент усиления;
 α – коэффициент затухания.

При распространении света в активной среде параллельно протекают усиление и затухание, точно так же, как в электронном генераторе происходят усиление и аттенюация. Для получения устойчивой генерации затухание света в активной среде должно компенсироваться усилением, что равносильно выполнению условия $K_{yc}K_{oc} = 1$ в электронном генераторе (выражение этого условия через коэффициенты g и α приводится далее при рассмотрении условий генерации).

Простейший **оптический резонатор** состоит из двух параллельных зеркал, одно из которых является частично пропускающим (коэффициент отражения $R_1 < 100\%$), а второе – полностью отражающим (коэффициент отражения света по интенсивности $R_2 = 100\%$) (рис. 1.13).

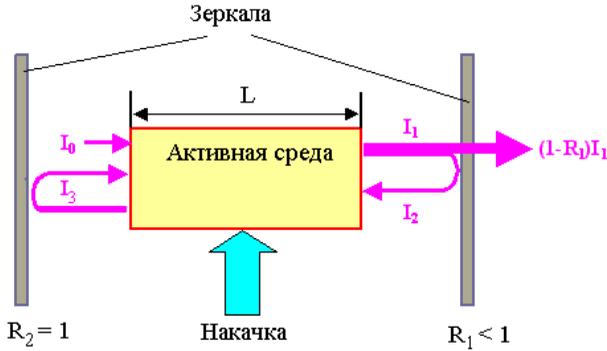


Рис. 1.13. Схема циркуляции лазерного излучения в резонаторе

Лазерное излучение покидает резонатор через частично пропускающее зеркало. Излучение, отражаемое частично пропускающим зеркалом обратно в резонатор, играет роль сигнала ПОС. Благодаря многократному прохождению (циркуляции) излучения между зеркалами резонатора возрастает длина пути, проходимого излучением в активной среде, и благодаря этому увеличивается усиление. Это важно, так как большинство активных сред имеет очень низкий коэффициент усиления g , лежащий в диапазоне от 10^{-4} до 10^{-2} см $^{-1}$. При $g = 10^{-3}$ см $^{-1}$ для получения усиления $K = 10^3$ при однократном прохождении света через резонатор требуется длина резонатора $L = \ln(K)/g = 69,1$ м, что является непрактичным.

Если I_0 – начальная интенсивность света (интенсивность спонтанного излучения), то интенсивность I_1 света, прошедшего через активную среду, будет определяться формулой

$$I_1 = I_0 \exp((g - \alpha)L),$$

а интенсивность сигнала обратной связи –

$$I_2 = I_1 R_1 = I_1 \exp(-2\alpha_R L) = I_0 \exp((g - \alpha - 2\alpha_R)L),$$

где α_R – коэффициент потерь при отражении (часть сигнала теряется в результате выхода света из резонатора; коэффициент 2 в аргументе экспоненциальной функции связан с тем, что свет проходит

путь $2L$ между двумя последовательными отражениями, при которых возникают потери).

Интенсивность сигнала обратной связи, прошедшего через активную среду, будет иметь вид

$$I_3 = I_2 \exp((g - \alpha)L) = I_0 \exp(2(g - \alpha - \alpha_R)L)$$

или

$$I_3 = KI_0,$$

где K – полное усиление контура.

Как было отмечено ранее, для устойчивой генерации должно выполняться условие

$$K = 1$$

или

$$\exp(2(g - \alpha - \alpha_R)L) = 1,$$

откуда

$$g = \alpha + \alpha_R. \quad (1.1)$$

Уравнение (1) представляет собой условие генерации лазерного излучения, согласно которому усиление света активной средой должно компенсировать потери в ней.

Коэффициент усиления g зависит от степени инверсной населенности и поэтому для выполнения условия генерации степень инверсной населенности должна быть выше определенного порогового значения.

1.10. Эффекты генерации второй гармоники и комбинационных частот

Эффект генерации второй гармоники состоит в удвоении частоты лазерного излучения с помощью оптических кристаллов и относится к *нелинейно-оптическим эффектам*, которые проявляются лишь при достаточно высоких интенсивностях лазерного

излучения. Путем генерации второй гармоники из излучения Nd:ИАГ-лазера (1064 нм) может получаться длина волны 532 нм (зеленый свет). В зеленой лазерной указке в качестве активной среды используется кристалл ортованадата иттрия YVO_4 , активированный ионами Nd^{3+} (длина волны 1064 нм, как и в случае Nd:ИАГ-лазера) (рис. 1.14).

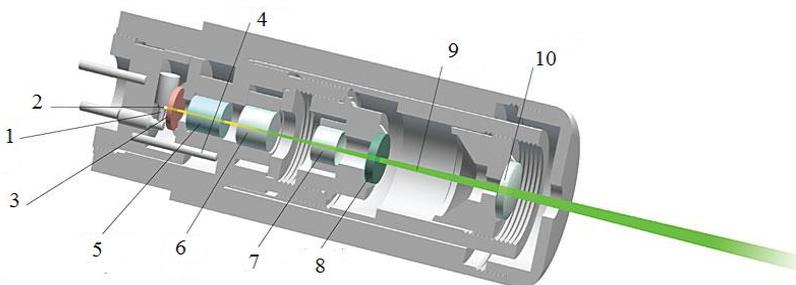


Рис. 14. Схема использования генератора второй гармоники в зеленой лазерной указке:

- 1 – лазерный диод (накачка); 2 – излучение с длиной волны 808 нм;
- 3 – кристалл ортованадата иттрия (активная среда); 4 – ориентирующий штифт;
- 5 – кристалл КТР (генератор второй гармоники); 6 – выходное зеркало резонатора;
- 7 – расширительная линза; 8 – инфракрасный фильтр (блокирует остаточное излучение основной гармоники); 9 – излучение с длиной волны 532 нм;
- 10 – коллимирующая линза

Кристалл накачивается лазерным диодом с длиной волны 808 нм. Инфракрасное лазерное излучение с длиной волны 1064 нм преобразуется в зеленое излучение с длиной волны 532 нм генератором второй гармоники на основе кристалла титанил-фосфата калия (КТР) $KTiOPO_4$. В мощных лазерах вместо КТР в качестве генераторов второй гармоники целесообразно использовать кристаллы трибората лития (LBO) LiB_3O_5 , имеющие более высокий порог разрушения (максимальная интенсивность излучения, которую способен выдержать материал без разрушения). Как отмечалось выше, генерация второй гармоники является эффективной лишь при достаточно высоких интенсивностях лазерного излучения, в связи с чем для лазеров малой и средней мощности используют **внутрирезонаторное удвоение частоты**, основанное на помещении кристалла-удвоителя непосредственно в лазерный резонатор. Этот при-

ем является эффективным, так как излучение имеет внутри резонатора более высокую интенсивность.

Для генерации ультрафиолетового излучения могут использоваться эффекты утроения и учетверения частоты Nd:ИАГ-лазера. При **учетверении частоты** лазерное излучение последовательно проходит через два кристалла, генерирующих вторую гармонику, в результате чего получается длина волны 266 нм. При **утроении частоты** лазерное излучение последовательно проходит через генератор второй гармоники и **смеситель** – нелинейно-оптический кристалл, в котором две световые волны с частотами f_1 и f_2 взаимодействуют между собой с формированием **комбинационных частот** $f_1 \pm f_2$ (генерация второй гармоники представляет собой частный случай при $f_1 = f_2$). В случае Nd:ИАГ-лазера из генератора второй гармоники выходят лучи с длинами волн $\lambda_1 = 532$ нм (вторая гармоника) и $\lambda_2 = 1064$ нм (остаточное излучение основной гармоники, не подвергшееся нелинейному преобразованию). При суммировании частот этих лучей в смесителе возникает излучение с длиной волны $\lambda_3 = \lambda_1 \lambda_2 / (\lambda_1 + \lambda_2) = 355$ нм.

Эффект генерации комбинационных частот объясняется тем, что при больших интенсивностях излучения оптические кристаллы характеризуются нелинейной зависимостью между электрической поляризацией и напряженностью электрического поля, которая описывается формулой

$$P = \varepsilon_0 \chi E + 2dE^2 + 4\chi^{(3)} E^3,$$

где χ – диэлектрическая восприимчивость, а коэффициенты d и $\chi^{(3)}$ характеризуют нелинейно-оптические эффекты 2-го и 3-го порядков.

Эффект генерации комбинационных частот относится к нелинейно-оптическим эффектам 2-го порядка, так как связан с квадратичным членом зависимости $P(E)$. Квадратичное взаимодействие световых волн с напряженностями поля $E_1(t) = E_{10} \cos(2\pi f_1 t)$ и $E_2(t) = E_{20} \cos(2\pi f_2 t)$ приводит к появлению составляющей поляризации

$$\begin{aligned} P(t) &= 2dE_1(t)E_2(t) = 2dE_{10}E_{20} \cos(2\pi f_1 t) \cos(2\pi f_2 t) = \\ &= dE_{10}E_{20} (\cos(2\pi(f_1 + f_2)t) + \cos(2\pi(f_1 - f_2)t)), \end{aligned}$$

содержащей комбинационные частоты $f_1 + f_2$ и $f_1 - f_2$.

Нелинейно-оптическое преобразование возникает только в случае выполнения *условия согласования фаз*:

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2,$$

где \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 – волновые векторы взаимодействующих волн;

\mathbf{k}_3 – волновой вектор результирующей волны.

В случае, когда все три волновых вектора имеют одинаковое направление, условие согласования фаз принимает вид

$$\omega_3 / c_3 = \omega_1 / c_1 + \omega_2 / c_2$$

или

$$\omega_3 n_3 = \omega_1 n_1 + \omega_2 n_2,$$

где $\omega = 2\pi f$ – круговая частота.

При отсутствии хроматической дисперсии, то есть если бы показатель преломления не зависел от круговой частоты излучения ($n_1 = n_2 = n_3$), условие согласования фаз автоматически выполнялось бы для случая генерации второй гармоники ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\omega_3 = 2\omega$) при любом значении частоты ω . Однако в реальных материалах из-за наличия хроматической дисперсии в общем случае $n(2\omega) > n(\omega)$ (для материалов с нормальной дисперсией в области видимого света $dn/d\omega > 0$), и условие согласования фаз не выполняется. Один из способов реализации условия согласования фаз состоит в использовании оптической анизотропии материала, то есть зависимости показателя преломления от угла падения света и направления его поляризации. В оптически анизотропных (двулучепреломляющих) средах луч света произвольной поляризации делится на *обыкновенный луч (о-луч)* и *необыкновенный луч (е-луч)* со взаимно перпендикулярными направлениями поляризации и различными показателями преломления (фазовыми скоростями). В случае *положительного двулучепреломления* показатель преломления е-луча больше показателя преломления о-луча, то есть $n_e > n_o$, причем показатель преломления о-луча не зависит от угла падения света, а показатель преломления е-луча является функцией угла падения. Предположим,

что взаимодействующие лучи с частотами $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ являются е-лучами с показателем преломления $n_e(\omega, \alpha)$, зависящим от угла их падения α , а результирующий луч с частотой $\omega_3 = 2\omega$ – о-лучом с постоянным показателем преломления $n_o(2\omega)$. Для о-луча из-за хроматической дисперсии $n_o(2\omega) > n_o(\omega)$, однако вследствие анизотропии $n_e(\omega, \alpha) > n_o(\omega)$, и поэтому если двулучепреломление $\max(n_e(\omega, \alpha)) - n_o(\omega)$ превышает дисперсию $n_o(2\omega) - n_o(\omega)$, то путем подбора угла падения α можно добиться выполнения условия согласования фаз $n_o(2\omega) = n_e(\omega, \alpha)$. Таким образом, для возникновения нелинейно-оптического преобразования необходимы определенная ориентация кристалла, зависящая от длин волн взаимодействующих лучей, и определенная поляризация взаимодействующих лучей. Например, если для учетверения частоты используется два последовательно расположенных кристалла-удвоителя из одинакового материала, то угол падения лучей на эти кристаллы должен быть различным, так как в них входит излучение с различной длиной волны (основная и вторая гармоники). В рассмотренном выше примере происходит преобразование по схеме ее-о – два необыкновенных луча преобразуются в один обыкновенный. Также возможно преобразование по схеме ео-о или ео-е. В случае отрицательного двулучепреломления преобразование будет происходить по схеме оо-е, ео-о или ео-е. Нелинейно-оптические преобразования, при которых взаимодействие двух одинаково поляризованных волн приводит к появлению результирующей волны с повернутой на 90° поляризацией, представляют собой **преобразования типа I**, а преобразования, при которых взаимодействуют волны с взаимно перпендикулярными направлениями поляризации, относятся к **преобразованиям типа II**. В качестве практического примера на рис. 1.15 приведена схема утроения частоты с помощью кристаллов KDP и DKDP (KD*P): KH_2PO_4 и KD_2PO_4 , где D – дейтерий (тяжелый изотоп водорода).

Схема основана на последовательном применении преобразований типа I и II. Вектор \mathbf{s} указывает направление оптической оси кристаллов. На рис. 1.16 приведена схема ориентации пластинок, генерирующих вторую и третью гармоники, относительно кристаллографических осей тетрагонального кристалла KDP.

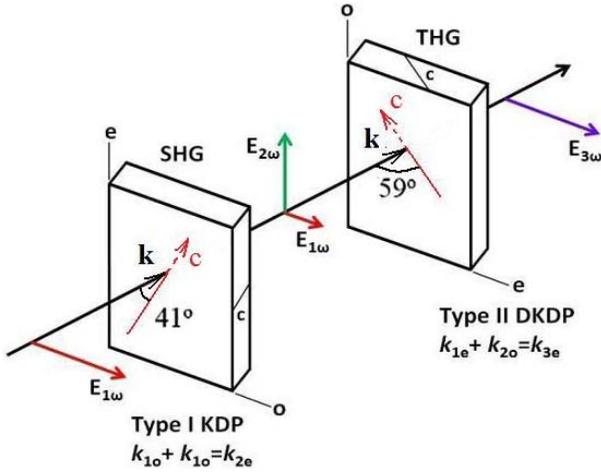


Рис. 1.15. Схема утроения частоты с помощью кристаллов KDP и DKDP

Недостатком кристаллов KDP и DKDP является их гигроскопичность, из-за которой их необходимо хранить в специальных корпусах. Кристаллы DKDP имеют более высокую стоимость, однако обладают меньшим коэффициентом поглощения инфракрасного излучения по сравнению с кристаллами KDP.

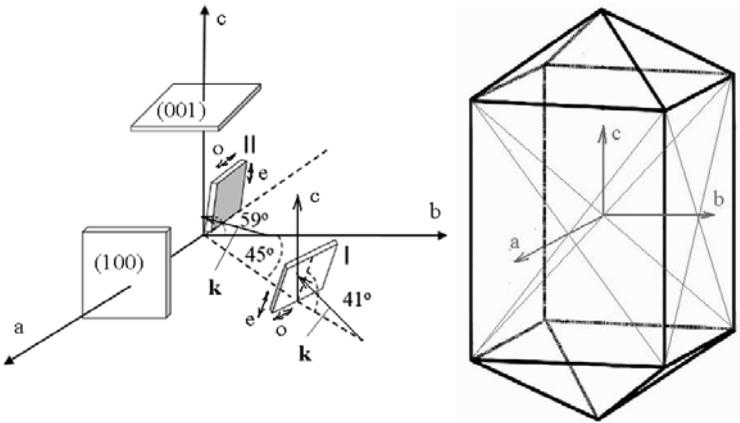


Рис. 1.16. Ориентация пластинок, генерирующих вторую и третью гармоники, в кристалле KDP

РАЗДЕЛ 2. МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

2.1. Продольные моды лазерных резонаторов

Путем подбора определенной длины резонатора обеспечивается фазовое условие генерации, согласно которому сдвиг фазы излучения, прошедшего через активную среду путь $x = 2L$ (в прямом и обратном направлении), должен быть равен $2\pi m$. Так как сдвиг фазы определяется выражением

$$\Delta\varphi = 2\pi x/\lambda = 4\pi L/\lambda,$$

то получим условие

$$L = m\lambda/2,$$

согласно которому в длину резонатора должно укладываться целое число полуволен излучения.

Целое число m обычно является очень большим, так как длина резонатора значительно больше длины волны.

Длины волн $\lambda_m = 2L/m$ соответствуют возникновению в резонаторе стоячих электромагнитных волн, называемых **продольными модами (собственными формами колебаний) резонатора** (рис. 2.1).

Стоячие волны характеризуются наличием узлов и пучностей: в **узлах** амплитуда напряженности поля равняется нулю в любой момент времени, а в **пучностях** всегда принимает максимальное значение. Аналогичным образом возникают стоячие механические волны в колеблющейся струне, закрепленной на концах.

Число m называется **порядком моды**. Реально в резонаторе возникают лишь те моды, частоты которых укладываются в полосу частот, соответствующую наличию усиления в активной среде: таких мод может быть несколько (**многомодовый лазер**), либо одна (**одномодовый лазер**) (рис. 2.2).

Разность частот, соответствующих соседним модам, $\Delta f = c_0/2nL$ называется **частотой межмодового биения**. В действительности разность частот, соответствующих соседним модам, не является строго постоянной величиной, так как показатель преломления n

вследствие дисперсии зависит от частоты и, следовательно, будет иметь различное значение для мод различных порядков. Другими словами, распределение соответствующих мод собственных частот не является идеально эквидистантным.

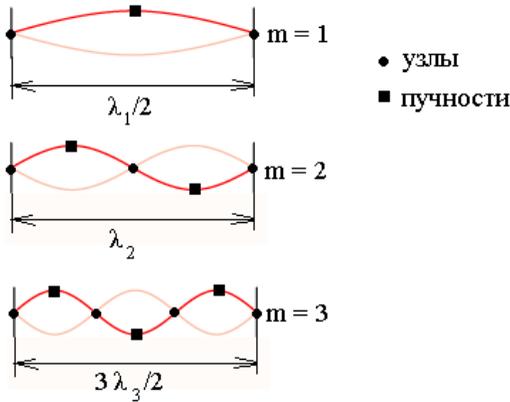


Рис. 2.1. Продольные моды лазерного резонатора

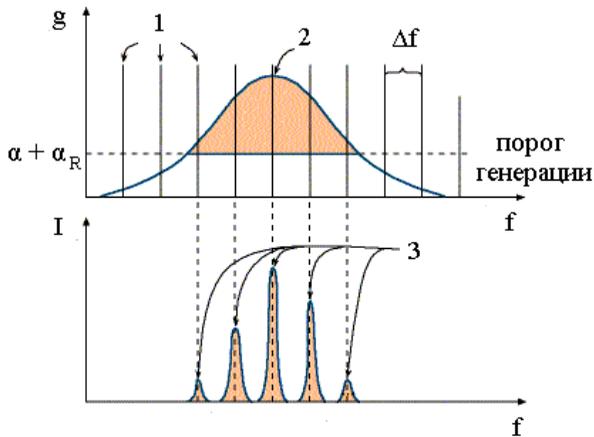


Рис. 2.2. Усиление продольных мод резонатора активной средой многомодового лазера:

- 1 – продольные моды резонатора; 2 – кривая усиления света активной средой;
- 3 – моды, усиливаемые активной средой (с коэффициентом усиления выше порога генерации); I – интенсивность лазерного излучения

В многомодовых лазерах выбор одной из продольных мод может осуществляться путем установки внутри резонатора *эталона Фабри-Перо* – плоско-параллельной пластинки с частично отражающими поверхностями, для которой коэффициент пропускания света резонансным образом зависит от длины волны. Если не учитывать хроматическую дисперсию, то собственные частоты эталона, соответствующие максимальным значениям коэффициента пропускания, являются эквидистантными (рис. 2.3, а).

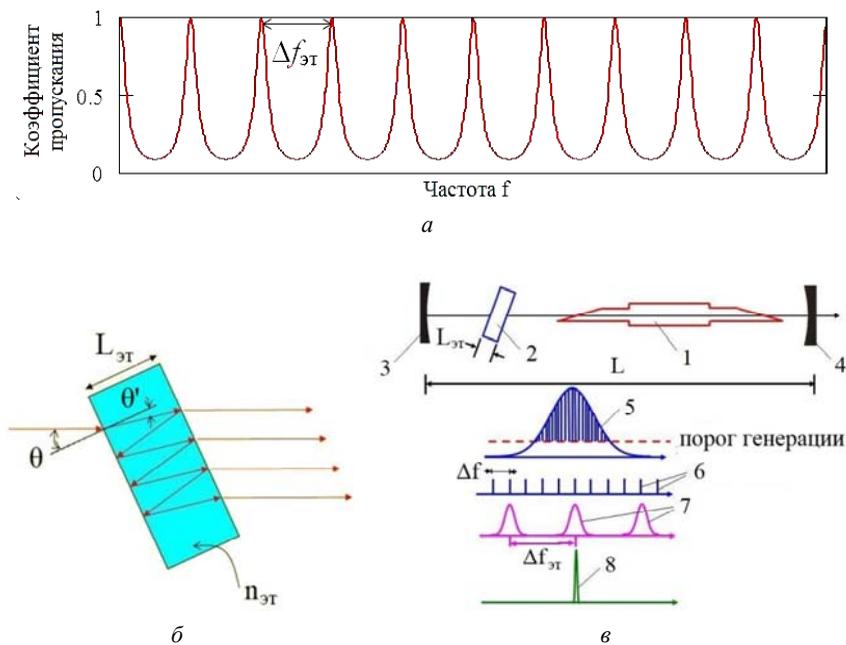


Рис. 2.3. Выбор продольных мод лазерного резонатора с помощью внутррезонаторного эталона Фабри-Перо:
 1 – активная среда; 2 – эталон; 3, 4 – зеркала резонатора;
 5 – кривая усиления света активной средой; 6 – продольные моды резонатора;
 7 – моды эталона; 8 – спектр выходного излучения лазера

Шаг собственных частот будет определяться формулой

$$\Delta f_{\text{эт}} = c_0 / 2n_{\text{эт}}L_1 \cos(\theta'),$$

где $n_{\text{эт}}$ – показатель преломления материала эталона;

L_1 – толщина эталона;

θ – угол между нормалью к поверхности эталона и преломленным лучом (рис. 2.3, б).

Усилению будут подвергаться лишь те моды резонатора, собственные частоты которых близки к собственным частотам эталона (рис. 2.3, в).

2.2. Импульсные лазеры, работающие в режиме модуляции добротности

Модуляция добротности – это метод генерации наносекундных лазерных импульсов с большой пиковой мощностью, основанный на намеренном (активном) или самопроизвольном (пассивном) периодическом изменении добротности лазерного резонатора. Режим модуляции добротности также называют *режимом генерации гигантских импульсов*. Под *добротностью* колебательной системы понимают величину

$$Q = \omega_0 W / P_d,$$

где ω_0 – резонансная круговая частота колебаний;

W – энергия, запасенная в резонаторе;

P_d – рассеиваемая мощность (мощность потерь).

Добротность лазерного резонатора определяется соотношением усиления и потерь в нем. При модуляции добротности в начальный момент времени лазерный резонатор обладает низкой добротностью (при активной модуляции добротности она намеренно ухудшается за счет увеличения потерь в резонаторе) (рис. 2.4).

Потери выше усиления, и поэтому лазерное излучение не возникает, так как не выполняется условие генерации $g \geq \alpha + \alpha_R$. При дальнейшем увеличении добротности усиление становится выше потерь и возникает лазерное излучение, которое достигает пиковой интенсивности при условии $g = \alpha + \alpha_R$. Затем добротность опять снижается, что приводит к падению интенсивности лазерного излучения вплоть до нуля. Таким образом, возникает импульс лазерного излучения, длительность которого определяется продолжительностью состояния резонатора с высокой добротностью.

