

УДК 535.1

## НЕЛИНЕЙНЫЕ КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

С. Н. Власов, В. А. Петрищев, В. И. Таланов

Исследуется влияние эффекта самофокусировки на распространение волновых пучков в оптических линзовых волноводах. В безабберационном приближении нелинейное самовоздействие пучков в материале корректоров представляется как дополнительная фокусировка нелинейной линзой  $F^{NL}(a^2, P)$ . Рассчитаны параметры стационарных пучков в волноводах с комбинированными (линейными и нелинейными) линзами и определены области их устойчивости. Исследованы также «двукратные» пучки (повторяющиеся через два периода системы). Обсуждается вопрос о роли нелинейных аббераций корректоров.

Распространение волновых пучков в периодических системах тонких самофокусирующих элементов (нелинейный лучевой волновод) было рассмотрено в работе [1], где были рассчитаны стационарные (повторяющиеся от корректора к корректору) пучки и определена область их устойчивости. Настоящая статья посвящена дальнейшему изучению нелинейных квазиоптических волноводов, а именно обобщению результатов работы [1] на случай систем с комбинированными — линейными и нелинейными — корректорами и изучению более сложных стационарных режимов нелинейного волновода («многократные пучки»).

## 1. КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ ЛИНЗОВЫЕ ВОЛНОВОДЫ С КОМБИНИРОВАННЫМИ (ЛИНЕЙНЫМИ И НЕЛИНЕЙНЫМИ) КОРРЕКТОРАМИ

При распространении мощных световых пучков в лучевых волноводах существенным может оказаться проявление нелинейных свойств материала корректоров. Нелинейное самовоздействие интенсивных волн в материале линзы (вследствие оптического эффекта Керра, нелинейности электронной поляризуемости, нагрева и т. д.) приводит к дополнительной коррекции пучков на преобразователях и изменению режима работы оптической системы. Приближенно можно считать, что мощный световой пучок создает в материале корректора дополнительную нелинейную линзу с фокусным расстоянием  $F^{NL}(a^2, P)$  ( $a$  — ширина пучка,  $P$  — его мощность). Полное фокусное расстояние преобразователя  $F_2$  в этом случае определяется из соотношения

$$\frac{1}{F_2(a^2, P)} = \frac{1}{F^L} + \frac{1}{F^{NL}(a^2, P)}, \quad (1.1)$$

где  $F^L$  — фокусное расстояние фазового корректора в слабом поле.

Рассмотрим прохождение пучков через волновод, образованный комбинированными линзами с фокусным расстоянием (1.1) (рис. 1). Задача в такой постановке охватывает довольно широкий круг оптических систем, поскольку периодическая линзовая система с несовмещенными в одной плоскости линейной и нелинейной линзами эквивалентным

преобразованием [2] может быть приведена к виду, показанному на рис. 1.

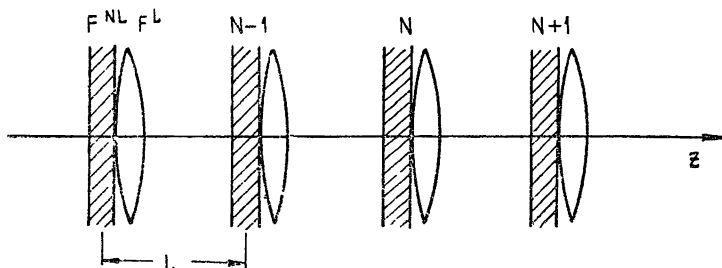


Рис. 1. Квазиоптический волновод с комбинированными линзами.

Аналогично [1] введем параметр фокусировки

$$g_{\Sigma} = 1 - \frac{L}{2F_{\Sigma}} = 1 - \frac{L}{2F^L} - \frac{L}{2F^{NL}}. \quad (1.2)$$

