Письма в ЖТФ, том 17, вып. 17 12 сентября 1991 г.

01; 09

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО РАДИОИМПУЛЬСА С ЛЧМ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

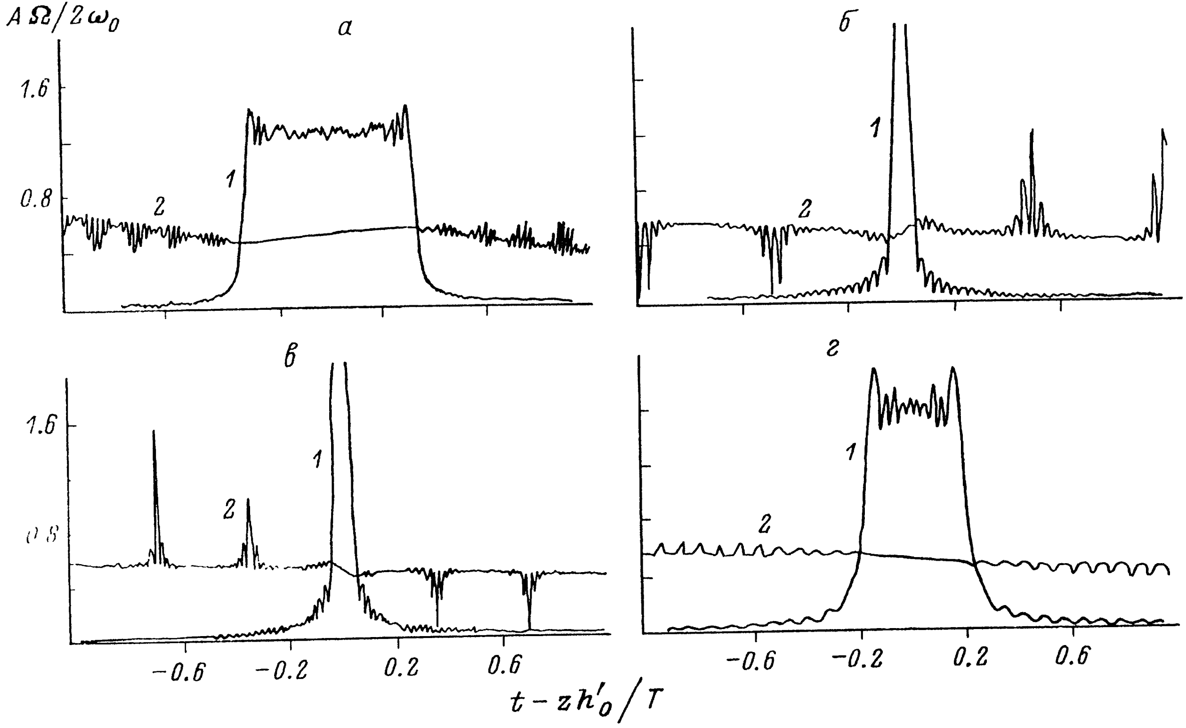
Ю.Н. Зайко, Д.И. Межуев

Эффект сжатия радиоимпульса (РИ) с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), несущей в диспергирующей среде, лежит в основе работы многих устройств компрессии импульсов, однако сам эффект изучен недостаточно. В теоретическом плане распространение РИ с ЛЧМ изучалось только для импульсов с огибающей гауссовой формы, что представляет определенную идеализацию, поскольку гауссов (и супергауссов) импульс всюду отличен от нуля и, строго говоря, не позволяет описать некоторые особенности распространения РИ конечной длительности. Этот недостаток гауссова импульса, очевидно, должен в большей степени сказываться по мере уменьшения длительности импульса. Очевидной причиной того, что теория эффекта сжатия строилась на основе рассмотрения гауссова импульса, является относительная простота аналитических выкладок во втором приближении теории дисперсии и прозрачность результата [1, 2]. В отличие от этого, для РИ с прямоугольной огибающей в том же приближении отсутствует простая аналитическая картина явления и следует обратиться к численному моделированию. Кроме того, как показывает анализ полученных результатов, картина сжатия и сопровождающего его так называемого обращения чирпа выглядит значительно сложнее, чем для гауссова импульса, что вполне естественно, т.к. настоящий анализ позволяет глубже проникнуть в существо явления, связанного с поведением мгновенной частоты (МЧ) импульса, ограниченного во времени.

