Краткие сообщения по физике № 5-1984 г.

ПРОСТРАНСТВЕННО–ВРЕМЕННОЕ ЭХО В ПЛАЗМЕ

Ю.М. Алиев, С.М. Ревенчук

УДК 533.9

В баллистическом приближении найден нелинейный отклик плазмы на два импульсных возмущения, которые подаются в различных точках плазмы в разные моменты времени. Показано, что рассмотренное явление пространственно-временного эха может быть использовано для определения зависимости функции распределения заряженных частиц от скорости.

Явление эха в плазме предсказано теоретически в /1/ и подтверждено экспериментально в /2/. В зависимости от постановки задачи рассматривались либо временное эхо (начальная задача), либо пространственное эхо (граничная задача).

Если в плазме возбуждается электрическое поле с пространственной зависимостью вида $\exp(-ik_1x)$ и затем затухает (например, за счет черенковского механизма), то оно модулирует функцию распределения заряженных частиц, оставляя возмущение вида $f_1(v)\exp(-ik_1x + ik_1vt)$. Для больших t обусловленное этим возмущением электрическое поле отсутствует, так как вследствие перемешивания фаз интеграл по скорости от возмущения равен нулю. Если через время τ в плазме возбуждается электрическое поле с пространственной зависимостью $\exp(ik_2x)$, оно модулирует невозмущенную часть функции распределения, оставляя возмущение первого порядка вида $f_2(v)\exp[ik_2x - ik_2v(t-\tau)]$, и кроме того, модулирует возмущение, обусловленное первым полем, оставляя слагаемое второго порядка вида

$$f_1(v)f_2(v)\exp[i(k_2-k_1)x + ik_2v\tau - i(k_2-k_1)vt].$$

Коэффициент при v в этой экспоненте обращается в нуль при $t = \tau[k_2/(k_2 - k_1)]$, т.е. в этот момент времени интеграл по скорости от возмущения второго порядка не равен нулю и в плазме возникает макроскопическое электрическое поле. Рассмотренный эффект получил название "временное эхо".

Если электрические поля с частотами ω_1 и ω_2 непрерывно возбуждаются в плазме в точках $x = 0$ и $x = l$, соответственно, то в точке $x = l\omega_2/(\omega_2 - \omega_1)$ непрерывно генерируется эховый сигнал с частотой $\omega_2 - \omega_1$. Этот эффект получил название "пространственное эхо". В формировании пространственного эхового сигнала участвуют частицы плазмы со всеми возможными скоростями. Представляет интерес возможность объединения характерных черт пространственного и временного эха в одном эффекте, когда эховой сигнал создавали бы группы частиц, скорости которых находятся в определенном интервале. Тогда амплитуда эхового сигнала была бы пропорциональна доле частиц, имеющих определенную скорость. Такая ситуация возникает, например, когда на плазму воздействуют два импульса сторонних возмущений, разнесенных как в пространстве, так и во времени. Ее исследованию и посвящено настоящее сообщение.

Рассмотрим изотропную плазму, на которую действуют два источника сторонних возмущений электрического поля $E_1^{ст}$ и $E_2^{ст}$, имеющих во времени вид прямоугольных импульсов длительности τ с частотами ω_1 и ω_2, которые подаются в точках пространства $x = 0$ и $x = l$ в моменты времени $t = 0$ и $t = T$, соответственно

$$E_1^{ст}(x,t) = \phi_1 \delta(x) e^{i\omega_1 t}[\Theta(t) - \Theta(t-\tau)], \quad (1)$$

$$E_2^{ст}(x,t) = \phi_2 \delta(x-l) e^{i\omega_2 (t-T)}[\Theta(t-T) - \Theta(t-T-\tau)], \quad (2)$$

где $\Theta(x)$ – ступенчатая функция Хэвисайда. В баллистическом приближении, когда частоты $\omega_{1,2} \gg \omega_{pe}$ (или $\omega_{pi} \ll \omega_{1,2} \ll \omega_{pe}$), возмущение функции распределения определяется из решения кинетического уравнения

$$\frac{\partial f^{(1)}}{\partial t} + v \frac{\partial f^{(1)}}{\partial x} = \frac{e}{m} E_1^{ст}(x,t) \frac{\partial f_0}{\partial v}, \quad (3)$$

где f_0 – функция распределения невозмущенного состояния плазмы.

