ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXV, № 2 РАДИОФИЗИКА 1982

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 533.951

ДВИЖУЩИЕСЯ ЭХОВЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ПОЛЯ В ПЛАЗМЕ

Б. Е. Немцов, В. Я. Эйдман

Как известно, в плазме возможны эффекты пространственного и временного эха. Это обстоятельство связано с тем, что в плазме могут существовать волны Ван-Кампена В тех системах, где нет поступательного движения частиц, а следовательно, отсутствуют волны, подобные волнам Ван-Кампена, нет пространственного эха (например, спиновое эхо, акустическое эхо в жидкости с пузырьками [1]). До сих пор для плазменного эха рассматривались, в основном, вопросы, связанные с существованием в отдельности временного и пространственного эха Между тем, для плазмы представляет интерес рассмотреть своеобразный синтез этих явлений. Как следует из дальнейшего, здесь возникает ряд интересных моментов, на которые, как нам представляется, следует обратить внимание. В настоящей заметке рассмотрен наиболее простой случай указанной выше системы, а именно, будем считать, что эховый сигнал электрического поля создается двумя мгновенными и сосредоточенными в пространстве источниками. В этом случае оказывается, что волны Ван-Кампена дают локализованный в пространстве импульс поля, который движется со скоростью $u_0 = d/\tau$, где d — пространственное, а τ — временное разнесение источников. Наиболее интересным здесь, по-видимому, является то обстоятельство, что величина этого импульса поля растет со временем

Рассмотрим изотропную электронную плазму, в которой задана сторонняя плотность заряда, описываемая следующей формулой:

$$\rho_{\text{ст}} = \rho_1 \delta'(z)\delta(t) + \rho_2 \delta'(z-d)\delta(t-\tau), \tag{1}$$

т е в соответствии со сказанным ранее внешние источники локализованы как во времени, так и в пространстве Следует заметить, что стороннее поле, отвечающее (1), имеет вид δ-функции в пространстве

При рассмотрении явления эха на плазменных волнах обычно исходят из системы уравнений

$$\frac{\partial f}{\partial t} + u\frac{\partial f}{\partial z} + \frac{e}{m}E\frac{\partial}{\partial u}(f_0+f) = -\nu f, \quad \nu\to 0,$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + 4\pi e\int_{-\infty}^{\infty} uf du + 4\pi j_{\text{ст}} = 0, \tag{2}$$

$$(\partial\rho_{\text{ст}}/\partial t) + (\partial j_{\text{ст}}/\partial z) = 0,$$

где $f_0 + f$ — функция распределения, u — скорость частиц плазмы (электронов), $f_0 = [N(\sqrt{2\pi}\, v_T)^{-1}]\exp(-u^2/2v_T^2)$, N — концентрация, v_T — средняя тепловая скорость электронов плазмы, e, m — заряд и масса электронов Считая ρ_1 и ρ_2 достаточно малыми, используем метод возмущений Тогда для фурье-компонент электрического поля и функции распределения в линейном приближении будем иметь $\left(E^{(1)}(z, t) = (2\pi)^{-2}\int E^{(1)}_{\omega,k}\, e^{-i\omega t+ikz}d\omega dk\right)$:

$$E^{(1)}_{\omega,k} = 4\pi\left[\rho_1+\rho_2 e^{i(\omega\tau-kd)}\right]/\Delta(\omega, k),$$

$$f^{(1)}_{\omega,k} = \frac{4\pi e f_0'\left[\rho_1+\rho_2 e^{i(\omega t-kd)}\right]}{im\,\Delta(\omega, k)(\omega-ku+i\nu)}. \tag{3}$$

Здесь $\Delta(\omega, k) = 1 + (4\pi e^2/m\omega)\int\limits_{-\infty}^{\infty} (uf'_0\,du/(\omega - ku + i\nu))$ — продольная диэлектрическая проницаемость изотропной плазмы ($\nu \to 0$).

Во втором порядке теории возмущений из (2), (3) легко получить

$$E^{(2)}_{\omega,k} = -\frac{e^2}{\pi m\omega\Delta(\omega, k)}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{u\partial J/\partial u}{\omega - ku + i\nu}\,du, \tag{4}$$

где

$$J = \int\limits_{-\infty}^{\infty} E^{(1)}_{\omega-\omega',k-k'}\,f^{(1)}_{\omega',k'}\,d\omega'\,dk'. \tag{5}$$

Чтобы из (4) выделить выражение, описывающее явление эха, надо в (5) учесть лишь слагаемые, пропорциональные произведению амплитуд сторонних зарядов ρ_1, ρ_2 и ограничиться в (4) лишь вкладом от полюсов, имеющих при $\nu \to 0$ исчезающе малую мнимую часть.

