

УДК 621 371 . 551.526.67

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН
В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ*Н. А. Бархатов, Н. С. Беллюстин*

Работа посвящена исследованию рассеяния волн Альфвена в другие типы магнитогидродинамических волн на неоднородностях плотности и магнитного поля. Изучается зависимость рассеиваемой мощности от типа неоднородностей, их размеров и ориентации по отношению к внешнему магнитному полю. При этом решен ряд модельных задач, в которых неоднородности имеют гауссову форму. Наиболее интересные результаты приведены в виде графиков. Вычислен также декремент затухания альфвеновской волны в результате рассеяния на случайных мелкомасштабных неоднородностях.

Вопросам распространения магнитогидродинамических (МГД) ультранизкочастотных (УНЧ) волн в солнечном ветре посвящено значительное число работ (см., например, [1-3]). Большое внимание при этом уделяется исследованию затухания волн различных типов в межпланетной плазме, что необходимо для правильной интерпретации наблюдений. Согласно [1] поглощение волн вследствие межчастотных столкновений оказывается незначительным для волн всех типов; малым оказывается также затухание волн, обусловленное рассеянием частиц на магнитных неоднородностях [3]. Бесстолкновительное поглощение играет определенную роль только для быстрых и медленных магнитозвуковых (БМЗ и ММЗ) волн; для альфвеновских (А) волн оно несущественно [1]. В условиях солнечного ветра затухание альфвеновских волн может определяться рассеянием на неоднородностях плазмы и магнитного поля, приводящим к их трансформации в затухающие магнитозвуковые (МЗ). В пользу такого механизма свидетельствует тот факт, что спектральная мощность МЗ волн в межпланетном пространстве составляет заметную часть от мощности, связанной с А-волнами [4].

Микроструктура межпланетного магнитного поля (ММП) характеризуется следующими видами магнитных неоднородностей: волокнистой структурой с диаметрами волокон вблизи Земли $\sim 10^{11}$ см, мелкомасштабными флуктуациями, «магнитными щелями», областями, ограниченными контактными и ударными разрывами; последние два типа неоднородностей имеют дискретный характер. Рассеяние волн на крупномасштабной волокнистой структуре малоэффективно. Что касается мелкомасштабных магнитных неоднородностей, экспериментальные спектры мощности ММП [4], носящие обычно степенной характер, позволяют оценить их характерные масштабы $a \simeq V_{с.в} / 2\pi f_{кр}$, где $V_{с.в}$ — скорость солнечного ветра, $f_{кр}$ — критическая частота перехода степенного спектра в плоский. Средний масштаб вдоль ММП для спокойных условий в солнечном ветре составляет $\sim 10^{11}$ см, в то время как поперечный меняется в пределах $10^{10} \div 5 \cdot 10^{10}$ см при повороте вектора ММП от радиального направления к перпендикулярному ему. Эти масштабы при некоторых условиях могут на порядок уменьшиться. «Магнитные щели» представляют собой области, ограниченные тангенциальными

разрывами. Они вытянуты вдоль ММП и, несмотря на разнообразие типов, имеют характерные размеры в продольном направлении $\sim 10^9$ см, в поперечном $\sim 5 \cdot 10^7$ см [5]. Регистрируемые в солнечном ветре двойные контактные и ударные разрывы также могут быть мелкомасштабны в поперечном сечении, не говоря уже о структуре ударных волн, содержащей масштабы порядка гирорадиуса протонов $\sim 10^7$ см.

В отличие от магнитных флуктуаций, оцениваемых степенными спектрами и поэтому, вероятно, имеющих отношение к магнитной турбулентности, пространственные масштабы флуктуаций концентрации распределены по Гауссу и, скорее всего, определяются плазменной неустойчивостью. Наблюдения межпланетных сцинтилляций [6] дают возможность определить пространственные масштабы флуктуаций концентрации — $10^7 \div 10^9$ см. Таким образом, флуктуации концентрации и флуктуации магнитного поля имеют разную природу и могут быть рассмотрены отдельно. Этого нельзя сказать о стационарных магнитных структурах, для которых с помощью условия равновесия можно оценить соотношение между относительными величинами перепада магнитного поля и концентрации: $(\Delta B/B_0) : (\Delta N/N_0) = \beta_0$, где B_0 — величина среднего ММП, N_0 — средняя концентрация частиц, $\beta_0 = 2v_s^2/v_A^2 < 1$ — отношение газодинамического давления к магнитному, v_s — скорость звука, v_A — альфвеновская скорость.

В дальнейшем при выполнении оценок мы будем использовать следующие значения для флуктуаций концентрации и магнитного поля: $\Delta N/N_0 = 2 \cdot 10^{-2}$, $\Delta B/B_0 = 2 \cdot 10^{-1}$ (непрерывно расположенные неоднородности) [4, 6], $\Delta N/N_0 = 0,2 \div 1$, $\Delta B/B_0 = 0,2 \div 1$ (дискретные неоднородности) [5].

1. ОБЩИЕ ВЫРАЖЕНИЯ

В настоящей работе исследуется трансформация МГД волн на неоднородностях концентрации плазмы и магнитного поля в солнечном ветре. При этом основное внимание уделяется резонансному рассеянию на мелкомасштабных неоднородностях и определяется затухание альфвеновских волн вследствие трансформации в другие моды.