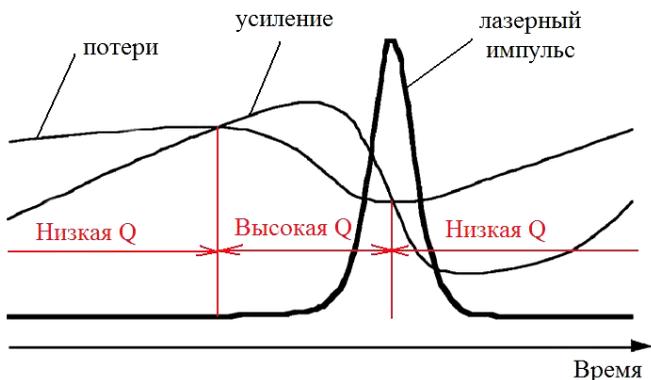


Рис. 2.4. Изменение усиления и потерь при модуляции добротности

Для реализации *пассивной модуляции добротности* в резонаторе может устанавливаться *насыщаемый поглотитель (пассивный затвор)* – среда, потери в которой уменьшаются с ростом интенсивности излучения (другими словами, с ростом интенсивности излучения повышается прозрачность среды). Примерами пассивных затворов являются Cr^{4+} :ИАГ (применяется в спектральной области 1 мкм, также используется в качестве активных элементов), V^{3+} :ИАГ (1,3 мкм), шпинель Co^{2+} : MgAl_2O_4 , сульфид цинка Cr^{2+} : ZnS , селенид цинка Cr^{2+} : ZnSe (1,5 мкм). Ионы V^{3+} замещают в ИАГ ионы Al^{3+} в октаэдрической и тетраэдрической координации, причем полосы поглощения в инфракрасной части спектра обусловлены тетраэдрически координированными ионами. Доля ионов V^{3+} , имеющих тетраэдрическую координацию, в кристаллах V^{3+} :ИАГ, выращенных из иридиевых контейнеров (тиглей), составляет менее 1 % и для повышения этой доли кристаллы подвергают отжигу в восстановительной атмосфере. В кристаллах Cr^{4+} :ИАГ ионы Cr^{4+} замещают тетраэдрически координированные ионы Al^{3+} , а сохранение электрической нейтральности обеспечивается параллельным замещением $\text{Al}^{3+} \rightarrow \text{Ca}^{2+}$, для чего в состав кристалла вводят кальций. Методом диффузионной сварки изготавливаются составные (композитные) лазерные элементы, состоящие из активного элемента, например, Nd^{3+} :ИАГ, и пассивного затвора, например, Cr^{4+} :ИАГ. Для улучшения условий охлаждения активной среды могут использоваться композитные элементы, состоящие из центрального актив-

ного элемента и пассивных концевых элементов, например, ИАГ + Nd^{3+} :ИАГ + Cr^{4+} :ИАГ (рис. 2.5).

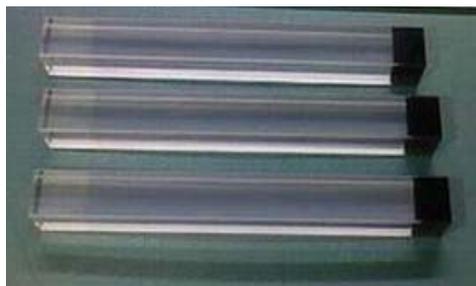


Рис. 2.5. Композитные лазерные элементы ИАГ + Nd^{3+} :ИАГ + Cr^{4+} :ИАГ

Концевые элементы имеют высокую теплопроводность и выполняются для активного элемента, генерирующего тепло, функцию радиаторов.

В процессе накачки в начальный момент времени усиление активной среды растет, так как увеличивается степень инверсной населенности (рис. 2.4). Рост усиления продолжается до тех пор, пока рост инверсной населенности, связанный с поглощением излучения накачки, не будет скомпенсирован ее уменьшением, связанным с вынужденным излучением, что происходит при определенной интенсивности лазерного излучения (на рис. 2.4 усиление продолжает расти некоторое время на участке, соответствующем высокой добротности). Затем усиление падает, так как вынужденное излучение начинает преобладать над увеличением инверсной населенности за счет накачки. Этот процесс продолжается до тех пор, пока интенсивность лазерного излучения не падает до уровня, при котором вынужденное излучение перестает доминировать над увеличением инверсной населенности. Затем усиление снова начинает возрастать.

Потери в резонаторе начинают падать в момент начала лазерного импульса и достигают своего минимума в момент пиковой интенсивности импульса, что соответствует снижению потерь в пассивном затворе при увеличении интенсивности вынужденного излучения.

Частота повторения импульсов при пассивной модуляции добротности и непрерывной накачке определяется мощностью накачки, влияющей на скорость роста усиления.

Простейший вариант **активной модуляции добротности** состоит в использовании резонатора, одно из зеркал которого выполняют вращающимся (может использоваться вращающаяся призма с зеркальными гранями) (рис. 2.6, *а*).

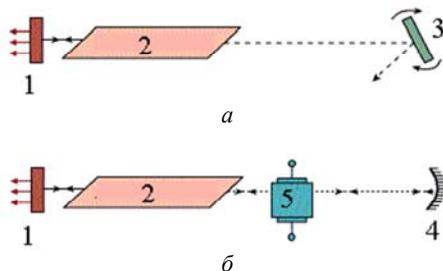


Рис. 2.6. Способы активной модуляции добротности:

1 – выходное зеркало резонатора; 2 – активная среда;

3 – вращающееся зеркало; 4 – полностью отражающее зеркало резонатора;

5 – электрооптический затвор

Такой резонатор будет обладать высокой добротностью только при параллельном или близком к параллельному расположении зеркал. При вращении зеркала со скоростью 20 000..30 000 об/мин могут быть получены импульсы с длительностью порядка 100 нс. Второй вариант активной модуляции добротности (рис. 2.6, *б*) состоит в использовании **электрооптических затворов** – оптических устройств, коэффициент пропускания света которыми может регулироваться с помощью электрического напряжения.

В электрооптических затворах используются эффекты Поккельса и Керра – **электрооптические эффекты**, состоящие в изменении показателей преломления среды (в кристаллах их несколько, так как кристаллы являются анизотропными, то есть их физические свойства зависят от направления) при воздействии электрического поля. **Эффект Поккельса** представляет собой линейный электрооптический эффект, при котором изменения показателей преломления связаны линейной зависимостью с напряженностью приложенного поля. Зависимость показателя преломления от направления описывается для кристаллов **оптической индикатрисой** – поверхностью, имеющей форму эллипсоида, определенным образом ориентированного относительно кристалла (рис. 2.7).

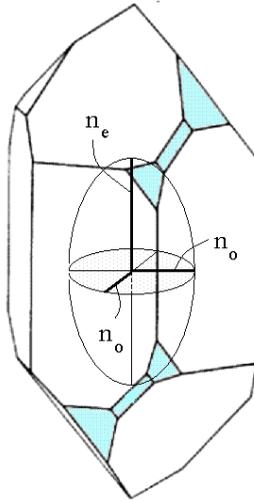


Рис. 2.7. Оптическая индикатриса кристалла кварца:
 n_o и n_e – полуоси индикатрисы

Для определения показателей преломления необходимо провести сечение индикатрисы, проходящее через ее центр и перпендикулярное направлению падающего на кристалл луча. Это сечение в общем случае будет иметь вид эллипса, длины полуосей которого будут соответствовать показателям преломления обыкновенного и необыкновенного лучей. Направления поляризации обыкновенного и необыкновенного лучей будут совпадать с направлениями полуосей эллиптического сечения индикатрисы.

Если направить оси координатной системы вдоль полуосей индикатрисы, то ее уравнение будет иметь вид

$$(1/n_o^2)x^2 + (1/n_o^2)y^2 + (1/n_e^2)z^2 = 1.$$

При произвольной ориентации координатной системы и отсутствии поля

$$(1/n^2)_1 x^2 + (1/n^2)_2 y^2 + (1/n^2)_3 z^2 + 2(1/n^2)_4 yz + \\ + 2(1/n^2)_5 xz + 2(1/n^2)_6 xy = 1.$$

Изменения коэффициентов $(1/n^2)_i$ при воздействии поля с напряженностью, имеющей компоненты E_k по координатным осям, будут определяться зависимостью

$$\Delta(1/n^2)_i = \sum_k r_{ik} E_k,$$

где коэффициенты r_{ik} зависят от выбора системы координат и образуют матрицу размером 6×3 – *линейный электрооптический тензор* третьего ранга.

Эффект Поккельса наблюдается в кристаллах, не имеющих центра симметрии, таких как ниобат лития LiNbO_3 , танталат лития LiTaO_3 , DKDP, КТР и диборат бария BaB_2O_4 (ВВО).

Несмотря на свое название, линейный электрооптический эффект возникает в результате квадратичной нелинейности среды, которая также является причиной таких явлений, как генерация второй гармоники и генерация комбинационных частот: квадратичная нелинейность приводит к взаимодействию электрического поля световой волны с постоянным внешним электрическим полем.

В ячейках Поккельса на основе кристаллов KDP обычно используется продольная конфигурация, в которой электрическое поле прикладывается в направлении распространения света (используется коэффициент r_{63} электрооптического тензора, за ось z принимается оптическая ось c кристалла, свет распространяется в направлении оптической оси). При отсутствии электрического поля (рис. 2.8, *а*) показатели преломления в направлениях кристаллографических осей a и b одинаковы: $n_1 = n_2 = n_o$, где n_o – показатель преломления обыкновенного луча. Поперечное сечение индикатрисы имеет при этом круговую форму, а свет с вертикальной линейной поляризацией (направление поляризации указано вектором \mathbf{E}_0), распространяющийся в направлении оптической оси кристалла c , сохраняет направление поляризации при прохождении через кристалл.

При подаче на ячейку напряжения (на рис. 2.8, *б* показан вектор \mathbf{E}_z напряженности приложенного к кристаллу внешнего электрического поля) поперечное сечение индикатрисы становится эллиптическим, а ее главные оси x' и y' поворачиваются на угол 45° относительно кристаллографических осей a и b . Это согласуется с точечной группой симметрии $\bar{4}2m$ кристаллов KDP, для которой

характерно наличие двух плоскостей симметрии, проходящих через ось c и образующих угол 45° с плоскостями ac и bc .

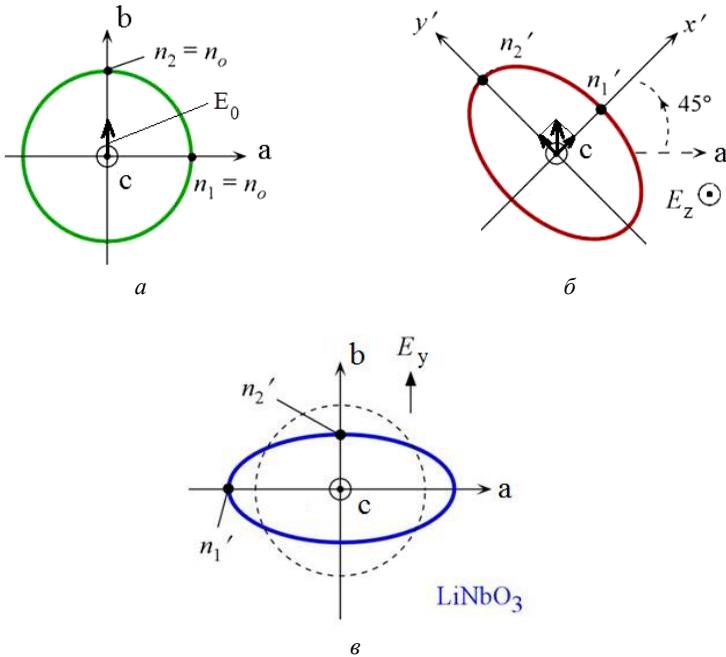


Рис. 2.8. Изменение показателей преломления кристаллов KDP и ниобата лития в результате эффекта Погкельса

Плоскость поляризации входящего в ячейку света должна делить пополам прямой угол между электрически индуцированными осями x' и y' , то есть в рассматриваемом случае должна быть вертикальна или горизонтальна. В этом случае свет будет раскладываться в кристалле на две равные по амплитуде составляющие, поляризованные вдоль осей x' и y' , которые будут распространяться в кристалле с различными скоростями (что соответствует различным по величине показателям преломления n_1' и n_2') и приобретать по мере распространения фазовое смещение по отношению друг к другу. При подборе определенной напряженности поля кристалл может выполнять функцию полуволновой пластинки, создающей фазовое смещение π между упомянутыми составляющими света, или чет-

вертьволновой пластинки, создающей фазовое смещение $\pi/2$. В первом случае свет, прошедший через кристалл, остается линейно поляризованным, но плоскость его поляризации поворачивается на угол 90° (становится горизонтальной), а во втором случае свет приобретает круговую поляризацию. Таким образом, ячейка Поккельса позволяет управлять поляризацией проходящего через нее света с помощью электрических управляющих сигналов.

В ячейках Поккельса на основе ниобата лития используется поперечная конфигурация, в которой электрическое поле прикладывается перпендикулярно направлению распространения света (используется коэффициент r_{22} электрооптического тензора). В силу ограничений, накладываемых симметрией кристалла, электрооптический тензор ниобата лития содержит 8 ненулевых компонент, связанных соотношениями

$$r_{12} = -r_{22} = r_{61}, r_{13} = r_{23}, r_{33}, r_{42} = r_{51}.$$

При приложении поля E_y изначально круговое сечение индикатрисы принимает форму эллипса (рис. 2.8, в), описываемого уравнением

$$(1/n_o^2 + r_{12}E_y)x^2 + (1/n_o^2 + r_{22}E_y)y^2 = 1$$

или

$$(1/n_o^2 - r_{22}E_y)x^2 + (1/n_o^2 + r_{22}E_y)y^2 = 1.$$

Коэффициент при x^2 остается равным нулю, и поэтому, в отличие от случая KDP, электрически индуцированные оси совпадают с кристаллографическими осями. Плоскость поляризации входящего в ячейку света должна располагаться под углом $\pm 45^\circ$.

Использование продольной конфигурации в случае ниобата лития невозможно, так как его кристаллы имеют точечную группу симметрии $3m$, характеризующуюся наличием трех плоскостей симметрии, проходящих через оптическую ось. При приложении поля в направлении оптической оси индикатриса будет обладать теми же элементами симметрии, что и кристалл, а наличие трех

плоскостей симметрии возможно только для индикатрисы в виде эллипсоида вращения.

В одной из конструкций импульсных лазеров с электрооптическим затвором между активным элементом 1 и полностью отражающим зеркалом 2 резонатора устанавливаются поляризационный светоделитель 3 и ячейка Поக்கельса 4, к которой прикладывается четвертьволновое напряжение (рис. 2.9, а).

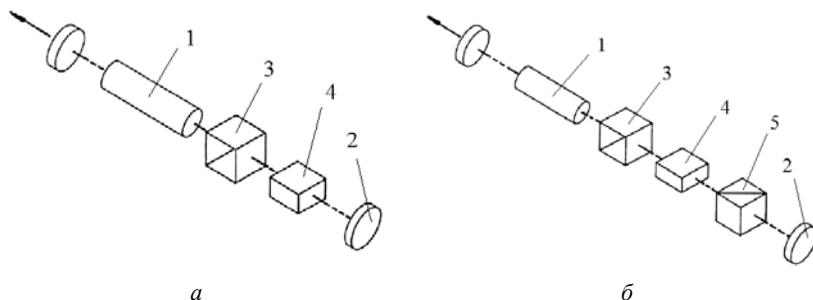


Рис. 2.9. Конструкции импульсных лазеров с электрооптическим затвором

Поляризационный светоделитель пропускает π -поляризованную составляющую света и отражает σ -поляризованную составляющую. Поляризационный светоделитель может отсутствовать, если торцы активного элемента выполнены под углом Брюстера (рис. 2.6, б). Свет с π -поляризацией, проходя через ячейку Поக்கельса, к которой приложено четвертьволновое напряжение, превращается в свет с круговой поляризацией. При отражении поляризованного по кругу света от поверхности металлического зеркала направление его поляризации меняется на противоположное, в результате чего свет, прошедший в обратном направлении через ячейку Поக்கельса, становится σ -поляризованным и отражается светоделителем, не попадая на активный элемент. Это соответствует состоянию с низкой добротностью резонатора. Переключение резонатора в состояние с высокой добротностью производится путем снятия напряжения с ячейки Поக்கельса. В этом случае π -поляризованный свет сохраняет свою поляризацию и при прохождении в обратном направлении, так как металлическое зеркало сохраняет поляризацию линейно поляризованного света.

Во второй схеме (рис. 2.9, б) состояние с высокой добротностью достигается при включенной ячейке Поккельса, к которой приложено полуволновое напряжение: при включенной ячейке π -поляризованный свет, созданный первым светоделителем 3, становится после прохождения через ячейку Поккельса σ -поляризованным и проходит через второй светоделитель 5, повернутый на угол 90° относительно первого, попадая на заднее зеркало резонатора. При выключенной ячейке π -поляризация света сохраняется, и он отражается вторым светоделителем, не попадая на заднее зеркало резонатора.

Модуляция добротности производится путем периодического включения-выключения ячейки Поккельса. С помощью ячеек Поккельса могут получаться лазерные импульсы малой длительности, так как ячейки Поккельса являются практически безынерционными устройствами с быстродействием порядка 10^{-10} с. Недостатком является необходимость использования высокого напряжения.

Электрооптический эффект Керра (ЭЭК) представляет собой квадратичный электрооптический эффект, при котором изменения коэффициентов преломления связаны с напряженностью приложенного электрического поля квадратичной зависимостью. Изменения коэффициентов индикатрисы в случае ЭЭК определяются формулой

$$\Delta(1/n^2)_i = \sum_{k,l} R_{ikl} E_k E_l,$$

где коэффициенты R_{ikl} **квадратичного электрооптического тензора** четвертого ранга зависят от выбора системы координат.

ЭЭК возникает в результате кубической нелинейности среды и наблюдается в кристаллах любой симметрии, однако в кристаллах, не имеющих центра симметрии, он намного слабее эффекта Поккельса и поэтому практический интерес представляет ЭЭК в кристаллах, обладающих центром симметрии, в которых эффект Поккельса отсутствует.

Переменный эффект Керра (оптический эффект Керра, ОЭК) представляет собой изменение показателя преломления среды, вызванное переменным электрическим полем распространяющейся в ней световой волны и пропорциональное интенсивности волны. Как и ЭЭК, ОЭК вызван кубической нелинейностью среды, однако в этом случае E_k и E_l представляют собой составляющие напряжен-

ности переменного электрического поля, создаваемого самой световой волной, а не внешнего постоянного электрического поля, как в случае ЭЭК. Так как $\Delta(1/n^2) = -2\Delta n/n_0^3$ (где n_0 – показатель преломления при отсутствии светового возмущения), изменение показателя преломления определяется формулой

$$\Delta n_i = -0,5n_{i0}^3 \sum_{k,l} R_{ikl} E_k E_l,$$

то есть пропорционально интенсивности световой волны (так как интенсивность пропорциональна квадрату напряженности поля).

ОЭК приводит к **самофокусировке света** высокой интенсивности. Пучок лазерного излучения, распространяющийся в среде, обычно имеет гауссово распределение интенсивности, то есть интенсивность имеет максимальное значение на оси пучка и минимальное значение на его краях. Таким образом, на оси пучка будет возникать более сильное по сравнению с краями изменение показателя преломления, что равносильно возникновению в среде **градиентной линзы** – области с радиальным (по отношению к оси пучка) градиентом показателя преломления. Градиентные линзы фокусируют проходящий через них параллельный пучок света, так как в силу **вариационного принципа Ферма (принципа наименьшего времени)** распространение света в неоднородной среде отклоняется от прямолинейности, причем из множества возможных траекторий свет выбирает траекторию, соответствующую наименьшему времени распространения (рис. 2.10).

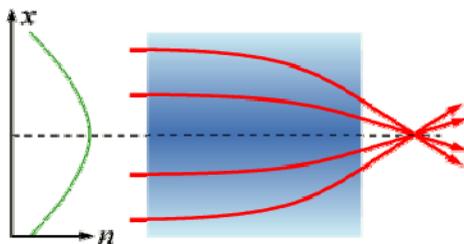


Рис. 2.10. Фокусировка света градиентной линзой

Одним из практических применений ОЭК является пассивная синхронизация мод в импульсных лазерах.

2.3. Импульсные лазеры, работающие в режиме модуляции усиления

Модуляция усиления – это метод генерации лазерных импульсов, основанный на намеренном периодическом изменении усиления активной среды (в отличие от метода модуляции добротности, где производится периодическое изменение потерь). В твердотельных лазерах модуляция усиления обычно реализуется путем накачки активной среды импульсным лазером: усиление наблюдается в активной среде лишь на протяжении длительности импульсов накачки. Получаемый при этом выходной импульс 2 может быть короче импульсов накачки 1 (рис. 2.11).

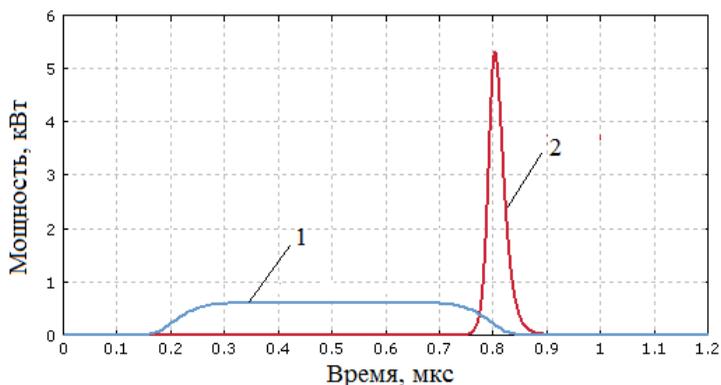


Рис. 2.11. Форма импульса накачки и выходного импульса для лазера, работающего в режиме модуляции усиления

В диодных лазерах модуляция усиления может быть реализована за счет изменения формы импульса тока, используемого для накачки.

2.4. Импульсные лазеры, работающие в режиме синхронизации мод

Синхронизация мод – это метод генерации сверхкоротких лазерных импульсов (с длительностью до 5 фс), основанный на согласовании фаз (синхронизации) продольных мод лазерного резонатора многомодового лазера. В качестве примера на рис. 2.12 показаны

колебания напряженности электрического поля, соответствующие трем последовательным продольным модам лазерного резонатора (например, модам 3-го, 4-го и 5-го порядков – пример условный: в действительности порядок мод является большим по величине целым числом).

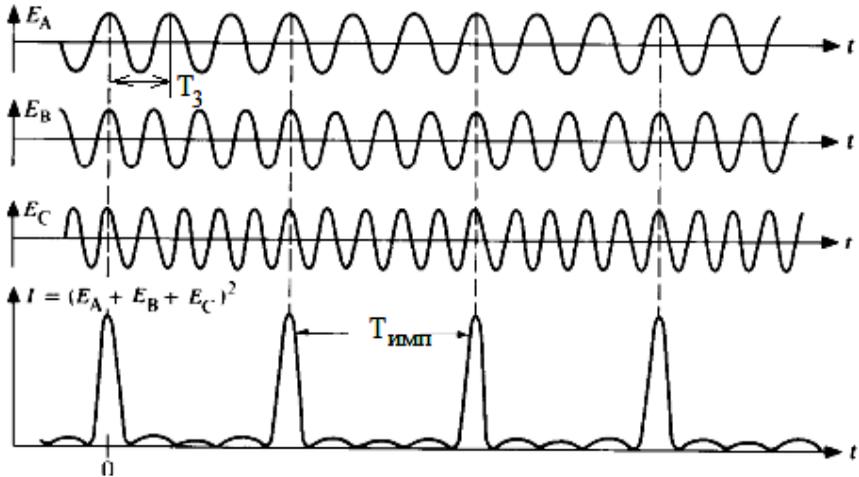


Рис. 2.12. Изменение интенсивности, соответствующее синхронизации трех продольных мод лазерного резонатора

Разности частот $f_B - f_A$ и $f_C - f_B$ соответствуют частоте межмодового биения Δf . Колебания согласованы между собой по фазе (разность фаз между ними периодически изменяется с течением времени) и в моменты совпадения фаз всех трех колебаний интенсивность результирующей волны $I \sim |E_A + E_B + E_C|^2$ принимает максимальное значение, то есть возникают периодические пики интенсивности с частотой повторения Δf (отношение m/f_m является постоянной величиной, равной $1/\Delta f$, и поэтому в рассматриваемом примере период повторения импульсов $T_{\text{имп}} = 3T_3 = 3/f_3 = 1/\Delta f$).

При отсутствии согласования фаз результирующая интенсивность характеризуется случайными колебаниями (при сложении большого числа мод) или представляет собой биение (при сложении двух мод, рис. 2.13).