Ширина стационарного пучка в волноводе находится из уравнения

$$a_0^2 = L [1 - g_{\Sigma}^2(a_0^2, P)]^{-1/2}, \quad (1.3)$$

решение которого в случае керровского механизма нелинейности ( $F_k^{NL} = \frac{n_0 a^4}{(P/P_{кр}) l}$ ,  $P_{кр}$  — критическая мощность самофокусировки,  $l$  — толщина нелинейного слоя) имеет вид

$$a_0^2 = L \frac{|Q|}{\sqrt{2} [g_L Q - 1 \pm \sqrt{(g_L Q - 1)^2 + (1 - g_L^2) Q^2}]^{1/2}}, \quad (1.4)$$

$$Q = \frac{1}{n_0 L/l} \left( \frac{P}{P_{кр}} \right).$$

В случае тепловой нелинейности ( $F_T^{NL} = \frac{\alpha^2}{\beta P l}$ ,  $\beta = \alpha \left( \frac{dn}{dT} \right) / 2\pi \kappa_T$ ,  $\alpha$  — коэффициент линейного поглощения,  $\kappa_T$  — коэффициент теплопроводности)

$$a_0^2 = L(1 - g_L^2)^{-1} \frac{P}{\bar{P}} \left[ -g_L \pm \sqrt{(1 - g_L^2) \left( \frac{\bar{P}}{P} \right)^2 + 1} \right], \quad (1.5)$$

$$\bar{P} = 2/\beta l.$$

В формулах (1.4) и (1.5)  $g_L = 1 - L/2F^L$ , а знаки выбираются так, чтобы величина  $a_0^2$  была действительной и положительной.

\* Формула  $F_k^{NL} = \frac{n_0 a^4}{(P/P_{кр}) l}$  справедлива при  $P \gg P_{кр}$ . При  $P \lesssim P_{кр}$  определение  $F_k^{NL}$  по этой формуле дает абсолютную ошибку порядка самой величины  $F_k^{NL}$  в связи с тем, что при  $P \lesssim P_{кр}$  самовоздействие пучка в нелинейном слое сравнимо с дифракционным уширением и слой нельзя заменить тонкой линзой. Однако, поскольку точное решение (в безабберационном приближении) для ширины пучка в слое дает только некоторую количественную поправку при  $P \lesssim P_{кр}$  к приближению тонкой линзы, мы будем пользоваться последним, полагая  $F_k^{NL} = \frac{n_0 a^4}{(P/P_{кр}) l}$ .

Соотношения (1.4) и (1.5) содержат два предельных случая: а) случай линейной системы  $F^{NL} \rightarrow \infty$  ( $a_0^2 = a_{0L}^2$ ), б) ранее рассмотренный [1] случай только нелинейных линз  $F^L \rightarrow \infty$ .

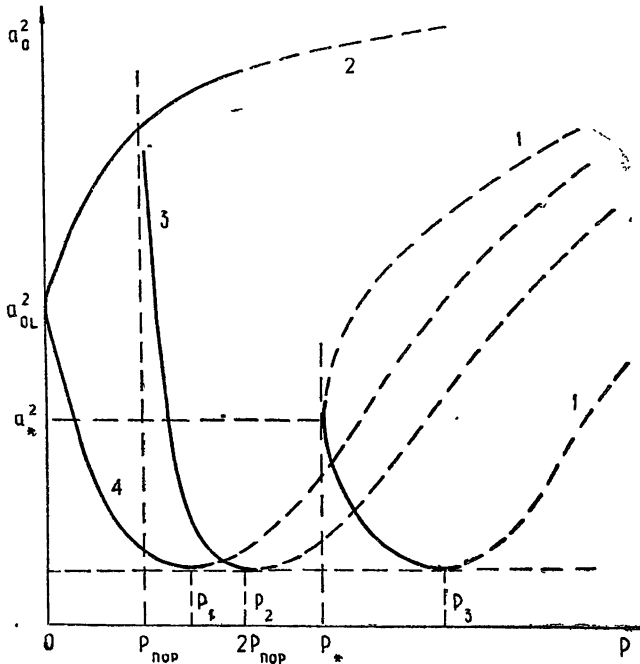


Рис. 2. Зависимость ширины стационарного пучка от мощности в волноводах с комбинированными корректорами (керровская нелинейность).

1 —  $g_L > 1$ ; 2 —  $-1 < g_L < 0$ ; 3 —  $g_L = 1$ ; 4 —  $0 \leq g_L < 1$ .

