

## О ВЗАИМОСВЯЗИ ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ МАНДЕЛЬШТАМА – БРИЛЛЮЭНА, МОДУЛЯЦИОННОЙ И САМОФОКУСИРОВОЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

А.С. Широков

*Показано, что ВРМБ, модуляционная и самофокусирующая неустойчивости представляют собой частные случаи нарастания возмущений плотности плазмы в единой (односвязной) области пространства волновых векторов. В зависимости от интенсивности накачки выделены три различных варианта перехода указанных неустойчивостей друг в друга.*

При распространении в разреженной плазме интенсивной электромагнитной волны возникает ряд гидродинамических неустойчивостей, сопровождающихся нарастанием возмущений плотности плазмы: вынужденное рассеяние Манделъштата – Бриллюэна (ВРМБ), модуляционная неустойчивость, филаментация (самофокусирующая неустойчивость). Все они рассматриваются на основе одного общего дисперсионного уравнения [1,2], которое в каждом случае анализируется при определенных предположениях и ограничениях. При этом остается не ясным вопрос о том, как связаны между собой указанные неустойчивости, каким образом в пространстве волновых векторов происходит переход от одной неустойчивости к другой.

Дисперсионное уравнение, описывающее низкочастотные квазинейтральные возмущения плотности однородной плазмы в поле линейно поляризованной электромагнитной волны накачки в пренебрежении затуханием, имеет вид:

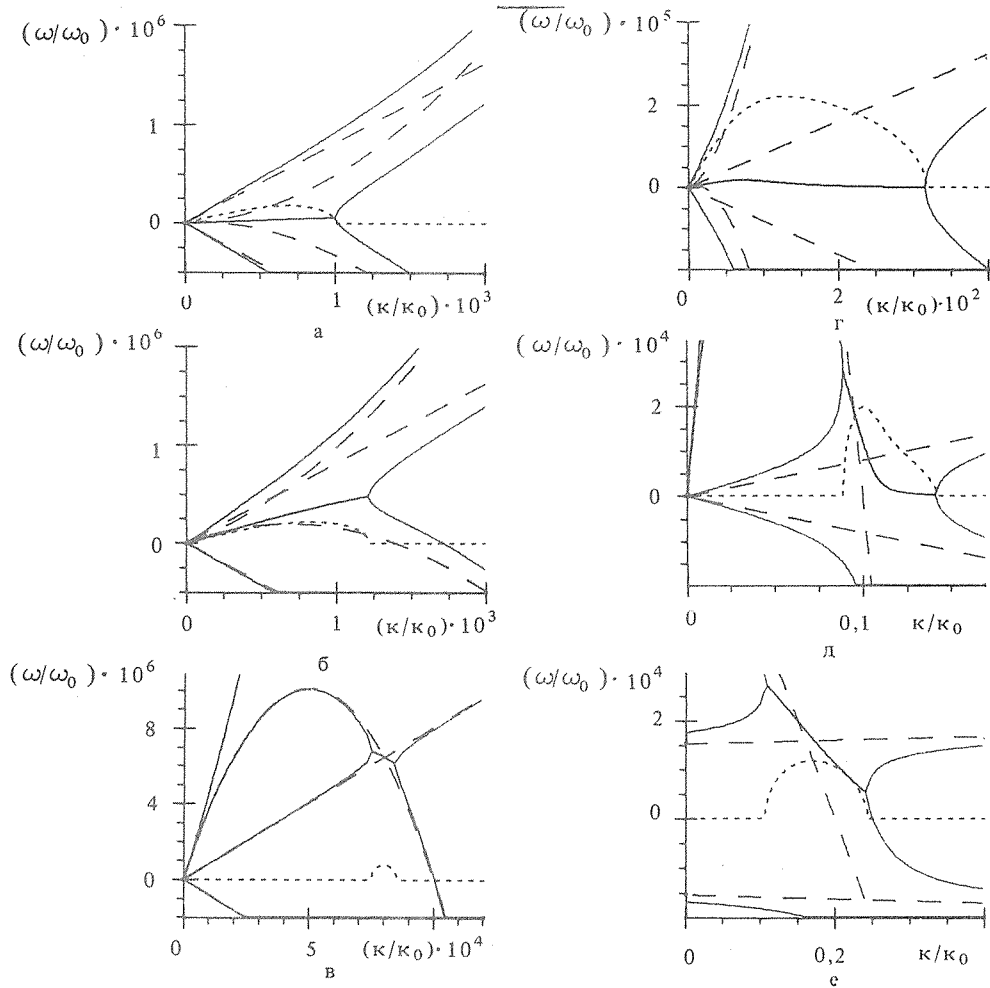
$$(\omega - ks)(\omega + ks)[2(\omega\omega_0 - k k_0 \beta c^2) + (\omega^2 - k^2 c^2)][2(\omega\omega_0 - k k_0 \beta c^2) - (\omega^2 - k^2 c^2)] = \\ = \gamma_0^2 k^2 c^2 (k^2 c^2 - \omega^2), \quad (1)$$

