

07

Мультистабильная генерация монохроматического излучения в твердотельных лазерах

© К.П. Комаров

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

Поступило в Редакцию 5 мая 1997 г.

Показано, что твердотельный лазер с непрокачанными участками активной среды, играющими роль насыщающегося поглотителя, может работать в режиме устойчивой одномодовой стационарной генерации. Причем выход в генерацию в устанавливаемом режиме той или иной моды зависит от начальных условий переходной эволюции.

Интерес к исследованию режимов устойчивой одномодовой генерации твердотельных лазеров обусловлен новыми возможностями, возникающими в результате таких исследований, в создании надежных, практичных, удобных в эксплуатации источников мощного узкополосного излучения с управляемыми параметрами. В работах [1,2] теоретически и экспериментально показано, что стабилизация одномодовой генерации твердотельного лазера может быть достигнута помещением в лазерный резонатор инерционного насыщающегося поглотителя и системы отрицательной обратной связи. Выжигаемая полем стоячей волны внутрирезонаторного излучения решетка в потерях насыщающегося поглотителя играет роль нелинейного узкополосного селектора, приводящего к одномодовой генерации, а система отрицательной обратной связи предотвращает развитие неустойчивости, связанной с высвечиванием гигантского импульса из-за просветления насыщающегося поглотителя, и стабилизирует таким образом стационарный режим. Причем какая из мод окажется в установившейся генерации, зависит от начальных условий переходного процесса. В настоящей работе показано, что аналогичная мультистабильная генерация может быть реализована и без использования отрицательной обратной связи, если в качестве насыщающегося поглотителя использовать непрокачанные участки активной среды с отрицательной инверсной заселенностью.

Исследуется модель, в которой активная среда расположена вплотную к одному из зеркал линейного лазерного резонатора. Инверсная заселенность в среде создается лишь вблизи зеркала. При генерации i -й моды разность заселенностей верхнего и нижнего генерационных уровней активной среды определяется выражением

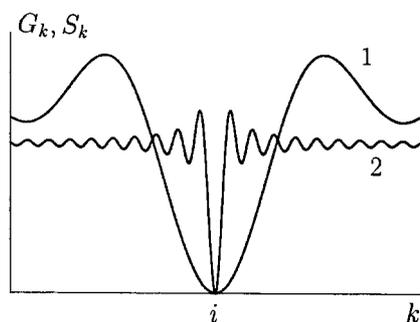
$$N(x) = \frac{N^e(x)}{1 + \eta I_i \sin^2(i\pi x/L)}, \quad (1)$$

где $N^e(x)$ — разность заселенностей между уровнями в отсутствие поля. В прокачиваемой области $0 < x < l_g$ инверсия положительна $N^e(x) = N_g = \text{const}$. В непрокачиваемой области $l_g < x < l$ инверсия отрицательна и среда является поглощающей $N^e(x) = -N_a = \text{const}$ (l — протяженность всей среды). Параметр η определяет обратную интенсивность насыщения усиления и поглощения; I_i — интенсивность генерирующей моды; функция $\sin(i\pi x/L)$ описывает пространственное распределение поля i -й моды; i — число пучностей в стоячей волне соответствующей (i -й) моды; x — продольная координата; L — оптическая длина резонатора.

Полный коэффициент усиления для k -й моды \mathcal{G}_k определяется разностью между усилением в области с положительной инверсией G_k и потерями в области с отрицательной инверсией S_k . Когда мелкомасштабная неоднородность в инверсии создается преимущественно за счет генерации i -й моды и описывается выражением (1), \mathcal{G}_k определяется соотношением

$$\begin{aligned} \mathcal{G}_k &= G_k - S_k = 2\mathcal{D} \int_0^l N(x) \left[\sin^2(k\pi x/L) - \sin^2(i\pi x/L) \right] dx \\ &= \frac{\eta I_i \mathcal{D}}{3} \left\{ (N_g^e + N_a^e) l_g \left[1 - \frac{\sin[2\pi(k-i)l_g/L]}{2\pi(k-i)l_g/L} \right] \right. \\ &\quad \left. - N_a^e l \left[1 - \frac{\sin[2\pi(k-i)l/L]}{2\pi(k-i)l/L} \right] \right\}, \quad (2) \end{aligned}$$

где \mathcal{D} — коэффициент Эйнштейна для лазерного перехода. При получении (2) параметр насыщения ηI_i предполагался малым $\eta I_i \ll 1$. Усиление G_k определяется первым слагаемым в фигурных скобках (2), потери S_k — вторым слагаемым. Соответствующие зависимости для G_k и S_k от номера моды k представлены на рисунке.



