

## ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА №7

### ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕОДИМОВОГО ЛАЗЕРА

Составитель и ведущий преподаватель:  
Чехов Дмитрий Иванович

#### ВВЕДЕНИЕ

Лазером или оптическим квантовым генератором называют устройство, преобразующее различные виды энергии (электрическую, тепловую химическую и т.д.) в энергию когерентного электромагнитного излучения. В основе работы лазера лежит процесс вынужденного испускания фотонов возбужденными квантовыми системами – атомами, молекулами, жидкостями, твердыми телами. Само слово «лазер» образовано начальными буквами английского выражения «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», что и означает усиление света за счет вынужденного испускания излучения.

Конкретное устройство лазера во многом определяется типом активной среды, режимом работы, длиной волны излучения, уровнем генерируемой мощности или энергии. Тем не менее, любой лазер, работающий как генератор когерентного излучения должен содержать три основные компоненты:

- активную среду, которая усиливает падающее излучение;
- систему накачки, которая доставляет энергию того или иного типа к активной среде;
- устройства, осуществляющего обратную связь, с помощью которой при превышении определенного уровня накачки усилитель оптического излучения превращается в генератор. В качестве такого устройства, как правило, используется оптический резонатор, состоящий из двух зеркал,

расположенных друг против друга и между которыми размещена активная среда.

Наиболее замечательным свойством лазеров является способность концентрировать световую энергию в пространстве, во времени и в спектральном интервале. Эти свойства лазерных устройств могут быть использованы, с одной стороны, в целях нерезонансного воздействия мощных световых потоков на вещество в непрерывном и импульсном режимах, что широко используется, например, в технологические процессы (лазерная сварка, резка и плавление металлов), а также при решении проблемы управляемого термоядерного синтеза. С другой стороны, высокая монохроматичность лазерного излучения может быть применена для реализации селективного воздействия на атомы, ионы, молекулы и молекулярные комплексы (селективных фотодиссоциации, фотоионизации, фотохимических реакций) в процессах лазерной химии, лазерного разделения изотопов и т.д.

Сверхкороткие импульсы лазерного излучения применяются для изучения быстропротекающих процессов и сверхскоростной фотографии. Сверхстабильные лазеры являются основой оптических стандартов частоты, лазерных сейсмографов, гравиметров и других точных физических приборов. Лазеры с перестраиваемой частотой (например, лазеры на красителях) произвели революцию в спектроскопии, существенно повысили разрешающую способность и чувствительность метода вплоть до регистрации отдельных атомов.

Лазеры применяются в медицине как бескровные скальпели, при лечении глазных и кожных заболеваний и др. Лазерные локаторы позволяют контролировать распределение загрязнений в атмосфере на различных высотах, определять скорость воздушных течений, температуру и состав атмосферы. Лазерная локация планет уточнила значение астрономической постоянной и способствовала уточнению систем космической навигации, расширила знания об атмосферах и строении поверхности планет, существенно уточнила харак-

теристики движения Луны и ряда планет по сравнению с астрономическими данными.

С появлением лазеров связано рождение таких новых разделов физики, как нелинейная оптика и голография.

Одними из самых распространенных и часто используемых в различных областях науки и техники являются твердотельные лазеры, в которых активной средой являются диэлектрические кристаллы или стекла, активированные теми или иными примесями.

Целью данной работы является изучение работы лазера на неодимовом стекле и определение важных характеристик, определяющих процесс лазерной генерации – сечение вынужденного перехода и время жизни верхнего лазерного уровня.

## 1. СПОНТАННОЕ И ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Как известно, квантовые (атомные, молекулярные и др.) системы могут находиться в определенных состояниях, характеризующихся дискретными значениями энергии. При этом переход из одного состояния в другое сопровождается поглощением или выделением энергии. Учитывая это, схему работы лазера в простейшей форме можно описать следующим образом: выбирается атом (молекула, ион), среди множества энергетических состояний которого есть два энергетических уровня, связанных между собой излучательным переходом. Атом, находящийся в энергетическом состоянии  $E_2$ , может уменьшить свою энергию и перейти в состояние  $E_1$ , а избыток энергии  $E_2 - E_1$  испустить в виде фотона, энергия которого

$$\hbar\omega \approx \hbar\omega_{21}, \quad (1)$$

где  $\hbar\omega_{21} = E_2 - E_1$  – резонансная частота перехода (рис. 1),  $\hbar$  – постоянная Планка. Приближенный знак равенства в (1) указывает на то, что в реальной системе атомов, молекул, находящихся в газообразном, жидком или твердом состоянии

ях, энергетические уровни не строго дискретны, а занимают некоторый интервал значений  $\Delta E_2$  и  $\Delta E_1$ , и испускаемый фотон может иметь любую частоту в пределах этого интервала. Чем уже интервалы  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$ , тем точнее фиксирована энергия испускаемого фотона.

Возбужденный атом из состояния  $E_2$  может перейти в состояние  $E_1$  с испусканием фотона как самопроизвольно (*спонтанное испускание*), так и под действием электромагнитного излучения (*индуцированное*, или *вынужденное испускание*).

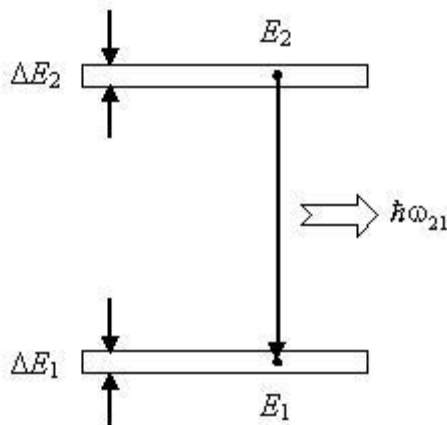
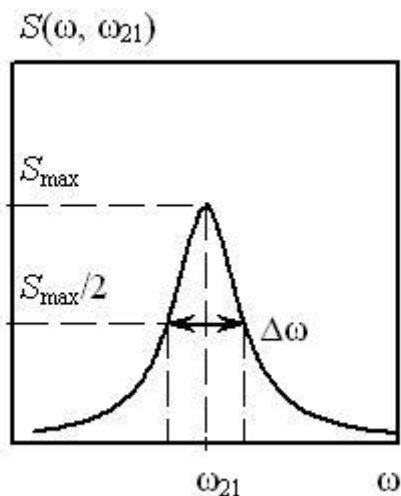


Рис. 1. Схема двухуровневой системы

Вероятность спонтанного испускания  $A_{21}$  (в единицу времени) не зависит от воздействия внешних электромагнитных полей и определяется исключительно свойствами самой квантовой системы. Для дипольного излучения величина  $A_{21}$  пропорциональна кубу частоты перехода и квадрату дипольного момента перехода. В видимой области в этом случае  $A_{21} \sim 10^8 \text{ с}^{-1}$ , что соответствует времени жизни возбужденного уровня энергии  $\tau_{21} = A_{21}^{-1} \sim 10^{-8} \text{ с}^{-1}$ .