При пренебрежении столкновениями частиц и выполнении условий $\omega \ll \omega_{Bi} \ll \omega_{0i}$, $v_{Ti} \ll \omega/|k_z| \ll v_{Te}$, $k_{\perp}^2 v_{T\alpha}^2 / \omega_{B\alpha}^2 \ll 1$, $T_i \ll T_e$, $v_s \ll v_A$ ($\omega_{0\alpha}$ — плазменная частота, $\omega_{B\alpha}$ — гирочастота, $v_{T\alpha}$ — тепловая скорость частиц сорта α , $\mathbf{k} (k_{\perp}, 0, k_z)$ — волновой вектор) можно записать тензор диэлектрической проницаемости плазмы [7] в диагональном виде [8]:

$$\hat{\epsilon}_{ij} = \begin{pmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\epsilon = \omega_0^2 / \omega_{Bi}^2$, $\epsilon_{zz} = -\alpha + (\beta/k_z^2)$, $\alpha = \omega_{0i}^2 / \omega^2$, $\beta = \omega_{0e}^2 / v_{Te}^2$.

В солнечном ветре обычно выполнены условия [6, 9]

$$\omega_{Bi} = 1c^{-1}, \quad \omega_{0i} = 2 \cdot 10^3 c^{-1}, \quad \omega_{0e} = 10^5 c^{-1}, \quad v_{Te} = 2 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot c^{-1}. \quad (2)$$

Дисперсионное уравнение для нормальных волн в среде с тензором (1) имеет следующий вид:

$$(k_z^2 + k_{\perp}^2 - k_0^2 \epsilon) [(k_z^2 - k_0^2 \epsilon)(-\alpha + \beta k_z^{-2}) + \epsilon k_{\perp}^2] = 0, \quad k_0 = \omega/c_0, \quad (3)$$

ω принадлежит диапазону геомагнитных пульсаций ($\omega \approx 0,1 c^{-1}$), c_0 — скорость света. Здесь выражение в квадратных скобках описывает ММЗ и А-волны:

$$k_{z,1,2}^2 = [\beta + \alpha k_0^2 \epsilon + k_{\perp}^2 \epsilon \pm \sqrt{(\beta + \alpha k_0^2 \epsilon + k_{\perp}^2 \epsilon)^2 - 4\alpha \beta k_0^2 \epsilon}] (2\alpha)^{-1}$$

или, приближенно,

$$k_{z_1}^2 \simeq \frac{\beta}{\alpha} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\beta} k_{\perp}^2 \right), \quad k_{z_2}^2 \simeq \frac{k_0^2 \varepsilon}{1 + \varepsilon \beta^{-1} k_{\perp}^2}. \quad (4)$$

Первый множитель в (3) относится к БМЗ волне с дисперсионным уравнением

$$k_{z_3}^2 = k_0^2 \varepsilon - k_{\perp}^2. \quad (5)$$

Зависимости $k_z(k_{\perp})$ для всех трех волн представлены на рис. 1. Заметим, что поверхности волновых векторов ММЗ и А-волн не замкнуты. Это обусловлено плазменными резонансами.

При анализе рассеяния волн в борновском приближении каждую неоднородность можно рассматривать как вторичный источник, излучающий в однородной среде. Основной характеристикой рассеянного поля является мощность, излучаемая таким источником, которая может быть вычислена по формуле

$$I = -\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int (\mathbf{j} \mathbf{E}^*) d\mathbf{R}. \quad (6)$$

Поле \mathbf{E} определяется волновым уравнением с заданной правой частью

$$\Delta \mathbf{E} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} + k_0^2 \hat{\varepsilon}_{ij} \mathbf{E} = - (4\pi/c_0) i k_0 \mathbf{j}, \quad (7)$$

решение которого с помощью преобразования Фурье может быть записано в интегральной форме. Это позволяет представить излучаемую мощность в виде

$$I = (4\pi^2 k_0 \varepsilon c_0)^{-1} \operatorname{Re} (1/i) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[k_z(\mathbf{k} j_{\perp}^f) - (\varepsilon/\varepsilon_{zz}) k_{\perp}^2 j_z^f] [k_z(\mathbf{k} j_{\perp}^{f*}) + (k_z^2 - k_0^2 \varepsilon) j_z^{f*}]}{k_{\perp}^2 (k_z^2 + (\varepsilon/\varepsilon_{zz}) k_{\perp}^2 - k_0^2 \varepsilon)} dk + \\ + \frac{k_0}{4\pi^2 c_0} \operatorname{Re} \frac{1}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\mathbf{k}_{\perp} \times \mathbf{j}^f| dk_{\perp}}{k_{\perp}^2 (k^2 - k_0^2 \varepsilon)}, \quad (8)$$

где

$$\mathbf{j}^f(\mathbf{k}) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{j}(\mathbf{R}) \exp(-i\mathbf{k}\mathbf{R}) d\mathbf{R}, \quad d\mathbf{R} = dx dy dz. \quad (9)$$

