УДК 533.951 523.7

ЭВОЛЮЦИЯ СПЕКТРОВ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Н. А. Бархатов, П. А. Беспалов

Для локального источника в короне в рамках геометрической оптики исследовано пространственное и угловое распределение плотности энергии альфвеновских волн в солнечном ветре. В расчетах учитывается сферичность солнечного ветра и спиральность ММП. Оценена величина экстинкции, обусловленной нелинейным взаимодействием с фоновой турбулентностью среды Отмечено сильное ослабление интенсивности альфвеновских волн из-за взаимодействия с крупномасштабной турбулентностью.

Многочисленные измерения МГД возмущений в межпланетной среде показали наличие анизотропии углового спектра мелкомасштабных ($10^7 \div 10^{10}$ см) магнитных флуктуаций Δb [1]. Рассмотрение теоретических вопросов формирования анизотропии магнитных флуктуаций для альфвеновских волн в солнечном ветре было начато в [2, 3], где анизотропия связывалась со сферической симметричностью солнечного ветра и спиральностью межпланетного магнитного поля (ММП). В работе [4] обращено внимание на возможность нелинейного затухания Ландау альфвеновских волн. Наблюдаемая анизотропия (наличие продольных компонент магнитных возмущений) свидетельствует также и о существовании магнитозвуковых волн, спектральная плотность энергии которых по данным [5] может составлять не менее четверти от плотности энергии альфвеновских возмущений. Вместе с тем известно [6], что в солнечном ветре магнитозвуковые волны сравнительно быстро затухают и часто не связаны с локальной неустойчивостью. Отмеченное противоречие можно объяснить, если учесть возможность постоянной перекачки энергии альфвеновских волн в магнитозвуковые. В работе [7] в качестве такого механизма обсуждалось рассеяние альфвеновских волн на стационарных неоднородностях магнитного поля и концентрации. Однако флуктуации параметров межпланетной среды, как показывают наблюдения на космических аппаратах, правильнее описывать в терминах волновой турбулентности. Поэтому представляют интерес результаты работы [8], в которой рассматривалась перекачка энергии альфвеновских волн в магнитозвуковые вследствие нелинейного взаимодействия с фоновой турбулентностью. Средние характеристики турбулентности считаются известными и определяются из наблюдений. При этом, однако, следует учитывать специфику рассматриваемой среды, а именно сферичность потока солнечного ветра и спиральность ММП. Как показано ниже, на значительных трассах эти особенности начинают оказывать решающее влияние.

В данной работе изучена эволюция, с изменением расстояния от Солнца, заданного на сферической поверхности $r=r_0$ спектра альфвеновских волн. В расчетах учитывается неоднородность среды и нелинейное взаимодействие альфвеновских волн с фоновой турбулентностью. Для определенности зададимся спектром, изотропным по волновым векторам $\boldsymbol{k}$ в локальной точке на сфере $r=r_0$:

$$W_{\boldsymbol{k}} = \frac{P}{4\pi k_0^2 r_0 \sin\vartheta_0}\,\delta(k-k_0)\,\delta(\varphi-\varphi_0)\,\delta(\vartheta-\vartheta_0), \qquad (1)$$

где φ и ϑ — азимутальный и полярный углы в сферической системе координат, P — радиальная плотность энергии при $r=r_0$, $\varphi=\varphi_0$, $\vartheta=\vartheta_0$. Рассмотрим прежде всего некоторые особенности распространения альфвеновских волн в солнечном ветре.

Изменение спектра альфвеновских волн в геометрооптическом приближении. Необходимые для дальнейших вычислений значения составляющих альфвеновской скорости в сферической системе координат можно записать в виде

$$A_r = A_{r_*} \frac{r_*}{r} \sqrt{\frac{v_r}{v_{r_*}}}, \quad A_\vartheta = 0, \quad A_\varphi = A_{r_*} \frac{r_*}{r} \frac{r - r_\odot}{\sqrt{v_r v_{r_*}}} \Omega \sin\vartheta. \qquad (2)$$

Здесь A_{r_*} — радиальная составляющая альфвеновской скорости, $v_{r*} = \sqrt{2\varkappa T_*/m_p}$ — значение тепловой скорости протона на критической поверхности $r=r_* = 4\cdot 10^{11}$ см, располагающейся в области короны Солнца ($T_* = 10^6$ K, $n_* = 2{,}4\cdot 10^4$ см$^{-3}$, m_p — масса протона). С удалением от критической поверхности величина радиальной составляющей скорости солнечного ветра v_r монотонно возрастает до сверхзвуковых значений и на расстояниях $r \gg r_*$ определяется выражением [10] $v_r = 2v_{r*} \ln\sqrt{r/r_\odot}$. В соотношениях (2) $\Omega = 2{,}7\cdot 10^{-6}$ с$^{-1}$ — угловая скорость солнечного вращения, $r=r_\odot = 7\cdot 10^{10}$ см — известная поверхность, отвечающая нулевому корональному уровню, с которой происходит истечение газа и где радиальная составляющая магнитного поля считается известной: $B_{r_\odot} = 2$ Гс. Отметим, что при получении (2) принималось в расчет условие непрерывности $\nabla(\rho \boldsymbol{v}) = 0$, где $\rho = m_p n$.

