

НЕЛИНЕЙНЫЕ ВОЛНОВЫЕ КАНАЛЫ

А.Ю. Шерман

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛИТОННЫХ ИМПУЛЬСОВ В МНОГОМОДОВОМ ОПТИЧЕСКОМ ВОЛОКНЕ

Использование нелинейности показателя преломления материала от поля при передаче мощных коротких импульсов солитонной формы позволяет нелинейным сжатием скомпенсировать дисперсионное расплывание импульса и тем самым на несколько порядков повысить скорость передачи информации по одномодовому оптическому волокну по сравнению с лучшими линейными системами [1].

Но в многомодовых волокнах помимо дисперсии материала, практически определяющей внутримодовую дисперсию, существенное влияние на расплывание импульсов оказывает межмодовая дисперсия, обусловленная различием продольных волновых чисел у разных распространяющихся мод. Конечно, межмодовую дисперсию можно существенно уменьшить оптимальным образом, выбирая профиль показателя преломления волокна, но говорить о практическом использовании волокон с таким профилем пока еще преждевременно и потому в реальных многомодовых волокнах скорость передачи данных ограничивается главным образом межмодовой дисперсией.

В [2] предложено использовать нелинейность показателя преломления для компенсации межмодовой дисперсии и получены значения необходимой пиковой интенсивности электрического поля, при которой импульсы различных мод в волокне не разбегаются. Напряженности электрических полей, компенсирующие межмодовую дисперсию больше, чем аналогичные для компенсации внутримодовой дисперсии. В работе [2] рассматривается влияние пиковой интенсивности электрического поля волны на характер взаимодействия солитонов, возбужденных в различных модах оптического волокна.

Эволюция медленно меняющейся комплексной амплитуды $\Phi_j(z, t)$ интенсивного короткого импульса в j -й линейно-поляризованной моде многомодового оптического волокна во втором приближении теории дисперсии и при пренебрежении зависимостью групповой скорости от интенсивности, нелинейным поглощением и другими факторами описывается системой уравнений шредингеровского типа [2,3]:

$$i \frac{\partial \Phi_j}{\partial z} + i k_j' \frac{\partial \Phi_j}{\partial t} - \frac{1}{2} k_j'' \frac{\partial^2 \Phi_j}{\partial t^2} + i \frac{\omega_0 \mu \sigma}{2 k_j} \Phi_j +$$

$$+ \frac{\omega_0 \mu \epsilon_0}{k_j} \sum_{n, l, m} e^{i(k_n - k_e + k_m - k_j)} + \Phi_n \Phi_e^* \Phi_m a_{nlmj}, \quad (1)$$

в котором

k_j - продольное волновое число j -й моды;

σ - проводимость материала волокна;

$k_j' = \frac{\partial k_j}{\partial \omega}$, $k_j'' = \frac{\partial^2 k_j}{\partial \omega^2}$, вычисленные на центральной частоте ω_0 ,

$$a_{nlmj} = \frac{\int n_0 n_2 u_n(\vec{r}) u_l^*(\vec{r}) u_m(\vec{r}) u_j^*(\vec{r}) d\vec{r}}{\int |u_j(\vec{r})|^2 d\vec{r}},$$

где

n_0 и n_2 - коэффициенты линейного и нелинейного преломления;

$u_j(\vec{r})$ - поперечное распределение поля j -й моды, а интегрирование производится по поперечному сечению волокна.

В частном случае двух мод при пренебрежимо малом затухании система (1) принимает вид:

$$i \frac{\partial \psi_1}{\partial \eta} - i q \frac{\partial \psi_1}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial \tau^2} + (\kappa_{11} |\psi_1|^2 + 2\kappa_{12} |\psi_2|^2) \psi_1 = 0; \quad (2)$$

$$i \frac{\partial \psi_2}{\partial \eta} + i q \frac{\partial \psi_2}{\partial \tau} + \alpha \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial \tau^2} + (2\kappa_{21} |\psi_1|^2 + \kappa_{22} |\psi_2|^2) \psi_2 = 0, \quad (3)$$

записанный для нормированных амплитуд $\psi_1 = \Phi_1 / |\Phi_1(0, t)|_{\max}$, $\psi_2 = \Phi_2 / |\Phi_1(0, t)|_{\max}$ и где введены координаты $\eta = z/L_1$ и $\tau = (t - \frac{k_1' + k_2'}{2} z) / T_0$, нормированные к дисперсионной длине первой моды $L_1 = \frac{2T_0^2}{-k_1''}$ и некоторому временному масштабу T_0 (например, к ширине импульса в первой моде),

