ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XVIII, № 9 РАДИОФИЗИКА 1975

УДК 621.371.25

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ, ВЫТЯНУТЫХ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

С. М. Грач, В. Ю. Трахтенгерц

В магнитоактивной плазме исследована параметрическая неустойчивость с учетом как стрикционной, так и тепловой нелинейностей Показано, что при воздействии мощного КВ излучения на F-слой ионосферы наименьшим порогом обладает процесс апериодической неустойчивости, связанный с тепловой нелинейностью, с масштабом $l \sim \frac{1}{k_0}\left(\frac{2\pi}{k_0}\right.$ — длина электромагнитной волны в вакууме $\left.\right)$. На более мелких масштабах ($l \sim 2\pi\rho_i$; ρ_i — циклотронный радиус ионов) эффективно протекает процесс параметрического возбуждения ионно-циклотронных колебаний, обусловленных стрикционной нелинейностью.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появился целый ряд работ, в которых делаются попытки теоретически объяснить возникновение искусственных ионосферных неоднородностей различных масштабов. Механизмом возбуждения таких неоднородностей могут служить параметрическая неустойчивость и самофокусировка электромагнитных и плазменных волн в ионосферной плазме. В частности, в [1, 2] было рассмотрено параметрическое возбуждение плазменных волн с $\boldsymbol{k} \parallel \boldsymbol{H}_0$ ($\boldsymbol{k}$ — волновой вектор плазменной волны, $\boldsymbol{H}_0$ — магнитное поле Земли), обусловленное стрикционной нелинейностью. В работах [3, 4] была исследована тепловая самофокусировка электромагнитных волн, приводящая к возникновению крупномасштабных (~ 1 *км*) неоднородностей.

В настоящей работе рассматривается параметрическая неустойчивость электромагнитной волны в ионосферной плазме с учетом как стрикционной, так и тепловой нелинейностей. Наличие слабого магнитного поля $\boldsymbol{H}_0$ играет существенную роль, ослабляя диссипацию низкочастотных возмущений, вытянутых вдоль $\boldsymbol{H}_0$. Следствием этого является значительное снижение порога неустойчивости по сравнению с параметрическими неустойчивостями изотропной изотермической плазмы, исследованными в [1, 2, 9]. Как показано ниже, в случае возбуждения возмущений, вытянутых вдоль магнитного поля, резко возрастает роль тепловой нелинейности, а также ионных циклотронных резонансов*. В работе исследованы пороги и найдены инкременты вблизи порогов неустойчивости. Рассмотрена зависимость порога неустойчивости от степени вытянутости неоднородности вдоль $\boldsymbol{H}_0$.

---

* К возбуждению вытянутых вдоль H_0 неоднородностей с масштабом $k_0 l < 1$ ($2\pi/k_0$ — длина электромагнитной волны) может приводить также тепловая самофокусировка вторичных плазменных волн [5].

2. ВЫВОД ДИСПЕРСИОННОГО УРАВНЕНИЯ

Как известно [7], в неоднородной плазме распределение плотности электронов, ионов, их температур и продольного электрического поля $\mathcal{E}$ при наличии высокочастотного электрического поля описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial N_{i,e}}{\partial t} + \operatorname{div} \boldsymbol{j}_{i,e} = 0,$$

$$\boldsymbol{j}_e = -\frac{\hat{\sigma}_e}{e}\mathcal{E} + \frac{1}{e^2}\hat{\sigma}_e \nabla \Phi_e - \hat{D}_{ee}\nabla N_e - \hat{D}_{T_e}\frac{N_e}{T_e}\nabla T_e,$$

$$\boldsymbol{j}_i = \frac{\hat{\sigma}_i}{e}\mathcal{E} - \hat{D}_{ii}\nabla N_i - \hat{D}_{T_{ie}}\frac{N_e}{T_e}\nabla T_e, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \nabla\left(\frac{\hat{\chi}_e}{N}\nabla\right)T_e + \frac{2}{3N}(\boldsymbol{E}\hat{\sigma}_{\omega_e}\boldsymbol{E}) - \delta\nu_e(T_e - T_i),$$

$$\operatorname{div}\mathcal{E} = 4\pi e(N_i - N_e).$$

Здесь $N_{i,e}$, $\boldsymbol{j}_{i,e}$, $T_{i,e}$ — концентрации, потоки и температуры ионов и электронов, $\hat{\sigma}_e$, $\hat{\sigma}_i$, $\hat{D}_{ee}$, $\hat{D}_{ii}$, $\hat{D}_{T_e}$, $\hat{D}_{T_{ie}}$, $\hat{\chi}_e$ — тензоры проводимости диффузии, термодиффузии, взаимной термодиффузии и теплопроводности для электронов и ионов, Φ_e — усредненная высокочастотная сила, действующая на электроны [8]. Температура ионов считается постоянной.