Графически зависимость ширины стационарного пучка от мощности для случая керровской нелинейности показана на рис. 2 при различных значениях параметра фокусировки линейной системы  $g_L$ . Аналогичный график может быть построен и для случая тепловой нелинейности (с единственным качественным отличием:  $P_{пор} = 0$ ). Из соотношений (1.4) и (1.5) видно, что стационарное решение в рассматриваемом линзовом волноводе не меняется при одновременной смене знаков  $g_L$  и  $Q$  для керровской нелинейности и  $g_L$  и  $P/\bar{P}$  — для тепловой. Поэтому графики рис. 2 могут быть применены и к области расфокусирующей нелинейности  $Q < 0$  (аналогично и для случая тепловой нелинейности,  $P/\bar{P} < 0$ ). Минимум ширины пучка  $a_{\min} = \sqrt{L}$  соответствует конфокальному волноводу и достигается при мощности пучка, определяемой из условия  $g_2 = 0$ :

$$Q_{\text{конф}} = 2g_L, \quad \left(\frac{P}{\bar{P}}\right)_{\text{конф}} = g_L. \quad (1.6)$$

Стационарное решение в области  $|g_L| > 1$  существует при

$$Q \geq Q_* = g_L + \sqrt{g_L^2 - 1} \quad (g_L > 1), \quad (1.7a)$$

$$Q \leq Q_* = g_L - \sqrt{g_L^2 - 1} \quad (g_L < -1)$$

для волноводов с керровской нелинейностью и при

$$\frac{P}{\bar{P}} \geq \sqrt{g_L^2 - 1} \quad (g_L > 1), \quad (1.76)$$

$$\frac{P}{\bar{P}} \leq -\sqrt{g_L^2 - 1} \quad (g_L < -1)$$

в случае тепловой нелинейности. При этом решение оказывается неоднозначным (при заданных  $g_L$  и  $P$ ), однако, как будет показано далее, одна из ветвей  $a_0^2(P)$ , соответствующая большему значению  $a_0$ , неустойчива.

Область устойчивости стационарного пучка в линзовом волноводе с корректорами (1.1) относительно малых возмущений параметров пучка определяется из условия (6) работы [1], в котором вместо  $F^{NL}(a^2, P)$  надо поставить  $F_{\Sigma}(a^2, P)$ . На плоскости параметров  $(Q, g_L)$  для керровской нелинейности и  $(P/\bar{P}, g_L)$  для тепловой (рис. 3), область устойчивости решений (1.4) и (1.5) выделена горизонтальной штриховкой.

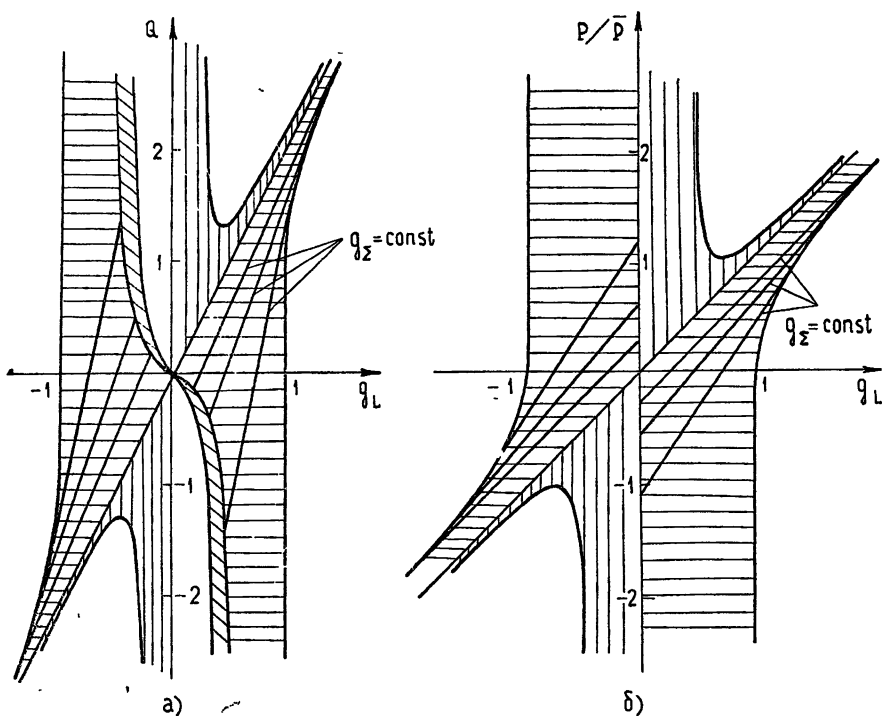


Рис. 3. Диаграмма областей устойчивости квазиоптического нелинейного волновода: а) — керровская нелинейность, б) тепловая нелинейность.

