

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В КОМБИНАЦИОННОМ ЛАЗЕРЕ С ШИРОКОПОЛОСНЫМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

*И.М.Бельдюгин, Я.З.Вирник, Е.М.Земсков*

Обсуждается зависимость эффективности усиления и генерации стоксовой компоненты ВКР от отношения спектральных ширин накачки и СКР. Показано, что при определенном выборе длины резонатора накачки возможно получение эффективной генерации при широкополосном возбуждении. Дана новая интерпретация имеющихся экспериментальных результатов.

В работе [1] экспериментально обнаружено, что при достаточно высокой интенсивности накачивающего излучения эффективность комбинационного усиления не зависит от отношения спектральных ширин накачки  $\Delta\nu_H$  и СКР (спонтанное комбинационное рассеяние)  $\Delta\nu_A$ . Это позволяло ожидать, что эффективность комбинационных генераторов так же не зависит от отношения  $\Delta\nu_H/\Delta\nu_A$ . Тем не менее эксперименты [2, 3] показали, что при узкополосном возбуждении ( $\Delta\nu_H \ll \Delta\nu_A$ ) эффективность генерации значительно выше, чем при широкополосном ( $\Delta\nu_H \gg \Delta\nu_A$ ). Это было обосновано в [4] в предположении, что накачка представляется стационарным гауссовским случайным процессом. В настоящей работе показано, что при выполнении определенных условий, достаточно просто реализуемых экспериментально, возможно получение эффективной генерации при широкополосном возбуждении.

Рассмотрим одномерный комбинационный генератор бегущей волны, с кольцевым резонатором полностью заполненным бездисперсионной активной средой длины  $l$ , образованным зеркалами, прозрачными на частоте накачки. Уравнения для комплексных амплитуд накачки  $A_0$  стоксова излучения  $A_1$  и недиагонального элемента матрицы плотности  $\sigma$  хорошо известны [5]:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial A_0}{\partial t} + \frac{\partial A_0}{\partial z} = -\gamma_0 \sigma^* A_1, \quad \frac{1}{v} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{\partial A_1}{\partial z} = \gamma_1 \sigma A_0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{1}{T} \sigma = \gamma_\sigma A_0^* A_1,$$

где  $\gamma_0$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_\sigma$ ,  $T$  — константы взаимодействия и релаксации. Система (1) рассматривается с граничными условиями:

$$A_0(t, 0) = A_0^\circ(t), \quad A_1(t, 0) = \sqrt{\tau} A_1(t, l), \quad (2)$$

где  $r$  — коэффициент отражения выходного зеркала,  $A_0^\circ(t)$  — заданная функция.

Предположим, что функция  $A_0^\circ(t)$  периодична с периодом  $T_0 = l/v$  и удовлетворяет условию:

$$\left[ \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} |A_0^\circ|^4 dt - \left( \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} |A_0^\circ|^2 dt \right)^2 \right] \left( \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} |A_0^\circ|^4 dt \right)^{-1} \ll 1, \quad (3)$$

т. е. спектральная ширина накачки связана в основном с фазовой модуляцией. Тогда решение задачи (1), (2) представляется в виде

$$A_0(t, z) = \tilde{A}_0(z) A_0^\circ(\eta), \quad A_1(t, z) = \tilde{A}_1(z) A_0^\circ(\eta). \quad (4)$$

Здесь  $\eta = t - z/v$ , функции  $\tilde{A}_0$ ,  $\tilde{A}_1$  положительны, удовлетворяют уравнениям

$$\frac{d\tilde{A}_0^2}{dz} = -\alpha_0 \tilde{A}_0^2 \tilde{A}_1^2, \quad \frac{d\tilde{A}_1^2}{dz} = \alpha_1 \tilde{A}_1^2 \tilde{A}_0^2, \quad (5)$$

где  $\alpha_i = 2\gamma_i \gamma_\sigma T l_0$ ,  $l_0 = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} |A_0^\circ|^2 dt$ , и условиям

$$\tilde{A}_0(0) = 1, \quad \tilde{A}_1(0) = \sqrt{r} \tilde{A}_1(l). \quad (6)$$

Из соотношений (4), (5) видно, что в рассматриваемом случае эффективность генерации определяется средней за период интенсивностью накачки и не зависит от ширины ее спектра и других спектральных характеристик. Если условие (3) не выполняется, то представление типа (4) — (6) справедливо при не слишком больших превышениях порога генерации. Относительно уравнений (5) заметим, что они хорошо изучены в связи с вопросами комбинационного усиления [6], и на анализе их решений мы останавливаться не будем.