Система (1) справедлива при выполнении следующих неравенств:

$$\varkappa_\parallel^2 v_{T_\alpha}^2 < \nu_\alpha^2, \quad \varkappa_\perp^2 v_{T_\alpha}^2 < \omega_{B_\alpha}^2, \quad \varkappa^2 d^2 \ll 1. \qquad (2)$$

Здесь $\varkappa_\parallel$ — характерный обратный продольный (вдоль магнитного поля) масштаб неоднородности, $\varkappa_\perp$ — обратный поперечный масштаб. $v_{T_\alpha} = (2T_\alpha/m_\alpha)^{1/2}$ — тепловая скорость, ν_α — частота столкновений, ω_{B_α} — циклотронная частота частиц сорта α, d — дебаевский радиус.

Пусть в плазме есть сильная электромагнитная волна с $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\boldsymbol{k}_0\boldsymbol{r})$ + к. с., которая вызывает электронный ток

$$\boldsymbol{J} = -eN_e\boldsymbol{V} = \hat{\sigma}_{0e}\boldsymbol{E}_0 \exp(-i\omega_0 t + i\boldsymbol{k}_0\boldsymbol{r}), \qquad (3)$$

причем частота накачки ω_0 близка к частоте плазменных волн

$$\omega_p^2 = \omega_{p_e}^2 + \omega_{B_e}^2 \sin^2\vartheta_1, \qquad (4)$$

ω_{p_e} — плазменная частота электронов, $\vartheta_1 = \widehat{\boldsymbol{k}\boldsymbol{H}_0}$, $\boldsymbol{k}$ — волновой вектор плазменной волны. В (4) мы пренебрегли тепловыми поправками, которые в условиях F-слоя ионосферы малы при выполнении неравенств (2). В этом случае возможно возбуждение плазменных волн с частотами ω^+ и ω^- с одновременным возбуждением низкочастотных колебаний с частотой Ω, причем

$$\omega^+ = \omega_0 + \Omega, \qquad \omega^- = \omega_0 - \Omega,$$
$$\boldsymbol{k}^\pm = \boldsymbol{k}_0 \pm \boldsymbol{\varkappa}, \qquad k_0 \ll |\boldsymbol{k}|, |\boldsymbol{\varkappa}|. \qquad (5)$$

Рассмотрим линейную стадию параметрической неустойчивости. Запишем концентрацию и температуру частиц плазмы в виде

$$N_e = N + n_{1_e} + n_{2_e}, \quad N_i = N + n_{1_i}, \quad T_e = T_{e_0} + T_{e_1}$$
$$(n_{1_e},\ n_{2_e} \ll N, \quad n_{1_i} \ll N, \quad T_{e1} \ll T_{e_0}); \tag{6}$$

$$\mathcal{E},\ n_{1_e},\ n_{1_i},\ T_{e1}\, \boldsymbol{j}_e \boldsymbol{j}_i \sim e^{-i\Omega t + i\varkappa \boldsymbol{r}} + \text{к. с.}, \tag{7}$$

$$n_{2_e} = n_2^- \exp(-i\omega^- t + i\boldsymbol{k}_- \boldsymbol{r}) + n_2^+ \exp(-i\omega^+ t + i\boldsymbol{k}_+ \boldsymbol{r}) + \text{к. с.}$$

Уравнения Пуассона и непрерывности для возмущений с частотой ω^+ и ω^- запишутся следующим образом:

$$\operatorname{div}(\hat{\varepsilon}^{\pm} \boldsymbol{E}^{\pm}) = 4\pi\rho_{\text{стор}} = -4\pi e n_{2_e},$$

$$\frac{\partial n_{2_e}}{\partial t} + \operatorname{div} n_{1_e} \boldsymbol{V} = 0,$$

