Взаимодействия солитонов в плазме могут быть как упругими, так и неупругими. Упругие взаимодействия с полным сохранением структуры С. при столкновении описываются точно интегрируемыми ур-ниями КдФ, КП и ШУН (см. *Обратной задачи рассеяния метод*). Неинтегрируемая система ур-ний Захарова описывает неупругие столкновения С., приводящие к интенсивному излучению линейных волн, слиянию сталкивающихся С. в новый С. и т. д. Неупругими оказываются также взаимодействия С. со свободными ионно-звуковыми волнами. Напр., монохроматическое либо случайное звуковое поле, воздействующее на ленгмюровский С., приводит к его распаду на линейные ленгмюровские волны. Описание реальной плазмы, основанное на ур-ниях КдФ, КП и ШУН, является сильно идеализированным. Часто необходимо учитывать дополнит. эффекты, к-рые могут существенно влиять на динамику С. в плазме. Это даёт дополнит. (возмущающие) члены в указанных ур-ниях. В таком случае для анализа динамики С. используется теория возмущений. Так, напр., при учёте конечности отношения T_i/T_e ионно-звуковые С. в неизотермич. бесстолкновительной плазме распадаются вследствие *Ландау затухания*. С учётом этого эффекта ур-ние КдФ (1) превращается в ур-ние КдФ — Бюргерса

$$n_t+6nn_x+n_{xxx}=\alpha n_{xx} \qquad (8)$$

с положит. диссипативным параметром α. Вместо солитонных решений ур-ние (8) имеет решение в виде устойчивой движущейся волны перепада плотности с колебат. структурой — *бесстолкновительной ударной волны*.

Для ленгмюровских С. важно взаимодействие с электронами плазмы, также приводящее к затуханию Ландау. Возмущающим фактором для ленгмюровского С. является также неоднородность плазмы: он притягивается областью плазмы, где плотность понижена, и может совершать колебания вблизи минимума плотности.

В плазме могут встречаться и С. др. типов, напр. С. циклотронных волн, различные двумерные дрейфовые вихри [4] и С. в системе резонансно взаимодействующих простых волн.

Лит.: 1) Tran M. Q., Ion-acoustic soliton in a plasma. A review of theire experimental. Properties and related theories, «Physica Scripta», 1979, v. 20, p. 317; 2) Захаров В. Е., Коллапс и самофокусировка ленгмюровских волн, в кн.: Основы физики плазмы, т. 2, М., 1984; 3) Kivshar Yu. S., Malomed B. A., Dynamics of solitons in nearly integrale systems, «Rev. Mod. Phys.», 1989, v. 61, p. 763; 4) Петвиашвили В. И., Похотелов О. А., Уединенные волны в плазме и атмосфере, М., 1989; Основы физики плазмы, т. 1—2, М., 1983—84. *Б. А. Маломед.*

СОЛИТОНЫ оптические — оптические импульсы, сохраняющие структурную устойчивость огибающей при распространении в нелинейной среде даже при наличии возмущающих факторов и взаимодействий с др. С. В зависимости от характера нелинейного взаимодействия излучения с веществом солитонные эффекты в оптике разделяют на резонансные и нерезонансные.

В нерезонансных средах оптич. С. формируются в результате баланса двух конкурирующих процессов — дисперсионного расплывания (см. *Дисперсия света*) и нелинейного самосжатия (см. *Самовоздействие света*). Наиб. благоприятные условия для формирования С. реализуются в одномодовых волоконных световодах благодаря предельно малым оптич. потерям (~0,2 дБ/км при длине волны излучения $\lambda = 1{,}55$ мкм) и устойчивости модовой структуры излучения при возрастании входной мощности вплоть до значений, близких к порогу самофокусировки.

Временные эффекты самовоздействия (самосжатия) оптич. импульсов обусловлены нелинейной добавкой к показателю преломления $\delta n = \tilde{n}_2 I_{\text{эф}}$, где эфф. значение интенсивности $I_{\text{эф}} = P_0/S_{\text{эф}}$ определяется отношением пиковой мощности импульса P_0 к эфф. площади моды $S_{\text{эф}}$, $\tilde{n}_2$ — коэф. нелинейности (в кварцевых световодах $\tilde{n}_2 = 3{,}2\cdot10^{-16}$ см²/Вт). При распространении импульса на расстояние z его вершина приобретает дополнит. фазовый набег $\delta\varphi = k\tilde{n}_2 I_{\text{эф}} z$ (k — волновое число) и, следовательно, зависящую от времени добавку к несущей частоте $\delta\omega = \partial(\delta\varphi)/\partial t$. Т. о., в результате фазовой самомодуляции нарастает несущая частота от фронта импульса к его хвосту, т. е. происходит частотная модуляция. Для скорости частотной модуляции $\alpha_{\text{фс}} = \partial(\delta\omega)/\partial t$ справедлива оценка $\alpha_{\text{фс}} \sim k\tilde{n}_2 I_{\text{эф}} z/2\tau_0^2$, где τ_0 — длительность импульса.

