Краткие сообщения по физике № 10 1979

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН С АНОМАЛЬНОЙ ДИСПЕРСИЕЙ

В. Ф. Ковалев, [ж)] А. Б. Романов [ж)]

УДК 533.951

Показано, что при параметрическом возбуждении в плазме верхнегибридных колебаний с аномальной дисперсией возникает эффект перекачки энергии к более мелкомасштабным возмущениям. Дано объяснение экспериментально наблюдаемого в спектре турбулентности плазмы "синего" сателлита.

При СВЧ нагреве плазмы медленной необыкновенной (МН) электромагнитной волной, распространяющейся перпендикулярно внешнему магнитному полю, с частотой ω_0 превышающей электронную гироскопическую Ω_e, но меньшей $2\Omega_e$, аномальное поглощение может быть связано с возбуждением высокочастотных верхнегибридных (ВГ) и низкочастотных (НЧ) ионно-звуковых или нижнегибридных колебаний /1-3/ Наблюдаемый при этом спектр ВГ турбулентности состоит из ряда узких линий, отстоящих друг от друга на частоту НЧ волны. Наличие в спектре "красных" пиков можно объяснить каскадным процессом распада ВГ-волн на ВГ волны с меньшей частотой и НЧ возмущения, аналогично тому, что имеет место в изотропной плазме /4,5/. Однако, в отличие от /4,5/, энергия в каскадном процессе переходит к более коротковолновым колебаниям, что связано с аномальным законом дисперсии рассматриваемых в данной работе ВГ колебаний. Помимо "красных" пиков, т.е., волн с частотами меньшими частоты ω_0 поля накачки, спектр ВГ турбулентности содержит также "синий" (антистоксов) сателлит волны накачки. Ниже показано, что его существование связано с конечной длиной волны поля накачки.

[ж)] Московский институт радиотехники, электроники и автоматики.

Условия возбуждения антистоксова сателлита следуют из линейной теории параметрической неустойчивости. Дисперсионное уравнение для НЧ возмущений с частотой ω и волновым вектором $\vec{k}$ в поле МН волны содержит резонансные знаменатели $\varepsilon(\omega \pm \omega_o + i\gamma, \vec{k} \pm \vec{k}_o) \simeq (\Delta\omega_o + i\gamma \pm \Omega)(\partial\varepsilon'(\omega_o,\vec{k})/\partial\omega_o) + i\varepsilon''(\omega_o,\vec{k})$, в которых учет конечного значения волнового вектора поля накачки $\vec{k}_o \neq 0$ приводит к доплеровскому смещению $\vec{k}_o\vec{v}_g = \Omega - \omega$ частоты ω НЧ колебаний. Здесь $\varepsilon(\omega,\vec{k}) = \varepsilon' + i\varepsilon''$ - продольная диэлектрическая проницаемость плазмы; $\Delta\omega_o = \varepsilon'(\omega_o,\vec{k})(\partial\varepsilon'(\omega_o,\vec{k})/\partial\omega_o)^{-1}$ и $\vec{v}_g = (\partial\varepsilon'(\omega_o,\vec{k})/\partial\vec{k})(\partial\varepsilon'(\omega_o,\vec{k})/\partial\omega_o)^{-1}$ - соответственно расстройка и групповая скорость ВГ волн; γ - инкремент параметрической неустойчивости. В распадных условиях $\Delta\omega_o = \Omega$, то есть когда проявляется резонанс $\varepsilon'(\omega - \omega_o, \vec{k} - \vec{k}_o) \simeq 0$ на частоте $\omega - \omega_o$ "красного" сателлита, возможно также возбуждение "синего" сателлита в условиях, когда $|\varepsilon'(\omega + \omega_o, \vec{k} + \vec{k}_o)| = |\varepsilon''(\omega + \omega_o, \vec{k} + \vec{k}_o)|$. Этим "резонансным" условиям соответствует величина $\vec{k}_o = \vec{k}_{o\,min}$, определяемая соотношением $\vec{k}_{o\,min}\vec{v}_g = \tilde{\gamma}/2 - \omega$ ($\tilde{\gamma}$ - декремент затухания ВЧ волн). Пороговое поле E_{th} для возбуждения "синего" сателлита в $1 + (\tilde{\gamma}/2\Omega)^2$ раз превосходит минимальное значение E_{min}, не учитывающее величины k_o. Так, например, для распространяющихся почти поперек магнитного поля $\vec{B}_o$ ($(\vec{\varkappa}\vec{B}_o)^2 B_o^{-2} = (\Delta\vartheta)^2 \ll 3(kv_{Te})^2\omega_o^2(3\Omega_e^2 - \omega_{Le}^2)^{-1}\Omega_e^{-2} \ll 1$) ионно-звуковых НЧ волн, распадным условием $\Delta\omega_o = \Omega$ определены два значения волновых векторов $\vec{k}_1$ и $\vec{k}_2$ ($\vec{\varkappa} = \vec{k}k^{-1}$)

$$k_{1,2} = \mp|\vec{k}_o\vec{\varkappa}| - \frac{v_s\omega_o}{3v_{Te}^2}\frac{\omega_o^2 - 4\Omega_e^2}{\omega_o^2 - \Omega_e^2} + \left\{\left(\mp|\vec{k}_o\vec{\varkappa}| - \frac{v_s\omega_o}{3v_{Te}^2}\frac{\omega_o^2 - 4\Omega_e^2}{\omega_o^2 - \Omega_e^2}\right)^2 + \frac{(\omega_o^2 - \omega_H^2)(\omega_o^2 - 4\Omega_e^2)}{3v_{Te}^2\omega_{Le}^2}\right\}^{1/2}. \quad (I)$$

