

## НЕЛИНЕЙНОЕ УСИЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИ НЕОДНОРОДНОМ ДВУХМОДОВОМ СВЕТОВОДЕ

Как известно, последние поколения ЭВМ практически исчерпали физические возможности электроники по увеличению быстродействия. Дальнейший прогресс в этом направлении может быть достигнут переходом к оптическим скоростям передачи информации. Соответствующие длительности сигналов должны составлять единицы пс. Формирование таких импульсов и их транспортировка по одномодовым оптическим волокнам надежно освоена в последние годы. Однако для создания элементов "оптической логики" сформированные импульсы нужно уметь усиливать и переключать. В настоящее время в этом направлении ведутся интенсивные поиски. В частности, можно выделить ряд схем, реализующих нелинейное взаимодействие двух одномодовых импульсов в сонаправленных световодах [1-8]. При этом максимумы поперечных распределений мод удалены друг от друга, что снижает эффективность взаимодействия. Дальнейшее улучшение энергетических характеристик можно искать на пути объединения двухмодовых импульсов в одной сердцевине световода. Такая попытка и предпринята в настоящей работе. При этом мы ограничимся рассмотрением стационарного случая, полагая, что длины нелинейного взаимодействия гораздо меньше длин дисперсионного расплывания. Однако в отсутствии дополнительных возмущающих факторов нелинейность, влияя на фазы мод, не в состоянии изменить их амплитуды. Роль требуемых возмущений, как показано ниже, с успехом может сыграть периодическая по длине неоднородность, период которой согласован с разностью волновых векторов мод.

Общая теория нелинейного взаимодействия коротких многомодовых импульсов в возмущенной среде подробно разработана в [9]. Ниже соотношения [9] конкретизируются в рамках следующих предположений:

- 1) опущены все нестационарные составляющие (связанные как с дисперсией, так и с инерцией нелинейности);
- 2) не учитывается влияние поглощения;
- 3) не учитываются характерные для тонких волноводов эффекты, пропорциональные  $(\lambda/a)^2$ , где  $\lambda$  — длина волны,  $a$  — поперечный масштаб (здесь следует отметить, что в уравнениях эволюции для ТЕ — распределений поля подобные слагаемые автоматически исчезают независимо от величины  $\lambda/a$ );
- 4) высота поперечного профиля показателя преломления  $n(r)$  предполагается малой (модель слабонаправляющего волновода). При этом в амплитудах всех функций (но не в фазах!) пренебрегается различием волновых векторов  $k_m$ , т. е. полагается  $k_1 \approx k_2 \approx \omega \cdot n/c$ , где  $\omega$  — частота волны;
- 5) игнорируется влияние слагаемых, не удовлетворяющих фазовому синхронизму.

Пусть в световоде с продольной осью  $z$  распространяется двухмодовый волновой пакет (рис. 1), электрическое поле которого записывается в виде:

$$\vec{E}_1 = \text{Re} [E_0 \cdot \sum_{m=1,2} f_m(z) \cdot \vec{e}_{m\perp}(\vec{r}_1) \cdot \exp(ik_m z - i\omega t)], \quad (1)$$

где  $f_m(z)$  — безразмерные комплексные амплитуды;  $\vec{e}_{m\perp}$  — нормированные модовые векторы поперечных распределений:  $\langle |\vec{e}_{m\perp}|^2 \rangle = 1$  (для осесимметричной структуры волновода  $\langle A \rangle = \int_0^\infty 2\pi R dR \cdot A$ ,  $R = r/a$ ,  $a$  — ради-

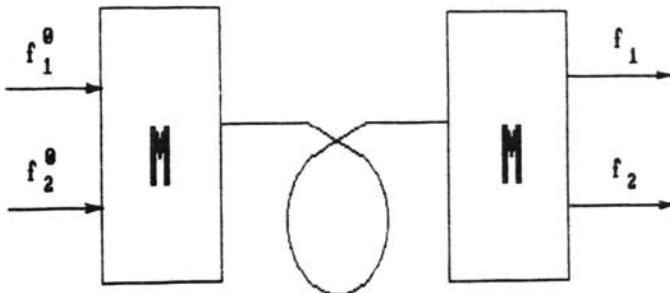


Рис. 1. Схема ввода-вывода мод:

$f_1$  — сигнальная мода;  $f_2$  — мода накачки; M — моданы, формирующие двухмодовую структуру на входе или разделяющие моды на выходе

ус световода). Тогда в рамках указанных допущений уравнения эволюции модовых амплитуд  $f$  примут согласно [9] вид:

$$\frac{df_m}{dz} = R_m^{\text{неод}} + R_m^{\text{нел}}, \quad (2)$$

где  $R_m$  описывают влияние неоднородности и нелинейности.

Для периодической неоднородности при  $\delta n^{\text{неод}} = \delta n_{\text{max}}^{\text{неод}}(r) \cdot \cos(qz + \phi_r)$  в рамках фазового синхронизма с волновыми векторами мод ( $q = k_1 - k_2$ ) из [9] получим:

$$R_1^{\text{неод}} = i \cdot \Gamma \cdot f_2, R_2^{\text{неод}} = i \cdot \Gamma^* \cdot f_1,$$

$$\Gamma = \frac{\omega}{2c} \cdot \langle \vec{e}_{11} \cdot \vec{e}_{21} \rangle \cdot \delta n_{\text{max}}^{\text{неод}} \cdot \exp(i\phi_r) \quad (3)$$

Существует несколько традиционных механизмов реализации периодической неоднородности, например – гофрировка волновода, возбуждение продольной ультразвуковой структуры и др. [10]. Мы конкретизируем случай гофрированного световода, в котором радиус сердцевинны меняется по закону  $a_{\text{полн}}(z) = a + \delta a \cdot \cos(qz + \phi_r)$ .

Далее будем рассматривать простейший параболический профиль (рис. 2)  $n = n_c \cdot [1 - \Delta \cdot r^2/a^2(z)]$ , где  $\Delta = (n_c - n_{cl})/n_c \ll 1$  – высота профиля, а  $n_c$  и  $n_{cl}$  соответствуют сердцевине и оболочке световода. Тогда  $\delta n_{\text{max}}^{\text{неод}} = 2 \cdot n \cdot \Delta \cdot R^2 \cdot \delta a/a$ . Используя азимутальные  $TE_{01}$  и  $TE_{02}$  – моды Лагерра [11, 12]:

$$e_1 = \frac{v \cdot R}{\sqrt{\pi}} \cdot \exp(-vR^2/2), e_2 = \frac{v \cdot R}{\sqrt{2\pi}} \cdot (2 - v \cdot R^2) \cdot \exp(-vR^2/2), k_m^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \cdot n_c^2 - \frac{4 \cdot v}{a^2} \cdot m,$$

$$\text{где } v = \frac{\omega}{c} \cdot a \cdot n_c \cdot \sqrt{2\Delta}, \text{ из (3) получим: } \Gamma = -\frac{\delta a}{a^2} \cdot \sqrt{\Delta} \cdot \exp(i\phi_r).$$