где $\hat{\varepsilon}^{\pm}(\omega^{\pm})$ — тензор диэлектрической проницаемости, $\rho_{\text{стор}}$ — заряд, индуцированный волной накачки и низкочастотными возмущениями. Используя (3) и (7), а также то, что $\boldsymbol{E}^{\pm} \parallel \boldsymbol{k}_{\pm}$, получаем

$$\boldsymbol{E}^- = -\frac{\omega_0}{\omega^-} \frac{(\boldsymbol{a}_- \hat{\varepsilon}_0^e \boldsymbol{a}_0) E}{\varepsilon^-} \frac{n_{1_e}^*}{N} \boldsymbol{a}_- + \text{к. с.}; \tag{8}$$

$$\boldsymbol{E}^+ = -\frac{\omega_0}{\omega^+} \frac{(\boldsymbol{a}_+ \hat{\varepsilon}_0^{e*} \boldsymbol{a}_0) E}{\varepsilon^+} \frac{n_{1_e}}{N} \boldsymbol{a}_+ + \text{к. с.} \tag{9}$$

Здесь $\varepsilon^{\pm}$ — продольные (вдоль $\boldsymbol{k}_{\pm}$) диэлектрические проницаемости. $\boldsymbol{a}_{\pm} = \boldsymbol{k}_{\pm}/k$, $\boldsymbol{a}_+ \approx -\boldsymbol{a}_- = \boldsymbol{a}$, $\boldsymbol{a}_0 = \boldsymbol{E}_0/E_0$, $\hat{\varepsilon}_0^e = 4\pi i \hat{\sigma}_{e_0}/\omega_0$ — электронная компонента тензора диэлектрической проницаемости на частоте ω_0. С помощью выражений (8) и (9) мы можем найти возмущения электронного тока и температуры на частоте Ω, обусловленные наличием в плазме высокочастотного поля [8]:

$$\Phi_\Omega = \frac{e^2}{2m\omega_{p_e}^2} \left[\frac{\omega^-}{\omega_0} (\boldsymbol{E}_0 \hat{\varepsilon}_e^{-*} \boldsymbol{E}^{-*}) + \frac{\omega^+}{\omega_0} (\boldsymbol{E}_0^* \hat{\varepsilon}_e^+ \boldsymbol{E}^+) \right] \approx$$
$$\approx -\frac{e^2}{2m\omega_{p_e}^2} |\boldsymbol{a}_0^* \hat{\varepsilon}_0^e \boldsymbol{a}|^2 \left(\frac{1}{\varepsilon^{-*}} + \frac{1}{\varepsilon^+} \right) E_0^2 \frac{n_{1_e}}{N}; \tag{10}$$

$$(\boldsymbol{E} \hat{\sigma}_\omega \boldsymbol{E})_\Omega = -(\boldsymbol{a}_0^* \hat{\sigma}_0^s a)(\boldsymbol{a} \hat{\varepsilon}_0^e \boldsymbol{a}_0) \left(\frac{1}{\varepsilon^{-*}} + \frac{1}{\varepsilon^+} \right) E_0^2 \frac{n_{1_e}}{N}. \tag{11}$$

Здесь $\hat{\sigma}_0^s$ — эрмитова часть тензора проводимости на частоте ω_0. Подставляя теперь (6), (10) и (11) в (1) и используя (7), мы получим после ряда преобразований дисперсионное уравнение для низкочастотных возмущений. Оно имеет вид

$$\frac{1 + i\varkappa^2 D_{ee}/\Omega}{\varepsilon_e} + \frac{1 + i\varkappa^2 D_{ii}/\Omega}{1 + \varepsilon_i} + W \left(\frac{1}{\varepsilon^{-*}} + \frac{1}{\varepsilon^+} \right) \left[A + \frac{1}{\Omega(\Omega + i\varkappa^2 \chi_e/N)} \times \right.$$
$$\left. \times \left(\frac{B_e}{\varepsilon_e} + \frac{B_i}{1 + \varepsilon_i} \right) \right] = 0. \tag{12}$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$A = \frac{\varkappa^2 v_{T_e}^2 \,|\, a_0^* \varepsilon_0^e \hat{a} \,|^2}{16\pi\omega_{p_e}^2}, \quad B_e = \frac{2}{3}\varkappa^2 D_{T_e} (a_0^* \hat{\sigma}_0^э a)(a \hat{\varepsilon}_0^e a_0),$$

$$B_i = \frac{2}{3}\varkappa^2 D_{T_{ie}} (a_0^* \hat{\sigma}_0^э a)(a \hat{\varepsilon}_0^e a_0), \quad W = \frac{E_0^2}{NT_e},$$