Если источник имеет широкий пространственный спектр $\mathbf{j}^f(\mathbf{k})$, который захватит область поверхности волновых векторов, где $k_z(k_{\perp})$ выходит на асимптоту $k_z = k_{\perp} \sqrt{\varepsilon/\alpha}$, а $k_{z_2}(k_{\perp})$ — на $k_z = 0$, то излучение и рассеяние соответственно в ММЗ и А-волны носит резонансный характер. С этой точки зрения наибольший интерес представляют источники малых размеров, которые обладают широким пространственным спектром. Поскольку основной вклад в эффективное затухание альфвеновских волн дает рассеяние в ММЗ, выпишем часть выражения (8), определяемую излучением ММЗ волны:

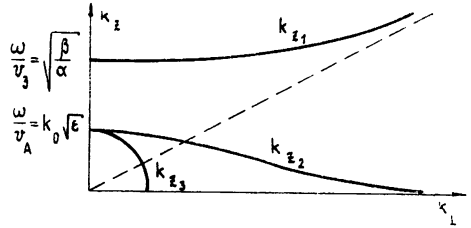


Рис. 1.

$$I_{MM3} = \frac{1}{4\pi^2\epsilon\omega} \operatorname{Re} \frac{1}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_z^2(\beta\alpha^{-1} - k_z^2) |k_{\perp} j_{\perp}^f|^2}{k_{\perp}^2 k_{z_1}^2 (k_z^2 - k_{z_1}^2)} dk + \frac{1}{4\pi^2\omega\alpha} \operatorname{Re} \frac{1}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_z^2(k_z^2 - k_0^2\epsilon) |j_z^f|}{k_{z_1}^2 (k_z^2 - k_{z_1}^2)} dk. \quad (10)$$

Излучение А-волны описывается формулой

$$I_A = \frac{1}{4\pi^2\epsilon\omega} \operatorname{Re} \frac{1}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_z^2(\beta\alpha^{-1} - k_z^2) |k_{\perp} j_{\perp}^f|^2}{k_{\perp}^2 k_{z_1}^2 (k_z^2 - k_{z_1}^2)} dk + \frac{1}{4\pi^2\omega\alpha} \operatorname{Re} \frac{1}{i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_z^2(k_z^2 - k_0^2\epsilon) |j_z^f|}{k_{z_1}^2 (k_z^2 - k_{z_1}^2)} dk. \quad (11)$$

Рассмотрим рассеяние альфвеновской волны на неоднородностях солнечного ветра. В первом приближении теории возмущений неоднородность можно рассматривать как источник [10] с заданным распределением тока

$$j_{\varphi\phi} = (i\omega/4\pi) E_0 (\hat{\epsilon} - \hat{\epsilon}^0), \quad (12)$$

где E_0 — невозмущенное электрическое поле, а приращение к тензору диэлектрической проницаемости, связанное с наличием как магнитных неоднородностей, так и неоднородностей плотности, в нашем случае имеет вид

$$\Delta\epsilon_{ij} = \hat{\epsilon} - \hat{\epsilon}^0 = \begin{bmatrix} \epsilon \frac{\Delta N}{N} - 2 \frac{\Delta B}{B} \cos \vartheta & 0 \\ 0 & \epsilon \left(\frac{\Delta N}{N} - 2 \frac{\Delta B}{B} \cos \varphi \right) \\ (\epsilon_{zz} - \epsilon) \frac{\Delta B}{B} \sin \vartheta \cos \varphi & (\epsilon_{zz} - \epsilon) \frac{\Delta B}{B} \sin \vartheta \cos \varphi \\ (\epsilon_{zz} - \epsilon) \frac{\Delta B}{B} \sin \vartheta \cos \varphi & \\ \epsilon_{zz} \frac{\Delta N}{N} - \frac{2\beta}{k_z^2} \frac{\Delta B}{B} \frac{k_{\perp}}{k_z} \sin \vartheta \cos \varphi & \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Здесь углы ϑ и φ определяют направление возмущения магнитного поля ΔB неоднородности в сферической системе координат с осью z вдоль невозмущенного магнитного поля B_0 .

Пусть, для определенности, на неоднородность падает альфвеновская волна с волновым вектором \tilde{k} , лежащим в плоскости xz . Тогда

$$E_0 = E_0 \left(x_0 - \frac{k_0 \tilde{k}_{\perp} \epsilon^{3/2}}{\beta \sqrt{1 + \tilde{k}_{\perp}^2 \beta^{-1}}} z_0 \right) \exp(i\tilde{k}_{\perp} x + i\tilde{k}_z z), \quad (14)$$

где $\tilde{k}_z = \tilde{k} \cos \chi$, $\tilde{k}_\perp = \tilde{k} \sin \chi$, χ — угол между вектором падающей волны и \mathbf{B}_0 , \mathbf{x}_0 и \mathbf{z}_0 — единичные векторы в направлении осей x и z . Если $\chi < \arctg \sqrt{\beta/k_0 \varepsilon}$, то (14) упрощается и может быть записано в виде

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \left(\mathbf{x}_0 - \tilde{k}_\perp k_0 \frac{\varepsilon^{3/2}}{\beta} \mathbf{z}_0 \right) \exp(i\tilde{k}_\perp x + i\tilde{k}_z z), \quad (15)$$