Пусть РИ в точке $z=0$ среды задается выражением $f(0,t)=A(t)e^{i\omega_0 t}$, где $A(t)=e^{ibT^2}$ для $|t|\leqslant \frac{T}{2}$ и $A(t)=0$ для $|t|>\frac{T}{2}$. Здесь ω_0 – несущая частота, T – длительность импульса, b – коэффициент модуляции. Используя обычную методику [3] для среды, характеризуемой законом дисперсии $h(\omega)$, во втором приближении теории дисперсии получаем окончательное выражение для сигнала $f(z,t)=A(z,t)e^{i\Phi(z,t)}$

$$A(z,t)=\frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{1}{\sqrt{|1-2bz\,|h_0''|}}\left\{\left[C(u)+C(v)\right]^2+\left[S(u)+S(v)\right]^2\right\}^{1/2};$$

$$\Phi(z,t)=\omega_0 t+\frac{2b(t-zh_0')}{1-2bz\,|h_0''|}+\operatorname{arctg}\frac{S(u)+S(v)}{C(u)+C(v)}; \qquad (1)$$



Искажение прямоугольного радиоимпульса с ЛЧМ. 1 - амплитуда РИ, 2 - мгновенная частота РИ; $\frac{\omega_0 T}{2\pi}=10^3$, $bT^2=5\cdot10^2$. а - $x=3.5\cdot10^{-4}$, б - $x=9.5\cdot10^{-4}$, в - $x=1.05\cdot10^{-3}$, г - $x=1.4\cdot10^{-3}$.

$$u, v = \sqrt{|1-2bz|h_0''||}\ \frac{\frac{T}{2} \pm \frac{t - zh_0'}{1-2bz|h_0''|}}{\sqrt{\pi z |h_0''|}};$$

$$h_0' = \frac{dh(\omega_0)}{d\omega}; \quad h_0'' = \frac{d^2h(\omega_0)}{d\omega^2},$$

где $S(x) = \int\limits_0^x \sin\frac{\pi}{2}t^2 dt$, $C(x) = \int\limits_0^x \cos\frac{\pi}{2}t^2 dt$ – $\sin$ и $\cos$ – интегралы Френкеля. На рисунке представлены результаты расчетов искажений прямоугольного РИ с ЛЧМ в безразмерных параметрах $m = bT^2$, $\tau = \frac{t - zh_0'}{T}$ – безразмерное время, $x = \frac{zh_0''}{T}$ – безразмерная координата. Точка максимального сжатия импульса соответствует (при выбранном m =500) $x = 10^{-3}$.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Характер поведения МЧ вблизи точки обращения чирпа, совпадающей с точкой максимального сжатия импульса, качественно иной, нежели для гауссового импульса, описываемого первыми двумя слагаемыми в $\phi(z,t)$. Появление осцилляций МЧ не специфично только для импульсов с ЛЧМ, они присутствуют и при m=0 [4], являясь следствием нелинейности уравнений модуляции. Действительно, как показано в [5], одномерная система уравнений модуляции в гидродинамическом приближении может быть приведена к уравнению Кортевега–де Вриза (КдВ), решением которого для задачи с разрывными начальными условиями является последовательность солитонов с амплитудами, линейно зависящими от времени [6]. Задача о распространении прямоугольного РИ в среде с дисперсией как раз и является задачей с разрывным (начальным или граничным) условием для $\Omega = \frac{\partial\phi}{\partial t}$ (или $k = -\frac{\partial\phi}{\partial t}$). Исследование импульса с ЛЧМ обнаруживает некоторые новые особенности модуляционных явлений в реальных средах. Обращение чирпа с волновой точки зрения представляет опрокидывание фронта волны МЧ [1]. Для уравнений дисперсионной гидродинамики, например, КдВ, укручение фронта волны не заканчивается его опрокидыванием, а приводит к появлению области мелкомасштабных осцилляций, расширяющейся со временем [6]. Частично это явление может быть прослежено на приведенных здесь рисунках, доднако расчеты показывают, что в точке максимального сжатия импульса амплитуда волны МЧ-девиация частоты также минимальна или равна нулю и вся картина скорее похожа на обращение фронта ударной волны с наложенными на ее профиль осцилляциями, обусловленными конечностью импульса во времени.

Список литературы

[1] Вайнштейн Л.А. // УФН. 1976. Т. 118. В. 2. С. 339.

[2] А х м а н о в С.А., В ы с л о у х В.А., Ч и р к и н А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988. 310 с.
[3] Г и н з б у р г В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 683 с.
[4] З а й к о Ю.Н. // Изв. вузов. Радиотехника. 1989. Т. 33. В. 11. С. 1558.
[5] К а р п м а н В.И. Нелинейные волны в диспергирующих средах. М.: Наука, 1973. 176 с.
[6] Г у р е в и ч А.В., П и т а е в с к и й Л.П. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. В. 2. С. 590.

Поступило в Редакцию
3 июня 1991 г.