$\left(L > l_0^2 \left| \frac{\partial v_{\text{гр}}}{\partial\omega} \right|\right)$ цуг расплывается, его характерный размер растёт пропорционально пройденному пути: $l \sim L \frac{\partial v_{\text{гр}}}{\partial\omega} \Big/ l_0$ (рис. 2). В непоглощающих (и слабопоглощающих) средах $v_{\text{гр}}$ совпадает со скоростью переноса энергии, а следовательно, и со скоростью передачи информации, закодированной с помощью амплитудной или фазовой модуляции.

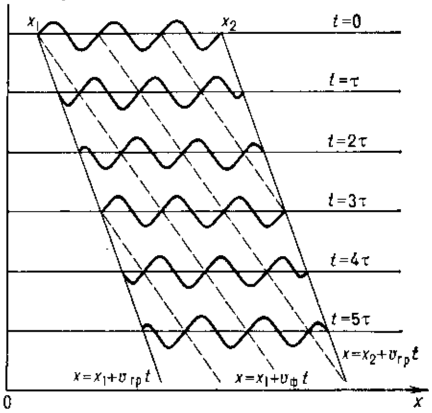

Рис. 1. Цуг на глубокой воде ($v_{\text{ф}}=2v_{\text{гр}}$). Наблюдатель в каждый момент времени видит три гребня; однако, измеряя их число неподвижным датчиком, он зарегистрирует шесть всплесков.

В случае произвольных волновых возмущений, не близких к гармоническим, Д. в. может приводить к сложным явлениям. Напр. при разбегании поверхностных волн на глубокой воде от одиночного одномерного всплеска (рис. 3) число волновых гребней постоянно увеличивается; новые гребни зарождаются пáрами, один из них равноускоренно удаляется от места всплеска, постепенно расплываясь, другой, становясь круче, асимптотически приближается к оси симметрии всплеска. Ускорение первого гребня гравитац. волны $a_1=0{,}325g$, второго $a_2=0{,}069g$, где g — ускорение свободного падения.

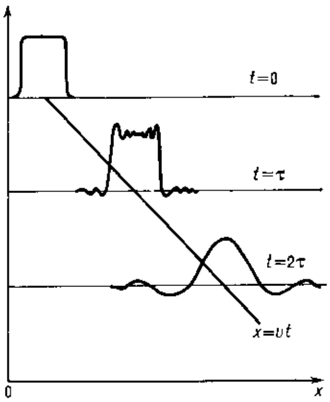

Рис. 2. Пример расплывания волнового пакета. Сначала огибающая импульса искажается в окрестностях наиболее крутых участков (фронтов). При больших временах импульс, продолжая передвигаться в среднем с групповой скоростью, расширяется, а форма его огибающей приближённо повторяет форму пространственного спектра исходного сигнала.

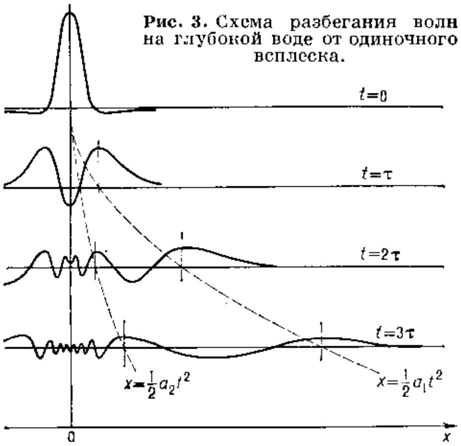

Рис. 3. Схема разбегания волн на глубокой воде от одиночного всплеска.

При неоднозначной зависимости $\omega=\omega(k)$ выделяют отд. ветви нормальных волн — *моды*. В однородных средах они различаются либо поляризацией (напр., обыкновенные и необыкновенные волны в анизотропных кристаллах или в замагниченной плазме), либо природой формирующих волну взаимодействий (напр., ленгмюровские и ионно-звуковые *волны в плазме*). В волноводных системах, кроме того, моды различаются поперечной структурой полей. Каждой моде могут быть сопоставлены фазовые и групповые скорости. Одиночный импульсный сигнал, запущенный в многомодовую систему, распадается на серию отд. сигналов, распространяющихся с разл. групповыми скоростями (рис. 4).

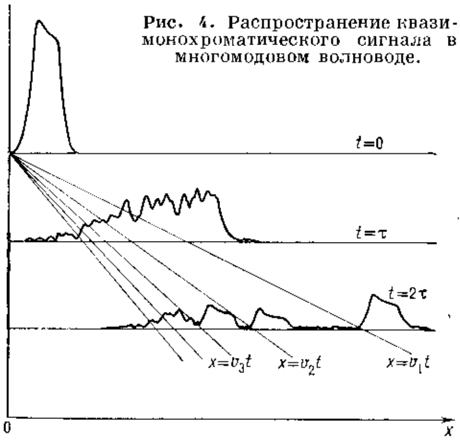

Рис. 4. Распространение квазимонохроматического сигнала в многомодовом волноводе.

Д. в. объясняется инерционностью и нелокальностью формирующих волну взаимодействий. Практически во всех реальных системах отклик на кратковременное сосредоточенное воздействие растянут во времени и размыт в пространстве. Соответствующие характерные времена инерционности τ_g и масштабы нелокальности ρ_g определяются либо микропроцессами в *диспергирующей среде*, либо переотражениями на макроскопич. неоднородностях и границах волноводной системы. В ряде случаев эффекты инерционности и нелокальности проявляются независимо; при этом различают временную и пространственную дисперсию соответственно. Однако в нек-рых системах инерционность и нелокальность неразрывно взаимосвязаны, и тогда характер Д. в. определяется др. физ. величинами, имеющими, следовательно, более сложную размерность. Напр., для гравитационных поверхностных волн на глубокой воде параметром дисперсии является ускорение свободного падения g ($\omega^2=gk$), для капиллярных волн — отношение коэф. поверхностного натяжения σ к плотности жидкости ρ ($\omega^2=k^3\sigma/\rho$), для *волн де Бройля* — отношение постоянной Планка $\hbar$ к массе частицы m ($\omega=k^2\hbar/2m$).

Существует обширный класс явлений, описание к-рых не сводится к изучению свойств отд. гармонич. волн, ибо последние просто могут не являться собств. движениями в соответствующих системах. В этих случаях понятие Д. в. не допускает универсального определения, хотя всякий раз оно в той или иной степени оказывается связанным с инерционностью и нелокальностью взаимодействий.

В линейных системах с потерями волновые возмущения также могут быть представлены как совокупность экспоненциальных нормальных волн $A \exp(i\omega t - i\boldsymbol{kr})$, но уже с комплексными значениями частот ω и волновых векторов $\boldsymbol{k}$, мнимые части к-рых определяют временны́е γ и пространственные Γ декременты затухания ($\gamma=\mathrm{Im}\,\omega$, $\Gamma=-\mathrm{Im}\,k$). Д. в. приводит к селективности