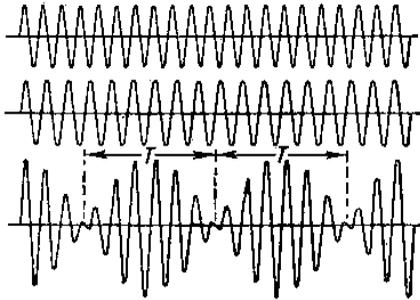


Рис. 2.13. Возникновение биения при сложении двух колебаний с близкими частотами

В общем случае синхронизация мод достигается путем периодического изменения (модуляции) параметров резонатора с частотой, близкой к частоте межмодового биения Δf . В основе такого способа лежит **явление синхронизации колебаний**, наблюдаемое для связанных (взаимодействующих между собой) нелинейных колебательных систем. Явление взаимной синхронизации колебаний было впервые описано Гюйгенсом, который обнаружил, что маятники двух часов, подвешенных рядом на одной стене, спустя некоторое время начинают совершать колебания полностью синхронно, то есть с одинаковой частотой и фазой. Синхронизация колебаний маятников объясняется их взаимным влиянием посредством вибраций стены. Явление синхронизации наблюдается в случае, когда собственные частоты колебательных систем близки друг к другу, либо когда они отличаются примерно в целое число раз (синхронизация на гармониках и субгармониках). Взаимная синхронизация происходит при условии, что начальная разность частот лежит в некотором диапазоне, называемом **полосой захвата**.

Если рассмотреть одну из мод лазерного резонатора с частотой f_m , то в результате периодического изменения параметров резонатора будет возникать амплитудная модуляция (периодическое изменение амплитуды) этой моды с частотой Δf_m , что равносильно появлению в ее спектре двух дополнительных частот $f_m \pm \Delta f_m$, имеющих одинаковую начальную фазу с исходной модой. Эти дополнительные частоты оказываются близкими к частотам $(m + 1)$ и $(m - 1)$ мод резонатора (точного совпадения не будет, так как частота межмодо-

вого биения Δf не является строго постоянной и зависит от порядка моды). Если разности $|f_{m+1} - (f_m + \Delta f_M)|$ и $|f_{m-1} - (f_m - \Delta f_M)|$ лежат в полосе захвата, то происходит синхронизация частот $(m + 1)$ и $(m - 1)$ мод резонатора с частотами $f_m \pm \Delta f_M$, то есть $f_{m+1} \rightarrow f_m + \Delta f_M$, $f_{m-1} \rightarrow f_m - \Delta f_M$. При этом происходит согласование фаз всех трех мод. Распределение соответствующих модам собственных частот становится при этом эквидистантным, что является необходимым условием генерации периодических импульсов, так как периодический импульс раскладывается в ряд Фурье по гармоникам с эквидистантными частотами.

Пассивная синхронизация мод (самосинхронизация) по своей конструктивной реализации аналогична пассивной модуляции добротности, то есть основана на введении в резонатор насыщаемого поглотителя, в качестве которого может использоваться **полупроводниковое зеркало с насыщаемым поглотителем** (SESAM, Semiconductor Saturable Absorber Mirror). Поглотитель должен иметь малое время восстановления, меньшее, чем время двойного хода луча внутри резонатора $2nL/c_0$: типичное значение времени восстановления составляет от нескольких до сотен пс. **Время восстановления** – это постоянная времени, характеризующая скорость возврата поглотителя в исходное состояние после воздействия насыщающего импульса (рис. 2.14).

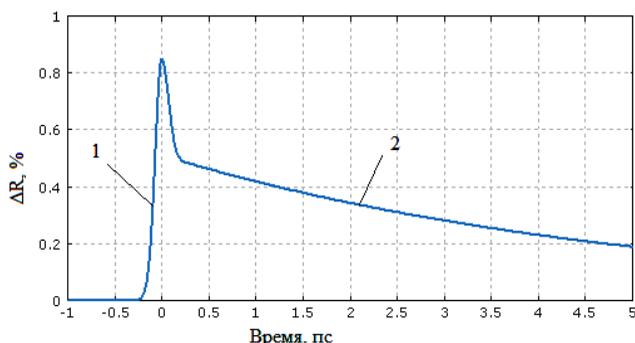


Рис. 2.14. Изменение коэффициента R отражения света полупроводниковым зеркалом при воздействии насыщающего импульса:

- 1 – рост коэффициента отражения под действием насыщающего импульса;
- 2 – возврат поглотителя в исходное состояние

В случае пассивной модуляции добротности поглотитель имеет сравнительно большое время восстановления. Кроме того, при пассивной модуляции добротности лазер работает в одномодовом режиме, а при пассивной синхронизации мод – в многомодовом.

В случае квадратичной зависимости поглощения от напряженности поля воздействие на насыщаемый поглотитель электрических полей двух соседних мод порядков m и $(m + 1)$ будет приводить к появлению составляющей поглощения, изменяющейся с разностной частотой $f_{m+1} - f_m$, равной частоте межмодового биения (по аналогии с эффектом генерации комбинационных частот). Таким образом, при пассивной синхронизации мод периодическое изменение параметров резонатора с частотой межмодового биения происходит самопроизвольно, без необходимости использования внешних управляющих воздействий.

Еще один способ пассивной синхронизации мод основан на использовании ОЭК (рис. 2.15).

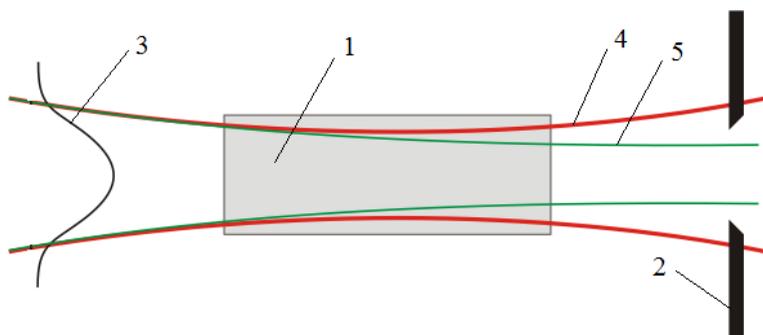


Рис. 2.15. Пассивная синхронизация мод на основе ОЭК:

- 1 – нелинейно-оптическая среда; 2 – диафрагма;
- 3 – распределение интенсивности в световом пучке;
- 4 – световой пучок малой интенсивности;
- 5 – световой пучок высокой интенсивности

При прохождении через нелинейно-оптическую среду пучка света малой интенсивности часть пучка блокируется диафрагмой, что равносильно возникновению потерь. При увеличении интенсивности света в среде возникает эффект самофокусировки, и сфокусированный средой световой пучок беспрепятственно проходит через

диафрагму, то есть наблюдается снижение потерь. Таким образом, нелинейно-оптическая среда с диафрагмой ведет себя как насыщаемый поглотитель. Роль нелинейно-оптической среды может выполнять активная среда лазера.

При **активной синхронизации мод** периодическое изменение параметров резонатора с частотой, близкой к частоте межмодового биения, производится с использованием внешних управляющих воздействий, например, путем периодического изменения напряжения, приложенного к ячейке Поккельса.

2.5. Регенеративные усилители лазерных импульсов

Регенеративный усилитель – устройство для увеличения энергии лазерных импульсов, основанное на многократном прохождении импульса через усиливающую среду, помещенную в резонатор, отпираемый и запираемый с помощью оптического ключа, например, электрооптического затвора. Регенеративные усилители обычно используются для усиления пикосекундных и фемтосекундных импульсов.

Принцип действия регенеративного усилителя состоит в следующем (рис. 2.16):

1. Активная среда *1* накачивается, например, с помощью лазерного диода *2*, запасая в себе некоторую энергию.

2. В резонатор вводится лазерный импульс. Лазерный импульс, проходя через поляризатор *3*, становится π -поляризованным, а после прохождения через полуволновую пластинку *4* приобретает σ -поляризацию и отражается от поляризатора *5*. Четвертьволновая пластинка *6* придает лучу круговую поляризацию. При выключенной ячейке Поккельса *7* поляризованный по кругу луч проходит через нее без изменения поляризации и, отражаясь от зеркала *8* резонатора, меняет направление круговой поляризации на противоположное. Пройдя через четвертьволновую пластинку *6*, луч приобретает π -поляризацию и, проходя через поляризатор *5*, попадает в усиливающую среду *1*.

3. После того как импульс совершает в резонаторе несколько (иногда до нескольких сотен) двойных ходов, на ячейку Поккельса *7* подается кратковременное полуволновое напряжение, в результате чего прошедший через нее луч с круговой (например, правосторонней) поляризацией меняет направление поляризации на противополо-

ложное (левостороннее). Отраженный от зеркала 8 луч меняет направление круговой поляризации на правостороннее, а затем, пройдя через ячейку Поккельса 7, приобретает левостороннюю круговую поляризацию. Пройдя через четвертьволновую пластинку 6, такой луч становится σ -поляризованным и отражается от поляризатора 5. Вращатель Фарадея 9 (магнитный вращатель плоскости поляризации) превращает луч в π -поляризованный. Пройдя через полуволновую пластинку 4, такой луч приобретает σ -поляризацию и отражается от поляризатора 3, покидая резонатор. За счет различной поляризации входного и выходного лучей поляризатор 3 обеспечивает их пространственное разделение.

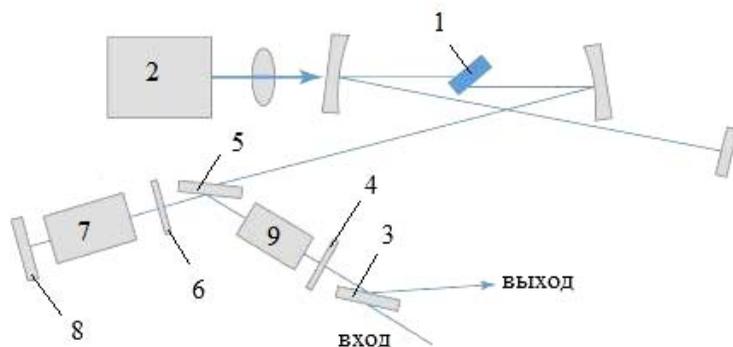


Рис. 2.16. Регенеративный усилитель лазерных импульсов

При малых частотах повторения импульсов используется непрерывная накачка активной среды. При более высоких частотах применяют импульсную накачку: примером является накачка титан-сапфирового регенеративного усилителя второй гармоникой Nd:ИАГ-лазера, работающего в режиме модуляции добротности.

При усилении импульсов малой длительности (порядка фс) и большой энергии (порядка мДж) пиковая мощность импульса может достигать нескольких ТВт (а в мощных лазерных установках до ПВт), что может приводить к фотоповреждению активной среды. Чтобы избежать этого, используют технологию **усиления чирпированных импульсов**. Под **чирпированием** понимают зависимость мгновенной частоты (длины волны) импульса от времени: поэтому чирпированные импульсы часто изображают в виде огибающей,

площадь под которой окрашена спектральными цветами. Перед подачей импульса на регенеративный усилитель он растягивается по длительности и уменьшается по амплитуде до безопасного уровня с помощью специального устройства – *стретчера*, в качестве которого может использоваться пара дифракционных решеток (рис. 2.17).

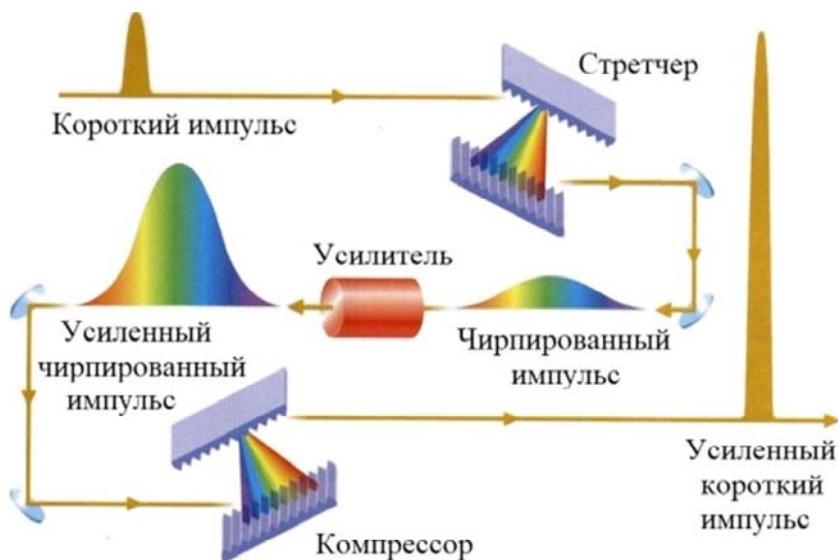


Рис. 2.17. Усиление чирпированных импульсов регенеративным усилителем

Прошедший через стретчер импульс становится чирпированным. Чирпированный импульс, прошедший через регенеративный усилитель, увеличивается по амплитуде и поступает на *компрессор*, который сжимает его по длительности до исходного импульса и дополнительно увеличивает по амплитуде. Так как импульс затрачивает время на многократное прохождение внутри резонатора регенеративного усилителя, при усилении импульсов с высокой частотой повторения производят *прореживание импульсов*, то есть усилению подвергаются не все импульсы, а их определенная часть, например, при частоте повторения импульсов 1 МГц частота повторения усиленных импульсов может снижаться до 1 кГц, если усилению подвергается каждый тысячный импульс.

РАЗДЕЛ 3. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В ТЕРАПИИ И ХИРУРГИИ

3.1. Виды взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями

Характер взаимодействия лазерного излучения с биологической тканью зависит от соотношения интенсивности излучения в $\text{Вт}/\text{см}^2$ и длительности воздействия (длительности импульсов) (рис. 3.1).

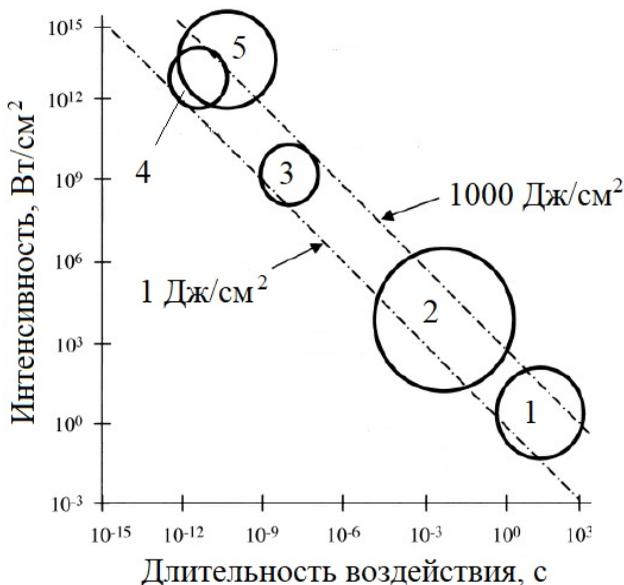


Рис. 3.1. Виды взаимодействия лазерного излучения с тканями:

- 1 – фотохимические эффекты и фотобиостимуляция;
- 2 – фототермические эффекты; 3 – фотоабляция;
- 4 – лазерно-индуцированный пробой; 5 – фотомеханические эффекты

При увеличении интенсивности и сокращении длительности воздействия последовательно возникают следующие виды взаимодействий:

1. **Фотохимические эффекты и фотобиостимуляция.** Примером их использования является фотодинамическая терапия (см. п. 3.2).

2. **Фототермические эффекты.** В зависимости от температуры, возникающей в процессе взаимодействия, фототермические эффекты включают в себя *коагуляцию* и *тепловое испарение*. Коагуляция лежит в основе лазерной сварки биологических тканей (см. п. 3.12) и внутритканевой тепловой терапии (см. п. 3.4), а тепловое испарение используется для лазерной резки тканей в хирургии или для полного испарения ткани (например, лазерное испарение простаты).

3. **Фотоабляция** представляет собой нетепловое разрушение ткани в результате разрыва химических связей биологических макромолекул. Этот процесс лежит в основе лазерной рефракционной хирургии с использованием эксимерных лазеров (см. п. 3.3).

4. **Лазерно-индуцированный пробой** сопровождается образованием плазмы в результате фотоионизации вещества. При прекращении действия лазерного излучения свободные электроны плазмы рекомбинируют с ионами, в результате чего энергия электронов переходит в тепловую форму и происходит нагрев плазмы, сопровождающийся испарением вещества. В отличие от фототермического взаимодействия, тепловые процессы при лазерно-индуцированном пробое носят локальный характер и термические изменения в тканях не наблюдаются. Процесс лазерно-индуцированного пробоя лежит в основе лазерной рефракционной хирургии с использованием фемтосекундных лазеров и более подробно рассматривается в п. 3.3.

5. **Фотомеханические эффекты** возникают в результате быстрого термического расширения ткани или продуктов ее испарения, приводящего к образованию волн напряжения, вызывающих разрушение ткани. Фотомеханические эффекты лежат в основе лазерной абляции твердых биологических тканей и минеральных образований, например, эмали и дентина зубов в стоматологии (см. п. 3.5) и конкрементов мочевыводящей системы (см. п. 3.7).

Представленная на рис. 3.1 диаграмма имеет схематический характер. Для более точного определения границ изменения параметров, соответствующих различным режимам взаимодействия, может использоваться рис. 3.2.

В отличие от рис. 3.1, в качестве энергетической характеристики воздействия на рис. 3.2 использована плотность энергии в Дж/см².

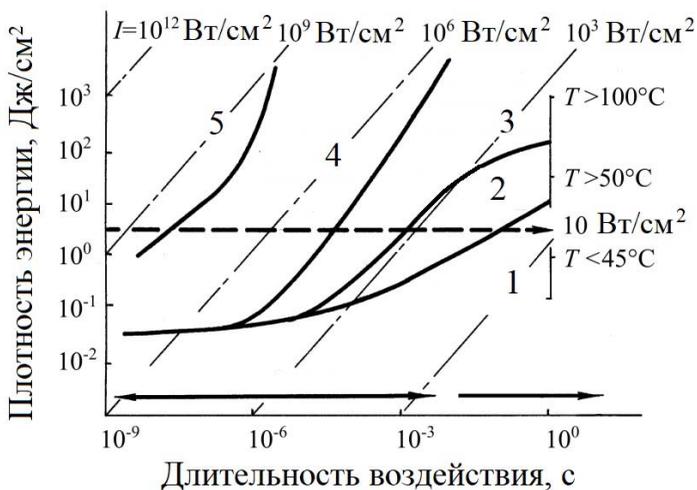


Рис. 3.2. Области изменения параметров воздействия, соответствующие различным видам взаимодействия лазерного излучения с тканью: 1 – обратимые эффекты; 2 – коагуляция; 3 – тепловое испарение; 4 – взрывная абляция; 5 – лазерно-индуцированный пробой

3.2. Фотодинамическая терапия

Лазерное излучение может приводить к возникновению в биологических тканях фотохимических эффектов (химических реакций, протекающих в результате поглощения световой энергии), что используется в **фотодинамической терапии** (ФДТ) – способе терапии, основанном на воздействии лазерного излучения на светочувствительные молекулы с образованием активных форм кислорода, вызывающих **апоптоз** патологических клеток (программируемая смерть клеток, в отличие от **некроза** – мгновенной гибели). ФДТ используется для лечения кожных и онкологических заболеваний, особенно рака кожи, а также для дезинфекции. Молекула светочувствительного вещества (**фотосенсибилизатора**) при поглощении лазерного излучения переходит из основного синглетного энергетического состояния в короткоживущее возбужденное синглетное состояние, из которого может вернуться в основное состояние путем излучения кванта света (**флуоресценция**) или выделения тепла (безизлучательный переход или **внутренняя конверсия**) (рис. 3.3).

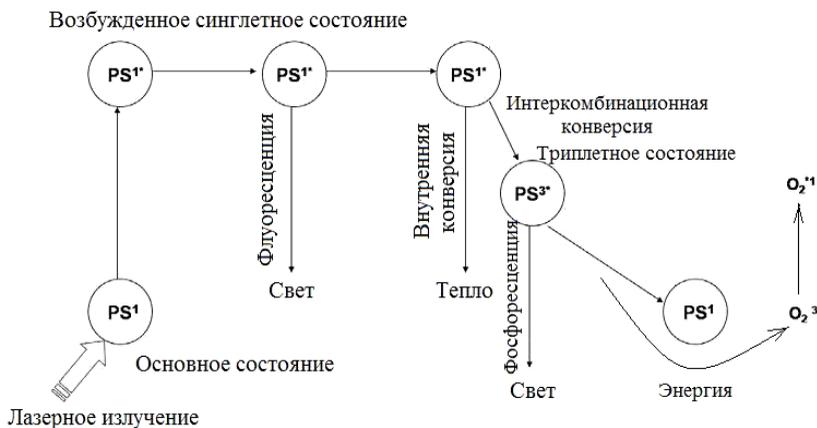


Рис. 3.3. Возможные варианты изменения энергетического состояния молекулы фотосенсибилизатора

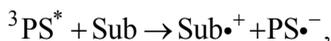
Синглетным называется состояние, в котором все электроны молекулы являются спаренными, то есть каждый электрон имеет парный с противоположно направленным спином. Из возбужденного синглетного состояния молекула также может перейти безизлучательным путем в сравнительно долгоживущее промежуточное **триплетное состояние** (состояние, характеризующееся наличием двух неспаренных электронов – спин одного из электронов меняет свое направление по сравнению с синглетным состоянием). Этот процесс называется **интеркомбинационной конверсией**. Термины «синглетный» и «триплетный» (от англ. single и triple – одиночный и тройной) имеют спектроскопическое происхождение, то есть появились в результате изучения спектров поглощения света молекулами: синглетному состоянию соответствуют одиночные линии в спектре поглощения, а триплетному – тройки близко расположенных линий (триплеты).

Из триплетного состояния молекула фотосенсибилизатора может перейти в основное синглетное состояние путем излучения кванта света (**фосфоресценция**) или путем безизлучательного перехода. В последнем случае высвобождающаяся энергия приводит к возникновению **фотохимических реакций** одного из двух типов:

1. Прямая передача энергии молекулярному кислороду $^3\text{O}_2$, основное состояние которого также является триплетным (реакции

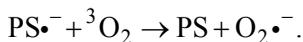
триплетных молекул с синглетными запрещены квантовой механикой, поэтому фотосенсибилизатор взаимодействует с молекулярным кислородом, только находясь в возбужденном триплетном состоянии), с образованием **синглетного кислорода** $^1\text{O}_2$ – возбужденной молекулы кислорода, находящейся в синглетном состоянии. Синглетный кислород по своим физическим свойствам мало отличается от обычного кислорода, однако обладает повышенной реакционной активностью по отношению к органическим соединениям. Синглетный кислород является стимулятором апоптоза и, в отличие от других стимуляторов, приводит к практически мгновенному (менее 1 часа) проявлению в клетках морфологических признаков апоптоза. Это объясняется тем, что синглетный кислород повреждает митохондриальные мембраны, играющие важную роль в финальных стадиях процесса апоптоза.

2. Перенос электрона от молекул субстрата Sub к фотосенсибилизатору PS (фотосенсибилизатор должен находиться в непосредственной близости от субстрата), то есть восстановление фотосенсибилизатора:



где \cdot – неспаренный электрон.

Восстановленный фотосенсибилизатор при взаимодействии с триплетным кислородом дает супероксидный анион-радикал $\text{O}_2\cdot^-$, участвующий в процессе апоптоза (электронная структура этого радикала описывается формулой Льюиса $:\ddot{\text{O}}:\ddot{\text{O}}\cdot^-$: в центре находится связывающая электронная пара, сверху слева – неспаренный электрон, а сверху справа – дополнительный электрон, придающий аниону заряд):



Применение ФДТ ограничивается малой глубиной проникновения лазерного излучения в биологические ткани: при использовании фотосенсибилизаторов, чувствительных к излучению ближнего инфракрасного диапазона (730..770 нм), глубина проникновения

света составляет менее 10 нм. Для устранения этого недостатка в настоящее время разрабатывается метод **рентгеноиндуцированной ФДТ**, основанный на введении в патологические клетки наночастиц, содержащих сцинтилляционные нанокристаллы и молекулы фотосенсибилизатора, имеющего согласованную с излучением нанокристаллов энергию возбуждения. **Сцинтилляция** – это испускание видимого света некоторыми кристаллами при воздействии рентгеновского излучения. Примером наночастиц, используемых в рентгеноиндуцированной ФДТ, являются полые наночастицы мезопористого диоксида кремния SiO_2 (рис. 3.4), содержащие сцинтилляционные нанокристаллы $\text{Eu}^{2+}:\text{SrAl}_2\text{O}_4$ и фотосенсибилизатор с длиной волны возбуждения 520 нм.