Горизонтальной штриховкой показана область устойчивости однократных пучков; наклонной штриховкой — область устойчивости двукратных симметричных пучков, вертикальными линиями заштрихована область устойчивости двукратных несимметричных режимов. На рисунке проведены также отрезки прямых, отвечающих постоянным значениям  $a_0^2$  (или  $g_{\Sigma}^0 = 1 - L/2F_{\Sigma}(a_0^2, P)$ ) устойчивых однократных пучков.

Аналитически эта область определяется следующими неравенствами.

1. Керровская нелинейность:

$$\left. \begin{array}{l} g_L \leq -1, \quad 2g_L < Q < g_L - \sqrt{g_L^2 - 1} \\ -1 < g_L < -\frac{1}{2}, \quad 2g_L < Q < \infty \\ -\frac{1}{2} < g_L < 0, \quad 2g_L < Q < -\frac{2g_L}{1-4g_L^2} \end{array} \right\} g_{\Sigma} < 0, \quad (1.8)$$

$$\left. \begin{array}{l} 0 < g_L < \frac{1}{2}, \quad \frac{-2g_L}{1-4g_L^2} < Q < 2g_L \\ \frac{1}{2} \leq g_L < 1, \quad -\infty < Q < 2g_L \\ 1 \leq g_L, \quad g_L + \sqrt{g_L^2 - 1} < Q < 2g_L \end{array} \right\} g_{\Sigma} > 0.$$

2. Тепловая нелинейность:

$$\left. \begin{array}{l} g_L \leq -1, \quad g_L < \frac{P}{\bar{P}} < -\sqrt{g_L^2 - 1} \\ -1 < g_L \leq 0, \quad g_L < \frac{P}{\bar{P}} < \infty \end{array} \right\} g_{\Sigma} < 0, \quad (1.9)$$

$$\left. \begin{array}{l} 0 \leq g_L < 1, \quad -\infty < \frac{P}{\bar{P}} < g_L \\ 1 \leq g_L, \quad \sqrt{g_L^2 - 1} < \frac{P}{\bar{P}} < g_L \end{array} \right\} g_{\Sigma} > 0.$$

На рис. 2 устойчивым стационарным пучкам соответствуют сплошные отрезки кривых  $a_0^2(P)$ , неустойчивое решение изображается пунктирной линией.

Укажем на некоторые особенности рассматриваемых линзовых волноводов.

1) Стационарные пучки в волноводах с дополнительной нелинейностью устойчивы в суженной по сравнению с линейным волноводом ( $-1 < g_L < 1$ ) области изменений параметра  $g_{\Sigma}$ . Используя наличие узких областей устойчивости (в особенности при  $|g_L| > 1$ ), можно построить системы с ограниченным диапазоном пропускаемых мощностей, что может оказаться полезным для ряда приложений.

2) Стационарное решение и его устойчивость не меняется при одновременной смене знаков  $g_L$  и  $Q$  (или  $P/\bar{P}$ ): оптические системы с фокусирующей нелинейностью при некотором  $g_L = \tilde{g}_L$  ведут себя так же,

как системы с дефокусирующей нелинейностью и  $g_L = -\tilde{g}_L$ .

3) Конфокальная система ( $g_L = 0$ ), обеспечивающая наибольшую локализацию поля и наименьшие дифракционные потери в линейном случае, оказывается неустойчивой при керровской нелинейности, а при тепловой попадает на границу устойчивого и неустойчивого режимов,

что практически может сделать ее непригодной для работы из-за увеличения потерь на излучение.