В уравнениях (2) и (3)

$$q = \frac{k_2' - k_1'}{2T_0}, \quad \alpha = \frac{k_2''}{k_1''}, \quad \kappa_{jn} = \kappa_0 \frac{k_1}{k_j} B_{jn},$$

$$B_{jn} = \frac{\int n_0 n_2 |u_j(\vec{r})|^2 |u_n(\vec{r})|^2 d\vec{r}}{\int |u_j(\vec{r})|^2 d\vec{r}}, \quad \kappa_0 = \frac{\omega_0^2 \mu \epsilon_0 |\Phi_1(0, t)|_{\max}^2}{k_1}.$$

При малых значениях параметра нелинейности κ_0 импульсы в разных модах распространяются в волокне независимо со своими собственными скоростями. При достаточно больших нелинейностях межмодовая дисперсия полностью компенсируется, то есть импульсы в обеих модах распространяются вдоль волновода с одной и той же групповой скоростью [2, 4].

При промежуточных значениях параметра нелинейности κ_0 межмодовая дисперсия полностью не компенсируется, хотя и уменьшается по сравнению с линейным режимом, а солитонные импульсы в различных модах взаимодействуют друг с другом, как это изображено на рис. 1 для солитонов одинаковой максимальной интенсивности, одновременно возбужденных в модах TE_{01} и TE_{02} градиентного оптического волокна

(определяющих взаимосвязь между коэффициентами κ_{jn}) при $\kappa_{11} = 2$. Входной солитон в каждой моде распадается на два импульса, распространяющихся в этой моде с разными групповыми скоростями, причем полная энергия в каждой моде сохраняется неизменной.

В асимптотике эти импульсы стабилизируются в форме, с хорошей точностью аппроксимирующей секанс-гиперболической функцией

$$\psi_{mn} = A_{mn} \operatorname{sech}[a_{mn}(\tau - u_{mn}\eta)] e^{i(b_{mn}\tau - c_{mn}\eta)},$$

где ψ_{mn} - импульс в m -й моде, распространяющейся со скоростью, определяемой n -й модой.

Анализ такого приближения дает $u_{11} = u_{21}$, $u_{12} = u_{22}$, то есть соответствующие "осколки" разных мод движутся с одинаковыми скоростями, связанными с величинами частотной модуляции:

$$u_{11} = -q + 2b_{11}; \quad u_{21} = q + 2\alpha b_{21};$$

$$u_{12} = -q + 2b_{12}; \quad u_{22} = q + 2\alpha b_{22},$$

причем $b_{11} - \alpha b_{21} = q$, $b_{12} - \alpha b_{22} = q$.

Таким образом, уменьшение межмодовой дисперсии происходит за счет частотной модуляции импульсов при нелинейном взаимодействии мод. Такие же соотношения для величин частотной модуляции и скоростей получаются и при автомодельной гауссовской аппроксимации "осколков".

Кроме того, после выхода из области взаимодействия параметры выходных солитонов связаны соотношениями

$$a_{mn} = A_{mn} (\hat{\kappa}_{mn}/2)^{\frac{1}{2}},$$

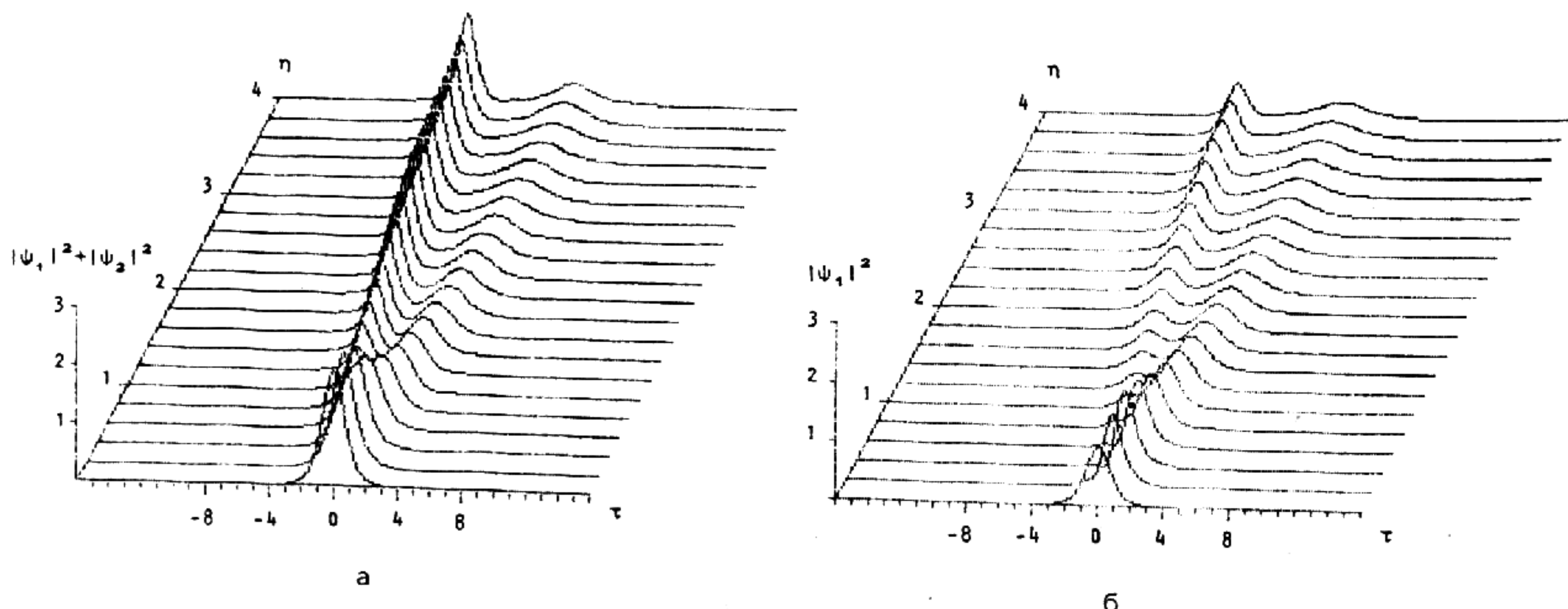
определяемыми эквивалентными нелинейностями, учитывающими воздействия от другой моды:

