

УДК 621.373.826

ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ В СВЯЗАННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

Г.А.ДЖЕЙРАНЯН, Г.Ю.КРЮЧКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 21 октября 1994г.)

Исследованы эффекты фазовой самомодуляции и взаимной модуляции двух волн в туннельно-связанных двулучевых световодах. Показано, что эти эффекты существенно влияют на энергообмен между модами двух волокон световода как в непрерывном режиме возбуждения световода, так и при распространении импульсов. Исследована также нелинейная динамика импульсов в различных режимах возбуждения волноводных мод.

1. Введение

Туннельно-связанные двулучевые световоды, состоящие из двух пространственно близких параллельных оптических волокон, обычно исследуются в связи с возможностью их применения в оптической связи, в частности, для включения либо выключения поля излучения, его модуляции и спектральной селекции [1]. Как показано в последнее время, в таких системах представляется возможным также генерация неклассического света [2-4].

Распространение волн в туннельно-связанных световодах обычно описывается в рамках теории связанных мод (см., например, [1]). В этой теории полагают, что присутствие каждого из волокон приводит к индуцированию малых диэлектрических возмущений в другом волокне. Таким путем осуществляется связь между модами двух световодов, что приводит к перекачке энергии из одного световода в другой. Исследования подобных систем начаты в работах [5-7].

Как известно, при распространении интенсивных световых пучков в оптических волноводах существенную роль играет керровская нелинейность, т.е. наведенное световым пучком изменение показателя преломления сердцевинного волновода. В частности, импульс,

распространяющийся в таком волноводе, испытывает фазовую самомодуляцию, ведущую к уширению спектра. К настоящему времени достаточно исследован широкий класс явлений, связанных с фазовой самомодуляцией в одножильных световодах (см., например, [8,9]). Фазовая самомодуляция в туннельно-связанных волноводах исследовалась в работах [10,11] в связи с возможностью распространения в них солитонов.

В настоящей работе проведено исследование эффектов фазовой самомодуляции и взаимной модуляции для связанных одномодовых световодов с учетом поглощения. В частности, рассмотрен вопрос о влиянии фазовой модуляции на перекачку энергии между волокнами световода. Рассмотрены случаи распространения мод в непрерывном режиме, а также распространение световых импульсов с гауссовской временной огибающей.

2. Уравнения для связанных мод

Согласно полуклассической теории связанных мод, электрическое поле в системе, состоящей из двух близко расположенных параллельных одномодовых волноводов, рассматривается как линейная суперпозиция следующего вида:

$$E(x, y, z, t) = \sum_i \alpha_i(z) U_i(x, y) e^{i(\omega t - \beta_i z)}, \quad (1)$$

где амплитуды $U_i(x, y)$ описывают поперечное распределение в каждом из двух световодов, z — аксиальная координата вдоль световодов, β_i — постоянные распространения мод с одинаковыми частотами ω , $\alpha_i(z)$ — медленно меняющиеся по z амплитуды, описывающие эффекты распространения и взаимодействия между модами.

Волновое уравнение для поля (1) в стандартном приближении медленно меняющихся амплитуд и условие ортогональности для амплитуд U_i

$$\iint U_m(x, y) U_n(x, y) dx dy = \frac{2\omega\mu_0}{\beta_n} \delta_{nm} \quad (2)$$

приводит к следующим связанным уравнениям:

$$d\alpha_1/dz = -i\chi_1\alpha_1 - i\sigma_1\alpha_2 e^{i(\beta_1 - \beta_2)z} + ik_1(|\alpha_1|^2 + q_1|\alpha_2|^2)\alpha_1,$$

$$d\alpha_2/dz = -i\chi_2\alpha_2 - i\sigma_2\alpha_1 e^{-i(\beta_1 - \beta_2)z} + ik_2(q_2|\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2)\alpha_2, \quad (3)$$