Здесь v_s и v_{Te} - скорость звука и тепловая скорость электронов в плазме с плотностью n_e и температурой T_e; ω_{Le} и $\omega_H = (\omega_{Le}^2 + \Omega_e^2)^{1/2}$ - электронная ленгмюровская и ВГ частоты. Колебания с волновым вектором $\vec{k} = \vec{k}_2$ вдоль $\vec{k}_o$ возбуждаются при минимальном пороговом поле

$$E_{min} = 8\sqrt{\pi n_e \varkappa_B T_e}\left(\frac{\tilde{\gamma}\gamma_s}{\omega_o\omega_s}\right)^{1/2}\frac{\omega_o}{\omega_{Le}}\left[\left(\frac{\omega_{Le}^2}{\omega_o^2 - \Omega_e^2}\right)^2 + \frac{\omega_o^2}{\Omega_e^2}\left(\frac{\omega_o^2 - \omega_H^2}{\omega_o^2 - \Omega_e^2}\right)^2\right]^{1/2}, \quad (2)$$

(γ_s - декремент затухания звука, $\varkappa_B$ - постоянная Больцмана). Пороговое поле для возбуждения НЧ колебаний с $\vec{k} = \vec{k}_1$, направленным против волнового вектора накачки, в "резонансных" условиях, то есть при

$$k_o = k_{o\,min} = \left| v_s - \frac{\tilde{\gamma}}{2k_1} \right| \frac{\omega_o}{3v_{Te}^2} \frac{4\Omega_e^2 - \omega_o^2}{\omega_o^2 - \Omega_e^2},$$

в $\sqrt{2}$ раз больше E_{min}, что легко превосходится в эксперименте /3/.

В стационарном состоянии интенсивности "красных" $E_{1,n}^2$ и "синего" $E_{1,-1}^2$ пиков определяются условием баланса между мощностью, вкачиваемой полем накачки, и мощностью, диссипируемой плазменными волнами:

$$\gamma_{n-1}E_{1,n}^2 = \tilde{\gamma}E_{1,n}^2 + \gamma_n E_{1,n+1}^2, \qquad n \geqslant 2, \qquad (3)$$

$$\gamma E_{1,1}^2 + \gamma_{-1}E_{1,1}^2 = \tilde{\gamma}E_{1,1}^2 + \gamma_1 E_{1,2}^2 + \gamma E_{1,1}E_{1,-1}, \qquad n = 1, \qquad (4)$$

$$\gamma E_{1,1}E_{1,-1} = \tilde{\gamma} f^{-1} E_{1,-1}^2 + \gamma E_{1,-1}^2 + \gamma_{-1}E_{1,1}^2, \qquad n = -1. \qquad (5)$$

В уравнениях (3) - (5) γ_n - инкремент для n-го пика с частотой $\omega_{1,n} = \omega_1(k_n)$. Так как возбуждаемые ВГ колебания имеют аномальную дисперсию $\omega_1^2(k_n) = \omega_H^2 - \omega_{Le}^2\Omega_e^2\omega_H^{-2}(\Delta\vartheta)^2 - 3k_n^2 v_{Te}^2 \omega_{Le}^2 \times (3\Omega_e^2 - \omega_{Le}^2)^{-1}$, то перекачка энергии по спектру в сторону меньших частот соответствует переходу к более коротковолновым колебаниям. Например, для возбуждаемых накачкой колебаний с $\vec{k} = \vec{k}_1$ волновое число n-го пика $k_n = k_1 + (|n| - 1)\Delta$, $\Delta = (v_s/3v_{Te}^2) \times \omega_H(3\Omega_e^2 - \omega_{Le}^2)\omega_{Le}^{-2} \ll k_1$. Уравнения (4) и (5) для стоксовой и антистоксовой линий отличаются от известного ранее (см./4,5/) уравнения (3) для "красных" пиков второго и более высоких порядков слагаемым $\gamma E_{1,1}E_{1,-1}$, описывающим связь амплитуд "красного" и "синего" сателлитов через волну накачки. Учет "резонансных" условий проявляется в увеличении затухания $\tilde{\gamma} f^{-1}(2\Omega/(\gamma + \tilde{\gamma}))$, $f(x) = (1 + x^2)^{-1}$ "синего" сателлита. Для больших значений $2\Omega/(\gamma + \tilde{\gamma}) \gg 1$, что соответствует, например, НЧ колебаниям с $\vec{k} = \vec{k}_2$ в условиях слабой связи, амплитуда "синего" сателлита пренебрежимо мала по сравнению с амплитудой "красного" сателлита. Напротив, для "резонансных" условий отношение $E_{1,1}/E_{1,-1}$ конечно. Так, уже при небольших превышениях порога, когда мал инкремент

$$\gamma = E_o^2(64\pi n_e \varkappa_B T_e)^{-1}\frac{\omega_{Le}^2}{\omega_o^2}\frac{\omega_o\omega_s}{\gamma_s} < \max(\tilde{\gamma},\gamma_s),$$