$$\hat{\kappa}_{11} = \kappa_{11} + \kappa_{12} A_{21}^2 / A_{11}^2; \quad \hat{\kappa}_{12} = \kappa_{11} + \kappa_{12} A_{22}^2 / A_{12}^2;$$

$$\hat{\kappa}_{21} = \kappa_{22} + \kappa_{21} A_{11}^2 / A_{21}^2; \quad \hat{\kappa}_{22} = \kappa_{22} + \kappa_{21} A_{12}^2 / A_{22}^2.$$

Полученные соотношения хорошо согласуются с результатами численного решения систем (2), (3). Эволюции частотных модуляций вдоль импульсов в отдельных модах изображены на рис. 2.

Такой характер взаимодействия имеют только солитоны, одновременно возбужденные в разных модах на входе в оптическое волокно. Совершенно иной характер носит картина взаимодействия, когда солитон в более быстрой моде догоняет и об-



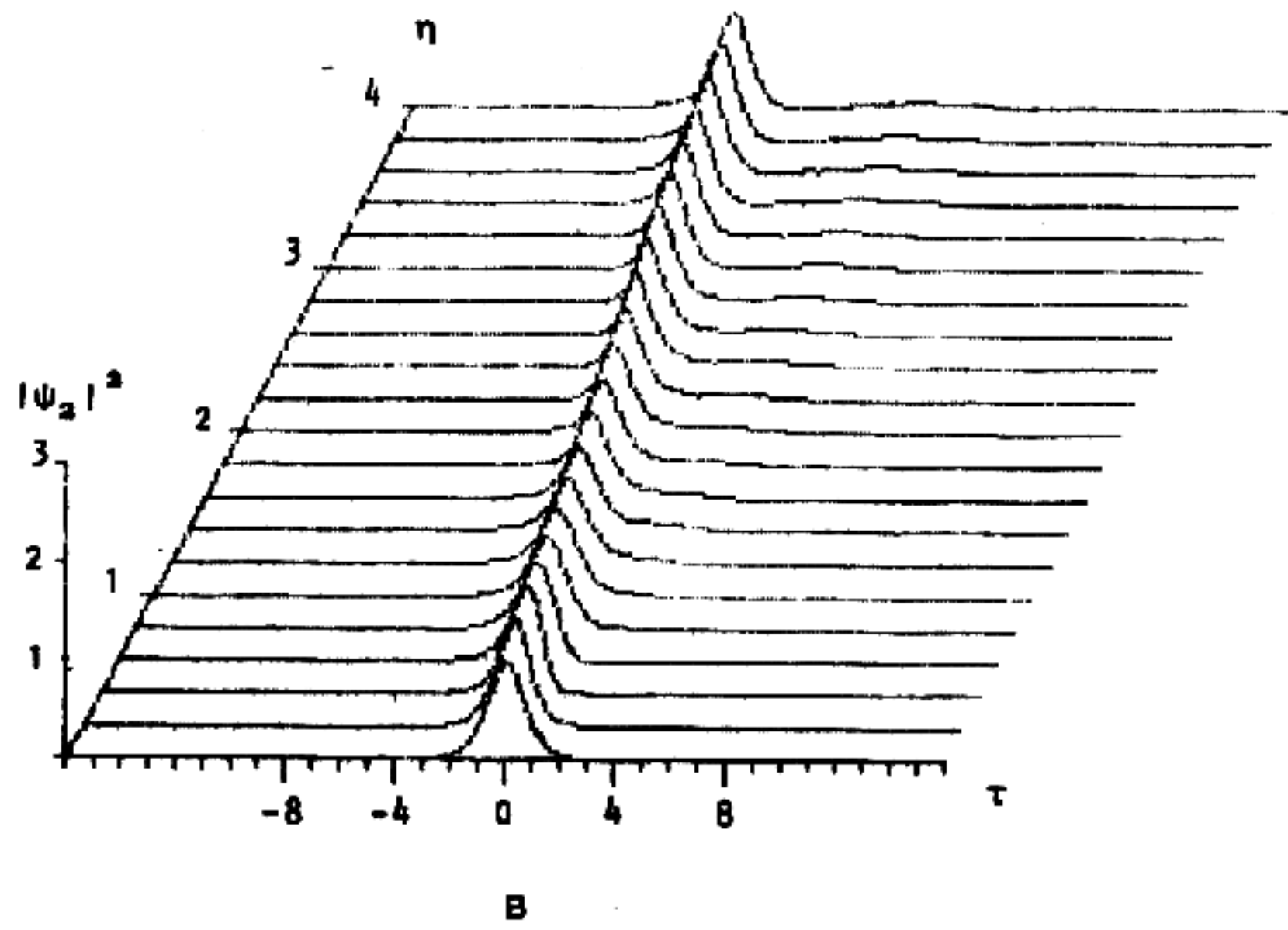


Рис. 1. Нелинейное взаимодействие импульсов солитонной формы одинаковой интенсивности $\Psi_j(0, \tau) = \text{sech}(\sqrt{\kappa_{jj}}/2 \tau)$, одновременно возбужденных в TE_{01} и TE_{02} модах на входе градиентного оптического волокна с параболическим профилем показателя преломления при $\kappa_{11} = 2, \kappa_{12} = 2, \kappa_{21} = 1, \kappa_{22} = 2,5, q = 2$; а - суммарная интенсивность мод; б - интенсивность в TE_{01} моде; в - интенсивность в TE_{02} моде

гоняет солитон в более медленной моде. На рис. 3 изображена двухмодовая эволюция, когда солитон в TE_{01} моде обгоняет солитон в TE_{02} моде. Видно, что солитонные импульсы в обеих модах проходят друг сквозь друга практически без изменения своих огибающих.

