

## О НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТАХ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ ТОКОВ УВЛЕЧЕНИЯ

С.В. Владимиров, С.И. Попель, В.Н. Цытович

*Изучена роль модуляционной неустойчивости нижнегибридных волн при генерации токов увлечения. Найдены условия, при которых развитие модуляционной неустойчивости может приводить к заполнению "спектрального зазора".*

В настоящее время интенсивно исследуют процессы генерации токов увлечения нижнегибридными (НГ) волнами в плазме тороидальных термоядерных установок. Обычно при их описании используют теоретический подход /1/, в котором учитывают квазилинейные эффекты и парные столкновения частиц. Однако экспериментально наблюдаемые токи увлечения оказываются на два-три порядка больше предсказанных на основе теории /1/. Это несоответствие связано с наличием так называемого "спектрального зазора" (см. /1/, с. 218), т.е. зазора между продольными фазовыми скоростями НГ волн  $\omega/k_{\parallel}$  ( $\omega$  — частота НГ волны,  $k_{\parallel}$  — проекция ее волнового вектора  $\mathbf{k}$  на направление внешнего магнитного поля), необходимыми для эффективного затухания Ландау НГ волн (т.е.  $\omega/k_{\parallel}$  порядка нескольких тепловых скоростей электронов  $v_{Te}$ ), и наименьшей продольной фазовой скоростью в спектре инжектируемых НГ волн (которая, как правило, существенно превышает  $v_{Te}$ ). Для объяснения экспериментальных данных следует понять механизм заполнения "спектрального зазора" НГ волнами. Для этого привлекали ряд нелинейных механизмов /2/, однако влияние модуляционной неустойчивости на генерацию токов увлечения не было исследовано. Целью данного сообщения является изучение этого влияния. Показано, что при достаточно интенсивной накачке НГ волн модуляционная неустойчивость может приводить к заполнению "спектрального зазора".

Рассмотрим модуляционную неустойчивость НГ волны для случая  $(m/M)^{1/2} \lesssim \cos \theta_0 \ll 1$ , где  $m$ ,  $M$  — массы электрона и иона,  $\theta_0$  — угол между направлением распространения НГ волны накачки и направлением внешнего магнитного поля  $H_0$ . Этот случай соответствует условиям экспериментов по генерации токов НГ волнами. Действительно, при  $\cos \theta_0 \ll 1$  линейная дисперсия НГ волн имеет вид:  $\omega_{\mathbf{k}} = (\omega_{pe}^2 \cos^2 \theta_0 + \omega_{pi}^2)^{1/2} / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2)^{1/2}$  (где  $\omega_{pe}$ ,  $\omega_{pi}$  — плазменная частота соответственно электронов и ионов,  $\omega_{He}$  — электронная циклотронная частота), а частота НГ волны накачки  $\omega_0$  в условиях экспериментов по генерации токов увлечения обычно подчиняется условиям

2/  $\omega_{pe} \gg \omega_0 \gtrsim 2\omega_{LH}$  (где  $\omega_{LH} = \omega_{pi} / (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2)^{1/2}$ ), что соответствует случаю  $(m/M)^{1/2} \lesssim \cos \theta_0 \ll 1$ .

Исследование модуляционной неустойчивости проводим стандартным образом /3/. С учетом продольности НГ волн из кинетических уравнений для электронов и ионов и уравнения Пуассона выводим общее нелинейное уравнение третьего порядка для полей НГ волн. При этом возмущения функции распределения раскладываем в ряд по степеням электрического поля  $E$  НГ волн; члены этого ряда вплоть до слагаемого пропорционального  $|E|^3$  выражаем через поля НГ волн и невозмущенные НГ волнами функции распределения электронов и ионов. Выделяя в полученном уравнении положительно- и отрицательно-частотные части полей НГ волн:  $E_k^+$ ,  $E_k^-$  (здесь  $E_k = kE_k / |k|$  — компонента Фурье поля волны,  $k = \{\omega, \mathbf{k}\}$ ;  $E_k^+$  соответствует  $\omega > 0$ , а  $E_k^-$  —  $\omega < 0$ ) и вводя виртуальные поля  $E_k^v$  на низкой частоте  $\Delta\omega \ll \omega_{LH}$ , получаем уравнения, содержащие только поля волн  $E_k^\pm$ . Уравнение для положительно-частотного поля имеет вид:

$$\epsilon_{k_0} E_{k_0}^+ = 2 \int \Sigma_{k_0, k_1, k_2, k_3}^{eff} E_{k_1}^+ E_{k_2}^+ E_{k_3}^- \delta(k_0 - k_1 - k_2 - k_3) dk_1 dk_2 dk_3,$$