Используя (3), находим

$$J = -\frac{4}{m}(2\pi)^3 e f'_0\rho_1\rho_2 e^{i(\omega\tau - kd)}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{ik'(d-u\tau)}\,dk'}{\Delta(\omega - uk', k - k')\Delta(k'u, k')}.$$

Прибавляя и вычитая в подынтегральном выражении $e^{ik'(d-u\tau)}$ и пренебрегая вкладом от полюсов, имеющих конечную мнимую часть, получим

$$J = -\frac{4}{m}(2\pi)^4 e f'_0\,\rho_1\,\rho_2\,e^{i(\omega\tau - kd)}\,\delta(u\tau - d). \tag{6}$$

Из (6) легко найти $E^{(2)}_{\omega,k}$, а затем и $E^{(2)}(z, t)$:

$$\begin{aligned} E^{(2)}(z, t) &= (32\pi^2 e^3/m^2\tau)\,\rho_1\,\rho_2\,f'_0(d/\tau)\,1(t-\tau)\,(t-\tau)\,\times \\ &\times\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{k^2 e^{ik(z-dt/\tau)}}{k^2 - \alpha^2}\,dk, \end{aligned} \tag{7}$$

где

$$\alpha^2 = -\frac{4\pi e^2\tau}{md}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{uf'_0\,du}{d/\tau - u + i\nu/k}.$$

Аналогично предыдущему вычислим интеграл в (7). Прибавим и вычтем в подынтегральном выражении $e^{ik(z-dt/\tau)}$. Тогда

$$L = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{k^2 e^{ik(z-dt/\tau)}}{k^2 - \alpha^2}\,dk = 2\pi\delta\left(z - \frac{d}{\tau}t\right) + \int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\alpha^2 e^{ik(z-dt/\tau)}}{k^2 - \alpha^2}\,dk. \tag{8}$$

Считая, например, $d/\tau \gg v_T$, получим окончательно

$$\begin{aligned} &E(z, t) = 0, \quad z > (d/\tau)t, \\ &E^{(2)}(z, t) = 64\pi^3 e^3\rho_1\rho_2 f'_0(d/\tau)m^{-2}\tau^{-1}t\,[\delta(z - (d/\tau)t) + \\ &\quad + \omega_0\tau d^{-1}e^{\gamma(z-dt/\tau)}\sin(\omega_0\tau d^{-1})(z - dt/\tau)], \\ &z \leqslant dt/\tau, \quad t \gg \tau, \end{aligned} \tag{9}$$

причем $\gamma = \sqrt{\pi/2}\,\omega_0(d/\tau)^2\exp[-(d/\tau v_T)^2/2]\,v_T^{-3}$, $\omega_0^2 = 4\pi e^2 N/m$ Несколько более благоприятная ситуация имеет место при $d/\tau\,v_T \ll 1$, когда

$$\begin{aligned} E^2(z, t) &= 64\pi^3 e^3\rho_1\rho_2\tau^{-1}m^{-2}tf'_0(d/\tau)[\delta(z - dt/\tau) - \\ &- \omega_0(2v_T)^{-1}\exp(\omega_0 v_T^{-1}|z - dt/\tau|)] \quad (t \gg \tau). \end{aligned} \tag{10}$$

То обстоятельство, что возмущение движется со скоростью d/τ, связано с тем, что на частицы именно с такими скоростями действуют оба возмущения внешнего поля. Из (9) следует, что амплитуда поля растет линейно во времени. Рост во времени эхового всплеска поля для сосредоточенных источников обусловлен следующим. В кинетическое уравнение (2) входит произведение $E\partial f/\partial u$, а волна Ван-Кампена вдали от источника имеет вид $f \sim \exp[ik(z - ut)]$. Поэтому в пространстве скоростей частота ее осцилляций растет со временем, а производная $\partial f/\partial u$ линейно растет с t. Этот рост из-за интерференции волн Ван-Кампена, разумеется, может проявляться лишь в эховых точках, где все волны Ван-Кампена колеблются в фазе. В рассматриваемой системе эховая точка имеет координату $z_0 = dt/\tau$, поэтому в этой точке наблюдается рост сигнала $\sim t$. В связи с этим заметим, что в системах, где рассматриваются нестационарные эховые явления, как правило, имеется рост со временем эховых полей. Указанная ситуация реализуется, например, в системе, рассмотренной в [2], а также в случае пространственного эха, когда оба источника колеблются не во всем интервале $-\infty < t < +\infty$, а включаются в какой-то момент времени t_0.