При спонтанном испускании частота фотона может быть произвольной в пределах контура спектральной линии  $S(\omega, \omega_{21})$  (рис.2), который представляет собой относительную вероятность испускания фотона частоты  $\omega$ . Произвольно также направление распространения спонтанно испущенного фотона и его фаза. Контур линии  $S(\omega, \omega_{21})$  обычно нормируется на единицу ( $\int S(\omega, \omega_{21})d\omega = 1$ ) и, как правило, имеет максимум на частоте перехода  $\omega_{21}$  или близи нее. Зависимость вероятности спонтанного испускания от частоты в пределах контура линии можно выразить, введя спектральную плотность вероятности –  $A_\omega$ , как вероятность спонтанно излучить фотон в частотном интервале  $\omega, \omega + d\omega$ .



**Рис. 2. Контур спектральной линии**

Очевидно, что

$$A_\omega = A S(\omega, \omega_{21}) \quad (2)$$

и

$$A = \int A_\omega d\omega. \quad (3)$$

За ширину контура спектральной линии  $\Delta\omega$  принимают разность частот, которым соответствует уменьшение вероятности вдвое по сравнению с максимальным значением (см. рис. 2). Ширина контура  $\Delta\omega$  может определяться различными причинами. Для изолированного атома величина  $\Delta\omega$  будет определяться размытием энергетического уровня, связанного с конечностью времени жизни возбужденного атома в соответствии с соотношением неопределенности  $\Delta E \cdot \tau \sim \hbar$ . Такое уширение называется *естественным* или *радиационным*. Однако это уширение мало и обычно ширина контура спектральной линии определяется уширением уровней энергии атома при взаимодействии его с окружающими частицами (в газе и плазме – при столкновениях, в твердых телах – за счет взаимодействия с внутрикристаллическим полем). И в том, и в другом случае контур линии описывается лоренцианом

$$S(\omega, \omega_{21}) = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_{21})^2 + (\Delta\omega/2)^2} \quad (4)$$

Все возможные типы уширения можно разделить на два класса. В первом – все излучающие частицы уширены одинаково и имеют одинаковый контур спектральной линии. Такое уширение называется *однородным* и к нему можно отнести описанные выше радиационное и столкновительное уширение. Во втором случае *неоднородного* уширения контур линии излучения у каждой частицы индивидуален. К этому классу относится уширение, вызванное эффектом Доплера в газах и плазме, или уширение, связанное с неоднородностью пространственного распределения внутрикристаллического поля в твердых телах.

При вынужденном излучении испущенные фотоны полностью тождественны фотонам, воздействующим на систему атомов. Например, если воздействующая электромагнитная волна монохроматична, то индуцированно испускаемая волна будет тоже монохроматической, имеющей ту

же частоту и те же направления распространения и поляризации. Вероятность индуцированного испускания пропорциональна интенсивности воздействующей волны и зависит от ее частоты. Вероятность максимальна, если частота  $\omega$  воздействующей волны совпадает с  $\omega_{21}$ . При отклонении  $\omega$  от  $\omega_{21}$  вероятность индуцированного испускания убывает по закону, описываемому функцией  $S(\omega, \omega_{21})$ .

Следует отметить, что переходы с выделением энергии могут быть не только излучательными, связанными с испусканием фотонов, но и безызлучательными. В последнем случае в результате перехода энергия передается другим атомам или окружающей среде (кристаллической решетке, стенке газоразрядной трубки и т.д.).

Если атом находится в состоянии  $E_1$ , то под действием внешней электромагнитной волны с частотой, близкой к  $\hbar\omega_{21}$ , может происходить вынужденное резонансное поглощение фотонов, сопровождающееся переходом  $E_1 \rightarrow E_2$ . Вероятность такого поглощения также пропорциональна интенсивности воздействующей волны и контуру линии  $S(\omega, \omega_{21})$ . При индуцированном испускании энергия воздействующей волны увеличивается, а при резонансном поглощении уменьшается.

Рассмотрим подробнее кинетику спонтанных и вынужденных переходов. Пусть на систему, состоящую из очень большого числа невзаимодействующих атомов, действует электромагнитное поле, имеющее спектральную плотность энергии  $\rho_\omega$  (плотность энергии поля в интервале частот от  $\omega$  до  $\omega+d\omega$  определяется через спектральную плотность как  $d\rho = \rho_\omega d\omega$ ). Тогда вероятность вынужденного испускания для единичного атома и в единицу времени на переходе  $2 \rightarrow 1$  будет определяться следующим выражением

$$W_{21} = B_{21}\rho_\omega, \quad (5)$$

где  $B_{21}$  – некоторый коэффициент пропорциональности.

Аналогичное выражение можно написать и для вероятности вынужденного поглощения

$$W_{12} = B_{12}\rho_{\omega}. \quad (6)$$

Коэффициенты пропорциональности  $B_{12}$ ,  $B_{21}$ , как и вероятность спонтанного испускания  $A_{21}$ , носят название коэффициентов Эйнштейна. Соотношение между ними выводится в квантовой электродинамике:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21}, \quad (7)$$

$$A_{21} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} B_{21}, \quad (8)$$

где  $c$  – скорость света, а  $g_1$ ,  $g_2$  – факторы вырождения уровней 1 и 2 указывают, сколько независимых состояний атомной системы имеют одну и ту же энергию.

