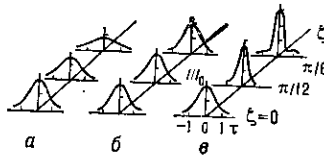


чивости. Действительно, вызванная фазовой само-
дуляцией поперечная неоднородность поля усиливает
нелинейную рефракцию и т. д. Самосжатие, самофоку-
сировку можно интерпретировать и на спектральном
языке как результат последовательных четырёхволно-
вых взаимодействий, приводящих к «лавиному» уши-
рению частотного или углового спектров.

Оптические солитоны. Чем определяется предельное
нелинейное сжатие светового импульса и светового
пучка? При самосжатии плоских волновых пакетов,
обусловленном продольными взаимодействиями, ком-
прессия сдерживается дисперсионным расплыванием.
При этом оказывается возможным устойчивый баланс

Рис. 11. Изменение формы
импульсов с расстоянием,
пройдённым в нелинейной
среде: а — при $W < W_{кр}$ —
расплывание; б — при $W =$
 $= W_{кр}$ — оптический соли-
тон; в — при $W > W_{кр}$ —
компрессия.



сжатия и расплывания; он достигается при плотности
энергии пакета (Дж/см²)

$$W_{кр} = 2 \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} / kn_2 \tau_c. \quad (36)$$

При $W = W_{кр}$ в кубичной среде распространяется ста-
ционарный импульс — солитон оптический, огибаю-
щая к-рого

$$\rho_c(\eta) = \rho_{с0} \operatorname{sech}(\eta/\tau_c). \quad (37)$$

Такой импульс является стационарным решением не-
линейного параболич. ур-ния типа (21)

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{1}{2} \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \eta^2} + i \frac{1}{2} kn_2 |A|^2 A = 0. \quad (38)$$

Изменение формы световых импульсов при разл. соот-
ношениях между W и $W_{кр}$ изображено на рис. 11. Су-
ществленным оказывается то, что солитонное решение
вида (37) оказывается устойчивым по отношению к ма-
лым вариациям W вблизи $W_{кр}$.

Нелинейная рефракция, приводящая к простран-
ственной самофокусировке света, сдерживается дифрак-
цией. Баланс нелинейной рефракции и дифракции до-
стигается при полной мощности трёхмерного пучка

$$P_{кр} = \frac{(1,22\lambda)^2 c}{128n_2} \quad (39)$$

[ср. с (36)]. Для волнового пакета и двумерного пуч-
ка баланс определяется интенсивностью, для трёхмер-
ного — полной мощностью. Однако здесь баланс не-
устойчив; при $P > P_{кр}$ нелинейная рефракция подав-
ляет дифракцию, пучок продолжает сжиматься. Пре-
длом этого «лавиного» процесса часто становится
оптический пробой (см. также *Самофокусировка
света*).

Оптическая бистабильность. Эффективность продоль-
ных взаимодействий может быть резко усилена за счёт
использования обратной связи, оптич. резонатора.
Ярким примером такого усиления является возникнове-
ние амплитудной оптич. бистабильности в оптич.
резонаторе Фабри — Перо, заполненном средой с ку-
бичной нелинейностью. За счёт многократного прохож-
дения через среду сигнал на выходе приобретает зна-
чительный нелинейный фазовый набег. При достато-
чно большой интенсивности на входе интенсивность
на выходе испытывает скачки и обнаруживает гисте-
резис (подробнее см. *Оптическая бистабильность*).

**Генерация пространственных структур, оптическая
турбулентность.** Обусловленные продольными взаимо-
действиями оптич. бистабильность и соответствующие
неустойчивости являются лишь «временными» проек-
циями широкого класса волновых взаимодействий, про-

исходящих одновременно в пространстве и времени.
Принципиальную роль здесь играют поперечные взаи-
модействия, к-рые в свободно распространяющихся
пучках и в традиц. схемах оптич. резонаторов имеют
характер диффузии и оказываются мелкомасштабными.
Пространственным масштабам и топологией поперечных
взаимодействий можно управлять в системах с двумер-
ной обратной связью (рис. 12). В цепь обратной связи

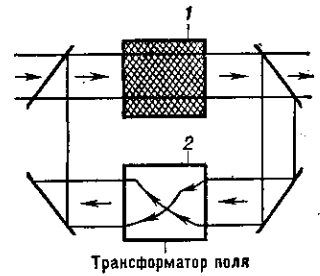


Рис. 12. Оптический резонатор
с двумерной обратной связью:
1 — нелинейная среда; 2 —
трансформатор поля.

кольцевого оптич. резона-
тора помещается транс-
форматор поля, осущес-
твляющий поворот, сжатие,
растяжение, благодаря че-
му удаётся получить $L_1 \sim$
 $\sim d$ (d — диаметр пучка). В
четырёхзеркальном коль-
цевом резонаторе оказыва-
ются связанными между
собой поля в разл. точках
поперечного сечения пуч-
ка. Если в такой резонатор
поместить среду с нелиней-
ным показателем прелом-
ления, гистерезис и биста-
бильность возникают не
только во времени, но и в пространстве. Нелинейная
динамика поля в резонаторе с двумерной обратной связью
описывается ур-нием для нелинейного фазового
набега $\varphi(r,t)$:

$$\tau_{нл} \frac{\partial \varphi(r,t)}{\partial t} + \varphi(r,t) = D \Delta_{\perp} \varphi(r,t) + K \{1 + \theta \cos \varphi(r',t)\}, \quad (40)$$

где $K = \eta k_0 n_2 I_{вх} l$ — «управляющий параметр», l —
длина нелинейной среды, η — параметр потерь, θ —
видность интерференц. картины. Поперечные взаимо-
действия описываются правой частью (40), первый член
характеризует мелкомасштабные взаимодействия; круп-
номасштабным взаимодействиям обязан сдвиг аргу-
мента $\cos, r' \neq r$ (параболич. ур-ние со сдвинутым
аргументом). На рис. 13 приведены фотографии наиб.
типичных нелинейных структур: вращающихся волн
(оптич. ревербераторов); спиральных волн, возникаю-
щих при больших значениях параметра K ; случайных

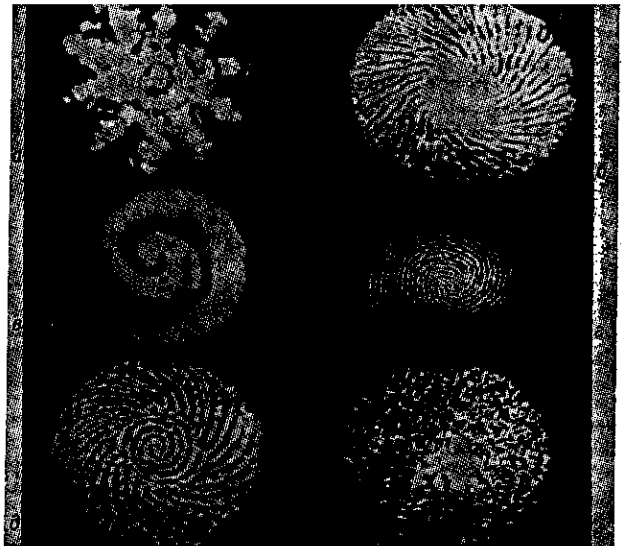


Рис. 13. Нелинейные структуры в резонаторе с двумерной
обратной связью: а, б — вращающиеся волны; в, г — спиральные
волны (случаю в соответствует меньший коэффициент диффу-
зии); д — сосуществование вращающейся и спиральной струк-
тур; е — оптическая турбулентность.