

Интересной особенностью узких волноводов является также линеаризация зависимости $f(K)$ при учете неоднородности \vec{H}_0 почти во всей полосе частот, соответствующей спектру ОМСВ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] O'Keefe T.W., Patterson R.W. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 9. P. 4886-4895.
- [2] Васильев И.В. В кн.: Теория и математическое моделирование ОИС СВЧ и КВЧ. Алма-Ата, 1989. Ч. 1. С. 125-132.
- [3] Каменецкий Е.О., Соловьев О.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 20-25.
- [4] Ковалев С.И. // Дифференциальные уравнения. 1987. Т. 23. № 7. С. 1231-1240.
- [5] Васильев И.В., Ковалев С.И. В кн.: Взаимодействие электромагнитных волн с полупроводниковыми и полупроводниково-диэлектрическими структурами. Саратов, 1988. Ч. 3. С. 60-61.
- [6] Joseph R.J., Schlömann E. // J. Appl. Phys. 1965. V. 36. N 3. P. 1579-1589.

Поступило в Редакцию
30 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 7

12 апреля 1990 г.

04; 09

© 1990

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ ВОЛН В ТОКАМАКАХ

И.В. Рельке, А.М. Рубенчик

При высокочастотном нагреве плазмы в тороидальных установках электромагнитная волна накачки возбуждается источником конечных размеров и потому хорошо локализована в пространстве. Порог параметрической неустойчивости при этом, как правило, обусловлен выносом колебаний из зоны накачки. Однако в тороидальных установках после обхода вокруг тора волна снова возвращается в зону накачки и величина порога может понизиться.

Наиболее проста постановка задачи при нелинейном нагреве плазмы, предложенной в [1]. В этом случае волна накачки заполняет все поперечное сечение установки. Поэтому ситуацию можно моделировать одномерной задачей.

Рассматриваемая параметрическая неустойчивость есть процесс распада $\omega_0 \rightarrow \omega_k + \Omega_k$, где $\omega_k = \omega_p |\cos \theta|$, $\omega_H > \omega_p$ - замагниченные ленгмюровские, а $\Omega_k = k c_s$ - звуковые колебания.

В изотермической плазме этот процесс переходит в конверсию электромагнитной волны на ионах. Скорость нарастания плазменной волны не зависит от ее фазы относительно накачки, для порога неустойчивости имеем [2]

$$\frac{\gamma_0}{\nu} = \frac{2\pi R}{\alpha}. \quad (1)$$

Здесь γ_0 - инкремент неустойчивости в однородной среде, ν - затухание плазменной волны, α - размер области локализации накачки, R - радиус тора.

В неизотермической плазме взаимодействие с накачкой зависит от фазовых соотношений, и вопрос о пороге усложняется. Его решению и посвящена настоящая заметка.

Возбуждение колебаний описывается стандартными уравнениями [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + V_g \frac{\partial E}{\partial x} &= \gamma_0 \delta \rho^* - \nu E, \\ \frac{\partial \delta \rho^*}{\partial t} - c_s \frac{\partial \delta \rho^*}{\partial x} &= \gamma_0^* E - \Gamma \delta \rho^*. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь E и $\delta \rho$ - комплексные амплитуды плазменных и звуковых волн, V_g и c_s - их групповые скорости, ν и Γ - их затухания. Матричный элемент взаимодействия (инкремент неустойчивости в однородном случае) равен γ_0 внутри области накачки и нулю вне ее (см. рисунок). Величина γ_0 равна [2]

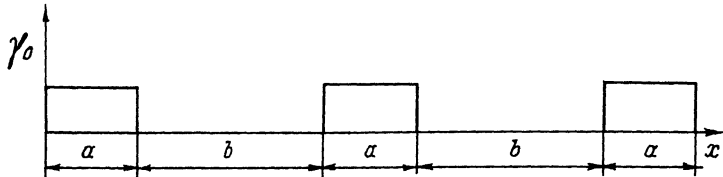
$$\gamma_0 = \frac{(\omega_0 \Omega_s)^{1/2}}{2\sqrt{2}} \left(\frac{E_0^2}{16\pi n T_e} \right)^{1/2},$$