Зависимость усиления G_k (кривая 1) и потерь S_k (кривая 2) от номера моды k при пространственно неоднородном насыщении прокачиваемого и непрокачиваемого участков активной среды полем стоячей волны i -й моды ($l/l_g \approx 7$; $lN_a^e/l_g N_g^e \approx 0.7$).

Моды с частотной отстройкой от генерирующей вплоть до величины порядка обратной длины $l_g^{-1} \text{ cm}^{-1}$ области с положительной инверсией ($N^e(x) > 0$) имеют в прокачиваемой части активной среды близкие пространственные распределения поля, и соответственно для них усиление в этой области близко по величине к усилению генерирующей i -й моды (см. рисунок). В то же время при $l_g \ll l$ в значительной части области поглощения пространственные конфигурации мод существенно различаются, и потери для негенерирующих мод оказываются больше, чем для генерирующей на величину $\sim \eta l_i \mathcal{D} N_a^e l / 3$. В результате в спектральном интервале $\sim l_g^{-1} \text{ cm}^{-1}$ в окрестности частоты генерирующей i -й моды происходит подавление мод с малыми (по сравнению с генерирующей) интенсивностями излучения (их вклад в формирование пространственной решетки в усилении и потерях незначителен). Если спектральный интервал, в котором моды с малыми интенсивностями подавляются, оказывается шире спектральной полосы усиления (или спектральной полосы дополнительного внутриврезонаторного линейного селектора, сужающего спектр генерируемого излучения), то стационарная одномодовая генерация оказывается устойчивой по отношению к возбуждению других мод. Устойчив ли такой стационарный одномодовый режим к раскачке релаксационных колебаний интенсивности генерирующей моды? Как известно, в случае пространственно однород-

ной накачки ответ на этот вопрос положителен [3]. Нетрудно понять, что в случае одномодовой генерации распределение интенсивности определяется функцией $I_i \sin^2(i\pi x/L)$, и перемещение любого фрагмента активной среды внутри резонатора вдоль его оси на величину, кратную половине длины световой волны, не меняет параметры взаимодействия этого фрагмента с полем; т. е. динамика генерации инвариантна к такого типа трансляциям (следует отметить, что при двухмодовой генерации это не так). Очевидно, что серией таких трансляций можно свести исследуемую задачу с пространственно неоднородной накачкой к задаче с однородной накачкой, решение которой представлено в [3]. Таким образом, исследуемое одномодовое стационарное состояние является устойчивым к малым возмущениям любого типа. Число таких устойчивых одномодовых стационарных состояний определяется длиной резонатора L , размерами активной среды l и ее прокачиваемой области l_g , а также шириной полосы усиления активной среды (или спектральной полосы дополнительного внутрирезонаторного линейного селективного элемента).

Выполнение пороговых условий в исследуемой системе с $l_g \ll l$ может быть реализовано при использовании активной среды, работающей по четырехуровневой схеме, в которой нижний генерационный уровень находится не слишком высоко над основным, так что в достаточной степени заселен за счет термодинамического обмена, и, как следствие, поглощение в непрокачиваемой части активной среды достаточно велико. Это может быть также реализовано в трехуровневой схеме при достаточно малой плотности активных центров в непрокачиваемой области.

Список литературы

- [1] Комаров К.П. // Квант. электрон. 1994. Т. 21. № 11. С. 1049–1051.
- [2] Комаров К.П., Кучьянов А.С., Угожаев В.Д. // Квант. электрон. 1997. Т. 24. № 7. С. 657–658.
- [3] Ханин Я.И. Динамика квантовых генераторов. М.: Сов. радио, 1975. С. 192.