ε_e, ε_i — продольные (вдоль $\varkappa$) диэлектрические проницаемости электронов и ионов на частоте Ω; D_{ee}, D_{ii}, D_{T_e}, $D_{T_{ie}}$, χ_e — продольные компоненты соответствующих тензоров. Кроме того, в (12) мы пренебрегли в двух членах величиной $\varkappa^2 D_{ii}/\Omega$ по сравнению с $\operatorname{Im}\varepsilon_i$, что оправдано при $\varkappa^2 d^2 \ll 1$.

Если в уравнении (12) отбросить члены, связанные с диффузией, термодиффузией и взаимной термодиффузией, то оно переходит в дисперсионное уравнение для параметрической неустойчивости, полученное, например, в [9, 10].

Общее дисперсионное уравнение (12) позволяет непосредственно учитывать влияние нагревной (B_e и B_i) и стрикционной (A) нелинейностей на неустойчивость. В случае низких частот ($\Omega < \nu_e$) стрикционной нелинейностью можно пренебречь, если выполняются неравенства (2), т. е. пока применимо гидродинамическое приближение. При выполнении обратных неравенств (12) переходит в дисперсионное уравнение, полученное в [9, 10] (см. также [5, 7]).

3. АПЕРИОДИЧЕСКАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, СВЯЗАННАЯ С НАГРЕВНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Будем искать решения уравнения (12) при $\Omega < \nu_i$, считая стрикционную нелинейность малой. В этом случае

$$\begin{gathered} \varepsilon_{e,i} = \varepsilon'_{e,i} + i\frac{K_{e,i}}{\Omega}, \quad \varepsilon'_{e,i} = \omega_{p_{e,i}}^2 \left(\frac{\cos^2\vartheta}{\nu_{e,i}^2} + \frac{\sin^2\vartheta}{\omega_{B_{e,i}}^2}\right), \\ K_{e,i} = \omega_{p_{e,i}}^2 \left(\frac{\cos^2\vartheta}{\nu_{e,i}} + \frac{\nu_{e,i}\sin^2\vartheta}{\omega_{B_{e,i}}^2}\right) = 4\pi\sigma_{e,i}. \end{gathered} \tag{13}$$

Тензоры $\hat{D}_{ee}$, $\hat{D}_{ii}$, $\hat{D}_{T_e}$, $\hat{D}_{T_{i,e}}$, $\hat{\chi}_e$ приведены в [7], $\vartheta = \widehat{\varkappa H_0}$. Считая Ω действительным и выделяя действительную и мнимую части уравнения (12), получаем систему уравнений для Ω и W на «пороге» неустойчивости:

$$\begin{gathered} \Omega^3\left[\left(X + 2\tilde{\gamma}\frac{\varkappa^2\chi_e}{N}\right)\alpha_3 + 2\tilde{\gamma}\alpha_1\right] - \Omega\left(X + 2\tilde{\gamma}\frac{\varkappa^2\chi_e}{N}\right)\alpha_2 - \Omega\alpha_1 X\frac{\varkappa^2\chi_e}{N} + \\ + \frac{\Omega W\omega_0\Delta\omega}{J}(B_e\varepsilon'_i + B_i\varepsilon'_e) + i\left\{-2\tilde{\gamma}\Omega^4\alpha_3 + \Omega^2\left[2\tilde{\gamma}\alpha_2 + \right.\right. \\ \left. + \frac{\varkappa^2\chi_e}{N}\alpha_3 X + \left(X + 2\tilde{\gamma}\frac{\varkappa^2\chi_e}{N}\right)\alpha_1\right] - \frac{\varkappa^2\chi_e}{N}\alpha_2 X + \frac{W\omega_0\Delta\omega}{J}\times \\ \left.\times (B_e K_i + B_i K_e)\right\} = 0, \end{gathered} \tag{14}$$