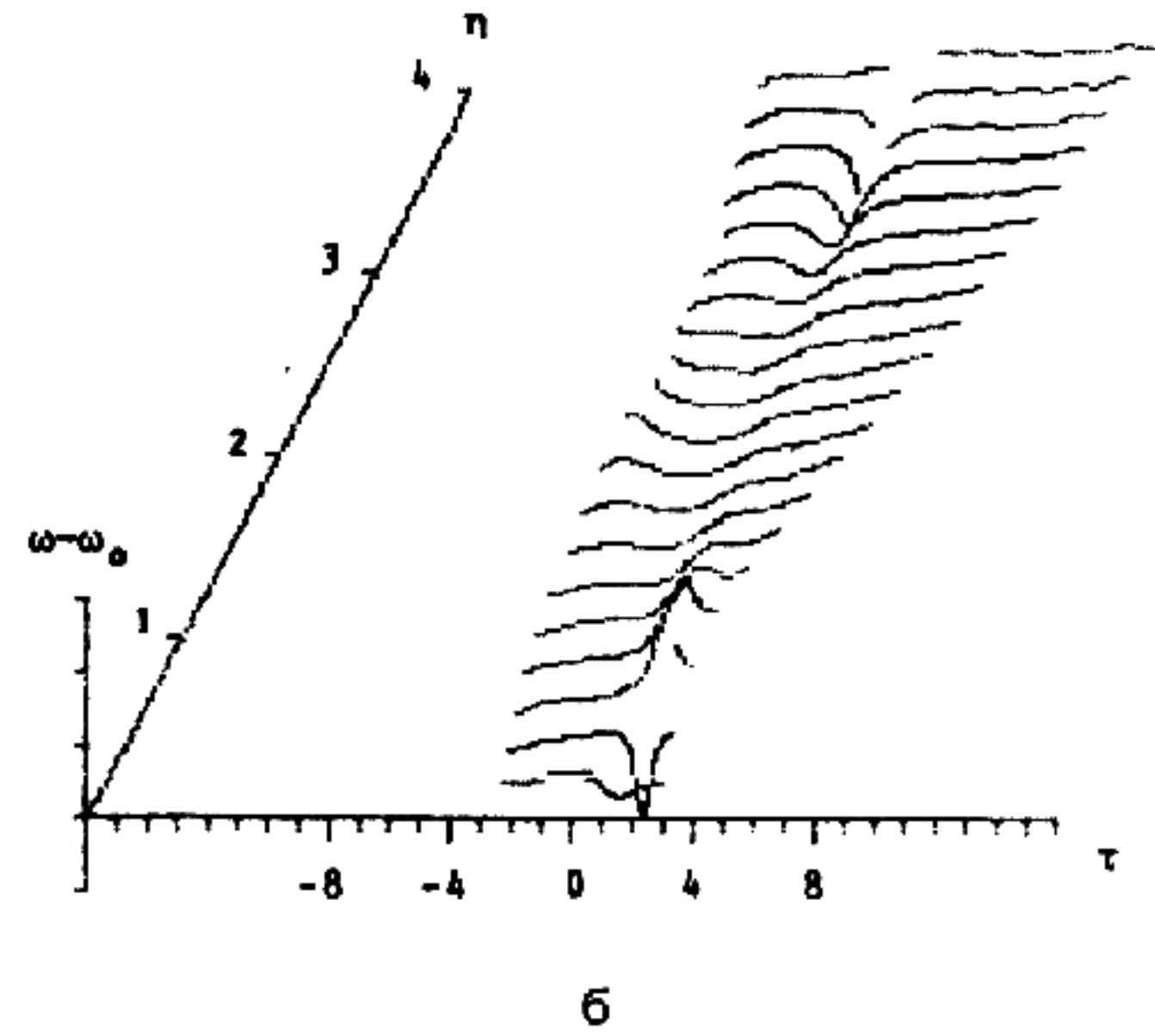
