

К ТЕОРИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ НЕОДНОРОДНОЙ СЛАБОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

Б. М. Маркеев

В работе /1/ было показано, что в бесстолкновительной однородной плазме, находящейся в сильном высокочастотном электрическом поле, в определенных условиях возникает неустойчивость. В /2/ рассматривался вопрос об устойчивости неоднородной замагниченной плазмы, помещенной в слабое ВЧ поле для случая, когда частота внешнего поля порядка ленгмюровской и много больше циклотронной электронной ($\omega_0 \sim \omega_{Le} > \Omega_e$), а внешнее ВЧ поле направлено вдоль магнитного. В настоящем кратком сообщении рассматривается вопрос об устойчивости неоднородной замагниченной слабоионизованной плазмы, помещенной в слабое ВЧ поле, причем соотношение между ленгмюровской и циклотронной электронными частотами предполагается произвольным. Ниже будет показано, что слабое ВЧ поле с частотой ω_0 , близкой к одной из электронных гибридных частот в системе с однородной температурой приводит к раскачке дрейфовых колебаний в гидродинамической области ($\omega, kv_{Ta} \ll \nu_{ad}$) /3/. В частности, значение напряженности ВЧ поля E_0 , начиная с которого происходит возбуждение дрейфовых волн, при $\omega_{Le} < \Omega_e$ для $\vec{E} \perp \vec{B}$ в $(\omega_{Le} \Omega_e^{-1})^3$ раз меньше соответствующего значения в обратном предельном случае $\vec{E} \parallel \vec{B}$ и $\omega_{Le} > \Omega_e$. В работе также отмечается возможность стабилизации токовой неустойчивости слабым ВЧ полем.

Рассмотрим слабоионизованную неоднородную по оси x плазму, помещенную в однородное магнитное

(ось oz) и слабое ВЧ электрическое поле. Как известно /2/, в такой системе в случае малого коэффициента электронной теплопроводности существует следующий спектр:

$$\omega = \omega_{ne} \left\{ 1 - 1 \frac{\nu_{en} u_0}{k_{11} \nu_{Te}} - \frac{1}{4} \frac{\omega_{ne} \nu_{en}}{(k_{11} \nu_{Te})^2} \chi \right. \\ \left. \times \left(\frac{r_E}{r_D} \right)^2 f \frac{\omega_0^2 - \Omega_e^2}{(2\omega_0^2 - \omega_{Le}^2 - \Omega_e^2)} \frac{\omega_0 \Delta\omega_0}{(\Delta\omega_0)^2 + \gamma_0^2} \right\}. \quad (1)$$

Здесь использовались следующие обозначения:

$$\Delta\omega_0 = \omega_0 - \omega_{res} \left[1 + \delta \epsilon_{eT}^1(\omega_{res}) (\omega_0 \frac{\partial \epsilon^{(1)}}{\partial \omega_0})^{-1} \right],$$

где ω_{res} - электронная гибридная частота, $\epsilon^{(1)} = \epsilon(\omega_0, \mathbf{k})$ - высокочастотная продольная диэлектрическая проницаемость; γ_0 - декремент гибридных колебаний в столкновительной плазме. Наконец,

$$f = \left\{ \frac{\omega_0^2 \Omega_e^2}{(\omega_0^2 - \Omega_e^2)^2} \sin^2 \chi_0 \sin^2 \theta \sin^2 \varphi + \left[\cos \theta \cos \chi_0 + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2 - \Omega_e^2} \sin \theta \sin \chi_0 \sin \varphi \right]^2 \right\}, \quad (2)$$

где θ - угол между векторами \vec{k} и \vec{B} ; χ_0 - угол между \vec{E} и \vec{B} ; φ - угол между плоскостями, проходящими через векторы \vec{k} и \vec{B} и \vec{E} и \vec{B} . Остальные обозначения общепринятые /2/.

Исследуем случай бестоковой плазмы ($u_0 = 0$).

Спектр при оптимальной расстройке $\Delta\omega_0 = (1/2)\nu_{en}$ можно представить в виде

$$\omega = \omega_{ne} \left\{ 1 - \frac{i}{4} \frac{\omega_{ne} \omega_{Le}}{(k v_{Te})^2} \left(\frac{r_E}{r_D} \right)^2 \alpha \right\}, \quad (3)$$

где

$$\alpha = f \frac{\omega_0^2 - \Omega_e^2}{3\omega_0^2 - 2\omega_{Le}^2 - \Omega_e^2} \frac{\omega_0}{\omega_{Le}}. \quad (4)$$

В пределе $\omega_{Le} \gg \Omega_e$ из (4) получаем $\alpha = 1$.

Таким образом, (4) отличается от аналогичного уже исследованного выражения работы [2] выражением для коэффициента α .

В случае, когда в выражении (2) первый член в квадратных скобках наибольший (случай продольных ориентаций), коэффициент α можно представить в следующей форме:

$$\alpha = \frac{\omega_0 \omega_{Le} \Omega_e^2 \cos^2 \chi_0}{(\omega_0^2 - \omega_{Le}^2)(3\omega_0^2 - 2\omega_{Le}^2 - \Omega_e^2)}. \quad (5)$$

Нетрудно заметить, что для частот внешнего поля $\omega_0 = \omega_{Le}$ при любом соотношении между ω_{Le} и Ω_e коэффициент $\alpha \sim 1$. С другой стороны, если $\omega_0 = \Omega_e$, то в предельных случаях $\Omega_e > \omega_{Le}$ и $\Omega_e < \omega_{Le}$ коэффициенты $\alpha \sim (\omega_{Le}/\Omega_e) < 1$ и $\alpha \sim (\Omega_e/\omega_{Le})^3 < 1$ равны по порядку величины. Таким образом в последних двух случаях магнитное поле оказывает стабилизирующее воздействие на неустойчивости, по сравнению со случаем $\omega_0 \sim \omega_{Le} > \Omega_e$. Отметим, что стабилизирующего воздействия магнитного поля можно достичь, как это видно из (5), увеличивая угол χ_0 .

Рассмотрим другой предельный случай, когда первым членом в квадратных скобках выражения (2) можно пренебречь (случай поперечных ориентаций). Коэффициент α запишется соответственно в следующем виде

$$\alpha = \frac{\omega_0 (\omega_0^2 - \omega_{Le}^2)^2 (\omega_0^2 - \Omega_e^2) \sin^2 \chi_0 (\sin^2 \varphi + \omega_0^2 \Omega_e^{-2} \cos^2 \varphi)}{\omega_{Le}^3 (3\omega_0^2 - 2\omega_{Le}^2 - \Omega_e^2) (\omega_{Le}^2 + \Omega_e^2 - \omega_0^2)}. \quad (6)$$

В этом пределе наряду со стабилизирующим воздействием магнитного поля в предельных случаях $\omega_0 \sim \omega_{Le} > \Omega_e$ и $\omega_0 \sim \Omega_e < \omega_{Le}$ наблюдается значительное увеличение коэффициента $\alpha \sim (\Omega_e / \omega_{Le})^3$ при $\omega_0 \sim \Omega_e > \omega_{Le}$, т.е. в последнем случае происходит значительная дестабилизация магнитным полем.

Как нетрудно видеть из (1), возбуждение дрейфовых колебаний происходит при отрицательных расстройках ($\Delta\omega_0 < 0$). Если расстройка положительна ($\Delta\omega_0 > 0$), то ВЧ полем можно стабилизировать в системе неустойчивость, обусловленную, например, постоянным продольным током ($u_0 \neq 0$), при напряженности переменного поля выше следующей:

$$\left(\frac{r_E}{r_D}\right)^2 > 4 \left| \frac{k_{11} u_0}{\omega_{ne}} \right| \alpha^{-1} \frac{\nu_{en}}{\omega_{Le}}, \quad (7)$$

где α по-прежнему определяется выражением (4).

Как уже отмечалось, в случае поперечных ориентаций при $\omega_0 \sim \Omega_e > \omega_{Le}$ коэффициент α превышает единицу. Это определяет значительное снижение напряженности ВЧ поля, при которой начинается стабилизация токовой неустойчивости, по сравнению с предельным случаем, рассмотренным в /2/ ($\omega_0 \sim \omega_{Le} > \Omega_e$; $\chi_0 = 0$).

Поступила в редакцию 5 ноября 1970 г.

После переработки 8 декабря 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. П. Силин, ЖЭТФ, 48, 1679 (1965).
2. Б. М. Маркеев. Краткие сообщения по физике № 3, 9 (1970).
3. И. С. Байков, А. А. Рухадзе, ЖТФ, 38, 1619 (1968).