Краткие сообщения по физике № 12 декабрь 1973

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ

А. Н. Стародуб

УДК 533.951

Изучается параметрическое возбуждение поверхностных колебаний слабоионизованной магнитоактивной плазмы. Показано, что плазма неустойчива как относительно апериодического нарастания поверхностных колебаний, так и относительно распада частоты накачки на два поверхностных колебания. Показано также, что наличие внешнего магнитного поля приводит к расширению области взаимодействия высокочастотного электрического поля с плазмой и позволяет уменьшить порог возбуждения поверхностных колебаний.

Одним из возможных типов взаимодействия ВЧ (высокочастотного) электрического поля с неоднородной плазмой является возбуждение поверхностных колебаний. Было показано /I/, что в условиях параметрического резонанса магнитоактивная плазма неустойчива относительно возбуждения поверхностных колебаний с фазовой скоростью, превосходящей тепловую скорость электронов. Устойчивость полуограниченной плазмы относительно апериодического нарастания потенциальных поверхностных возмущений изучалась также в работе /2/. Отличие данного сообщения от работы /2/ состоит в учете теплового движения частиц плазмы и их столкновений с нейтралами.

Рассмотрим возбуждение поверхностных колебаний на свободной границе плазмы. Будем считать, что плазма занимает полупространство $x > 0$, а векторы постоянного магнитного поля $\vec{B}$ и напряженности ВЧ электрического поля $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \sin\omega_0 t$ параллельны оси z. Пусть плазма плотная, т.е. $\omega_{Li} > \Omega_i$, где ω_{Li} и Ω_i – соответственно, ленгмюровская и циклотронная частоты ионов. Тогда, если размер неоднородности плазмы велик по сравнению с ларморовским радиусом частиц, то можно получить следующее дисперсионное уравнение, описывающее устойчивость плазмы относительно параметрического возбуждения потенциальных поверхностных колебаний:

$$\frac{1 + \Delta\varepsilon_i(\omega_i) + \Delta\varepsilon_e(\omega_e)}{\Delta\varepsilon_i(\omega_i)\left[1 + \Delta\varepsilon_e(\omega_e)\right]} =$$

$$= -\frac{a^2}{4}\left[\frac{1}{1 + \Delta\varepsilon_e(\omega_e - \omega_0)} + \frac{1}{1 + \Delta\varepsilon_e(\omega_e + \omega_0)}\right], \qquad (I)$$

где

$$\Delta\varepsilon_\alpha(\omega_\alpha) = -\frac{1}{2}\,\frac{\omega_{L\alpha}^2}{\omega_\alpha^2 - \Omega_\alpha^2}\,\frac{\omega_\alpha}{\omega - i\nu_\alpha k_z^2 v_{T\alpha}^2/\omega_\alpha^2}\left[1 + \frac{k_y}{|k_y|}\,\frac{\Omega_\alpha}{\omega_\alpha}\right],$$

$$\omega_\alpha = \omega + i\nu_\alpha, \quad \omega_{L\alpha}^2 = \frac{4\pi e_\alpha^2 N_\alpha}{m_\alpha}, \qquad \Omega_\alpha = \frac{e_\alpha B}{m_\alpha c},$$

$$v_{T\alpha}^2 = \frac{T_\alpha}{m_\alpha}, \qquad \alpha = i, e, \qquad a = \frac{e k_z E_0}{m_e \omega_0^2},$$

$\nu_e(\nu_i)$ – частота столкновений электронов (ионов) с нейтралами.

Параметрический резонанс имеет место тогда, когда частота накачки ω_0 оказывается близкой к резонансной частоте ω_r, определяемой уравнением

$$1 + \Delta\varepsilon_e(\omega_r) = 0. \qquad (2)$$

Решения этого уравнения можно записать в виде

$$\omega_{r1}^2 = \frac{1}{2}\,\omega_{Le}^2, \qquad \omega_{r2} = \frac{1}{2}\,\frac{k_y}{|k_y|}\,\frac{\omega_{Le}^2}{\Omega_e}. \qquad (3)$$

Видно, что наличие внешнего магнитного поля приводит к расширению области параметрического взаимодействия ВЧ поля с плазмой, так как в отсутствии магнитного поля уравнение (2) имело своим решением лишь ω_{r1}. Необходимо отметить также, что решение ω_{r1} получено при условии $\omega_{Le} \gg \Omega_e$, тогда как решение ω_{r2} получается при выполнении обратного неравенства, т.е. при $\omega_{Le} \ll \Omega_e$.

Рассмотрим сначала возможность апериодического возбуждения поверхностных колебаний ω_{r1} ВЧ полем (аналогичное исследование в условиях, когда $\omega_0 \simeq \omega_{r2}$, было проведено в работе /2/. Для простоты ограничимся приближением холодной плазмы. Тогда в области частот $\Omega_e \gg \omega \gg \Omega_i$ уравнение (I) имеет решение

$$\omega^2 = \frac{1}{2}\,\omega_{r1}^2\left[\Delta^2 - \frac{1}{8}\,a^2\,\frac{m_e}{m_i}\right] \pm \frac{1}{2}\,\omega_{r1}^2\sqrt{\left[\Delta^2 - \frac{1}{8}\,a^2\,\frac{m_e}{m_i}\right]^2 - a^2\,\frac{m_e}{m_i}\,\Delta}, \tag{4}$$

где $\omega_0 = \omega_{r1}(1 + \Delta)$.