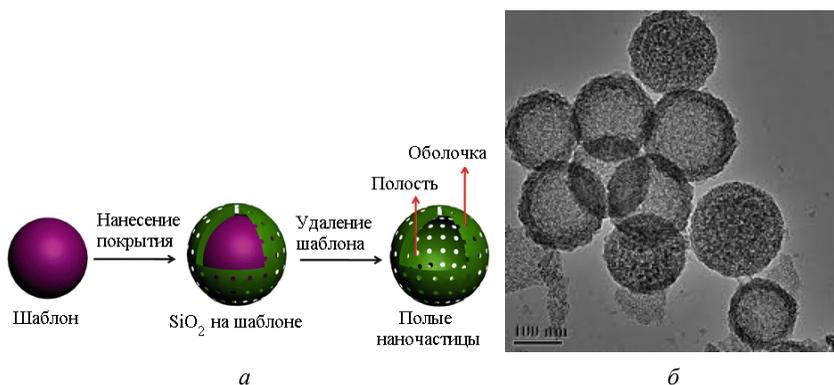


Рис. 3.4. Полые наночастицы мезопористого диоксида кремния: *а* – технология изготовления; *б* – изображение, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа (масштабная метка 100 нм)

Мезопористые материалы – разновидность нанопористых материалов с размером пор от 2 до 50 нм (занимают промежуточное положение между макропористыми материалами с размером пор 50..1000 нм и микропористыми материалами с размером пор 0,2..2 нм).

В **ФДТ, индуцированной излучением Черенкова**, в клетки вводятся наночастицы, содержащие радиоактивный изотоп, подвергающийся позитронному распаду, и фотосенсибилизатор. Возникающие в результате распада ядер изотопа позитроны испускают излучение Черенкова, которое активирует фотосенсибилизатор (рис. 3.5).

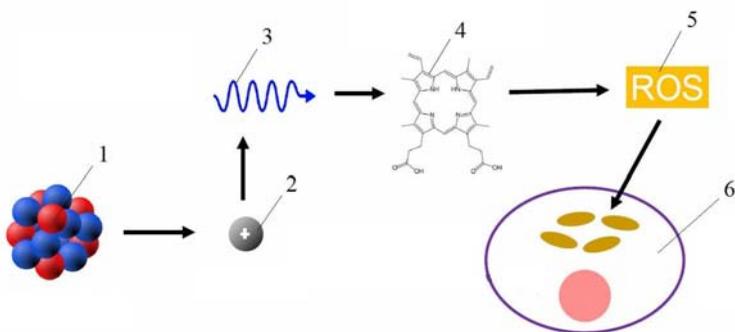


Рис. 3.5. Схематическое изображение процесса ФДТ, индуцированной излучением Черенкова:
 1 – радиоактивный изотоп; 2 – позитрон; 3 – излучение Черенкова;
 4 – фотосенсибилизатор; 5 – активные формы кислорода;
 6 – повреждение митохондрий

Излучение Черенкова представляет собой электромагнитное излучение, испускаемое заряженной частицей, которая движется в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость распространения света в данной среде. По аналогии с тем, как звуковое поле, создаваемое двигателем сверхзвукового самолета, распространяется внутри конуса, называемого **конусом Маха**, излучение Черенкова также распространяется внутри конуса позади частицы (рис. 3.6).

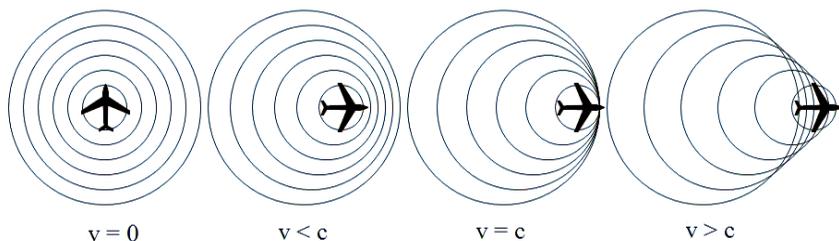


Рис. 3.6. Мгновенная картина волновых фронтов звукового поля, создаваемого двигателем самолета, при различных скоростях движения

Примером наночастиц, используемых в ФДТ, индуцированной излучением Черенкова, являются полые наночастицы мезопористого диоксида кремния, содержащие изотоп ^{89}Zr и фотосенсибилизатор

тор хлорин еб, получаемый из хлорофилла и имеющий длину волны возбуждения около 400 нм. При прямом лазерном возбуждении хлорина используют длину волны около 680 нм, так как излучение с этой длиной волны обладает большей глубиной проникновения в биологическую ткань.

В случае возбуждения хлорина излучением Черенкова проникающая способность излучения не является критическим фактором, так как ядра изотопа расположены в непосредственной близости от молекул фотосенсибилизатора. В этом случае основная роль в возбуждении хлорина принадлежит излучению с длиной волны 400 нм, так как спектр поглощения света хлорином имеет наиболее интенсивный пик на этой длине волны (рис. 3.7), а излучение Черенкова имеет непрерывный спектр с более интенсивными коротковолновыми составляющими (глаз воспринимает излучение Черенкова как голубое свечение).

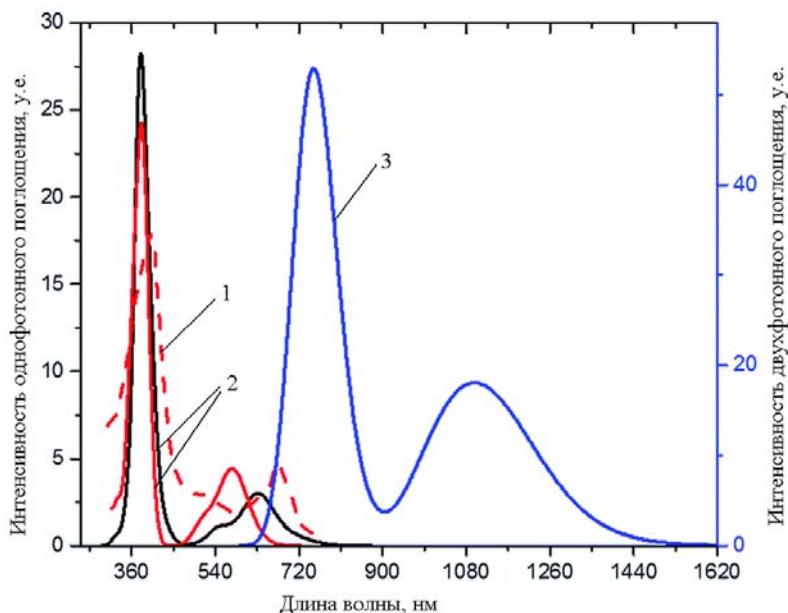


Рис. 3.7. Спектры поглощения света хлорином:

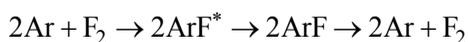
- 1 – экспериментальная кривая для однофотонного поглощения,
- 2 – расчетные кривые для однофотонного поглощения,
- 3 – расчетная кривая для двухфотонного поглощения

Подвергающиеся позитронному распаду радиоактивные изотопы могут быть использованы для диагностики различных заболеваний методом позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ), то есть рассмотренные выше наночастицы, помимо терапевтической, могут выполнять и диагностическую функцию. Такие многофункциональные наночастицы называют *тераностическими* – термин образован путем слияния слов «терапия» и «диагностика».

3.3. Применение лазеров в рефракционной хирургии

В *рефракционной хирургии* (коррекции зрения) применяются *эксимерные лазеры*, в которых в качестве активной среды используется смесь благородного газа (Ar, Kr или Xe) и молекулярного галоида (F₂ или Cl₂). Название «эксимер» происходит от англ. выражения excited dimer – возбужденный димер (*димер* – двухатомная молекула). На самом деле использование термина «димер» применительно к соединениям вида ArF является некорректным, так как под димером обычно понимают молекулу, состоящую из двух одинаковых или близким по свойствам атомов. Более корректными являются термины *возбужденный комплекс* и *эксиплексный лазер*.

Наибольшее распространение в рефракционной хирургии получил эксимерный лазер на основе фторида аргона ArF. Путем электрической накачки в активной среде создается плазма, в которой протекает следующая реакция:



(образование возбужденного комплекса ArF*, при переходе которого в короткоживущее основное состояние ArF происходит испускание УФ-излучения с длиной волны 193 нм).

Активная среда лазера на основе фторида аргона состоит из 95 % буферного газа (He или Ne) с давлением 1,9 атм, 4,5 % аргона с давлением 0,09 атм и 0,5 % молекулярного фтора с давлением 0,01 атм. Фтор является химически агрессивным веществом, что требует защиты контактирующих с фтором поверхностей от коррозии. Лазер обычно имеет систему рециркуляции и очистки газовой смеси, так как при отсутствии очистки продолжительность нормальной эксплуатации смеси очень мала и составляет 10⁵..10⁶ импульсов

(0,278..2,78 часа непрерывной работы при частоте повторения импульсов 100 Гц).

В эксимерных лазерах используется импульсная накачка активной среды с помощью электрических разрядов. В качестве источника энергии используется высоковольтный конденсатор, который разряжается через активную среду лазера с помощью ключа на основе *тиратрона* – газоразрядного прибора, состоящего из катода, анода и расположенной между ними сетки (управляющего электрода). Величиной тока, протекающего через тиратрон, можно управлять с помощью подаваемого на сетку напряжения. Тиратрон заполняется водородом или дейтерием под давлением 40..70 Па. В настоящее время в устройствах малой и средней мощности тиратроны вытеснены полупроводниковыми тиристорными ключами, однако при работе с высокими напряжениями (до десятков кВ) и большими токами (до десятков кА) по прежнему применяются тиратроны. Частота генерируемых лазером импульсов определяется частотой управляющих импульсов, подаваемых на сетку тиратрона. Для предварительной ионизации активной среды, облегчающей протекание через нее основного импульса тока, используется искровой разряд, создающий ультрафиолетовое излучение, приводящее к фотоионизации (рис. 3.8).

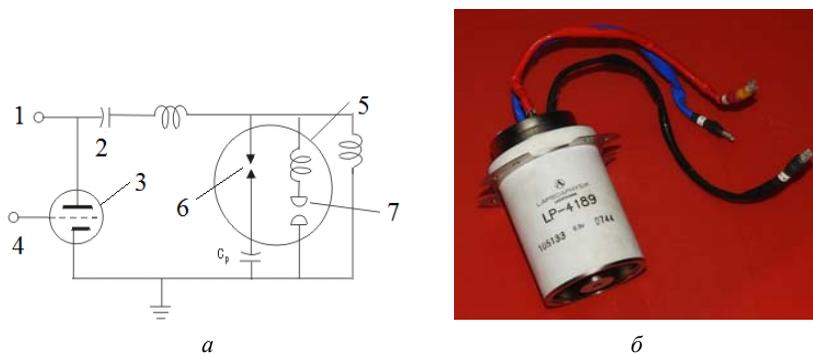


Рис. 3.8. Система накачки эксимерного лазера (а) и используемый в ней водородный тиратрон (б)

- 1 – высокое напряжение; 2 – высоковольтный конденсатор (накопитель энергии);
- 3 – тиратрон; 4 – импульсное управляющее напряжение;
- 5 – трубка с активной средой; 6 – искровой разрядник;
- 7 – электроды основного разряда

Лазер обычно имеет два электрода основного разряда, расположенных вдоль всей длины трубки с активной средой, и ряд искровых разрядников, также расположенных по длине трубки и обеспечивающих равномерную предварительную ионизацию по всей длине (рис. 3.9).

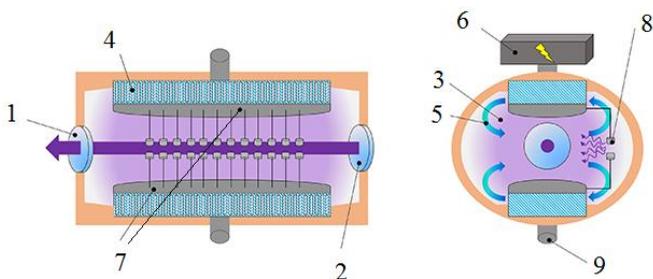


Рис. 3.9. Схема конструкции эксимерного лазера:
 1, 2 – зеркала резонатора; 3 – активная среда (газовая смесь);
 4 – система рециркуляции газовой смеси; 5 – потоки газа;
 6 – источник питания; 7 – электроды основного разряда;
 8 – искровые разрядники; 9 – заземление

Эксимерные лазеры могут работать только в импульсном режиме. Типичная длительность импульсов, создаваемых лазером на основе фторида аргона, составляет 10..25 нс и определяется формой импульса тока, используемого для накачки.

Рефракционная хирургия основана на коррекции кривизны роговицы глаза с помощью эксимерного лазера. В основе взаимодействия излучения эксимерных лазеров с биологическими тканями лежит эффект **фотоабляции**, основанный на разрыве химических связей биологических макромолекул в результате поглощения лазерного излучения. Тепловые эффекты при фотоабляции не наблюдаются, и поэтому эксимерные лазеры часто называют «холодными». По своему характеру воздействие лазерного импульса на биологическую ткань напоминает травление (рис. 3.10).

В случае, когда энергия фотона превышает энергию химической связи, биологическая молекула переходит при поглощении фотона в возбужденное состояние, а затем происходит ее разрыв. Высвобождающаяся при разрыве молекулы энергия переходит в кинетическую энергию, что приводит к выбросу продуктов разрушения тка-

ни с образованием «кратера». Для излучения эксимерных лазеров характерна малая глубина проникновения (порядка нескольких сотен мкм), что позволяет производить прецизионное удаление тонких слоев ткани.

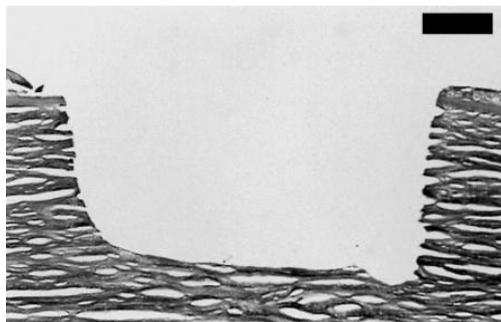


Рис. 3.10. Результат воздействия импульса эксимерного лазера на ткань роговицы. Масштабная метка 100 мкм

В **фоторефракционной кератэктомии** (от греч. *κέρας* – роговица + *ἐκτομή* – вырезание, усечение) лазерное воздействие производится непосредственно на внешнюю поверхность роговицы после механического или химического удаления ее верхнего слоя (эпителия). При этом происходит абляция находящейся под эпителием боуеновой мембраны, однако она не играет критической роли в функционировании глаза. Под **лазерной абляцией** в широком смысле слова понимают процесс удаления вещества под действием лазерного излучения.

Более современной является процедура **LASIK**, название которой происходит от англ. выражения **Laser-Assisted In situ Keratomileusis** – **лазерный кератомилез in situ**. **Кератомилез** (от греч. *κέρας* – роговица + *σμίλευσις* – резьба) – это способ коррекции зрения, основанный на срезании тонкого слоя роговицы. **In situ** – латинское выражение, в дословном переводе означающее «на месте». В хирургии термин *in situ* используют применительно к хирургическим вмешательствам на органах без изменения их естественного анатомического положения, в противоположность термину **ex situ**. В отличие от фоторефракционной кератэктомии, в процедуре LASIK воздействие производится на строму (центральный слой) роговицы, кото-

рая предварительно вскрывается с помощью специального режущего инструмента – *микрokerатома* (рис. 3.11, а).

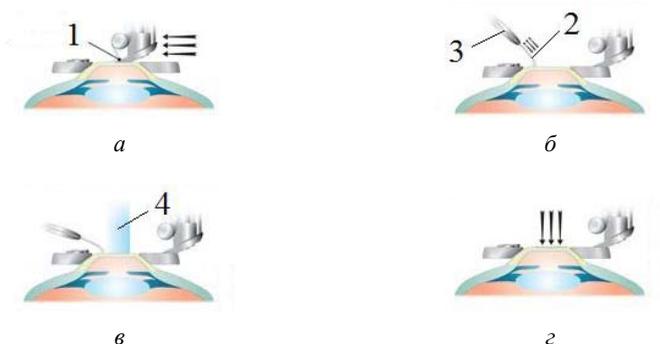


Рис. 3.11. Схема процедуры LASIK:
1 – лезвие микрокератома; 2 – клапан; 3 – пинцет; 4 – лазерный луч

Формирующийся при этом эпителиально-роговичный лоскут (клапан) отгибается (рис. 3.11, б), и поверхность стромы профилируется с помощью эксимерного лазера (рис. 3.11, в). После операции клапан возвращается на свое место (рис. 3.11, г) и удерживается на нем за счет естественной адгезии (подобно контактным линзам) до полного заживления. В процедуре *femto-LASIK* роговичный клапан формируется без использования микрокератома с помощью фемтосекундного лазера.

Процедура **LIRIC** (**L**aser-**I**nduced **R**efractive **I**ndex **C**hange – лазерно-индуцированное изменение показателя преломления), или **Blue-IRIS** (**I**ntratissue **R**efractive **I**ndex **S**haping – внутритканевое профилирование показателя преломления), представляет собой полностью неинвазивную технологию коррекции зрения, основанную на изменении показателя преломления роговицы с помощью фемтосекундного лазера. Технология также может использоваться для изменения показателя преломления интраокулярных линз (искусственных хрусталиков, имплантируемых в глаз после удаления катаракты): 50 % пациентов, которым имплантируют интраокулярные линзы, имеют неидеальную остроту зрения (остаточную рефракционную ошибку) из-за неточного позиционирования линзы внутри глаза или ее послеоперационного смещения. Индуцированные лазе-

ром изменения показателя преломления роговицы сохраняются, по меньшей мере, на протяжении двух лет. В процедуре LIRIC используется вторая гармоника титан-сапфирового лазера с длиной волны основной гармоники 800 нм и длительностью импульсов 100 фс, работающего в режиме синхронизации мод. При исследовании стромы с модифицированным показателем преломления с помощью электронного микроскопа было выявлено локальное уплотнение коллагеновых волокон, то есть сокращение объема пространства между ними.

Процедура **SMILE** (**S**mall **I**ncision **L**enticule **E**xtraction – экстракция лентикулы через малый разрез) состоит в формировании с помощью фемтосекундного лазера внутрироговичной линзы (лентикулы) с ее последующей экстракцией через малый разрез (рис. 3.12).

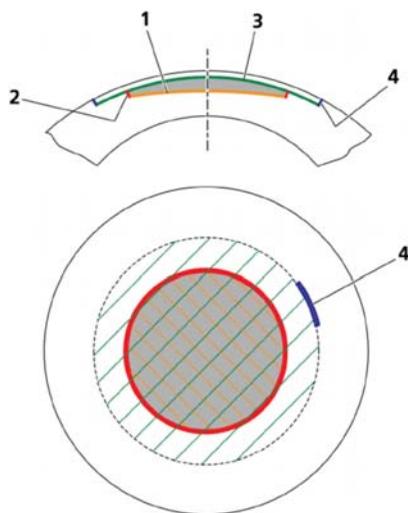


Рис. 3.12. Схема процедуры SMILE

Примером фемтосекундных офтальмологических лазеров является лазерная установка iFS фирмы Johnson&Johnson Vision с длиной волны 1053 нм, включающая в себя генератор импульсов на неодимовом стекле с диодной накачкой, работающий в режиме синхронизации мод, и регенеративный усилитель с диодной накачкой (рис. 3.13).



Рис. 3.13. Фемтосекундный офтальмологический лазер

В основе взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с роговицей лежит явление *лазерно-индуцированного пробоя* – процесс образования плазмы под действием лазерного излучения высокой интенсивности. Электроны в атомах материала роговицы могут переходить в состояние с более высокой энергией путем одновременного поглощения нескольких фотонов (*многофотонное поглощение*) (рис. 3.14).

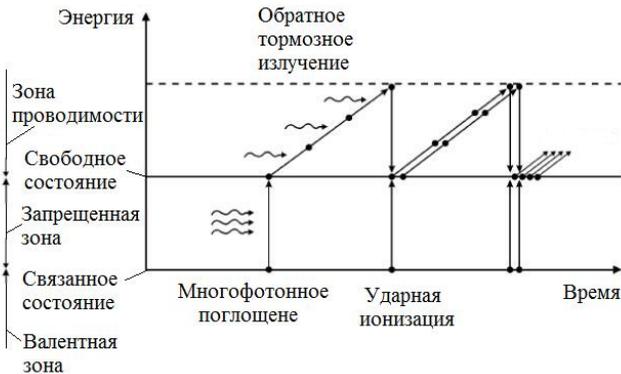


Рис. 3.14. Схема взаимодействия электронов с излучением фемтосекундного лазера (на примере трехфотонного поглощения)

Вероятность многофотонного поглощения намного меньше вероятности однофотонного поглощения, и поэтому многофотонное поглощение становится существенным (достаточно выраженным) эффектом лишь при высоких интенсивностях излучения. Однофотонное поглощение в оптически прозрачных бесцветных материалах (стекла, вода, ткань роговицы) в видимой части спектра не наблюдается, так как энергии видимого света недостаточно для преодоления электронами запрещенной зоны (согласно зонной теории полупроводников для перехода электрона из связанного состояния (*валентной зоны*) в свободное состояние (*зону проводимости*) электрон должен поглотить энергию, превышающую ширину *запрещенной зоны* – зоны недопустимых значений энергии, разделяющей валентную зону и зону проводимости). При многофотонном поглощении коэффициент поглощения пропорционален k -й степени интенсивности, где k – число одновременно поглощаемых фотонов, в результате чего сфокусированное лазерное излучение испытывает многофотонное поглощение только в малой окрестности фокуса. В результате многофотонного поглощения электрон может перейти в зону проводимости, что соответствует его отрыву от атома. Этот процесс называется *фотоионизацией*. Энергия фотоионизации для материала роговицы составляет 6,5 эВ, что при длине волны 1040 нм соответствует поглощению 6 фотонов. Образовавшийся в результате фотоионизации свободный электрон может приобретать дополнительную энергию в результате эффекта обратного тормозного излучения, представляющего собой одну из форм рассеяния электронов атомами в поле лазерного излучения. В поле лазерного излучения может возникать вынужденное тормозное излучение и обратное тормозное излучение. *Вынужденное тормозное излучение* приводит к снижению энергии электрона (что соответствует его торможению) на величину $\Delta E = kh\nu$, где ν – частота лазерного излучения, что приводит к испусканию k фотонов, имеющих ту же частоту и направление, что и лазерное излучение. *Обратное тормозное излучение* приводит к увеличению энергии электрона на величину $\Delta E = kh\nu$, что сопровождается поглощением k фотонов. В материале роговицы свободный электрон, поглотивший 6 фотонов в результате обратного тормозного излучения, приобретает энергию, достаточную для ударной ионизации атома. Таким обра-

зом, совместное действие процессов многофотонной фотоионизации, обратного тормозного излучения и ударной ионизации приводит к лавинообразному увеличению числа свободных электронов. Для коротких фемтосекундных импульсов (< 100 фс) основной вклад в формирование свободных электронов вносит многофотонная фотоионизация. При достижении критической плотности свободных электронов (порядка 10^{21} электронов на см^3) возникает плазма. В плазме в результате обратного тормозного излучения свободные электроны поглощают значительную часть энергии лазерного излучения и приобретают высокую энергию (до $100..1000$ эВ). Энергия электронов на данном этапе не расходуется на ударную ионизацию, так как вещество уже ионизовано. Таким образом, свободные электроны плазмы запасают в себе энергию лазерного излучения. Ионы в плазме имеют сравнительно низкую энергию ($1..10$ эВ), и при прекращении действия лазерного импульса происходит рекомбинация электронов с ионами, сопровождающаяся отдачей запасенной электронами энергии в виде тепла. Разогрев вещества приводит к его испарению и быстрому расширению образовавшегося газового пузырька, содержимое которого остывает в процессе расширения. Формирование заполненных газом пузырьков в веществе при воздействии сверхкоротких лазерных импульсов называют *кавитацией* (от лат. *cavita* – пустота).