где $\alpha_1 = K_e + K_i + \varkappa^2(\varepsilon_i' D_{ee} + \varepsilon_e' D_{ii})$, $\alpha_2 = \varkappa^2(K_i D_{ee} + K_e D_{ii})$, $\alpha_3 = \varepsilon_i' + \varepsilon_e'$, $J = \left.\frac{\partial(\omega^2 \operatorname{Re}\varepsilon)}{\omega\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_p}$. Здесь учтено также, что [10]

$$\frac{1}{\varepsilon^{-*}} + \frac{1}{\varepsilon^{+}} = \left[\frac{1}{2}\left.\frac{\partial(\omega^2 \operatorname{Re}\varepsilon(\omega))}{\omega\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_p}\right]^{-1} \frac{\omega_0\Delta\omega}{(\Delta\omega)^2+(\gamma+\tilde{\gamma})^2-\Omega^2-2i(\gamma+\tilde{\gamma})\Omega}, \tag{15}$$

$\Delta\omega = \omega_0 - \omega_p$, $\Delta\omega \ll \omega_0$, $\gamma = \operatorname{Im}\Omega$, $\tilde{\gamma}$ — декремент затухания высокочастотных плазменных волн. Введено обозначение. $X = (\Delta\omega)^2 + (\gamma + \tilde{\gamma})^2 - \Omega^2$. Решение системы (14) имеет вид ($X \approx (\Delta\omega)^2 + \tilde{\gamma}^2$)

$$\Omega = 0, \quad W_{\text{п}} = \frac{J\varkappa^2\chi_e\alpha_2}{N}\,\frac{X}{\omega_0\Delta\omega}\,\frac{1}{B_e K_i + B_i K_e}. \tag{16}$$

Пороговое поле минимально при $\Delta\omega = -\tilde{\gamma}$. В случае слабого магнитного поля ($\omega_{p_e}^2 \gg \omega_{B_e}^2$) и $\cos^2\vartheta \gg \nu_e^2/\omega_{B_e}^2$

$$\frac{W_{\text{п}}}{12\pi} = \frac{\varkappa^2 v_{T_e}^2\cos^2\vartheta}{4\nu_e^2}\,\frac{\nu_e}{\omega_0}\left[1 + \frac{T_i}{T_e}\,\frac{\omega_{B_i}^2\operatorname{ctg}^2\vartheta + \nu_i^2}{2\omega_{B_i}^2\operatorname{ctg}^2\vartheta + \nu_i^2}\right]\frac{1}{|a_0^* a|^2}, \tag{17}$$

при $\cos^2\vartheta < \nu_e^2/\omega_{B_e}^2$

$$\frac{W_{\text{п}}}{12\pi} = \frac{\nu_e}{\omega_0}\,\frac{\varkappa^2 v_{T_e}^2}{\omega_{B_e}^2}\left[1 + \frac{T_i}{T_e}\left(1 + \frac{\nu_{ei}}{\nu_e}\right)\right]\frac{1}{|a_0^* a|^2}. \tag{18}$$

Как видно из (17) и (18), пороговые поля, необходимые для возникновения такой неустойчивости, значительно ниже порога апериодической неустойчивости, обусловленной стрикционной нелинейностью [2, 9].

Инкремент неустойчивости и поправку к действительной части частоты $\Delta\Omega$ можно найти, разложив (13) в ряд Тейлора вблизи порога неустойчивости. Ограничившись первыми поправками, имеем

$$\gamma = \frac{W - W_{\text{п}}}{6\pi}\,\omega_0\,\frac{(1 + \operatorname{ctg}^2\vartheta\, 2\omega_{B_i}^2/\nu_i^2)\,|a_0^* a|^2}{2 + T_i/T_e + \varkappa^2 v_{T_e}^2\cos^2\vartheta/2\nu_i\nu_e + \omega_{B_e}\omega_{B_i}\operatorname{ctg}^2\vartheta/\nu_e\nu_i} \tag{19}$$

$$(\Delta\Omega = 0)$$

при $\cos^2\vartheta \gg \nu_e^2/\omega_{B_e}^2$ и

$$\gamma = \frac{W - W_{\text{п}}}{6\pi}\,\omega_0\,\frac{|a_0^* a|^2}{2 + (T_i/T_e)(1 + \nu_{ei}/\nu_e)} \qquad (\Delta\Omega = 0) \tag{20}$$

при $\cos^2\vartheta < \nu_e^2/\omega_{B_e}^2$ (ν_{ei} — частота столкновений электронов с ионами). Неустойчивость, таким образом, является апериодической. Из выражений (17)—(20) видно, что пороговое поле уменьшается, а инкремент растет с приближением угла ϑ к $\pi/2$.

