

## РАСПАДНЫЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ВИСТЛЕРОВ

Т. А. Давыдова, А. И. Якименко

Рассмотрены процессы распадной неустойчивости вистлера большой амплитуды на вистлер (или нижний гибрид) и альфвеновскую волну (или ионно-звуковую). Получены выражения для инкремента и порога без жесткого ограничения на частоту вистлера.

### 1. Введение

Среди огромного количества волн, которые могут возбуждаться в замагниченной плазме, вистлерам принадлежит особое место. Вистлеры (свистящие атмосферерики), впервые обнаруженные в виде ионосферных радиопомех, изучают также в лабораторной плазме, их наблюдали и в твердотельной плазме, где они известны как геликоны. Вистлеры находят и практическое применение в так называемых геликонных источниках для разнообразных технологических процессов обработки поверхностей [1]. Поэтому изучение различных процессов с участием вистлеров имеет как теоретический, так и практический интерес. Однако линейная теория применима лишь в тех случаях, когда амплитуды волн малы, что выполняется далеко не всегда. Одному из наиболее интересных нелинейных явлений с участием вистлеров распадной параметрической неустойчивости посвящена эта работа. В реальной плазме всегда присутствует большое число волн малой интенсивности в виде шумов. В обычных условиях амплитуды шумов остаются на уровне тепловых флуктуаций, но в присутствии волны накачки между ней и шумами может произойти параметрическая связь и, как результат, при выполнении некоторых дополнительных условий на частоты и волновые векторы – параметрический резонанс. Энергия от падающей волны передается дочерним волнам, амплитуды которых начинают расти экспоненциально.

Распадные неустойчивости вистлеров интенсивно изучались в связи с различными вопросами физики ионосферной (см. например [2]) и лабораторной плазмы [10]. Но большинство авторов ограничивались лишь длинноволновым приближением  $ck \ll \omega_{pe}$  либо рассматривали частный случай продольного распространения волны накачки. В представленной работе рассмотрены распадные неустойчивости высокочастотного вистлера на высокочастотную (вистлер или нижнегибридная волна) и низкочастотную ветви (альфвеновская или ионно-звуковая волна). В рамках двухкомпонентной гидродинамики получены инкременты и пороги неустойчивостей в ранее плохо изученной области на границе между вистлеровской и нижнегибридной ветвями для общего случая косоугольного распространения накачки. Как показывает анализ, в некоторых случаях именно при  $ck \sim \omega_{pe}$  инкремент оказывается максимальным. Проводится анализ для лабораторной и ионосферной плазмы.

### 2. Распады вистлеров

Плазму считаем однородной. Поле волны накачки, которая распространяется в плоскости  $(x, z)$ , имеет вид

$$\vec{E}_0(x, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}_0 \vec{x} - \omega_0 t)} + \text{к. с.} \quad (1)$$

где

$$\omega_0 = \frac{c^2 k_0 k_{0z} \Omega_e}{\omega_{pe}^2 + c^2 k_0^2}; \vec{k}_0 = k_{0x} \vec{e}_x + k_{0z} \vec{e}_z; E_{y0}(\pm\omega_0) = \pm i \tilde{\beta}_0 E_{x0}(\pm\omega_0);$$

$$\tilde{\beta}_0 = \frac{k_{0z}}{k_0} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{pe}^2 + c^2 k_{0x}^2}; E_{z0} = \tilde{\beta}_{0z} E_{x0}; \tilde{\beta}_{0z} = \frac{c^2 k_{0x} k_{0z}}{\omega_{pe}^2 + c^2 k_{0x}^2}; \omega_{p\sigma}^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m_\sigma}; \Omega_e = \left| \frac{e_\sigma B_0}{m_\sigma c} \right|$$

Волновое уравнение для спутников  $(\omega_\pm, \vec{k}_\pm)$  в координатной системе  $(\vec{e}_{x\pm}, \vec{e}_{y\pm}, \vec{e}_z)$ , где  $\vec{e}_{x\pm} = (\vec{k}_\perp / k_\perp)_\pm$ ;  $\vec{e}_{y\pm} = [\vec{e}_z, \vec{e}_{y\pm}]$  принимает такой вид:

$$\Xi \vec{E}_\pm = \mp \frac{4\pi i \omega_0}{\omega_\pm^2} \vec{j}_\pm; \quad (2)$$

$$\Xi_{11} = \varepsilon_1 - \frac{c^2 k_{z\pm}^2}{\omega_\pm^2}; \Xi_{12} = -\Xi_{21} = \varepsilon_2; \Xi_{13} = \Xi_{31} = \varepsilon \frac{c^2 k_{x\pm} k_{z\pm}}{\omega_\pm^2};$$

$$\Xi_{22} = \varepsilon \varepsilon_1 - \frac{c^2 k_\pm^2}{\omega_\pm^2}; \Xi_{23} = \Xi_{32} = 0; \Xi_{33} = \varepsilon_3 - \frac{c^2 k_{x\pm}^2}{\omega_\pm^2};$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_\pm^2 - \Omega_e^2} \approx -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_\pm^2 - \Omega_e^2}; \varepsilon_2 = \frac{i\Omega_e}{\omega_\pm} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_\pm^2 - \Omega_e^2}; \varepsilon_3 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_\pm^2} \approx -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_\pm^2};$$

$\vec{j}_\pm = -e \tilde{n}_e \vec{v}_0$ , где  $\tilde{n}_e$  – возмущение плотности, вызванное ВЧ волной.

$$\begin{aligned} \vec{j}_\pm &= -\tilde{n}_e \frac{ec}{B_0} \left\{ \pm i \vec{e}_x \beta_0 - \vec{e}_y I_0 \mp i \vec{e}_z \beta_{z0} \right\} E_{0x}(\pm\omega_0) = \\ &= -\tilde{n}_e \frac{ec}{B_0} \left\{ \vec{e}_{x\pm} (\pm i \beta_0 \cos \theta_\pm - I_0 \sin \theta_\pm) + \vec{e}_{y\pm} (\mp i \beta_0 \sin \theta_\pm - I_0 \cos \theta_\pm) \mp \right. \\ &\quad \left. \mp i \vec{e}_z \frac{\Omega_e}{\omega} \tilde{\beta}_{0z} \right\} E_{0x}(\pm\omega_0), \end{aligned}$$

где

$$\beta_0 = \frac{\omega_0 \Omega_e + \Omega_e^2 \tilde{\beta}_0}{\Omega_e^2 - \omega_0^2}; I_0 = \frac{\Omega_e^2 + \omega_0 \Omega_e \tilde{\beta}_0}{\Omega_e^2 - \omega_0^2}; \cos \theta_\pm = \vec{e}_{x\pm} \vec{e}_x.$$

В результате нелинейного взаимодействия вистлеровской волны накачки  $(\omega_0, \vec{k}_0)$  нарастает одновременно пара волн: высокочастотные спутники  $(\omega_\pm, \vec{k}_\pm)$  (резонансными оказываются только красные спутники  $(\omega_-, \vec{k}_-)$ ) и низкочастотная  $(\omega_2, \vec{k}_2)$ , при этом выполняются такие условия:

$$\omega_\pm = \omega_2 \pm \omega_0; \vec{k}_\pm = \vec{k}_2 \pm \vec{k}_0. \quad (3)$$

### 2.1. Распад на вистлер и альфвеновскую волну

Низкочастотная альфвеновская волна имеет следующий закон дисперсии:

$$\omega_A^2 = \frac{k_z^2 v_A^2 \omega_{pe}^2 (1 + \rho_s^2 k_\perp^2)}{\omega_{pe}^2 + c^2 k_\perp^2}; \rho_s^2 = \frac{c_s}{\Omega_i}; c_s = \sqrt{\frac{T_e}{M_i}}; v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi M_i n_0}}, \quad (4)$$

здесь  $M_i$  - масса ионов,  $T_e$  - температура электронов,  $n_0$  - невозмущенная концентрация. Следует заметить что (4) описывает как кинетические, так и *shear* альфвеновские волны. Распад вистлера на вистлер и альфвеновскую волну изучался ранее многими авторами (см. [3, 4]) и представляет определенный интерес в связи с попытками объяснить низкочастотные геомагнитные пульсации как следствие распадов свистящих атмосфериков, образующихся в результате грозových разрядов на низкочастотную альфвеновскую волну. Однако при этом для объяснения наблюдаемых процессов требуется анализ общего случая косоугольного распространения накачки в широком диапазоне частот. Такой анализ проводится в данной работе. Исходя из уравнений двухкомпонентной гидродинамики, были получены следующие выражения для порогового значения амплитуды накачки:

$$\frac{|E_{0\perp}|_{th}^2}{8\pi n_0 (T_e + T_i)} = \frac{4m_e (1 + \rho_s^2 k_\perp^2) I_-}{M_i \beta |A_-|^2} \frac{k_{z-}^2}{k_\perp^2} \frac{\Gamma_w \Gamma_A}{\omega_w \omega_A} \frac{\Omega_e^2}{\omega_p^2}, \quad (5)$$

$$A_\pm = \mp i [(\beta_0 I_\pm + \beta_\pm I_0) \cos \theta_\pm + \Delta_\pm] + (I_0 I_\pm + \beta_0 \beta_\pm) \sin \theta_\pm,$$

где

$$\omega_A^2 = \frac{(\omega_{pe}^2 + c^2 k_{\pm x}^2)^2}{\omega_{pe}^2 (\omega_{pe}^2 + c^2 k_\pm^2)}; \Delta_\pm = -\frac{\Omega_e}{\omega_0} \frac{\omega_{pe}^2 + c^2 k_{x\pm}^2}{\omega_{pe}^2 + c^2 k_{x0}^2} \frac{c^4 k_{0x} k_{0z} k_{x\pm} k_{z\pm}}{\omega_{pe}^2 (\omega_{pe}^2 + c^2 k_\pm^2)}; \beta_\pm = \frac{\omega_0 (\omega_{pe}^2 + c^2 k_{\pm x}^2)^2}{\Omega_e c^2 k_\pm^2};$$

