

характер. Происходит стабилизация амплитуды субгармоники (кривые 2—4 на рис. 3), причем резонансная частота параметрического генератора меняется слабо. В случае умеренных амплитуд накачки генератор возбуждается в мягком режиме без автомодуляции колебаний, его характеристики мало отличаются от обычных. При больших амплитудах возможны две области скачков амплитудно-частотной характеристики.

Полученные экспериментальные характеристики позволяют выбрать оптимальные режимы работы параметрического сверхрегенератора, используемого в качестве цифрового измерителя малых интенсивностей светового излучения [2].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Зуев В. А., Савченко А. В., Толпыго Н. Б. Неравновесные приповерхностные процессы в полупроводниках. М.: Сов. радио, 1977. [2] Жмуров С. Е., Марченко В. Ф. Тезисы докл. V Всесоюз. науч.-техн. конф. «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение». М., 1984, с. 167. [3] Винярский В. Ф., Марченко В. Ф. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1981, 22, № 6, с. 32.

Поступила в редакцию  
08.10.84

После переработки —  
03.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 6

УДК 533.3.287

## УМЕНЬШЕНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ САМОФОКУСИРОВКИ В АКТИВНОЙ КУСОЧНО-НЕПРЕРЫВНОЙ СРЕДЕ

С. М. Бабяченко

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Основным механизмом потерь энергии мощного когерентного светового пучка, возникающих при его прохождении в нелинейной среде, является рассеяние излучения вследствие мелкокомасштабной самофокусировки (ММС) на большие углы ( $>10^{-3}$  рад). В усилителях оптического излучения на неодимовом стекле активная среда разбивается на отдельные участки (секции), разделенные пространственными фильтрами. Фильтры удаляют из основного пучка ореол рассеянного вследствие ММС излучения и подавляют мелкокомасштабные выбросы на входе очередного участка. При этом повышается порог ММС, но не устраняется полностью ее влияние [1]. Рост плотности мощности излучения обуславливает эффективное развитие пространственных неоднородностей светового поля в отдельном усилительном модуле, несмотря на низкий уровень шумов на входе. Это приводит к необходимости пространственной фильтрации излучения внутри усилительной секции. Увеличение числа фильтров в реальных установках ограничено как техническими сложностями (дополнительные aberrации, юстировка и т. д.), так и условием компенсации энергии пучка, задержанной пространственным фильтром, за счет роста усиления. В связи с этим представляет интерес исследование возможности уменьшения влияния ММС в отдельном усилительном модуле без использования дополнительных корректирующих элементов. В работе [2] рассмотрено развитие детерминированной локальной неоднородности светового поля в усилительной секции, состоящей из дисковых элементов, разделенных воздушными промежутками. Показана возможность уменьшения рассеяния энергии излучения вследствие ММС при использовании промежутков различной длины.

Стохастический характер возникновения и развития неоднородностей светового поля приводит к необходимости статистического анализа данной задачи. Проведем оптимизацию компоновки элементов активной среды по статистическим характеристикам частично-когерентного излучения. Будем считать, что общая протяженность усилительной секции и протяженность нелинейной среды в ней заданы. Пространственный фильтр на входе обеспечивает низкий уровень шумов. Оптическая длина секции такова, что дифракционное расплывание пучка и его самофокусировка как целого несущественны [3]. При указанных условиях на уровень флуктуаций и длину усилителя возможно использовать приближение возмущений на фоне плоской волны [4]. Частично-когерентное излучение представляется в этом случае в виде суперпозиции когерентной волны  $E_0$  и случайного поля малых флуктуаций  $\xi(r, z)$  [5]:

$$E(r, z) = E_0 \exp(\alpha z - i h z) \{1 + \xi(r, z)\}, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент усиления, величина  $h = 0,5 k \epsilon_2 \epsilon_0^{-1} |E_0|^2 e^{2\alpha z}$  характеризует изменение волнового числа невозмущенной волны за счет нелинейности. Пространственная когерентность излучения характеризуется корреляционными функциями флуктуаций  $\Gamma_1 = \langle \xi(r_1, z) \xi^*(r_2, z) \rangle$ ,  $\Gamma_2 = \langle \xi(r_1, z) \xi(r_2, z) \rangle$ , преобразование которых в нелинейной среде описывается уравнениями, полученными в [4].