При использовании фемтосекундного лазера для формирования роговичного клапана в строме создается цепочка кавитационных пузырьков, что приводит к расслоению ламелл (параллельных коллагеновых пластинок, из которых состоит строма) и позволяет отделить клапан от нижележащей стромы. Фемтосекундные лазеры для офтальмологии можно разделить на два класса:

1. Лазеры с малой энергией импульса ($100..400$ нДж) и высокой частотой повторения импульсов ($0,5..1$ МГц).
2. Лазеры с большой энергией импульса ($1..5$ мкДж) и малой частотой повторения импульсов ($30..150$ кГц).

Импульсы второго типа могут быть получены из импульсов первого типа путем их прореживания и последующего усиления с помощью регенеративного усилителя.

Объем разрушаемой ткани в первом случае оказывается меньшим, и поэтому для получения непрерывной поверхности разреза в этом случае необходимо меньшее линейное перемещение фокуса s , приходящееся на один импульс (рис. 3.15).

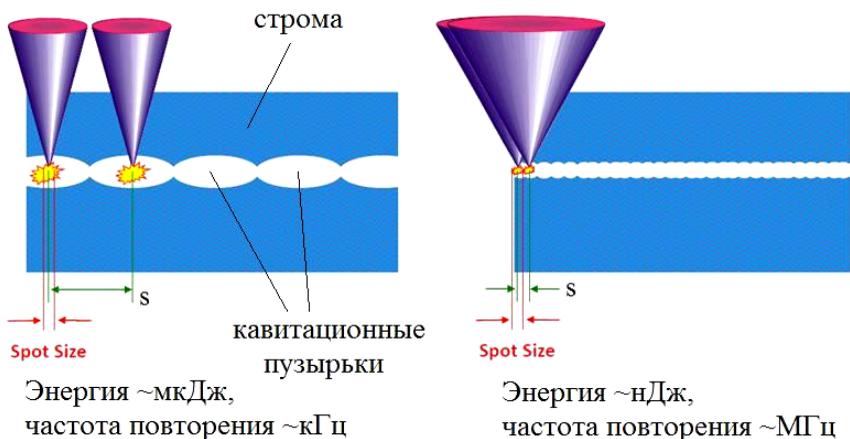


Рис. 3.15. Влияние частоты повторения и энергии фемтосекундных импульсов на процесс формирования роговичного клапана

Благодаря повышенной частоте импульсов линейная скорость перемещения фокуса (производительность резания) оказывается примерно такой же, как и во втором случае. При использовании импульсов малой энергии поверхность разреза получается более гладкой.

Помимо эксимерных лазеров для абляции роговицы могут использоваться твердотельные лазеры. Например, фирма Katana Technologies (ФРГ) выпускает офтальмологическую лазерную установку LaserSoft на основе наносекундного **титан-сапфирового лазера** ($Ti^{3+}:Al_2O_3$). Титан-сапфировый лазер позволяет генерировать как наносекундные, так и фемтосекундные импульсы. Лазер имеет очень широкий частотный диапазон усиления света активной средой (по сравнению с активными средами, активированными редкоземельными элементами), что позволяет получать фемтосекундные импульсы за счет одновременной синхронизации большого числа поддерживаемых резонатором продольных мод. При работе в одномодовом режиме титан-сапфировый лазер обеспечивает широкий диапазон перестройки длины волны (от 650 до 1100 нм с максимальным усилением вблизи 800 нм). Лазер имеет широкий диапазон длин волн накачки в зеленой области спектра с максимумом поглощения вблизи 490 нм. Из-за отсутствия мощных лазерных диодов, работающих в зеленой области спектра, накачка титан-сапфирового

лазера производится другими твердотельными лазерами, например, второй гармоникой лазеров с активными средами, активированными неодимом. Генерация фемтосекундных импульсов титан-сапфировыми лазерами основана на пассивной синхронизации мод, как правило, с использованием ОЭК. Для коммерческих фемтосекундных титан-сапфировых лазеров длительность импульсов обычно составляет порядка 100 фс. В установке LaserSoft накачка титан-сапфирового лазера производится второй гармоникой работающего в режиме модуляции добротности твердотельного лазера на основе кристалла Nd:YLF (литий-иттриевый фторид LiYF_4 , активированный ионами неодима) с внутрирезонаторным удвоителем частоты и диодной накачкой. Длительность импульсов Nd:YLF-лазера составляет около 100 нс, а титан-сапфирового лазера – около 10 нс. Титан-сапфировый лазер работает в режиме модуляции усиления. Излучение титан-сапфирового лазера с длиной волны 840 нм проходит через два генератора второй гармоникой, в результате чего получается ультрафиолетовое излучение с длиной волны 210 нм (рис. 3.16).

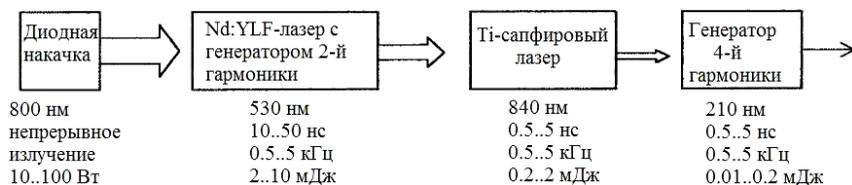


Рис. 3.16. Схема лазерной установки LaserSoft для абляции роговицы

Фирма Katana Technologies также планирует выпуск универсальной лазерной установки LaserSoft Dual с длинами волн 840 нм и 210 нм. Фемтосекундные импульсы с длиной волны 840 нм могут использоваться для создания роговичных клапанов, а наносекундные импульсы с длиной волны 210 нм – для абляции стромы роговицы.

В твердотельном лазере для абляции роговицы, описанном в патенте США US5144630, используется последовательное преобразование частоты излучения импульсного Nd:ИАГ-лазера с длительностью импульсов 10 нс тремя нелинейно-оптическими кристаллами (двумя удвоителями частоты и смесителем 4-й и остаточной основной гармоник) по схеме ω (1064 нм) \rightarrow 2ω (532 нм) \rightarrow 4ω (266 нм) \rightarrow

5ω (213 нм). В первом кристалле происходит генерация второй гармоники по схеме оо-е, во втором – генерация 4-й гармоники по схеме оо-е, а в третьем – смешение $\omega + 4\omega$ по схеме оо-е (рис. 3.17).

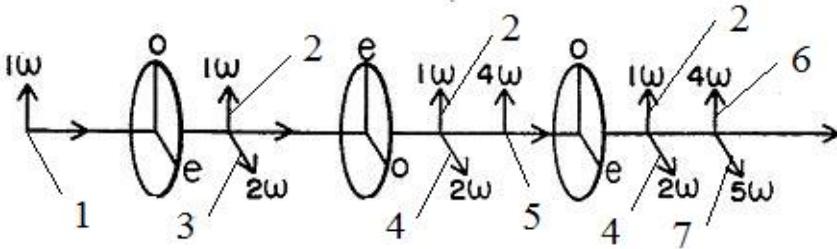


Рис. 3.17. Схема преобразования частоты Nd:ИАГ-лазера в лазерной установке для абляции роговицы:

- 1 – основная гармоника; 2 – остаточная основная гармоника;
 3 – 2-я гармоника; 4 – остаточная 2-я гармоника; 5 – 4-я гармоника;
 6 – остаточная 4-я гармоника; 7 – 5-я гармоника

В рефракционной хирургии используется три вида систем доставки излучения:

1. Полнопучковые системы.
2. Системы со сканирующей щелью.
3. Системы с «летающим пятном».

В **полнопучковых системах доставки излучения**, которые применялись в эксимерных лазерах первого поколения, для коррекции миопии используется широкий пучок лазерного излучения в сочетании с ирисовой диафрагмой, диаметр которой увеличивается в процессе абляции, что обеспечивает постепенное уменьшение толщины слоя аблированного материала от центра к периферии (рис. 3.18, а).

При коррекции миопического астигматизма (астигматизма в сочетании с близорукостью) сферическая составляющая рефракционной ошибки устраняется за счет использования управляемой ирисовой диафрагмы, а цилиндрическая составляющая – за счет использования управляемой щелевой диафрагмы (рис. 3.18, б). Коррекция гиперопии (дальнозоркости) с помощью полнопучковых систем является технически затруднительной, а коррекция асимметричного астигматизма – невозможной.

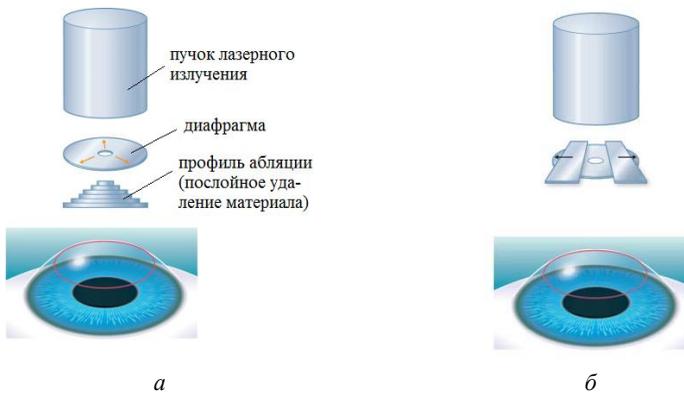


Рис. 3.18. Полнопучковые системы доставки излучения для рефракционной хирургии

В системах доставки с «летающим пятном» производится двумерное сканирование сфокусированного лазерного луча по поверхности роговицы. Сканирование обычно осуществляется с помощью двух *гальванометрических сканеров*, один из которых обеспечивает отклонение луча по координате X, а второй – по координате Y (рис. 3.19).

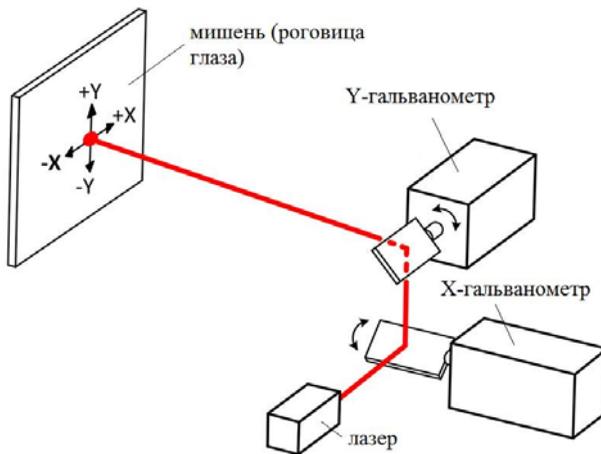


Рис. 3.19. Система доставки с «летающим пятном» на основе гальванометрических сканеров

Для обеспечения равномерного линейного перемещения фокуса лазерного излучения в плоскости сканирования между гальванометрами и мишенью устанавливают *f-θ-объектив*. В обычных объективах (рис. 3.20, а) при угловом отклонении входного параллельного пучка излучения фокус перемещается по криволинейной поверхности.

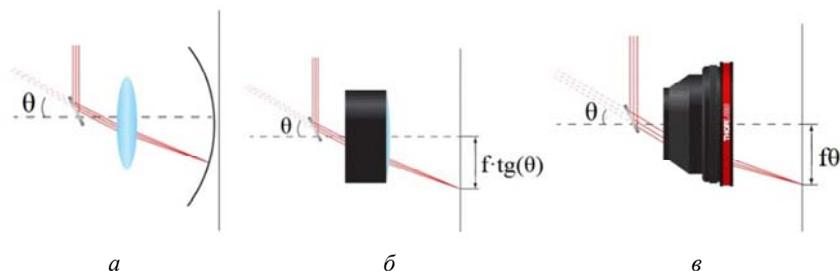


Рис. 3.20. Влияние вида оптики на перемещение фокуса

В объективах с плоским полем сканирования (рис. 3.20, б) угловое отклонение входного пучка приводит к перемещению фокуса по плоской поверхности, однако перемещение получается неравномерным, так как отклонение луча составляет $f \cdot \text{tg}(\theta)$. В *f-θ-объективах* (рис. 3.20, в) благодаря использованию асферической оптики отклонение луча получается пропорциональным углу отклонения и составляет $f \cdot \theta$, что обеспечивает равномерность сканирования.

Возможно также использование сканирования с помощью *пьезоэлектрических приводов с параллельной кинематикой*. В этом случае отклонение луча по обеим координатам обеспечивается с помощью одного зеркала, имеющего общую точку поворота по обеим осям. На рис. 3.21 приведена схема конструкции пьезоэлектрического привода с одной осью поворота.

При использовании двух независимо управляемых пьезоэлементов привод обеспечивает повороты относительно двух осей.

В *системах доставки с вращающейся щелью* абляция производится через вращающуюся маску со щелями, форма которых рассчитывается исходя из требуемого закона абляции: на рис. 3.22, а показана маска для абляции миопии, а на рис. 3.22, б – маска для абляции гиперметропии. Маска может иметь две симметрично рас-

положенные щели (рис. 3.22, *а, б*), либо одну щель в зависимости от того, на какую часть маски падает пучок излучения.

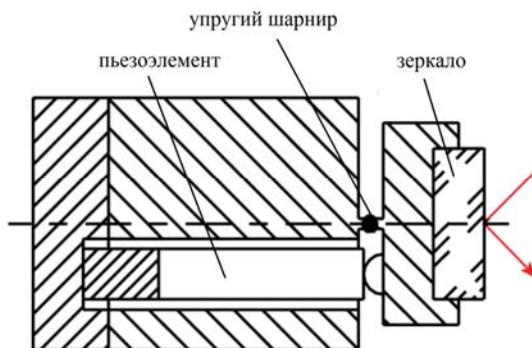


Рис. 3.21. Пьезоэлектрический привод поворота зеркала

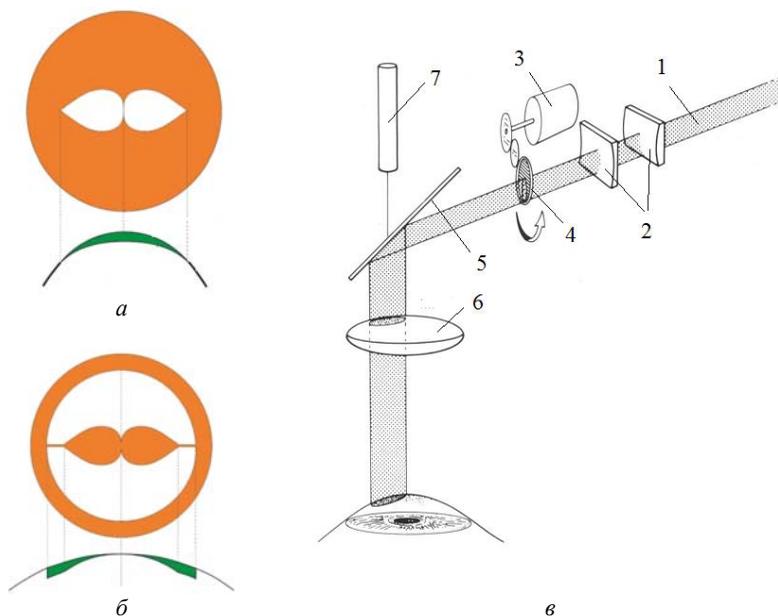


Рис. 3.22. Система доставки с вращающейся щелью:
 1 – пучок излучения эксимерного лазера; 2 – линзы анаморфотного телескопа;
 3 – привод вращения маски; 4 – маска со щелью; 5 – зеркало;
 6 – проецирующая линза; 7 – прицельный гелий-неоновый лазер

При расчете формы щели предполагается, что поверхность роговицы до абляции описывается параболоидом (рис. 3.23) с уравнением

$$z(h) = h^2/2r_0,$$

где r_0 – начальный радиус кривизны роговицы;

h – расстояние от оптической оси глаза до точки на поверхности роговицы.

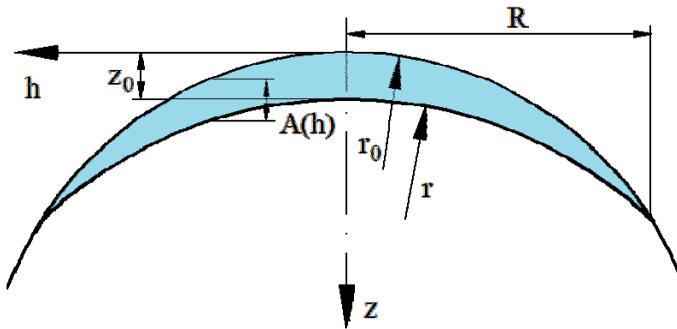


Рис. 3.23. Схема определения геометрических параметров роговицы

После абляции форма поверхности роговицы будет описываться уравнением

$$z_1(h) = h^2/2r + z_0,$$

где r – радиус кривизны после абляции;

z_0 – глубина абляции на оптической оси.

В случае круговой зоны абляции с радиусом R должно выполняться условие

$$z(R) = z_1(R),$$

соответствующее нулевой глубине абляции на краю зоны, из которого можно определить глубину z_0 :

$$z_0 = 0,5R^2(1/r_0 - 1/r).$$

Изменение глубины абляции в зависимости от расстояния h будет описываться формулой

$$\begin{aligned} A(h) &= z_1(h) - z(h) = z_0 + 0,5h^2(1/r - 1/r_0) = \\ &= 0,5(1/r_0 - 1/r)(R^2 - h^2). \end{aligned}$$

С другой стороны глубина абляции может быть выражена через технологические параметры процесса

$$A(h) = Nfa\theta(h)/\Omega,$$

где N – количество оборотов щели;

f – частота повторения импульсов;

a – глубина абляции за один импульс;

$\theta(h)$ – угловая ширина щели, определяющая ее профиль;

Ω – угловая скорость вращения щели (рад/с).

Таким образом, для угловой ширины щели может быть получено выражение

$$\theta(h) = S(R^2 - h^2),$$

где $S = 0,5\Omega(1/r_0 - 1/r)/Nfa$.

В случае коррекции астигматизма зависимость глубины абляции от угловой координаты может быть реализована за счет неравномерного вращения маски с переменной угловой скоростью Ω , либо за счет непостоянства частоты f повторения импульсов.

Пучок света, создаваемый эксимерным лазером, имеет примерно прямоугольное поперечное сечение и делается квадратным с помощью анаморфотного телескопа с увеличением $\times 1$ в горизонтальной плоскости и $\times 2,3$ в вертикальной плоскости (рис. 3.22, в). Затем пучок попадает на вращающуюся маску в виде диска со щелью, после чего зеркало и проецирующая линза создают изображение щели на поверхности роговицы. Для центрирования изображения щели на роговице служит прицельный гелий-неоновый лазер. Недостатками такой системы являются сложность центрирования изображения щели и недостаточно эффективное использование энергии лазера, так как пучок лазерного излучения облучает всю поверхность маски, а через щель проходит лишь малая часть излучения. Более эф-

фактивной является система с вращающейся призмой Дове, в которой используется неподвижная маска со щелью, а вращение изображения щели осуществляется с помощью призмы Дове (рис. 3.24).

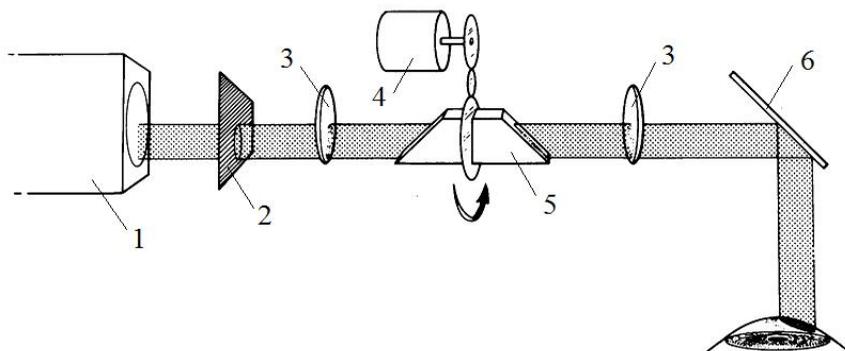


Рис. 3.24. Система доставки излучения с вращающейся призмой Дове:
1 – лазер; 2 – маска с щелью; 3 – линзы; 4 – привод вращения призмы;
5 – призма Дове; 6 – зеркало

В рассматриваемой схеме размеры щели согласованы с размерами поперечного сечения выходного пучка лазерного излучения, что позволяет использовать лазерное излучение с эффективностью около 50 %.

3.4. Применение лазеров для внутритканевой тепловой терапии

Примером использования лазеров для *внутритканевой тепловой терапии* является лазерный нейрохирургический аппликатор Visualase фирмы Medtronic (США), представляющий собой двухканальную канюлю (*канюля* – трубка, предназначенная для введения в полости человеческого организма), в центральный канал которой вводится световод с рассеивающим наконечником длиной 3 или 10 мм (рис. 3.25).

Вокруг рассеивающего наконечника формируется зона термического некроза или коагуляции ткани, так как энергия рассеиваемого в ткани лазерного излучения переходит в тепловую форму. Центральный канал канюли используется для подачи охлаждающей жидкости (физиологического раствора), а наружный канал – для ее

отвода. Перед введением канюли в патологическую область мозга в черепе с помощью стереотактического аппарата сверлится отверстие диаметром 3,2 мм и производится прокол мозга на необходимую глубину. **Стереотактическая хирургия (стереотаксис)** – это способ минимально-инвазивной хирургии, основанный на введении инструмента в область мозга с заданными координатами при помощи жестко связанного с черепом приспособления (стереотактического аппарата), позволяющего задавать необходимые координаты инструмента путем его перемещения относительно черепа по 5 степеням свободы (рис. 3.26).

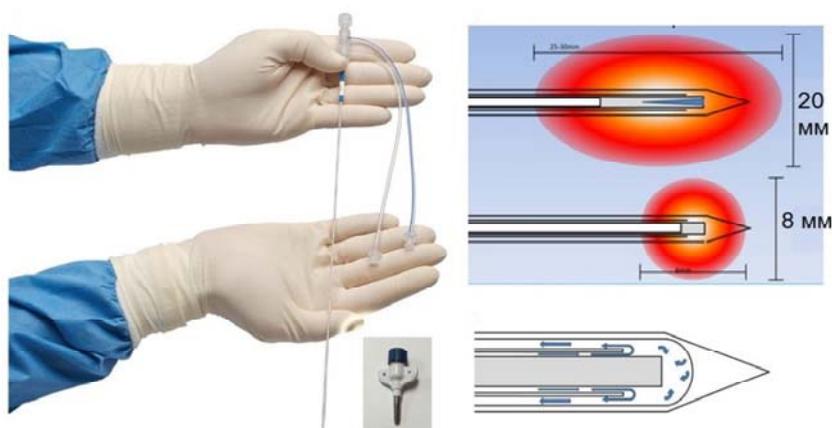


Рис. 3.25. Нейрохирургический лазерный аппликатор Visualase

В просверленное в черепе отверстие вворачивается титановый болт, выполняющий функцию направляющей для канюли. С пациента снимается стереотактический аппарат и после введения канюли пациент перемещается на аппарат МРТ, с помощью которого контролируются правильность положения рассеивающего наконечника в мозге и распределение температуры вокруг него (МРТ позволяет неинвазивным образом измерять температуру). Помимо нейрохирургии аппликатор также может использоваться для лечения метастазов спинного мозга и опухолей простаты. В качестве источника лазерного излучения используется лазерный диод с длиной волны 980 нм и мощностью 15 Вт.