Коэффициенты χ_i уравнений описывают поправки к постоянным распространения β_i , обусловленные наличием поля соседнего волновода, а постоянные связи σ_i — линейный энергообмен между модами двух волноводов [5,6]. Последние члены уравнений описывают эффекты самомодуляции и кроссмодуляции со следующими коэффициентами:

$$k_{1,2} = (\omega\epsilon_0/4) \iint \chi^3(x, y) E_{1,2}^4 dx dy, \quad (4)$$

$$q_{1,2} = (\iint E_1^2 E_2^2 dx dy) / \iint E_{1,2}^4 dx dy. \quad (5)$$

При опущении членов фазовой модуляции эти уравнения совпадают с уравнениями, приведенными в работе [3]. Система уравнений (3) описывает пространственный энергообмен между модами световодов и эффекты фазовой модуляции в наиболее общем случае. Далее исследуются случаи распространения мод в одинаковых связанных волноводах. В этом случае имеем: $\chi_1 = \chi_2 = \chi - i\gamma$, $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$, $k_1 = k_2 = k$, $q_1 = q_2 = q$, $\beta_1 = \beta_2$, где γ — коэффициент поглощения мод. В отсутствие поглощения система уравнений имеет два интеграла движения:

$$I_1(z) + I_2(z) = I_{10} + I_{20}, \quad (6)$$

$$\sqrt{I_1 I_2} \cos \psi - (k(1-q)/4\sigma)(I_1^2 + I_2^2) = \text{const}, \quad (7)$$

где использована запись медленно меняющихся амплитуд через интенсивности и фазы

$$\alpha_{1,2}(z) = \sqrt{I_{1,2}} e^{i\varphi_{1,2}(z)},$$

$$\psi = \varphi_1 - \varphi_2 \text{ и } I_{10} = I_1(z)|_{z=0}. \quad (8)$$

В случае, когда на входе в световод возбуждается лишь одна из мод $I_{10} = I_0$, $I_{20} = 0$, из (6), (7) следует, что интенсивности мод в волокнах ограничены следующими значениями:

$$I_- < I_{1,2}(z) < I_+,$$

$$I_{\pm} = 0,5I_0 \pm \sqrt{I_0^2 - 16\sigma^2/k^2(1-q^2)}, \quad (9)$$

если имеет место условие $I_0 > 4\sigma/k(1-q)$.

3. Осцилляции интенсивностей мод

Система уравнений (3) решается методом вторичного укорочения (см. [6]), т.е. решения ищем в виде

$$\alpha_{1,2}(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ e^{-i\sigma z} \alpha_+(z) \pm e^{i\sigma z} \alpha_-(z) \}, \quad (10)$$

и в уравнениях для парциальных амплитуд $\alpha_{\pm}$ опускаем "быстро осциллирующие" члены. В итоге для медленно меняющихся амплитуд получаем

$$\begin{aligned} \alpha_1(z) &= \{ \alpha_1(0) \cos R(z) - i\alpha_2(0) \sin R(z) \} e^{-i\Omega(z)}, \\ \alpha_2(z) &= \{ -i\alpha_1(0) \sin R(z) + \alpha_2(0) \cos R(z) \} e^{-i\Omega(z)}, \end{aligned} \quad (11)$$

где введены следующие обозначения:

$$R(z) = \sigma z - \frac{k(1-q)}{2\gamma} (e^{-\gamma z} - 1) \sqrt{I_{10}I_{20}} \cos \psi_0, \quad (12)$$

$$\Omega(z) = \chi z + \frac{k(3+q)}{4\gamma} (e^{-\gamma z} - 1) (I_{10} + I_{20}) \quad (13)$$

и $\psi_0 = \varphi_{10} - \varphi_{20}$ — разность начальных значений фаз полей.

Выражения для интенсивностей двух мод $I_i(z) = |\alpha_i(z)|^2$ следуют из (11) и имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} I_1(z)/I_{10} &= e^{-\gamma z} \{ \cos^2 R(z) + (I_{20}/I_{10}) \sin^2 R(z) + \sqrt{I_{20}/I_{10}} \sin 2R(z) \sin \psi_0 \}, \\ I_2(z)/I_{20} &= e^{-\gamma z} \{ (I_{10}/I_{20}) \sin^2 R(z) + \cos^2 R(z) - \sqrt{I_{10}/I_{20}} \sin 2R(z) \sin \psi_0 \}. \end{aligned} \quad (14)$$

Зависимость интенсивностей от длины распространения z имеет характер осцилляций, причем сумма интенсивностей равна

$$I_1(z) + I_2(z) = e^{-\gamma z} (I_{10} + I_{20}) \quad (15)$$

в согласии с формулой (6). Отметим, что эффект осцилляций интенсивностей в туннельно-связанных волноводах имеет место и в

