

(11) можно пользоваться только в области частот $\omega > \omega_p$. При $\omega < \omega_p$ подкоренное выражение становится отрицательным и приведенные для скоростей выражения теряют смысл. Если $\omega = \omega_p$, то $v_r = 0$ – сигнал в плазме не распространяется, электромагнитное поле оказывается как бы «привязанным» к источнику, а v_ϕ при этом становится бесконечно большой. Это означает, что все заряды в плазме колеблются под действием источника в одной и той же фазе.

Расплывание радиоимпульса в плазме

Рассмотрим распространение сигнала в виде отрезка синусоиды с частотой ω_0 и длительностью T_0 . Такой радиоимпульс имеет спектр с эффективной шириной

$$\Omega \approx \frac{2\pi}{T_0},$$

симметрично расположенный относительно частоты ω_0 в интервале частот между $\omega_1 \approx \omega_0 + \Omega/2$ и $\omega_2 \approx \omega_0 - \Omega/2$. Вообще говоря, спектр импульса очень широкий и выходит за эти пределы, но основная энергия сигнала сосредоточена в интервале частот $\omega_1 \geq \omega \geq \omega_2$.

Отдельные спектральные составляющие радиоимпульса распространяются сквозь плазму со своими групповыми скоростями, причем чем выше частота, тем больше групповая скорость, поэтому $v_{r1} > v_r > v_{r2}$. На отрезке пути длиной x групповые запаздывания крайних спектральных составляющих равны $t_{зан1} = x/v_{r1}$ и $t_{зан2} = x/v_{r2}$. Будем отсчитывать эти величины от времени запаздывания на центральной частоте ω_0 и введем разности скоростей $\Delta v_{r1} = v_{r1} - v_{r0}$ и $\Delta v_{r2} = v_{r2} - v_{r0}$ (очевидно, что $\Delta v_{r1} > 0$, $\Delta v_{r2} < 0$). Итак,

$$\begin{aligned} \Delta t_{зан1} &= t_{зан1} - t_{зан0} \approx x \left(\frac{1}{v_{r1}} - \frac{1}{v_{r0}} \right) = \\ &= -x \frac{\Delta v_{r1}}{v_{r0} v_{r1}} < 0, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta t_{зан2} &= t_{зан2} - t_{зан0} \approx x \left(\frac{1}{v_{r2}} - \frac{1}{v_{r0}} \right) = \\ &= -x \frac{\Delta v_{r2}}{v_{r0} v_{r2}} > 0. \end{aligned}$$

Эти формулы можно упростить, если рассматривать (как это обычно бывает) узкополосный сигнал с $\Omega \ll \omega_0$. Тогда можно записать

$$\begin{aligned} \Delta v_{r1} &\approx \left. \frac{dv_r}{d\omega} \right|_{\omega_0} \Delta\omega, \\ \Delta v_{r2} &\approx - \left. \frac{dv_r}{d\omega} \right|_{\omega_0} \Delta\omega. \end{aligned}$$

Кроме того, удобно перейти от временных интервалов Δt к пространственным $\Delta\tau$, умножив $\Delta t_{зан}$ на соответствующую групповую скорость. Воспользовавшись приведенными выше формулами и указанными упрощениями, получим

$$\begin{aligned} \Delta\tau_{зан1}(x) &= - \left. \frac{x}{v_{r0}} \frac{dv_{r1}}{d\omega} \right|_{\omega_0} \Delta\omega, \\ \Delta\tau_{зан2}(x) &= \left. \frac{x}{v_{r0}} \frac{dv_{r2}}{d\omega} \right|_{\omega_0} \Delta\omega. \end{aligned} \quad (12)$$

Графики этих функций (наклонные прямые) представлены на рисунке 2. Разность между $\Delta\tau_{зан1}$ и $\Delta\tau_{зан2}$ определяет протяженность импульса $\tau(x)$ после прохождения дистанции x :

$$\tau(x) = \Delta\tau_{зан2} - \Delta\tau_{зан1} \approx \left. \frac{2\Delta\omega x}{v_{r0}} \frac{dv_r}{d\omega} \right|_{\omega_0}.$$

Учитывая, что эффективная ширина спектра радиоимпульса равна $2\Delta\omega = \Omega \approx 2\pi/T_0$, а его начальная протяженность составляет $\tau_0 = T_0 v_{r0}$, перепишем формулу для $\tau(x)$ в виде

$$\tau(x) \approx \frac{2\pi}{\tau_0} \left. \frac{dv_r}{d\omega} \right|_{\omega_0} x. \quad (13)$$

Отсюда следует, что длительность импульса возрастает с расстоянием, которое проходит электромагнитная волна в плазме, т.е. импульс расплывается.

Процесс расширения радиоимпульса в плазме иллюстрируется рисунком 2, который требует некоторых пояснений. Легко сообразить, что формулой

(13) можно пользоваться только на достаточно больших расстояниях, так как она не учитывает, что исходная протяженность импульса $\tau(0)$ должна равняться τ_0 , а не 0, как следует из (13). На близких к $x = 0$ расстояниях протяженность импульса почти не меняется, что и показано двумя горизонтальными параллельными линиями на рисунке. Протяженность импульса равна, как уже отмечалось, расстоянию между двумя наклонными прямыми, выходящими из начала координат. Верхняя прямая соответствует частоте ω_2 , а нижняя – ω_1 , сама же ось X соответствует центральной частоте ω_0 . Угол между наклонными прямыми равен

$$\alpha = \frac{\tau(x)}{x} = \frac{2\pi \left(dv_r / d\omega \right) \Big|_{\omega_0}}{\tau_0}, \quad (14)$$

а их пересечение с горизонтальными линиями происходит на некотором «границном» расстоянии

$$x_{гр} \approx \frac{\tau_0^2}{2\pi \left(dv_r / d\omega \right) \Big|_{\omega_0}}. \quad (15)$$

Импульс заметно расширяется в плазме только на расстояниях $x \gg x_{гр}$, хотя деформация импульса начинается постепенно уже на близких расстояниях. На рисунке 2 штриховкой отмечены результаты точного расчета, который показывает детально, как расплывается импульс. Наши оценки описывают приближенно расширение импульса в той его части, где сосредоточена основная энергия сигнала.

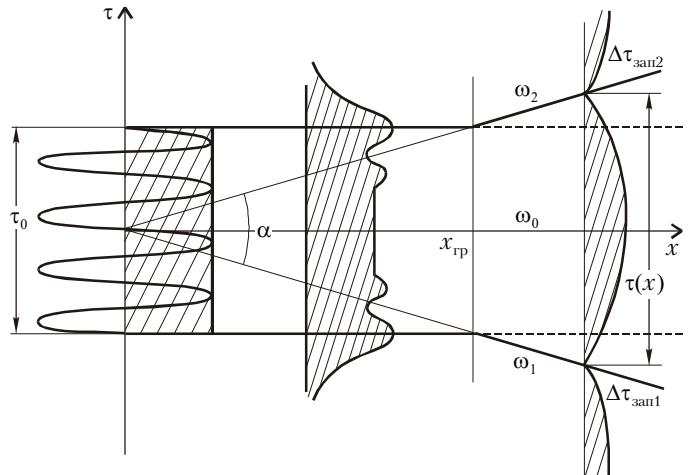


Рис.2. Расплывание импульса в плазме