причем соответствующие компоненты падающей волны $E_{0x} \gg E_{0z}$. Учитывая (12), (13), (15), находим компоненты эффективного тока (12):

$$j_{x \approx \Phi \Phi} = -\frac{i\omega}{4\pi} E_0 \left[\varepsilon \frac{\Delta N}{N} + 2\varepsilon \frac{\Delta B}{B} \cos \vartheta + \varepsilon \frac{\Delta B}{B} \sin \vartheta \cos \varphi \operatorname{tg} \chi \left(1 - \frac{k_0^2 \varepsilon^2}{\beta} \right) \right] \times \\ \times \exp(i\tilde{k}_\perp x + i\tilde{k}_z z),$$

$$j_{y \approx \Phi \Phi} = \frac{i\omega}{4\pi} E_0 \frac{\Delta B}{B} \sin \vartheta \cos \varphi \left(\frac{\beta}{k_0^2 \varepsilon^2} - 1 \right) \operatorname{tg} \chi \frac{k_0^2 \varepsilon^3}{\beta} \exp(i\tilde{k}_\perp x + i\tilde{k}_z z), \quad (16)$$

$$j_{z \approx \Phi \Phi} = \frac{i\omega}{4\pi} E_0 \left[-\frac{\Delta N}{N} \operatorname{tg} \chi + \frac{\Delta B}{B} \varepsilon \sin \vartheta \cos \varphi \left(\frac{\beta}{k_0^2 \varepsilon^2} - 1 + 2 \operatorname{tg}^2 \chi \right) \right] \times \\ \times \exp(i\tilde{k}_\perp x + i\tilde{k}_z z).$$

2. РАССЯНИЕ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ ПЛОТНОСТИ

Изучим рассеяние альфвеновской волны на неоднородностях плотности, каждую из которых зададим в виде

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{\Delta N_0}{N_0} \exp \left(-\frac{x_n^2}{a^2} - \frac{y_n^2}{b^2} - \frac{z_n^2}{c^2} \right). \quad (17)$$

Пусть, для определенности, оси x_n и z_n неоднородности лежат в той же плоскости xz , в которой падает альфвеновская волна, и ее ось z_n составляет угол ψ с \mathbf{B}_0 . Тогда $x_n = x \cos \psi - z \sin \psi$, $y_n = y$, $z_n = -z \cos \psi + x \sin \psi$. Подставляя (17) в (16) и затем в (9), получаем выражения для компонент:

$$j_x^f \sim j_z^f \sim \pi^{3/2} abc \exp [-(1/4)(k_x - \tilde{k}_\perp)^2 (c^2 \sin^2 \psi + a^2 \cos^2 \psi) - \\ - (1/4) k_y^2 b^2 - (1/4) (k_z - \tilde{k}_z)^2 (c^2 \cos^2 \psi + a^2 \sin^2 \psi) - (1/2) (k_x - \tilde{k}_\perp) \times \\ \times (k_z - \tilde{k}_z) (c^2 - a^2) \sin \psi \cos \psi]. \quad (18)$$

Найдем выражения для мощности, рассеиваемой альфвеновской волной на каждой из возможных неоднородностей среды солнечного ветра. Для этого подставим (18) в (10) и учтем соотношения между размерами рассматриваемых неоднородностей и длиной падающей волны.

2.1. Мелкомасштабная изотропная неоднородность (ИН) концентрации ($a=b=c$). Мощность, рассеиваемая в ММЗ волну, представляется в виде

$$P_{\text{ММЗ}}^{\text{ИН}, \Delta N} = \frac{\pi^{3/2} \omega \varepsilon^{3/2} a^3 E_0^2}{64 \sqrt{2} (\alpha + \varepsilon)^{3/2}} \left(1 + \frac{2\varepsilon}{\alpha} \operatorname{tg}^2 \chi \right) \left(\frac{\Delta N_0}{N_0} \right)^2 \exp \left(-\frac{\beta a^2}{2\alpha} \right), \quad \frac{a^2 \beta}{\varepsilon} \ll 1; \quad (19a)$$

$$I_{\text{ММЗ}}^{\text{ИН}, \Delta N} = \frac{\pi \omega \varepsilon^2 a^2 E_0^2}{16(\alpha + \varepsilon) V \alpha \beta} \left(\frac{\alpha^2}{\alpha + \varepsilon} + a^2 \beta \text{tg}^2 \chi \right) \left(\frac{\Delta N_0}{N_0} \right)^2 \exp \left(-\frac{\beta a^2}{2\alpha} \right), \quad \frac{a^2 \beta}{\varepsilon} \gg 1. \quad (196)$$