E_0 - поле накачки, T_e - электронная температура. Для определения порога рассмотрим стационарные уравнения [2]:

$$\begin{aligned} V_g \frac{\partial E}{\partial x} &= \gamma_0 \delta \rho - \nu E, \\ -c_s \frac{\partial \delta \rho}{\partial x} &= \gamma_0 \alpha - \Gamma \delta \rho. \end{aligned} \quad (3)$$

Внутри области накачки, пренебрегая затуханием волн, имеем

$$E = A \cos \frac{\gamma_0 x}{\sqrt{V_g c_s}} + B \sin \frac{\gamma_0 x}{\sqrt{V_g c_s}},$$



$$\delta\rho = -\sqrt{\frac{Vg}{c_s}} \left(A \sin \frac{\gamma_0 x}{\sqrt{Vg c_s}} - B \sin \frac{\gamma_0 x}{\sqrt{Vg c_s}} \right). \quad (4)$$

При $a < x < a+b$

$$E = E(a) e^{-(x-a) \sqrt{Vg}},$$

$$\delta\rho = \delta\rho(a) e^{\frac{(x-a)\Gamma}{c_s}}. \quad (5)$$

Коэффициенты в (5) выбраны так, чтобы обеспечить непрерывность решения на границе области накачки. Условия периодичности

$$E(0) = E(a+b), \quad \delta\rho(0) = \delta\rho(a+b) \quad \text{дают}$$

$$A = \left(A \cos \frac{\gamma_0 a}{\sqrt{Vg c_s}} + B \sin \frac{\gamma_0 a}{\sqrt{Vg c_s}} \right) e^{-\frac{\nu b}{Vg}},$$

(6)

$$B \sqrt{\frac{Vg}{c_s}} = -\sqrt{\frac{Vg}{c_s}} \left(A \sin \frac{\gamma_0 a}{\sqrt{Vg c_s}} - B \cos \frac{\gamma_0 a}{\sqrt{Vg c_s}} \right) e^{\frac{\Gamma b}{c_s}}.$$

Приравнявая нулю определитель этой системы, получим условие порога

$$\cos \frac{\gamma_0 a}{\sqrt{Vg c_s}} = \frac{1 + e^{\frac{\Gamma b}{c_s}} - \frac{\nu b}{Vg}}{e^{\frac{\Gamma b}{c_s}} + e^{-\frac{\nu b}{Vg}}}. \quad (7)$$

При сильном затухании $\nu, \Gamma \gg 1$ получаем обычный порог для локализованной накачки

$$\frac{\gamma_0 a}{\sqrt{Vg c_s}} = \frac{\pi}{2}.$$

Для достаточно слабого затухания $\frac{\Gamma b}{c_s} \ll 1, \quad \frac{\nu b}{Vg} \ll 1.$

Порог определяется условием

$$\gamma_0 = \sqrt{\nu \Gamma} \frac{b}{a}. \quad (8)$$

Полагая $\delta\rho, E \sim e^{pt}$, вычислим инкремент для наиболее интересного случая, когда затуханием можно пренебречь, а $b\rho/v_g \ll 1$, $b\rho/c_s \ll 1$, тогда

$$\rho = \gamma_0 \frac{\alpha}{a+b}. \quad (9)$$

Полученный результат имеет простой физический смысл. Условие $b\rho \ll 1$ означает, что колебания заметно нарастают лишь после многих обходов тора. Поэтому задача эквивалентна однородной, в которой действующее поле нужно заменить на его усредненное значение $E_0 \rightarrow E_0 \frac{\alpha}{a+b}$.

Перейдем теперь к описанию нелинейной стадии неустойчивости.