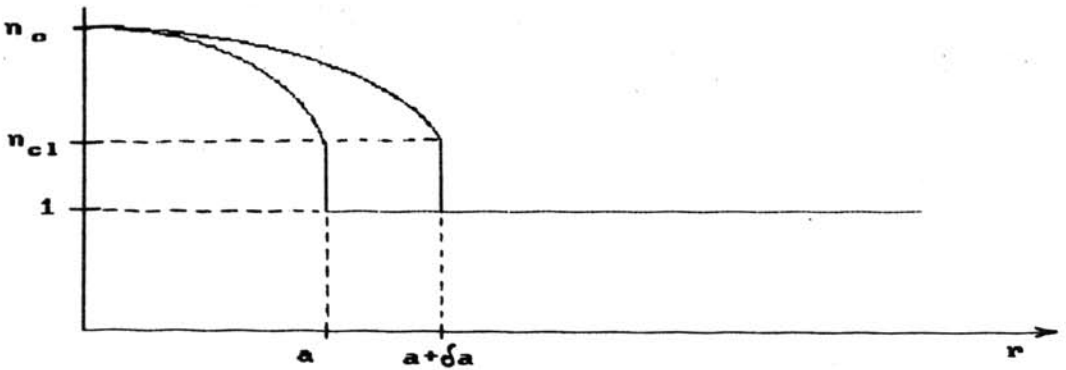


Рис. 2. Профили  $n(r)$  для гофрированного световода

Конкретизируя влияние нелинейности, следует, вообще говоря, обратить внимание на зависимость структуры нелинейного отклика  $\delta n^{\text{нел}}$  на основной частоте от механизма нелинейности. Например, сила Лоренца в плазме инициирует в направлении исходного поля  $\vec{E}$  генерацию третьей гармоники. При этом, как нетрудно показать,  $\delta n^{\text{нел}}$  пропорционально  $|\text{grad } \vec{E}|^2$ . Для многих простейших безынерционных механизмов нелинейности характерным является отклик  $\delta n^{\text{нел}} \approx (\vec{E} \cdot \vec{E})$ . Используется также и пропорциональность  $\delta n^{\text{нел}}$  интенсивности сигнала, т. е. вектору Пойнтинга  $I = |\vec{E} \times \vec{k}|_z$  [13]. Различия феноменологической структуры нелинейного отклика приводят к различию результатов его влияния, что особенно проявляется в тонких волноводах при наличии в модах продольной компоненты  $E_z$ . Строгая эквивалентность указанных типов отклика  $\delta n^{\text{нел}}$  достигается лишь для плоских волн, либо в одномодовом  $TE$ -распределении. Приближенная эквивалентность реализуется, как нетрудно показать, при выполнении упоминавшихся выше условий 3) и 4). Таким образом, далее будем считать  $\delta n^{\text{нел}} = n_2 \cdot I \approx c \cdot \epsilon_0 \cdot n \cdot n_2 \cdot (\vec{E} \cdot \vec{E})$  ( $[n_2] = \text{м}^2/\text{Вт}$ ), что для вектора нелинейной поляризации  $\vec{P}^{\text{нел}}$  означает при указанных допущениях зависимости  $\vec{P}^{\text{нел}} = 2 \cdot \epsilon_0^2 \cdot c \cdot n^2 \cdot n_2 \cdot (\vec{E} \cdot \vec{E}) \cdot \vec{E}$ . Тогда, согласно [9], для  $R_m^{\text{нел}}$  в рамках фазового синхронизма получим:

$$R_1^{\text{нел}} = i \cdot A \cdot (u_{11} \cdot |f_1|^2 + u_{12} \cdot |f_2|^2) \cdot f_1,$$

$$R_2^{\text{нел}} = i \cdot A \cdot (u_{21} \cdot |f_1|^2 + u_{22} \cdot |f_2|^2) \cdot f_2, \quad (4)$$

$$A = \frac{\omega \cdot n_2 \cdot Q}{c \cdot a^2 \cdot |f_Q^0|^2}, \quad u_{mm} = \frac{3}{2} \cdot \langle |\vec{e}_{m1}|^4 \rangle, \quad (4)$$

$$u_{12} = u_{21} = \langle |\vec{e}_{11}|^2 \cdot |\vec{e}_{21}|^2 + 2 \cdot (\vec{e}_{11} \cdot \vec{e}_{21})^2 \rangle.$$

При этом  $Q = \int_0^\infty 2\pi r dr \cdot I_Q^0$  ( $[Q] = \text{Вт}$ ) – интегральная мощность нормирующей моды на входе в световод (далее – это мощность накачки (2-я мода)),  $|f_Q^0|$  – соответствующая этой моде входная амплитуда:  $f_k|_{z=0} = |f_k^0| \times \exp(i\phi_k^0)$  ( $\phi_k^0$  – начальные фазы). Вводя теперь характерную нелинейную длину  $L^{\text{нел}}$ , так что  $1/L^{\text{нел}} = A \cdot u_{11}$ , для азимутальных  $TE_{01}$  и  $TE_{02}$  Лагерровых мод получим:

$$1/L^{\text{нел}} = \frac{3\pi \cdot \sqrt{\Delta} \cdot n_2 \cdot Q / |f_Q^0|^2}{\sqrt{2} \cdot n_c \cdot a \cdot \lambda^2}, \quad \text{где } \lambda \approx \frac{2\pi c}{\omega n_c} \text{ – длина волны.}$$

$$\text{При этом } u_{12} = u_{11}, \quad u_{22} = \frac{5}{8} \cdot u_{11}.$$

Таким образом, комбинированное нелинейно-неоднородное взаимодействие двух мод описывается системой уравнений:

$$\frac{df_1}{dz} = \frac{i}{L^{\text{нел}}} \cdot (R_{11} \cdot |f_1|^2 + R_{12} \cdot |f_2|^2) \cdot f_1 + i \cdot \Gamma \cdot f_2, \quad (5)$$

$$\frac{df_2}{dz} = \frac{i}{L^{\text{нел}}} \cdot (R_{21} \cdot |f_1|^2 + R_{22} \cdot |f_2|^2) \cdot f_2 + i \cdot \Gamma^* \cdot f_1,$$

$$\text{где } R_{11} = 1, \quad R_{12} = R_{21} = \frac{u_{12}}{u_{11}}, \quad R_{22} = \frac{u_{22}}{u_{11}}.$$

Как нетрудно показать, энергетический интеграл системы (5) сохраняется при любом наборе параметров:  $W_1 + W_2 = \text{const}(z)$ , где  $W_m = |f_m|^2$ .

В отсутствие нелинейности ( $L^{\text{нел}} \rightarrow \infty$ ) система (5) описывает обычный гармонический режим перекачки энергии из одной моды в другую. А именно:

$$W_1 = \frac{W_{10} + W_{20}}{2} + p \cdot \cos(2|\Gamma|z + \alpha), \quad \cos \alpha = \frac{W_{10} - W_{20}}{2p}, \quad (6)$$

$$p = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{W_{10}^2 + W_{20}^2 - 2 \cdot W_{10} \cdot W_{20} \cdot \cos(2\phi_{10} - 2\phi_{20} - 2\phi_\Gamma)}.$$

В отсутствие неоднородности меняются, как нетрудно показать из (5), лишь фазы мод:  $W_m = W_{m0} \cdot \phi_m = \phi_m^0 + (R_{m1} \cdot W_{10} + R_{m2} \cdot W_{20}) \cdot z/L^{\text{нел}}$ .

В общем случае решение системы (5) также доводится до квадратуры:

$$\left(\frac{dW_1}{dz}\right)^2 = 4 \cdot |\Gamma|^2 \cdot W_1 \cdot (W_{10} + W_{20} - W_1) - (A \cdot W_1^2 + B \cdot W_1 + C)^2, \quad (7)$$

$$A = \frac{1}{2} \cdot (R_{12} + R_{21} - R_{11} - R_{22}),$$

$$B = (R_{22} - R_{12}) \cdot (W_{10} + W_{20}),$$

$$C = 2 \cdot |\Gamma| \cdot \sqrt{W_{10} \cdot W_{20}} \cdot \cos(\phi_1^0 - \phi_2^0 - \phi_\Gamma) - A \cdot W_{10}^2 - B \cdot W_{10}.$$

Отсюда, в частности, видно, что эволюция модовых амплитуд зависит от начального сдвига фаз  $\Delta\phi_0 = (\phi_1^0 - \phi_2^0 - \phi_\Gamma)$ , если на входе присутствуют оба сигнала:  $W_{10} \cdot W_{20} \neq 0$ . Эту зависимость при необходимости можно ослабить, оптимизируя параметры  $R_{mn}$ ,  $W_{m0}$ ,  $|\Gamma|$ , что, однако, выходит за рамки настоящей работы. Кроме того, из (7) ясен периодический характер эволюции амплитуд, описываемый эллиптическими функциями.