Другой конкурирующий процесс — дисперсионное расплывание импульса возникает вследствие дисперсии групповой скорости, характеризуемой величиной $k_z = \partial^2 k/\partial\omega^2$. Спектрально-ограниченный импульс приобретает частотную модуляцию, скорость к-рой $\alpha_{\text{д}} = 2zk_z^{-1}/(z^2+L_{\text{д}}^2)$ зависит от пройденного расстояния z, где $L_{\text{д}} = \tau_0^2/|k_z|$ — дисперсионная длина. В спектральном диапазоне, соответствующем аномальной дисперсии групповой скорости ($k_z < 0$, $\lambda > 1{,}3$ мкм), частота импульса уменьшается от фронта импульса к хвосту.

Из условия баланса конкурирующих процессов $\alpha_{\text{д}} + \alpha_{\text{фс}} = 0$ при прохождении импульсом расстояния $z \ll L_{\text{д}}$ можно оценить критич. мощность, при к-рой формируется С. $P_{\text{кр}} = k_z S_{\text{эф}}/(k\tilde{n}_2\tau_0^2)$.

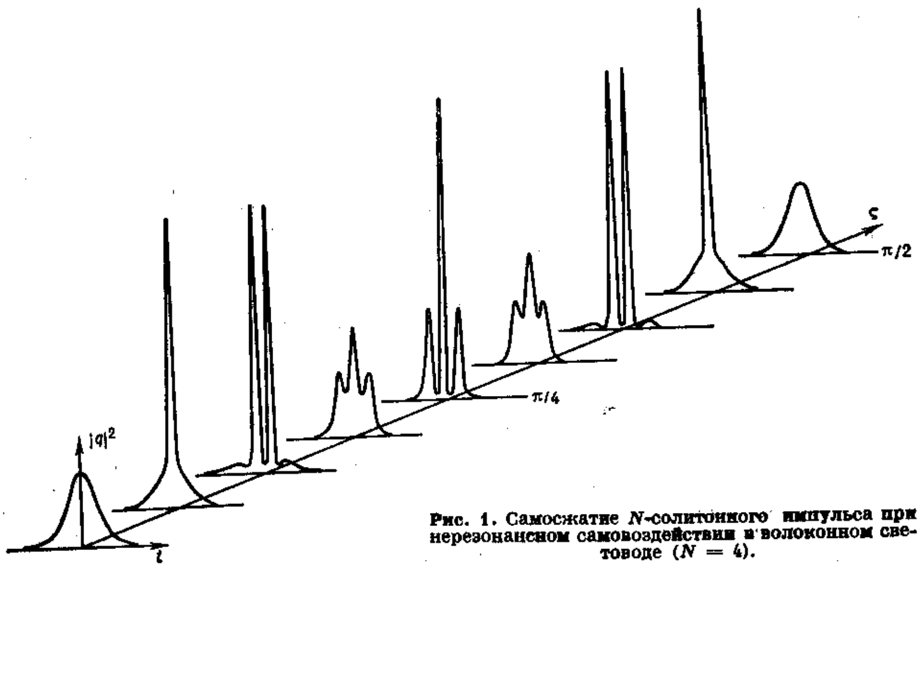

Рис. 1. Самосжатие N-солитонного импульса при нерезонансном самовоздействии в волоконном световоде ($N = 4$).

Основой для адекватного матем. описания процессов формирования и взаимодействия С. пикосекундного диапазона длительностей является нелинейное ур-ние Шрёдингера, к-рому удовлетворяет комплексная амплитуда поля $q(\xi, \tau)$ (см. *Солитон*). Огибающая солитонного импульса имеет вид $q=\mathrm{sech}(\tau)\exp(-i\xi/2)$, где ξ — расстояние, нормированное на дисперсионную длину $L_{\text{д}}$, $\tau = (t - z/u)/\tau_0^2$ — бегущее время, нормированное на нач. длительность импульса, u — групповая скорость. Нелинейное ур-ние Шрёдингера принадлежит к классу интегрируемых нелинейных ур-ний и