Для сравнения приведем выражения для мощности, рассеиваемой в альфвеновскую моду (11), тоже резонансную:

$$I_{\text{А}}^{\text{ИН}, \Delta N} = \frac{\pi \omega k_0 V \varepsilon a^2 E_0^2}{16} \left(\frac{\beta}{8} + k_0^2 \varepsilon^2 \text{tg}^2 \chi \right) \left(\frac{\Delta N_0}{N_0} \right)^2 \exp \left(-\frac{\beta a^2}{2\alpha} \right), \quad \frac{a^2 \beta}{\varepsilon} \ll 1; \quad (20a)$$

$$I_{\text{А}}^{\text{ИН}, \Delta N} = \frac{\pi \omega k_0 \varepsilon^{3/2} a^2 E_0^2}{16} \left(\frac{a^2}{4} + \frac{k_0^2 \varepsilon^{7/2}}{\beta^2} \text{tg}^2 \chi \right) \left(\frac{\Delta N}{N_0} \right)^2 \exp \left(-\frac{k_0^2 \varepsilon a^2}{2} \right), \quad \frac{a^2 \beta}{\varepsilon} \gg 1. \quad (20б)$$

Эти величины практически не зависят от угла χ . Анализ выражений (19) и (20) показывает, что для типичных условий в солнечном ветре (2) и достаточно малых масштабов неоднородностей, таких, что выполняемы неравенства $a < \sqrt{\varepsilon/\beta}$, $a < \sqrt{2\alpha/\beta}$, рассеяние в ММЗ волну преобладает:

$$I_{\text{ММЗ}}^{\text{ИН}, \Delta N} / I_{\text{А}}^{\text{ИН}, \Delta N} = \varepsilon \sqrt{\pi} (\beta k_0 \sqrt{2\alpha} a^3)^{-1} \gg 1.$$

В солнечном ветре, однако, наблюдаются неоднородности с масштабами $10^7 \text{ см} < a < 10^9 \text{ см}$. Качественный анализ дисперсионного уравнения показывает, что затухание пробной альфвеновской волны на нижней границе указанного интервала определяется трансформацией в ММЗ, в середине интервала — в альфвеновские и БМЗ (при $\chi \approx \pi/2$ рассеяние в БМЗ менее существенно), а для крупномасштабных неоднородностей — рассеянием в альфвеновские волны.

2.2. Неоднородность концентрации, связанная с «магнитной щелью» (МЩ) ($\psi = 0$, $c \gg a = b$). Поскольку для МЩ выполнимо также условие $c\sqrt{\beta}/a \gg 1$, то излучение вследствие рассеяния в ММЗ будет экспоненциально мало. В связи с этим представляет интерес перерассеяние в А и БМЗ волны, которое описывается выражениями ($\chi = 0$):

$$I_{\text{А}}^{\text{МЩ}, \Delta N} = \frac{\pi^{3/2} c a^4 \beta}{64 \sqrt{2} k_0} E_0^2 \left(\frac{\Delta N_0}{N_0} \right)^2 \left[1 - \Phi \left(\frac{a^2 \beta}{2 k_0 c \varepsilon^{3/2}} \right) \right] \exp \frac{a^4 \beta^2}{2 k_0^2 c^2 \varepsilon^3}; \quad (21)$$

$$I_{\text{БМЗ}}^{\text{МЩ}, \Delta N} = \frac{\pi^{3/2} c a^4 \varepsilon^2 k_0}{64 \sqrt{2}} E_0^2 \left(\frac{\Delta N_0}{N_0} \right)^2. \quad (22)$$

Нетрудно видеть, что независимо от аргумента входящего в (21) интеграла вероятности Φ переизлучение в альфвеновскую волну оказывается преобладающим:

$$\frac{I_{\text{А}}^{\text{МЩ}, \Delta N}}{I_{\text{БМЗ}}^{\text{МЩ}, \Delta N}} = \frac{\beta}{k_0^2 \varepsilon^2} \gg 1, \quad \frac{\beta a^2}{2 k_0 c \varepsilon^{3/2}} \ll 1,$$

$$\frac{I_{\text{А}}^{\text{МЩ}, \Delta N}}{I_{\text{БМЗ}}^{\text{МЩ}, \Delta N}} = \frac{1}{k_0 \sqrt{\varepsilon} a} \frac{c}{a} \gg 1, \quad \frac{\beta a^2}{2 k_0 c \varepsilon^{3/2}} \gg 1.$$

2.3. Неоднородность концентрации, связанная со сдвоенным контактным (СКР) или ударным (УР) разрывом ($c, b \gg a$, $a \sim r_{\text{Ви}}$ — гиро-радиус протона для характерного масштаба структуры ударной волны, $\text{tg} \psi \ll c/a$ (СКР, соответствующих случаю $\psi = \pi/2$ в солнечном ветре не существует)). Найдем мощности, рассеиваемые в ММЗ и А:

$$\begin{aligned}
I_{\text{ММЗ}}^{\Delta N, P} &= \frac{2\pi\omega k_0 \varepsilon^2 a^2 c^2 b}{\sqrt{\alpha}} E_0^2 \left(\frac{\Delta N_0}{N_0} \right)^2 \left(1 + \frac{\varepsilon}{2\alpha} \operatorname{tg}^2 \chi \right) \times \\
&\times \{ \tilde{k}_x [a^2 \cos \psi (\cos \psi + \sqrt{\varepsilon/\alpha} \sin \psi) - c^2 \sin \psi (\sqrt{\varepsilon/\alpha} \cos \psi - \sin \psi)] + \\
&+ \tilde{k}_z [a^2 \sin \psi (\cos \psi + \sqrt{\varepsilon/\alpha} \sin \psi) - c^2 \cos \psi (\sin \psi - \sqrt{\varepsilon/\alpha} \cos \psi)] \} \times \\
&\times [c^2 (\sin \psi - \sqrt{\varepsilon/\alpha} \cos \psi)^2 + a^2 (\cos \psi + \sqrt{\varepsilon/\alpha} \sin \psi)]^{-3/2} \times \\
&\times \exp \{ \tilde{k}_x [c^2 \sin \psi (\sqrt{\varepsilon/\alpha} \cos \psi - \sin \psi) - a^2 \cos \psi (\sqrt{\varepsilon/\alpha} \sin \psi + \cos \psi)] + \\
&+ \tilde{k}_z [c^2 \cos \psi (\sin \psi - \sqrt{\varepsilon/\alpha} \cos \psi) - a^2 \sin \psi (\cos \psi + \sqrt{\varepsilon/\alpha} \sin \psi)] \} \times \quad (23) \\
&\times (1/2) [c^2 (\sin \psi - \sqrt{\varepsilon/\alpha} \cos \psi)^2 + a^2 (\cos \psi + \sqrt{\varepsilon/\alpha} \sin \psi)^2]^{-1} \times \\
&\times \exp \{ -\tilde{k}_x^2 (c^2 \sin^2 \psi + a^2 \cos^2 \psi)/2 - \tilde{k}_z^2 (c^2 \cos^2 \psi + a^2 \sin^2 \psi)/2 + \\
&+ \tilde{k}_x \tilde{k}_z (c^2 - a^2) \sin \psi \cos \psi \}, \quad \varepsilon \cos^2 \psi / \beta a^2 \gg 1.
\end{aligned}$$

Зависимость мощности пробной альфвеновской волны с $\tilde{k}_z = k_0 \sqrt{\varepsilon}$, $\tilde{k}_x = 0$ ($\chi = 0$), рассеиваемой в ММЗ волну, от ориентации разрыва ($\Delta N_0/N_0 = 0,2$), определяемого углом ψ , для возможных масштабов a и $b=c$ представлена на рис. 2 (кривая 1 соответствует $a=10^7$ см, $b=c=10^8$ см, кривая 2 — $a=5 \cdot 10^6$ см, $b=c=10^8$ см, кривая 3 — $a=10^6$ см, $b=c=10^8$ см, кривая 4 — $a=10^6$ см, $b=c=10^9$ см). При этом принято, что выполнены условия (2), а электрическое поле падающей альфвеновской волны $E_0 = 4 \cdot 10^{-9}$ CGSE на частоте $\omega = 0,1$ с $^{-1}$ [1]. Выражение для мощности, перерассеиваемой в альфвеновские волны при условиях

$$\varepsilon k_{\perp}^2 / \beta \ll 1, \quad \operatorname{arctg} (\beta \varepsilon^{-1} - \tilde{k}_x)^{-1} a^{-1} < \psi < \operatorname{arctg} (c/a), \quad \tilde{k}_x = 0,$$

представляется в виде

$$\begin{aligned}
I_{\text{А}}^{\Delta N, P} &= \frac{\pi\omega k_0 \varepsilon^{3/2} a^2 c^2 b}{32} E_0^2 \left(\frac{\Delta N_0}{N_0} \right)^2 (c^2 \sin^2 \psi + a^2 \cos^2 \psi)^{-1/2} \times \\
&\times \{ 1 + \exp [-2k_0^2 \varepsilon a^2 c^2 (c^2 \sin^2 \psi + a^2 \cos^2 \psi)^{-1}] \}. \quad (24)
\end{aligned}$$

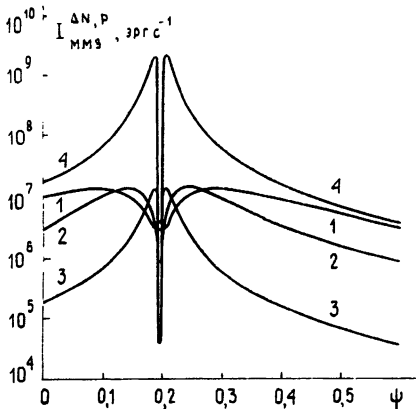


Рис. 2

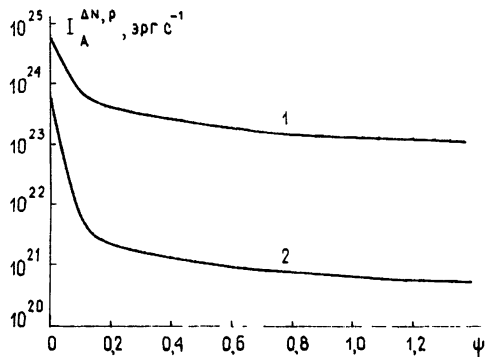


Рис. 3.

Эта зависимость от угла ψ представлена на рис. 3 для различных значений масштабов a и c (кривая 1 соответствует $a=10^7$ см, $b=c=10^9$ см, кривая 2 — $a=10^6$ см, $b=c=10^9$ см) и условий (2) ($E_0=4 \cdot 10^{-9}$ CGSE, $\omega=0,1$ с $^{-1}$, $\Delta N_0/N_0=0,2$).