Исследуя свойства системы (5), либо квадратуры (7), нетрудно обнаружить ее усилительные возможности. Действительно, пусть на входе в световод ( $z = 0$ ) задана 2-я мода (накачка), но отсутствует 1-я (сигнал):  $W_{10} = 0$ ,  $W_{20} = 1$ . При этом амплитуда 1-й моды будет осциллировать с некоторым периодом  $z_0$ . Если же на входе вместе с накачкой присутствует слабый сигнал (например:  $W_{10} = 0,1$ ,  $W_{20} = 1$ ), то период пульсаций изменится. Наложение соответствующих кривых наглядно демонстрируется на рис. 3. При этом в точках, кратных  $\xi_0 = z_0/L^{\text{нел}}$ , отсутствие входного сигнала приводит к обнулению, а присутствие малого  $W_{10} \neq 0$  – к достаточно большим величинам  $W_1|_{\xi=k\xi_0}$ . Аналогичные кривые были просчитаны для различных масштабов неоднородности (рис. 4). При этом в случае  $\Delta\phi_0 = 0$  найдено оптимальное для усиления сигнальной моды значение:  $\Gamma \cdot L^{\text{нел}} = 0,11$ .

Помимо описанных усилительных свойств рассматриваемая система (5) позволяет также осуществить своеобразный перевод фазовой модуляции сигнала в амплитудную. Действительно, если разные части входного сигнала

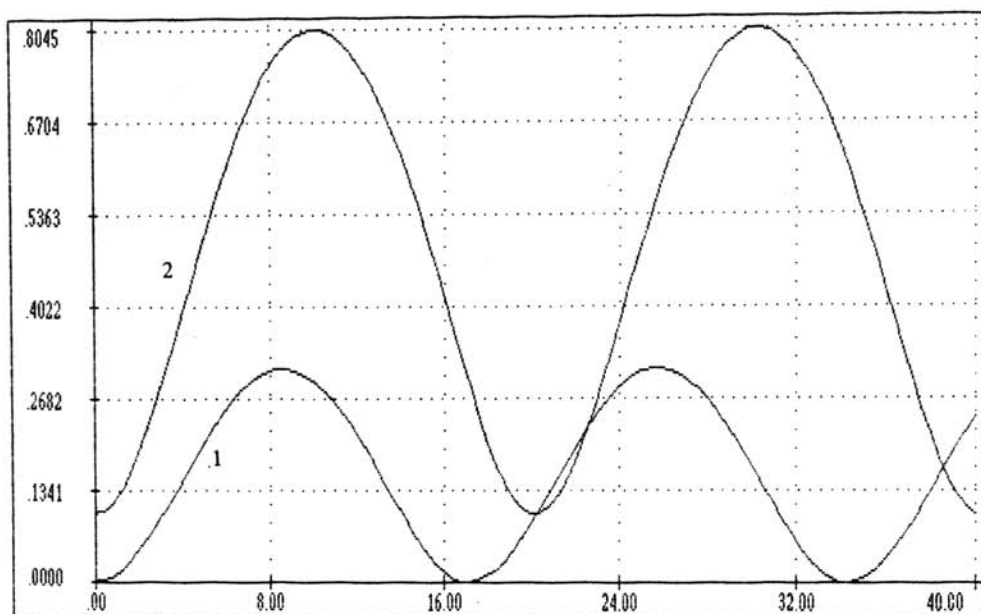


Рис. 3. Распределение энергии сигнальной моды по длине световода для  $\Gamma \cdot L^{\text{нел}} = 0,11$ :  
 1 – в отсутствие сигнала на входе ( $W_{10} = 0$ ); 2 – при наличии  $W_{10} = 0,1$  и  $\Delta\phi_0 = 0$