На масштабы неоднородностей, возникающих из-за такой неустойчивости, приходится накладывать следующие ограничения (см. (2)).

$$\varkappa_{\|}^2 < \nu_e^2/v_{T_e}^2, \quad \varkappa_{\perp}^2 < 2\omega_{B_i}^2/v_{T_i}^2, \quad \varkappa^2 > \omega_0^2/c^2. \tag{21}$$

Первые два условия — следствие применимости к задаче гидродинамического приближения, а третье — вытекает из особенностей дисперсионных характеристик плазменной и электромагнитных волн в магнитоактивной плазме [6, 12]. В F-слое ионосферы, например, $\nu_e^2/v_{T_e}^2 \ll \omega_{p_e}^2/c^2$, и подобная неустойчивость может развиваться только в случае $\varkappa_{\perp} \gg \varkappa_{\|}$, т. е. возникающие неоднородности должны быть сильно вытянуты вдоль магнитного поля. Следует заметить также, что при решении задачи мы считали плазму однородной, в то время как в ионосфере существенно изменение концентрации заряженных частиц с высотой. В средних и высоких широтах магнитное поле достаточно слабо наклонено к вертикали (например, в г. Горьком этот угол составляет 19°). и для того, чтобы можно было не учитывать высотных изменений концентрации, необходимо потребовать, чтобы их характерный масштаб превышал масштаб неоднородности. В связи с этим не имеет, вероятно, смысла говорить в рамках данной задачи о неустойчивостях в F-слое ионосферы для углов ϑ в интервале $\cos^2\vartheta \lesssim \nu_e^2/\omega_{B_e}^2$, так как продольный масштаб таких неоднородностей может превышать 100 *км*

4. ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ИОННО-ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН

Рассмотрим теперь случай, когда $\Omega \approx n\omega_{B_i}$, $\varkappa_{\|} v_{T_e} \gg \nu_e, n\omega_{B_i}$, $\varkappa_{\perp} v_{T_i} \gtrsim \omega_{B_i}$. В уравнении (12) можно теперь пренебречь членами, связанными с нагревной нелинейностью. Исследуем параметрическое возбуждение ионно-циклотронных гармоник. Слабозатухающие ионно-циклотронные волны могут существовать при [11]

$$\varkappa_{\|} v_{T_i} \ll \Delta \ll n\omega_{B_i} \ll \varkappa_{\|} v_{T_e} \qquad (\Delta = \Omega - n\omega_{B_i}), \tag{22}$$

т. е. в направлениях $\varkappa$, почти перпендикулярных H_0.

Найдем решение (12) в наиболее интересном случае, когда порог неустойчивости определяется черенковским затуханием ионно-циклотронных волн на электронах. На пороге неустойчивости ($\operatorname{Im}\Omega = 0$) расстройка $\Delta = \Omega - n\omega_{B_i}$ и амплитуда порогового поля волны накачки определяются следующими выражениями ($z_i = \varkappa_{\perp}^2 \rho_i^2$):

$$\Delta = \frac{n\omega_{B_i} A_n(z_i)\,[\omega_0 \Delta\omega\,(v_{\sim}^2/v_{T_e}^2) + X]}{\omega_0\Delta\omega\,(v_{\sim}^2/v_{T_e}^2) + (1 + T_i/T_e)\,X + (T_i/T_e)\,2\tilde{\gamma}\,\Omega\, x_n \sqrt{\pi}}; \tag{23}$$

$$\frac{v_{\sim \text{п}}^2}{v_{T_e}^2} = \frac{\sqrt{\pi}\, x_n (X^2 + 4\tilde{\gamma}^2\Omega^2)}{2\tilde{\gamma}\Omega\omega_0\Delta\omega}. \tag{24}$$

Здесь $A_n(z_i) = I_n(z_i)\,e^{-z_i}$, I_n — функция Бесселя мнимого аргумента, $x_n = n\omega_{B_i}/\varkappa_{\|} v_{T_e}$, $v_{\sim}^2/v_{T_e}^2 = (2A\omega_{p_e}^2 W/\varkappa^2 v_{T_e}^2)\left(\dfrac{\partial(\omega^2\varepsilon)}{\omega\partial\omega}\right)^{-1}_{\omega=\omega_p}$.