Решение уравнения (3), описывающее линейный отклик плазмы на импульс поля (1), имеет вид

$$f^{(1)}(x,v,t) = \frac{e\phi_1}{mv} \frac{\partial f_0}{\partial v} \exp[i\omega_1 (t - \frac{x}{v})][\Theta(t - \frac{x}{v}) - \Theta(t - \frac{x}{v} - \tau)]. \quad (4)$$

Явление эха возникает в результате воздействия сигнала (2) на волны Ван-Кампена (4), возбуждаемые сигналом (1), и описывается возмущением второго порядка $f^{(2)}(x,v,t)$ функции распределения, удовлетворяющим уравнению

$$\frac{\partial f^{(2)}}{\partial t} + v\,\frac{\partial f^{(2)}}{\partial x} = \frac{e}{m}\,E_2^{\text{ст}}(x,t)\,\frac{\partial f^{(1)}(x,v,t)}{\partial v}\,. \tag{5}$$

Нелинейное эховое поле $E^{(2)}(x,t)$ описывается уравнением

$$\frac{\partial E^{(2)}}{\partial x} = -\,4\pi e \int dv f^{(2)}(x,v,t)\,.$$

Подставляя решение уравнения (5) в (6), получаем следующее выражение для величины эхового сигнала

$$\begin{aligned} E^{(2)}(x,t) = \frac{4\pi e^3}{m^2}\,\phi_1\phi_2\,(x-l)\exp(i\omega_2\tau)\int_0^\infty \frac{dv}{v^3}\,\frac{\partial f_0}{\partial v}\exp[-\,i\omega_3 t\,+ \\ +\,i\,\frac{\omega_3}{v}\,(x-l')]\Big\{[\Theta(v-\frac{l}{T+\tau})-\Theta(v-\frac{l}{T})][\Theta(t-\frac{x-l}{v}-T-\tau)\,- \\ -\,\Theta(t-\frac{x}{v})]+[\Theta(v-\frac{l}{T})-\Theta(v-\frac{l}{T-\tau})][\Theta(t-\frac{x-l}{v}-T)\,- \\ -\,\Theta(t-\frac{x}{v}-\tau)]\Big\}, \end{aligned} \tag{6}$$

где $\omega_3 = \omega_2 - \omega_1$, $l' = l\omega_2/\omega_3$. Видно, что интеграл по v в (7) отличен от нуля лишь в окрестности точки $x = l'$. Поэтому в дальнейшем ограничимся определением значения эхового поля (7) в точке $x = l'$, где амплитуда эхового сигнала максимальна. Оценивая интеграл по v в (7) с помощью теоремы о среднем в предположении $\tau \ll T$, имеем

$$\begin{aligned} E^{(2)}(x=l',t) \approx \frac{4\pi e^3}{m^2}\,\phi_1\phi_2\,\frac{\omega_1\tau}{\omega_3}\left[\frac{1}{v}\,\frac{\partial f_0}{\partial v}\right]_{v=l/T}\exp(-\,i\omega_3 t + i\omega_2 T)\,\times \\ \times\,[\Theta(t-\frac{\omega_2}{\omega_3}\,T)-\Theta(t-\frac{\omega_2}{\omega_3}\,T-\tau)]. \end{aligned}$$

Таким образом, в рассмотренном случае эховый сигнал имеет во времени вид прямоугольного импульса длительности τ с частотой ω_3 который возникает в точке $x = l'$. Амплитуда эхового сигнала пропорциональна величине производной функции распределения f_0 по скорости при $v = l/T$. Если в ходе эксперимента изменять время задержки T, сохраняя все остальные величины постоянными, то зависимость амплитуды эхового сигнала от T дает возможность определять функцию распределения электронов по скоростям.

Поступила в редакцию 22 октября 1983 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R.W. Gould, T.M. O'Neil, J.H. Malmberg, Phys. Rev. Lett., 19, № 5, 219 (1967).
2. J.H. Malmberg et al., Phys. Rev. Lett., 20, № 3, 45 (1968).