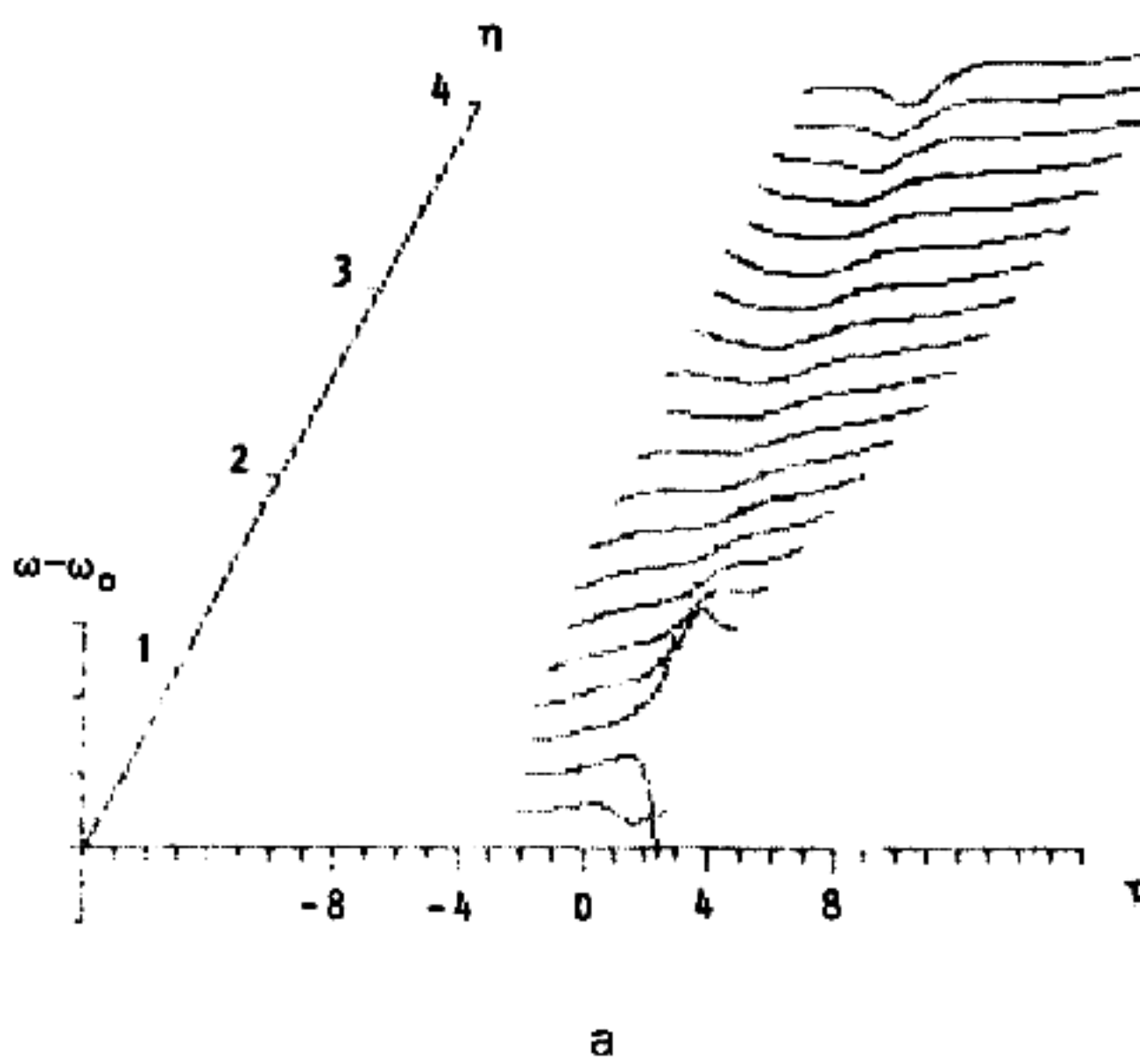