где  $\omega_0$  и  $\vec{k}_0$  – частота и волновой вектор волны накачки;  $\gamma_0 = \omega_{Li} v_E / \sqrt{2} c$ ;  $\omega_{Li}$  – ленгмюровская ионная частота;  $v_E$  – амплитуда скорости осциллирующей электронов в поле волны накачки;  $\beta = \cos \alpha = \vec{k} \vec{k}_0 / k k_0$ ;  $s$  – скорость звука. Далее рассматриваются волновые вектора возмущений, лежащие в плоскости, перпендикулярной вектору  $\vec{v}_E$ .

Обращение в нуль каждого из сомножителей в левой части уравнения (1) определяет закон дисперсии свободных, невзаимодействующих волн. Первым двум сомножителям отвечают собственные звуковые волны  $\omega_{\pm}^S$ , а последним – вынужденные возмущения плотности  $\omega_{\pm} = \mp \omega_0 \pm \sqrt{\omega_0^2 + (k \pm k_0 \beta)^2 c^2 - k_0^2 \beta^2 c^2}$ , возникающие под действием пондеромоторных сил. Дисперсионные кривые свободных волн (рис. 1) в общем случае имеют три точки пересечения:  $k_1 = 0$ ,  $k_2 = 2k_0(\beta + \beta_0)$ ,  $k_3 = 2k_0|\beta - \beta_0|$  ( $\beta_0 = s/v_g$ ,  $v_g = k_0 c^2 / \omega_0$  – групповая скорость волны накачки). При учете взаимодействия волн с полем накачки решения дисперсионного уравнения вдали от точек пересечения  $k_2$  и  $k_3$  асимптотически приближаются к свободным дисперсионным кривым. В окрестности этих точек происходит расталкивание последних, которое может приводить к возникновению неустойчивости.

Чтобы выявить характер взаимодействия, был проведен численный анализ уравнения (1). В результате прослежено изменение дисперсионных кривых и соответствующих неустойчивостей в зависимости от величины поля накачки и угла  $\alpha$ .

В режиме сверхслабых накачек  $\gamma_0^2 / \omega_0^2 \ll s^4 / c^4$  в узком угловом диапазоне  $0 < \beta < \gamma_0 c^2 \beta_0 / 2 \omega_0 s^2$  аperiодически нарастающие возмущения ( $\text{Re} \omega = k \vec{v}_g \ll (c^2 / 2 \omega_0) \sqrt{k^2 (\gamma_0^2 / s^2 - k^2)} = \text{Im} \omega$ ) в интервале волновых чисел  $0 < k < \gamma_0 / s$  отвечают филаментации. Она порождается взаимодействием вынужденных волн, и общая касательная их дисперсионных кривых определяет частоту неустойчивого решения. Волна накачки оказывает слабое влияние на собственные звуковые волны и приводит лишь к малому действительному сдвигу их частот (рис. 1а).

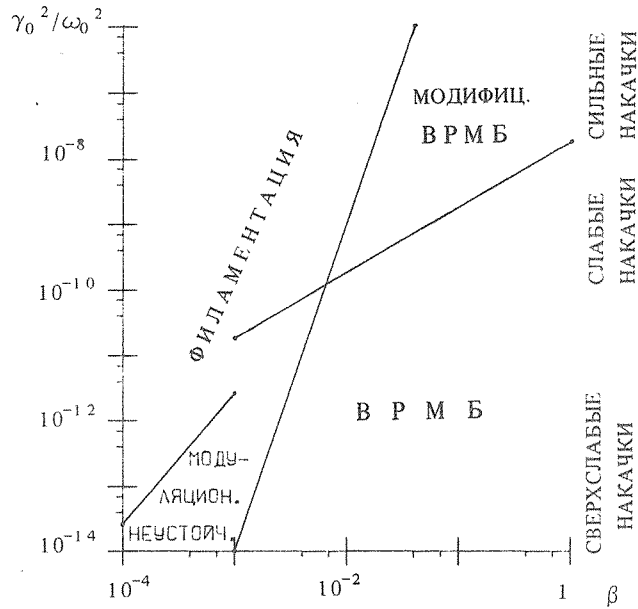


Р и с. 1. Дисперсионные кривые свободных волн (крупный пунктир) и решения дисперсионного уравнения (сплошные кривые —  $\text{Re}\omega$ , мелкий пунктир —  $\text{Im}\omega$ ) в условиях сверхслабой (а,б,в) и слабой (г,д) накачек при  $s/c = 0,9 \cdot 10^{-3}$ ,  $v_g/c = 0,9$ .

