Краткие сообщения по физике № 6 1981

О ВЛИЯНИИ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ НА ПРОНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В НЕОДНОРОДНУЮ МАГНИТОАКТИВНУЮ ПЛАЗМУ

Ж. Ж. Касымов [ж)], Р. Р. Рамазашвили, А. Н. Стародуб

УДК 533.95

Исследовано вынужденное комбинационное рассеяние волны накачки плазмой в магнитном поле. Выявлены условия, в которых такая неустойчивость не влияет на энергобаланс в квазистационарных магнитных ловушках.

Исследование закономерностей нелинейного рассеяния электромагнитных волн магнитоактивной плазмой представляет значительный интерес. Это связано как с необходимостью выявления условий, в которых такое рассеяние не приводит к существенным потерям энергии накачки, так и с возможностью использования рассеянного излучения для диагностики нелинейных плазменных явлений.

В связи с обсуждаемой возможностью нагрева плазмы в магнитных ловушках излучением в диапазоне нижнегибридных частот и выше /I,2/, обсудим закономерности нелинейного рассеяния мощного СВЧ излучения вследствие параметрического возбуждения вторичной электромагнитной и потенциальной нижнегибридной волн.

Пусть на плазму, находящуюся в сильном магнитном поле, таком, что циклотронная частота электронов Ω_e больше их ленгмюровской частоты ω_{Le}, падает обыкновенная электромагнитная волна

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}_0 \cos(\omega_0 t - k_0 x), \qquad (I)$$

где вектор $\vec{E}_0$ параллелен магнитному полю $\vec{B}_0$, вдоль которого

ж) Казахский государственный университет им. С. М. Кирова, г. Алма-Ата.

направлена ось z системы координат. В условиях $\Omega_e \gg \omega_o \gg \omega \sim \omega_{Le}$, где ω – частота возбуждаемых нижнегибридных волн, следуя, например, /3/, получим следующее дисперсионное уравнение:

$$k^2 \varepsilon(\omega,\vec{k})\Delta(\omega-\omega_o,\vec{k}-\vec{k}_o) = (1/4)k_z^4\omega_{Le}^4 v_E^2\omega^{-4}(\omega-\omega_o)^{-2}(1-n_2^2)(1-n_{2z}^2). \tag{2}$$

Здесь $\vec{n}_2 = (\vec{k}-\vec{k}_o)c/(\omega-\omega_o)$, $\varepsilon(\omega,\vec{k}) = 1 - \omega_{Le}^2 k_z^2\omega^{-2}k^{-2}(1 - i\nu_{ei}/\omega)$,

$$\Delta(\omega-\omega_o,\vec{k}-\vec{k}_o) = (1-n_2^2)^2 + i\omega_{Le}^2\nu_{ei}(\omega-\omega_o)^{-3}\left[n_2^4\cos^2\theta_2+n_2^2(\sin^2\theta_2-2)+1\right],$$

θ_2 – угол между векторами $\vec{n}_2$ и $\vec{B}_0$.

Согласно (2), граница рассматриваемой неустойчивости дается выражением

$$v_{E,b}^2 c^{-2} \equiv e^2E_{0,b}^2(m\omega_o c)^{-2} = 8\omega_{Le}\nu_{ei}\gamma(k_z)\left[\omega_o k^2c^2|\cos\theta|\right]^{-1}, \tag{3}$$

где $\cos\theta = \vec{k}\vec{B}_0/kB_0$, $\gamma(k_z) = \frac{1}{2}\nu_{ei} + \sqrt{\frac{\pi}{8}}\frac{\omega^4}{|k_z|^3 v_{Te}^3}\exp\left[-\frac{\omega^2}{2k_z^2v_{Te}^2}\right]$

– декремент затухания нижнегибридной волны. Из выражения (3) следует, что на пороге неустойчивости возбуждаются возмущения, распространяющиеся вдоль магнитного поля, причем волновое число таких возмущений $k_m = (1/\sqrt{2}r_D)\ln^{-1/2}\left[(\omega_o/\nu_{ei})\ln^{5/2}(\omega_o/\nu_{ei})\right]$. Величина этого порога равна

$$v_{E,t}^2/v_{Te}^2 = 8\nu_{ei}^2(\omega_o\omega_{Le})^{-1}\ln(\omega_{Le}/\nu_{ei}). \tag{4}$$