Возвращаясь к рассматриваемой системе, укажем, что в случае распределенных источников поле E, разумеется, остается конечным при $t \to \infty$. Поясним это на следующем конкретном примере. Предположим, что сторонняя плотность зарядов имеет вид

$$\rho_{\text{ст}} = \frac{d}{dz}\left[\rho_1 \frac{\exp(-z^2/a^2)}{\sqrt{\pi}\, a}\,\delta(t) + \rho_2 \frac{\exp[-(z-d)^2/a^2]}{\sqrt{\pi}\, a}\,\delta(t-\tau)\right].$$

$$(a \ll v_T/\omega_0).$$

Тогда в баллистическом приближении, т. е. не учитывая самосогласованное поле колебаний плазмы [3] $(\Delta(\omega, k) \to 1,\ k \to \infty)$, легко получить

$$E^{(2)}(z, t) = \frac{(4\pi)^3 e^3 \rho_1 \rho_2 f'_0(d/\tau)}{\sqrt{2\pi}\, a m^2} \exp\left\{-\frac{(z\tau - dt)^2}{a^2[(t-\tau)^2 + t^2]}\right\}. \tag{11}$$

Из (11) видно, что при $t \gg \tau$ $E \sim \text{const}$, ширина же области, занятой полем, растет со временем линейно. Очевидно, что выражение (11), полученное из баллистического приближения, справедливо при условии, что кинетическая энергия частиц, движущихся со скоростью порядка d/τ, много больше потенциальной энергии этих частиц в электрическом поле $E^{(\ )}$, т. е.

$$md^2/\tau^2 \gg eE^{(2)}at/\tau, \tag{12}$$

где $E^{(2)} \approx e^3 \rho_1 \rho_2 f'_0(d/\tau)/am^2$. Это, наряду с очевидным условием $t \ll \nu^{-1}$, приводит к ограничению интервала времени t. В связи с отмеченным обстоятельством заметим, что и в рассмотренном выше случае сосредоточенных источников (см. (9), (10)) по существу необходимо учитывать аналогичное (12) условие, ограничивающее промежуток времени t.

Используем (11) для оценки максимального возмущения величины эхового всплеска поля. Из (11) следует, что $E^{(2)} \approx e\rho_1\rho_2\,\omega_0^3/m v_T^3$, где для применимости метода возмущений $\rho_1 \ll mav_T/e$, а тогда $(\rho_1 \approx \rho_2)$ $E^{(2)} \ll v_T\sqrt{Nm}$, что, например, для F-слоя ионосферы дает $(v_T \approx 3 \cdot 10^7\ \textit{см} \cdot \textit{с}^{-1},\ N \approx 10^6\ \textit{см}^{-3})$: $E^{(2)} \ll 30$ *В/м*.

В заключение отметим, что полученные результаты могут быть использованы в целях диагностики плазмы, в частности, для определения ее функции распределения и оценки величины затухания Ландау

ЛИТЕРАТУРА

1. Лопатников С. Л. — Письма в ЖЭТФ, 1980, **6**, вып. 10, с. 623.
2. Эйдман В Я Плазменное эхо от движущихся источников. — Физика плазмы, 1981, **7**, вып. 3, с. 629.
3. Gould R. W., O'Neil T. M., Malmberg J. N. — Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, № 5, p. 219.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 12 марта 1981 г.

УДК 538.56

КОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОТКРЫТОМ РЕЗОНАТОРЕ С ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Г. М. Колосова, С. Н. Попов, Б. Г. Цикин

Рассмотрим воздействие на электронный поток электромагнитного поля в резонаторе, представляя его в виде суммы поперечных электромагнитных волн с волновыми векторами $\boldsymbol{k}_i(k_x;\ 0;\ k_z)$, распространяющихся навстречу друг другу (рис. 1). Будем