Рис. 2. Нелинейные эволюции частотной модуляции у импульсов (по рис. 1) в модах TE_{01} (а) и TE_{02} (б)

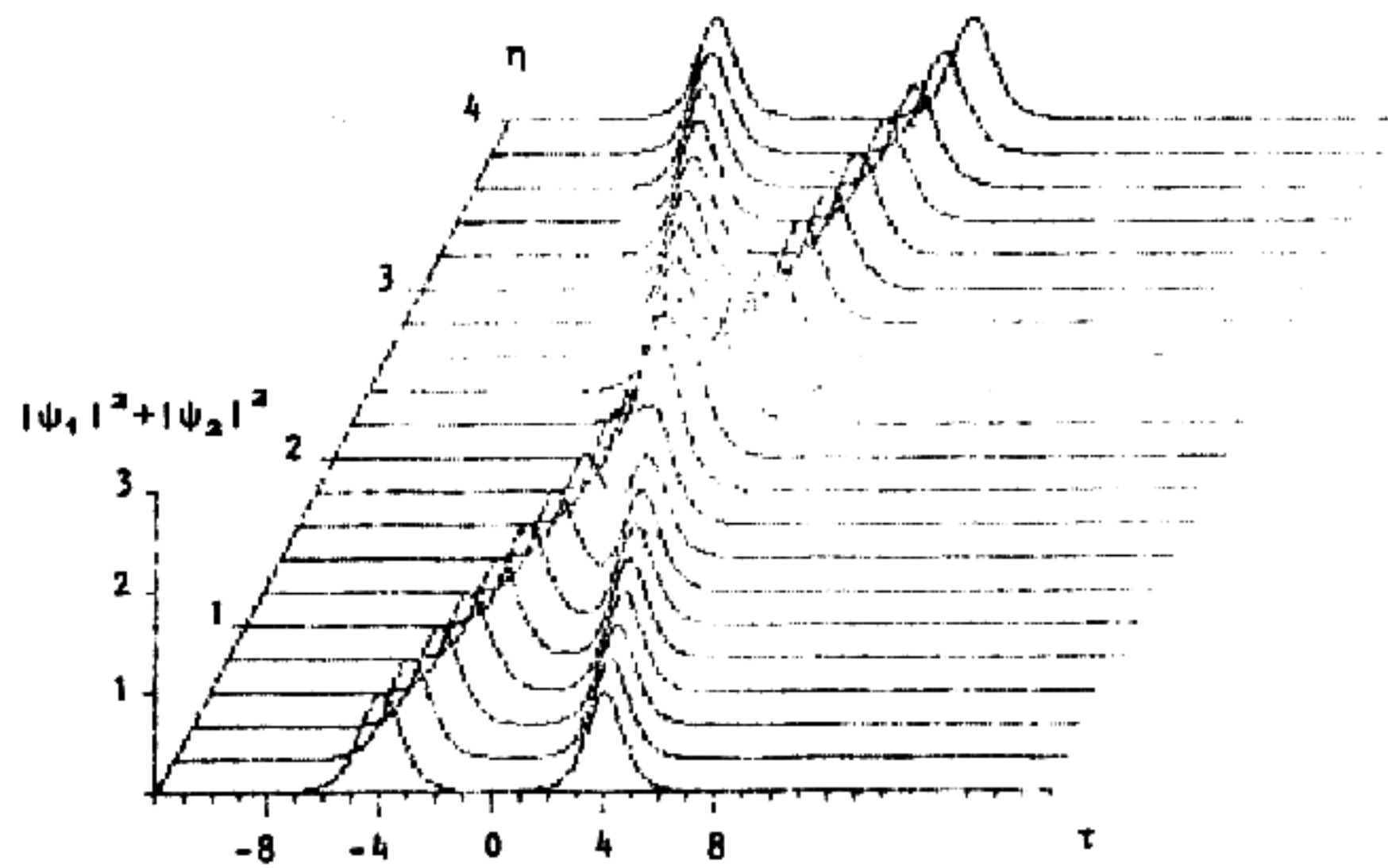


Рис. 3. Совместная эволюция солитонов в TE_{01} и TE_{02} модах при обгоне одним солитоном другого

Такой характер взаимодействия носит вне зависимости от интенсивности начальных импульсов. Следует, правда, отметить уменьшение интенсивности и возмущение частотной модуляции у обоих импульсов в области взаимодействия (рисунки 4, 5), которые, по-видимому, и объясняют такой характер взаимодействия солитонов разных мод при обгоне.