## 2. МНОГОКРАТНЫЕ ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ В НЕЛИНЕЙНОМ КВАЗИОПТИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Проведенное в разд. 1 рассмотрение стационарного решения относилось лишь к пучкам, повторяющимся от корректора к корректору с периодом  $\Delta N = 1$  (однократные пучки). В принципе можно допустить, что существуют стационарные решения с периодом в два, три и т. д. ( $\Delta N = 2, 3, \dots$ ) элементов с отличными от (1.8) и (1.9) областями устойчивости. Анализ таких режимов гораздо сложнее, чем однократных, поэтому мы ограничимся лишь рассмотрением двукратных пучков, когда  $\Delta N = 2$ .

Из общей теории точечных преобразований (в принятом здесь безабберационном приближении преобразование пучка в волноводе можно рассматривать как точечное преобразование плоскости «ширина — сходимость») известно (см., например, [3]), что на границе области устойчивости однократного стационарного решения, где один из корней характеристического уравнения принимает значение  $\mu = -1$ , могут возникать двукратные стационарные режимы, устойчивые, по крайней мере, вблизи границы. Подобные режимы можно найти и в рассматриваемом случае. Они могут быть двух типов: 1) двукратные симметричные относительно произвольного корректора пучки с постоянной фазой в среднем сечении каждого из корректоров (рис. 4 а) и 2) двукратные несимметричные пучки, характеризующиеся постоянной шириной, но разной кривизной фазового фронта на соседних корректорах (рис. 4 б).

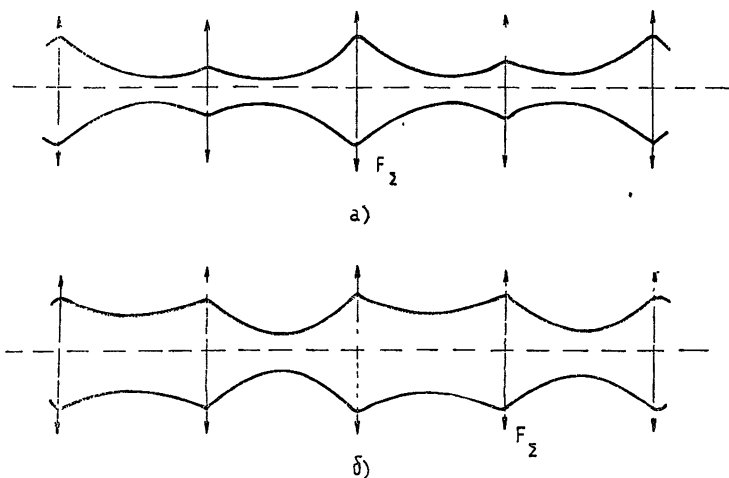


Рис. 4. Схематическое изображение двукратных режимов: а) двукратные симметричные пучки, б) двукратные несимметричные пучки

Рассмотрим сначала симметричные пучки. Пусть  $F_{\Sigma 1}^0$  и  $F_{\Sigma 2}^0$  — фокусные расстояния соседних линз в стационарном режиме. Ширина стационарных пучков на первом и втором корректорах связана с  $F_{\Sigma 1}^0$  и  $F_{\Sigma 2}^0$  соотношениями [2]

$$a_{1,2}^{0^2} = \frac{2L |g_{2,1}^0|}{\sqrt{1 - g_0^2}}, \quad (2.1)$$

где

$$g_{1,2}^0 = 1 - \frac{\Lambda}{2F_{\pm 1,2}^0}, \quad g_0 = 2g_1^0 g_2^0 - 1. \quad (2.2)$$

Условие существования решений (2.1) определяется неравенством

$$0 < g_1^0 g_2^0 < 1. \quad (2.3)$$

Из (2.1), (2.2) в случае керровского механизма нелинейности находим связь между  $a_1^0$  и  $a_2^0$ :

$$a_1^0 a_2^0 = -\frac{\Lambda^2 Q}{2g_L}, \quad (2.4)$$

откуда следует, что для существования двукратных симметричных пучков необходимо, чтобы выполнялось условие  $Q/g_L < 0$ .

Решая (2.1) с учетом (2.4), получаем зависимость ширины двукратных пучков от мощности

$$a_{1,2}^{0^2} = \Lambda \left[ \frac{(1/2) Q^2}{Qg_L - \frac{Q}{2g_L} - 1 \pm \sqrt{\left(Qg_L - \frac{Q}{2g_L} - 1\right)^2 - Q^2 g_L^2}} \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

и область существования их в волноводах с керровской нелинейностью:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} < g_L < 0, \quad Q > -\frac{2g_L}{1-4g_L^2}, \\ 0 < g_L < \frac{1}{2}, \quad Q < -\frac{2g_L}{1-4g_L^2}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Видно, что область (2.6) граничит с областью устойчивости однократных пучков.