Для решения задачи об изменении заданного спектра (1) альфвеновских волн будем исходить из кинетического уравнения для функции распределения плазмонов $I(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{r}, t) = I_{\boldsymbol{k}}$ в неоднородной среде [11]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{d\boldsymbol{r}}{dt}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{r}} + \frac{d\boldsymbol{k}}{dt}\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{k}}\right) I_{\boldsymbol{k}} = \left(\frac{dI_{\boldsymbol{k}}}{dt}\right)_{\text{ст}}, \qquad (3)$$

правая часть которого описывает взаимодействие рассматриваемой волны с фоновой МГД-турбулентностью.

Рассмотрим сначала случай, когда правая часть уравнения (3) равна нулю. Тогда, в приближении геометрической оптики, основой расчета являются уравнения лучевых траекторий [12]

$$d\boldsymbol{r}/dt = \partial\omega/\partial\boldsymbol{k}, \qquad d\boldsymbol{k}/dt = -\partial\omega/\partial\boldsymbol{r}, \qquad (4)$$

определяющие распространение волновых пакетов в пространстве и изменение волновых векторов $\boldsymbol{k}$ вдоль лучей $\boldsymbol{r}(t)$. После подстановки (4) в (3) в сферической системе координат получаем следующее уравнение для функции распределения плазмонов:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial\omega}{\partial k_r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial\omega}{\partial k_\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta} + \frac{1}{r\sin\vartheta}\frac{\partial\omega}{\partial k_\varphi}\frac{\partial}{\partial\varphi} + \left(-\frac{\partial\omega}{\partial r} + \frac{k_\vartheta}{r}\frac{\partial\omega}{\partial k_\vartheta} + \frac{k_\varphi}{r}\frac{\partial\omega}{\partial k_\varphi}\right)\frac{\partial}{\partial k_r} + \left(-\frac{1}{r}\frac{\partial\omega}{\partial\vartheta} - \frac{k_\vartheta}{r}\frac{\partial\omega}{\partial k_r} + \frac{k_\varphi}{r}\frac{\partial\omega}{\partial k_\varphi}\operatorname{ctg}\vartheta\right)\frac{\partial}{\partial k_\vartheta} + \left(-\frac{1}{r\sin\vartheta}\frac{\partial\omega}{\partial\varphi} - \frac{k_\varphi}{r}\frac{\partial\omega}{\partial k_r} - \frac{k_\varphi}{r}\frac{\partial\omega}{\partial k_\vartheta}\operatorname{ctg}\vartheta\right)\frac{\partial}{\partial k_\varphi}\right] \times I_{\boldsymbol{k}} = 0. \qquad (5)$$

Для стационарного распределения спектральной плотности энергии $W_{\boldsymbol{k}} = \hbar\omega_{\boldsymbol{k}} I_{\boldsymbol{k}}$ альфвеновских волн с дисперсионными уравнениями *

* Такая форма записи учитывает, что скорость среды $\boldsymbol{v}$ может отличаться от альфвеновской A по направлению в неподвижной (спутниковой) системе координат [13]

$\omega^A = k_r(v_r \pm A_r) \pm k_\varphi A_\varphi$ (знаки $\pm$ отвечают волнам с волновыми векторами вдоль и против ММП) уравнение (5) может быть переписано следующим образом:

$$\left[(v_r \pm A_r)\frac{\partial}{\partial r} + \frac{A_\varphi}{r\sin\vartheta}\frac{\partial}{\partial\varphi} - \left(k_r\frac{\partial}{\partial r}(v_r \pm A_r) \pm k_\varphi\frac{\partial A_\varphi}{\partial r} \mp\right.\right.$$
$$\left.\mp k_\vartheta\frac{A_\varphi}{r}\right)\frac{\partial}{\partial k_r} - \left(\frac{k_\vartheta}{r}(v_r \pm A_r) \pm \frac{k_\varphi}{r}\frac{\partial A_\varphi}{\partial\vartheta} \mp \frac{k_\varphi}{r}A_\varphi\,\mathrm{ctg}\,\vartheta\right)\times \tag{6}$$
$$\left.\times\frac{\partial}{\partial k_\vartheta} - \frac{k_\varphi}{r}(v_r \pm A_r)\frac{\partial}{\partial k_\varphi}\right]W_k = 0.$$

Уравнение (6) будем решать методом характеристик, форма которых определяется довольно простыми выражениями:

$$k_r = \frac{1}{v_r \pm A_r}\left[\tilde{k}_r(v_r^0 \pm A_r^0) \pm \tilde{k}_\varphi\left(A_\varphi^0 - \frac{r_0}{r}A_\varphi\right)\right],$$

$$k_\vartheta = \frac{\tilde{k}_\vartheta r_0}{r} \mp \frac{2\tilde{k}_\varphi r_0}{r}\int\limits_{r_0}^{r}\frac{A_\varphi(r,\vartheta)}{r(v_r \pm A_r)}\,\mathrm{ctg}\,\vartheta\,dr, \quad k_\varphi = \frac{\tilde{k}_\varphi r_0}{r}, \tag{7}$$

$$\vartheta = \tilde{\vartheta}, \quad \varphi = \tilde{\varphi} \pm \int\limits_{r_0}^{r}\frac{A_\varphi(r,\vartheta)\,dr}{r(v_r \pm A_r)\sin\vartheta}.$$

Согласно методу характеристик из (7) находятся краевые условия $\tilde{k}_r$, $\tilde{k}_\vartheta$, $\tilde{k}_\varphi$, $\tilde{\vartheta}$, $\tilde{\varphi}$, которые подставляются в выражение для заданной на поверхности $r = r_0$ спектральной плотности энергии альфвеновских волн (1). Это позволяет найти решение кинетического уравнения (6) в приближении геометрической оптики и определить изменения заданного изотропного спектра альфвеновских волн при их распространении в солнечном ветре:

$$W_k = \sum_{+}^{-}\frac{P}{4\pi k_0^2 r_0^2\sin\vartheta_0}\,\delta\left([\tilde{k}_r^2(r,\vartheta,k_r,k_\varphi,r_0) + \tilde{k}_\vartheta^2(r,\vartheta,k_\vartheta,k_\varphi,r_0) +\right.$$
$$\left. + \tilde{k}_\varphi^2(r,k_0,r_0)]^{1/2} - k_0\right)\delta(\tilde{\vartheta} - \vartheta_0)\,\delta(\tilde{\varphi}(r,\vartheta,\varphi,r_0) - \varphi_0). \tag{8}$$

На рис. 1 представлены результаты численного расчета лучевых траекторий волнового пакета и эволюции изотропного углового спектра при распространении альфвеновских волн вдоль лучей. Вычисления проведены в плоскости $\vartheta = \pi/2$ для граничного условия (1) на $r_0 = 3\cdot10^{12}$ см. На рис. 1 приняты обозначения: $r/r_0 = R$ и $k_{r,\varphi}/k_0 = \varkappa_{r,\varphi}$. Нетрудно видеть, что в рассматриваемой среде со сферическим потоком и спиральным магнитным полем имеет место двойное лучепреломление. Лучевые траектории для волн с противоположными по знаку проекциями волновых векторов на магнитное поле не совпадают. На рис. 1 волнам вдоль магнитного поля ($\mathbf{kB} > 0$) отвечает более пологая траектория со значком «+», волнам с $\mathbf{kB} < 0$ — траектория со значком «—» ($\mathbf{B}$ — магнитное поле).

Вдоль лучевых траекторий формируются анизотропные угловые спектры волн, представляющие собой части эллипсоидов. Заштрихованные области угловых спектров отвечают пакетам с волновыми векторами, изменившими свое направление относительно магнитного поля. Лучевые траектории этих пакетов заполняют пространство, ограниченное изображенными на рис. 1 лучами. На больших расстояниях $R \gg 5$

($r \gg 1$ а. е.) лучевые траектории становятся почти параллельными радиальному направлению. Аналогично ведут себя и волновые векторы альфвеновских волн, заданные произвольно ориентированными в окрестности Солнца. На это указывает то, что части эллипсоидов, отражающие k/k_0 для альфвеновских волн с разными направлениями $\boldsymbol{k}$, сужаются к радиальному направлению. Сужается и диаграмма направленности излучения, внутри которой $W_k = \text{const}$.

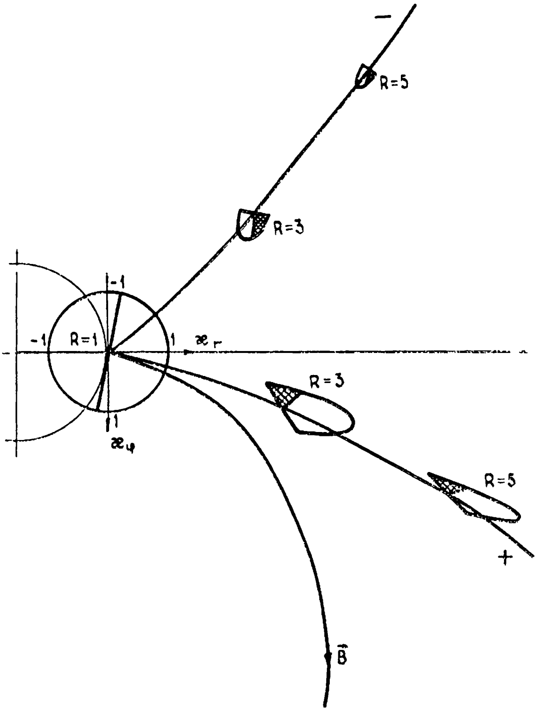

Рис. 1.

Заметим, что если распределения по ϑ и φ в (1) не являются δ-функциями, то на расстоянии R имеет место пересечение лучевых траекторий для разных ориентаций $\boldsymbol{k}$. Это означает, что в любой точке пространственный спектр альфвеновских волн будет являться суперпозицией спектров для пакетов волн, пришедших в нее по двум разным траекториям.

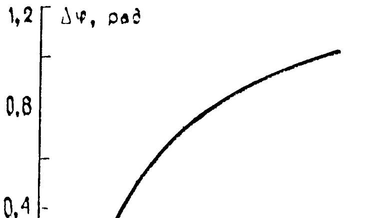

Рис. 2.

На рис. 2 приведена зависимость радиальной координаты точки пересечения лучей от углового расстояния $\Delta\varphi$ между ними при $R_0 = 1$. Указанная зависимость достигает области насыщения ($\Delta\varphi \gg 1$ рад) начиная с $R \gg 5$ ($r = 1$ а. е.). В соответствии с этим спектральная плотность энергии альфвеновских волн для произвольной точки межпланетного пространства определяется процессами волновой генерации, происходящими в ограниченной околосолнечной области.

Учет обусловленной нелинейными взаимодействиями экстинкции. Как отмечалось выше, спектр альфвеновских волн не просто эволюционирует вдоль геометрооптического луча: его составляющие испытывают также воздействия со стороны микроструктуры солнечного ветра.

В простейших случаях рассеяние альфвеновской волны МГД-турбулентностью можно учесть введением правой части $-\nu W_k$ в кинетическое уравнение (6) [14]. Для оценки этого эффекта будем считать, что масштаб изменения макропараметров межпланетной среды много больше масштаба нелинейного взаимодействия. Тогда в уравнении (6) можно пренебречь членами, содержащими производные $\partial\omega/\partial\boldsymbol{r}$ по сравнению с его правой частью. В связанной с лучевой траекторией l системе координат кинетическое уравнение может быть записано в относительно простом виде

$$v_l\,(dW_k^{\nu}/dl) = -\nu W_k^{\nu}, \tag{9}$$

где v_l — групповая скорость вдоль луча. Интегрирование уравнения (9) вдоль лучевой траектории для $\vartheta=\pi/2$, т. е. в солнечной экваториальной плоскости, дает искомое решение.

$$W_k^{\nu} = W_k \exp\left\{-\int_{r_0}^{r} dr\,\nu(r)\sqrt{\frac{r_1^2(d\psi/dr)^2+(dr_1/dr)^2}{(v_r\pm A_r)^2+A_\varphi^2}}\right\}, \tag{10}$$

где $\psi(r)=\pi-\operatorname{arctg}[r\sin\varphi/(r_0-r\cos\varphi)]$, $r_1=\sqrt{r^2+r_0^2-2rr_0\cos\varphi}$. Здесь под W_k мы будем понимать решение (8) однородного уравнения (6), полученное методом характеристик в приближении геометрической оптики.

В соответствии с нашими предположениями и согласно результатам работы [14] для эффективной частоты соударений можно использовать выражение

$$\nu(r) = 4\pi\int d\Phi\int dk_{\text{т}\perp}\,W_{k_\text{т}}\,\frac{k_{\text{т}\perp}M\,(k_z(r,\vartheta),k_\perp(r,\vartheta),k_{\text{т}\perp},k_{\text{т}z},\Phi=\varphi'-\varphi'_\text{т})}{\omega\,(k_1)\,|\partial\Omega/\partial k_{\text{т}z}|} \tag{11}$$

с $k_{\text{т}z}$, найденным из условия синхронизма $\Omega(k_{\text{т}z})=0$ (см. ниже (15)). Здесь $\partial\Omega/\partial k_{\text{т}z}$ — z-компонента групповой скорости, $W_{k_\text{т}}$ — спектральная плотность энергии турбулентности, M — вероятность нелинейных процессов, индекс «т» имеет отношение к фоновой турбулентности. Заметим, что поскольку (11) записано в цилиндрической системе координат с осью z, ориентированной вдоль ММП, то необходимо иметь в виду, что для любого $\boldsymbol{k}$ выполнены соотношения

$$\begin{gathered} k_z=k_r\cos\alpha+k_\varphi\sin\alpha,\qquad k_\perp^2=k_\vartheta^2+(k_r\sin\alpha-k_\varphi\cos\alpha)^2,\\ \operatorname{tg}\varphi'=k_\vartheta^{-1}(k_r\sin\alpha-k_\varphi\cos\alpha),\qquad \cos\alpha(r,\vartheta)=B_r(B_r^2+B_\varphi^2)^{-1/2}. \end{gathered} \tag{12}$$

В (11) интегрирование по турбулентности проводится в каждой точке r, ϑ, φ, которую достигает альфвеновское излучение со спектром $W_k(r,\vartheta,\varphi)$, полученным в геометрооптическом приближении. При этом оказывается, что ν зависит от r, ϑ, φ как от параметров. Однако учет (7) при фиксированном ϑ ведет к упрощению и $\nu=\nu(r)$.

В связи с тем, что для нас представляют интерес нелинейные процессы, приводящие к экстинкции альфвеновского возмущения «A», то остановимся на рассмотрении взаимодействий [14]: $A+f_\text{т}\to f$, $A+s_\text{т}\to f$, $A\to f+s_\text{т}$, $A\to f_\text{т}+s$. Здесь обозначения «f» и «s» отвечают, соответственно, быстрой и медленной магнитозвуковым волнам. Вероятности выбранных трехплазмонных процессов представляются последовательно выражениями

$$M_1=\frac{A^4}{(2\pi)^3\,32\rho}\,\frac{(k_\perp^2+k_{\text{т}\perp}^2+2k_\perp k_{\text{т}\perp}\cos\Phi)\sin^2\Phi}{\omega^A(k)\,\omega^f(k_f)\,\omega^f(k_\text{т})}\left[k_z k_{\text{т}z}+\right.$$

$$\left.+k_\perp k_{\text{т}\perp}\cos\Phi+\frac{k_{\text{т}\perp}^2(k^2+k_z k_{\text{т}z}+k_\perp k_{\text{т}\perp}\cos\Phi)}{k_\perp^2+k_{\text{т}\perp}^2+2k_\perp k_{\text{т}\perp}\cos\Phi}\right]^2,$$

$$\dot{M}_{2,3} = \frac{A^4}{(2\pi)^3 32\rho} \frac{k_z^2 (k_\perp^2 + k_{\text{т}\perp}^2 \pm 2k_\perp k_{\text{т}\perp} \cos\Phi) k_{\text{т}\perp}^2 \sin^2\Phi}{\omega^A(k)\,\omega^f(k_f)\,\omega^s(k_\text{т})} \times$$

$$\times \left[1 + \frac{k_{\text{г}z}(k_z \pm k_{\text{т}z})}{k_\perp^2 + k_{\text{г}\perp}^2 \pm 2k_\perp k_{\text{т}\perp}\cos\Phi}\right]^2, \qquad (13)$$

$$M_4 = \frac{A^4}{32(2\pi)^3\rho} \frac{k_z^2 k_{\text{г}\perp}^2 \sin^2\Phi}{\omega^A(k)\,\omega^f(k_\text{г})\,\omega^s(k_s)} \left[1 - \frac{k_{\text{г}z}}{k_{\text{т}\perp}^2}(k_z - k_{\text{т}z})\right]^2,$$

где дисперсионные уравнения для взаимодействующих волн в цилиндрической системе координат записываются следующим образом:

$$\omega^A(k) = \pm k_z(k_r, k_\varphi, \alpha)A + k_r v_r, \qquad \omega^s(k_\text{т}) = \pm k_{\text{т}z}C + k_{\text{т}r}(k_{\text{т}z}, k_{\text{т}\perp}, \varphi'_\perp)v_r,$$

$$\omega^f(k_\text{т}) = \pm k_\text{т}A + k_{\text{т}r}(k_{\text{т}z}, k_{\text{т}\perp}, \varphi'_\text{т})v_r, \qquad \omega^f(k_f) = \pm k^f A + k_r^f v_r, \qquad (14а)$$

$$\omega^s(k_s) = \pm k_z^s C + k_r^s v_r,$$

в которых C — скорость звука и

$$k_{\text{т}r}(k_{\text{т}z}, k_{\text{т}\perp}, \varphi'_\text{т}) = k_{\text{т}\perp}\sin\varphi'_\text{т}\sin\alpha + k_{\text{т}z}\cos\alpha, \qquad \varphi'_1 = \varphi' - \Phi,$$

$$k^{f,s} = [k^2 + k_\text{г}^2 \pm 2(k_{\text{т}z}k_z(k_r, k_\varphi, \alpha) + k_{\text{г}\perp} k_\perp(k_r, k_\varphi, k_\vartheta, \alpha)\cos\Phi)]^{1/2}, \qquad (14б)$$

$$k_r^{f,s} = k_\perp^{f,s}\sin\varphi'^{f,s}\sin\alpha + k_z^{f,s}\cos\alpha,$$

$k_z^{f,s} = k_z(k_r, k_\varphi, \alpha)$ — для A-волн по ММП, $k_z^{f,s} = -k_z(k_r, k_\varphi, \alpha) \pm k_{\text{т}z}$, — для A-волн против ММП, $k_\perp^{f,s} = [(k^{f,s})^2 - (k_z^{f,s})^2]^{1/2}$, $k^2 = k_r^2 + k_\vartheta^2 + k_\varphi^2$, $k_\text{т}^2 = k_{\text{т}z}^2 + k_{\text{т}\perp}^2$, $\varphi'^{f,s} = \varphi'_\text{т} - \operatorname{arctg}[k_\perp \sin(\varphi'_\text{т} - \varphi')/(k_{\text{т}\perp} - k_\perp \times \times\cos(\varphi'_1 - \varphi'))]$, а выражения для $k_z(k_r, k_\varphi, \alpha)$, $k_\perp(k_r, k_\varphi, k_\vartheta, \alpha)$, $\varphi'(k_r, k_\varphi, k_\vartheta, \alpha)$ и $\alpha(r, \vartheta)$ берутся из (12).

В (13) и (14б) верхний знак отвечает процессам слияния, нижний — распаду. В дисперсионных уравнениях (14а) верхний знак отвечает волнам, распространяющимся по ММП, нижний — против него.

Условия синхронизма для рассматриваемых процессов в случае, например, волн по ММП имеют вид

$$\Omega_1(k_{\text{т}z}) = k_z A + k_r v_r + k_\text{т}A + k_{\text{т}r}v_r - k^f A - k_r^f v_r = 0,$$

$$\Omega_2(k_{\text{т}z}) = k_z A + k_r v_r + k_{\text{т}z}C + k_{\text{т}r}v_r - k^f A - k_r^f v_r = 0,$$

$$\Omega_3(k_{\text{т}z}) = k_z A + k_r v_r - k^f A - k_r^f v_r - k_{\text{т}z}C - k_{\text{т}r}v_r = 0, \qquad (15)$$

$$\Omega_4(k_{\text{т}z}) = k_z A + k_r v_r - k^s A - k_r^s v_r - k_{\text{т}z}A - k_{\text{т}r}v_r = 0.$$

Спектр МГД-турбулентности. Результаты прямых наблюдений в солнечном ветре, суммированные в работе [5], дают возможность определить полную (по телесным углам) спектральную плотность энергии турбулентности

$$W_\omega^\Sigma = \int W_\omega\, d\Omega = W_0 \frac{\omega_{\text{кр}}^\gamma}{|\omega|^\gamma} \qquad (16)$$

при $\omega > \omega_{\text{кр}}$, где $\gamma = 1{,}5 \div 1{,}8$ и не зависит от r [15]. В статье [16] на основе обработки экспериментальных данных получен типичный спектр неоднородностей концентрации, вероятно, соответствующий той же турбулентности

$$\Delta n_{k_т} = \frac{a^2(r)}{4\pi}\beta(r)\exp\left(-\frac{1}{4}k_т^2 a^2(r)\right),$$

где $\beta(r) = 2{,}73\cdot 10^{-3}\cdot(r/1{,}5\cdot 10^{13})^{-4}$, а характерный масштаб турбулентности увеличивается по мере удаления от Солнца:

$$a(r) = \begin{cases} 1{,}75\cdot(r/1{,}5\cdot 10^{13})^{0,5}\cdot 10^7\ \text{см} & \text{для } 0{,}1<r<0{,}6\ \text{а. е.} \\ 2{,}50\cdot(r/1{,}5\cdot 10^{13})^{1,25}\cdot 10^7\ \text{см} & \text{для } 0{,}6<r<1\ \text{а. е.} \end{cases} \tag{17}$$

Принимая во внимание то, что неоднородности среды могут быть обусловлены только магнитозвуковыми (МЗ) волнами, спектры неоднородностей магнитного поля для быстрой и медленной МЗ турбулентности запишутся, соответственно, в виде

$$\Delta b^f_{k_т} = \frac{4\pi m_p(v_ф^2 - v_s^2)}{B\sin\zeta}\Delta n_{k_т}, \quad \Delta b^s_{k_т} = \frac{4\pi m_p v_s^2 \sin\zeta}{B}\Delta n_{k_т}, \tag{18}$$

где ζ — угол между $\boldsymbol{k}_г$ и $\boldsymbol{B}$,

$$v_ф = (1/2)\left(\sqrt{A^2+C^2+2AC\cos\zeta} + \sqrt{A^2+C^2-2AC\cos\zeta}\right),$$

$$B(r) = (B_r^2 + B_\varphi^2)^{1/2}.$$

В качестве простейшей модели фоновой турбулентности, ответственной за рассеяние гидромагнитных волн, идущих от Солнца, выберем турбулентность Батчелора [17]. Дело в том, что модель турбулентности с изотропным угловым спектром и с одним характерным масштабом возмущений $a(r)$ позволяет удовлетворительно описать средние результаты эффектов нелинейного взаимодействия волн. Для такой турбулентности тензор спектральных компонент магнитных возмущений записывается в следующем виде:

$$\hat{W}_{ij}(\boldsymbol{k}_т) = N(k_г^2\delta_{ij} - k_{гi}k_{гj})(1 + k_г^2 a^2)^{-m}.$$

Соответственно спектральная плотность энергии турбулентности представляется выражением

$$W_{k_т} = \frac{\mathrm{Sp}\,\hat{W}_{ij}(|\boldsymbol{k}_т|)}{16\pi} = \frac{Nk_г^2}{8\pi(1+k_т^2 a^2)^m}. \tag{19}$$

Входящие в (19) коэффициенты N, a, m следует определить как функции расстояния от Солнца, исходя из наблюдений на космических аппаратах и экспериментов по наблюдению мерцаний космических радиоисточников.

Значение коэффициента m получим интегрированием в (16) при учете соотношения между спектральными плотностями энергии в единичном телесном угле W_ω и $W_{k_т}$, $W_\omega = W_{k_т}k_т^2\,dk_т/d\omega$, и подстановке (19) при условии $k_т a > 1$. Окончательно для магнитозвуковой турбулентности $m = 2+\gamma/2 = 2{,}8\div 2{,}9$.

Величина коэффициента N находится приравниванием результатов вычисления плотности энергии турбулентности $W = (2\pi)^{-3}\int W_{k_т}\,d\boldsymbol{k}_т$ для модели (19) и спектральной плотности $W_{k_т} = |\Delta b_{k_т}|^2/16\pi$, определяемой с помощью соотношений (18). Если фоновая турбулентность формируется только быстрыми или только медленными магнитозвуковыми волнами, то по порядку величины

$$N^{f,s}(r) \sim \frac{m_p^2\beta^2 a^6}{B^6}\begin{Bmatrix} A \\ C \end{Bmatrix}^4. \tag{20}$$

Использование выражений (20) позволяет оценить максимальные коэффициенты экстинкции альфвеновских волн в солнечном ветре.

Коэффициенты экстинкции альфвеновских волн. В настоящем разделе вычислим относительное затухание альфвеновских волн вследствие нелинейной перекачки их энергии. Без существенного ограничения общности остановимся на рассмотрении альфвеновских волн с волновыми векторами $\boldsymbol{k}$, имеющими составляющие вдоль межпланетного магнитного поля.

Проводимое в (16) интегрирование по турбулентности с $\alpha=1{,}6$ для случаев ее мелкомасштабности $k_т \gtrsim k_0 \sim a^{-1} \gg k$ и крупномасштабности $k_т \lesssim k_0 \sim a^{-1} \ll k$ по сравнению с масштабами альфвеновских волн дает, соответственно, следующие выражения эффективной частоты столкновений:

$$\nu_{11} = 2{,}5\cdot 10^{-4}\, m_p \frac{\beta^2 A^7}{nB^2 v_r^4}, \qquad \nu_{12} = 4\cdot 10^{-6} m_p \frac{\beta^2 A^7}{nB^2 v_r^4} (ka)^3$$

— для процесса $A+f_т \to f$;

$$\nu_{21} = 10^{-4} m_p \frac{\beta^2 C^4 A^3}{nB^2 v_r^4} ka, \qquad \nu_{22} = 1{,}5\cdot 10^{-5} m_p \frac{\beta^2 A^3 C^4}{nB^2 v_r^4} (ka)^2$$

— для процесса $A+s_т \to f$;

$$\nu_{31} = 6{,}6\cdot 10^{-6}\, m_p \frac{\beta^2 C^4 A^4}{nB^2 v_r^5} (ka)^3, \qquad \nu_{32} = 4{,}4\cdot 10^{-6} m_p \frac{\beta^2 A^4 C^4}{nB^2 v_r^5} (ka)^2$$

— для процесса $A \to f+s_т$;

$$\nu_{41} = 4{,}8\cdot 10^{-6} m_p \frac{\beta^2 A^8}{nB^2 v_r^5} (ka)^3, \qquad \nu_{42} = 1{,}3\cdot 10^{-6} m_p \frac{\beta^2 A^8}{nB^2 v_r^5} (ka)^2$$

— для процесса $A \to f_т+s$. Здесь A, C, v_r, n, B, β, а также a и k являются функциями расстояния. Заметим, что для рассматриваемой среды условия мелкомасштабности турбулентности на всем изучаемом интервале от r_0 до $r=1$ а. е. выполняются для пробного $k(r=r_0) \leqslant 4\cdot 10^{-8}$ см$^{-1}$ ($\omega^A < 1{,}5$ с$^{-1}$) и условия крупномасштабности — для $k(r=r_0) \geqslant 10^{-7}$ см$^{-1}$ ($\omega^A > 0{,}5$ с$^{-1}$).

