

Таким образом, результаты наших исследований свидетельствуют о том, что применение двухчастотной ступенчатой схемы накачки переходов 1—3 и 3—4 является эффективным способом сохранения инверсии на нижнем переходе спиновой системы и достижения на нем высокой инверсионной разности населенностей в активном кристалле (в том числе и в андалузите) в сильных магнитных полях.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Лифанов П. С. Квантовые усилители СВЧ (мазеры). — М.: Сов. радио, 1971, с. 21.
- 2 Eru I. I., Peskovatskii S. A., Chernets A. N. — IEEE. Jant. Electr., 1968, QE-4, № 11, p. 723.
- 3 Штейншлейгер В. Б., Мисежников Г. С., Афанасьев О. А. — Радиотехника и электроника, 1962, 7, № 5, с. 874.
- 4 Песковацкий С. А., Шульга В. М. — ФТТ, 1971, 13, № 12, с. 3608.
- 5 Shakharyan V. P., Martirosyan R. M. — Phys stat. sol (a), 1974, 25, № 2, p. 681.
- 6 Moore C. R., Neff D. — IEEE Trans. MTT, 1982, 30, № 11, p. 2013.
- 7 Еру И. И., Песковацкий С. А., Чернец А. Н. — ФТТ, 1967, 9, № 5, с. 1329.
- 8 Cherpak N. T., Mishenko V. V., Smirnova T. A. — Phys. stat. sol. (a), 1976, 37, p. K37.
- 9 Korolev V. D., Peskovatskii S. A., Shulga V. M. — Phys stat. sol (b), 1977, 82, p. 251.
- 10 Песковацкий С. А. Препринт ИРЭ АН УССР № 239. — Харьков, 1984, с. 37.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
25 февраля 1986 г.

УДК 621.373.826

О ФОРМИРОВАНИИ ОБРАЩЕННОЙ ВОЛНЫ В СХЕМЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

А. А. Бетин, Н. Ю. Русов

В работах [1—3] для реализации обращения волнового фронта (ОВФ) светового излучения предлагается схема четырехволнового взаимодействия с обратной связью (ЧВОС), в которой нелинейное ЧВ-зеркало формируется без использования дополнительного источника волн накачки (рис. 1а). Подлежащая обращению сигнальная волна E_1 проходит через нелинейную среду 1, усилитель 2 и зеркалами 3, 4 вновь направляется в нелинейную среду (волна E_3). Возбуждаемое в среде нелинейное зеркало 1 и зеркала 3, 4 образуют кольцевой резонатор, в котором с уровня спонтанных шумов развивается генерация (волна E_2 отражается от нелинейного зеркала в волну $E_4 \sim E_3^*$, которая после обхода резонатора переходит в волну $E_2 \sim E_1^*$). Выходным излучением системы является прошедшая сквозь нелинейную среду волна E_2 .

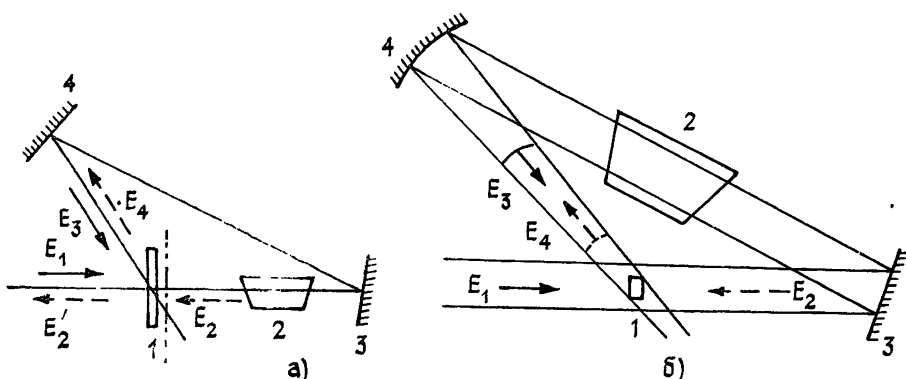


Рис. 1. а) Принципиальная схема ОВФ при четырехволновом взаимодействии с обратной связью.

б) Геометрия эксперимента, при которой в схеме ЧВОС формируется неустойчивый резонатор.

Особенность ОВФ при ЧВОС заключается в том, что частотный спектр и пространственная структура выходного излучения определяются модовым составом формирующегося кольцевого резонатора. Как указывалось в [3], для получения ОВФ необходима дополнительная по отношению к нелинейному зеркалу амплитудно-фазовая селекция, снижающая добротность резонатора для всех волн, кроме обращенной. В данной работе для селекции поперечных мод предлагается такая геометрия эксперимента, при которой в схеме ЧВОС образуется неустойчивый резонатор (рис. 1б).

