01; 04

О ДИАГНОСТИКЕ ЭНЕРГИЧНЫХ α-ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ С ПОМОЩЬЮ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ИОННО-БЕРНШТЕЙНОВСКИХ КОЛЕБАНИЯХ

Ю.Ф. Баранов, А.Д. Пилия

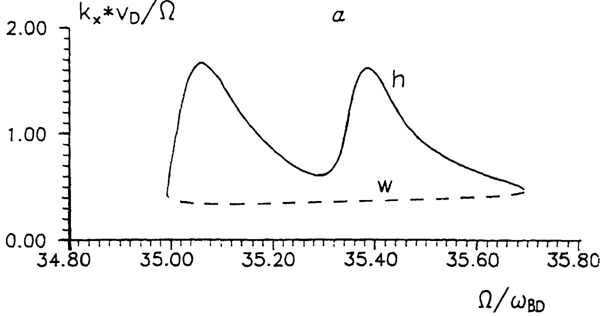
В последнее время значительный интерес вызывает проблема диагностики α-частиц в плазме, в связи с чем был предложен целый ряд методов, в частности, основанных на использовании коллективного рассеяния электромагнитных волн [1–3]. Практическое осуществление этих предложений связано с большими трудностями, главным образом из-за малой амплитуды флуктуаций, несущих информацию о горячей компоненте ионов. В настоящем сообщении обсуждаются возможности, возникающие при рассеянии электромагнитных волн на собственных колебаниях плазмы, относящихся к ионным модам Барнштейна, с частотами, несколько превосходящими частоту нижнего гибридного резонанса ω_{LH}, т.е. в области 30...40-й гармоники ионной циклотронной частоты ω_{Bi} При этом принципиальную роль играет пространственная неоднородность плазмы, главным образом неоднородность магнитного поля B.

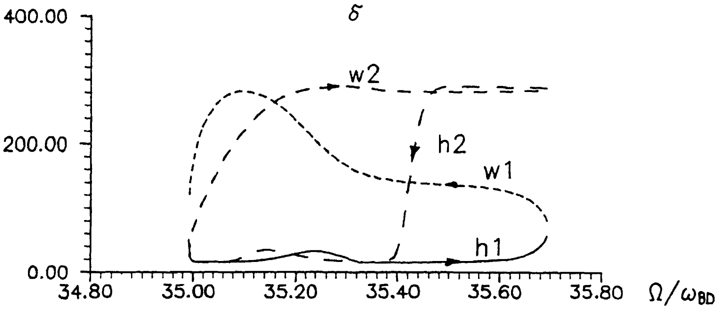
Слабозатухающие бернштейновские волны существуют в плазме при выполнении условий

$$\Omega/k_{\parallel}v_e \gg 1, \quad \omega_{Bi}/k_{\parallel}v_i \gg 1. \tag{1}$$

где Ω – частота волны, $k_{\parallel}$ – проекция волнового вектора на B и v_e, v_i – тепловые скорости электронов и ионов соответственно. Первое из неравенств гарантирует малость черенковского затухания на электронах; второе означает, что ширина зоны циклотронного затухания на ионах в неоднородном магнитном поле вблизи резонансной поверхности $\Omega = l\omega_{Bi}$ мала по сравнению с расстоянием между такими поверхностями. В области частот $\Omega \sim \omega_{LH}$ при $T_e \sim T_i$ оба неравенства (1) эквивалентны.

Типичный пример дисперсионной кривой моды Бернштейна показан на рисунке, а. Предполагается, что ионная компонента плазмы состоит из равных частей дейтерия и трития, причем $T_D = T_T = T_e = T$. Магнитное поле B направлено вдоль оси z и зависит от координаты x. При выбранных параметрах волна заперта в слое, ограниченном поверхностями на последовательных гармониках циклотронной частоты ионов дейтерия $l\omega_{BD} = \Omega$ и $(l+1)\omega_{BD} = \Omega$. Внутри слоя находится также резонанс на гармонике трития ω_{BT}. Нижняя ветвь („теплая" мода) практически не чувствует этого





а) Дисперсионная кривая ионной бернштейновской волны; w – теплая мода, h – горячая мода. б) Радиационная температура, соответствующая интенсивности излучения теплой ($w1$, $w2$) и горячей мод (h_1 , h_2), распространяющихся в противоположных направлениях при температуре ионов T_D=15 кэВ и T_α / T_D =20; стрелками указано направление распространения.

