Краткие сообщения по физике № 2-1987 г.

УДК 533.951.7

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННОГО ЭХА ПРОТЯЖЕННЫМИ СТОРОННИМИ ИСТОЧНИКАМИ

Ю.М. Алиев, С.М. Ревенчук

Исследовано возбуждение в плазме пространственно-временного эха протяженными в пространстве или во времени сторонними источниками. Показано, что место и время возникновения эхового отклика определяется соотношением частот (волновых чисел) заполнения огибающей сторонних сигналов.

В работах /1,2/ было предсказано явление пространственно-временного эха и предложено использовать его для диагностики плазмы. При этом предполагалось, что сторонние возмущения являются точечными в пространстве и протяженными во времени с огибающей в виде прямоугольного импульса, длительность которого намного превышает период колебаний. В настоящем сообщении теория пространственно-временного эха обобщена на практически интересный случай, когда сторонние источники являются протяженными в пространстве.

Ограничимся рассмотрением пространственно-временного эха в баллистическом приближении (см., напр., /3/), т.е. в пренебрежении дисперсией плазмы. Кинетическое уравнение, описывающее отклик плазмы на сторонние возмущения $E^{ст}(x,t)$ решаем методом последовательных приближений. В первом приближении оно имеет вид:

$$\partial f^{(1)}/\partial t + v\partial f^{(1)}/\partial x = (e/m) E^{ст}\partial f_0/\partial v, \tag{1}$$

где f_0 – невозмущенная функция распределения электронов плазмы; $f^{(1)}$ – линейный отклик функции распределения на сторонние возмущения; e и m – заряд и масса электрона.

Рассмотрим ситуацию, аналогичную исследованной в /1,2/, когда сторонние возмущения считаются точечными (дельтаобразными) по пространственной координате, а во времени имеют вид пакетов

$$E^{ст}(x,t) = E_1\delta(\frac{x}{\Delta}) \int \frac{d\omega}{2\pi} A_1(\omega)\exp(-i\omega t) + E_2\delta(\frac{x-l}{\Delta}) \int \frac{d\omega}{2\pi} A_2(\omega)\exp[-i\omega(t-\tau)]. \tag{2}$$

Здесь $A_i(\omega)$ – спектральные распределения первого $(i = 1)$ и второго $(i = 2)$ возмущений; E_i – их амплитуды; Δ – постоянная, имеющая размерность длины. Согласно (2), сторонние возмущения создаются в плазме в точках $x = 0$ и $x = l$ соответственно в моменты времени $t = 0$ и $t = \tau$.

Пусть спектральные распределения имеют лоренцевскую форму

$$A_{1,2}(\omega) = 2\nu_{1,2}/[(\omega \pm \omega_{1,2})^2 + \nu_{1,2}^2], \tag{3}$$

где величина ν_i характеризует ширину спектральной линии волнового пакета. Тогда из (1) находим линейный отклик плазмы на первое возмущение (первое слагаемое в правой части (2)) в виде

$$f^{(1)}(x, v > 0, t) = (eE_1\Delta/mv)(\partial f_0/\partial v)\exp[i\omega_1(t - x/v) - \nu_1|t - x/v|]\Theta(x), \tag{4}$$

где $\Theta(x)$ – ступенчатая функция Хэвисайда. Подставляя (4) в кинетическое уравнение второго приближения

$$\partial f^{(2)}/\partial t + v\partial f^{(2)}/\partial x = (e/m) E^{ст}\partial f^{(1)}/\partial v, \tag{5}$$

в котором в качестве $E^{ст}$ следует использовать второе слагаемое формулы (2), с помощью уравнения Пуассона получаем следующее выражение для нелинейного отклика плазмы на сторонние возмущения (2) со спектральными распределениями (3):

$$E^{(2)}(x,t) = -\frac{4\pi e^3 E_1 E_2}{m^2}\Delta^2(x-l)\exp[-i\omega_3(t-\frac{\omega_2}{\omega_3}\tau)]\int\limits_0^\infty \frac{dv}{v^3}\frac{\partial f_0}{\partial v}\exp[i\frac{\omega_3}{v}(x-l') - \nu_1|t-\frac{x}{v}| -$$

$$-\nu_2|t-\tau-\frac{x-l}{v}|]. \qquad (6)$$

Здесь $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$ и $l' = l\omega_2/\omega_3$ – соответственно частота и точка локализации максимума эхового сигнала. Отметим, что предел $\tau = 0$ соответствует теории пространственного эха от источников с конечной по времени длительностью импульса /4,5/.

Чтобы определить форму пакета эхового сигнала во времени, зафиксируем пространственную точку наблюдения $x = l'$, где амплитуда эхового сигнала максимальна. Главный вклад в интеграл по скоростям дает область интегрирования в окрестности точки $v_0 = l/\tau$. В случае относительно узких пакетов $(\nu_{1,2}\tau >$ $> 1)$ ширину этой области Δv определяем из условия малости показателя экспоненты в (6): $1/\Delta v =$ $= 1/\Delta v_1 + 1/\Delta v_2$, где $\Delta v_{1,2}/v_0 = \omega_3/\nu_{1,2}\tau\omega_{2\,1}$. В результате выражение (6) принимает вид:

$$E^{(2)}(l',t) \approx -\frac{4\pi e^3 E_1 E_2}{m^2}\frac{\Delta^2\omega_1}{\nu_1\omega_2 + \nu_2\omega_1}\left(\frac{1}{v}\frac{\partial f_0}{\partial v}\right)_{v=v_0}\exp[-i\omega_3(t-\frac{\omega_2}{\omega_3}\tau) - (\nu_1+\nu_2)|t-\frac{\omega_2}{\omega_3}\tau|]. \qquad (7)$$