Для анализа влияния неоднородности плотности на рассматриваемую неустойчивость воспользуемся уравнением эйконала, совпадающим с выражением (2), если в нем учесть зависимость плотности от координаты. Распадное взаимодействие в неоднородной плазме происходит в окрестности точки x_o, в которой выполнено равенство $k_o(x_o) = k_{lx}(x_o) + k_{tx}(x_o)$ /4/. ($\vec{k}_l$ и $\vec{k}_t$ – волновые векторы продольной и поперечной волн). Поэтому, разлагая плотность по степеням $x - x_o$, для величины $\Delta k = k_{lx}(x) - k_{lx}(x_o)$, согласно (2), получим

$$\Delta k = \frac{1}{4}\frac{k_1^2}{k_{1x}(x_o)}\frac{\Delta x}{L(x_o)} \pm \frac{1}{4}k_1^2(x_o)\frac{v_E}{c}\frac{\sqrt{1-n_{2z}^2}}{\sqrt{k_{1x}(x_o)k_{tx}(x_o)}}\sqrt{\left(\frac{\Delta x}{\Delta x_t}\right)^2 - 1}, \quad (5)$$

где

$$\Delta x_t^2 = L^2(x_o)(v_E/c)^2(1-n_{2z}^2)k_{1x}(x_o)k_{tx}^{-1}(x_o), \quad \Delta x = x - x_o,$$

$$L(x_o) = \left[d\ln\omega_{Le}^2(x_o)/dx_o\right]^{-1}, \; k_1^2 = k_{1x}^2(x_o) + k_\perp^2, \; k_\perp^2 = k_y^2 + k_z^2.$$

Выражение (5) справедливо в условиях

$$\sqrt{1 - k_\perp^2/k_o^2} \geqslant \left[\sqrt{1-n_{2z}^2}\,k_o v_E/2\omega_o\right]^{2/3} \equiv \varepsilon, \quad (\varepsilon \ll 1). \quad (6)$$

Согласно (5), в области $\Delta x^2 < \Delta x_t^2$ вблизи точки x_o имеет место усиление параметрически связанных волн. Коэффициент усиления этих волн, прошедших область резонансного поглощения, в случае (7) равен

$$\varkappa_1(x_o) = \int_{-\Delta x_t}^{\Delta x_t} d(\Delta x)\,\mathrm{Im}\Delta k = \frac{\pi}{4}\frac{v_E^2}{c^2}k_o^2 L(x_o)\frac{1-n_{2z}^2}{\sqrt{k_o^2 - k_\perp^2}}\left[1 + \sqrt{1 - \frac{k_\perp^2}{k_o^2}}\right]. \quad (7)$$

Из этого выражения следует, что по мере приближения значения $k_\perp$ к величине k_o коэффициент усиления возрастает. При этом на границе области (6) этот коэффициент усиления достигает значения

$$\varkappa_2 = \frac{3^{3/2}}{2^{8/3}}k_o L(x_o)\left(\frac{v_E}{c}\right)^{4/3}(1-n_{2z}^2)^{2/3},$$

которое остается справедливым и в области $\sqrt{k_o^2 - k_\perp^2} \leqslant \varepsilon k_o$.

Возбуждая по мере распространения в плазму вторичные волны, волна накачки передает им свою энергию и тем самым ослабляется. В изотропной плазме такое ослабление накачки благодаря ВКР было исследовано в работе /5/. Для описания влияния ВКР на проникновение волны накачки в магнитоактивную плазму мы можем использовать уравнение

$$\frac{d}{dx}(vW) = -\omega_o T_e (16\pi^3 L(x_o))^{-1} \int d\vec{k}_\perp \exp[2\varkappa(\vec{k}_\perp)], \qquad (8)$$

где $v = \partial\omega_o/\partial k_o \simeq c$, $W = E_o^2/4\pi$, которое отличается от соответствующего уравнения работы /5/ конкретным значением величины $\varkappa(\vec{k}_\perp)$ и учетом спонтанного уровня, определяемого температурой электронов T_e.