случае, когда фазовая модуляция отсутствует. Однако наличие фазовой модуляции существенно меняет частоту осцилляций. В частности, для идеальных световодов, без поглощения, возможна ситуация, когда частота осцилляций принимает нулевое значение. Она реализуется при определенных значениях интенсивностей и фаз полей на входе волокна, удовлетворяющих условию

$$\sqrt{I_{10}I_{20}} \cos \psi_0 = -2\sigma/k(1-q). \quad (16)$$

В этом случае

$$\alpha_{1,2}(z) = \sqrt{I_{10}I_{20}} e^{-i\Omega(z)}, \quad (17)$$

т.е. фазовая модуляция компенсирует обмен энергией вследствие туннелирования между модами, однако приводит к нелинейному сдвигу фаз для каждой из мод^{*)}. Отметим также, что нелинейные эффекты, влияющие на частоту осцилляций, становятся малыми при $q \approx 1$, когда вклады самомодуляции и кроссмодуляции одного порядка. Результаты проведенного анализа представлены на рис.1, где изображены зависимости от безразмерного параметра σz нормированной

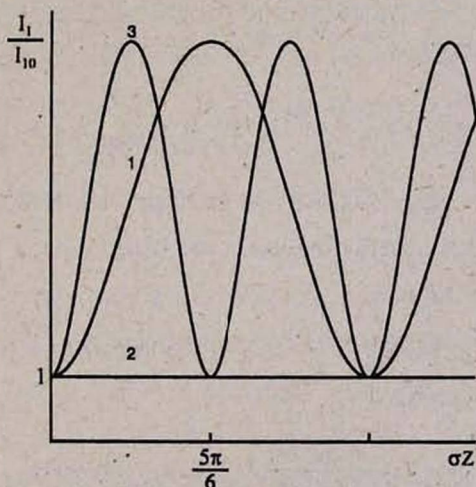


Рис.1. Зависимости интенсивности I_1/I_{10} от σz при $\psi_0 = \pi$, $\sigma = 2 \cdot 10^2$ 1/м, $k = 2 \cdot 10^{-4}$ м/Вт, $q = 0,2$ для следующих значений входных интенсивностей $I_{10} = I_{20} = I_0$: (1) $I_0 = 10^6$ Вт/м²; (2) $I_0 = 2,5 \cdot 10^6$ Вт/м²; (3) $I_0 = 5 \cdot 10^6$ Вт/м².

^{*)} Аналогичный эффект имеет место в одножильном волокне, обладающем двулучепреломлением[12], и используется для нелинейной стабилизации импульсов

интенсивности одной из мод $I_1(z)/I_{10}$ для случая идеального непоглощающего двужильного световода.

4. Распространение гауссовых импульсов

Система уравнений (3) имеет достаточно общее значение и может описывать также распространение импульсов в туннельно-связанных световодах в первом приближении теории дисперсии. При этом в уравнения (3) нужно добавить производные по времени медленно меняющихся амплитуд и перейти к переменным $t' = t - z/v_{gr}$ (v_{gr} - групповая скорость волны) в бегущей системе координат.

Будем считать, что поле на входе в волновод при $z=0$ имеет форму импульсов с амплитудами временных огибающих $\alpha_{1,2}(t,0) = \alpha_{1,2in}(t)$. Решения (11) исходной системы уравнений на выходе из световода при $z=L$ имеют вид

$$\alpha_{1,2out}(t) = \{\cos R(t, L) - i\alpha_{2,lin}(t) \sin R(t, L)\} e^{-i\Omega(t, L)}. \quad (18)$$

Выражения (12), (13) с учетом зависимости от времени амплитуд полей двух мод на входе принимают вид

$$R(t, L) = \sigma L - \frac{k(1-q)}{2\gamma} (e^{-\gamma L} - 1) \sqrt{I_{lin}(t) I_{2in}(t)} \cos \psi, \quad (19)$$

$$\Omega(t, L) = \chi L + \frac{k(3+q)}{4\gamma} (e^{-\gamma L} - 1) (I_{lin}(t) + I_{2in}(t)). \quad (20)$$

Исследование нелинейной динамики импульсов проведем для различных режимов возбуждения волновых мод непоглощающего двужильного световода.