резонанса из-за меньшей величины тепловой скорости ионов трития v_T . Левая граница слоя является для волны полностью поглощающей, в то время как на правой границе поглощение практически отсутствует, так как точка трансформации „теплой" воды в „горячую" расположена вне зоны циклотронного затухания. Таким образом, при отсутствии добавки горячих ионов в рассматриваемом слое плазмы будут присутствовать колебания бернштейновского типа, находящегося в тепловом равновесии с „черной" стенкой. Интенсивность этих колебаний пропорциональна температуре ионов Т и одинакова для волн, распространяющихся в противоположные стороны. Предположим теперь, что в плазме имеется малая добавка горячих ионов (α -частиц). Для наглядности оценок будем считать их незамагниченными $(\omega_{B\alpha} / k_\parallel v_\alpha) \ll 1$ и имеющими максвелловское распределение. Затухание бернштейновской волны на α-частицах будет определяться при этом множителем $\omega_{p\alpha}^2 / (k_\perp v_\alpha)^2 exp\ (-\Omega^2 / (k_\perp^2 v_\alpha^2))$ который при $v_\alpha \gg v_D$ имеет как функция $K_\perp$ максимум при

$(k_\perp v_D/\Omega)^2 \sim T/T_\alpha \ll 1$ и быстро убывает ($\sim k_\perp^{-3}$) с ростом $K_\perp$. Таким образом, затухание в основном происходит на „теплой" моде, в то время, как „горячая" мода с α-частицами практически не взаимодействует. Оценку затухания „теплой" моды легко получить, учитывая, что для нее выполняется условие слабой пространственной дисперсии, так, что дисперсионное уравнение имеет приближенно вид

$$1+\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2}-\frac{\omega_{pi}^2}{\Omega^2}\left(1+C\frac{k^2 v_i^2}{\Omega^2}+i2\pi\frac{\Omega^3}{k^3 v_i^3}\right)=0,$$

где $\omega_{pi}^2=\omega_{pT}^2+\omega_{pD}^2$ и C – множитель порядка единицы.

Учитывая, что расстояние между поверхностями равно $\sim R/l$, где l – номер ионной гармоники, получим оценку для оптической толщины слоя

$$\Gamma=2\int Im\,k_\perp dx\sim\frac{n_\alpha}{n}\cdot\frac{R}{\rho_0}\left(\frac{\Omega}{k_\perp v_\alpha}\right)^3\frac{\Omega}{k_\perp v_D}\sim\frac{n_\alpha}{n}\left(\frac{T}{T_\alpha}\right)^{3/2}\left(\frac{\Omega}{k_\perp v_D}\right)^4\frac{R}{\rho_D},$$

где $\rho_D=v_D/\omega_{BD}$ – ларморовский радиус ионов дейтерия, R – масштаб неоднородности магнитного поля. Поскольку в крупных токамаках фактор R/ρ_0 имеет большую величину порядка $10^4 \ldots 10^5$, слой плазмы становится оптически толстым для „теплой" моды уже при весьма умеренной величине относительной концентрации α-частиц $n_\alpha/n \gtrsim 0.01$. В этом случае интенсивность равновесных колебаний на „горячей" моде в интервале между точкой трансформации и гармоникой ω_{BT} для волн, распространяющихся в противоположные стороны, будет различной: волна, возникающая в результате трансформации из теплой моды, излучается α-частицами, в то время как волна, бегущая ей навстречу, по-прежнему связана с ионами дейтерия и трития. Этот результат проиллюстрирован на рисунке, б.