Для статистически изотропных возмущений  $\xi(r, z)$  полная мощность флуктуаций светового поля имеет вид

$$W(z) = \int_0^\infty \rho \Gamma_1(\rho, z) d\rho = \int_0^\infty \kappa \Gamma_1(\kappa, z) d\kappa, \quad (2)$$

где

$$\Gamma_1(\kappa, z) = 2\pi \int_0^\infty \rho \Gamma_1(\rho, z) J_0(\rho \kappa) d\rho, \quad \rho = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|.$$

Параметрами усилительного модуля являются:  $2\alpha z$  — полный коэффициент усиления

по мощности,  $L_0 = nd + \sum_{i=1}^{n-1} L_i$  — длина секции, где  $n$  — число,  $d$  — толщина дисковых элементов,  $L_i$  — длина воздушных промежутков.

Введем функционал относительно мощности, рассеянной вне угла  $\theta_0 = 0,6 \lambda \kappa_0$  в виде

$$\Phi[\kappa_0, L_1, \dots, L_{n-1}] = \frac{\int_0^{\kappa_0} |\Gamma_1(\kappa, L_0)| \kappa d\kappa}{W(L_0)}. \quad (3)$$

Оптимальной будем считать такую конфигурацию усилительной системы  $L_1, L_2, \dots, L_{n-1}$ , на которой достигается  $\min \Phi$ . Об уменьшении влияния ММС можно судить и по снижению дисперсии флуктуаций поля  $\sigma_\xi^2 = \Gamma_1(0, z)$  при сохранении или улучшении пространственной когерентности. Оптимизация по  $\sigma_\xi^2$  приводит к тем же результатам, что и оптимизация по функционалу рассеяния  $\Phi$ . Поиск  $\min \Phi$  проводился численными методами.

В качестве примера рассмотрена усилительная секция из пяти дисковых элементов с характерными параметрами, аналогичными использованным в [2] ( $d = 6$  см,  $L_0 = 150$  см,  $k_{yc} = \exp(2\alpha d) = 10$  при плотностях мощности излучения  $\sim 5$  ГВт/см<sup>2</sup>). Оптимизация проводилась по расходимости  $\theta_0 \sim 5 \cdot 10^{-4}$  рад. Анализ результатов расчетов показал, что оптимизация компоновки активной среды позволяет уменьшить полную мощность флуктуаций светового поля ( $W_{\text{опт}}(L_0) < W(L_0)$ ), вследствие чего уменьшается и доля энергии, рассеянной вне угла  $\theta_0$ . На рис. 1 представлена зависимость отношения мощности, рассеянной в оптимизированной системе и в усилителе с равноотстоящими дисковыми элементами, от поперечного масштаба флуктуаций поля на входе в усилитель  $r_0$ :

$$\beta = \frac{W_{\text{опт}}(L_0) \Phi_0[\kappa_0, L_1, L_2, L_3, L_4]}{W(L_0) \Phi[\kappa_0, L, L, L, L]} \quad (4)$$

Эффективное уменьшение рассеянной мощности достигается за счет снижения дисперсии флуктуаций поля  $\sigma_\xi^2$ . При этом  $\sigma_\xi^2$  для фиксированной плотности мощности на входе падает с ростом масштаба корреляции  $r_0$ . Сравнение зависимостей  $\sigma_\xi^2(r_0)$  в случае системы эквидистантных дисков, дискового усилителя с дополнительным пространственным фильтром внутри модуля и конфигурации, соответствующей минимуму рассеянной энергии (рис. 2), показывает, что оптимизированная система при  $r_0 > 100$  мкм подавляет влияние ММС (кривые 1, 2), а в области пространственных частот возмущений  $\kappa < 40$  см<sup>-1</sup> дает лучший результат, чем применение пространственного фильтра, настроенного на расходимость  $5 \cdot 10^{-4}$  рад (кривые 2, 3).