Источниками идущей в петлю обратной связи волны $E_4 \exp(i\omega t - ik_1 r)$ являются акты рассеяния волн $E_1 \exp(i\omega_c t - ik_1 r)$ и $E_2 \exp(i\omega t - ik_2 r)$ на решетках показателя преломления $\delta n_1 \sim (E_1^+ E_4 + E_2 E_3^-)$ и $\delta n_2 \sim (E_1 E_3^- + E_2^+ E_4)$. В первом случае коэффициент отражения нелинейного зеркала может превышать единицу и генерация возможна без усилителя. Если процесс записи нелинейного зеркала волнами E_1 и E_3 , с одной стороны, и развитие генерации волн E_2 , E_4 , с другой стороны, разнесены во времени*, то существует лишь решетка δn_2 , причем на начальном этапе генерации, когда $|E_{2,4}|^2 \ll |E_{1,3}|^2$, можно положить $\delta n_2 \sim E_1 E_3^-$. В этом случае комплексные амплитуды волн E_2 и E_4 связаны соотношением $E_4 = R_{o.c} E_2$, где коэффициент отражения в петлю обратной связи $R_{o.c}$ является, в общем случае, некоторым оператором, зависящим от свойств нелинейного зеркала. В дальнейшем в качестве модели нелинейного зеркала рассмотрим плоскую голограмму с коэффициентом отражения

$$R_{o.c} = \eta E_1 E_3^*, \quad (1)$$

где η — постоянная, характеризующая эффективность отражения.

Из условия самовоспроизведения поля после обхода резонатора легко находится спектр продольных мод: $\omega_q = \omega_c + c/L[\arg(\eta) + 2\pi q]$ ($q = 0, \pm 1, \dots$). Частота генерации ω_q определяется в основном частотой внешнего сигнала ω_c и малочувствительна к изменению длины резонатора L . Как правило, $\arg(\eta) \neq 0$ и $\omega_q \neq \omega_c$.

Структура поперечных мод $E(r)$ резонатора ЧВОС для нелинейного зеркала (1) задается уравнением [3]

$$\gamma E(r) = \hat{G}^{-1} [E(r) E_c(r) \hat{G}^* E_c^*(r)], \quad (2)$$

где r — поперечная координата на отсчетной плоскости (штрихпунктир на рис. 1а),

\hat{G} — оператор, описывающий изменение поля при обходе резонатора в направлении входного пучка (\hat{G}^{-1} — в обратном направлении), $E_c(r)$ — поперечное распределение поля в сигнальной волне E_1 , γ — собственное значение, характеризующее дифракционные потери моды. Из качественных соображений ясно, что обращенная по отношению к сигнальному пучку структура близка к моде формирующегося резонатора, если волна E_1 при обходе не испытывает существенных апертурных ограничений, т. е. число Френеля резонатора $N_\Phi = a^2/\lambda L \gg 1$ (a — ширина входного пучка). Однако в резонаторе с $N_\Phi \gg 1$ возможно возбуждение большого числа поперечных мод. Существенная дискриминация высших поперечных мод в резонаторе с большим N_Φ может быть обеспечена, если сечение пучка E_3 сделать меньше сечения входного пучка E_1 (рис. 1б). Обращенная по отношению к E_3 волна генерации E_4 расширяется при обходе резонатора и на выходе (волна E_2) превосходит по сечению аперттуру нелинейного зеркала. Таким образом, в схеме формируется неустойчивый резонатор с характерными для него селективными свойствами [4], причем обращенная волна является устойчивой (расходящейся) модой этого резонатора.

Известно, что структура излучения генерации в неустойчивом резонаторе может отличаться от структуры расходящейся моды из-за наличия паразитной встречной сходящейся волны, зарождающейся вследствие светорассеяния на имеющихся внутри резонатора поверхностях раздела и краевой дифракции на апертуре выходного зеркала. Для подавления сходящейся волны пригодны методы, применяемые в обычных неустойчивых резонаторах (использование невзаимных фильтров, дополнительного возвратного зеркала, угловых селекторов, расположение активной среды с максимальным заполнением ее объема излучением расходящейся моды и т. п.) [5].

Основные особенности формирования структуры излучения можно проследить с помощью оператора \hat{G} , соответствующего переносу изображения с уменьшением масштаба в M раз:

$$\hat{G}E(r) = ME(Mr) \exp[-i\varphi_M(r)], \quad (3)$$

где $\varphi_M(r)$ — произвольная фаза, вносимая в изображение. Используя (3), вместо (2), получаем уравнение

$$\gamma E(r) = E\left(\frac{r}{M}\right) R\left(\frac{r}{M}\right), \quad R(r) = E_c(r) E_c^*(Mr), \quad (4)$$

* Это возможно, если длительность сигнального импульса меньше времени развития генерации, которое, в свою очередь, должно быть меньше времени релаксации решетки показателя преломления. Такие условия выполнялись, например, при ЧВОС излучения CO_2 -лазера в поглощающей жидкости с тепловой нелинейностью [4].

совпадающее с уравнением для мод неустойчивого резонатора с увеличением M и изменяющимся по поперечной координате коэффициентом отражения $R(r)$ одного из зеркал [2]. Нулевая мода такого резонатора имеет структуру

$$E_0(r) = \prod_{n=1}^{\infty} R\left(\frac{r}{M^n}\right) = E_c^*(r) \prod_{n=1}^{\infty} I_c\left(\frac{r}{M^n}\right), \quad I_c(r) = |E_c(r)|^2 \quad (5)$$

и собственное значение $\gamma_0 = 1$. Дифракционные потери высших поперечных мод возрастают по закону $\gamma_m \sim (1/M)^m$ (m — номер моды).

Как видно из (5), нулевая мода резонатора ЧВОС имеет волновой фронт (ВФ), в точности сопряженный с ВФ сигнального пучка, а распределение интенсивности воспроизводится с некоторыми искажениями. Эти искажения тем меньше, чем больше увеличение резонатора M , поскольку с ростом M сомножители $I_c(r/M^n)$ становятся все более плавными функциями поперечной координаты на апертуре входного пучка. Например, при гауссовом профиле интенсивности входного пучка $E_c(r) = \exp[-r^2/2a^2 - i\varphi_c(r)]$ ($\varphi_c(r)$ — произвольная фаза) выходное излучение также имеет гауссово распределение интенсивности $E_0(r) = \exp[-r^2/2b^2 + i\varphi_c(r)]$ с несколько меньшей шириной $b = a[(M^2-1)/(M^2+1)]^{1/2}$ ($b = 0,8a$ для $M=2$).

Если на вход системы поступает случайно-неоднородное по амплитуде и фазе поле $E_c(r)$ с характерным размером неоднородностей ρ , много меньшим радиуса пучка a , то проекция генерируемой моды E_0 на сопряженную структуру E_c^* ,

$$\chi = \left| \int E_0 E_c d^2 r \right|^2 \left[\int E_0 E_0^* d^2 r \int E_c E_c^* d^2 r \right]^{-1}, \quad (6)$$

может быть мала вследствие мелкомасштабных неоднородностей модуля коэффициента отражения нелинейного зеркала. Действительно, расчет χ путем усреднения под-интегральных выражений в (6) по ансамблю реализаций поля $E_c(r)$ в предположении гауссовой статистики и гауссовой функции корреляции для $M=1$ дает $\chi = \lim_{N \rightarrow \infty} (N!)^2 / (2N)! = 0$ (здесь N — число сомножителей, удерживаемых в (5)). При

больших значениях M , таких, что для некоторого $n=N$ выполняется условие $M^n \simeq a/\rho$, бесконечное произведение в (5) можно заменить конечным с максимальным верхним индексом N , считая $I_c(r/M^n)_{|n>N}$ постоянными на апертуре входного пучка. Точность ОВФ при этом отлична от нуля, например, $\chi = 1/2 + O(\rho/a)$ для $M = a/\rho$ ($N=1$), $\chi = 1/4 + O(M\rho/a)$ для $M^2 = a/\rho$ ($N=2$) и т. д. Значение χ может быть близко к единице лишь при $M \gg a/\rho$, когда $I_c(r/M^n)_{|n \geq 1} \simeq \text{const}$ в области $|r| \lesssim a$. Однако условие $M > a/\rho$ на практике трудно осуществимо. Кроме того, волна E_3 в этом случае может оказаться в области, где интенсивность волны E_1 равна нулю и нелинейное зеркало будет отсутствовать.

Таким образом, схема ЧВОС с нелинейным зеркалом в виде плоской голограммы (1) и оператором \hat{G} вида (3) обеспечивает ОВФ излучения с плавными неоднородностями интенсивности и произвольной фазовой модуляцией. Для ОВФ излучения с мелкомасштабным распределением амплитуды и фазы необходимо, чтобы длина резонатора или длина нелинейной среды превышала длину продольной корреляции входного поля ρ^2/λ .

Авторы благодарны В. И. Таланову и В. Е. Шерстобитову за полезные обсуждения работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Одинцов В. И., Рогачева Л. Ф. — Письма в ЖЭТФ, 1982, 36, № 8, с. 281.
2. Cronin-Golomb M., Fischer B., White J. O., Yariv A. — Appl. Phys. Lett., 1983, 42, № 11, p. 919.
3. Бельдюгин И. М., Галушкин М. Г., Земсков Е. М. — Квантовая электроника, 1984, 11, № 5, с. 887.
4. Бетин А. А., Жуков Е. А., Митропольский О. В. — Письма в ЖТФ, 1986, 12, в. 17, с. 1052.
5. Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. — М.: Наука, 1977.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
29 апреля 1986 г.