

решается обратной задачи рассеяния методом. Если мощность спектрально-ограниченного импульса превышает критическую, то его асимптотич. поведение при  $\zeta \rightarrow \infty$  определяется солитонной составляющей, амплитуда несолитонной части решения убывает  $\propto \zeta^{-1/2}$ .

Важным классом аналитически вычисляемых решений нелинейного уравнения Шрёдингера являются  $N$ -солитонные импульсы, соответствующие нач. условиям вида  $q(0, \tau) = N \operatorname{sech} \tau$ , где  $N$  — целое число. Они представляют собой нелинейную суперпозицию  $N$  движущихся с одинаковой скоростью солитонов с амплитудами  $q_m = (2m - 1)$ ,  $m = 1, 2, \dots, N$ . Важные особенности  $N$ -солитонных импульсов состоят в том, что их распространение начинается с самосжатия (рис. 1), а модуль комплексной амплитуды периодичен по  $\zeta$  с периодом  $\pi/2$ .

Закономерности формирования и распространения односолитонных и  $N$ -солитонных импульсов были подтверждены экспериментами Л. Молленауэра (L. Mollenauer), Р. Х. Столена (R. H. Stolen) и В. Гордона (W. Gordon). В этих опытах с помощью тщательно сформированных пикосекундных импульсов синхронно накачиваемого лазера на центрах окраски ( $\lambda = 1,5$  мкм; полная длительность импульса по полувысоте  $\sim 7$  пкс;  $P_0 \approx 1-22$  Вт) удалось наблюдать односолитонные и  $N$ -солитонные импульсы для  $N \leq 4$ . Успешные эксперименты с С. стимулировали их применение в волоконно-оптич. связи для сверхскоростной передачи информации, в технике формирования импульсов фемтосекундной длительности, в спектроскопии быстропротекающих процессов и привели к созданию солитонных лазеров.

Теоретически и экспериментально исследовано влияние различных возмущающих факторов (оптич. потери, дисперсия высших порядков, инерционность нелинейного отклика, стохастич. возмущения формы входного импульса и параметров световода) на распространение пико- и фемтосекундных С. и на их взаимодействие. Показана возможность компенсации оптич. потерь за счёт комбинац. усиления, что позволяет реализовать передачу С. на расстояния до 50 км.

Распространение мощных когерентных импульсов света в резонансно-поглощающих средах (см. Самоиндуцированная прозрачность) также сопровождается солитонными эффектами. Если длительность импульса  $\tau_0$  существенно меньше времени релаксации населённости  $T_1$  и затухания свободной поляризации  $T_2$ , то в результате поглощения в течение 1-й половины импульса и последующего усиления в течение 2-й половины импульса формируется стационарный волновой пакет, проникающий в среду на расстояние, существенно превышающее длину линейного поглощения (см. также Духуровневая система).

Матем. описание этого процесса основывается на системе ур-ний Максвелла — Блоха. Для спектрально-ограниченных импульсов осн. значение имеет площадь, заключённая под огибающей:

$$S(t, z) = \kappa \int_{-\infty}^t A(t', z) dt',$$

где  $\kappa = 2d/\hbar$ ,  $d$  — дипольный момент резонансного перехода,  $\hbar$  — постоянная Планка. Импульсы с площадью  $S = 2\pi$  и огибающей  $A = 2(\kappa\tau_0)^{-1} \operatorname{sech}(t/\tau_0)$  являются устойчивыми. Групповая скорость распространения импульса  $u$  меньше скорости света. Характерное время задержки  $t_2$  импульса на расстоянии  $L$  пропорционально коэф. линейного поглощения  $\delta$ :  $t_2 = L(u^{-1} - c^{-1}) = \delta L\tau_0/2$ . Если площадь исходного импульса превышает  $2\pi$  в  $N$  раз, то в процессе распространения он разбивается на последовательность  $N$  импульсов с разл. длительностями, амплитудами и скоростями (рис. 2).

Солитонные эффекты проявляются при взаимодействии волновых пакетов с разл. несущими частотами

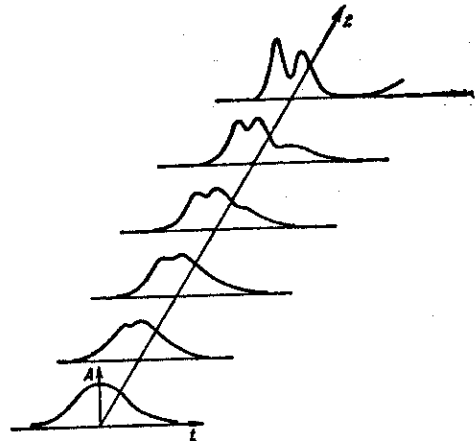


Рис. 2. Разбиение  $6\pi$ -импульса на три  $2\pi$ -импульса при резонансном самовоздействии.

в средах с квадратичной нелинейностью (т. н. параметрические С.). В этом случае стационарный импульс формируется в результате баланса процессов энергообмена и расстройки групповых скоростей. Теоретически показана возможность формирования С. при вынужденном комбинац. рассеянии света (ВКР-солитоны) и в процессе вынужденного Мандельштама — Бриллюэна рассеяния, однако экспериментально они не наблюдались из-за ряда жёстких требований на параметры излучения и среды.

Лит.: Теория солитонов. Метод обратной задачи, М., 1980; Аллен Л., Эберли Дж., Оптический резонанс и двухуровневые атомы, пер. с англ., М., 1978; Ахманов С. А., Вмслоух В. А., Чиркин А. С., Оптика фемтосекундных лазерных импульсов, М., 1988; Сухорукоев А. П., Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике, М., 1988. С. А. Ахманов, В. А. Вмслоух.

**СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ** — в широком смысле изменчивость (переменность) Солнца. Проявляется во всей совокупности нестационарных процессов на Солнце и в его атмосфере: возникновении и исчезновении пятен, протуберанцев, факелов, флоккул (рис. 1); возрастании УФ-, рентг. и радиоизлучения; *вспышкам на Солнце*.

Все указанные проявления С. а., как правило, тесно связаны между собой и имеют место в т. н. активных областях, в к-рых выходят на поверхность сильные магн. поля. Это свидетельствует об общей природе проявлений С. а.: все они связаны с магн. полем Солнца. Поэтому под С. а. в узком смысле часто понимают почти периодич. переменность магн. поля Солнца. Последняя характеризуется неск. параметрами, или *индексами активности*, важнейшим из к-рых является цюрихское число. Число солнечных пятен, или *Вольфа число*. Оно определяется по ф-ле  $R_z = k(f + 10g)$ , где  $f$  — общее число пятен на видимой полусфере Солнца,  $g$  — число групп пятен,  $k$  — коэф., позволяющий привести наблюдательные данные разл. обсерваторий к стандартной шкале цюрихских чисел. Среднее за год цюрихское число, как и средние годовые числа др. активных явлений на Солнце, изменяется с периодом ок. 11 лет, что и наз. *циклом С. а.* или *солнечным циклом*. Ср. широта пятен также изменяется в ходе цикла: первые пятна цикла появляются около широт  $\pm 30^\circ$ , последние — гораздо ближе к солнечному экватору, около широт  $\pm 8^\circ$ . Это изменение (часто называемое *законом Шперера*) лучше всего иллюстрируется т. н. диаграммой «бабочек Маундера» (рис. 2). Поскольку с пятнами связаны др. проявления С. а., напр. флоккулы и вспышки, их статистич. поведение также характеризуется 11-летним циклом и широтным распределением, подобным «бабочкам Маундера».