Обсудим теперь причины, обуславливающие описанный эффект, и возможные способы его использования. Анализ уравнений (1) показывает, что эффективность усиления стоксова излучения определяется характером временных изменений входных амплитуд взаимодействующих полей, что особенно существенно при широкополосном возбуждении. В этом случае, если временное поведение входных амплитуд накачки и стоксовой компоненты подобно, т. е. выполняется соотношение

$$A_1(t, 0) \sim A_0(t, 0), \quad (7)$$

то инкремент усиления максимален, не зависит от  $\Delta\nu_H$  и практически, а для фазовомодулированной накачки точно, совпадает с инкрементом усиления при монохроматической накачке той же интенсивности. Если же (7) не выполняется, то инкремент усиления значительно ниже и не

большее величины, пропорциональной  $(\Delta\nu_H)^{-1}$  [4]. Поэтому в экспериментах по типу [1], где стоксов сигнал развивается от шума, эффективность усиления при достаточной интенсивности накачки (что связано с наличием дисперсии активной среды) не зависит от отношения  $\Delta\nu_H/\Delta\nu_A$ , поскольку в шуме СКР всегда содержится стоксово излучение, удовлетворяющее условию (7). В комбинационных лазерах, однако, эффективность генерации при широкополосном возбуждении в общем случае низка, так как стоксов сигнал, удовлетворяя условию (7) на некотором проходе резонатора и нарастая значительно, на следующем проходе уже не удовлетворяет этому условию и по существу усиливаться не будет. Важным исключением является обсуждаемый здесь случай периодической накачки с периодом  $T_0$ , при котором условие подобия (7) выполняется все время. Отметим, что излагаемые результаты не противоречат работе [4], так как обсуждаемая накачка выходит за рамки предположений работы [4]. Понятно, что эффективная генерация обеспечивается выполнением (7) в течение времени  $\tau > \tau_2$ , где  $\tau_2$  — время развития генерации. Это означает, что генерация будет эффективна, если входная амплитуда накачки имеет вид

$$A_0^{\circ}(t) = f_1(t) \tilde{A}_0^{\circ}(t), \quad (8)$$

где  $\tilde{A}_0^{\circ}(t)$  — периодична на интервале времени  $\sim \tau_2$ , а  $f_1(t)$  — мало меняется за период  $T_0$ . Представление (8) справедливо для излучения лазеров накачки при эффективной длине резонатора  $l_1 = l/k$ ,  $k = 1, 2, \dots$  [7]. Тем самым, задача осуществления эффективной генерации в комбинационном лазере на бездисперсионной активной среде при широкополосном возбуждении сводится к согласованию длин резонаторов генераторов накачки и стоксова излучения. Если в лазере накачки также генерируется бегущая волна, то допустимы рассогласования длин

$$\Delta l \leq l (k\tau_2 v \Delta\nu_H)^{-1}. \quad (9)$$

Полагая  $\tau_2 \sim l [v(1-r)]^{-1}$ ,  $r \ll 1$ ,  $k = 1$ , из (9) получаем  $\Delta l \leq (\Delta\nu_H)^{-1}$ . Отсюда видно, что для спектральных ширин  $\Delta\nu_H \leq 1 + 5 \text{ см}^{-1}$ , обсуждаемый эффект реализуется достаточно просто. В случае диспергирующих активных сред для наблюдения эффекта, очевидно, достаточно при согласовании длин использовать в комбинационном генераторе резонаторы с эффективной длиной, удовлетворяющей условию

$$l \leq v_0 [ |v_0 - v_1| \Delta\nu_H ]^{-1}, \quad (10)$$

где  $v_0$  и  $v_1$  — групповые скорости волн накачки и стоксовой компоненты. Укажем, наконец, что для плоскопараллельного резонатора при полном или неполном заполнении вышеприведенные соображения остаются

в силе, необходимо только внести соответствующие изменения в величину эффективной длины.

Институт радиотехники,  
электроники и автоматики

Поступила в редакцию  
22 мая 1975 г.

### Литература

- [1] В.В.Бочаров, А.З.Грасюк, И.Г.Зубарев, В.Ф.Муликов. ЖЭТФ, 56, 430, 1969.
  - [2] В.В.Бочаров, М.Г.Гангардт, А.З.Грасюк, И.Г.Зубарев, Е.А.Юков. ЖЭТФ, 57, 1585, 1969.
  - [3] И.Г.Зубарев, С.И.Михайлов. Квантовая электроника, 1, 629, 1974.
  - [4] Ю.Е.Дьяков. Краткие сообщения по физике (ФИАН) №5, 39, 1973.
  - [5] Ю.Г.Хронопуло. Изв. высш. уч. зав., сер. Радиофизика, 7, 674, 1964.
  - [6] Н.Бломберген. Нелинейная оптика. М., изд. Мир, 1966.
  - [7] Р.Глаубер. В кн. "Квантовая оптика и квантовая радиофизика" М., изд. Мир, 1966; A.Grütter, H.Weber, R.Dänliker. Phys. Rev., 185, 2, 1969.
-