где  $\delta(k) = \delta(\omega) \delta(\mathbf{k})$ ,  $\epsilon_k = \epsilon(\omega, \mathbf{k})$  — линейная диэлектрическая проницаемость,

$$\Sigma_{k_0, k_1, k_2, k_3}^{eff} \approx - \frac{e^2 (\Delta k)^2}{2m^2 |k_0| |k_1| |k_2| |k_3|} \frac{\epsilon_{\Delta k}^{(i)} (\epsilon_{\Delta k}^{(e)} - 1)}{\epsilon_{\Delta k}} \times$$

$$\times \left\{ \frac{k_{0\parallel} k_{1\parallel}}{\omega_0^2} - \frac{i ([k_{0\perp}, k_{1\perp}], \mathbf{h})}{\omega_{He} \omega_0} \right\} \left\{ \frac{k_{2\parallel} k_{3\parallel}}{\omega_0^2} - \frac{i ([k_{2\perp}, k_{3\perp}], \mathbf{h})}{\omega_{He} \omega_0} \right\}. \quad (1)$$

Здесь  $-e$  — заряд электрона;  $\Delta k = k_0 - k_1$ ;  $\epsilon_{\Delta k}^{(i)}$ ,  $\epsilon_{\Delta k}^{(e)}$  — соответственно ионный и электронный вклад в линейную диэлектрическую проницаемость;  $\mathbf{h} = \mathbf{H}_0 / |\mathbf{H}_0|$ . При получении (1) предполагалось, что  $|\omega_0| \approx |\omega_1| \approx |\omega_2| \approx |\omega_3| \gg |\Delta\omega|$ ,  $|\omega_0| \gg |k_{i\parallel}| v_{Te}$ ,  $|k_{i\perp}| v_{Te} / \omega_{He} \ll 1$ ,  $i = 0, 1, 2, 3$ .

Из полученных уравнений выводим дисперсионное уравнение для модуляционной неустойчивости, которое при  $\Delta k \perp k_0$  имеет вид:

$$1 = \frac{|E_0|^2 \omega_{pe}^2}{4\pi n m \omega_0^2 \omega_{He}^2} \frac{(\Delta k)^4}{(k_0)^2 + (\Delta k)^2} \frac{\epsilon_{\Delta k}^{(i)} (\epsilon_{\Delta k}^{(e)} - 1)}{\epsilon_{\Delta k}} \left[ \frac{1}{\epsilon_{\Delta k + k_0}} + \frac{1}{\epsilon_{\Delta k - k_0}} \right], \quad (2)$$

где  $n$  — концентрация электронов;  $E_0$ ,  $\omega_0$ ,  $k_0$  — соответственно напряженность поля, частота и волновой вектор волны накачки. При  $\Delta k \perp k_0$  в рассматриваемом ниже случае  $|\Delta k| \gg |k_0|$  эффект модуляционной неустойчивости максимален; при  $\Delta k \parallel k_0$ ,  $|\Delta k| \gg |k_0|$  правая часть (2) домножается на фактор  $\sim (1 + \frac{\omega_{He}^2}{\omega_{pe}^2}) \cos^2 \theta_0$ , который в условиях экспериментов по генерации токов увлечения много меньше единицы.

Для объяснения заполнения "спектрального зазора" надо обосновать появление волн с малыми продольными фазовыми скоростями  $\omega/k_{\parallel} \ll \omega_0/k_{0\parallel}$ . Поскольку при развитии модуляционной неустойчивости не происходит существенного изменения частоты волн (а волновой вектор может меняться весьма существенно), нас интересует случай  $|\Delta k| \gg |k_0|$ . В этом случае при достаточно интенсивной НГ волне накачки

$$W/4nT_e \gg (|\Delta k| v_s / \omega_0) (\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2) \cos^2 \theta_0 / \omega_{pe}^2, \quad (3)$$