При условии $\frac{\gamma_0 \alpha}{\sqrt{v_g c_s}} \gg 1$ и больших превышений над порогом возбуждающиеся колебания заперты в зоне локализации накачки и поглощение энергии можно оценить, считая турбулентность однородной. В противоположном случае $\frac{\gamma_0 \alpha}{\sqrt{v_g c_s}} \ll 1$ колебания успевают

нарасти лишь после многократного обхода установки. При этом колебания распределены по объему достаточно равномерно [4]. Для оценки поглощения энергии можно аналогично [4] использовать результаты решения однородной задачи [5], заменяя инкремент на его усредненное значение $\bar{\gamma}_0 = \gamma_0 \frac{\alpha}{2\pi R}$. Для локальной скорости поглощения энергии накачки имеем $g = \frac{\bar{\gamma}_0^2}{\omega} n T$,

$$Q = \int q dV = \frac{\gamma_0^2}{\omega} n T \frac{\alpha^2 S}{b}.$$

Видно, что, как и в изотермической плазме, поглощение энергии резко (в $\frac{2\pi R}{\alpha}$ раз) возрастает при переходе к режиму, когда колебания заперты внутри области накачки, где S – сечение токамака.

Рассмотрим теперь задачу о нижнегибридном нагреве плазмы. В этом случае обычно считается, что волна накачки распространяется внутри хорошо определенного резонансного конуса. Однако реально существует ряд эффектов, разрушающих структуру конуса. Среди них линейные (учет электромагнитных и тороидальных эффектов) и нелинейные эффекты (модуляционная неустойчивость). В результате, хотя волна накачки заведомо локализована, точную структуру накачки выяснить трудно. Но можно сделать некоторые общие заключения. Обычно полагалось, что порог параметрической неустой-

чивости определяется выносом колебаний из области локализации накачки [6].

Однако после обхода тора возбуждающиеся волны вновь возвращаются в зону накачки и после многих проходов из-за сложной геометрии и со случайной фазой. Обсудим характер неустойчивости в случае, когда волны нарастают после многократных обходов тора. Ограничимся рассмотрением наиболее важного практически случая, изотермическую плазму. В этом случае рост волны не зависит от фазы накачки. Поэтому считается, что волны равномерно распределены по объему V , доступному колебаниям, инкремент γ_0 заменяется на его усредненное значение $\bar{\gamma}_0 = \gamma_0 \frac{\Delta V}{V}$, где ΔV - объем, занимаемый волной накачки. Порог определяется условием $\bar{\gamma}_0 = \nu$. Для потока энергии в плазму получим по аналогии с [4]

$$q = \frac{\bar{\gamma}_0^2}{\omega} n T.$$

Как и в предыдущем примере, при заперении колебаний существенно (в $\frac{V}{\Delta V}$ раз) возрастает поглощаемая плазмой энергия.

Таким образом, мы показали, что учет возврата возбуждающихся колебаний в зону накачки значительно понижает пороги параметрических неустойчивостей. При этом аномальное поглощение энергии мало и резко возрастает лишь когда возбуждающиеся колебания оказываются заперты внутри зоны накачки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] B a t a n o v G.M., R a b i n o v i c h M.S. // Plasma Phys. and Contr. Nucl Fusion Res. IASA Vienna. 1974. N 2. P. 625.
- [2] Z a k h a r o v V.E., M u s h e r S.L. and R u b e n c h i c A.M. // Phys. Reports. 1985. V. 129. N 5.
- [3] О ч и р о в Б.Д., Р у б е н ч и к А.М. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 2. С. 173-183.
- [4] Р е л ь к е И.В., Р у б е н ч и к А.М. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 18. С. 1705-1708.
- [5] М у ш е р С.Л., Р ы б а к И.Я., С т у р м а н Б.И. // Физика плазмы. 1979. Т. 5. В. 1. С. 58-67.
- [6] B e l l a n P.M., P o r k o l a b M. // Phys. Fluids. 1974. V. 17. P. 592.

Поступило в Редакцию
14 декабря 1989 г.