Предположим теперь, что описанные колебания служат мишенью для рассеяния электромагнитных волн, причем геометрия опыта такова, что наблюдается „горячая" мода. Поскольку $K_\perp$ для этой волны является быстро меняющейся функцией координаты X, наблюдаемый сигнал возникает в результате рассеяния в узкой окрестности точки пространственного синхронизма $k_\perp(x)=q_x$, где $q=k_i-k_s$ и k_i, k_s – волновые векторы зондирующей и рассеянной волн соответственно. Бернштейновские волны, бегущие в противоположных направлениях, приводят к появлению в рассеянном сигнале сателлитов, сдвинутых в разные стороны („красную" и „синюю") относительно частоты зондирования. В отсутствие горячей добавки интенсивность сателлитов одинакова, однако при ее появлении возникает асимметрия; при условии „черноты" относительно α-частиц отношение интенсивностей равно T_α/T, что позволяет непосредственно определить этот параметр.

Из-за квазипериодической зависимости характеристик бернштейновских волн от частоты в данной точке пространства выполняются условия синхронизма для целого спектра волн, частоты которых отличаются на целое число циклотронных гармоник. Спектр рассеянного сигнала содержит целый набор линий, соответствующих различным гармоникам ω_{BD} и ω_{BT}. Ширина этих линий (по частоте) определяется тем, что при изменении частоты происходит смещение точки синхронизма по координате X, и сигнал генерируется до тех пор, пока она остается в пределах области рассеяния, определяемой перекрытием диаграмм направленности приемной и излучающей антенн. Размер L этой области вдоль оси X должен быть меньше размера зоны локализации бернштейновской волны R/l откуда для ширины линии $\Delta\omega$ получается оценка $\Delta\omega \sim \omega_{Bi} l L / R \lesssim \omega_{Bi}$. Детальный анализ показывает, что величина оптической толщины Г сильно зависит от номера гармоники и быстро убывает при отходе от точки, где Г достагает максимума. Соответственно убывает отношение интенсивностей сателлитов в рассеянном сигнале. Форма зависимости этого отношения от номера гармоники l позволяет определить относительную концентрацию α-частиц.

В случае произвольной, сферически симметричной функции распределения горячих ионов по скоростям результаты остаются в силе, причем роль T_α играет величина, определяемая некоторой средней энергией α-частиц.

Следует отметить, что интенсивность рассеянного сигнала при условии „черноты" по α-частицам не зависит от их относительной концентрации (т.е. не содержит малого параметра n_α / n). Как показывают расчеты, это обстоятельство определяет увеличение сигнала по сравнению со случаем некогерентного рассеяния. Отметим также, что зависимость от угла рассеяния (т.е. от величины q) не является в данном случае резонансной, что объясняется пространственной неоднородностью плазмы, из-за которой условие пространственного синхронизма могут выполняться при изменении q_x в широких пределах.

В СВЧ-диапазоне минимальная частота зондирующей волны (при рассеянии, близком к обратному) определяется выражением

$$\omega_i \sim c/(2v_e)\sqrt{m_i/m_e}\ \omega_{LH},$$

которое при $T_e \simeq 10$ кэВ и $\omega_{pe}^2 / \omega_{Be}^2 \sim 1$ дает $\omega_{Be} < \omega_i < 2\omega_{Bi}$. Основной трудностью в реализации описанной здесь схемы является необходимость использовать остро направленные антенны. В токамаке с большим радиусом $R \sim 6$ м зона рассеяния $L \lesssim$ $\lesssim 10 \ldots 15$ см может быть обеспечена антеннами с шириной диаграммы направленности $\lesssim 1^\circ$.

Список литературы

[1] Vahala L., Vahala G., Sigmar D. J. // Nuclear Fusion. 1986. V. 26. P. 51.

[2] Woskov P.P., Machuzak J.S., Myer R.C. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1988. V. 59. P. 1565.

[3] Richards R.K., Bennett C.A., Fletcher L.K. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1988. V. 59. P. 556.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР,
С.-Петербург

Поступило в Редакцию
13 декабря 1991 г.