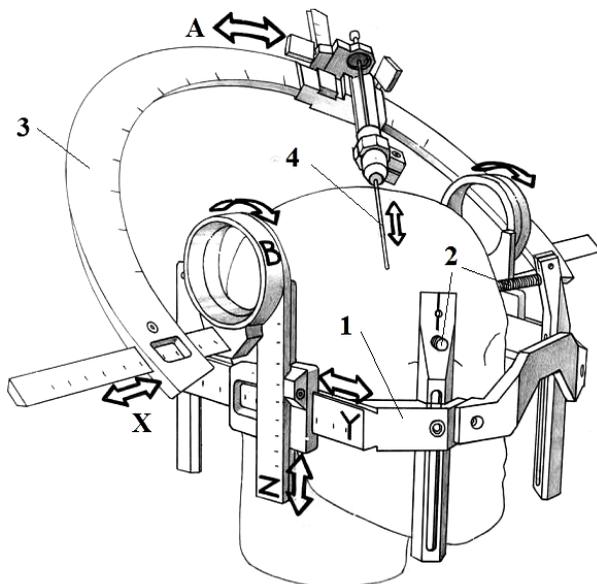


Рис. 3.26. Стереотактический аппарат Лекселла:
 1 – рама аппарата; 2 – винты для фиксации рамы на черепе;
 3 – дуга с держателем инструмента; 4 – инструмент;
 X, Y, Z – линейные перемещения дуги;
 В – угловое перемещение дуги; А – угловое перемещение
 держателя инструмента по дуге

В аппарате NeuroBlate фирмы Monteris (Канада) используются Nd:ИАГ-лазер с мощностью 12 Вт (менее эффективен по сравнению с лазерным диодом 980 нм, так как излучение с длиной волны 980 нм имеет более высокий коэффициент поглощения внутритканевой водой) и катетер, охлаждаемый углекислым газом. Аппарат снабжен системой роботизированного перемещения катетера. Световод может выполняться равномерно излучающим во всех направлениях или с односторонним излучением. На конце катетера находится сапфировая капсула, обладающая высокой прозрачностью для инфракрасного излучения и высокой теплопроводностью. Температура внутри катетера в первом варианте конструкции контролировалась термопарой, а затем с помощью волоконно-оптического датчика, что позволило полностью исключить использование металлических элементов конструкции, нагревающихся в ходе МРТ.

В Лаборатории профилированных кристаллов Института физики твердого тела Российской Академии наук разрабатываются инструменты для внутритканевой тепловой терапии и внутритканевой ФДТ на основе профилированных кристаллов сапфира. Конструктивно такой инструмент состоит из сапфирового интродьюсера в виде иглы с капиллярным каналом, в который вводится световод из кварцевого стекла (рис. 3.27).

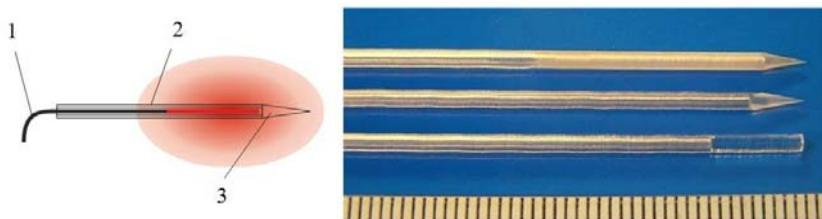


Рис. 3.27. Инструмент для внутритканевой тепловой терапии:
1 – световод; 2 – сапфировый интродьюсер; 3 – монокристаллическое острие иглы

Внизу на снимке (рис. 3.27) показан профилированный кристалл сапфира с необработанным закрытым концом, в середине – кристалл с механически сформированным острием, а сверху – кристалл с механически сформированным острием и светорассеивающей поверхностью. Сапфир является оптически прозрачным в широком диапазоне длин волн, что позволяет лазерному излучению проходить в биологическую ткань с минимальными потерями. Кроме того, сапфир имеет высокую твердость и прочность и является химически и термически устойчивым, что минимизирует вероятность повреждения интродьюсера в результате взаимодействия с биологическими тканями и воздействия лазерного излучения. Высокая теплопроводность сапфира позволяет использовать интродьюсер без водяного охлаждения.

Профилированные кристаллы сапфира с капиллярным каналом формируются *методом роста с пленочной подпиткой при краевом ограничении роста* (edge-defined film-fed growth, EFG). Способ позволяет выращивать кристаллы сапфира с внешним диаметром 1,2 мм и длиной более 200 мм с капиллярным каналом диаметром 0,5..0,6 мм. Выращивание кристалла производится в атмосфере аргона из расплава Al_2O_3 , находящегося в молибденовом тигле и нагреваемого высокочастотным индуктором (рис. 3.28, а).

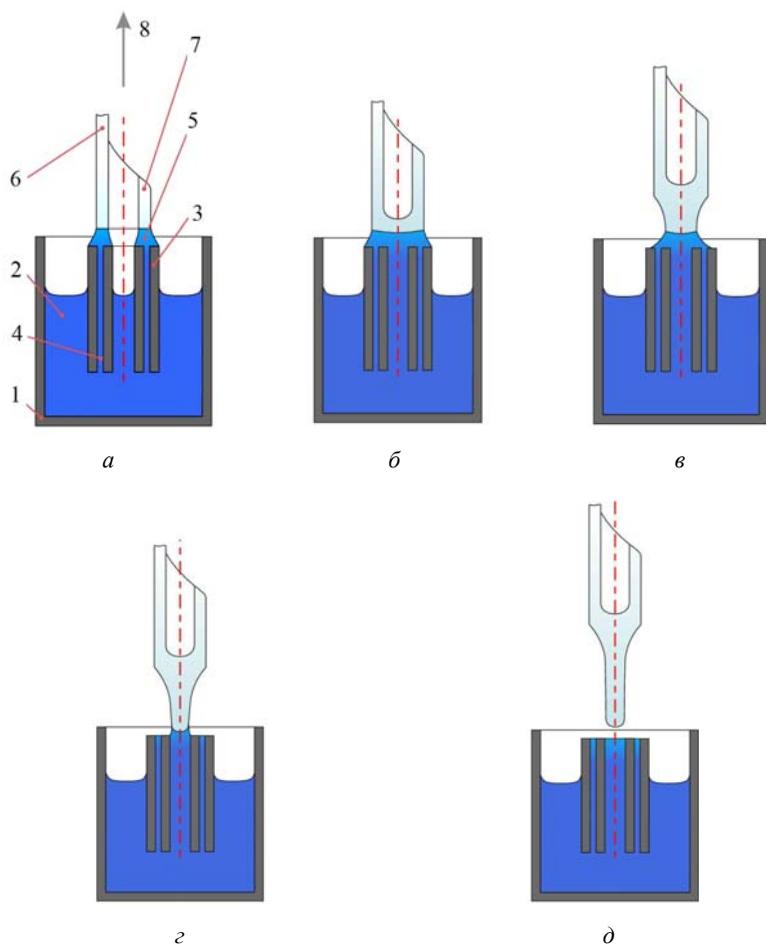


Рис. 3.28. Выращивание кристаллов сапфира методом EFG:
 1 – тигель; 2 – расплав; 3 – матрица; 4 – капиллярный канал; 5 – мениск;
 б – затравка; 7 – кристалл; 8 – направление вытяжки

В расплаве находится выступающая над его поверхностью молибденовая матрица с поперечными размерами, примерно равными размерам выращиваемого кристалла. Благодаря наличию в матрице капиллярного канала на ее поверхности формируется пленка расплава. При соприкосновении затравки с поверхностью пленки и ее постепенной вытяжке вверх на границе раздела происходит кри-

сталлизация. Форма поперечного сечения кристалла определяется формой сечения матрицы. Точные поперечные размеры кристалла отклоняются от размеров матрицы, так как каждый материал имеет характерный угол роста, формируемый на границе раздела расплава, твердой фазы и атмосферы. Из-за наличия угла роста изменение высоты мениска между поверхностью матрицы и границей твердой фазы приводит к изменению поперечных размеров кристалла. Высота мениска в свою очередь зависит от скорости вытяжки и скорости кристаллизации, определяемой градиентом температуры. Технология позволяет выращивать кристаллы с профилированным наконечником (рис. 3.28, б–д), форма которого определяет характер распределения энергии излучения в биологической ткани.

Например, на рис. 3.29 приведены фотография и схема конструкции инструмента с фокусирующим наконечником.

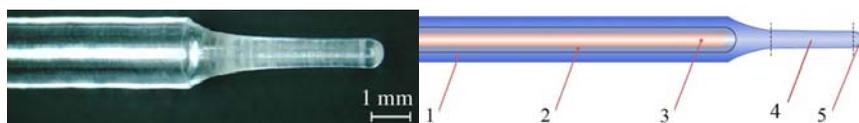


Рис. 3.29. Сапфировый инструмент с фокусирующим наконечником:

- 1 – сапфировая игла; 2 – капиллярный канал; 3 – световод;
4 – волноводная часть; 5 – фокусирующая часть

3.5. Применение лазеров в стоматологии

В стоматологии наибольшее распространение получили лазеры на основе активных сред, активированных ионами эрбия Er^{3+} , в частности, лазеры на основе кристаллов $\text{Er}:\text{ИАГ}$ и $\text{Er}, \text{Cr}:\text{ИСГГ}$ (*иттрий-скандий-галлиевый гранат, соактивированный ионами Er^{3+} и Cr^{3+}* : химическая формула $(\text{Y}, \text{Er})_3(\text{Sc}, \text{Cr})_2\text{Ga}_3\text{O}_{12}$). Ион Cr^{3+} выступает в роли *сенситизатора*, то есть способствует повышению КПД лазера. Это объясняется тем, что ион Cr^{3+} имеет большую ширину полосы поглощения излучения накачки по сравнению с ионами редкоземельных элементов. Ион Cr^{3+} поглощает излучение накачки, а затем передает свою энергию ионам редкоземельного элемента. В большинстве случаев ионы Cr^{3+} не могут выступать в качестве эффективного сенситизатора для кристаллов ИАГ, активированных ионами гольмия Ho^{3+} , эрбия Er^{3+} и неодима Nd^{3+} (ис-

ключением являются кристаллы Тm, Ho, Cr:ИАГ, соактивированные ионами тулия, гольмия и хрома, в которых происходит последовательная передача энергии $\text{Cr}^{3+} \rightarrow \text{Tm}^{3+} \rightarrow \text{Ho}^{3+}$: прямая передача энергии от хрома к гольмию невозможна). Поэтому вместо ИАГ в качестве матрицы используют кристаллы ИСГГ и ГСГГ (гадолиний-скандий-галлиевый гранат). Например, лазеры на основе кристаллов Nd, Cr:ГСГГ имеют КПД почти в 2 раза выше по сравнению с Nd:ИАГ-лазерами. Излучение Er:ИАГ-лазера имеет длину волны 2,94 мкм, соответствующую пику поглощения света молекулами воды и близкую к пику поглощения света *гидроксиапатитом* $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3(\text{OH})$, являющимся основной минеральной составляющей костной ткани и твердых тканей зуба (рис. 3.30).

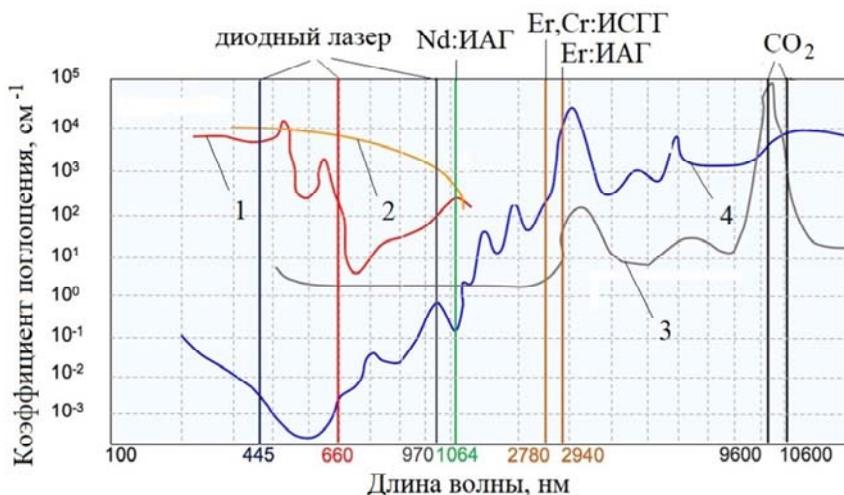


Рис. 3.30. Коэффициенты поглощения излучения некоторых типов лазеров различными компонентами биологических тканей:
1 – гемоглобин; 2 – меланин; 3 – гидроксиапатит; 4 – вода

Излучение Er, Cr:ИСГГ-лазера с длиной волны 2,78 мкм поглощается водой и гидроксиапатитом менее эффективно: в итоге излучение Er, Cr:ИСГГ-лазера проникает в эмаль и дентин на глубину в 3 раза большую по сравнению с излучением Er:ИАГ-лазера, что приводит к увеличению затрат времени и энергии на абляцию ткани. Поглощение излучения эрбиевых лазеров содержащейся в эмали

и дентине водой приводит к ее испарению и разрушению твердой фазы ткани под действием давления расширяющегося пара.

На рис. 3.31 представлена схема конструкции наконечника стоматологического Er:ИАГ-лазера Lite Touch фирмы Light Instruments (Израиль).

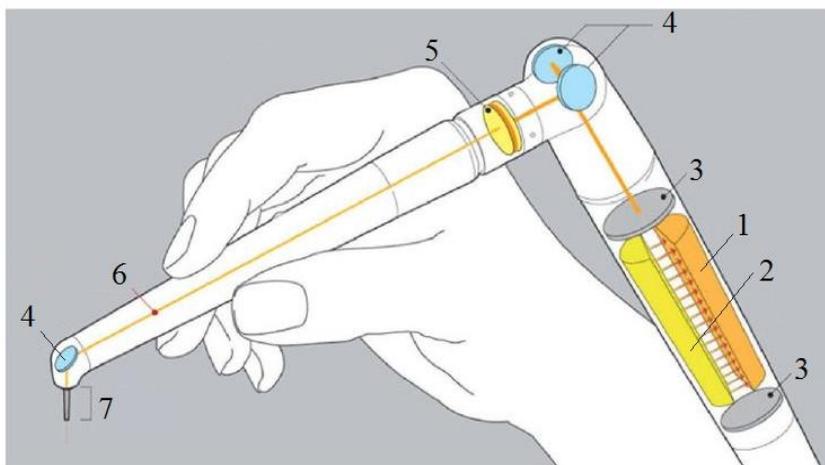


Рис. 3.31. Конструкция наконечника стоматологического Er:ИАГ-лазера:
1 – активный элемент; 2 – лампа-вспышка; 3 – зеркала лазерного резонатора;
4 – зеркала манипулятора; 5 – фокусирующая линза;
6 – лазерный луч; 7 – сапфировый наконечник

Контактный наконечник из сапфира выполняет функцию световода и создает пучок излучения с большим углом расходимости.

3.6. Применение лазеров в сердечно-сосудистой хирургии

Примером использования лазеров в сердечно-сосудистой хирургии является устройство HeartLight для лазерной изоляции легочных вен, разработанное фирмой CardioFocus (США). Изоляция легочных вен от предсердия путем создания кольцевой зоны некроза используется для лечения фибрилляции предсердий (мерцательной аритмии) – хаотической электрической активности предсердий с частотой 350..700 импульсов в минуту (рис. 3.32).

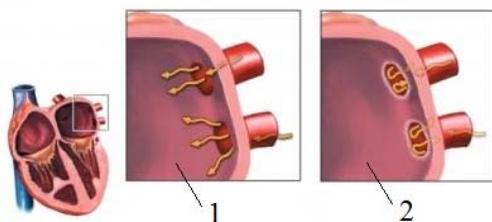


Рис. 3.32. Схема изоляции легочных вен при мерцательной аритмии:
 1 – до изоляции электрические импульсы проникают из вен в предсердия;
 2 – после изоляции прохождение импульсов в предсердия блокируется

Устройство стабилизируется в просвете легочной вены с помощью расширяемого баллона, заполненного дейтеризованной водой (вода, обогащенная тяжелым изотопом водорода дейтерием ^2H) (рис. 3.33).

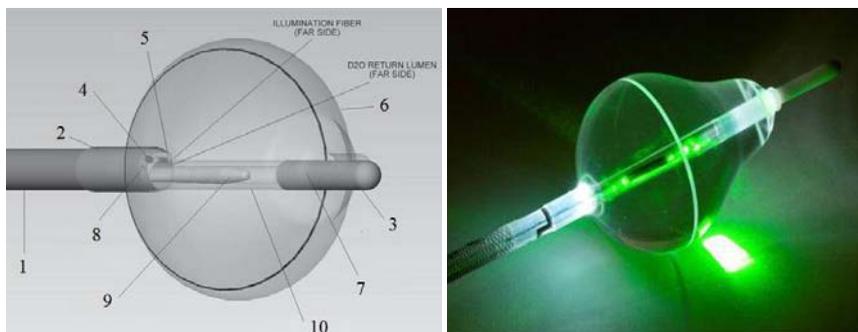


Рис. 3.33. Устройство HeartLight для лазерной изоляции легочных вен:
 1 – катетер; 2 – рентгеноконтрастный маркер;
 3 – атравматический наконечник с рентгеноконтрастным маркером;
 4 – осветительное волокно; 5 – эндоскоп; 6 – эластичный баллон;
 7 – подвод дейтеризованной воды; 8 – отвод дейтеризованной воды;
 9 – волокно для доставки лазерного излучения; 10 – оптическое окно

Дейтеризованная вода, в отличие от содержащейся в биологических тканях обычной воды, имеет малый коэффициент поглощения инфракрасного лазерного излучения с длиной волны 980 нм, и излучение передается к биологической ткани практически без потерь. В устройстве предусмотрены подсветка с помощью видимого света

(указатель области воздействия) и микрэндоскоп, позволяющий визуально контролировать ход операции. Область воздействия имеет форму 30-градусного сегмента. В качестве источника лазерного излучения используется лазерный диод мощностью 12 Вт с длиной волны 980 нм, излучение которого доставляется к биологической ткани через оптическое волокно. Воздействие лазерного излучения приводит к коагуляции ткани.

Для лечения ишемической болезни сердца на поздних стадиях используется процедура **трансмокардиальной лазерной реваскуляризации миокарда** (ТМЛР), являющаяся альтернативой аортокоронарного шунтирования. Суть процедуры состоит в лазерном сверлении тонких каналов диаметром 0,3..0,5 мм в стенке левого желудочка, проникающих в полость сердца (рис. 3.34).

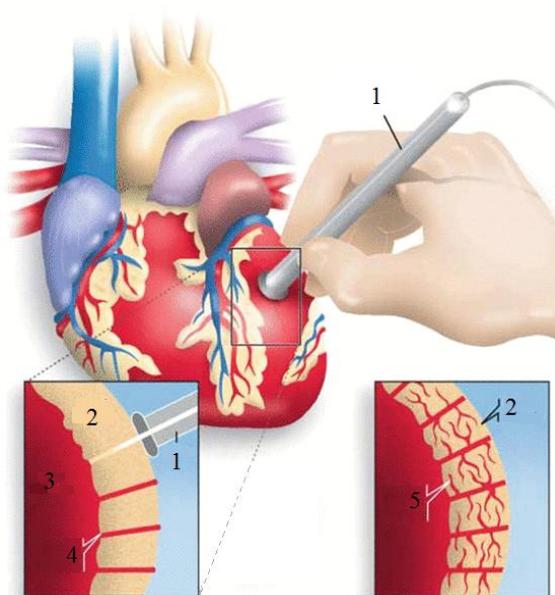


Рис. 3.34. Схема процедуры ТМЛР:
1 – лазерный аппликатор; 2 – миокард; 3 – полость сердца;
4 – каналы; 5 – новые кровеносные сосуды

В зависимости от размеров ишемической зоны создается от 20 до 50 каналов, которые самостоятельно закрываются со стороны эпи-

карда за счет коагуляции крови. Через каналы кровь из желудочка поступает в артериальную сеть миокарда, что обеспечивает приток кислорода в ишемическую зону. Кроме того, каналы становятся центрами формирования новых кровеносных сосудов (неоангиогенеза). Операция является малотравматичной и проводится на работающем сердце. Воздействие импульсов лазерного излучения синхронизируется с кардиограммой пациента: при воздействии импульса в промежутке времени между QRS-комплексом и Т-волной сердце находится в электрически нейтральном состоянии, что снижает риск возникновения аритмии. Кроме того, в этот период времени левый желудочек заполнен кровью, которая поглощает лазерное излучение, прошедшее через канал, что позволяет избежать повреждения внутренних структур сердца.

В США для выполнения процедуры ТМЛР одобрены установки на основе CO_2 - и Ho:ИАГ-лазеров, однако, в зарубежных установках для сверления канала, как правило, необходимо несколько лазерных импульсов, а источник излучения при этом механически продвигается вглубь миокарда. В российских установках «Перфокор» и «Перфокор-М» благодаря использованию мощного CO_2 -лазера с мощностью 0,8..1 кВт сверление канала производится одним импульсом лазерного излучения. Подвод излучения к биологической ткани производится с помощью 7-зеркального манипулятора. Лазерные импульсы имеют следующие параметры: длительность 50 мс, энергия 15..40 Дж. В установках «Перфокор» и «Перфокор-М» используется волноводный CO_2 -лазер, схема конструкции излучателя которого приведена на рис. 3.35.

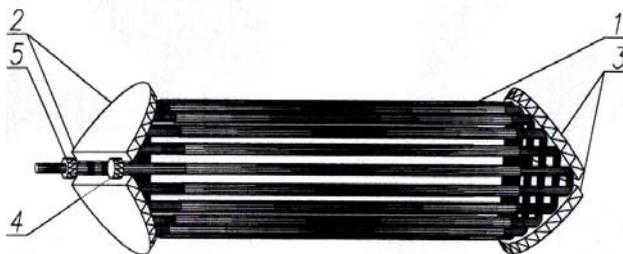


Рис. 3.35. Излучатель волноводного CO_2 -лазера для ТМЛР:
 1 – газоразрядные трубки; 2, 3 – угловые отражатели;
 4 – заднее зеркало резонатора; 5 – выходное зеркало резонатора

Отличие волноводных газоразрядных лазеров от обычных газовых лазеров состоит в наличии полого, например, диэлектрического, волновода между зеркалами, который выполняет несколько функций. С одной стороны, его внутренняя поверхность ограничивает объем, заполненный активной средой, с другой стороны, он служит каналом, по которому распространяется лазерное излучение, является составной частью волноводного резонатора и определяет модовый состав излучения. В CO_2 -лазерах волновод представляет собой, как правило, газоразрядную трубку, имеющую длину значительно больше внутреннего диаметра. В газоразрядных лазерах с медленной прокачкой газа и охлаждением рабочей среды путем теплопроводности через ограничивающие разрядный объем стенки (так называемых лазерах с диффузионным охлаждением) величина мощности излучения, снимаемая с единицы длины активной среды, ограничивается теплопроводностью самой среды и для трубчатой геометрии составляет максимум 50..100 Вт/м. Поэтому, например, для получения средней мощности излучения ≈ 1 кВт необходимо набрать общую длину разрядной области ≈ 20 м. В приведенной на рис. 3.35 схеме излучение с помощью уголковых отражателей последовательно обходит параллельно расположенные газоразрядные трубки (от 9 до 27 штук), формирующие один длинный резонатор. Вывод излучения осуществляется через полупрозрачное плоское зеркало из селенида цинка (ZnSe).

Лазерная ангиопластика используется для абляции атеросклеротических бляшек в кровеносных сосудах, в частности, в коронарных артериях. Для выполнения этой процедуры обычно используется эксимерный лазер на основе хлорида ксенона XeCl с длиной волны 308 нм и длительностью импульсов 200 нс. Лазерное излучение вводится через специальный катетер, содержащий множество световодов из кварцевого стекла (рис. 3.36).

В зависимости от осесимметричности бляшки используют катетеры с концентрическим и эксцентричным расположением световодов. Положение катетера в сосуде контролируется по рентгеноконтрастному маркеру, а в случае катетеров с эксцентричным расположением световодов на конце катетера имеется рентгенопрозрачное окно, позволяющее контролировать угловое положение катетера.

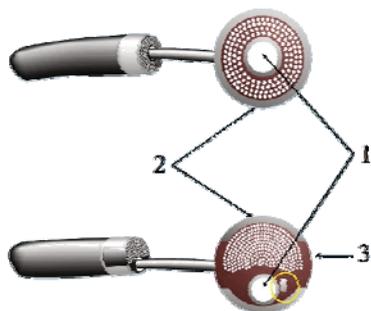


Рис. 3.36. Катетеры для лазерной ангиопластики:
 1 – проводник; 2 – рентгеноконтрастный маркер;
 3 – рентгенопрозрачное окно

3.7. Применение лазеров в урологии

Для **литотрипсии** (разрушения камней в почках) используют **Ho³⁺:ИАГ-лазеры** и **волоконные тулиевые лазеры**. Волоконные тулиевые лазеры имеют длину волны 1940 нм, близкую к пику поглощения света молекулами воды, а Ho:ИАГ-лазеры – длину волны 2120 нм с меньшим коэффициентом поглощения (рис. 3.37).