В случае одномодового возбуждения ($\alpha_{2,lin}(t) = 0$) интенсивности на выходе из системы равны

$$I_{1out}(t) = \frac{\cos^2 \sigma L}{\sin^2 \sigma L} I_{2out} = I_{lin}(t) \cos^2 \sigma L. \quad (21)$$

Как видно из (21), форма огибающей импульса остается неизменной, как при распространении импульса в одиночном световоде.

Если на вход одного из волокон подается гауссовый импульс, т.е.

$$\alpha_{lin}(t) = \rho_1 \exp(-t^2 / \tau_1^2) e^{i\varphi_1}, \quad \alpha_{2in}(t) = 0, \quad (22)$$

то, используя (18), (19), (20), легко получить точные выражения для фаз импульсов на выходе:

$$\varphi_1(t) = \varphi_{10} - \Omega(t, L), \quad (23)$$

$$\varphi_2(t) = \arctg\{\operatorname{ctg}(\Omega(t, L) - \varphi_{10})\}.$$

Последние выражения показывают, что на выходе из системы импульсы испытывают фазовую модуляцию, фазы импульсов изменяются в зависимости от пройденного расстояния и интенсивности на входе согласно (20).

Картина нелинейного распространения импульсов в туннельно-связанных световодах в одномодовом режиме возбуждения аналогична распространению импульсов в одиночном волноводе. Эффекты энергообмена в этом случае не влияют на нелинейную динамику импульсов.

Рассмотрим теперь двухмодовый режим возбуждения волноводных мод гауссовыми импульсами

$$\alpha_{1in}(t) = \rho_1 \exp(-t^2 / \tau_1^2) e^{i\varphi_{10}}, \quad \alpha_{2in}(t) = \rho_2 \exp(-t^2 / \tau_2^2) e^{i\varphi_{20}} \quad (24)$$

с различными пиковыми значениями и длительностями.

Аналитические выражения для интенсивностей следуют непосредственно из (18)–(20). Приведем для наглядности эти результаты в графической форме. На рисунках 2(а), (б) представлены огибающие импульсов (нормированные на их пиковые значения на входе ρ_1^2, ρ_2^2) при прохождении в световоде определенной длины для случая равных начальных фаз $\varphi_{10} = \varphi_{20}$, когда интерференция амплитуд отсутствует.

Легко заметить, что вследствие нелинейного энергообмена между волокнами световода с учетом фазовой модуляции форма огибающих (кривые 1) обеих мод существенно меняются (кривые 2). По мере перекачки энергии из одной моды в другую в одном из импульсов образуется провал, соответствующий значительному усилению пиковой интенсивности другого импульса.

Рассмотрим динамику формы огибающих импульсов в случае симметричного возбуждения волноводных мод: $\rho_1 = \rho_2, \varphi_{10} = \varphi_{20}$. Графические результаты исследования представлены на рисунках 3(а), (б). При данном режиме возбуждения изменение формы огибающих

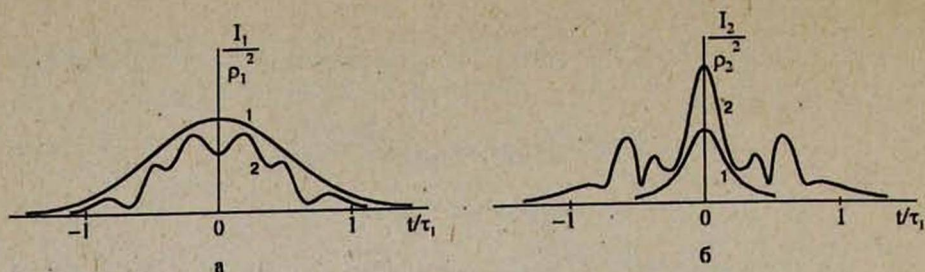


Рис.2. Временные огибающие импульсов I_1 / ρ_1^2 (а) и I_2 / ρ_2^2 (б) на входе (кривая 1) и выходе $L=1$ см из системы (кривая 2) для следующих значений параметров: $\rho_1^2 = 10^6$ Вт/м², $\rho_2^2 = 4 \cdot 10^6$ Вт/м², $\psi_0 = 0$, $\tau_1/\tau_2 = 3$, $\sigma = 2 \cdot 10^2$ 1/м, $k = 2 \cdot 10^{-4}$ м/Вт, $q = 0,2$.