Зависимость величины $\varkappa$ от $\vec{k}_\perp$ показывает, что основной вклад в интеграл в уравнении (8) дают волны с волновым вектором $\vec{k} = (\varepsilon k_o, k_o, 0)$, распространяющиеся поперек магнитного поля и практически поперек градиента неоднородности. Поэтому уравнение (8) для случая линейного профиля плотности, когда $L(x) = x$, можно привести к виду

$$dY/d\eta = -B\eta^{-5/3}Y^{-12/5}\exp(\pi 2^{-2/3}\eta Y), \qquad (9)$$

где

$Y = (v_E/c)^{5/3}$, $\eta = \omega_o x/c$, $B = (2^{5/9}/48\pi^{3/2})(T_e/mc^2)^{5/2}(\omega_o^3/n_c v_{Te}^3)$,

n_c – критическая плотность электронов плазмы.

Малость коэффициента B означает, что величина Y почти не изменяется, оставаясь равной своему значению Y_o на границе плазмы, до тех пор, пока увеличение координаты η не скомпенсирует эту малость. Это произойдет при $x > x_1$, где

$$x_1 = (c/\omega_o)\eta_1 = (c/\omega_o Y_o)(2^{2/3}/\pi)\ln(1/B) \simeq$$

$$\simeq \frac{2^{2/3}}{\pi}\frac{c}{\omega_o}\left(\frac{c}{v_E(0)}\right)^{5/3}\ln\left[\left(\frac{mc^2}{T_e}\right)^{5/2}\frac{n_c v_{Te}^3}{\omega_o^3}\right].$$

В области $x > x_1$ ВКР будет существенно влиять на проникновение волны. С логарифмической точностью убывание Y будет происходить по закону $Y \simeq (2^{2/3}/\pi\eta)\ln(1/B)$, т.е.

$$E_o(x) \simeq \sqrt{4\pi mc^2 n_c}\,(2^{2/5}/\pi^{3/5})\left(\frac{c}{\omega_o x}\right)^{3/5}\ln^{3/5}\left[\left(\frac{mc^2}{T_e}\right)^{5/2}\frac{n_c v_{Te}^3}{\omega_o^3}\right].$$

Условие $x_1 \geq L_o$, где L_o – характерный размер плазмы, позволяет определить то критическое значение амплитуды волны накачки, начиная с которого ВКР может существенно сказываться на распространении этой волны. Такое значение равно

$$E_c(0) \simeq \sqrt{4\pi m n_c c^2}\,\frac{2^{2/5}}{\pi^{3/5}}\left(\frac{c}{\omega_o L_o}\right)^{3/5} \ln^{3/5}\left[\left(\frac{mc^2}{T_e}\right)^{5/2}\frac{n_c v_{Te}^3}{\omega_o^3}\right]. \quad (10)$$

Если $E_o < E_c(0)$, то влияние ВКР на интенсивность накачки несущественно.

Согласно (10), в случае воздействия на магнитоактивную плазму с размером ~1 м и плотностью ~ 10^{14} см$^{-3}$ излучения с длиной волны ~1 мм имеем $E_c \sim 100$ кВ/см. Столь большое значение $E_c(0)$ указывает на то, что в таком диапазоне частот СВЧ излучения ВКР не будет оказывать существенного влияния на энергетический баланс.

Поступила в редакцию
24 ноября 1980 г.

Литература

1. В. В. Аликаев, В. Е. Голант, К. Н. Степанов, Труды советско-американского семинара "Системный анализ и конструкции термоядерных электростанций", изд. НИИЭФА, Ленинград, 1974 г.
2. Р. Р. Рамазашвили, А. Н. Стародуб, Письма в ЖЭТФ, 29, 41 (1979); Физика плазмы, 6, 520 (1980).
3. В. В. Пустовалов, А. Б. Романов, Препринт ФИАН № 16, М., 1972 г.
4. А. Д. Пилия, 10-th International conference on Phenomena in ionized gases, rep. 4.3.8.1. Oxford, England. 1971.
5. Л. М. Горбунов, В. И. Домрин, Р. Р. Рамазашвили, ЖЭТФ, 70, 2161 (1976).