

ваемой волны переходит существенная доля энергии, запасённой в усилителе. Количественная мера, определяющая насыщение, различна в зависимости от того, представляет ли собой усиливаемое излучение волновой пучок большой длительности или оно подаётся на вход усилителя в виде короткого импульса. Если длительность пучка больше времени релаксации населённости уровней τ_1 , то для насыщения необходимо, чтобы интенсивность волны удовлетворяла соотношению

$$I > I_n = \frac{\hbar\omega}{\sigma_{\omega}\tau_1}. \quad (15)$$

При $I \gg I_n$ распространение усиливаемой волны в активной среде сопровождается линейным по z (а не экспоненциальным) ростом её интенсивности:

$$I = I_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2\tau_1} z, \quad (16)$$

где I_0 — интенсивность на входе усилителя, $\hbar\omega \Delta N_0 / \tau_1$ — удельная мощность накачки. В этом случае усиливаемая волна забирает из усилителя максимально возможную мощность $\hbar\omega \Delta N_0 / 2\tau_1$.

В случае короткого импульса ($\tau_n < \tau_1$) условие насыщения не определяется интенсивностью импульса. Является ли импульс насыщающим или нет, зависит от величины энергии W , переносимой импульсом излучения через единицу поверхности за время его длительности. Условие насыщения имеет вид

$$W > W_n = \hbar\omega / \sigma_{\omega}. \quad (17)$$

При $W \gg W_n$ прирост энергии происходит линейно с пройденным расстоянием z :

$$W = W_0 + \hbar\omega \Delta N_0 z / 2 \quad (18)$$

(W_0 — нач. энергия). Импульс при этом забирает с единицы длины активной среды половину энергии, запасённой в активной среде ($\hbar\omega \Delta N_0 / 2$).

Линейный рост интенсивности или энергии будет происходить лишь в том случае, если в среде отсутствуют линейные потери излучения, пропорц. интенсивности (потоку энергии) излучения и не насыщающиеся с ростом интенсивности (энергии) излучения. Это могут быть потери из-за рассеяния, вызванного неоднородностью активной среды, или из-за поглощения к.-л. примесью, или вследствие поглощения частицами самой активной среды за счёт переходов между неработоспособными энергетич. уровнями, если значения насыщающей интенсивности I_n или W_n для этих уровней или для примеси заметно превышают их значения для рабочего перехода.

При наличии потерь в активной среде усиление будет происходить лишь в том случае, если

$$\sigma_{\omega} \Delta N_0 - \gamma > 0, \quad (19)$$

где γ — коэф. линейных потерь. В практически важном случае $\sigma_{\omega} \Delta N_0 \gg \gamma$ зависимость интенсивности (потока энергии) усиливаемой волны от длины усилителя даётся соотношениями

$$I = I_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2\tau_1} \frac{1}{\gamma} (1 - e^{-\gamma z}), \quad (20)$$

$$W = W_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2} \frac{1}{\gamma} (1 - e^{-\gamma z}),$$

к-рые переходят в соотношения (16) и (18), если $z \ll \gamma^{-1}$. При очень больших длинах усилителя интенсивность (поток энергии) усиливаемой волны достигает предельных значений:

$$I_{np} = I_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2\tau_1 \gamma}; \quad (21)$$

$$W_{np} = W_0 + \hbar\omega \frac{\Delta N_0}{2} \cdot \frac{1}{\gamma}.$$

Из (20) следует, что I или W становятся близкими к предельным, если $z \approx \gamma^{-1}$. Это соотношение определяет предельную длину усилителя, т. к. применение усилителей заметно большей длины приводит к неэффективному использованию запасённой в них энергии. Для получения большой общей мощности или энергии

необходимо расширение апертуры усилителя и усиливаемого луча.

Расходимость лазерного луча. Для переноса энергии лазерным лучом на большие расстояния необходим луч малой расходимости. Расходимость определяется генерируемой модой резонатора и оптич. однородностью активной среды. Наим. углом расходимости обладает осн. продольная мода резонатора. Конкретное значение угла расходимости идеальной осн. моды не имеет принципиального значения: с помощью оптич. системы (линзы, зеркала) она может быть преобразована так, что её угол расходимости будет иметь минимально возможное значение, определяемое дифракцией на выходной апертуре оптич. системы. Наличие высших поперечных мод в лазерном пучке не позволяет достичь минимального, дифракционного, угла расходимости. Одним из наиб. эфф. способов устранения поперечных мод является применение в лазере т. п. п е с т о й ч и в о г о р е з о н а т о р а, к-рый особенно эффективен в сочетании с активными средами, имеющими большой коэф. усиления.

Оптич. неоднородности в активной среде влияют на структуру волнового фронта волны и могут увеличить расходимость лазерного луча. Существенного уменьшения (или даже устранения) расходимости лазерного луча, обусловленной неоднородностью активной среды, можно достигать, используя метод *обращения волнового фронта*.

Теория лазера как системы, генерирующей эл.-магн. излучение, основывается на ур-ниях Максвелла. Активное вещество в ур-ниях Максвелла представлено токами намагниченности или поляризации, возбуждающими эл.-магн. поле. Как правило, при взаимодействии вещества с эл.-магн. полем доминирует определ. тип взаимодействия — электрический или магнитный. Поэтому вместо полной системы ур-ний Максвелла для описания Л. чаще всего используется волновое ур-ние для электрич. или магн. компоненты поля. Для электрич. компоненты E (электрич. взаимодействие встречается чаще) волновое ур-ние имеет вид

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial E}{\partial t} - c^2 \nabla^2 E = -4\pi \frac{\partial j}{\partial t}. \quad (22)$$

Здесь $j = \partial \mathcal{P} / \partial t$ — ток поляризации \mathcal{P} активного вещества; величина δ описывает т. н. ненасыщающиеся потери в активном веществе и элементах конструкции Л. Величина δ связана с коэф. поглощения γ соотношением $c\gamma = 2\delta$.

Ур-ние (22) не является замкнутым, если неизвестны ур-ния, описывающие состояние вещества (материальные ур-ния). Написать систему материальных ур-ний в общем случае трудно, т. к. каждое вещество достаточно индивидуально. Однако в случае резонансного взаимодействия излучения с веществом последнее можно описывать как квантовую систему, обладающую лишь двумя энергетич. состояниями. Реальная сложность спектра каждого конкретного вещества для мн. задач несущественна, т. к. 2 энергетич. состояния, находящиеся в резонансе с эл.-магн. полем, взаимодействуют с ним сильнее, чем все остальные энергетич. состояния. При описании активной среды как двух-уровневой квантовой системы теряются нек-рые частоты, связанные с конкретным веществом, но приобретает универсальность описания активных сред.

В приближении двух уровней поляризация активного вещества \mathcal{P} и число активных частиц ΔN подчиняются след. системе ур-ний:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{P}}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau_2} \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t} + \omega_{21}^2 \mathcal{P} = -2 \frac{\omega_{21}}{\hbar} \mu (\mu E) \Delta N, \quad (23)$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \frac{1}{\tau_1} \Delta N = Q + \frac{2}{\hbar \omega_{21}} E \frac{\partial \mathcal{P}}{\partial t}. \quad (24)$$

Здесь μ — электрич. дипольный момент элементарного квантового объекта активной среды: атома, молекулы в газовых средах или твёрдых растворах, экс-