Предположим, что расстройка Δ велика

$$\Delta \gg \frac{1}{8}\,a^2\,\frac{m_e}{m_i}.$$

Тогда при положительных значениях Δ раскачка поверхностных колебаний возможна при знаке "плюс" в формуле (4), если амплитуда ВЧ поля достаточно велика, а именно:

$$a^2 > \Delta^3\,\frac{m_i}{m_e}. \tag{5}$$

Максимальный инкремент

$$\gamma_1 = \frac{\sqrt{3}}{2^{7/3}}\,\omega_{r1} a^{2/3}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} \tag{6}$$

достигается при

$$\Delta = \frac{1}{2^{4/3}}\,a^{2/3}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3}.$$

Если же частота накачки приближается к резонансной частоте со стороны меньших значений, т.е. $\Delta < 0$, то формула (4) описывает раскачку колебаний при знаке "минус". Максимальный инкремент

$$\gamma_2 = \frac{1}{2}\,\omega_{r1} a^{2/3}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3} \tag{7}$$

достигается при

$$\Delta = \frac{1}{2}\,a^{2/3}\left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/3}.$$

Результаты (6),(7) формально совпадают с полученными в работе /3/ в отсутствии магнитного поля.

Если же расстройка мала, $\Delta \ll \frac{1}{8} a^2 \frac{m_e}{m_i}$, то инкремент равен

$$\gamma_3 = \frac{1}{2\sqrt{2}} \omega_{r1} a \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{1/2}. \qquad (8)$$

Существенно, что инкременты (6)-(8) растут с ростом волнового числа k_z (конечно, надо иметь в виду, что проведенный анализ справедлив только при $a \ll 1$).

Формулы (6)-(8) показывают, что при значительном превышении порога возбуждения закономерности параметрической неустойчивости относительно нарастания поверхностных колебаний подобны закономерностям неустойчивости относительно нарастания объемных колебаний (см., например, формулу (6.16) в обзоре /4/).

Изучим теперь устойчивость плазмы относительно распада частоты накачки на два поверхностных колебаний. В области частот $\Omega_e \gg \omega_s > \Omega_i$ в плазме возможны слабозатухающие колебания ($\omega_s \gg \gamma_s$)

$$\omega_{s1}^2 = \frac{k_z^2}{k_y^2} \frac{m_i}{m_e} \Omega_i^2, \qquad \gamma_{s1} = -\frac{1}{2} \nu_e \frac{\omega_{s1}^2 - \Omega_i^2}{\Omega_i^2}, \qquad (9)$$

если $\omega_{s1} \gg k_z v_{Te}$, ν_e и

$$\omega_{s2}^2 = \frac{k_z^2}{k_y^2} \frac{m_i}{m_e} \frac{\Omega_i^2}{\nu_e^2} k_z^2 v_{Te}^2, \quad \gamma_{s2} = -\frac{1}{2} \nu_i - \frac{1}{2} \nu_e \frac{\omega_{s2}^2}{k_z^2 v_{Te}^2}, \qquad (10)$$

если $\omega_{s2} \ll \nu_e$, $\omega_{s2} \nu_e \ll k_z^2 v_{Te}^2$.

Дисперсионное уравнение (I) имеет своим решением распадную неустойчивость $\omega_0 \to \omega_{r2} + \omega_s$ с инкрементом

$$\gamma = \frac{1}{2} (\gamma_{r2} + \gamma_s) + \frac{1}{2} \sqrt{(\gamma_{r2} - \gamma_s)^2 + a^2 (\omega_s/\omega_0) \omega_{Li}^2}, \qquad (11)$$

где инкремент высокочастотного поверхностного колебания ω_{r2} равен

$$\gamma_{r2} = -2\nu_e \frac{k_z^2}{k_y^2} \frac{\Omega_e^2}{\omega_{Le}^2}.$$

Легко видеть, что распадная неустойчивость возможна лишь, если

$$a^2 > 2\,\frac{\omega_s}{\omega_0}\,\frac{\gamma_s\gamma_{r2}}{\omega_{Li}^2}. \qquad (12)$$

Сравним порог распада $\omega_0 \to \omega_{r2} + \omega_{s1}$ с порогом (4.17) периодической неустойчивости, найденным в работе /5/. Из такого сравнения следует, что при

$$(k_y/k_z)(k_y^2 v_{Te}^2/\Omega_e^2) > (\nu_e \Omega_i/\omega_{Li}^2)$$

наличие магнитного поля позволяет уменьшить порог параметрического возбуждения поверхностных колебаний.

Следует отметить, что в однородной плазме /6/ в этой же области частот $(\Omega_e > \omega > \Omega_i)$ возможен распад частоты накачки на объемные ленгмюровское и ионно-звуковое колебания. Сравнение порога такого распада с порогом (12) показывает, что в условиях пространственной неоднородности плазмы порог развития параметрических неустойчивостей возрастает.

Автор благодарен Ю. М. Алиеву, О. М. Градову и А. Ю. Кирию за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
17 октября 1973 г.

Литература

1. Ю. М. Алиев, О. М. Градов. ЖТФ, 42, 2447 (1972).
2. Е. Е. Ловецкий, А. Н. Стародуб. ЖТФ (в печати).
3. Ю. М. Алиев, Э. Ферленги. ЖЭТФ, 57, 1623 (1969).
4. В. П. Силин. Взаимодействие сильного высокочастотного электромагнитного поля с плазмой. A Survey of Phenomena in Ionized Gases, IAEA, Vienna, p. 205 (1968).
5. Ю. М. Алиев, О. М. Градов, А. Ю. Кирий. ЖЭТФ, 63, 112 (1972).
6. Н. Е. Андреев. Радиофизика, 14, 1160 (1972).