Вероятность излучательных переходов в единице объема  $Q_{21}$  очевидно пропорциональна плотности атомов в верхнем состоянии  $E_2$  (или, как принято говорить, населенности соответствующего энергетического уровня) и может быть определена следующим образом

$$Q_{21} = (A_{21} + B_{21}\rho_{\omega})N_2. \quad (9)$$

где  $N_2$  – населенность уровня 2.

Аналогично запишется и вероятность переходов в единице объема с поглощением энергии

$$Q_{12} = B_{12}\rho_{\omega}N_1, \quad (10)$$

где  $N_1$  – населенность уровня 1.



В состоянии равновесия число переходов  $1 \rightarrow 2$  должно быть равно числу переходов  $2 \rightarrow 1$  ( $Q_{21} = Q_{12}$ ), так что:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho_\omega}{A_{21} + B_{21}\rho_\omega} \quad (11)$$

Более того, если учесть, что в термодинамическом равновесии населенности уровней должны подчиняться закону Больцмана ( $T$  – температура,  $k$  – постоянная Больцмана)

$$\frac{N_2}{g_2} = \frac{N_1}{g_1} \exp(\hbar\omega_{12}/kT), \quad (12)$$

то из (11) при учете (1), (7) и (8) можно получить выражение для  $\rho_\omega$

$$\rho_\omega = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT) - 1}. \quad (13)$$

Эта формула, как легко видеть, совпадает с формулой Планка для равновесного излучения, чего и следовало ожидать в условиях термодинамического равновесия. Такой термодинамический подход и привел Эйнштейна в 1916 году к гипотезе существования вынужденного излучения – фундамента современной лазерной физики.

В подавляющем большинстве практически важных случаев спектральный состав падающего излучения далек от равновесного. Как правило, излучение можно считать монохроматическим с шириной спектра много меньшей ширины контура линии и сосредоточенным на частоте  $\omega$ , лежащей в пределах контура. В этом случае можно полагать, что  $\rho_\omega = \rho\delta(\omega' - \omega)$ , где  $\rho$  – полная плотность энергии излучения, а  $\delta(x)$  – дельта-функция Дирака.

Чтобы учесть это обстоятельство заметим, что соотношение (8), устанавливающее связь между коэффициентами  $A_{21}$  и  $B_{21}$ , должно выполняться для любой частоты  $\omega$ . Следо-

вательно, аналогично (2) и (3) можно определить спектральную плотность вероятности вынужденного излучения

$$W_{21}(\omega) = W_{21} S(\omega, \omega_{21}) = B_{21} \rho_{\omega} S(\omega, \omega_{21}). \quad (14)$$

Тогда

$$\begin{aligned} W_{21} &= \int W_{21}(\omega) d\omega = \int B_{21} \rho_{\omega} S(\omega, \omega_{21}) d\omega = \\ &= \int B_{21} \rho \delta(\omega' - \omega) S(\omega, \omega_{21}) d\omega' = B_{21} \rho S(\omega, \omega_{21}). \end{aligned} \quad (15)$$

Для узконаправленного излучения плотность энергии электромагнитного поля связана с интенсивностью монохроматического излучения  $I$  (энергией излучения, проходящей через единичную площадку в единицу времени) соотношением

$$I = c \rho \quad (16)$$

С учетом (16) выражение для вероятности вынужденного испускания (15) переписется в виде

$$W_{21} = (1/c) B_{21} S(\omega, \omega_{21}) I = \sigma_{21}(\omega) I / \hbar, \quad (17)$$

где величину  $\sigma(\omega) = (\hbar\omega/c) B_{21} S(\omega, \omega_{21})$  называют сечением вынужденного испускания данного перехода.

Аналогично для вынужденного поглощения можно записать

$$W_{12} = (1/c) B_{12} S(\omega, \omega_{21}) I = \sigma_{12}(\omega) I / \hbar\omega. \quad (18)$$

Очевидно, что  $g_1 \sigma_{12}(\omega) = g_2 \sigma_{21}(\omega)$ .

Принимая во внимание (8), можно получить окончательное выражение для сечения

$$\sigma_{21}(\omega) = (A\lambda^2/4) S(\omega, \omega_{21}), \quad (19)$$

где  $\lambda$  – длина волны излучения. Если частота излучения настроена на центр линии, так что  $\omega = \omega_{21}$  и контур линии имеет Лоренцеву форму (4), то из (19) следует

$$\sigma_{21}(\omega = \omega_{21}) = (1/2\pi)(A\lambda^2/\Delta\omega). \quad (20)$$

Из (20) видно, что сечение вынужденного излучения сильно зависит от ширины спектральной линии и может достигать в видимом диапазоне величины  $\sim \lambda^2/2\pi$  в случае чисто радиационного уширения (когда  $\Delta\omega = A$ ), что на несколько порядков превышает газокинетическое сечение атомов ( $\sim 10^{15} \text{ см}^2$ ). В то же время в твердых телах из-за сильного взаимодействия излучающей частицы с соседними атомами и, соответственно, сильного уширения спектральной линии сечение излучения может быть и много меньше газокинетического. Важное значение имеет и величина  $A$ , поскольку для запрещенных в дипольном приближении переходов (метастабильных возбужденных уровней) вероятность спонтанного излучения может быть на много порядков меньше, чем для разрешенных переходов.

## 2. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРОВ

Рассмотрим параллельный монохроматический пучок света интенсивности  $I(\omega)$ , распространяющийся через атомарную среду. Как было показано выше, такой пучок будет вызывать в атомах среды индуцированные переходы, если частота излучения близка к резонансной частоте. Поскольку эти переходы связаны с поглощением или испусканием фотонов, тождественных с вынуждающими, то в результате взаимодействия интенсивность излучения меняется.

Действительно, излучаемая мощность единицы объема за счет индуцированных переходов равна  $N_2 W_{21} \hbar \omega$ , а поглощаемая –  $N_1 W_{12} \hbar \omega$ . Тогда скорость изменения плотности энергии электромагнитного поля, очевидно, будет определяться выражением

$$\frac{d\rho}{dt} = N_2 W_{21} \hbar \omega - N_1 W_{12} \hbar \omega. \quad (21)$$

В (21) мы пренебрегаем процессами спонтанного излучения, поскольку в силу его изотропности оно практически не вносит вклада в интенсивность узконаправленного излучения.

При учете (16), (17) и (18) уравнение (21) можно переписать в следующем виде

$$\frac{dI}{dt} = c(N_2 \frac{g_1}{g_2} - N_1) I \sigma_{12}(\omega). \quad (22)$$

Отсюда следует, нарастание интенсивности излучения в реальной системе атомов ( $dI/dt > 0$ ) или затухание ( $dI/dt < 0$ ) зависит от соотношения между населенностями энергетических уровней  $N_1$  и  $N_2$ .

Преобладание вынужденного испускания над поглощением возможно лишь при выполнении условия

$$\Delta N = \frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1} > 0, \quad (23)$$

что формально эквивалентно наличию в формуле (12) отрицательной температуры. Поэтому состояния с  $\Delta N > 0$  иногда называют состояниями с отрицательной температурой.

В условиях термодинамического равновесия (12)  $N_2/g_2 - N_1/g_1 < 0$  и преобладает поглощение. Условие (23), называемое **инверсией населенностей**, может быть достигнуто лишь в неравновесной системе путем подвода к ней энергии. Процесс создания инверсной населенности называется **накачкой**, а подводимая энергия – энергией накачки. Среду, содержащую атомы, способные к усилению излучения, обычно называют **«активной»**.

До этого момента мы рассматривали динамику процессов усиления и поглощения в некоторой точке пространства. Перейдем теперь к изменению пространственных характеристик излучения при наличии вынужденных процессов. Для излучения, распространяющегося со скоростью света  $c$  в направлении оси  $z$ , и учитывая, что  $dz = c dt$ , из (22) можно получить следующее уравнение

$$\frac{dI}{dz} = (N_2 \frac{g_1}{g_2} - N_1) I \sigma_{12}(\omega). \quad (24)$$

Определим коэффициент поглощения излучения в среде  $\alpha$  как

$$\alpha = -\frac{1}{I} \frac{dI}{dz}. \quad (25)$$

Интегрирование (25) при  $\alpha$  независимом от интенсивности приводит к известному закону Бугера – Ламберта - Бэра

$$I = I_0 \exp(-\alpha z), \quad (26)$$

где  $I_0$  – интенсивность излучения на входе в среду.

Из (24) следует, что в нашем случае  $\alpha$  будет определяться выражением

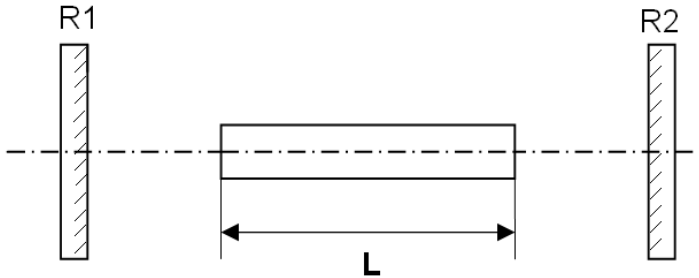
$$\alpha = -(N_2 \frac{g_1}{g_2} - N_1) \sigma_{12}(\omega) = -\Delta N \sigma_{12}(\omega). \quad (27)$$

Таким образом, эффект индуцированного излучения в активной среде при наличии инверсии населенностей ( $\Delta N > 0$ ) приводит к тому, что коэффициент поглощения становится отрицательным. Следовательно, распространяющаяся электромагнитная волна вместо поглощения будет испытывать усиление и ее интенсивность в соответствии с (26) будет экспоненциально нарастать.

Сказанное, строго говоря, относится только к случаю малых интенсивностей. Можно показать, что при увеличении интенсивности, когда вероятность вынужденных переходов начинает сравниться с вероятностью релаксационных процессов, начальные населенности уровней и начальная величина  $\Delta N$  заметно изменяются под действием излучения. При этом коэффициент усиления оказывается зависящим от величины самой интенсивности и уменьшается с ростом  $I$  (эффект *насыщения*).

Особенности вынужденных процессов позволяют генерировать когерентное излучение. Первоисточником является процесс спонтанного испускания, причем наибольшее число фотонов будет испущено на резонансной частоте  $\omega_{21}$ , далее вступает в действие индуцированный процесс. Так как число испущенных фотонов больше на частоте  $\omega_{21}$  и вероятность индуцированных переходов на этой частоте тоже имеет максимум, то постепенно все фотоны на частоте  $\omega_{21}$  будут доминировать над всеми остальными фотонами. Но для того, чтобы этот процесс развивался, чтобы усилитель оптического излучения превратился в генератор, необходима преемственность между поколениями фотонов, т.е. необходима обратная связь.

Обратная связь в лазерах осуществляется при помощи оптического резонатора. В простейшей форме он образован двумя параллельными зеркалами, между которыми помещается активная среда (рис. 3). В этом случае плоская электромагнитная волна, распространяющаяся в направлении, перпендикулярном зеркалам, будет поочередно отражаться от них, усиливаясь за счет индуцированных переходов при каждом прохождении через активную среду. Если одно из зеркал сделать частично прозрачным, то на выходе из резонатора можно выделить пучок полезного излучения.



**Рис. 3. Схема простейшего оптического резонатора**

Однако, для возникновения генерации в оптическом резонаторе с активной средой необходимо, чтобы инверсная населенность превышала некоторую «пороговую» величину. Последняя определяется добротностью резонатора и может быть найдена из условия компенсации потерь за счет усиления. В соответствии с выражением (26) усиление за один проход по активной среде (т.е., отношение выходной и входной интенсивности излучения) будет равно  $\exp[\Delta N \sigma_{12}(\omega)L]$ , где  $L$  – длина активной среды. Если потери в резонаторе определяются только пропусканием зеркал  $R_1$ ,  $R_2$ , то пороговое условие генерации, очевидно, может быть выражено в виде

$$R_1 R_2 \exp(2\Delta N \sigma_{12}(\omega)L) = 1 \quad (28)$$

Отсюда можно найти значение пороговой инверсии населенностей, выше которого из спонтанного излучения разовьется генерация

$$\Delta N_{\text{пор}} = \frac{-\ln(R_1 \cdot R_2)}{2\sigma_{12}(\omega)L}, \quad (29)$$

### 3. СПОСОБЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ (НАКАЧКИ) АКТИВНЫХ СРЕД

Существуют различные типы активных сред и различные методы получения инверсной населенности. Хотя в настоящее время генерация получена на чрезвычайно большом количестве (более 45) элементов периодической таблицы Менделеева, веществах в разных агрегатных состояниях (газообразном, жидком, твердом) и разного химического состава (особенно широка гамма лазеров на красителях, список которых насчитывает несколько сотен наименований), далеко не всякая пара уровней атома или молекулы является подходящей для создания положительной инверсной населенности.

В газовых лазерах (например, в гелий-неоновом,  $\text{CO}_2$ -лазерах, лазерах на парах металлов – Cu, Au, . . . ) обычно используется возбуждение электрическим разрядом при пропускании электрического тока через активную среду. Этот же способ применяется в полупроводниковых лазерах. В лазерах на твердых средах (кристаллах, стеклах) активированных примесями ионов металлов (большой частью редкоземельных – Nd, Er, Dy, Sm..., но также и обычных – Cr, Ti,...) возбуждение осуществляется с помощью, так называемой, «оптической накачки», т.е. воздействием на активную среду световым излучением высокой интенсивности.

Активные элементы твердотельных лазеров обычно имеют форму кругового цилиндра или стержня прямоугольного сечения. Наибольшее распространение получила конструкция твердотельного лазера, в которой цилиндрический активный элемент вместе с одной или несколькими газоразрядными лампами накачки помещаются в камеру-осветитель, концентрирующую излучение лампы накачки в активный элемент. Из-за многократности отражения излучения накачки от внутренней поверхности камеры-осветителя достигается более полное его поглощение в активном элементе. В последнее десятилетие для накачки твердотельных лазеров на



кристаллах стало широко использоваться и полупроводниковые лазеры.

Генерация твердотельного лазера обычно осуществляется по трех- или четырехуровневой схеме. Для пояснения механизма оптической накачки в них рассмотрим в качестве примера схемы уровней трехвалентных ионов хрома и неодима (рис. 4). Эти ионы отличаются не только принадлежностью к разным группам металлов, но и количеством участвующих в генерации уровней: для  $\text{Cr}^{3+}$  – их три, для  $\text{Nd}^{3+}$  – четыре. В хроме индуцированный лазерный переход осуществляется между основным (обозначен цифрой 1) и возбужденным (2) состояниями. В неодиме – оба лазерных уровня относятся к возбужденным (2 и 3). Шкала энергий уровней на рис. 4 приведена в принятых в спектроскопии единицах – обратных сантиметрах ( $1 \text{ см}^{-1} = 1,24 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ ).

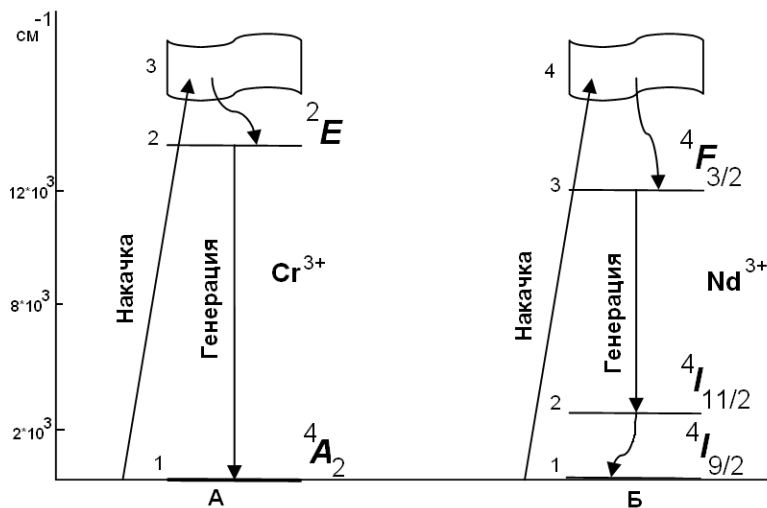


Рис. 4. Схема лазерных переходов в ионах хрома и неодима

Как легко показать, при комнатной температуре в отсутствие излучения накачки населенности всех возбужденных уровней, определяемые распределением Больцмана (12), пренебрежимо малы и все ионы активной среды находятся в основном состоянии. За счет поглощения излучения накачки (ксеноновых ламп или полупроводниковых лазеров) ионы возбуждаются в ряд перекрывающихся возбужденных состояний, образующих относительно широкие полосы поглощения (3 – в хrome, 4 – в неодиме). Они являются вспомогательными и обеспечивают эффективное поглощение немонокроматического излучения широкого спектрального состава газоразрядных ламп.

Из полос накачки атомы совершают быстрый безызлучательный переход на верхний лазерный уровень: 2 – в хrome, 3 – в неодиме. Избыток энергии отдается решетке кристалла или матрице стекла. За счет эффекта вынужденного испускания на переходах  $2 \rightarrow 1$  в ионе хрома и  $3 \rightarrow 2$  в ионе неодима возникает генерация. В результате ионы переходят в нижнее лазерное состояние. В неодиме это состояние лежит выше основного, и релаксация к исходному состоянию опять происходит за счет безызлучательных переходов.

В твердотельных лазерах используются флуоресцирующие материалы, в которых время жизни верхнего лазерного уровня достаточно велико (как уже упоминалось, такие уровни называются метастабильными). При этом за время действия импульсных ламп накачки (обычно порядка нескольких сотен микросекунд) удается накопить большое количество ионов активной среды.

Примером среды с ионами  $\text{Cr}^{3+}$  является кристалл рубина. Именно на его основе в 1960 г. Т. Мейманом был создан первый лазер. Недостатком трехуровневой энергетической схемы рубинового лазера является то, что для получения инверсной населенности требуется предварительно затратить большую энергию для перевода, по крайней мере, половины частиц на верхний лазерный уровень, чтобы соз-

дать инверсную населенность по отношению к нижнему, которым является основной уровень иона хрома.

#### 4. НЕОДИМОВЫЙ ЛАЗЕР

По указанной выше причине наиболее распространенным активатором для твердотельного лазера стали легко активирующие многие конденсированные среды (матрицы) ионы  $\text{Nd}^{3+}$ , лазерная генерация в которых происходит по 4-уровневой схеме. Именно неодимовый лазер на стекле и изучается в данной работе

Неодимовый лазер – лазер, генерирующий оптическое излучение за счет квантовых переходов между энергетическими состояниями трехвалентных ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , помещенных в диэлектрические кристаллы (например, иттрий-алюминиевый гранат  $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ , который носит обозначение YAG) и стекла. Концентрация ионов  $\text{Nd}^{3+}$ , вводимых в матрицу, обычно  $\sim 1\text{--}3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Рассмотрим подробнее работу неодимового лазера. Основным уровнем иона является уровень  $^4I_{32}$ . Накачка переводит ионы  $\text{Nd}^{3+}$  из основного состояния через промежуточные полосы поглощения на метастабильный уровень  $^4F_{32}$  (уровень 3 на рис. 4). Время жизни этого уровня составляет 0,2 мс в YAG и  $\sim 0,3\text{--}1$  мс в стекле. Ниже уровня  $^4F_{32}$  располагается несколько уровней, но наибольшей вероятностью обладает лазерный переход  $^4F_{32} \rightarrow ^4I_{112}$  ( $\lambda = 1,06$  мкм). Достаточно большая по сравнению с  $kT$  энергетическая щель между уровнем  $^4I_{112}$  (2) и основным  $^4I_{92}$ , (1) равная  $2000 \text{ см}^{-1}$ , обеспечивает в отсутствии накачки пренебрежимо малую населенность уровня  $^4I_{112}$ . Поэтому для получения инверсии в неодимовом лазере достаточно перевести из основного состояния I в возбужденное состояние 3 относительно небольшое количество частиц. Отметим, что время безызлучательной релаксации на переходе  $^4I_{112} \rightarrow ^4I_{92}$  весьма мало ( $\sim 10^{-9}$  с), вследствие чего уровень  $^4I_{112}$  быстро опустошается. Это позволяет поддерживать его малую населенность и, соответственно, большую величину

инверсии населенностей  $\Delta N$  даже при достаточно мощной накачке.

В стеклах из-за неоднородности локальных электростатических полей линия люминесценции (спонтанного излучения) 1,06 мкм сильно уширена (до  $\Delta\lambda \approx 30$  нм; неоднородное уширение). В кристаллах YAG уширение однородное и составляет примерно 0,7 нм.

Обычно области применения неодимового лазера на гранате и стекле существенно различны. В силу большей теплопроводности и однородности гранатовые лазеры легко работают в непрерывном и импульсно-периодическом режимах. Достигнуты средние мощности  $\sim 10^2$  Вт.

Широкое применение в науке и технике находят лазеры на основе силикатных и фосфатных стекол с неодимом, генерирующие излучения в области 1,05 мкм. Активные элементы из стекла отличаются высоким оптическим качеством, могут иметь большой объем при заданной форме элемента. Основное назначение лазеров на основе стекол – это генерация одиночных импульсов большой мощности. Неодимовое стекло в силу больших объемов и более высокой концентрации активатора хорошо накапливает энергию. Поэтому именно стекло служит активной средой импульсных лазеров высокой энергии. Так, на установке «NIF» (National Ignition Facility) в США планируется получить импульсы с энергией  $\sim 10^6$  Дж и длительностью  $\sim 10^{-9}$  с, что соответствует мощности  $\sim 10^{15}$  Вт. Аналогичная установка создается и России.

Неодимовые лазеры работают в широком диапазоне режимов генерации, от непрерывного до импульсного с длительностью, достигающей 0,5 пс. Последняя достигается методом синхронизации мод в широкой линии усиления, характерной для лазерных стекол. В режиме свободной генерации длительность импульсов излучения составляет 0,1–10 мс. Характерная длительность импульсов в режиме так называемой модулированной добротности составляет около 10 нс.

При накачке активной среды излучением импульсных ксеноновых ламп, как это осуществляется в неодимовом ла-

зере, инверсная населенность изменяется во времени. Если полная интенсивность излучения ламп накачки меняется во времени по закону  $J_n = J_n(t)$ , то в системе со слабой инверсией, т.е. при условии, что населенность верхнего лазерного уровня много меньше полного числа активных частиц  $N$ , имеем

$$\frac{d\Delta N}{dt} = N\eta J_n(t) - \frac{\Delta N}{\tau_3}, \quad (30)$$

где  $\tau_3$  – время жизни уровня 3,  $\eta$  – коэффициент пропорциональности, учитывающий эффективность системы накачки, (очевидно, что далеко не весь свет от ламп накачки поглощается в активной среде – часть его теряется бесполезно). Для простоты примем, что

$$J_n(t) = J_0 \sin(\pi t / t_n), \quad 0 \leq t \leq t_n, \quad (31)$$

где  $t_n$  – длительность импульса накачки. Решение дифференциального уравнения (31) имеет вид:

при  $0 \leq t \leq t_n$

$$\Delta N(t) = K[(\sin(\pi t / t_n) / \tau_3 - \pi \cos(\pi t / t_n) / t_n + \pi \exp(-\pi t / \tau_3) / t_n)] \quad (32)$$

и при  $t > t_n$

$$\Delta N(t) = (K\pi / t_n)(1 + \exp(-t_n / \tau_3)) \exp(-t / \tau_3), \quad (33)$$

где константа  $K$  определяется выражением

$$K = \frac{J_0 \eta N (\tau_3 \cdot t_n)^2}{(t_n^2 + \pi^2 \tau_3^2)}. \quad (34)$$

Качественные графики зависимостей (31), (32), (33) приведены на рис. 5.

Момент достижения инверсной населенностью максимального значения  $t_{\max}$  легко находится приравниванием в (30) производной нулю. Вычисления дают очевидный результат:  $t_{\max}$  не зависит от амплитуды  $J_0$  импульса накачки. Кроме того, при известном  $t_n$ , измерив  $t_{\max}$ , можно определить важную характеристику активной среды – время жизни верхнего лазерного уровня  $\tau_3$ .

Выше отмечалось, что генерация в лазере может начаться только лишь при достижении инверсией порогового значения. В эксперименте уровень накачки определяется величиной заряда конденсаторов, питающих импульсные лампы накачки. Если считать, что вся энергия  $E$ , запасаемая в конденсаторах, преобразуется в энергию излучения ламп накачки, то справедливо следующее равенство

$$E = CU^2 / 2 = \int_0^{t_n} J_n(t) dt = 2J_0 t_n / \pi, \quad (35)$$

где  $C$  и  $U$  - соответственно величина емкости конденсаторов и напряжение заряда на них. Если уровень накачки таков, что пороговые условия генерации достигаются только в момент  $t_{\max}$ , то только в этот момент и может появиться генерация лазера. При накачках, меньше пороговой, генерация отсутствует. При больших – момент появления генерации сдвигается к началу действия накачки (рис. 6).

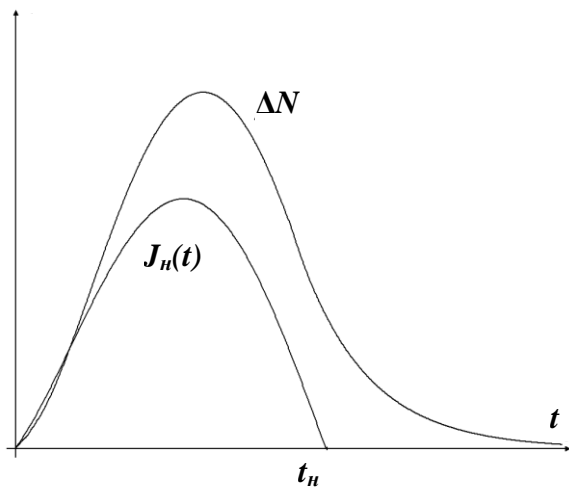


Рис. 5. Качественные зависимости мощности накачки и инверсной населенности от времени

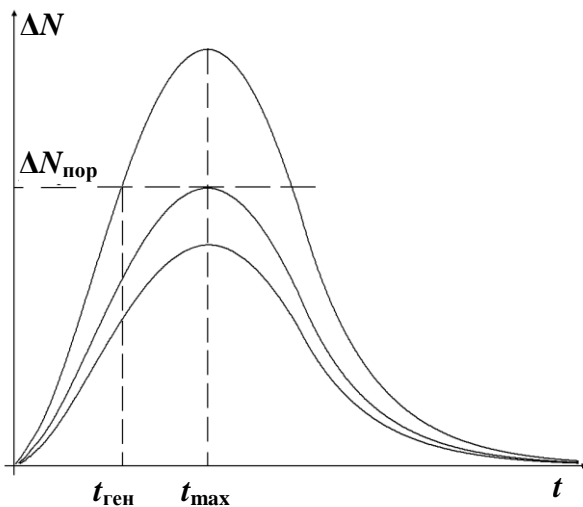


Рис. 6. К определению времени задержки начала генерации

## 5. МОДУЛЯЦИЯ ДОБРОТНОСТИ РЕЗОНАТОРА

Режим работы лазера, при котором параметры резонатора (его потери) не меняются в течение импульса накачки, называется режимом свободной генерации. При этом, пока инверсия в активной среде превышает пороговое значение, излучение лазера имеет характер хаотических осцилляций: запасенная в активной среде энергия излучается в течение относительно длительного времени и мощность излучения не высока. Управляя добротностью резонатора, можно перейти к режиму, так называемой, модулированной добротности.

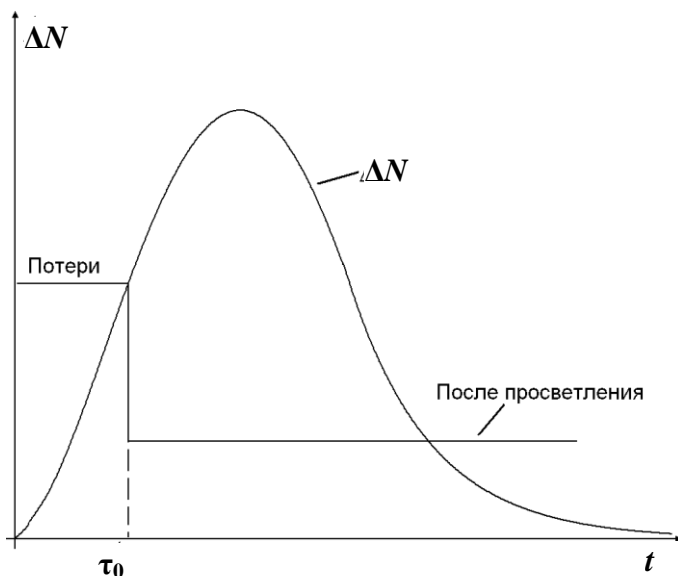
Представим себе, что мы существенно увеличили потери в резонаторе, так что пороговая инверсия оказывается недостижимой даже при максимально возможной энергии накачки  $\Delta N_{\text{пор}} > \Delta N_{\text{max}}$ . (рис. 7). И пусть, например, в момент  $t_0$  потери резко уменьшились, так что  $\Delta N_{\text{пор}} \ll \Delta N_{\text{max}}$ . Результатом будет очень большой коэффициент усиления, при котором число фотонов в резонаторе будет нарастать лавинообразно, так что вынужденное излучение очень быстро (за время всего нескольких проходов по резонатору) опустошит верхний лазерный уровень на выходе лазера будет получен "гигантский импульс" лазерного излучения. Т.е. почти та же самая энергия, которая в режиме свободной генерации излучалась за несколько сот микросекунд, высветится за несколько десятков наносекунд. Мощность излучения возрастет в  $10^3-10^4$  раз.

Режим модуляции добротности в неодимовом лазере может быть осуществлен с помощью просветляющихся красителей. В качестве последних обычно служат вещества, поглощение которых зависит от интенсивности излучения. По своему характеру эти вещества похожи на трехуровневые лазерные среды – излучение накачки (в данном случае излучение лазера) переводит их в возбужденное состояние, в результате чего их молекулы оказываются в состоянии, при котором они перестают поглощать на данной длине волны (не-



которые из таких красителей действительно работают в качестве активных сред лазеров).