Итак, при относительно слабых нелинейностях взаимодействие солитонов, одновременно возбужденных на входе световода в разных модах, приводит к распаду каждого из них на два импульса. Такой эффект в чем-то аналогичен рассеянию частиц друг на друге. При передаче информации по многомодовому световоду такое раздвоение можно использовать для получения избыточности в сообщении, приводящей к повышению помехоустойчивости приема.

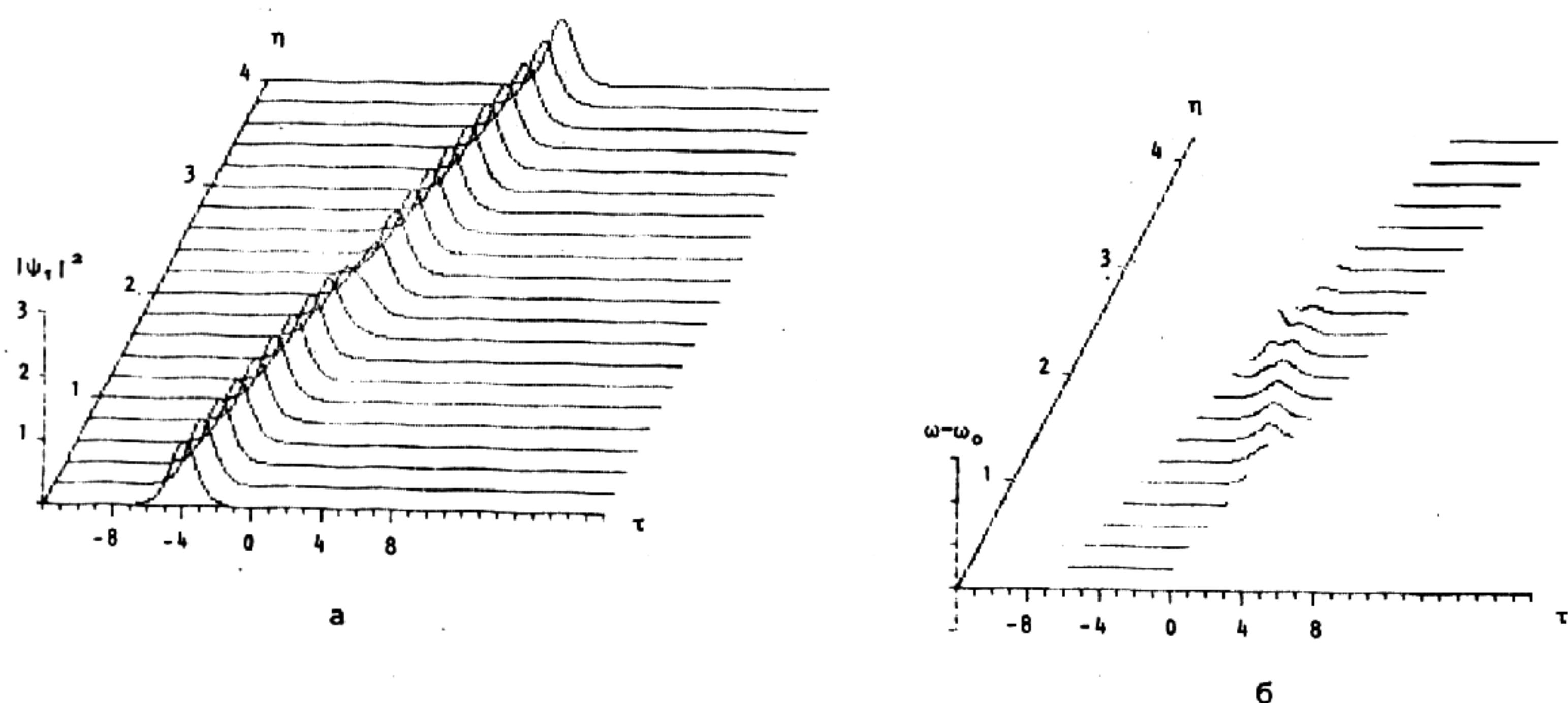


Рис. 4. Эволюция интенсивности (а) и частотной модуляции (б) солитона в TE_{01} моде при обгоне солитона равной максимальной интенсивности в TE_{02} моде при $\kappa_{11} = 2$, $\kappa_{12} = 2$, $\kappa_{21} = 1$, $\kappa_{22} = 2,5$, $q = 2$