Исследуя (24), можно получить, что минимальный порог достигается при $\Delta\omega > 0$, равном

$$(\Delta\omega)^2 = \frac{1}{3}\{\Omega^2 - \tilde{\gamma}^2 + 2(\tilde{\gamma}^4 + \Omega^4 + \tilde{\gamma}^2\Omega^2)^{1/2}\}.$$

1) Пусть $\Omega \approx n\omega_{B_i} \gg \tilde{\gamma}$. В этом случае $\Delta\omega \approx \Omega$ и происходит распадное взаимодействие. Волна накачки распадается на плазменную и ионно-циклотронную волну. При $\omega_{p_e}^2 \gg \omega_{B_e}^2$, $\omega_0^2 \approx \omega_{p_e}^2 + \omega_{B_e}^2 \sin^2\vartheta_1$, $\tilde{\gamma} = \nu_e/2$, $J = 1$

$$\frac{v_{\sim\text{п}}^2}{v_{T_e}^2} = \frac{W_\text{п} |a_0^* a|^2}{8\pi} = \frac{\nu_e}{\omega_0} \sqrt{\pi}\, x_n. \tag{25}$$

Порог получается более низким, чем порог индуцированного рассеяния. Инкремент такого распада можно найти из уравнения [11]

$$(\gamma + \gamma_c)(\gamma + \tilde{\gamma}) = \gamma_\text{н}^2, \quad \gamma_\text{н}^2 = \frac{T_i}{T_e} \omega_{p_e} \Omega |a_0^* a|^2 \frac{A_n(z_i)}{(1 + T_i/T_e)^2} \frac{W}{16\pi},$$

где γ_c — декремент затухания ионно-циклотронных волн, $\gamma_\text{н}$ максимален для $n = 1$ при $z_i = 1{,}4$ и для $n = 2$ при $z_i = 4{,}6$.

2) Пусть $\Omega \ll \tilde{\gamma}$. Тогда $\Delta\omega \approx \tilde{\gamma}/\sqrt{3}$, и порог неустойчивости

$$\frac{v_{\sim\text{п}}^2}{v_{T_c}^2} = \frac{W_\text{п} |a_0^* a|^2}{8\pi} = \frac{2}{3\sqrt{3}} \sqrt{\pi} \frac{\nu_c}{\varkappa_\parallel v_{T_e}} \frac{\nu_e}{\omega_0}. \tag{26}$$

Порог (26) также ниже порога индуцированного рассеяния. Инкремент в этом случае проще всего найти разложением дисперсионного уравнения в ряд вблизи порога. Он максимален при $\Delta\omega = \tilde{\gamma}/\sqrt{3}$ и равен

$$\gamma = \frac{T_i}{T_c} \frac{3}{2} \sqrt{3} \frac{\omega_0 (n\omega_{B_i})^2}{\nu_c^2} \frac{A_n(z_i)}{(1 + T_i/T_c)^2} \frac{(W - W_\text{п}) |a_0^* a|^2}{8\pi}. \tag{27}$$

Используя условие малости затухания ионно-циклотронных колебаний на ионах и на электронах (22), можно сделать оценку на интервал углов, в которых возможны такие процессы, и число гармоник. Учитывая, что $\Delta_{\max} \approx 0{,}1\, \omega_{B_i}$ при $\varkappa_\perp v_{T_i} \sim 2 \div 3\omega_{B_i}$, имеем

$$30n \sqrt{\frac{m_e}{m_i} \frac{T_i}{T_e}} \lesssim \frac{n\omega_{B_i}}{\varkappa_\parallel v_{T_e}} \lesssim 0{,}3; \tag{28а}$$

$$0{,}2 \sqrt{\frac{m_e}{m_i} \frac{T_i}{T_e}} \lesssim \operatorname{ctg}\vartheta \lesssim 0{,}02 \quad \text{при} \quad n = 1; \tag{28б}$$

$$0{,}2 \sqrt{\frac{m_e}{m_i} \frac{T_i}{T_e}} \lesssim \operatorname{ctg}\vartheta \lesssim 0{,}01 \quad \text{при} \quad n = 2. \tag{28в}$$

Например, при $m_e/m_i \sim 3 \cdot 10^{-5}$, $T_i/T_e \sim 0{,}5$ могут возбуждаться только две гармоники ионно-циклотронной частоты, причем вторая гармоника может существовать в более узком интервале углов. Если $n\omega_{B_i} < \nu_e$, то левая часть неравенств (28б) и (28в) домножается на $\nu_e/n\omega_{F_i}$, и интервал углов, в которых возможна неустойчивость, уменьшается.