Переходя к исследованию устойчивости рассматриваемых режимов, заметим, что матрица преобразования малых отклонений пучка от стационарного режима для двукратных пучков имеет вид произведения двух матриц

$$\hat{M} = \begin{bmatrix} \frac{g_2^0}{g_1^0} (g_0 + \sqrt{1-g_0^2} \Lambda_1^0) & \sqrt{1-g_0^2} \frac{g_2^0}{g_1^0} \\ \frac{g_2^0}{g_1^0} (g_0 \Lambda_1^0 - \sqrt{1-g_0^2}) & g_0 \frac{g_2^0}{g_1^0} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} g_2^0 \leftrightarrow g_1^0 \\ \Lambda_1^0 \rightarrow \Lambda_2^0 \end{bmatrix}, \quad (2.7)$$

где

$$\Lambda_{1,2}^0 = -\frac{a_{1,2}^{0^4}}{F_{\pm 1,2}^0} \left. \frac{dF_{\pm}}{d(a^2)} \right|_{a=a_{1,2}^0}. \quad (2.8)$$

Матрица (2.7) осуществляет устойчивое преобразование, если модуль ее собственного значения  $\mu$  не больше единицы.

Характеристическое уравнение

$$\mu^2 + \mu [4g_0^2 + 2g_0 \sqrt{1-g_0^2} (\Lambda_1^0 + \Lambda_2^0) + (1-g_0^2) \Lambda_1^0 \Lambda_2^0 - 2] + 1 = 0 \quad (2.9)$$

приводит к следующему условию устойчивости двукратных симметричных пучков:

$$-2 < 4g_0^2 + 2g_0 \sqrt{1 - g_0^2} (\Lambda_1^0 + \Lambda_2^0) + (1 - g_0^2) \Lambda_1^0 \Lambda_2^0 - 2 < 2, \quad (2.10)$$

которое с учетом (2.8) и (2.5) может быть записано в виде

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2} < g_L < -\frac{\sqrt{3}}{4}, \quad Q > -\frac{2g_L}{1-4g_L^2}, \\ -\frac{\sqrt{3}}{4} < g_L < 0, \quad -\frac{2g_L}{1-4g_L^2} < Q < -\frac{2g_L}{1-2g_L^2 - \sqrt{4g_L^4 + 1/4}}, \\ 0 < g_L < \frac{\sqrt{3}}{4}, \quad -\frac{2g_L}{1-2g_L^2 - \sqrt{4g_L^4 + 1/4}} < Q < -\frac{2g_L}{1-4g_L^2}, \\ \frac{\sqrt{3}}{4} < g_L < \frac{1}{2}, \quad Q < -\frac{2g_L}{1-4g_L^2}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

На диаграмме рис. 3 область (2.11) отмечена наклонной штриховкой.

В случае волноводов с тепловой нелинейностью стационарные пучки (2.1) с разными значениями  $a_1^0$  и  $a_2^0$  существуют только при  $g_L = 0$ . При этом ширина пучка на каждом из корректоров не определена, так как  $a_1^0$  и  $a_2^0$  связаны единственным соотношением

$$a_1^0 a_2^0 = L^2 \left[ 1 + \left( \frac{P}{\bar{P}} \right)^2 \right]. \quad (2.12)$$

Возникновение таких стационарных решений происходит, по-видимому, из-за вырождения линейной системы ( $g_L = 0$ ) и определенного характера зависимости  $F_T^{NL}(a^2)$ : каждому собственному пучку конфокальной линейной системы соответствует собственный пучок нелинейной системы (хотя нелинейная система ( $P \neq 0$ ) и не является конфокальной:  $g_{\Sigma} \neq 0$ ). Исследование показывает, что решение (2.12) является неустойчивым относительно возмущений его параметров.