Для пакетов гауссовской формы $A_{1,2}(\omega) = (\sqrt{2\pi}/\delta_{1,2})\exp[-(\omega \pm \omega_{1,2})^2/2\delta_{1,2}^2]$ аналогичным образом при $\delta_{1,2}\tau > 1$ получаем

$$E^{(2)}(l',t) \approx -\frac{4\pi e^3 E_1 E_2}{m^2}\frac{\Delta^2\omega_1\sqrt{2}}{\delta_1\omega_2 + \delta_2\omega_1}\left(\frac{1}{v}\frac{\partial f_0}{\partial v}\right)_{v=v_0}\exp[-i\omega_3(t-\frac{\omega_2}{\omega_3}\tau) - \frac{\delta_1^2+\delta_2^2}{2}(t-\frac{\omega_2}{\omega_3}\tau)^2].$$

Таким образом, сигнал пространственно-временного эха, возбуждаемый сторонними возмущениями вида (2), имеет вид пакета, максимум которого локализован в точке $x = l\omega_2/\omega_3$ в момент времени $t =$ $= \tau\omega_2/\omega_3$.

Обратимся к случаю, когда сторонние возмущения имеют вид пакетов в пространстве и являются дельтаобразными во времени:

$$E^{ст}(x,t) = E_1\delta(\omega_0 t)\int\frac{dk}{2\pi}A_1(k)\exp(ikx) + E_2\delta[\omega_0(t-\tau)]\int\frac{dk}{2\pi}A_2(k)\exp[ik(x-l)]. \qquad (8)$$

Здесь ω_0 – постоянная, имеющая размерность частоты; $A_{1,2}(k)$ – спектральные распределения первого и второго возмущений, которые для пакетов лоренцевской формы имеют вид $A_{1,2}(k) = 2\Gamma_{1,2}/[(k \pm k_{1,2})^2 +$ $+ \Gamma_{1,2}^2]$, где Γ_i характеризует ширину спектральной линии пакета в пространстве волновых чисел.

Линейный отклик плазмы на первое стороннее возмущение, определяемый из (1), имеет вид:

$$f^{(1)}(x,v,t) = (eE_1/m\omega_0)(\partial f_0/\partial v)\exp[-ik_1(x-vt) - \Gamma_1|x-vt|]\Theta(t). \qquad (9)$$

Подставляя (9) в (5) и используя в качестве $E^{ст}$ второе слагаемое правой части (8), с помощью уравнения Пуассона находим нелинейное электрическое поле сигнала пространственно-временного эха:

$$E^{(2)}(x,t) = -(4\pi e^3 E_1 E_2/m^2\omega_0^2)(t-\tau)\exp[ik_3(x-k_2 l/k_3)]\int\limits_{-\infty}^{\infty} dv(\partial f_0/\partial v)\exp[-ik_3 v(t-\tau') - \Gamma_1|x-vt| -$$

$$-\Gamma_2|x-l-v(t-\tau)|],$$

где $\tau' = \tau k_2/k_3$ и $k_3 = k_2 - k_1$ – время возникновения и волновое число эхового сигнала. Предел $\tau = 0$ соответствует теории временного эха от источников с конечной областью локализации в пространстве /4/.

Интересуясь формой эхового сигнала в момент времени $t = \tau'$, когда он имеет максимальное значение, получаем пространственное распределение поля эхового сигнала в пределе узких пакетов сторонних источников $(\Gamma_{1,2} l > 1)$:

$$E^{(2)}(x,\tau') \approx -\frac{4\pi e^3 E_1 E_2}{m^2 \omega_0^2} \frac{k_1}{\Gamma_1 k_2 + \Gamma_2 k_1} \left.\frac{\partial f_0}{\partial v}\right|_{v=v_0} \exp\left[ik_3\left(x - \frac{k_2}{k_3} l\right) - (\Gamma_1 + \Gamma_2)\left|x - \frac{k_2}{k_3} l\right|\right]. \qquad (10)$$

При выводе (10) оценка интеграла по скорости произведена таким же образом, как и в формуле (6), причем $\Delta v_{1,2} = k_3/(k_{2,1} \Gamma_{1,2} \tau)$.

Проведенное исследование показывает, что пространственно-временное эхо, создаваемое протяженными во времени источниками, возникает в точке $x = l\omega_2/\omega_3$ в момент времени $t = \tau\omega_2/\omega_3$. Таким образом, место и время возникновения эхового сигнала существенно зависят от соотношения частот сторонних возмущений. Если же источники являются протяженными в пространстве и дельтаобразными во времени, то место и время возникновения эха определяются соотношением волновых чисел сторонних возмущений: $x = lk_2/k_3$ и $t = \tau k_2/k_3$. Амплитуда эхового сигнала в обоих случаях пропорциональна значению $\partial f_0/\partial v$ при $v = v_0$, что позволяет определить функцию распределения электронов по скоростям в невозмущенной плазме, изменяя время задержки τ, либо расстояние l, на которое разнесены сторонние источники.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев Ю. М., Ревенчук С. М. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 5, 15 (1984).
2. Алиев Ю. М., Ревенчук С. М. Физика плазмы, 11, 853 (1985).
3. Павленко В. Н. УФН, 141, 393 (1983).
4. Нгуен Ван Чонг. Укр. физ. журн., 16, 512 (1971).
5. Романов Ю. А. Физика плазмы, 4, 592 (1978).

Поступила в редакцию 17 ноября 1986 г.