Если такой краситель установить в резонатор лазера, то при малых интенсивностях излучения в резонаторе (при наличии, например, лишь слабого спонтанного излучения) краситель вносит большие потери и просветление красителя не возникает. С ростом инверсной населенности растет и мощность спонтанного излучения. В некоторый момент спонтанное излучение достигает пороговой величины – краситель просветляется. Потери в резонаторе резко падают – излучается гигантский импульс. (Имеются красители, способные изменять свое пропускание за  $10^{-12}$  с и менее).



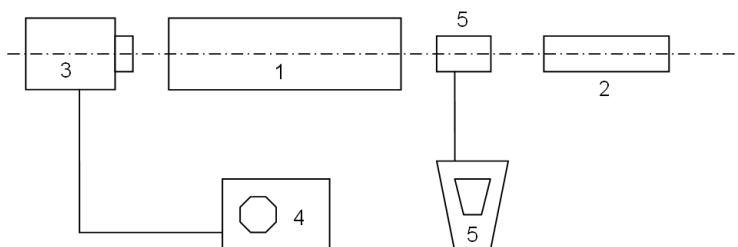
**Рис. 7. Модуляция добротности**

Однако, наиболее часто для модуляции добротности используют электрооптические затворы, действие которых основано на эффекте Поккельса. Рабочими элементами в та-

ком затворе являются поляризатор и нелинейный кристалл, в котором приложенное электрическое поле приводит к изменению показателей преломления. Наведенное двулучепреломление изменяет поляризацию падающей волны таким образом, что для излучения, распространяющегося вдоль оси резонатора, поляризатор оказывается закрыт и добротность резонатора оказывается малой. При снятии напряжения наведенное двулучепреломление исчезает и затвор оказывается открытым, а добротность резонатора резко возрастает.

## 6. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА. ХОД РАБОТЫ

Блок-схема экспериментальной установки представлена на рис. 8.



**Рис. 8. Блок-схема установки**

В состав установки входят: исследуемый лазер ГОС-30М (1), юстировочный газовый гелий-неоновый лазер (2), фотоприемник на основе фотодиода (3), запоминающий осциллограф (4), калориметр ИКТ-1М (5).

В ходе работы необходимо:

1. Ознакомиться с описаниями используемых в работе приборов.

2. Включить для прогрева питание осциллографа, юстировочного лазера, калориметра.

3. С помощью газового лазера настроить резонатор исследуемого неодимового лазера:

- открыть осветитель неодимового лазера (убедившись, что его блок питания выключен), вынуть из осветителя активный элемент лазера;

- совместить оптическую ось юстировочного лазера с осью резонатора неодимового лазера;

- поворотом юстировочных винтов зеркал резонатора неодимового лазера добиться совпадения отраженных от зеркал бликов с диафрагмой, установленной на выходе газового лазера; о качестве юстировки свидетельствует появление кольцевых интерференционных полос при совмещении бликов от обоих зеркал в плоскости диафрагмы – при удовлетворительной настройке кольцевая структура концентрически располагается вокруг отверстия диафрагмы;

- вставить активный элемент лазера на место; при этом в плоскости юстировочной диафрагмы появится блик отражения от его торца;

- вращением активного элемента вокруг оси, расположить этот блик в стороне от отверстия диафрагмы;

- установить внутри резонатора исследуемого лазера диафрагму;

- произвести сборку осветителя.

На этом юстировка лазера заканчивается.

4. Произвести пробный выстрел. Для этого:

- между юстировочным и исследуемым лазерами установить головку калориметра;

- включить сетевой тумблер блока питания неодимового лазера;

- нажатием на кнопку поджига убедиться, что запорная осциллограф запускается; установить максимальную чувствительность осциллографа и скорость развертки 100 мкс/см;

- в соответствии с описанием лазера ГОС-ЗОМ произвести заряд конденсаторов до 2,5–2,7 кВ;

- нажать на кнопку поджига лазера;

– если осциллографом зарегистрирован импульс генерации, юстировка произведена правильно; в противном случае повторить операции пункта 3.

5. Добиться, чтобы лазерное излучение попадало во входную апертуру головки калориметра. Поскольку излучение лазера невидимо, для регистрации положения пучка на входе в калориметр можно воспользоваться отпечатком, оставаемым излучением на фотобумаге.

6. В диапазоне напряжений на конденсаторах исследуемого лазера от 2,5 до 4 кВ снять зависимости:

- энергии излучения лазера от энергии накачки  $E_r(E)$ ,
- времени появления генерации от энергии накачки  $t_{\text{ген}}(E)$ .

### **ЗАДАНИЕ**

1. Построить графики зависимостей, измеренных в п.6.

2. Используя приведенные в описании работы теоретические формулы, найти сечение генерационного перехода  $\sigma_{21}$  и время жизни верхнего лазерного уровня  $\tau_3$ .

### **Указание**

Для расчетов использовать следующие параметры эксперимента: длина активного элемента 25 см, диаметр диафрагмы в резонаторе 5 мм, емкость конденсаторов в разрядной цепи ламп накачки 600 мкФ, длительность импульса разряда конденсаторов 1 мс. Коэффициенты отражения зеркал резонатора  $R_1 = 1$ ,  $R_2 = 0.4$ . Длина волны лазерного излучения  $\lambda = 1.06$  мкм.

### **ВНИМАНИЕ!!!**

Неодимовый лазер относится к приборам повышенной опасности. Категорически запрещается заглядывать в выходное отверстие лазера и подставлять какие-либо части тела под его луч. Также категорически запрещается подстав-

лять под луч лазера любые посторонние предметы. Для начала работы необходимо получить разрешение у преподавателя. В случае появления какой-либо неисправности обесточить все приборы и вызвать преподавателя.

### Список литературы

1. *Карлов Н.В.* Лекции по квантовой электронике. М.: Наука, 2005.
2. *Звелто О.* Принципы лазеров. "Лань", 2008.
3. *Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г.* Оптические генераторы на твердом теле. М.: "Сов. радио", 1967.