

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ОБЪЕМНЫХ ИОННО-ЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В НЕОДНОРОДНОЙ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Ю. М. Алиев, О. М. Градов, А. Ю. Кирий

Ниже кратко излагаются результаты теории нелинейного взаимодействия сильной электромагнитной волны с непрозрачной плазмой. Обнаружено, что нарастание ионно-звуковых колебаний происходит во всем объеме, несмотря на то, что поле внешней волны проникает в плазму лишь на глубину скин-слоя. Таким образом, изученный механизм возникновения турбулентного состояния может оказаться эффективным для объемного нагрева плазмы полем внешней электромагнитной волны.

Рассмотрим слой плазмы толщины  $d$  с неоднородным профилем плотности  $n(z)$  в переходной области шириной  $a$ . Вне переходного слоя плазма предполагается слабонеоднородной с характерным размером неоднородности  $(\partial \ln n(z) / \partial z |_{z=a})^{-1}$ , значительно превышающим  $a$ . При таких соотношениях между характерными размерами в плазме существуют электронные квазистатические поверхностные колебания, длина волны которых вдоль границы плазмы  $\lambda = 1/k_{||}$ , соответствующая волновому вектору  $k_{||}$ , удовлетворяет условию  $a \ll \lambda \ll d$ ,  $(\partial \ln n(z) / \partial z |_{z=a})^{-1}$ . Частота таких квазистатических поверхностных колебаний [1-3]

$$\omega = \omega_{\Pi} \left\{ 1 - \frac{k_{||}}{2(1 + \epsilon_0)} \frac{a}{\epsilon(\omega, z)} \frac{dz}{f} [\epsilon^2(\omega, z) - \epsilon_0^2] + \frac{1}{4k_{||}} \frac{\partial \ln n(z)}{dz} \right\}_{z=a} - \frac{\omega_{\Pi}^2}{4k_{||}^2 c^2} \quad (1)$$

$$\omega_{\Pi} = \frac{\omega_{L_e}(z = a)}{\sqrt{1 + \epsilon_0}},$$

а декремент затухания имеет вид:

$$\tilde{\gamma} = \omega_{\Pi} \frac{\pi \epsilon_0^2 k_{\parallel} a}{2(1 + \epsilon_0)} \int dz \delta[\epsilon(\omega_{\Pi}, z)] \quad (2)$$

$$\epsilon(\omega, z) = 1 - \frac{\omega_{L_e}^2(z)}{\omega^2}.$$

Здесь  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость среды, ограничивающей плазму.

Одновременно с поверхностными существуют объемные ионно-звуковые колебания с частотой  $\omega_S$ , с декрементом  $\gamma_S$  (см. формулы (6.15), (6.25) в [4]).

Обсудим случай нормального падения на слой плазмы внешней электромагнитной волны с амплитудой электрического поля  $E_0$  и частотой  $\omega_0$ , близкой к частоте  $\omega_{\Pi}$  поверхностных волн (1).

Поле коротковолновых поверхностных квазистатических ( $k_{\parallel} c \gg \omega_{L_e}$ ) волн локализовано вблизи границы плазмы на расстоянии порядка  $\lambda = 1/k_{\parallel}$ , меньшем размеров скин-слоя  $c/\omega_{L_e}$ . Именно в этой области в результате взаимодействия поверхностной волны с внешним полем, происходит генерация поверхностных и ионно-звуковых колебаний, приводящая к нарастанию последних во всем объеме плазмы. Для оценки скорости нарастания ионно-звуковых колебаний воспользуемся сначала простыми физическими представлениями. В области локализации поверхностной волны механизм возбуждения ионно-звуковых колебаний подобен существующему в случае безграничной плазмы [5]. Это позволяет воспользоваться для оценки инкремента нарастания колебаний в области взаимодействия волн выражением, полученным в работе [5]:

$$\Gamma \approx -\gamma_S + \frac{E_0^2}{4\pi n_e T_e} \frac{\omega_S^2 \omega_{L_e}^4(z = a)}{\tilde{\gamma}^2 \omega_0^3} \quad (3)$$

Выходя из области взаимодействия, ионно-звуковые колебания затухают с декрементом  $\gamma_S$ . Отразившись от противоположной границы слоя, они вновь возвращаются в область взаимодействия. Ясно, что изменение амплитуды ионно-звуковых колебаний на отрезке  $0 \leq z \leq \lambda$  определяется временем прохождения волной этого расстояния и пропорционально  $\exp\{\chi \Gamma (\partial \omega_S / \partial k_z)^{-1}\}$ . Соответственно, при прохождении остального объема плазмы амплитуда ионно-звуковой волны уменьшается в  $\exp\{-\gamma_S (d - \lambda) (\partial \omega_S / \partial k_z)^{-1}\}$  раз. (При этом эффективный инкремент нарастания ионно-звуковых колебаний во всем объеме

ме плазмы  $\gamma$  определяется выражением:

$$\gamma d = \Gamma \lambda - \gamma_S (d - \lambda) \quad (4)$$

Строгий расчет на основе кинетического уравнения приводит к следующему выражению для инкремента одновременного нарастания поверхностной и объемной ионно-звуковой волны:

$$\gamma = -\gamma_S + \frac{1}{k_{\parallel} d} \frac{3\sqrt{3}}{32} \frac{E_0^2}{4\pi n_e T_e} \frac{\omega_S^2 \omega_{L_e}^4 (z = a)}{\tilde{\gamma}^2 \omega_0^3} \quad (5)$$

Это выражение отличается лишь численным коэффициентом от инкремента (4), полученного на основе качественных соображений.

Процесс выноса волн, аналогичный рассмотренному выше, может оказаться существенным и в случае параметрической связи объемных плазменных и ионно-звуковых колебаний.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить искреннюю благодарность В.П.Силину за ценные замечания и постоянное внимание к работе.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
19 апреля 1972 г.

### Литература

- [ 1 ] Ю.А.Романов. ЖЭТФ, 47, 2119, 1964.
- [ 2 ] К.Н.Степанов. ЖТФ, 35, 1002, 1965.
- [ 3 ] В.В.Долгополов, А.Я.Омельченко. ЖЭТФ, 58, 1384, 1970.
- [ 4 ] В.Л.Гинзбург, А.А.Рухадзе. Волны в магнитоактивной плазме, М., изд. Наука, 1970.
- [ 5 ] Н.Е.Андреев, А.Ю.Кирий, В.П.Силин. ЖЭТФ, 57, 1028, 1969.