Случай мелкомасштабной неоднородности по оси z , связанной с УР ($\psi \simeq \pi/2$), мог быть также успешно рассмотрен. Однако он не представляет особого интереса при решении задачи о резонансном рассеянии, поскольку резонансное направление ММЗ, излучаемой неоднородностью, составляет с осью k_z угол, равный $(\pi/2) - \arctg \sqrt{\varepsilon/\alpha}$ ($\arctg \sqrt{\varepsilon/\alpha} \simeq \omega/\omega_{Vi}$).

3. РАССЕЯНИЕ АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ НА МАГНИТНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ

Рассмотрим рассеяние альфвеновской волны на возможных магнитных неоднородностях ММП. Возмущение магнитного поля в неоднородности зададим в виде

$$\Delta B_{z_n} = \Delta B \exp[-(x_n^2/a^2) - (y_n^2/b^2) - (z_n^2/c^2)]. \quad (25)$$

Компонентами ΔB_{x_n} и ΔB_{y_n} , которые, вообще говоря, не равны нулю, представляется возможным пренебречь при рассмотрении рассеяния пробной волны в среде, заполненной плотно упакованными магнитными неоднородностями, каждой из которых отвечает только определенное возмущение ΔB_{z_n} . Тогда, переходя в систему координат с осью z , направленной вдоль B_0 , получаем

$$\begin{aligned} \Delta B_x &= \Delta B_{z_n} \sin \vartheta \cos \varphi, & \Delta B_y &= \Delta B_{z_n} \sin \vartheta \sin \varphi, \\ \Delta B_z &= \Delta B_{z_n} \cos \vartheta. \end{aligned}$$

Эти компоненты входят в выражения для компонент эффективного тока (16).

Проводя подстановки, аналогичные сделанным в разд. 2, и учитывая соотношения между характерными размерами, рассмотрим рассеяние на следующих неоднородностях.

3. 1. Изотропная мелкомасштабная магнитная неоднородность ($a=b=c$, $\beta a^2/2\alpha \ll 1$, $a^2\beta/\varepsilon \ll 1$).

$$I_{\text{ММЗ}}^{\Delta B, \text{III}} = \frac{\pi^{7/2} a^3 \varepsilon^{1/2}}{2^{3/2} \omega (\alpha + \varepsilon)^{3/2}} \left[\frac{\alpha}{\varepsilon} (\zeta^2 + \eta^2) + \zeta^2 \right] \left(\frac{\Delta B}{B_0} \right)^2, \quad (26)$$

где $\xi(\vartheta, \varphi) = |j_x| B_0/\Delta B$, $\eta(\vartheta, \varphi) = |j_y| B_0/\Delta B$, $\zeta(\vartheta, \varphi) = |j_z| B_0/\Delta B$ ($\Delta N=0$). Принимая во внимание справедливое для солнечного ветра условие $\beta/k_0^2 \varepsilon^2 \gg 1$ и, кроме того, то, что $\text{tg}^2 \chi \ll \beta/k_0^2 \varepsilon^2$, получаем упрощенное выражение для (26):

$$\begin{aligned} I_{\text{ММЗ}}^{\Delta B, \text{III}} &= \omega \alpha \pi^{3/2} \varepsilon^{3/2} a^3 E_0^2 [32 \sqrt{2} (\alpha + \varepsilon)^{3/2}]^{-1} [(2 \cos \vartheta + \sin \vartheta \cos \varphi \text{tg} \chi)^2 + \\ &+ \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi \text{tg}^2 \chi + \beta^2 (\alpha k_0^4 \varepsilon^3)^{-1} \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi] (\Delta B/B_0)^2. \end{aligned} \quad (27)$$

Нетрудно видеть, что в солнечном ветре рассеяние мощности пробной альфвеновской волны (см. (14)) в ММЗ наиболее эффективно происходит на неоднородностях с магнитными возмущениями, направленными под углом $\vartheta = \pi/2$ ($\varphi = 0$) к постоянному магнитному полю.

Для того, чтобы в дальнейшем описать рассеяние альфвеновской волны в среде, плотно заполненной магнитными неоднородностями выбранного вида, получим выражение для переизлучения мощности «безотносительной» неоднородностью. С этой целью проведем усреднение (27) по направлениям возмущения магнитного поля в неоднородности, т. е. по ϑ и φ :

$$\langle I_{\text{ММЗ}}^{\Delta B} \rangle = \frac{\omega a^2 \pi^{1/2} \varepsilon^{3/2} E_0^2}{96 \sqrt{2} (\alpha \pm \varepsilon)^{3/2}} \left(\frac{\Delta B}{B_0} \right)^2 F(\chi), \quad (28)$$

где $F(\chi) = 4 \operatorname{stg}^4 \chi + 2(\alpha + 2\beta k_0^{-2} \varepsilon^{-1}) \operatorname{tg}^2 \chi + \beta^2 k_0^{-4} \varepsilon^{-3}$.