5. ВЫВОДЫ

Основным результатом работы является вывод о значительном снижении порога параметрической неустойчивости в условиях ионосферной плазмы при взаимодействии волны накачки с плазменными волнами на неоднородностях, сильно вытянутых вдоль магнитного поля. Наименьшие пороги реализуются для апериодической неустойчивости, обусловленной тепловой нелинейностью, причем порог уменьшается с увеличением масштаба неоднородностей. Сделан вывод об ограничении максимально возможных масштабов возмущений на размере $l_{\max} \leqslant 2\pi c/\omega_0$ (см. (21)). Указанные обстоятельства могут приводить к концентрации энергии плазменных волн и низкочастотных возмущений в области длин волн $\sim l_{\max}$.

Для более мелких масштабов ($\varkappa\rho_i \gg 1$) важную роль начинает играть стрикционная нелинейность. При этом возбуждаются низкочастотные возмущения на ионных циклотронных гармониках с достаточно низким порогом по амплитуде волны накачки (см. (26)).

Существенным обстоятельством является влияние магнитного поля H_0 на поляризацию волны накачки вблизи точки отражения. Дело в том, что при

$$\frac{\sin^2\vartheta_0}{\cos\vartheta_0} > \frac{\omega_{B_e}}{\omega_0} \quad (\vartheta_0 = \widehat{k_0 H_0}) \tag{29}$$

практически во всей области существования плазменного резонанса электрический вектор волны накачки $E \parallel H_0$*. При этом резко возрастают пороги рассмотренных неустойчивостей (см. (17) и (26)). Следовательно, параметрическое возбуждение вытянутых вдоль неоднородностей и, соответственно, снижение порога неустойчивостей рассмотренного типа возможно лишь в случае выполнения неравенства, обратного (29).

Авторы признательны В. О. Рапопорту за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. F. W. Perkins, P. K. Kaw, J. Geophys. Res., **76**, 282 (1971).
2. Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Геомагнетизм и аэрономия, **14**, 36 (1974).
3. В. В. Васьков, А. В. Гуревич, Письма в ЖЭТФ, **20**, 529 (1974).
4. F. W. Perkins, E. J. Valeo, Phys. Rev. Lett., **32**, 1234 (1974).
5. F. W. Perkins, Preprint PPL-AP78, Princeton, 1974.
6. Н. А. Митяков, В. О. Рапопорт, В. Ю. Трахтенгерц, Изв. высш. уч. зав.— Радиофизика, **18**, № 9, 1273 (1975).
7. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург, Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере, изд. Наука, М., 1973.
8. А. Г. Литвак, В. Ю. Трахтенгерц, ЖЭТФ, **62**, 228 (1972).
9. В. П. Силин, Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, изд. Наука, М., 1973.
10. Н. Е. Андреев, Диссертация, ФИАН им. П. Н. Лебедева, М., 1972.
11. С. М. Грач, Изв. высш. уч. зав.— Радиофизика (в печати).
12. В. Л. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, изд. Наука, М., 1967.

Научно-исследовательский радиофизический институт

* См. более подробно [6]

PARAMETRIC EXCITATION OF IONOSPHERIC IRREGULARITIES EXTENDED ALONG THE MAGNETIC FIELD

S. M. Grach, V. Yu. Trakhtengerts

The parametric instability of the magnetoactive plasma is investigated, both striction and thermal nonlinearities being taken into account. It is shown that when the ionospheric F-region is affected by a powerful short wave radiation, the aperiodic instability process associated with the thermal nonlinearity with the scale $l \sim 1/k_0$ ($2\pi/k_0$ is an electromagnetic wavelength in vacuum) has the lowest threshold. The parametric ion-cyclotron oscillations due to striction nonlinearity occur effectively with the smaller scales ($l \sim 2\pi\rho_i$, ρ_i is the cyclotron ion radius).