Несимметричные двукратные пучки могут иметь место только в конфокальном волноводе

$$F_{\Sigma 1}^0 = F_{\Sigma 2}^0 = (1/2) L. \quad (2.13)$$

В силу зависимости  $F_{\Sigma 1}(a_1^2)$ ,  $F_{\Sigma 2}(a_2^2)$  и (2.13) такие пучки имеют одинаковую ширину на соседних корректорах:

$$a_1^0 = a_2^0 = a,$$

где

$$a = L(Q/2g_L)^{1/2} \quad (2.14)$$

— для керровской нелинейности,

$$a^2 = L \frac{P/\bar{P}}{g_L} \quad (2.15)$$

— для тепловой, и разную (но повторяющуюся через два периода системы) структуру в промежутке между корректорами (рис. 4 б). Ширина пучка в перетяжке между корректорами равна для керровской нелинейности



$$(a_{\text{пер}})_{1,2}^2 = \frac{L}{2} \left( \sqrt{\frac{Q}{2g_L}} \pm \sqrt{\frac{Q}{2g_L} - 1} \right), \quad (2.16)$$

для тепловой —

$$(a_{\text{пер}})_{1,2}^2 = \frac{L}{2} \left[ \frac{P/\bar{P}}{g_L} \pm \sqrt{\left( \frac{P/\bar{P}}{g_L} \right)^2 - 1} \right]. \quad (2.17)$$

Область существования решений (2.13) — (2.17)

$$\begin{aligned} |Q| &\geq 2 |g_L|, \\ |P/\bar{P}| &\geq |g_L| \end{aligned} \quad (2.18)$$

( $Q$  и  $g_L$  и  $P/\bar{P}$  и  $g_L$  — одного знака), как и в предыдущем случае симметричных пучков, граничит с областью устойчивости однократных режимов (на диаграммах рис. 3 а, б этой границе соответствует прямая  $Q = 2g_L$  — в случае нелинейности керровского типа и  $P/\bar{P} = g_L$  — для тепловой нелинейности).

Область устойчивости несимметричных пучков находится аналогично случаю симметричных пучков. Она ограничена следующими неравенствами:

1) для волноводов с керровскими корректорами

$$\begin{aligned} g_L < -\frac{1}{4}, \quad \frac{32 g_L^3}{16 g_L^2 - 1} < Q < 2g_L, \\ -\frac{1}{4} < g_L < 0, \quad Q < 2g_L, \\ 0 < g_L < \frac{1}{4}, \quad Q > 2g_L, \\ g_L > \frac{1}{4}, \quad 2g_L < Q < \frac{32 g_L^3}{16 g_L^2 - 1}, \end{aligned} \quad (2.19)$$

2) для волноводов с тепловой нелинейностью

$$\begin{aligned} g_L < -\frac{1}{2}, \quad \frac{2g_L^2}{\sqrt{4g_L^2 - 1}} < P/\bar{P} < g_L, \\ -\frac{1}{2} < g_L < 0, \quad P/\bar{P} < g_L, \\ 0 < g_L < \frac{1}{2}, \quad P/\bar{P} > g_L, \\ g_L > \frac{1}{2}, \quad g_L < P/\bar{P} < \frac{2g_L^2}{\sqrt{4g_L^2 - 1}}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Вид этих областей показан на рис. 3 (вертикальная штриховка).

Таким образом, мы установили, что при возрастании мощности пучков и переходе через границу устойчивости однократных стационарных

режимов возникают стационарные двукратные режимы, устойчивые в некоторой ограниченной области (2.11), (2.19) и (2.20). Там, где теряют устойчивость двукратные пучки, можно ожидать появления стационарных решений с условием повторяемости более высокой кратности.

### 3. ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ АБЕРРАЦИЙ НА СТАЦИОНАРНЫЕ РЕЖИМЫ (ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ)

Приведенные выше результаты были получены в так называемом безабберационном приближении, когда нелинейный элемент заменялся зависящим от параметров пучка квадратичным корректором (линзой). Изучение поведения пучков в волноводах с учетом аббераций нелинейных элементов проводилось численными методами для двумерного и трехмерного аксиально-симметричного волновода из 50 элементов с керровской нелинейностью, ограниченных широкими ( $C = a_d^2/L \gg 1$ ) диафрагмами. Итерационная схема включала в себя геометрооптическое преобразование поля пучка нелинейным корректором и квазиоптическое преобразование пучка между корректорами и была аналогична описанной в работе [1].

