ISSN 0233-7665. Кинематика и физика небес. тел. 1992. Т. 8. № 5

УДК 523.98

В. П. Кучеренко, А. К. Юхимук

Возбуждение кинетических альвеновских волн во время солнечных радиовсплесков

На основе кинетической теории проводится исследование возбуждения кинетических альвеновских волн под воздействием радиоизлучения, возникающего во время солнечных вспышек. Получено дисперсионное уравнение. Найдены выражения для инкремента развития неустойчивости и критического значения поля волны $E_{кр}$, при превышении которого возбуждаются кинетические альвеновские волны. Приведены значения $E_{кр}$ для радиовсплесков II и III типов. Показано, что мощность радиоизлучения во время всплесков II и III типов достаточна для возбуждения кинетических альвеновских волн.

ЗБУДЖЕННЯ КІНЕТИЧНИХ АЛЬВЕНІВСЬКИХ ХВИЛЬ ПІД ЧАС СОНЯЧНИХ РАДІОСПЛЕСКІВ, Кучеренко В. П., Юхимук А. К. — На основі кінетичної теорії провадиться дослідження збудження кінетичних альвенівських хвиль під дією радіовипромінювання, що виникає під час сонячних спалахів. Одержано дисперсійне рівняння. Знайдено вирази для інкремента розвитку нестійкості і критичного значення поля хвилі $E_{кр}$, при перевищенні якого збуджуються кінетичні альвенівські хвилі. Приведено значення $E_{кр}$ для радіоспалахів II і III типів. Показано, що потужність радіовипромінювання під час спалахів II і III типів достатня для збудження кінетичних альвенівських хвиль.

GENERATION OF KINETIC ALFVÉN WAVES DURING SOLAR RADIO BURSTS, by Kucherenko V. P., Yukhimuk A. K. — Generation of kinetic Alfvén waves as an effect of radiation which arises during solar flares is studied on the basis of kinetic theory. The dispersion equation is obtained. The growth rate and threshold value E_{thr} are found. The values of E_{thr} for the radio bursts of types II and III are given. The radio emission power during the bursts of types II and III is large enough for generation of kinetic Alfvén waves.

Введение. Хромосферные вспышки являются мощным источником генерации радиоизлучения в широком диапазоне длин волн. Во время солнечной вспышки интенсивность радиоизлучения превышает нормальный фон в 100—1000 раз [6]. Так, мощность спорадического радиоизлучения Солнца во время всплесков III типа порядка 10^{11} Дж/с, а максимальная мощность всплесков II типа достигает 10^{16} Дж/с.

Интерес к этому вопросу связан с проблемой нагрева плазмы, в частности ее ионной компоненты.

Под воздействием поля электромагнитной волны изменяются как макроскопические параметры плазмы (плотность, температура, скорость частиц), так и микроскопические (например, функция распределения частиц).

Изменение во времени параметров плазмы приводит, как и в хорошо изученном случае механических систем, к возможности параметрического резонанса. В работах [1, 3] экспериментально и теоретически показано, что под действием сильной электромагнитной волны в плазме возникает дрейф электронов относительно ионов. В работах [4, 5, 8] установлено, что наличие в плазме мощного электромагнитного излучения приводит к изменению максвелловской функции распределения электронов. При этом полная функция распределения электронов определяется формулой:

$$\tilde{f}_{0e} = f_{0e} + \delta f_{0e}\,,$$

где f_{0e} — максвелловская функция распределения, δf_{0e} — добавка, обусловленная наличием внешней электромагнитной волны:

$$\delta f_{0e} = \frac{\mathrm{v}_0}{S_e^2}\left[\frac{\omega_0}{k_0}\left(\frac{\mathrm{v}_\perp^2}{2S_e^2} - 1\right) + \mathrm{v}_{\shortparallel}\right] f_{0e}\,. \tag{1}$$

Здесь $\mathrm{v}_0 = k_0 e^2 E_0^2/[m_e^2(\omega_0 \pm \omega_{Be})^2\omega_0]$, ω_0 и k_0 — частота и волновой вектор электромагнитной волны, $S_e = (T_e/m_e)^{1/2}$ — тепловая скорость электронов. Знак плюс в выражении для v_0 соответствует обыкновенной волне, минус— необыкновенной.

В работах [4, 5, 8] изучено возбуждение потенциальных колебаний замагниченной плазмы в поле электромагнитной волны. В настоящей работе проведено исследование возбуждения кинетических альвеновских волн под воздействием электромагнитного излучения.

Дисперсионное уравнение. Если возмущение можно представить в виде монохроматической волны ~ $\exp[i(-\omega t + \mathbf{kr})]$, то, применив преобразование Фурье по координатам и времени, из уравнений Максвелла получим [7]:

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\varepsilon}\mathbf{E} = 0, \tag{2}$$

где $\hat{\varepsilon}\mathbf{E} = \mathbf{E} + \frac{4\pi i}{\omega}\mathbf{j}$, $\mathbf{j} = e\int d^3\mathrm{v}\,\mathbf{v}\,(f_i' - f_e')$.

Возмущенные функции распределения ионов и электронов определяются кинетическим уравнением

$$\frac{\partial f'_\alpha}{\partial t} + (\mathbf{v}\nabla)f'_\alpha + (\mathbf{v} \times \vec{\omega}_{B\alpha})\frac{\partial f'_\alpha}{\partial \mathbf{v}} = -\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c}\right)\frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{v}}\,. \tag{3}$$

Выберем систему координат таким образом, чтобы волновой вектор был расположен в yz-плоскости. Тогда решение уравнения (3) можно записать:

$$f_\alpha' = \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\int\limits_{-\infty}^{0} dt'\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}(t') \times \mathbf{B}}{c}\right)\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \mathbf{v}} \exp i\,[k_\perp y(t') + k_{\shortparallel} z(t') - \omega t'\,]. \tag{4}$$

Здесь невозмущенные траектории частиц определяются выражениями

$$y(t) = y_0 + \frac{\mathrm{v}_\perp}{\omega_{B\alpha}}[\cos(\psi - \omega_{B\alpha}t) - \cos\psi\,], \qquad z(t) = z_0 + \mathrm{v}_{\shortparallel}t,$$

$$\mathrm{v}_x(t) = \mathrm{v}_\perp\cos(\psi - \omega_{B\alpha}t), \qquad \mathrm{v}_y(t) = \mathrm{v}_\perp\sin(\psi - \omega_{B\alpha}t), \qquad \mathrm{v}_z(t) = \mathrm{v}_{\shortparallel},$$

$\omega_{B\alpha} = e_\alpha B/(m_\alpha c)$ — циклотронная частота, ψ — фаза при $t = 0$; f_{0i} полагается максвелловской, а $f_{0e} = \tilde{f}_{0e}$.

Поскольку для альвеновских волн смещения плазмы вдоль внешнего магнитного поля не происходит, то и параллельная составляющая магнитного поля $B_z = 0$. Тогда, учитывая, что волновой вектор расположен в yz-плоскости, из уравнения Фарадея можно получить $E_x = 0$ и $B_y = 0$. Теперь подынтегральное выражение можно записать в виде:

$$\frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}\times\mathbf{B}}{c}\right)\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \mathbf{v}} = A_\alpha \sin(\psi - \omega_{B\alpha}t) + C_\alpha . \tag{5}$$

Здесь

$$A_\alpha = \frac{e_\alpha}{m_\alpha}\left[E_y\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \mathrm{v}_\perp} + \frac{k_\perp E_z - k_{||}E_y}{\omega}\left(\mathrm{v}_{||}\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \mathrm{v}_\perp} - \mathrm{v}_\perp\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \mathrm{v}_{||}}\right)\right], \qquad C_\alpha = \frac{e_\alpha}{m_\alpha}E_z\frac{\partial f_{0\alpha}}{\partial \mathrm{v}_{||}} .$$

Используя известное тождество

$$\exp(ia\sin\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(a)\exp(in\varphi),$$

можно получить

$$\exp[i(\mathbf{kr}(t') - \omega t')] = \exp(i\,\mathbf{kr}_0)\sum_{n,\ m=-\infty}^{\infty} J_n(\beta_\alpha)J_m(\beta_\alpha)\ \times$$

$$\times\ \exp\left[i(n-m)\left(\psi + \frac{\pi}{2}\right)\right]\exp[-i(\omega - k_{||}\mathrm{v}_{||} + n\,\omega_{B\alpha})t'], \tag{6}$$

где $\beta_\alpha = k_\perp \mathrm{v}_\perp/\omega_{B\alpha}$. Подставив (5) и (6) в (4), после интегрирования получим выражение для f_α':

$$f_\alpha' = i\exp(i\,\mathbf{kr}_0)\sum_{n,\ m=-\infty}^{\infty}\frac{J_m(\beta_\alpha)J_n(\beta_\alpha)}{\omega - k_{||}\mathrm{v}_{||} + n\omega_{B\alpha}}\exp\left[i(n-m)\left(\psi + \frac{\pi}{2}\right)\right]\left[\frac{n\omega_{B\alpha}}{k_\perp \mathrm{v}_\perp}A_\alpha + C_\alpha\right].$$

Соответственно компоненты возмущения плотности тока равны

$$J_y = \sum_\alpha e_\alpha\int d^3\mathrm{v}\mathrm{v}_\perp \sin\psi\, f_\alpha' =$$

$$= i\sum_\alpha e_\alpha\sum_n\int\frac{d^3\mathrm{v}\mathrm{v}_\perp J_n^2(\beta_\alpha)}{\omega + n\omega_{B\alpha} - k_{||}\mathrm{v}_{||}}\left[\frac{n^2\,\omega_{B\alpha}^2}{k_\perp^2\mathrm{v}_\perp^2}A_\alpha - \frac{n\,\omega_{B\alpha}}{k_\perp\mathrm{v}_\perp}C_\alpha\right], \tag{7}$$

$$J_z = \sum_\alpha e_\alpha\int d^3\mathrm{v}\mathrm{v}_{||}f_\alpha' =$$

$$= i\sum_\alpha e_\alpha\sum_n\int\frac{d^3\mathrm{v}\mathrm{v}_{||}J_n^2(\beta_\alpha)}{\omega + n\omega_{B\alpha} - k_{||}\mathrm{v}_{||}}\left[-\frac{n\,\omega_{B\alpha}}{k_\perp\mathrm{v}_\perp}A_\alpha + C_\alpha\right]. \tag{8}$$

Так как альвеновские волны существуют в области частот, удовлетворяющих условию $(\omega - k_{||}v_{||})/(n\,\omega_{B\alpha}) << 1$, знаменатель в подынтегральных выражениях можно разложить в ряд:

$$\sum_n\frac{1}{\omega + n\,\omega_{B\alpha} - k_{||}\mathrm{v}_{||}} \approx \frac{\delta_{n0}}{\omega - k_{||}\mathrm{v}_{||}} + \sum_n\frac{1 - \delta_{n0}}{n\omega_{B\alpha}}\left[1 - \frac{\omega - k_{||}\mathrm{v}_{||}}{n\omega_{B\alpha}}\right]. \tag{9}$$

Разложение (9) равносильно пренебрежению циклотронными резонансами. Используя тождества

$$\sum_n n\,J_n^2 = 0, \qquad \sum_n J_n^2 = 1, \qquad \sum_n (1 - \delta_{n0})J_n^2 = 1 - J_0^2,$$

преобразуем выражения (7) и (8) для токов к виду:

$$J_y = i\sum_\alpha e_\alpha\int d^3\mathrm{v}\mathrm{v}_\perp\frac{1 - J_0^2(\beta_\alpha)}{k_\perp^2\,\mathrm{v}_\perp^2}\,t\,[-(\omega - k_{||}\mathrm{v}_{||})A_\alpha + k_\perp\mathrm{v}_\perp C_\alpha],$$

$$J_z = i\sum_\alpha e_\alpha\int\frac{d^3\mathrm{v}\mathrm{v}_{||}}{k_\perp\mathrm{v}_\perp}\left[(J_0^2(\beta_\alpha) - 1)A_\alpha + \frac{k_\perp\mathrm{v}_\perp J_0^2(\beta_\alpha)}{\omega - k_{||}\mathrm{v}_{||}}C_\alpha\right]. \tag{10}$$

Поскольку частота волны удовлетворяет неравенству

$$k_{||}S_i << \omega << k_{||}S_e ,$$

то при интегрировании в (10) знаменатель можно разложить в ряд

$$\frac{1}{\dfrac{\omega}{k_{||}S_i}-\dfrac{v_{||}}{S_i}}\approx\frac{k_{||}S_i}{\omega}\left(1+\frac{k_{||}v_{||}}{\omega}\right)-i\pi\delta\left(\frac{\omega}{k_{||}S_i}-\frac{v_{||}}{S_i}\right),$$

$$\frac{1}{\dfrac{\omega}{k_{||}S_e}-\dfrac{v_{||}}{S_e}}\approx-\frac{S_e}{v_{||}}\left(1+\frac{\omega}{k_{||}v_{||}}\right)-i\pi\delta\left(\frac{\omega}{k_{||}S_e}-\frac{v_{||}}{S_e}\right),\qquad(11)$$

где член с δ-функцией Дирака учитывает затухание Ландау. Подставляя (11) в (10), после интегрирования получим выражение для компонент тензора проводимости σ_{ij} ($J_i=\sigma_{ij}E_j$), а затем, используя формулу

$$\varepsilon_{ij}=\delta_{ij}+\frac{4\pi i}{\omega}\sigma_{ij},$$

получим компоненты тензора диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_{yy}=1+\sum_\alpha\frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega_{B\alpha}^2}G_{0\alpha}+\varepsilon'_{yy}\approx1+\frac{c^2}{V_A^2}\left(G_{0i}+\frac{m_e}{m_i}\right)G_{0e}+\varepsilon'_{yy}\approx\frac{c^2}{V_A^2}G_{0i}+\varepsilon'_{yy},$$

$$\varepsilon'_{yy}=-\frac{v_0}{S_e}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2}\frac{v_\Phi}{S_e}\left[G_{0e}-(A_{0e}-A_{1e})+\frac{k_{||}S_e}{\omega}\frac{S_e}{v_\Phi}\left(2+\frac{k_{||}v_\Phi}{\omega}\right)G_{0e}\right]\approx$$

$$\approx-\frac{v_0}{S_e}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2}\frac{v_\Phi}{S_e}\left[G_{0e}\frac{k_{||}^2S_e^2}{\omega^2}-(A_{0e}-A_{1e})\right],$$

$$\varepsilon_{zz}=1+\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2k_{||}^2V_S^2}(A_{0e}\omega^2-A_{0i}k_{||}^2V_S^2)+$$

$$+i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\sum_\alpha\frac{\omega_{p\alpha}^2\omega}{k_{||}^3S_\alpha^3}\exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_{||}^2S_\alpha^2}\right)+\varepsilon'_{zz}\approx$$

$$\approx\frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2k_{||}^2V_S^2}(A_{0e}\omega^2-A_{0i}k_{||}^2V_S^2)+i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega_{pe}^2\omega}{k_{||}^3S_e^3}\exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_{||}^2S_e^2}\right)+\varepsilon'_{zz},$$

$$\varepsilon'_{zz}=-\frac{v_0}{S_e}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2k_{||}^2S_e^2}\left[k_{||}^2S_e^2(1-A_{0e})+\omega^2\mu_e(A_{0e}-A_{1e})\right]-$$

$$-i\frac{v_0}{S_e}\frac{\omega_{pe}^2}{k_{||}^2S_e^2}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left[\left(1+\mu_e\frac{v_\Phi}{S_e}\frac{\omega}{k_{||}S_e}\right)A_{0e}-\mu_e\frac{v_\Phi}{S_e}\frac{\omega}{k_{||}S_e}A_{1e}\right]\exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_{||}^2S_e^2}\right),$$

$$\varepsilon_{zy}=\varepsilon_{yz}=\varepsilon'_{yz}=\frac{v_0}{S_e}\frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{Be}^2}\frac{k_\perp S_e}{\omega}\left(1+\frac{k_{||}v_\Phi}{\omega}\right)G_{0e}.\qquad(12)$$

Здесь

$$G_{0\alpha}\equiv G_0(\mu_\alpha)=\frac{1-A_{0\alpha}}{\mu_\alpha},\qquad A_{n\alpha}\equiv A_n(\mu_\alpha)=I_n(\mu_\alpha)\exp(-\mu_\alpha),$$

$I_n(z)$ — модифицированная функция Бесселя,

$$\mu_\alpha=k_\perp^2\rho_\alpha^2,\qquad\rho_\alpha=\frac{S_\alpha}{\omega_{B\alpha}},\qquad S_\alpha=\sqrt{\frac{T_\alpha}{m_\alpha}},$$

$$V_S=\sqrt{\frac{T_e}{m_i}},\qquad v_\Phi=\frac{\omega_0}{k_0},\qquad V_A=\frac{B_0}{\sqrt{4\pi n_0m_i}}.$$

Приравнивая детерминант системы (2) нулю:

$$\det\left|k_ik_j-k^2\delta_{ij}+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{ij}\right|=0$$

и подставляя компоненты тензора (12), получим дисперсионное уравнение

$$\left(\omega^2 - \frac{k_{\shortparallel}^2 V_A^2}{G_{0i}} + \frac{\omega^2}{G_{0i}}\frac{V_A^2}{c^2}\varepsilon'_{yy}\right) \times$$

$$\times \left[A_{0e}\omega^2 - A_{0i}k_{\shortparallel}^2 V_S^2 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega^3}{k_{\shortparallel}S_e}\exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_{\shortparallel}^2 S_e^2}\right) + \frac{\omega^2 k_{\shortparallel}^2 V_S^2}{\omega_{pi}^2}\varepsilon'_{zz}\right] =$$

$$= \frac{k_\perp^2 k_{\shortparallel}^2 V_A^2 V_S^2 \omega^2}{\omega_{Bi}^2}\left(1 + \frac{V_A^2}{c^2}\frac{\varepsilon_{yy}'}{G_{0i}} + 2\frac{k_{\shortparallel}}{k_\perp}\frac{V_A^2}{c^2}\frac{\varepsilon_{yz}'}{G_{0i}}\right), \qquad (13)$$

где ε'_{ij} — добавки к ε_{ij}, возникающие за счет электромагнитной волны.

Подставляя значения ε'_{ij} в (13) и пренебрегая членами, пропорциональными $(V_A/c)^2$, получим

$$\left(\omega^2 - \frac{k_{\shortparallel}^2 V_A^2}{G_{0i}}\right)\left\{A_{0e}\omega^2 - A_{0i}k_{\shortparallel}^2 V_S^2 + i\sqrt{\frac{\pi}{2}}\frac{\omega^3}{k_{\shortparallel}S_e}\exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_{\shortparallel}^2 S_e^2}\right) -\right.$$

$$- \frac{\mathrm{v}_0}{S_e}[k_{\shortparallel}^2 S_e^2(1 - A_{0e}) + \omega^2\mu_e(A_{0e} - A_{1e})] -$$

$$\left. - i\frac{\mathrm{v}_0}{S_e}\omega^2\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left[A_{0e} + \mu_e\frac{\mathrm{v}_\Phi}{S_e}\frac{\omega}{k_{\shortparallel}S_e}(A_{0e} - A_{1e})\right]\exp\left(-\frac{\omega^2}{2k_{\shortparallel}^2 S_e^2}\right)\right\} =$$

$$= \left(\frac{k_{\shortparallel}k_\perp V_A V_S \omega}{\omega_{Bi}}\right)^2. \qquad (14)$$

Решая уравнение (14), находим действительную (15) и мнимую части частоты:

$$\omega_r^2 = k_{\shortparallel}^2 V_A^2\left(\frac{1}{G_{0i}} + \mu_i\frac{T_e}{T_i}\right), \qquad (15)$$

$$\frac{\gamma}{\omega} = -\sqrt{\frac{\pi}{8}}\frac{V_A}{S_e}\left(\frac{1}{G_{0i}} + \mu_i\frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2}\frac{\mu_i G_{0i}\frac{T_e}{T_i}}{1 + \mu_i G_{0i}\frac{T_e}{T_i} - \frac{V_S^2}{V_A^2}\frac{A_{0i}G_{0i}}{1 + \mu_i G_{0i}\frac{T_e}{T_i}}} \times$$

$$\times\left\{1 - \frac{\mathrm{v}_0}{S_e}\left[\frac{S_e}{V_A}\left(\frac{1}{G_{0i}} + \mu_i\frac{T_e}{T_i}\right)^{\frac{1}{2}} + \mu_i\frac{\mathrm{v}_\Phi}{S_e}(A_{0e} - A_{0i})\right]\right\}\exp\left[-\frac{V_A^2}{2S_e^2}\left(\frac{1}{G_{0i}} + \mu_i\frac{T_e}{T_i}\right)\right].$$

Выражение (15) впервые было получено в работе [9], где рассмотрена неустойчивость альвеновских волн за счет градиента температуры электронов.

Анализ и обсуждение результатов. Полагая $T_e \approx T_i$ и учитывая неравенства $S_i << \omega/k_{\shortparallel} << S_e$ и $V_A >> V_S$ видим, что

$$1 + \mu_i G_{0i}\frac{T_e}{T_i} - \frac{V_S^2}{V_A^2}\frac{A_{0i}G_{0i}}{1 + \mu_i G_{0i}\frac{T_e}{T_i}} > 0.$$

Следовательно, неустойчивость возникает, если

$$\frac{\mathrm{v}_0}{S_e}\left[\frac{S_e}{V_A}\left(\frac{1}{G_{0i}} + \mu_i\frac{T_e}{T_i}\right)^{\frac{1}{2}} + \mu_e\frac{\omega_0}{k_0 S_e}(A_{0e} - A_{1e})\right] > 1. \qquad (16)$$

Так как $\rho_e << \rho_i$, то ларморовским радиусом электронов можно пренебречь, и тогда из (16) получаем

$$\frac{v_0}{V_A}\left(\frac{1}{G_{0i}}+\mu_i\frac{T_e}{T_i}\right)^{1/2}>1.$$

Для малых $\mu_i=k_\perp^2\rho_i^2<<1$ величина $G_{0i}\approx 1$, и условие неустойчивости будет иметь вид:

$$v_0>V_A\left(1-\mu_i\frac{T_e}{2T_i}\right). \tag{17}$$

Отсюда следует, что учет конечности ларморовского радиуса приводит к ослаблению критерия развития неустойчивости для альвеновских волн.

Из (17) находим критическое значение амплитуды внешней электромагнитной волны, при превышении которого будет возникать неустойчивость:

$$E_{0\text{кр}}=\frac{m_e}{e}(V_Ac)^{1/2}(\omega_0\pm\omega_{Be})\left(1-\mu_i\frac{T_e}{2T_i}\right)^{1/2}. \tag{18}$$

Здесь знак плюс — для обыкновенной волны, минус — для необыкновенной. Из выражения (18) следует, что если частота необыкновенной волны $\omega_0\to\omega_{Be}$, то $E_{0\text{кр}}\to 0$. При $\omega_0>>\omega_{Be}$, пренебрегая членом, пропорциональным μ_i, выражение (18) можно упростить:

$$\frac{E_{0\text{кр}}}{\omega_0}=\frac{m_e}{e}(V_Ac)^{1/2}. \tag{19}$$

Сравнивая (19) с выражением для $E_{0\text{кр}}$, полученным в работе [4] для ионно-звуковой неустойчивости,

$$\frac{E_{0\text{кр}}}{\omega_0}=\frac{m_e}{e}(V_{Te}\,c)^{1/2},$$

видим, что условие развития для ионно-звуковых возмущений является более жестким, чем для альвеновских.

Для больших значений μ_i

$$A_{0i}=I_0(\mu_i)\exp(-\mu_i)\approx(2\pi\mu_i)^{-1/2},\qquad \frac{1}{G_{0i}}+\mu_i t\approx k_\perp\rho_i(1+t)^{1/2},$$

где $t=T_e/T_i$. Соответственно условие неустойчивости определяется неравенством

$$v_0>V_A/k_\perp\rho_i(1+t). \tag{20}$$

Отсюда следует, что для больших μ_i (коротковолновая область кинетических альвеновских волн $\lambda_\perp<<\rho_i$) условие неустойчивости значительно «мягче», чем для $\mu_i<<1$ $(\lambda_\perp>>\rho_i)$. Из (20) находим критическое значение амплитуды внешней волны

$$E_{0\text{кр}}=\frac{m_e}{e}(V_A\,c)^{1/2}[\mu_i(1+t)]^{-1/4}(\omega_0\pm\omega_{Be}). \tag{21}$$

При $\omega_0>>\omega_{Be}$ выражение (21) имеет вид

$$\frac{E_{0\text{кр}}}{\omega_0}=\frac{m_e}{e}(V_A\,c)^{1/2}[\mu_i(1+t)]^{-1/4}.$$

В отсутствие шумовых бурь I типа большинство достаточно интенсивных всплесков солнечного радиоизлучения в метровом диапазоне относится к III типу. Величина потока радиовсплеска III типа на частоте 10 МГц составляет $(5\div200)\cdot10^{-22}$ Вт$\cdot$ м$^{-2}$Гц$^{-1}$ (см., например, [2] и ссылки к ней), а максимальное значение иногда может достигать 10^{-18} Вт·м$^{-2}$Гц$^{-1}$. Интерферометрические наблюдения показывают, что размеры области радиоизлучения всплесков III типа составляют 0.3 $R_{\odot}$. Время жизни всплесков III типа на фиксированной частоте составляет 3—15 с, а дрейф — около 10—30 МГц/с. Причем низкочастотная часть всплесков имеет бóльшую продолжительность жизни, чем высокочастотная. Так, если на метровых волнах время жизни порядка десяти секунд, то в декаметровом диапазоне — около полминуты. Фактически всплески III типа охватывают большинство случаев излучения, наблюдаемых в диапазоне 15—38 МГц. Однако диапазон радиоизлучения значительно шире и охватывает область от 10 до 500 МГц и выше.

Интенсивность радиоизлучения во время всплесков II типа значительно выше, чем во время всплесков III типа. Так, поток радиоизлучения во время этих всплесков на метровых волнах порядка 10^{-19} Вт·м$^{-2}$Гц$^{-1}$, а в некоторых случаях достигает $5\cdot10^{-17}$ Вт·м$^{-2}$Гц$^{-1}$. Однако, хотя мощность всплесков II типа и больше, их роль в процессе возбуждения низкочастотной турбулентности намного меньше, чем всплесков III типа, поскольку они происходят значительно реже. Так, даже в период максимума солнечной активности на каждые 50—100 часов наблюдений приходился в среднем лишь один всплеск II типа, в то время как средняя частота появления всплесков III типа составляет один и больше в минуту.

Таким образом, часть энергии спорадического радиоизлучения Солнца расходуется на возбуждение кинетических альвеновских волн. Благодаря наличию продольной составляющей электрического поля, кинетические альвеновские волны будут диссипировать и нагревать корональную плазму. Как известно, обычные альвеновские волны с линейным законом дисперсии ($\omega = k_z V_A$) являются слабодиссипируемыми, в результате чего возникает проблема с передачей волновой энергии частицам плазмы. Для их диссипации необходимо, чтобы в процессе нелинейного взаимодействия образовались другие волны (например, магнитозвуковые), которые хорошо диссипируют. Учет кинетических эффектов, связанных с конечностью ларморовского радиуса ионов и давления электронов, дает возможность избежать этой трудности.

1. *Демирханов Р. А., Кадыш И. Я., Фурса Н. С. и др.* Исследование увлечения электронов плазмы бегущей волной // Журн. техн. физики.—1965.—35, вып. 2.—С. 212—221.
2. *Железняков В. В.* Радиоизлучение Солнца и планет. — М.: Наука, 1964.—560 с.
3. *Коцаренко Н. Я., Федорченко А. М.* Стационарные поля и токи в плазме, вызванные сильным полем // Журн. техн. физики.—1966.—36, № 4.—С. 460—467.
4. *Коцаренко Н. Я., Юхимук А. К.* Возбуждение продольных колебаний замагниченной плазмы электромагнитной волной // Укр. физ. журн.—1970.—15, № 8.—С. 1349—1352.
5. *Коцаренко Н. Я., Юхимук А. К.* О генерации ионно-звуковых волн в космических условиях // Геомагнетизм и аэрономия.—1970.—10, № 5.—С. 893—895.
6. *Смит Т., Смит А.* Солнечные вспышки. — М.: Мир, 1966.—426 с.
7. *Стикс Т.* Теория плазменных волн. — М.: Атомиздат, 1965.—342 с.
8. *Юхимук А. К.* Плазменные явления в геофизике. — Киев: Наук. думка, 1982.—165 с.
9. *Coroniti F. V., Kennel C. F.* Auroral micropulsation instability // J. Geophys. Res.—1970.—75, N 10.—P. 1863—1878.

Главная астрономическая обсерватория
Академии наук Украины, Киев

Поступила в редакцию
10.02.92