из уравнений (3) – (5) следует, что в "резонансных" условиях ($\vec{k}_o = \vec{k}_{o\,min}$, $f = 1/2$) полное число пиков $N = \left[1{,}23\gamma\tilde{\gamma}^{-1}\right]$. При этом интенсивность "красного" пика $E_{1,1}^2 \simeq 0{,}613E_o^2$ для больших $N \gg 1$, согласно вытекающему из уравнения (5) соотношению

$$E_{1,-1}/E_{1,1} = E_o^2(E_o^2 + E_{1,1}^2 + \tilde{\gamma}E_o^2(\gamma f)^{-1})^{-1}, \qquad (6)$$

в 2,62 раза больше интенсивности "синего" пика. Здесь $E_o^2 = E_{ox}^2\left[b^2(\vec{\varkappa}\vec{\varkappa}_o)^2 + a^2(1 - (\vec{\varkappa}\vec{\varkappa}_o)^2)\right]$, E_{ox} – амплитуда перпендикулярной $\vec{k}_o$ и $\vec{B}_o$ компоненты электрического поля МН волны ($\vec{E}_{ox} \perp \vec{k}_o \perp \vec{B}_o$), а коэффициенты $a = 1 + \frac{\Omega_e^2}{\omega_o^2}\frac{\omega_o^2 - \Omega_e^2}{\omega_o^2 - \omega_H^2}$ и $b = \frac{\Omega_e}{\omega_o}\frac{\omega_{Le}^2}{\omega_o^2 - \omega_H^2}$ учитывают поляризацию МН волны.

По найденному из уравнений (3) – (5) спектральному распределению интенсивностей плазменных колебаний можно оценить эффективную частоту столкновений $\nu_{ef} = \tilde{\gamma}E_1^2(1 + \Omega_e^2\omega_{Le}^4\omega_o^{-2}(\omega_o^2 - \omega_H^2)^{-2})^{-1}\times \times E_{ox}^{-2}$ и эффективную длину l_{ef} релаксации волны накачки. С уменьшением отстройки $\delta\omega_o = \omega_H - \omega_o$ частоты внешнего поля от ВГ частоты $l_{ef} = c(2\omega_H\delta\omega_o)^{3/2}(\omega_o\omega_{Le}\Omega_e\nu_{ef})^{-1}$ падает и на пределе применимости развитой теории $\nu_{ef} \sim 2\omega_s \sim 2\gamma$ для ионно-звуковых НЧ возмущений с волновыми числами (I) при $\delta\omega_o/\omega_o \gg (v_s\Omega_e)^2(v_{Te}\omega_{Le})^{-2}$ имеет место простая оценка $l_{ef} \sim c\sqrt{3/2}\,\frac{v_{Te}}{v_s}\frac{\delta\omega_o}{\Omega_e}(3\Omega_e^2 - \omega_{Le}^2)^{-1/2}$.

В условиях термоядерных реакторов рассмотренная неустойчивость может развиваться в объеме плазмы, заключенном между поверхностями циклотронного поглощения и линейной трансформации МН волны. Длина l_{ef} для типичных плазменных параметров /6/ ($\Omega_e^2\omega_{Le}^{-2} \simeq 4$, $\delta\omega_o\omega_o^{-1} \simeq 0{,}1$, $\omega_o \simeq \Omega_e \simeq \omega_H \simeq 10^{12}$ c^{-I} на три порядка меньше характерного масштаба неоднородности плазмы по радиусу $d = 10^2$ см, что указывает на высокую эффективность параметрического поглощения СВЧ излучения.

Поступила в редакцию
3 июля I979 г.

Литература

1. M. Porkolab, Physica, 82 C, 86 (1976).
2. B. Grek, M. Porkolab, Phys. Rev. Lett., 30, 836 (1973).
3. E. Albers, K. Krause, H. Schlüter, Plasma Physics, 20, 361 (1978).
4. А. А. Галеев, Д. Г. Ломинадзе, Г. З. Мачабели, ЖТФ, 45, 1358 (1975).
5. В. Ю. Быченков, В. П. Силин, В. Т. Тихончук, Письма в ЖЭТФ, 26, 309 (1977).
6. В. В. Аликаев, В. Е. Голант, К. Н. Степанов, Советско-американский семинар "Системный анализ и конструкции термоядерных электростанций", изд. НИИЭФА, Л., 1974 г.