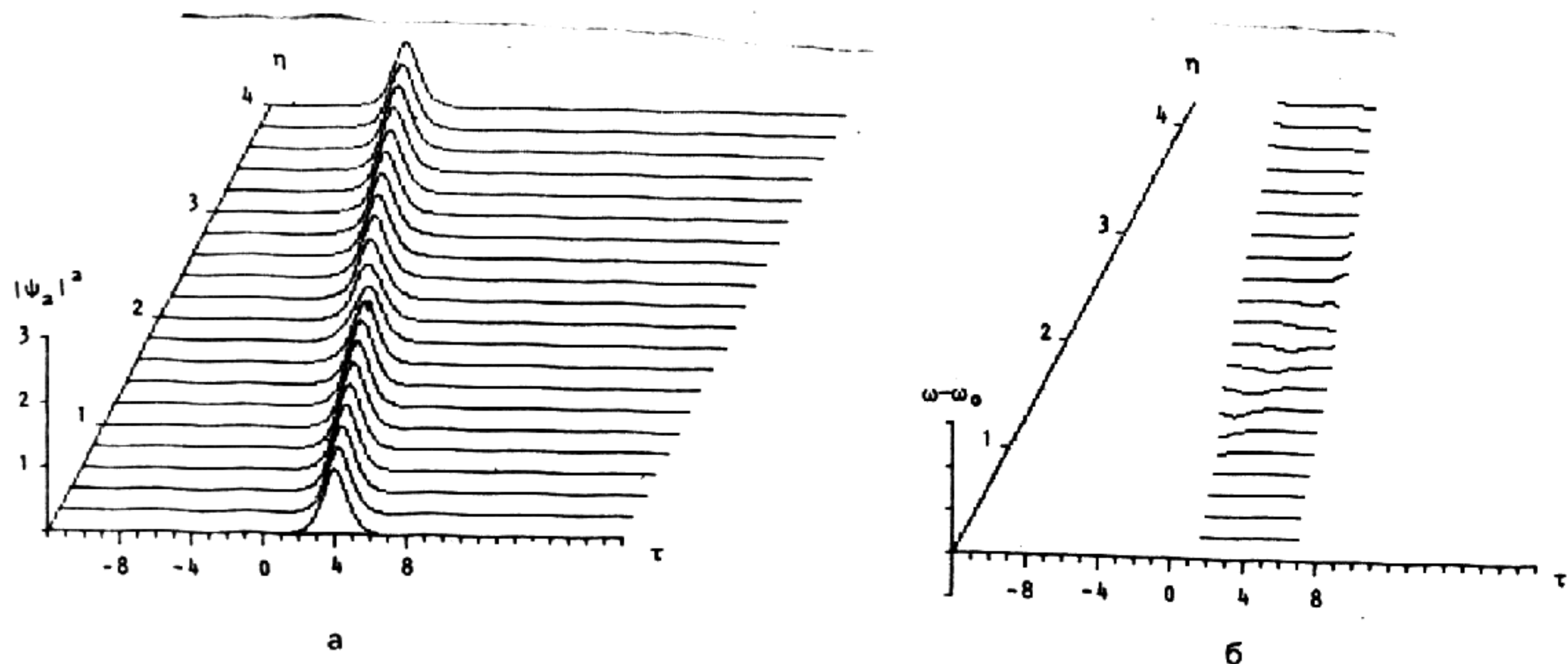


Рис. 5. Эволюция интенсивности (а) и частотной модуляции (б) солитона в TE_{02} моде, когда его обгоняет солитон в TE_{01} моде

Отсутствие взаимодействия солитонов разных мод при обгоне друг друга может быть использовано для независимой передачи информации по разным модам волокна, то есть для повышения информационной емкости канала связи.

Автор благодарен А.Б. Шварцбургу и М.А. Зуеву за полезные обсуждения работы.

Л и т е р а т у р а

1. Х а с э г а в а А., К о д а м а Ю. Передача сигналов оптическими солитонами в одномодовом волокне. ТИИЭР, 1981, т. 69, № 9, с. 57-63.

2. Н а с е г а в а А. Self-Confinement of Multimode Optical Pulse in a Glass Fiber. - Optics Letters, 1980, v. 5, N 10, p. 416-417.

3. C r o s i g n a n i B., C u t o l o A., D i P o r t o P. Coupled-Mode Theory of Nonlinear Propagation in Multimode and Single-Mode Fibers: Envelope Solitons and Self-Confinement. - JOSA, 1982, v. 72, N 9, p. 1136-1141.

4. В ы с л о у х В.А. Эксперименты с оптическими солитонами. УФН, 1982, т. 136, вып. 3, с. 519-531.