Анализ корреляционных функций флуктуаций светового поля показал, что оптимизация позволяет эффективно снизить коэффициент передачи пространственных компонент возмущений в активной среде, в том числе в низкочастотной области углового спектра. Общее снижение уровня  $\sigma_\xi^2(L_0)$  на выходе неэквидистантной системы связано с замедлением перекачки энергии из когерентной составляющей излучения в шумовую составляющую.

Таким образом, уменьшение влияния ММС в активной среде усилительного модуля можно получить при оптимальном расположении фрагментов активной среды. Применение пространственных фильтров, обрезающих высокочастотную часть углового

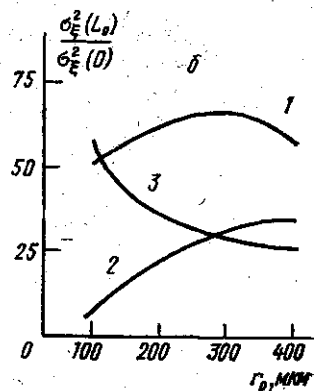
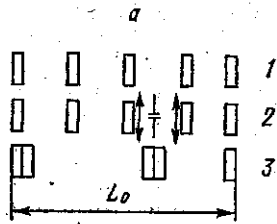
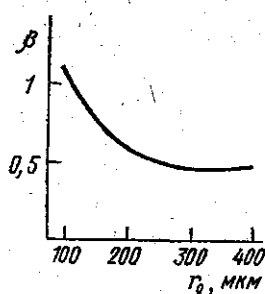


Рис. 1. Отношение энергии возмущений, рассеянной вне угла  $\theta_0 < 5 \cdot 10^{-4}$  рад в усилительном модуле с оптимальной компоновкой, к соответствующему значению рассеянной энергии на выходе усилителя с эквидистантно расположенными элементами

Рис. 2. а — Расположение фрагментов активной среды в усилителе: эквидистантный дисковый усилитель (1), усилитель с пространственным фильтром внутри секции (2), модуль с оптимальным расположением дисков (3). б — Дисперсия флуктуаций светового поля  $\sigma_E^2$  на выходе соответствующего усилителя (номера кривых соответствуют конфигурациям (а))

спектра флуктуаций поля на входе в усилитель, и уменьшение коэффициента передачи пространственных гармоник возмущений путем оптимизации позволяют снизить энергетические потери на рассеяние излучения.

Автор выражает благодарность В. П. Кандидову за полезные обсуждения.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Байнов В. И., Мак А. А., Серебряков В. А., Яшин В. Е. Квант. электроника, 1979, 6, с. 902. [2] Бабиченко С. М., Быковский Н. Е., Севатский Ю. В. Там же, 1982, 9, с. 161. [3] Баранова Н. Б., Быковский Н. Е., Зельдович Б. Я., Севатский Ю. В. Там же, 1974, 1, с. 2435. [4] Бабиченко С. М., Кандидов В. П. Изв. вузов, сер. радиофиз., 1984, 27, с. 56. [5] Бабиченко С. М., Кандидов В. П., Черткова И. А. В кн.: Тез. докл. IV Всесоюз. конф. «Оптика лазеров». Л., 1984, с. 182.

Поступила в редакцию  
27.02.85

УДК 621.373

### ВЛИЯНИЕ СВЯЗЕЙ НА СПЕКТРЫ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ГЕНЕРАТОРОВ

И. Ю. Грачева, Ю. И. Кузнецов, И. И. Минакова

(кафедра физики колебаний)

В современной радиофизике, механике, биофизике изучение систем многих взаимосвязанных генераторов вызывает все больший интерес. Несмотря на то что этой тематике посвящено много работ, как правило, рассматривались одночастотные режимы взаимной синхронизации или синхронные режимы при дробно-кратном соотноше-