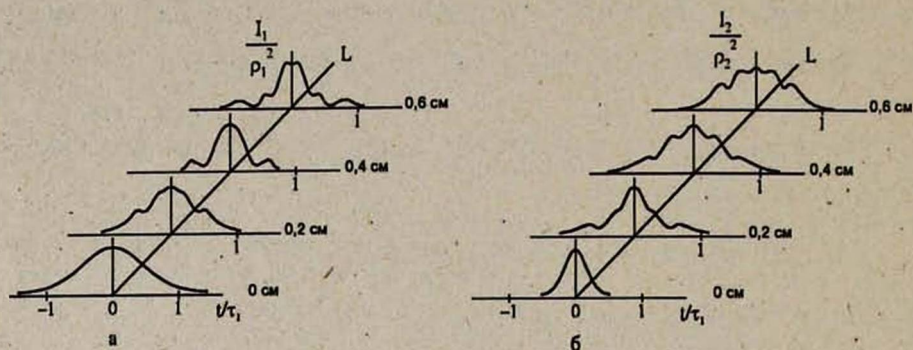


Рис.3. Пространственно-временная динамика импульсов I_1 / ρ_1^2 (а) и I_2 / ρ_2^2 (б) при $\psi_0 = 0$, $\rho_1^2 = \rho_2^2 = 10^6$ Вт/м², $\tau_1/\tau_2 = 3$, $\sigma = 2 \cdot 10^2$ 1/м, $k = 2 \cdot 10^{-4}$ м/Вт, $q = 0,2$.

сопровождается уменьшением длительности импульса в одном световоде за счет увеличения ее в другом. Однако здесь энергообмен приводит к сжатию (расширению) импульсов без изменения пикового значения интенсивностей. Отметим также, что динамика формы огибающих импульсов прослеживается уже на очень маленьких длинах распространения (порядка 10^{-1} см) для характерных $\sigma \sim 10^2$ 1/м.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Marcuse. Light Transmission Optics. New York, Van Nostrand Reinhold, 1982.
2. J.Janszky, C.Sibilla, M.Bertolotti. J.Mod.Opt., 35, 1757 (1988).
3. W.K.Lai, V.Buzek, P.L.Knight. Phys.Rev.A, 43, 6323 (1991).

4. А.П.Алоджанц, Г.А.Джейранян, С.М.Аракелян, Л.П.Геворкян. Квантовая электроника, 20, 786 (1993).
5. P.S.Cross. IEEE J.QE, 14, 577 (1978).
6. S.M.Jensen. IEEE J.QE, 18, 1580 (1982).
7. А.А.Майер. Квантовая электроника, 11, 157 (1984).
8. G.P.Agrawal. Nonlinear Fiber Optics, New York, Academic, 1989.
9. K.G.Joneckis, J.H.Shapiro. J. Opt. Soc. Am., B, 10, 1102 (1993).
10. А.И.Маймистов. Квантовая электроника, 18, 758 (1991).
11. В.П.Торчигян. Квантовая электроника, 18, 1259 (1991).

PHASE MODULATION IN COUPLED OPTICAL WAVEGUIDES

G.A.JEIRANIAN, G.YU. KRYUCHKIAN

The effects of self-phase-modulation and cross-modulation of two waves in double-core tunnel-coupled optical fibers have been investigated. It was shown that these effects considerably exert the energy exchange between the modes of the cores both cw regime of the optical fiber excitation and in the pulse one. The nonlinear dynamics of the pulses in different regimes of guided modes excitation is also investigated.

ՓՈՒԼԱՅԻՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՆ ԿԱՊՎԱԾ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐՆԵՐՈՒՄ

Գ.Ա.ՋԵՅՐԱՆՅԱՆ, Գ.ՅՈՒ.ԿՐՅՈՒՉԿՅԱՆ

Ուսումնասիրված են երկու ալիքների փոխային մոդուլյացիայի և փոխադարձ մոդուլյացիայի երևույթները թունելային կապված երկչիղ լուսատարներում: Ցույց է տրված, որ այդ երևույթները էապես ազդում են լուսային մանրաթելերում երկու մոդաների միջև էներգափոխանակության վրա, ինչպես լուսատարի գրգռման անընդհատ ռեժիմում, այնպես էլ իմպուլսների ժամանակ: Ուսումնասիրված է մեկ ալիքային մոդաների գրգռման տարբեր ռեժիմներում իմպուլսների տարածման ոչ գծային դինամիկան: