

УДК 523.75

## О ТРАНСФОРМАЦИОННО-ТЕПЛОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ И ОБРАЗОВАНИИ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Л. Г. Генкин, Л. М. Ерухимов, Д. Л. Смирнов

Рассмотрена тепловая неустойчивость, связанная с трансформацией альфвеновских волн в быстрые магнитозвуковые на флуктуациях плотности. Результаты использованы для объяснения неоднородной структуры солнечной короны. Показано что при определенных условиях неустойчивость приводит к аномально большой диссипации энергии альфвеновских волн и может играть важную роль в образовании протуберанцев.

В проблеме происхождения неоднородностей слабостолкновительной космической плазмы важным является вопрос об источниках, вызывающих их генерацию. Довольно часто [1] неоднородная структура отождествляется с различного типа низкочастотными волнами, а ее спектральные характеристики связываются с нелинейным взаимодействием этих волн. Наиболее подходящими в этом смысле для объяснения флуктуаций магнитного поля представляются альфвеновские волны (А), а для объяснения флуктуаций концентрации плазмы — быстрые магнитозвуковые волны (БМЗ). Однако последние сильно затухают в космической плазме за счет бесстолкновительного затухания Ландау, поэтому для их «подкачки» привлекаются слабозатухающие А-волны, трансформирующиеся в БМЗ за счет флуктуаций плотности или магнитного поля [2, 3]. Поскольку указанный механизм связан с вынужденной подкачкой энергии, представляет интерес поиск эффективных источников трансформации волн, обусловленных неустойчивостями плазмы.

В связи с этим в настоящей работе рассмотрена апериодическая неустойчивость, связанная с тепловым (стрикционным) расслоением, вызванным бесстолкновительным затуханием БМЗ-волн, которые образуются подобно [2, 3] вследствие трансформации А-волн на возникающих при этом неоднородностях плазмы\*.

1. Анализ теплового расслоения осуществляется на основе квази-гидродинамических уравнений. Использование уравнения теплопроводности становится возможным в случае, когда частота соударений между электронами хотя и мала, но существенно больше инкремента неустойчивости волн. Последнее необходимо для того, чтобы функция распределения электронов оставалась максвелловской. Физику трансформационно-тепловой неустойчивости низкочастотных (НЧ) волн можно понять следующим образом. Предположим, что в плазме распространяется пакет А-волн со случайными фазами возмущения скорости  $v_a$ , магнитного и электрического поля  $H_a$  и  $E_a$ , которые пропорциональны  $\exp(i\mathbf{k}_a \mathbf{r} - i\omega_a t)$  (рис. 1). Если в плазме имеются слабые, например тепловые, возмущения концентрации ( $\delta N \propto \exp(i\mathbf{k} \mathbf{r} -$

\* Тепловая неустойчивость без учета трансформации рассматривалась ранее (см., например, [4]). Она может быть ответственна за образование крупных структур корональной плазмы, с масштабами порядка радиуса Солнца.

—  $i\Omega t$ )), то происходит возбуждение БМЗ-моды с  $\mathbf{v}_m, \mathbf{H}_m, \mathbf{E}_m$ , пропорциональными  $\exp(i\mathbf{k}_m \mathbf{r} - i\omega_m t)$ , механизм генерации которой связан с поляризацией зарядов при взаимодействии падающей волны с низкочастотными возмущениями  $\delta N$  (при этом, конечно, должны выполняться известные условия временного и пространственного синхронизма:  $\omega_m = \omega_a \pm \Omega$ ,  $\mathbf{k}_m = \mathbf{k}_a \pm \mathbf{x}$ ).

Выражение для тока БМЗ-волн можно получить в 1-м приближении теории возмущений (см. [3]):

$$\mathbf{J}_m = -\frac{i\omega_a}{4\pi} \frac{\delta N}{N_0} \epsilon_{\perp}(\omega_m) \mathbf{E}_a, \quad (1)$$

здесь  $\epsilon_{\perp}(\omega_m)$  — поперечная компонента тензора диэлектрической проницаемости на частоте  $\omega_m$ ,  $N_0$  — невозмущенная концентрация плазмы.

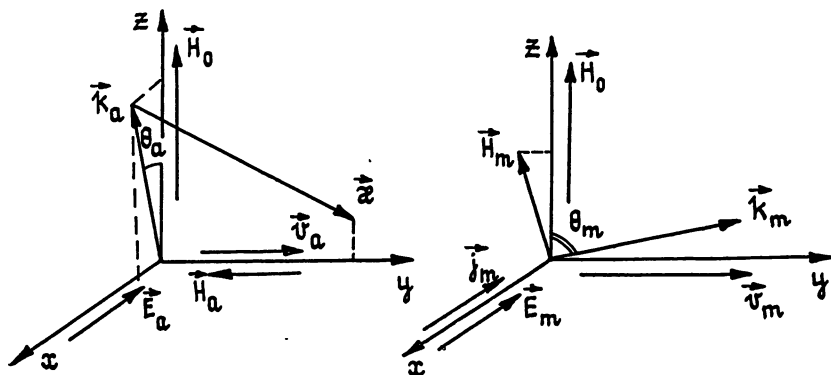


Рис. 1.

Если затухание НЧ-волн в плазме определяется столкновением частиц друг с другом, то А- и БМЗ-волны затухают одинаково и необходимость в БМЗ-волне для увеличения скорости передачи энергии волны частицам отсутствует. В этом случае становится возможной неустойчивость, связанная с вынужденным температурным рассеянием А-волн на флуктуациях плотности, вызванных неоднородным нагревом плазмы в поле стоячей волны, образованной прямой и рассеянной А-волнами (см. ниже).

Однако в слабостолкновительной плазме возможно увеличение ее температуры за счет бесстолкновительного затухания БМЗ-волны на электронах, которое при  $\theta_m = \mathbf{k}_m \wedge \mathbf{H}_0 > m_e/m_i$  для БМЗ-волны в  $(\omega_a/\omega_{Hi})^{-2}$  раз больше, чем для А-волны ( $\omega_{Hi} = eH/m_i c$  — гирочастота иона, где  $H$  — напряженность магнитного поля,  $m_e$  и  $m_i$  — массы электрона и иона). Резонанс Ландау в БМЗ-волне обусловлен наличием в этой волне областей сгущений и разрежений магнитного поля ( $\mathbf{H}_m \mathbf{H}_0$ ) вдоль  $\mathbf{H}_0$ . В результате резонансные частицы, скорость которых удовлетворяет условию  $\omega_m = \mathbf{k}_m \parallel \mathbf{v}_{\parallel}$ , будут захватываться потенциальными магнитными ямами и активно взаимодействовать с волной [5].

Из уравнения движения ( $\partial \mathbf{v} / \partial t = (4\pi r)^{-1} [\mathbf{H} \text{ rot } \mathbf{H}]$ ) в первом приближении следует, что  $\mathbf{v}_m = (\omega_a/\omega_m) \mathbf{v}_a (\delta N/N) \cos \theta_a$ , т. е.  $\mathbf{v}_m$  увеличивается в максимумах  $N$ . Поскольку в БМЗ-волне  $\mathbf{E}_m$  и  $\mathbf{H}_m$  про-

\* Продольная составляющая электрического поля в А-волне пренебрежимо мала.

порциональны  $\varphi_m$ , это приводит к увеличению затухания энергии БМЗ-волны в области  $\delta N > 0$  и, следовательно, к большему нагреву частиц плазмы\* (в основном электронов, так как фазовая скорость волны  $u_a = \omega_m/k_m$  порядка тепловой скорости электронов  $v_{Te}$ ). Таким образом, для развития неоднородной структуры необходим инверсный нагрев, т. е. сдвиг фазы на  $\pi$  между образовавшейся БМЗ-волной и взаимодействующей с ней альфвеновской волной. При этом больший нагрев будет происходить в областях  $\delta N < 0$ , усиливая тем самым неоднородную структуру.

Получим выражения для диссипируемой мощности  $(jE)_z$  и стрикционной силы  $\Phi_\Omega$ , усредненные по частоте волны за время  $t \gg \omega_a^{-1}$ . Перейдя в фурье-представление после усреднения по случайным фазам с учетом  $\delta$ -коррелированности турбулентных пульсаций, нетрудно получить следующее выражение:

$$I(x) = \frac{1}{2} \{ \langle j(k_m) E^*(k_a) \rangle + \langle j^*(k_m) E(k_a) \rangle \} = \\ = \frac{\omega_a}{4\pi} \text{Im } \epsilon_\perp(\omega_m) \langle E_a^2 \rangle e^{i\varphi} \frac{\delta N(x)}{N_0} \equiv \tilde{I}(x) \frac{\delta N(x)}{N_0}. \quad (2)$$

Здесь  $\text{Im } \epsilon_\perp(\omega_m)$  — антиэрмитова часть  $\epsilon$ , связанная в слабостолкновительной плазме с затуханием Ландау,  $\varphi$  — сдвиг фазы между А- и БМЗ-волнами и использована оценка  $\int \langle E_a^2 \rangle_{\omega_a} dk_a d\omega_a \approx \langle E_a^2 \rangle$ . Для БМЗ-волны [6]

$$\text{Im } \epsilon_\perp(\omega_m) = \sqrt{2\pi} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{He}^2} \frac{k v_{Te}}{\omega} \frac{\sin^2 \theta_m}{\cos \theta_m}. \quad (3)$$

Можно показать, что в слабонеоднородном НЧ-поле ( $\omega < \omega_{Hi}$ ) на частицу плазмы действует усредненная сила:  $m\dot{r}_0 = \nabla \Phi$ , где  $\Phi = e^2 E^2 / 4m \omega_{2H}$ . НЧ-стрикционная сила втягивает плазму в область более сильного поля, что обусловлено дрейфовым характером движения частиц, причем  $\Phi_i = (m_i/m_e)\Phi_e$ . Из волнового уравнения, используя (2), получим выражение для поля БМЗ-волны

$$E_m(k_m) = - \iint \frac{\omega_a}{\omega_m} \frac{\pi \text{Im } \epsilon_\perp(\omega_m)}{\text{Re } \epsilon_\perp(\omega_m)} E(k_a) \frac{\delta N(x)}{N_0} \times \\ \times \delta(k_m - k_a - x) \delta(\omega_m - \omega_a - \Omega) dk_a dx d\omega_a d\Omega, \quad (4)$$

и с учетом вышесказанного ( $\alpha = e, i$ )

$$\Phi_\alpha(x) = - \frac{e^2}{4m_\alpha \omega_{H\alpha}^2} \frac{\omega_a}{\omega_m} \frac{\pi \text{Im } \epsilon_\perp(\omega_m)}{\text{Re } \epsilon_\perp(\omega_m)} \langle E_a^2 \rangle e^{i\varphi} \frac{\delta N(x)}{N_0} \equiv \\ \equiv \tilde{\Phi}_\alpha(x) \delta N(x) / N_0. \quad (5)$$

2. Для описания неустойчивости воспользуемся системой квазигидродинамических уравнений для НЧ-возмущений концентрации  $N$ , электронной и ионной скоростей  $v_e$  и  $v_i$  и электронной температуры  $T_e$ :

\* Взаимодействие осуществляется с резонансными частицами, но в случае  $\gamma \ll v_e$  энергия волн будет быстро распределяться между частицами, так что функция распределения останется максвелловской.

$$\partial N / \partial t + \operatorname{div} (N \mathbf{v}_a) = 0; \quad (6)$$

$$m_a N (d\mathbf{v}_a / dt) = -\nabla (N T_a) \mp e N \{E + c^{-1} [\mathbf{v}_a \mathbf{H}]\} \mp m_e N v_{ei} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_i) - \quad (7)$$

$$- m_a N v_{an} (\mathbf{v}_a - \mathbf{v}_n) - N \nabla \Phi_a;$$

$$N (\partial T_e / \partial t) - (2/3) \hat{\chi}_e \Delta T_e = I - \delta_{ei} v_{ei} N (T_e - T_i) - \delta_{en} v_{en} N (T_e - T_n), \quad (8)$$

здесь  $\hat{\chi}_e$  — тензор электронной теплопроводности,  $v_{ei}$ ,  $v_{en}$ ,  $v_{in}$  — частоты столкновений,  $\delta_{ei} = 2m_e/m_i$ ,  $\delta_{en} = 2m_e/m_n$ . Система (6) — (8) применима при выполнении условий  $\kappa^2 v_{Ta}^2 \ll v_a^2$ ,  $\kappa^2 v_{Ta}^2 \ll \omega_{Ha}^2$ ,  $\kappa^2 r_{Da}^2 \ll 1$ , где  $r_{De}$  — радиус Дебая.

Линеаризуем систему (6) — (8) относительно малых возмущений  $N'$ ,  $\mathbf{E}'$ ,  $\mathbf{v}'_e$ ,  $\mathbf{v}'_i$ ,  $T'_e$ . Используя (2) — (5), получаем следующее дисперсионное соотношение для гармонических НЧ-процессов пропорциональных  $\exp \{i\mathbf{x}\mathbf{r} - i\Omega t\}$ :

$$\Omega^3 + i\Omega \left\{ \kappa^2 \left( \hat{D}_e \frac{1 + T_i/T_e}{2} - \frac{1}{2} \frac{\mu_e}{e} \tilde{\Phi}_i + \frac{2}{3} \frac{\hat{\chi}_e}{N_0} \right) + \delta_e v_e \right\} - \quad (9)$$

$$- \kappa^2 \tilde{I} \frac{\hat{D}_{Te}}{N_0 T_e} - \kappa^2 \left( \kappa^2 \frac{1}{3} \frac{\hat{\chi}_e}{N_0} + \frac{1}{2} \delta_e v_e \right) \left[ \hat{D}_e \left( 1 + \frac{T_i}{T_e} \right) - \frac{\mu_e}{e} \tilde{\Phi}_i \right] = 0.$$

Здесь учтено, что  $\Omega \ll (m_e/m_i) v_{ei}$ ,  $v_{ei} \gg v_{en}$ ,  $v_{in} (m_i/m_e)$  и  $v_{ex} \parallel \mathbf{v}_x \parallel \mathbf{x}$ . Тензоры диффузии, термодиффузии, теплопроводности и подвижности равны

$$\hat{D}_e = \hat{D}_{Te} = \hat{\chi}_e / N_0 = (e/T_e) \hat{\mu}_e = \hat{P}_e (T_e / m_e v_e), \quad (10)$$

где

$$\hat{P}_e = \frac{v_e^2}{\omega_{He}^2 + v_e^2} \left( 1 + \frac{\omega_{He}^2}{v_e^2} \cos^2 \alpha \right), \quad \alpha = \kappa \hat{H}_0$$

при  $v_e \ll \omega_{He}$ ,  $\cos^2 \alpha \gg (v_e / \omega_{He})^2$  имеем  $\hat{P}_e \simeq \cos^2 \alpha$ .

Анализ соотношения (9) позволяет учитывать влияние как нагревной  $\hat{I}$ , так и стрикционной нелинейности  $\tilde{\Phi}_i$ . В общем случае НЧ-колебания являются периодическими  $\Omega \neq 0$ . При учете мнимой части  $\varepsilon$ , аперриодическая тепловая неустойчивость может быть только при  $\sin \varphi = 0$ , причем, как указывалось выше, неустойчивы будут волны с  $\varphi = \pi$  (аналогично тепловой параметрической неустойчивости [7]).

С учетом сказанного выше, полагая  $\Omega = \Omega_0 + i\gamma$ , получаем выражение для инкремента  $\gamma$  и порога нагревной неустойчивости ( $\gamma \ll \omega_a$ ,  $\omega_m$ ;  $T_e \approx T_i$ ):

$$\omega_a \operatorname{Im} \varepsilon_{\perp}(\omega_m) \frac{\langle E_a^2 \rangle}{4\pi N T} > \frac{2}{3} \kappa^2 \frac{\hat{\chi}_e}{N_0} + \delta_e v_e. \quad (11)$$

При  $\kappa = 2\pi/L \ll \kappa_{\text{пор}}$  ( $L$  — масштаб неоднородности) приближенно имеем

$$\gamma \simeq \kappa \sqrt{\hat{D}_e} \left[ \omega_a \operatorname{Im} \varepsilon_{\perp}(\omega_m) \frac{\langle E_a^2 \rangle}{4\pi N T_e} + v_e \delta_e \right]^{1/2}. \quad (12)$$

3. При достаточном уровне флуктуаций  $\delta N/N$  возможно развитие нелинейной стадии неустойчивости. Это нетрудно показать, используя уравнение баланса тепла

$$N(\partial T_e / \partial t) - \hat{\chi}_e \Delta T_e = (E_m j_m) = \quad (13)$$

$$= \frac{c}{(2\pi)^3 N^2} \frac{\omega_a^2 \omega_m^2}{2c^4} \epsilon^{5/2} \left( \frac{\epsilon(\omega_m)}{\epsilon(\omega_a)} \right)^{1/2} \langle \delta N^2 \rangle_{\Sigma} V \frac{E_a^2}{8\pi} d\omega_m d\varphi$$

с нелинейным источником нагрева, полученным по аналогии с задачей о рассеянии электромагнитных волн в плазме (см. [8]) ( $d\varphi$  — элемент телесного угла,  $V$  — объем).

Используя уравнение состояния  $p = NT \simeq \text{const}$ , из (13) имеем в  $x$ -представлении

$$\frac{\partial \delta N_x}{\partial t} - \frac{\hat{\chi}_e}{N_0} \Delta \delta N_x = \frac{E_a^2}{8\pi N_0 T_e} V \frac{\pi c}{N_0} \frac{\omega_a^2 \omega_m^2}{c^4} \epsilon^{5/2} \left( \frac{\epsilon(\omega_m)}{\epsilon(\omega_a)} \right)^{1/2} \times \quad (14)$$

$$\times d\omega_m d\varphi (\delta N_x)^2 \equiv \gamma_{\text{нл}} (\delta N_x)^2 / N_0.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$\delta N_x = \delta N_{x_0} \exp \left( - \frac{\hat{\chi}_e}{N_0} x^2 t \right) \left\{ 1 - \frac{\delta N_{x_0} \gamma_{\text{нл}}}{\hat{\chi}_e x^2} \times \quad (15)$$

$$\times \left[ 1 - \exp \left( - \frac{\hat{\chi}_e}{N_0} x^2 t \right) \right] \right\}.$$

Из (15) следует условие развития взрывной фазы

$$(\delta N_{x_0} / N_0) \gamma_{\text{нл}} > (\hat{\chi}_e / N_0) x^2. \quad (16)$$

Такого типа неустойчивость может играть достаточно универсальную роль в физике плазмы. Кроме космической плазмы, где существенны потоки альфвеновских волн, ее проявление может иметь место в лабораторной плазме, в частности, в термоядерных установках следующего поколения.

4. Рассмотрим влияние трансформационно-тепловой неустойчивости на структуру солнечной короны и протуберанцев. Сделаем оценки для активных областей короны (область образования протуберанцев) с параметрами  $N \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e^0 \approx T_i^0 \approx 10^6 \text{ К}$ .

Анализ ультрафиолетового излучения Солнца показывает, что поток энергии  $q_a$  в короне должен быть порядка  $6 \cdot 10^5 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  [9]. Тогда энергия А-волн  $W_a = q_a / u_a \approx 3 \cdot 10^{-2} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  ( $u_a \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см}$  при  $H \approx 1 \text{ Гс}$ ). Нетрудно показать, что энергия электрического поля  $E_a^2 \approx W_a / 2\epsilon$  (где  $\epsilon = c^2 / u_a^2$  — реальная часть диэлектрической проницаемости). Следовательно, в солнечной короне  $E_a^2 \approx 0,7 \cdot 10^{-8} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$ , а в ее активных областях, где  $H \approx 10 \text{ Гс}$ ,  $E_a^2 \approx 0,7 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}$  и  $\langle E_a^2 \rangle / 4\pi N T_e \approx 5 \cdot 10^{-5}$ .

На основании проведенного анализа сделаем следующие выводы:

а) Тепловая неустойчивость может приводить к образованию неоднородной структуры солнечной короны сильно вытянутой вдоль силовых линий магнитного поля.

Полагая, что основная часть энергии А-волн сосредоточена в области низких частот  $\omega_a \approx 0,1 \text{ с}^{-1}$ , получаем (при  $\cos \theta_m \approx 0,05$ )  $\kappa_{\text{пор} \parallel} \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-1}$  ( $\alpha \approx 45^\circ$ ), а  $\kappa_{\text{пор} \perp} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$  ( $\cos \alpha \approx 10^{-2}$ ). Инкременты неустойчивости для масштабов  $L_{\perp} \approx (5 \cdot 10^8 \div 10^9) \text{ см}$  и  $L_{\parallel} \approx (5 \cdot 10^{10} \div 10^{11}) \text{ см}$  достигают  $\gamma \lesssim 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

б) Влияние стрикционной неустойчивости на низких частотах ( $\omega_a \ll \omega_{Hi}$ ) пренебрежимо мало.

в) При развитии высокого уровня флуктуаций ( $\delta N/N_e \lesssim 10^{-1}$ ,  $\gamma_{\text{нл}} \lesssim 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ ) большие масштабы ( $L \gtrsim 10^{10} \text{ см}$ ) могут нарастать взрывным образом, затем нелинейные эффекты стабилизируют неустойчивость.

Особый интерес представляет влияние трансформационно-тепловой неустойчивости на неоднородную структуру солнечных протуберанцев и на механизмы их образования.

Пикельнером [10] был предложен механизм, в соответствии с которым А- и БМЗ-волны затухают и преломляются на их пути вдоль силовых линий магнитного поля\*.

В солнечной короне бесстолкновительное затухание А-волн, так же как и столкновительное, пренебрежимо мало, поэтому возможный путь их диссипации — это трансформация в БМЗ-моду. Предположим, что конденсация началась, так что плотность плазмы в некоторой области возросла, а температура упала. При этом из (11), (12) следует, что порог неустойчивости уменьшается. Это приводит к усилению трансформации и ослаблению потока А-волн на границе протуберанца, что, в свою очередь, вызывает дальнейшее уменьшение  $T$  и рост  $N$ .

При  $\omega_m > 10 \text{ с}^{-1}$  и  $\theta_m$ , близких к  $\pi/2$ , инкремент затухания БМЗ-волны  $\gamma_{\text{МЗ}} > 2 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ , что ведет к диссипации энергии на длине  $l \approx u_a/\gamma_{\text{МЗ}} < 10^8 \text{ см}$ . При этом протуберанец будет иметь высокотемпературную оболочку, что соответствует экспериментальным данным [11]. Поглощаемая энергия переносится затем в корону вдоль силовых линий магнитного поля, так как коэффициенты переноса в ней на семь порядков больше, чем в протуберанце. Волны более низкой частоты могут затухать столкновительным образом (при  $\omega_a \ll \nu_{ei}$ ) или отражаться от регулярного градиента концентрации на границе короны — протуберанец (при  $\lambda_a = 2\pi/k_a \geq \Delta l$ , где  $\Delta l$  — ширина граничной области) (см. [12]).

Во внутренних областях протуберанца (с  $N \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e^0 \approx 10^4 \text{ К}$  и  $\nu_{ei} \approx 5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ ) бесстолкновительное затухание недостаточно для преодоления порога (11), однако здесь может оказаться существенным столкновительное затухание как БМЗ-, так и А-волны, равное [7]

$$\text{Im } \epsilon_{\perp \text{ст}} = 2 \frac{\nu_e}{\omega_a} \frac{m_e}{m_i} \frac{c^2}{u_a^2}, \quad (17)$$

при этом порог неустойчивости

$$\frac{c^2}{u_a^2} \frac{\langle E_a^2 \rangle}{4\pi N_0 T_e} \frac{2m_e}{m_i} \nu_e > \frac{2}{3} \chi^2 \frac{\chi_e}{N_0} + 2\nu_e \frac{m_e}{m_i}. \quad (18)$$

Отсюда следует, что при прохождении более 1% корональной энергии А-волн во внутреннюю область протуберанца тепловая неустойчивость имеет место и может определять тонкую структуру солнечных протуберанцев. Отметим также, что рассматриваемая неустойчивость может, по-видимому, играть роль и в образовании крупномасштабной неоднородной структуры солнечного ветра.

\* Однако для данной модели требуется существование прогиба вершины арки магнитного поля, на которой образуется протуберанец.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Власов В. И., Чашей И. В., Шишов В. И., Шишова Т. Д. — Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, с. 401.
2. Valley G. C. — *Astrophys. J.*, 1974, 188, p. 181.
3. Бархатов Н. А., Беллюстин Н. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 5, с. 519.
4. Zweibel E. — *Solar Phys.*, 1980, 66, p. 305.
5. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. — М.: Атомиздат, 1979.
6. Гинзбург В. Л., Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М.: Наука, 1970.
7. Грач С. М., Трахтенгерц В. Ю. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, с. 1288.
8. Электродинамика плазмы / Под ред. А. И. Ахиезера. — М.: Наука, 1974.
9. Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н. Физика плазмы солнечной атмосферы. — М.: Наука, 1977.
10. Пикельнер С. Б. — *Астрон. журн.*, 1971, 48, с. 357.
11. Kirshner R. P., Noyes R. W. — *Solar Phys.*, 1971, 20, p. 428.
12. Ferraro V. C. — *Astrophys. J.*, 1954, 119, p. 393.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт

Поступила в редакцию  
18 мая 1984 г.

### ON TRANSFORMATION-THERMAL INSTABILITY OF ALFVEN WAVES IN THE SOLAR CORONA AND PROMINENCE FORMATION

*L. G. Genkin, L. M. Erukhimov, D. L. Smirnov*

Thermal instability connected with transformation of Alfvén waves into fast magnetosonic waves on the fluctuations of the density is considered. The results are used for the explanation of the inhomogeneous structure of solar corona and solar prominence formation.

---

### Аннотации депонированных статей

УДК 535.854.01:681.787.6

### УГЛОВАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ИМПЕДАНСА МНОГОСЛОЙНОГО ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОГО ОТРАЖАТЕЛЯ

*И. В. Богатырева, Ю. П. Мачехин*

Теоретически рассмотрена угловая дисперсия отражательных свойств многослойного интерференционного четвертьволнового фильтра. Для малых значений угла падения волны получены явные аналитические зависимости импеданса зеркала от этого угла в двух предельных случаях: малых и конечных значений относительной разности показателей преломления диэлектрических слоев фильтра. Установлены пределы применимости известных результатов для случая нормального падения волн.

Статья депонирована в ВИНТИ,  
рег. № 4220-85. Деп. от 14 июня 1985 г.

---