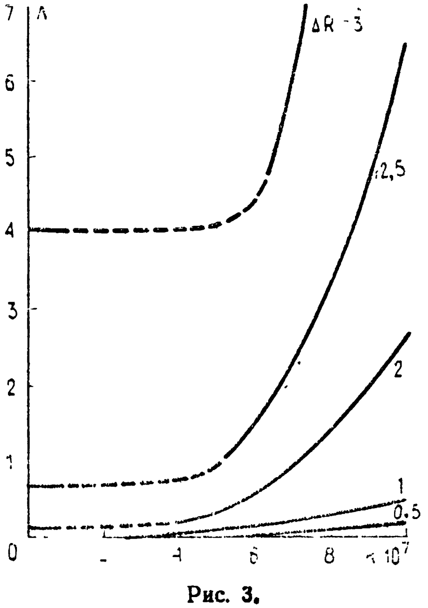

Рис. 3.

Оценки величин ν для средних значений параметров солнечного ветра показывают значительное преобладание процесса $A+f_т \to f$ над остальными. На рис. 3 приведены результаты численного счета показателя экспоненты Λ в выражении (10), характеризующей относительное затухание альфвеновских волн вследствие преобладающего процесса — слияния с фоновой быстрой магнитозвуковой турбулентностью. Показатель Λ представлен в виде зависимости от задаваемой на $r=r_0$ величины волнового вектора пробной волны k. В качестве параметра на рис. 3 взято значение $\Delta R = r/r_0 - 1$, т. е. относительное расстояние, отсчитываемое от орбиты Земли ($r=1$ а. е.) по направлению к области задания альфвеновского излучения. Вид приведенных на рис. 3 зависимостей свидетельствует о росте эффективности нелинейной перекачки альфвеновских волн с уменьшением их длины. Полученные результаты позволяют определить сферические слои околосолнечного пространства, которые могут быть ответственны за альфвеновские волны тех или иных масштабов, регистрируемые в окрестности Земли.

Анализ нелинейной перекачки вдоль траектории показал, что основные энергетические изменения происходят с пакетом альфвеновских волн в начале пути. Скорость перекачки с расстоянием от Солнца падает. Это объясняется специфическим распределением параметров межпланетной среды и магнитного поля вдоль траектории. При этом экстинкция альфвеновских волн вследствие процессов нелинейной перекачки в магнитозвуковые волны наиболее эффективно происходит, если $k>a^{-1}$, на крупномасштабной турбулентности. Поэтому не так существенны различия в экспериментальных данных о сравнительно мелкомасштабной турбулентности.

Сопоставление найденной экстинкции с вычисленной в [18] диссипацией альфвеновских волн вследствие линейного затухания Ландау в солнечном ветре указывает на преобладание нелинейных процессов над линейными при рассмотрении явлений ослабления альфвеновских волн в солнечном ветре.

В заключение выражаем благодарность Н. Г. Денисову за интерес к работе и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Belcher J. W., Davis L. — J. Geoph. Res, 1971, **76**, p. 3534.
2. Volk H. J., Aplers W. — Astr. Space Sci., 1973, **20**, p. 267.
3 Топтыгин И. М — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, **16**, № 7, с. 971.
4. Tojima N. Preprint of Inst. Theoretical Phys. — Hiroshima, 1978
5. Sari J. W., Valley G. C. — J. Geoph. Res, 1976, **81**, p 5489.
6. Hollweg J V. — Publ. Astr. Soc. Pac., 1974, **86**, p. 561.
7. Бархатов Н А, Беллюстин Н. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, **26**, № 5, с 519.
8. Чашей И В, Шишов В И — Геомагнетизм и аэрономия, 1981, **21**, с. 961.
9 Parker E. N. — Astrophys. J, 1958, **128**, p. 664.
10 Акасофу С. — И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. — М: Мир, 1974, **1**, с. 27.
11. Кадомцев Б. Б — В сб: Вопросы теории плазмы. — М: Атомиздат, 1964, вып. 4, с 188.
12 Кравцов Ю А, Орлов Ю И. Геометрическая оптика неоднородных сред. — М: Наука, 1980.
13. Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер — М: Мир, 1976.
14. Электродинамика плазмы / Под ред Ахиезера А И. — М· Наука, 1974
15. Behannon K — NASA GSFC X-692-75-143, 1975.
16. Readhead A. C. S., Kemp M. C, Hewish A — MNRAS, 1978, **185**, p. 207.
17. Batchelor G. K The theory of homogeneous turbulence. — Cambridge: University Press, 1960.
18. Dobrowolny M., Torricelli-Ciamponi G. — Astron Astrophys., 1985, **142**, p. 404.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 22 апреля 1986 г.

EVOLUTION OF ALFVEN WAVE SPECTRA IN THE SOLAR WIND

N. A. Barkhatov, P. A. Bespalov

Spatial and angular distribution of the energy density of Aliven waves in the solar wind have been investigated in the frames of the geometrical optics for a local source in the corona The sphericity of the solar wind and the spiral form of IMF are taken into account in the calculations. The extinction value has been estimated which is due to the nonlinear interaction with the phone turbulence of the medium. A strong attenuation of Alfven wave intensity due to interaction with large-scale turbulence is noted.