$\Gamma_\sigma$  - декременты затухания соответствующей волны, которое берется из кинетической теории. Принимая во внимание, что  $|\Gamma_A / \omega_A|, |\Gamma_w / \omega_w| \ll 1$ , из (5) видно, что порог неустойчивости довольно легко достигнуть. Таким образом, можно ожидать, что такой процесс действительно имеет место в ионосфере. Высоко над порогом  $|\gamma| \ll |\Gamma_A|, |\Gamma_w|$  инкремент имеет вид

$$\gamma = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\omega_a \omega_w \rho_s^2 k_\perp^2 \omega_{pi}^2}{I_- (1 + \rho_s^2 k_{s\perp}^2) c^2 k_{z-}^2} \frac{c A_- E_{0\perp}}{c_s B_0}}. \quad (6)$$

### 2.2. Распад на вистлер и ионно-звуковую волну

Для неизотермичной ( $T_e \gg T_i$ ) лабораторной плазмы этот процесс представляет особый интерес (см. например [5]), поскольку имеет большой инкремент и легко наблюдаем. Экспериментальные данные (см. [10]) подтверждают существование распадов вистлеров на ионный звук (главным образом на так называемую быструю ионно-звуковую волну). Полученные пороги и инкременты имеют следующий вид:

$$\frac{|E_{0\perp}|_{th}^2}{8\pi n_0 (T_e + T_i)} = \frac{4I_- r_d^2 k_{z-}^2 (1 + \rho_s^2 k_\perp^2)}{\beta |A_-|^2} \frac{\Gamma_w \Gamma_S}{\omega_w \omega_S}, \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{\omega_{pi}}{2c|k_z|} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_w}{I_-(1 + \rho_s^2 k_{s\perp}^2)}} \frac{cA_{\perp} E_{0\perp}}{c_s B_0} \quad (8)$$

Следует сделать одно важное замечание. Выражения для порогов (5), (7) и инкрементов (6), (8) пригодны и в области  $ck \sim \omega_{pe}$  на границе между вистлерами и нижнегибридными волнами. Это позволяет с единой точки зрения рассматривать распады на вистлеры и нижнегибридные волны. Был проведен анализ зависимости инкремента и порога от угла между волной накачки и внешним магнитным полем для случая лабораторной плазмы. В результате можно сделать следующие выводы. Пороги неустойчивостей оказываются невысокими и могут достигаться в условиях ионосферы и лабораторной плазмы. При этом инкремент может достигать значительной величины. Наибольшим инкрементом обладает распад на быструю ионно-звуковую волну, при этом дочерний вистлер распространяется в направлении, обратном накачке (обратное рассеяние). Полученные результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

### 3. Выводы

Были исследованы основные распадные неустойчивости интенсивной вистлеровской волны. Полученные результаты позволили проследить за явлением в ранее плохо изученной области на границе между вистлеровской и нижнегибридной ветвью, что особенно важно для интерпретации экспериментальных данных, так как во многих случаях максимальным инкремент оказывается именно в этой области.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chen F.F.* // Phys. Plasmas. - 1996. - Vol. 3(5).
2. *Yukhimuk V., Roussel-Dupre R.R.* // Phys. Plasmas. - 1997. - Vol. 4(12). - P. 4338.
3. *Chen L.* // Plasma Phys. - 1977. - Vol. 19. - P 47.
4. *Antani S.N., Kaup P.J., Shukla P.K.* // Phys. Fluids. - 1983. - Vol. 26, No. 2.
5. *Shukla P.K.* // Phys. Rev. - 1977. Vol. A 16. -P. 1294.
6. *Porkolab M., Arunasalam V. Ellis R.A.* // Phys. Revie Letters. - 1972. - Vol. 29.
7. *Porkolab M.* // Nucl. Fusion. - 1972. - Vol. 12.
8. *Porkolab M.* // Plasmas, Nucl. Fusion. - 1978. - Vol. 18. - P 3.
9. *Ораевский В.Н., Сагдеев Р.З.* // Журн. техн. физ. - 1962. -Т. XXXII. - С. 1291.
10. *Porkolab M.* // Plasma Phys. - 1975. - Vol. 17. - P. 405.

### РОЗПАДНІ ПАРАМЕТРИЧНІ НЕСТІЙКОСТІ ВІСТЛЕРІВ

Т. О. Давидова, О. І. Якименко

Розглянуто процес розпадної нестійкості вистлера великої амплітуди на вистлер (або нижній гібрид) та альфвенівську (або іонно-звукову) хвилю. Отримано вирази для інкременту та порога без жорсткого обмеження на частоту вистлера.

### PARAMETRIC DECAY INSTABILITY OF THE WHISTLER WAVE

T. Davydova, A. Yakimenko

Nonlinear decay of the large amplitude whistler into the daughter whistler and Alfvén (or ion acoustic) wave is considered. Expressions for the threshold and growth rate are obtained without rigid restriction for the whistler frequency.