Как уже отмечалось в [1], численный эксперимент показал, что основные характеристики однократных и близких к ним режимов могут быть получены на основе безабберационного приближения. В соответствии с безабберационной теорией прохождение пучков, начальная мощность которых лежала в области неустойчивости однократных режимов, сопровождалось большими дифракционными потерями, превышающими потери в линейной системе. Если же мощность пучков соответствовала области устойчивости однократных режимов, потери были малы, и даже при сильном рассогласовании параметров входного пучка со стационарными, пучок выходил на установившийся режим с хорошо повторяющейся от корректора к корректору структурой.

На двукратные режимы нелинейные абберации влияют гораздо сильнее. Даже при точном соответствии начальных параметров пучка стационарным (по безабберационному приближению) режимы, близкие к двукратным, наблюдались лишь на нескольких периодах системы. Таких участков, на которых имела место сравнительно четкая повторяемость от  $N$  к  $N+2$ , на длине волновода могло быть несколько. Однако при дальнейшем распространении, как правило, вследствие нелинейных аббераций происходило нарушение периодичности в поведении пучка, сопровождающееся увеличением потерь мощности на излучение, в результате чего волновод выходил из области двукратных пучков и переходил в область устойчивых однократных пучков. Большой чувствительностью двукратных пучков к нелинейным абберациям объясняется, по-видимому, тот факт, что двукратные режимы не были замечены при численном счете работы [1], хотя начальная мощность пучков задавалась там и в области устойчивости двукратных режимов.

---

Таким образом, в проведенном рассмотрении было установлено, что в квазиоптическом волноводе с комбинированными (линейными и нелинейными) линзами могут существовать стационарные (повторяющиеся от корректора к корректору) пучки, устойчивые в некотором диапазоне мощностей. При превышении граничной мощности такие пучки становятся неустойчивыми, а возникают стационарные пучки, повторяющиеся через два периода волновода (двукратные режимы). Согласно безабберационной теории существует область значений параметров волновода и мощности пучков, где такие режимы устойчивы. Однако в сравнении с однократными двукратные режимы менее устойчивы по отношению

к абберациям нелинейных линз, и прохождение их по нелинейному волноводу сопровождается большими потерями на излучение. Поэтому следует рекомендовать выбирать параметры квазиоптических волноводов с нелинейными элементами в соответствии с диаграммами устойчивости однократных режимов, полученными в данной работе.

Нелинейные режимы, аналогичные рассмотренным, могут иметь место и в квазиоптических резонаторах. Наличие самофокусирующих элементов внутри резонаторов, как уже указывалось в работе [1], должно влиять на пространственно-временную структуру излучения (автомодаляция, ограничение мощности, изменение расходимости). Отметим также, что работа квазиоптических систем в режиме двукратных пучков сходна с режимом синхронизации поперечных мод резонатора. Однако из-за нелинейных аббераций получение двукратных пучков, по-видимому, сопряжено с большими трудностями.

Авторы признательны С. Д. Киняпину за полезную дискуссию и Н. С. Беллюстину, обратившему их внимание на возможность несимметричных решений и оказавшему помощь при аналитическом анализе двукратных пучков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. Н. Власов, В. А. Петрищев, В. И. Таланов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 6, 908 (1970); S. N. Vlasov, V. A. Petrishchev, V. I. Talanov, Appl. Opt., 9, 1486 (1970).
2. В. И. Таланов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 8, № 2, 260 (1965).
3. Ю. И. Неймарк, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 1, № 1, 41; № 2, 95; № 5—6, 146 (1958).

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию  
17 ноября 1971 г.

#### NONLINEAR QUASI-OPTICAL SYSTEMS

S. N. Vlasov, V. A. Petrishchev, V. I. Talanov

The influence of the self-focusing effect on the wave beam propagation in optical lens waveguides is investigated. In the aberrationless approximation the nonlinear beam self-action in the corrector material is represented as an additional focusing by a nonlinear lens  $F^{NL}(a^2, P)$ . The stationary beam parameters in waveguides with combined (linear and nonlinear) lenses are calculated and their stability regions are determined. „Two-multiple“ beams (repeating in two periods of the system) are also investigated. The role of the nonlinear corrector aberrations is discussed.