При больших углах ( $\gamma_0 c^2 \beta_0 / 2\omega_0 s^2 < \beta < \beta_0$ ) неустойчивое решение становится периодическим ( $\text{Re}\omega = \vec{k} \vec{v}_g \gg (c^2/2\omega_0) \sqrt{k^2 (\gamma_0^2 / (s^2 - v_g^2 \beta^2)) - k^2} = \text{Im}\omega$ ) и соответствует процессу модуляционной неустойчивости (рис. 1б) /3/.

При переходе через значение  $\beta = \beta_0$  качественно меняется взаиморасположение асимптот (рис. 1в). В оторванном от начала координат интервале шириной  $\Delta k = (k_0 c \gamma_0 / \sqrt{2} v_g \omega_0) [c^2 / v_g s (\beta - \beta_0)]^{1/2}$  возникает неустойчивость с максимумом инкремента  $\max \text{Im}\omega = (\gamma_0 / 2) \sqrt{\beta / \beta_0 - 1}$ , которая отвечает процессу ВРМБ /1/. С уменьшением угла  $\alpha$  линия ВРМБ сужается, инкремент растет и достигает абсолютного максимума для данной интенсивности накачки при  $\beta = 1$  (рассеяние назад).

Следующий режим по интенсивности накачки (слабые накачки,  $3^3 \beta_0 v_g s^3 / c^4 \ll \gamma_0^2 / \omega_0^2 \ll 3^3 v_g s^3 / c^4$ ) характеризуется значительным усилением связи волн. В диапазоне углов  $\beta < \beta_0$  интервал волновых чисел неустойчивых возмущений расширяется и охватывает все точки пересечения дисперсионных кривых свободных волн (рис. 1г). Однако только в узкой длинноволновой зоне интервала неустойчивость обусловлена взаимодействием всех свободных волн, а вне ее, где находится и максимум инкремента, — взаимодействием звуковых волн. Таким образом, природа филаментации ( $\text{Re}\omega \ll \text{Im}\omega$ ) меняется при возрастании интенсивности накачки. Неустойчивость сохраняет аperiodичный характер во всем диапазоне  $\beta < \beta_0$  благодаря большой величине инкремента, поэтому в режиме слабых накачек модуляционная неустойчивость не имеет места.



Р и с. 2. Распределение типов неустойчивостей в плоскости интенсивность накачки – угол.

Увеличение связи волн приводит к тому, что решение меняет характер только при  $\beta \gg \beta_0$  (рис. 1д). Возникает зона взаимодействия трех волн:  $\omega_-$ ,  $\omega_+^S$  и  $\omega_-^S$ , в которой неустойчивость является аперидической. В окрестности  $k = 2k_0\beta$  инкремент максимален, а частота определяется формулой  $\omega = (1 \pm i\sqrt{3})(\gamma_0^2 k_0 v_g)^{1/3}/2$ . Такую неустойчивость называют модифицированным ВРМБ [1]. В области значений  $2k_0\beta \ll k < \sqrt{4k_0^2\beta^2 + \gamma_0^2/s^2}$  взаимодействие звуковых волн порождает аперидическую неустойчивость  $\omega = \pm i\sqrt{\gamma_0^2 k^2 / (k^2 - 4k_0^2\beta^2) - k^2 s^2} / 1$ .

При  $\beta > (\gamma_0^2/\omega_0^2)(c^4/3^3 v_g s^3)$  модифицированное ВРМБ сменяется обычным, обусловленным взаимодействием волн  $\omega_-$  и  $\omega_+^S$  в окрестности точки  $k_3$  (рис. 1е). Взаимодействие волн  $\omega_-$  и  $\omega_+^S$  около точки  $k_2$  не приводит к неустойчивости.

В режиме сверхсильных накачек  $\gamma_0^2/\omega_0^2 \gg 3^3 v_g s^3/c^4$  филаментация при  $\beta \gg \beta_0$  переходит в модифицированное ВРМБ и аперидическую неустойчивость, сохраняющиеся во всем угловом диапазоне вплоть до  $\beta = 1$ .

Проведенный анализ показал, что в зависимости от интенсивности накачки выделяются три режима, в каждом из которых при заданном угле  $\alpha$  имеется единственный интервал неустойчивых волновых чисел, отвечающий определенному типу неустойчивости. Итоги анализа представлены на диаграмме распределения типов неустойчивостей в плоскости  $(\gamma_0, \beta)$  (рис. 2).

Автор благодарен Л.М.Горбунову за постановку задачи и постоянный интерес к работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Горбунов Л. М. ЖЭТФ, 55, 2298 (1968).
2. Cohen V. I., Max C. E. Phys. Fluids, 22, 1115 (1979).
3. Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Вопросы теории плазмы, в. 7, М., 1973.

Поступила в редакцию 17 октября 1985 г.