где  $W = |E_0|^2 (1 + \omega_{pe}^2 / \omega_{He}^2) / 2\pi$ ;  $v_s = (T_e / M)^{1/2}$ ;  $T_e$  — электронная температура, реализуется режим модуляционной неустойчивости с максимальным для данного  $|\Delta k|$  инкрементом:

$$\Gamma_{\text{mod}}(|\Delta k|) \sim \omega_0 (|\Delta k| v_s / \omega_0)^{2/3} [(W/4nT_e) \omega_{pe}^2 (\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2)^{-1} \cos^2 \theta_0]^{1/3}. \quad (4)$$

Тогда как для умеренного уровня накачки НГ волн, когда выполнено противоположное (3) неравенство, для развития модуляционной неустойчивости при  $\Delta k \perp k_0$  необходимо соблюдение следующего условия:

$$|k_0| / |\Delta k| \ll |\Delta k| v_s / \omega_0, \quad (5)$$

при этом максимальный инкремент есть

$$\Gamma \approx \omega_0 (W/4nT_e) \omega_{pe}^4 (\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2)^{-1} (\omega_{pe}^2 \cos^2 \theta_0 + \omega_{pi}^2)^{-1}. \quad (6)$$

Случай, когда неравенство (5) нарушено, нет необходимости анализировать (интересуясь приложениями к токам увлечения): получающийся при этом инкремент модуляционной неустойчивости для данного  $|\Delta k|$  ( $\Delta k$  не обязательно перпендикулярен  $k_0$ ) существенно меньше (6), а также (при  $T_e \sim T_i$ , что соответствует условиям экспериментов по генерации токов увлечения) значительно меньше инкремента индуцированного рассеяния НГ волн /4/.

Следует отметить, что характер модуляционной неустойчивости при  $|\Delta k| \gg |k_0| \neq 0$  отличается от ее характера при  $|k_0| = 0$ . На это, в частности, указывает наличие условия (5).

Для объяснения заполнения "спектрального зазора" представляет интерес рассмотреть возбуждение за счет модуляционной неустойчивости НГ волн с  $|\omega/k_{\parallel}| \approx 4,5 v_{Te}$ , т.е. с  $|\Delta k| \approx |k| \gtrsim (\omega_0/4,5 v_{Te} \cos \theta_0)$ . Для уровня накачки  $W/4nT_e \gg (\omega_{He}^2 + \omega_{pe}^2) \omega_{pe}^{-2} (m/M)^{1/2} \cos \theta_0$  при любых  $|\Delta k|_{\max} \geq |\Delta k| \gg |k_0|$  (где  $|\Delta k|_{\max}$  определяется из условия  $\Gamma_{\text{mod}}(|\Delta k|) + \Gamma^L(\Delta k) = 0$ , а  $\Gamma^L(\Delta k)$  — декремент затухания Ландау) выполнено соотношение (3) и, следовательно, происходит развитие модуляционной неустойчивости с инкрементом (4). В этом случае за счет модуляционной неустойчивости в плазме могут появляться НГ волны с достаточно низкими продольными фазовыми скоростями:  $|\omega/k_{\parallel}|_{\min} \approx |\omega_0/|\Delta k|_{\max} \cos \theta_0| \approx 3,5 v_{Te}$ . Следовательно, в обсуждаемом случае достаточно интенсивной накачки учет модуляционной неустойчивости существенен при описании заполнения "спектрального зазора" НГ волнами в процессе генерации токов увлечения.

В случае умеренной накачки НГ волн:  $W/4nT_e \ll (4,5)^{-1} (\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2) \omega_{pe}^{-2} (m/M)^{1/2} \cos \theta_0$ , для интересующих нас  $|\Delta k| \gtrsim (\omega_0/4,5 v_{Te} \cos \theta_0)$  условие (3) не выполнено. Кроме того, для этих же  $|\Delta k|$  в экспериментальных условиях обычно не выполнено и неравенство (5). Таким образом, при умеренной накачке влияние модуляционной неустойчивости на генерацию токов увлечения несущественно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fisch N.J. Rev. Mod. Phys., **59**, 175 (1987).
2. Колесниченко Я.И. и др. В сб. Вопросы теории плазмы, М., Энергоатомиздат, 1989, вып. 17, с. 3.
3. Rudakov L.I., Tsytovich V.N. Phys. Reports, **40С**, 1 (1978).
4. Владимиров С.В., Попель С.И., Цытович В.Н. Препринт ИОФАН № 23-А, М., 1991.

Институт общей физики АН СССР

Поступила в редакцию 2 декабря 1991 г.