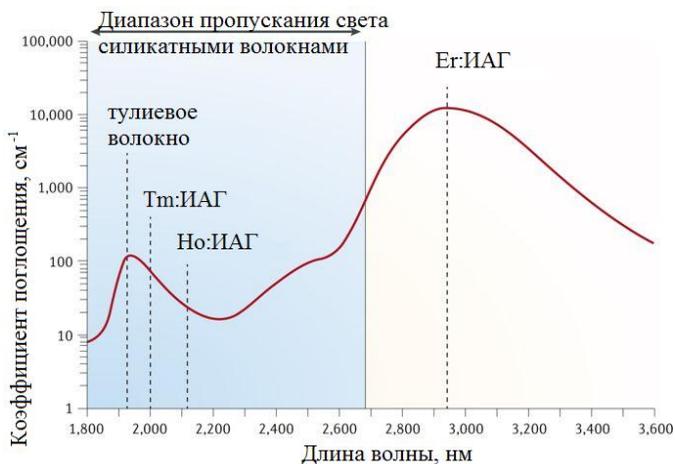


Рис. 3.37. Коэффициент поглощения лазерного излучения водой для волоконного тулиевого, Tm:ИАГ-, Ho:ИАГ- и Er:ИАГ-лазеров

Почечные камни имеют пористую структуру с содержащимися в порах молекулами воды, и механизм их разрушения схож с механизмом разрушения дентина и эмали зуба излучением стоматологических лазеров, основанным на испарении воды. В связи с более высоким коэффициентом поглощения при равной энергии импульсов волоконный тулиевый лазер эффективнее гольмиевого, так как энергия импульса поглощается меньшим объемом ткани.

Преимуществом волоконных тулиевых и гольмиевых лазеров является возможность передачи излучения через стандартные оптические волокна из силикатного стекла: применение более эффективного Er:ИАГ-лазера в литотрипсии ограничено необходимостью передачи излучения через специальные оптические волокна (сапфировые и германиевые). В качестве активной среды в волоконных тулиевых лазерах используется оптическое волокно длиной 10..30 м из силикатного стекла, активированного ионами Tm^{3+} (рис. 3.38).

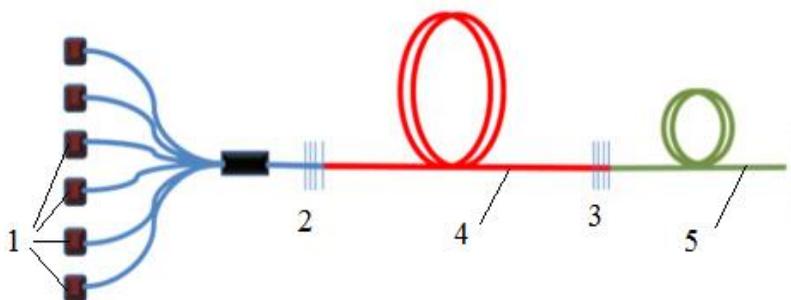


Рис. 3.38. Схема конструкции волоконного тулиевого лазера:

1 – лазерные диоды; 2 – решетка Брэгга с высоким коэффициентом отражения;

3 – решетка Брэгга с низким коэффициентом отражения;

4 – волокно, активированное ионами Tm^{3+} ; 5 – пассивное волокно

Накачка лазера производится лазерными диодами с длиной волны 793 нм. В качестве отражающих элементов лазерного резонатора используются **внутриволоконные решетки Брэгга** – многослойные диэлектрические зеркала, состоящие из чередующихся областей с различным показателем преломления и избирательно отражающие излучение с определенной длиной волны, зависящей от параметров решетки (рис. 3.39).

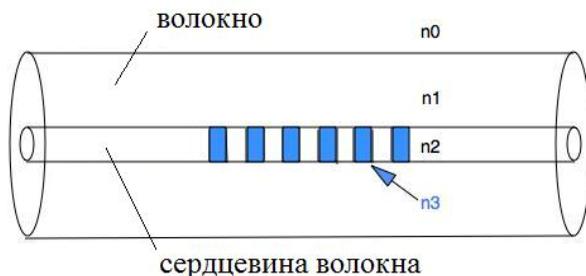


Рис. 3.39. Внутриволоконная решетка Брэгга

Для лечения доброкачественной гиперплазии предстательной железы (аденомы простаты) используют Ho:ИАГ-лазер и работающий в режиме непрерывного излучения Tm^{3+} -ИАГ-лазер с длиной волны 2013 нм (в отличие от волоконных тулиевых лазеров, в Tm:ИАГ-лазере в качестве матрицы активной среды используется кристалл ИАГ). Лазерное излучение поглощается содержащейся в ткани водой, что приводит к испарению ткани. При мощности Tm:ИАГ-лазера 200 Вт скорость испарения ткани достигает 4 г/мин. Tm:ИАГ-лазер также может использоваться в гинекологии и нейрохирургии. Для лечения аденомы простаты также может использоваться Nd:ИАГ-лазер с генератором второй гармоники на основе кристалла КТР (технология Green Light фирмы Boston Scientific, США). Излучение с длиной волны 532 нм хорошо поглощается содержащимся в ткани гемоглобином. Сама процедура известна под названием **фотоселективного испарения простаты**.

Для разрушения камней в мочеточнике (**контактной уретеролитотрипсии**) может использоваться лазерный хирургический комплекс «Лазурит» на основе двухволнового лазера на кристалле **иттрий-алюминиевого перовскита**, активированного ионами неодима (Nd:YAlO₃, Nd:YAP), работающего в режиме модуляции добротности. Перовскит – это природный минерал CaTiO₃, кристаллическая решетка которого имеет структуру, аналогичную структуре кристаллической решетки ряда искусственных материалов с общей формулой ABO₃, в частности, пьезоэлектрических материалов типа титаната бария BaTiO₃. Физические свойства кристаллов Nd:YAP близки к физическим свойствам кристаллов Nd:ИАГ. Основное отличие состоит в том, что кристаллы Nd:ИАГ являются оп-

тически изотропными, а кристаллы Nd:YAP – анизотропными, что позволяет за счет изменения ориентации кристалла обеспечить высокий коэффициент усиления и низкий порог генерации, либо низкий коэффициент усиления и высокую энергетическую емкость, необходимые для работы в режиме модуляции добротности. У лазеров на основе кристалла Nd:ИАГ возможна генерация на длинах волн 1064,2 и 1077,9 нм, причем более эффективной является генерация на длине волны 1064,2 нм. В лазерах на основе кристаллов Nd:YAP из двух возможных длин волн 1064,6 и 1079,6 нм более эффективной является генерация на длине волны 1079,6 нм. Двухволновой режим работы лазера обеспечивает одновременное воздействие на материал камня основной гармоникой с длиной волны 1079,6 нм и второй гармоникой с длиной волны 539,8 нм, причем доля энергии второй гармоники в общей энергии импульса составляет около 30 %. Воздействие двухволнового излучения на камень, погруженный в жидкость, включает в себя несколько стадий. На первой стадии происходят оптический пробой на поверхности камня и образование плазменной искры за счет поглощения камнем лазерного излучения с длиной волны 539,8 нм. Лазерное излучение с длиной волны 1079,6 нм, которое составляет основную часть энергии импульса, поглощается образовавшейся плазмой. Плазма нагревает окружающую жидкость до температуры, существенно превышающей температуру кипения, и жидкость переходит в перегретое состояние. На второй стадии происходит взрывное вскипание перегретой жидкости и образование кавитационного пузыря на поверхности камня. Развитие кавитационного пузыря и возникновение ударной волны при его захлопывании под действием давления жидкости (коллапсе) составляют заключительную стадию процесса. В итоге примерно через 700 мкс с момента падения лазерного излучения на поверхность камня происходит разрушение последнего благодаря воздействию ударной волны, генерируемой при коллапсе кавитационного пузыря. Для твердотельных лазеров, работающих в режиме модуляции добротности, длительность импульсов обычно лежит в наносекундном диапазоне. В установке «Лазурит» лазер генерирует импульсы длительностью порядка 1 мкс на уровне половины амплитуды. Такая большая длительность импульсов достигается за счет увеличения эффективной длины лазерного резонатора. Основным фактором, влияющим на длительность импульсов,

генерируемых лазерами в режиме модуляции добротности, является время двойного хода луча внутри резонатора, зависящее от его длины. В установке «Лазурит» эффективная длина резонатора увеличивается за счет введения в него волоконной оптической задержки на основе кварцевого световода (рис. 3.40).

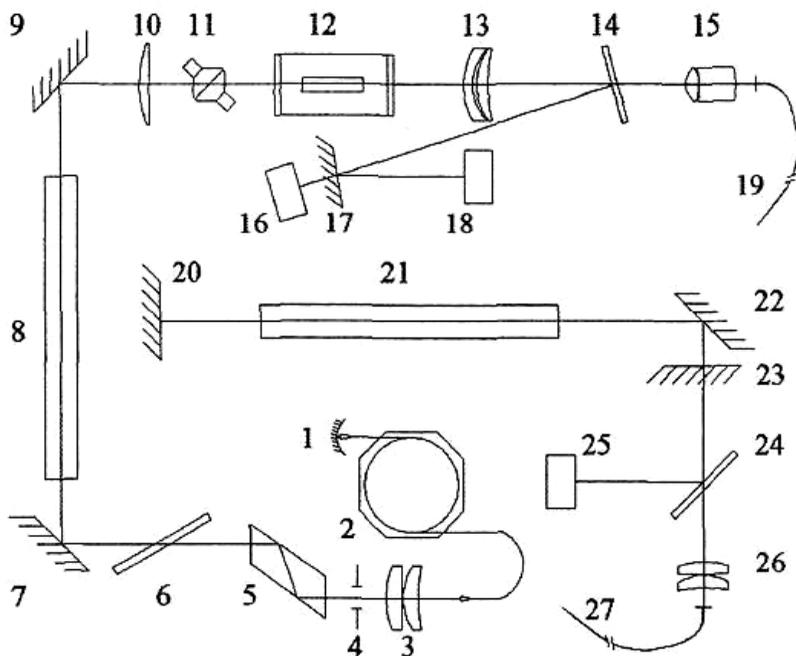


Рис. 3.40. Схема лазерной установки «Лазурит»:

- 1 – зеркало; 2 – волоконная оптическая задержка; 3 – объектив; 4 – диафрагма;
 5 – ромб Френеля; 6 – поляризатор; 7, 9 – поворотные зеркала;
 8 – кристалл Nd:YAP; 10 – линза; 11 – затвор с НПВО;
 12 – кристалл КТР с термостатом; 13, 15 – объективы; 14 – пластина;
 16, 18 – фотодиоды; 17 – зеркало; 19 – волоконный инструмент; 20 – зеркало;
 21 – кристалл Nd:ИАГ; 22 – поворотное зеркало; 23 – выходное 50 % зеркало;
 24 – пластина; 25 – фотодиод; 26 – объектив; 27 – волоконный инструмент

Использование импульсов с длительностью порядка 1 мкс позволяет, с одной стороны, использовать для доставки излучения гибкие оптические волокна малого диаметра без риска их фотоповреждения, а с другой стороны, при такой длительности импульсов со-

храняется достаточно высокая эффективность генерации второй гармоники. При заданной энергии E лазерного импульса критический диаметр оптического волокна составляет

$$d_{\text{кр}} = (4E\lambda_0/\pi\lambda \cdot \text{LDT}_0)^{1/2} (\tau_0/\tau)^{1/4},$$

где LDT_0 – порог фотоповреждения материала волокна (в Дж/см²) при воздействии импульсов с длительностью τ_0 и длиной волны λ_0 ;

τ и λ – фактические значения длительности импульсов и длины волны.

Как видно, с увеличением длительности импульсов происходит снижение критического диаметра волокна, то есть становится возможным использование волокон меньшего диаметра.

С увеличением длительности импульса при заданной энергии происходит снижение пиковой мощности, что приводит к уменьшению эффективности генерации второй гармоники. Например, эффективность преобразования излучения Nd:ИАГ-лазера с длительностью импульсов 8 нс в кристалле КТР достигает 80 %. Для импульсов длительностью порядка 1 мкс можно достичь эффективности преобразования около 30 %, однако для этого требуется фокусировка излучения в кристалле с помощью линзы, так как интенсивность излучения в нефокусированном луче оказывается ниже порога генерации второй гармоники.

Модуляция добротности лазера литотриптора производится с помощью **затвора на основе эффекта нарушенного полного внутреннего отражения** (НПВО-затвора). НПВО-затворы отличаются от электрооптических затворов чрезвычайно малыми потерями, высокой лучевой прочностью (определяемой лучевой прочностью стекла, из которого они изготовлены), возможностью управления излучением любой поляризации и низким управляющим напряжением (не более 300 В). **Эффект нарушенного полного внутреннего отражения** наблюдается при наличии двух оптически плотных сред, разделенных тонким слоем оптически менее плотной среды (рис. 3.41).

При толщине слоя больше длины волны (рис. 3.41, *a*) наблюдается полное внутреннее отражение в первой среде и световая волна не проходит во вторую плотную среду.

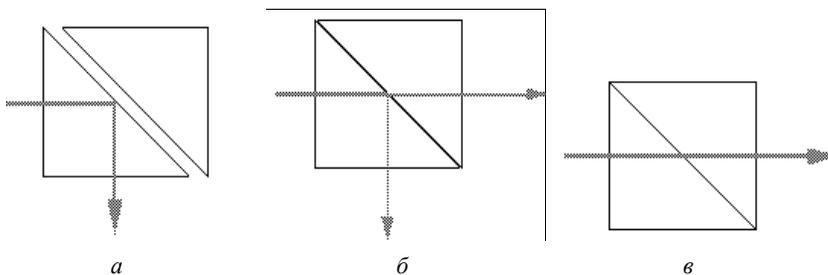


Рис. 3.41. Эффекты полного внутреннего отражения и НПВО

При толщине слоя меньше длины волны (рис. 3.41, б) часть световой волны проходит во вторую плотную среду, что представляет собой эффект НПВО. Данное явление можно рассматривать как «туннелирование» световой волны. При нулевом зазоре (рис. 3.41, в) световая волна полностью проходит во вторую плотную среду.

На рис. 3.42 представлены различные конструктивные схемы лазерных резонаторов с НПВО-затворами.

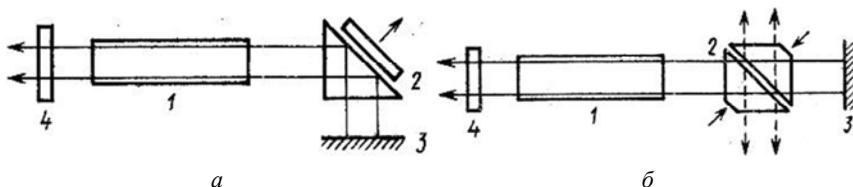


Рис. 3.42. Конструкции резонаторов с НПВО-затворами

В схеме, приведенной на рис. 3.42, а, затвор состоит из призмы и плоскопараллельной пластинки, разделенных воздушным зазором. При нулевом зазоре между призмой и пластинкой (посадке на оптический контакт) резонатор имеет низкую добротность, а при быстром увеличении зазора с помощью пьезоэлемента возникает полное внутреннее отражение от грани призмы, и добротность резонатора увеличивается, что сопровождается излучением лазерного импульса.

В схеме, приведенной а рис. 3.42, б, высокая добротность резонатора достигается при нулевом зазоре между призмами. При этом время сближения призм должно быть меньше времени развития лазерного импульса, так как в противном случае возникнут потери на отражение, изображенные пунктиром.

В качестве выходного зеркала в резонаторе лазерного литотриптора используется полированный торец кристалла КТР, используемый для внрезонаторной генерации второй гармоники.

Для рассеечения и коагуляции мягких тканей в установке «Лазурит» используется Nd:ИАГ-лазер.

3.8. Применение лазеров в косметологии

Примером использования лазеров в косметологии является удаление татуировок. Выбор длины волны лазера зависит от цвета татуировки (рис. 3.43).

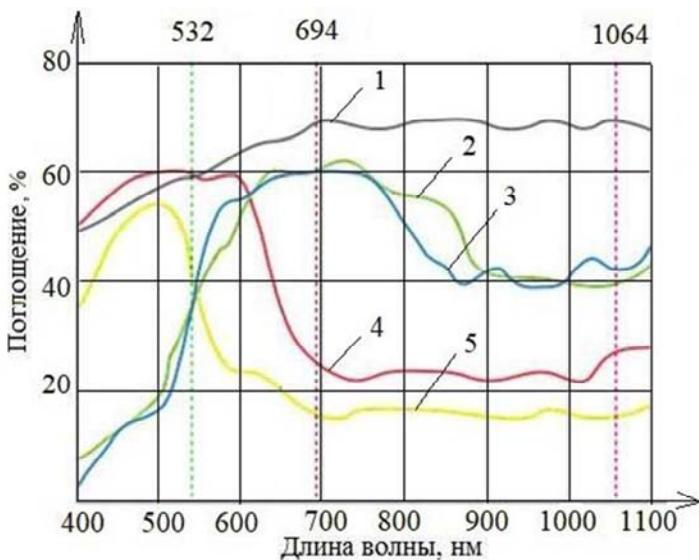


Рис. 3.43. Поглощение излучения различных типов лазеров татуировками различных цветов:
1 – черный; 2 – зеленый; 3 – синий; 4 – красный; 5 – желтый

Процедура производится с помощью лазеров, работающих в режиме модуляции добротности. С помощью основной гармоники Nd:ИАГ-лазера (1064 нм) эффективно удаляются татуировки черного цвета, с помощью рубинового лазера (694 нм) – татуировки синего, зеленого и устойчивого черного цветов, а с помощью второй

гармоники Nd:ИАГ-лазера (532 нм) – татуировки красного, оранжевого, желтого и коричневого цветов. Для удаления татуировок синего и зеленого цветов также используется **александритовый лазер** с длиной волны 755 нм. Активной средой александритового лазера являются кристаллы $\text{Cr}^{3+}:\text{BeAl}_2\text{O}_4$. При воздействии лазерного излучения на частицы пигментов, использованных при нанесении татуировки, происходит фрагментация частиц с последующим удалением фрагментов из организма путем фагоцитоза (**фагоцитоз** – это процесс захвата и переваривания твердых частиц специализированными клетками-фагоцитами).

Лазерная эпиляция основана на селективном поглощении лазерного излучения темным пигментом волос (меланином), в результате которого происходят нагрев волосяного фолликула и гибель клеток, отвечающих за рост волос. Наиболее эффективной процедура является для лиц со светлой кожей и темными волосами. В случае темной кожи возникает риск нежелательного нагрева кожи, однако эта проблема в некоторой степени решается при использовании Nd:ИАГ-лазера. Для лиц со светлыми волосами процедура является неэффективной. Для лазерной эпиляции используются рубиновый и александритовый лазеры, Nd:ИАГ-лазер и лазерные диоды с длиной волны 808 нм.

3.9. Фототермическая терапия

В основе **фототермической терапии** лежит явление **селективного фототермолиза** – избирательного теплового воздействия лазерного излучения на определенный материал, основанного на согласовании длины волны лазерного излучения с максимумом спектра поглощения света материалом. При этом зависимость коэффициента поглощения света материалом от длины волны может искусственно модифицироваться: например, вводя в биологическую ткань наночастицы золота, можно управлять положением максимума спектра поглощения света тканью за счет изменения размеров и формы наночастиц. Наночастицы золота являются фотоустойчивыми и биосовместимыми. При использовании сферических наночастиц золота максимуму спектра поглощения соответствует длина волны около 520 нм, смещающаяся в красную часть спектра с увеличением размера частиц (рис. 3.44).

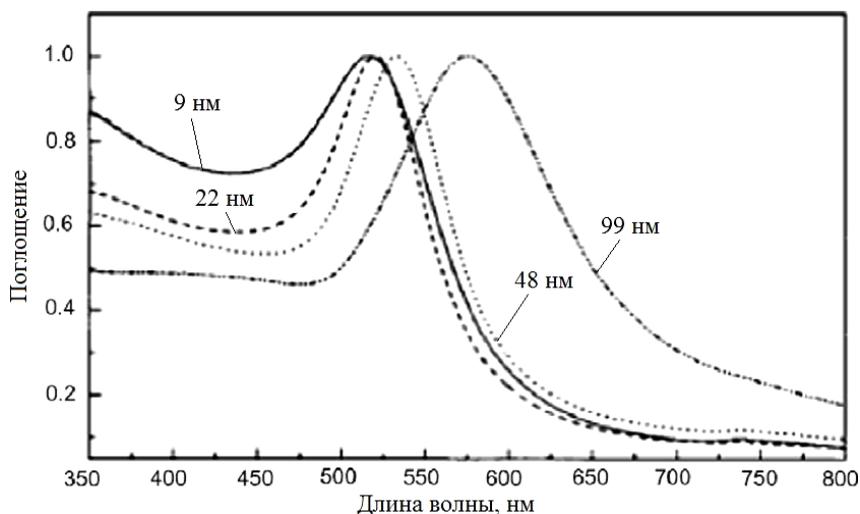
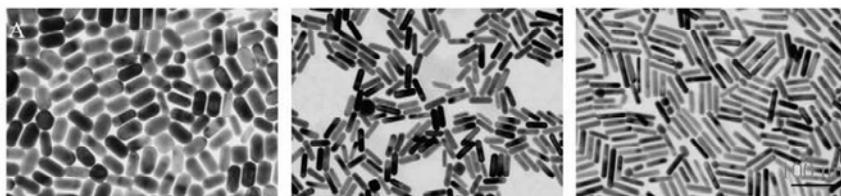


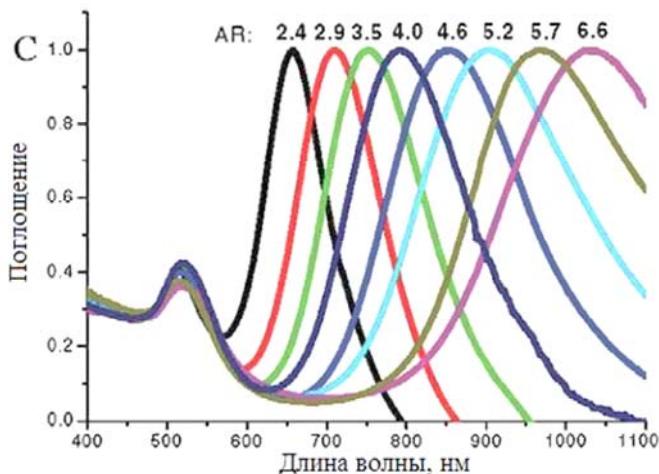
Рис. 3.44. Поглощение света сферическими наночастицами золота

Свет с такими длинами волн обладает малой глубиной проникновения в биологическую ткань, и поэтому сферические наночастицы золота используются только для терапии поверхностных опухолей, например, опухолей кожи. При использовании второй гармоники Nd:ИАГ-лазера (532 нм) с длительностью импульсов 20 нс разрушению подвергаются только меченые наночастицами патологические клетки с сохранением жизнеспособности близлежащих нормальных клеток. Это объясняется возникновением внутриклеточных кавитационных пузырьков вокруг наночастиц. Использование наночастиц золота в виде наностержней приводит к расщеплению спектра поглощения на две полосы, одна из которых находится в видимой части спектра (как и в случае сферических наночастиц), а вторая (с более интенсивным поглощением) – в ближней инфракрасной, что соответствует увеличению глубины проникновения лазерного излучения в биологическую ткань (рис. 3.45).