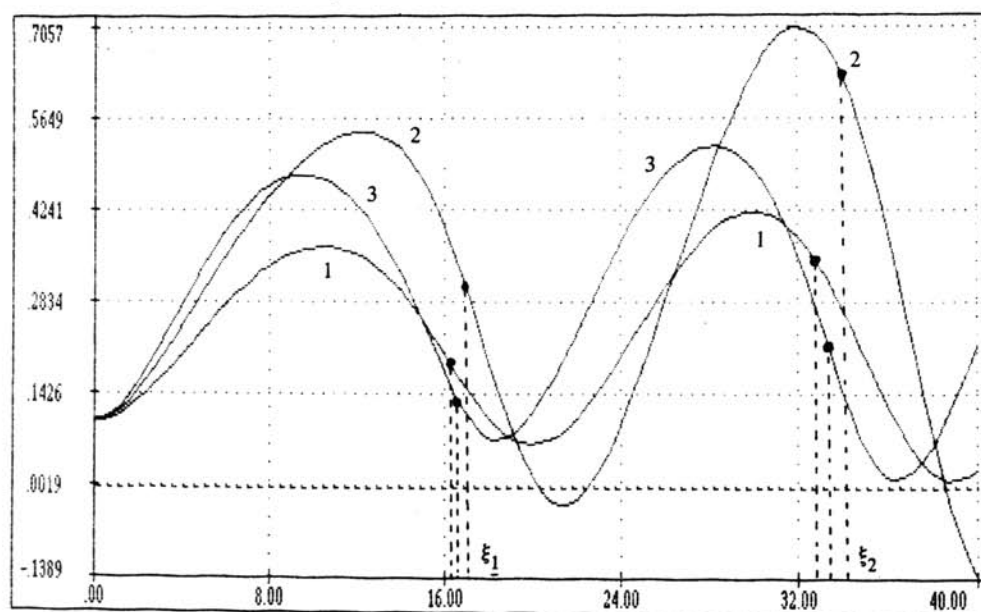


Рис. 4.  $\Delta W_1$  – разность кривых 2 и 1 из рис. 3 при  $W_{10} = 0,1$ ,  $\Delta\phi_0 = 0$  для:  
 1 –  $\Gamma \cdot L^{\text{нел}} = 0,07$ ; 2 –  $\Gamma \cdot L^{\text{нел}} = 0,11$  (оптимальное); 3 –  $\Gamma \cdot L^{\text{нел}} = 0,15$ . В точках  $\xi_{1,2}$  достигается максимальный контраст, равный единице

имеют различную фазу, то соответствующие им части выходного импульса будут преобразовываться по-разному. Если расположить выходное сечение в точках максимального контраста  $\xi_0$  и  $2\xi_0$  (см. рис. 3), то зависимость выходного  $W_1$  от начальной фазы сигнала дается кривыми, изображенными на рис. 5.

Следует отметить структурное сходство системы (5) с уравнениями туннельной связи идентичных мод в разных сердцевинах световода [7]. Для формального перехода достаточно упростить (5), вычеркнув нелинейные перекрестные слагаемые (пропорциональные  $R_{12}$  и  $R_{21}$ ) или соответствующим образом преобразовав переменные.

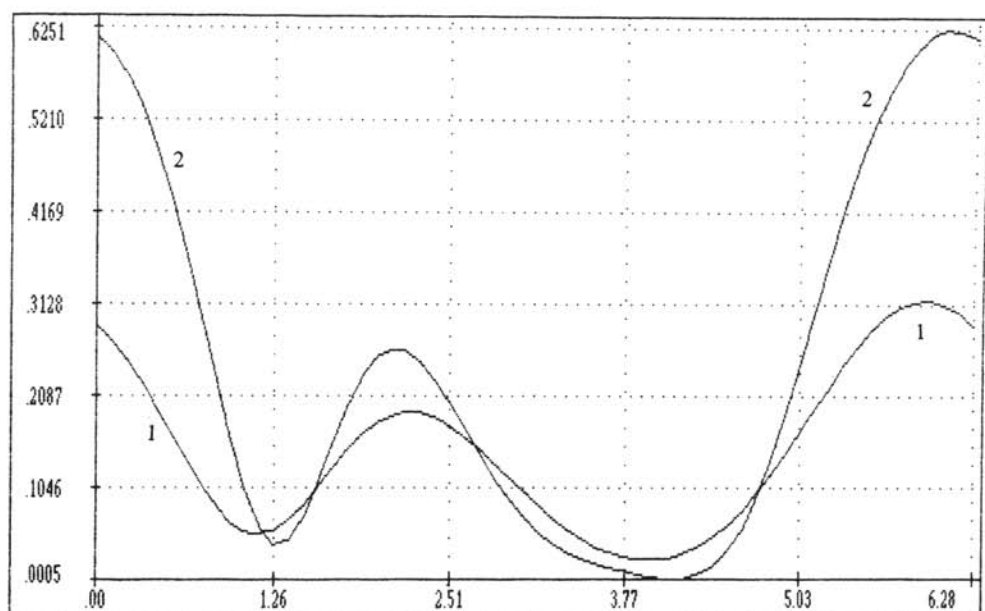


Рис. 5. Зависимость выходной мощности  $W^{\text{вых}}$  в точке  $\xi_0$  (кривая 1) и в точке  $2\xi_0$  (кривая 2) от начальной фазы сигнала при  $W_{10} = 0,1$ ;  $W_{20} = 1$ ;  $\Gamma \cdot L^{\text{нел}} = 0,11$

Отсюда ясно, что все физические свойства, присущие нелинейной туннельной связи, автоматически переносятся на случай нелинейного взаимодействия мод в периодически неоднородном световоде.

В заключение можно привести оценочные значения параметров, формирующие  $L^{\text{нел}}$  для кварцевого световода:  $n \approx 1,4$ ;  $a \approx 2$  мкм;  $\Delta \approx 0,04$ ;  $\lambda \approx 0,5$  мкм;  $n_2 \approx 4 \cdot 10^{-20}$  м<sup>2</sup>/Вт;  $Q \approx 1$  Вт. Тогда  $L^{\text{нел}} \approx 13$  м. Таким образом, расстояние до первого максимального контраста составляет 100–200 м, что при использовании импульсов  $\approx 10$  пс позволяет игнорировать дисперсионное расплывание, длина которого в этих условиях  $\approx 1$  км.

#### Л и т е р а т у р а

1. Trillo S., Wabnitz S., Stegeman G. I. Nonlinear propagation and self-switching of ultrashort optical pulses in fiber nonlinear directional couplers: The normal dispersion regime. IEEE J. of QE, v. 25, N 8, p. 1907–1916.
2. Blow K. J., Doran N. J., Nayar B. K. Experimental demonstration of optical soliton switching in a all-fiber nonlinear Sagnac interferometer. Opt. Lett., 1989, v. 14, N 14, p. 754–756.
3. Islam M. N. Ultrafast all-optical logic gates based on soliton trapping in fibers. Opt. Lett., 1989, vol. 14, N 22, p. 1257–1259.
4. Snyder A. W., Chen Y. Influence of intensity-dependent fields on nonlinear couplers Electronics Lett., 1989, v. 25, p. 502–503.
5. Snyder A. W., Mitchell D. J. Description of nonlinear couplers by power conservation. Opt. Lett., 1989, v. 14, p. 1146–1148.
6. Trillo S., Wabnitz S., Wright E. M., Stegeman G. I. Polarized soliton instability and branching in birefringent fibers. Opt. Comm. 1989, v. 70, N 2, p. 166–172.
7. Майер А. А. О самопереключении излучения, введенного в два неидентичных туннельно-связанных волновода. ИОФАН, препринт № 351, 1987.
8. Торчигин В. П. Реализация чисто оптических многопроцессорных вычислительных комплексов. Сб. статей под ред. Бурцева В. С. Вычислительные машины с нетрадиционной архитектурой. М.: Наука, вып. 1, 1990.
9. Зуев М. А., Шварцбург А. Б. Квазидинамическое моделирование нелинейной эволюции коротких импульсов. Компьютерная оптика. Сб./МЦНТИ, М., 1990, вып. 7, с. 72–81.
10. Яриш А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987.

11. *Снайдер А., Лав Дж.* Теория оптических волноводов. М.: Радио и связь, 1987.
12. *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984.
13. *Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С.* Оптика фемтосекундных импульсов. М.: Наука, 1989.

\*                      \*

\*