Положение максимума поглощения изменяется в зависимости от отношения длины частиц к поперечному размеру (AR). Для облучения клеток, меченых наностержнями золота, может использоваться непрерывный титан-сапфировый лазер с длиной волны 800 нм.



a



б

Рис. 3.45. Оптические свойства наностержней золота:
a – изображение частиц, полученное с помощью просвечивающего электронного микроскопа, масштабная метка 100 нм;
б – кривые поглощения света частицами

3.10. Лазерное ускорение ионов

Лазеры высокой мощности могут применяться в лучевой терапии для получения протонов с энергиями до 93 МэВ, для которых брэгговский пик (пиковое значение поглощенной биологической тканью дозы излучения) наблюдается на глубине около 6 см. **Ускорение ионов приповерхностным слоем нагретых электронов** впервые наблюдалось в 1999 году на лазерной установке Nova с мощностью до 1,5 ПВт, разработанной в Ливерморской нацио-

нальной лаборатории (США) для проведения инерциального термоядерного синтеза. При облучении твердотельной мишени лазерным импульсом с интенсивностью порядка 10^{20} Вт/см² с обратной стороны мишени наблюдалась генерация высокоэнергетических ионов с энергией до 55 МэВ. При воздействии лазерного импульса на материал мишени происходит ионизация вещества с образованием плазмы высокой плотности (рис. 3.46).

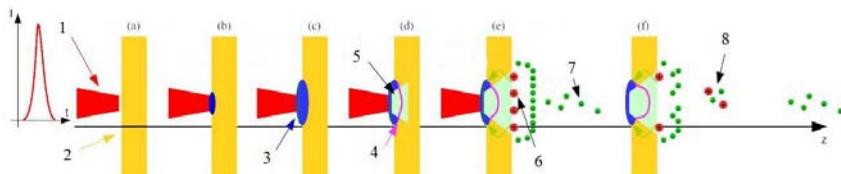


Рис. 3.46. Схема ускорения ионов приповерхностным слоем нагретых электронов:

- 1 – лазерный импульс; 2 – мишень; 3 – плазма; 4 – ударная волна;
- 5 – горячие электроны; 6 – ионизированные легкие атомы;
- 7 – быстрые электроны; 8 – ускоренные ионы

При этом происходит разогрев электронов образовавшейся плазмы до релятивистских температур, сопровождающийся разлетом быстрых электронов далеко за пределы мишени. Под **релятивистской температурой** (от англ. relativity – относительность) понимается температура плазмы, при которой значительное число электронов достигает скорости свыше $0,86c_0$, что соответствует увеличению массы электронов в 2 раза и требует учета эффектов, объясняемых в рамках специальной теории относительности. Например, при температуре около 3 ГК скоростью свыше $0,86c_0$ будут обладать 10 % электронов. Разлет быстрых электронов приводит к появлению электростатического поля, которое ускоряет ионы. Для получения квазимонноэнергетических ионов (то есть ионов с узким диапазоном изменения энергии) могут использоваться композитные мишени, состоящие из тонкой фольги из тяжелого металла (например, золота или платины) с нанесенным на обратную сторону сверхтонким слоем легких атомов (водород или углерод). При воздействии лазерного импульса тяжелые ионы материала фольги остаются практически неподвижными, а более легкие ионы покрытия ускоряются до высокой энергии.

3.11. Интеллектуальные лазерные системы для хирургии

При лазерной абляции биологических материалов представляется перспективным использование интеллектуальных лазерных систем, позволяющих с помощью сенсорных элементов получать в режиме реального времени информацию о свойствах удаляемой ткани. Такая информация, например, чрезвычайно важна при удалении опухолей, так как позволяет различать здоровую и патологическую ткани и определять таким образом границы распространения опухоли. Одним из вариантов реализации сенсорной функции в интеллектуальных лазерных системах является применение лазеров, работающих в автодинном режиме. **Автодинные генераторы** представляют собой открытые автоколебательные системы, то есть автоколебательные системы, режим работы которых может изменяться в результате внешних воздействий, например, воздействия излучения от внешнего источника, либо воздействия собственного излучения генератора, отраженного или рассеянного на внешних объектах. Изменения в режиме работы автоколебательной системы в результате внешних воздействий называются **автодинными изменениями**. В автодинных лазерных системах лазерный резонатор совмещает в себе функции излучателя и детектора, что упрощает конструкцию системы. Так как резонатор играет роль приемника, то автодинный принцип реализации сенсорной функции в лазерных системах иногда называется «приемом на резонатор». Принцип действия автодинной лазерной системы иллюстрируется рис. 3.47.

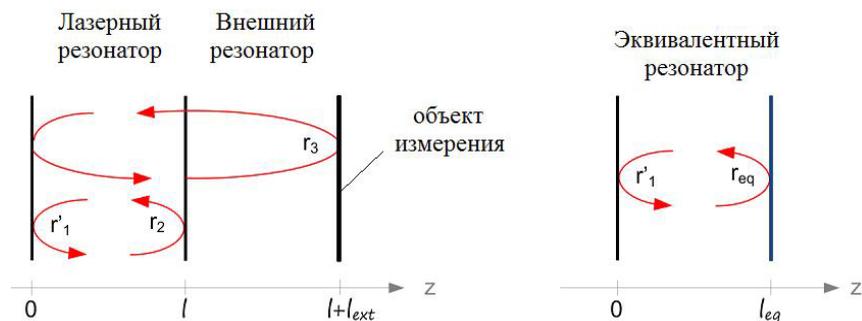


Рис. 3.47. Принцип действия автодинной лазерной системы

В лазерном резонаторе длиной l , зеркала которого имеют коэффициенты отражения по амплитуде r_1' и r_2 , пороговое значение коэффициента g усиления света активной средой определяется формулой

$$g_0 = \alpha - \ln(r_1' r_2) / l,$$

где α – коэффициент затухания света в активной среде, а второе слагаемое представляет собой коэффициент потерь при отражении.

Так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды напряженности поля, то коэффициент потерь при отражении, входящий в приведенную выше формулу, отличается от коэффициента α_R , входящего в условия генерации (см. п. 1.9), отсутствием множителя $1/2$.

Если вышедшее из резонатора лазерное излучение испытывает отражение от поверхности объекта измерения, возвращаясь после этого в лазерный резонатор, то это равносильно прохождению излучения через внешний резонатор, связанный с лазерным резонатором и имеющий длину l_{ext} . Два связанных между собой резонатора можно заменить одним эквивалентным резонатором с коэффициентом отражения правого зеркала r_{eq} . Если обозначить интенсивность излучения, падающего на правое зеркало лазерного резонатора, через I_0 , то при его отражении в лазерный резонатор возвращается излучение с интенсивностью $I_1 = r_2^2 I_0$, а во внешний резонатор проходит излучение с интенсивностью $I_2 = (1 - r_2^2) I_0$. При отражении излучения с интенсивностью I_2 от поверхности объекта измерения во внешний резонатор возвращается излучение с интенсивностью $I_3 = r_3^2 (1 - r_2^2) I_0$, при взаимодействии которого с правым зеркалом лазерного резонатора в лазерный резонатор проходит излучение с интенсивностью $I_4 = r_3^2 (1 - r_2^2)^2 I_0$. Учитывая выражения для интенсивностей I_1 и I_4 , коэффициент отражения правого зеркала эквивалентного резонатора можно представить в виде

$$r_{\text{eq}} = r_2 (1 + \zeta \cdot \exp(-2\pi j \nu \tau_{\text{ext}})),$$

где $\zeta = r_3 (1 - r_2^2) / r_2$ – коэффициент связи резонаторов;

ν – частота лазерного излучения в присутствии объекта измерения;

$\tau_{\text{ext}} = 2l_{\text{ext}} / c$ – время двойного хода лучей во внешнем резонаторе.

Комплексная экспонента характеризует фазовое смещение между волнами I_1 и I_4 , приходящими в лазерный резонатор.

Как видно, при изменении параметров внешнего резонатора, например, в результате изменения положения объекта измерения, изменяется коэффициент отражения r_{eq} и, как следствие, изменяется порог генерации

$$g_0 = \alpha - \ln(r_1' r_{\text{eq}}) / l_{\text{eq}}.$$

Так как коэффициент g усиления света активной средой определяется мощностью накачки, то изменение параметров внешнего резонатора будет приводить к изменению потребляемой лазером мощности, либо при неизменной мощности накачки будет изменяться интенсивность излучения лазера. Автодинные изменения в виде изменений потребляемой лазером мощности регистрируются, например, в автодинных системах на основе лазерных диодов.

При лазерной абляции биологических тканей происходят испарение ткани и унос продуктов разрушения (частиц ткани) из зоны абляции гидродинамическими потоками. При рассеянии лазерного излучения на движущихся частицах ткани в результате эффекта Доплера происходит изменение частоты излучения на величину

$$\Delta v_D = v_0 \cdot 2V/c,$$

где V – проекция скорости частиц на направление лазерного излучения.

В результате в лазерном резонаторе помимо основной моды с частотой ν_0 будут возникать волны с комбинационными частотами $\nu_0 \pm \Delta v_D$. При взаимодействии указанных волн на квадратичном фотоприемнике будет возникать сигнал биения, спектр которого будет определяться скоростными параметрами образующихся при абляции частиц ткани и будет зависеть от типа ткани. Схема интеллектуальной лазерной системы, основанной на описанном принципе, приведена на рис. 3.48.

В качестве примера на рис. 3.49 приведены спектры автодинного сигнала, полученного при абляции различных типов тканей одномодовым CO_2 -лазером с длиной волны 10,6 мкм и интенсивностью излучения 10 кВт/см².

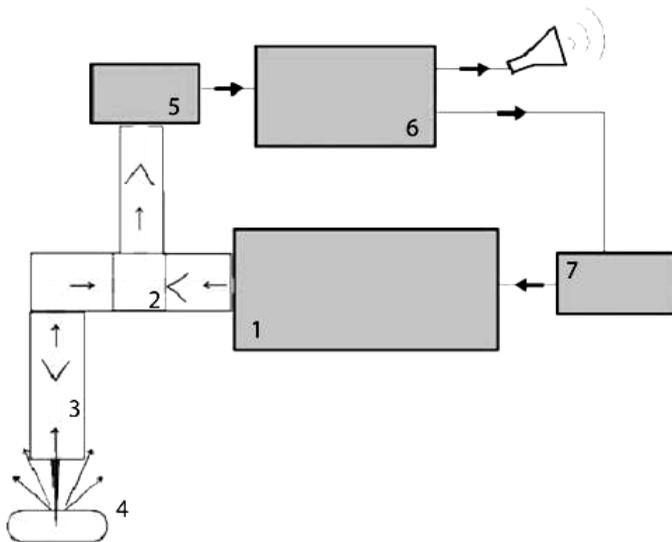


Рис. 3.48. Схема интеллектуальной лазерной системы на основе эффекта Доплера:

1 – одномодовый лазер; 2 – светоделитель; 3 – система доставки излучения; 4 – биологическая ткань; 5 – фотоприемник; 6 – блок обработки и анализа автодинного сигнала; 7 – блок управления лазером

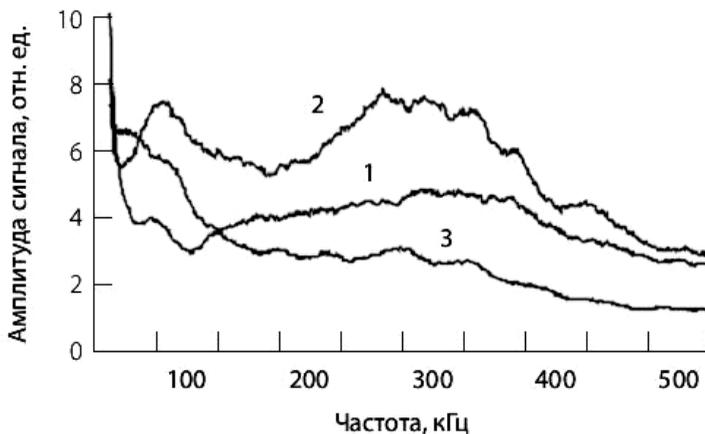


Рис. 3.49. Спектры автодинного сигнала при абляции различных типов тканей:

1 – костная ткань; 2 – жировая ткань; 3 – мышечная ткань

Альтернативным способом диагностики свойств ткани в процессе лазерной абляции является использование **спектроскопии лазерно-индуцированного пробоя** (LIBS). Суть метода состоит в использовании спектрометра с приемным оптическим волокном для исследования спектра оптического излучения, испускаемого образующейся при абляции биологического материала плазмой. Регистрируемый спектр дает информацию о химическом составе материала, что позволяет дифференцировать между собой различные типы тканей. Подобный метод достаточно широко используется в лазерных анализаторах элементного состава, применяемых для диагностики инженерных материалов.

3.12. Лазерная сварка и пайка биологических тканей

Лазерная сварка и пайка используются для соединения рассеченных кровеносных сосудов и нервов. Как и в случае соединения инженерных материалов, под сваркой подразумевается процесс соединения тканей без использования присадочного материала (припоя), в то время как пайка производится с использованием промежуточного биосовместимого присадочного материала. В качестве присадочного материала обычно используются материалы на основе белка альбумина, коэффициент поглощения лазерного излучения которыми может модифицироваться за счет введения красителей, например, краситель «индоцианин зеленый» с пиком спектра поглощения на длине волны 805 нм может использоваться при пайке с помощью диодного лазера с длиной волны 808 нм.

3.13. Техника безопасности при работе с лазерами

В зависимости от степени риска повреждения кожи и глаз лазеры делятся на 4 класса опасности. На приборы, содержащие лазеры, наносится знак «Лазерное излучение» и надпись, в которой указывается класс опасности (рис. 3.50).

Отнесение лазеров к определенному классу опасности производится в зависимости от длины волны и мощности излучения (рис. 3.51), а для импульсных лазеров дополнительно учитываются параметры импульсов.



Рис. 3.50. Пример обозначения прибора, содержащего лазер 4-го класса опасности

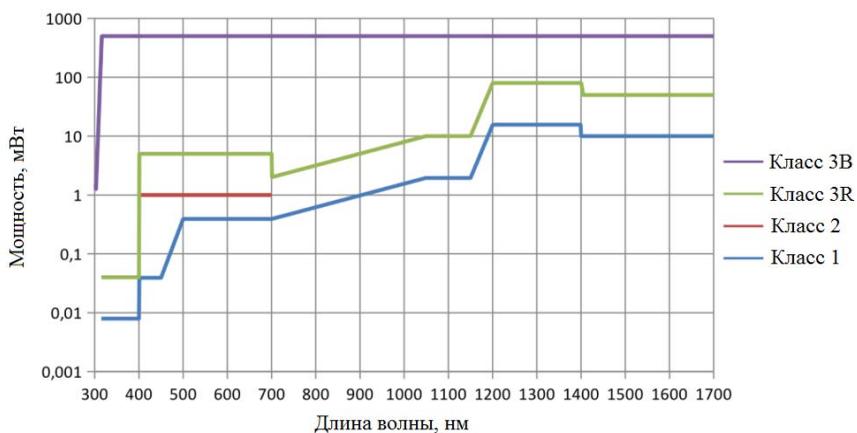


Рис. 3.51. Пороговые значения мощности, соответствующие различным классам опасности непрерывных лазеров, в зависимости от длины волны

Класс 1. Лазеры этого класса являются безопасными при прямом наблюдении невооруженным глазом, а также при наблюдении через оптические приборы (микроскопы и телескопы) при нормальных условиях эксплуатации.

Класс 1M. К этому классу относятся лазеры, генерирующие пучки света большого диаметра или расходящиеся пучки. Они безопасны при прямом наблюдении невооруженным глазом, однако при использовании оптических приборов, вызывающих сужение пучка, параметры излучения могут становиться соответствующими более высоким классам опасности (вплоть до класса 3B).

Класс 2. Используется только для лазеров, работающих в видимом диапазоне. В этом случае за счет мигательного рефлекса (сокращение круговой мышцы глаза в ответ на яркий свет) время экспозиции глаза не будет превышать 0,25 с и лазер не будет оказывать на глаз вредного воздействия.

Класс 2М. К этому классу относятся лазеры, генерирующие пучки света большого диаметра или расходящиеся пучки, которые безопасны только при прямом наблюдении невооруженным глазом без использования оптических приборов.

Класс 3R. Лазеры этого класса безопасны при соблюдении мер предосторожности. Предельно допустимая экспозиция может быть превышена, но с малой вероятностью травмы.

Класс 3В. Лазеры этого класса опасны при прямом наблюдении, но не оказывают вреда при воздействии на глаз диффузно отраженного света, например, света, отраженного от поверхности бумаги и других матовых поверхностей. При работе с лазерами класса 3В требуются защитные очки. Лазерные диоды класса 3В используются в записывающих устройствах CD и DVD, но так как они находятся в закрытом корпусе, исключая возможность прямого наблюдения лазерного излучения, сами устройства относятся к классу 1.

Класс 4. Лазеры этого класса могут вызывать ожоги кожи и необратимые повреждения зрения даже при воздействии диффузно отраженного света. Воздействие излучения может приводить к воспламенению горючих материалов. К классу 4 относятся многие промышленные, военные, медицинские и научные лазеры.

При работе с лазерами (особенно классов 3В и 4) следует соблюдать следующие меры безопасности:

1. Работа с лазерами должна производиться только лицами, прошедшими допуск к выполнению таких работ.
2. Доступ в помещение, где производится работа с лазерами, должен быть ограничен для посторонних лиц.
3. На входе в помещение должен быть установлен знак «Лазерное излучение».
4. Вблизи пути лазерного излучения не должно находиться посторонних отражающих предметов. При работе не следует носить ювелирные украшения и часы.
5. При работе необходимо использовать защитные очки, которые выбираются в зависимости от длины волны лазера.

6. При возможности превышения предельно допустимой экспозиции кожи следует носить защитную одежду.

7. При наличии возможности путь лазерного излучения должен быть экранирован. В случае лазеров класса 4 для этих целей используют огнестойкие материалы.

8. Все окна и двери в помещении должны быть непрозрачными.

9. После использования лазерная система должна быть дезактивирована, например, путем извлечения ключа, чтобы исключить возможность несанкционированного применения.

10. Лазерный луч всегда должен находиться ниже уровня зрения.

11. При наличии возможности юстировка лазерных систем должна производиться при пониженной мощности излучения.

12. В помещении, где используются лазеры класса 4, должны быть предусмотрены огнетушители, расположенные в легкодоступных местах.

13. Лазерные системы классов 3В и 4 должны подключаться к внешним цепям блокировки, обеспечивающим автоматическую дезактивацию лазера в случае невыполнения безопасных условий эксплуатации, например, при открытых входных дверях или корпусе лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванова, Т. Е. Лазеры в хирургии: учебно-методическое пособие / Т. Е. Иванова, С. А. Жидков. – Минск: БГМУ, 2008. – 32 с.
2. Tuchin, V. V. Tissue optics and photonics: light-tissue interaction / V. V. Tuchin // Journal of Biomedical Photonics & Engineering. – Vol. 1, No. 2. – 2015. – P. 98–135.
3. Tuchin, V. V. Tissue optics and photonics: light-tissue interaction II / V. V. Tuchin // Journal of Biomedical Photonics & Engineering. – Vol. 2, No. 3. – 2016.
4. Dolganova, I. N. Optimization of sapphire capillary needles for interstitial and percutaneous laser medicine / I. N. Dolganova [et al.] // Journal of Biomedical Optics. – Vol. 24, No. 12. – 2019.
5. Waring, G. O. Development of a system for excimer laser corneal surgery / G. O. Waring // Transactions of the American Ophthalmological Society. – Vol. 87. – 1989. – P. 854–983.
6. Huang, X. Gold nanoparticles: optical properties and implementations in cancer diagnosis and photothermal therapy / X. Huang, M. A. El-Sayed // Journal of Advanced Research. – Vol. 1. – 2010. – P. 13–28.
7. LaRiviere, M. J. Stereotactic laser ablation for medically intractable epilepsy: the next generation of minimally invasive epilepsy surgery / M. J. LaRiviere, R. E. Gross // Frontiers in Surgery. – Vol. 3. – 2016.
8. Razhev, A. M. Pulsed UV laser technologies for ophthalmic surgery / A. M. Razhev [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. – Vol. 793. – 2017.
9. Дмитриев, А. К. «Умные» лазерные скальпели для роботизированной хирургии / А. К. Дмитриев [и др.] // Альманах клинической медицины. – Т. 44, № 2. – 2016. – С. 172–178.
10. Кочиев, Д. Г. Двухволновые твердотельные лазеры микросекундной длительности для применения в хирургии: автореф. дисс. ... канд. физ-мат. наук / Д. Г. Кочиев. – М., 2011. – 21 с.
11. Денкер, Б. И. Высокоэффективные лазеры на эрбиевом стекле с модуляцией добротности затвором на основе нарушенного полного внутреннего отражения / Б. И. Денкер [и др.] // Квантовая электроника. – Т. 19, № 6. – 1992. – С. 544–547.
12. Панченко, В. Лазерный метод ТМЛР лечения ишемической болезни сердца / В. Панченко, В. Васильцов, В. Ульянов // Фотоника. – № 1. – 2012. – С. 14–19.

13. Карлов, Н. В. Лекции по квантовой электронике / Н. В. Карлов. – М.: Наука, 1983. – 319 с.

14. LASIK (Laser in Situ Keratomileusis): Fundamentals, Surgical Techniques, and Complications / Ed. by D. T. Azar, D. Koch. – Boca Raton: CRC Press, 2002. – 528 p.

15. Беликов, А. В. Лазерные биомедицинские технологии : учебное пособие / А. В. Беликов, А. В. Скрипник. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2008. – Ч. 1. – 116 с.

16. Беликов, А. В. Лазерные биомедицинские технологии : учебное пособие / А. В. Беликов, А. В. Скрипник. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2009. – Ч. 2. – 100 с.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
РАЗДЕЛ 1. СВОЙСТВА ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРОВ.....	4
1.1. Общие определения. Свойства лазерного излучения	4
1.2. Вынужденное излучение	6
1.3. Активные среды лазеров.....	7
1.4. Инверсия населенностей. Системы накачки лазеров.....	9
1.5. Трех- и четырехуровневые системы генерации	9
1.6. Отражатели для систем накачки. Квантроны	13
1.7. Способы получения поляризованного лазерного излучения.....	14
1.8. Лазерные материалы, активированные ионами Nd^{3+}	15
1.9. Лазер как генератор с положительной обратной связью. Оптические резонаторы лазеров	17
1.10. Эффекты генерации второй гармоники и комбинационных частот	21
РАЗДЕЛ 2. МЕТОДЫ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ.....	27
2.1. Продольные моды лазерных резонаторов.....	27
2.2. Импульсные лазеры, работающие в режиме модуляции добротности.....	30
2.3. Импульсные лазеры, работающие в режиме модуляции усиления.....	41
2.4. Импульсные лазеры, работающие в режиме синхронизации мод	41
2.5. Регенеративные усилители лазерных импульсов.....	46
РАЗДЕЛ 3. ПРИМЕНЕНИЕ ЛАЗЕРОВ В ТЕРАПИИ И ХИРУРГИИ	49
3.1. Виды взаимодействия лазерного излучения с биологическими тканями	49
3.2. Фотодинамическая терапия.....	51
3.3. Применение лазеров в рефракционной хирургии	57

3.4. Применение лазеров для внутритканевой тепловой терапии.....	74
3.5. Применение лазеров в стоматологии	79
3.6. Применение лазеров в сердечно-сосудистой хирургии.....	81
3.7. Применение лазеров в урологии	86
3.8. Применение лазеров в косметологии	93
3.9. Фототермическая терапия	94
3.10. Лазерное ускорение ионов.....	96
3.11. Интеллектуальные лазерные системы для хирургии	98
3.12. Лазерная сварка и пайка биологических тканей	102
3.13. Техника безопасности при работе с лазерами	102
 ЛИТЕРАТУРА	 106

Учебное издание

СТЕПАНЕНКО Дмитрий Александрович

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА БИООБЪЕКТЫ

Учебно-методическое пособие
для студентов специальности

1-38 02 02 «Биотехнические и медицинские аппараты и системы»

Редактор *Н. А. Костешева*

Компьютерная верстка *Е. А. Беспанской*

Подписано в печать 24.02.2022. Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная. Ризография.

Усл. печ. л. 6,39. Уч.-изд. л. 5,00. Тираж 100. Заказ 56.

Издатель и полиграфическое исполнение: Белорусский национальный технический университет.
Свидетельство о государственной регистрации издателя, изготовителя, распространителя
печатных изданий № 1/173 от 12.02.2014. Пр. Независимости, 65. 220013, г. Минск.