3.2 Анизотропная магнитная неоднородность (АН), вытянутая вдоль ММП ($\varphi=0$). Пусть вектор флуктуации магнитного поля в АН направлен под углом θ к ММП. Если $c \gg a = b$ и $c\sqrt{\beta/\alpha} \gg 1$, то переизлучаемая мощность определяется в основном рассеянием в А-волны и может быть записана в виде ($\chi=0$)

$$I_{\text{А}}^{\Delta B} = \frac{\pi^{3/2} \beta c a^4}{64 \sqrt{2} k_0} E_0^2 \left(\frac{\Delta B}{B_0} \right)^2 \left[1 - \Phi \left(\frac{\beta a^2}{2k_0 \varepsilon^{3/2} c} \right) \right] (\xi^2 + \eta^2).$$

3.3. Магнитная неоднородность типа «магнитная щель» ($\theta=0$, $\varphi=0$, $c \gg a = b$, $\varphi=0$) переизлучает в основном в А-волну ($c\sqrt{\beta/\alpha} \gg 1$, $\chi=0$):

$$I_{\text{А}}^{\Delta B} = \frac{\pi^{3/2} \beta c a^4}{16 \sqrt{2} k_0} E_0^2 \left(\frac{\Delta B}{B_0} \right)^2 \left[1 - \Phi \left(\frac{\beta a^2}{2k_0 \varepsilon^{3/2} c} \right) \right].$$

3.4 Сдвоенный УР или характерный масштаб структуры фронта УР ($b, c \gg a, a \sim r_{\text{Ви}}, \theta=0, 0 < \operatorname{tg} \psi \ll c/a, \varphi=0$). Рассеиваемые мощности запишутся в виде (23) с заменой $(\Delta N_0/N_0)^2 [1 + (\operatorname{etg}^2 \chi/2\alpha)]$ на $4(\Delta B/B_0)^2$ и в виде (24) с заменой $(\Delta N_0/N_0)^2$ на $4(\Delta B/B_0)^2$.

4. КОЭФФИЦИЕНТ ЗАТУХАНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА АЛЬФВЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

Оценим затухание плотности потока альфвеновской волны вследствие резонансного рассеяния в солнечном ветре. Если рассматриваемая среда полностью заполнена случайными неоднородностями изотропного вида, то мощность альфвеновской волны, рассеиваемая ими в единичном объеме, находится делением $I_{\text{ММЗ}}$ (см. (19), (28)) на эффективный объем одной неоднородности [11] $V_{\text{эфф}} = (\pi/2)^{3/2} a^3$. Тогда, вводя выражение для коэффициента затухания плотности потока падающей волны в виде

$$\kappa = I_{\text{ММЗ}} [(\pi/2)^{3/2} a^3 |S_{\text{А}}|]^{-1}, \quad (29)$$

где $|S_{\text{А}}| = c_0 \sqrt{\varepsilon} E_0^2 / 8\pi$, получаем показатель экспоненты затухания κL , где L — длина пути распространения.

Как уже отмечалось выше, в диапазоне геомагнитных пульсаций ($\omega=0,1 \text{ с}^{-1}$) для условий в солнечном ветре (2) рассеяние в ММЗ волны играет главную роль, если неоднородности среды и магнитного поля достаточно малы, $a \sim 10^7 \text{ см}$. Неоднородности таких масштабов действительно могут иметь место в солнечном ветре, а при определенных условиях и преобладать [6].

Оценки по формуле (29) показывают, что затухание альфвеновских волн на пути Солнце—Земля вследствие рассеяния их в ММЗ волны может быть существенным,

$$\kappa L \sim 5,$$

где $L=1 \text{ а. е.}$

Таким образом, в рамках приближенной модели в настоящей работе проведено исследование рассеяния альфвеновских волн в солнечном ветре как на флуктуациях плотности, так и на неоднородностях магнитного поля. При этом удалось обнаружить интересные закономер-

ности, связанные с резонансным характером рассеяния в рассматриваемом диапазоне. Подробно проанализированы зависимости интенсивности рассеяния от ориентации вытянутых неоднородностей во внешнем магнитном поле, а также ориентации возмущений магнитного поля для «магнитных неоднородностей». Заметим, что отрывочный характер наблюдательных данных о параметрах солнечного ветра не позволяет пока создать завершенную теорию рассеяния волн в этой среде.

Рассмотренный здесь механизм трансформации МГД волн на неоднородностях солнечного ветра и ММП может оказаться необходимым для объяснения экспериментальных данных, свидетельствующих о существенной доле магнитозвуковых колебаний в возмущениях магнитного поля, регистрируемых на ИСЗ [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Hollweg J. V—Publ. Astr. Soc. Pacific, 1974, 86, № 513, p. 561.
2. Valley G. C—Astrophys J, 1974, 188, p. 181.
3. Бархатов Н. А, Беспалов П. А, Ковнер М. С. В кн. Исследования по проблемам солнечно-земной физики.— М. Наука, 1975, с. 108
4. Sari J W, Valley G C—J. Geophys. Res., 1976, 81, № 31, p. 5489.
5. Burlaga L. F, Lemaire J. F.—J Geophys. Res., 1978, 83, № 11, p. 5157
6. Readhead A. C S, Kemp M. C., Hewish A.—Monthly Notices, 1978, 185, № 1, p. 207
7. Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы—М. Высшая школа, 1978
8. Barkhatov N A, Bellustin N. S., Feldstein Ya I Program and abstracts XVII IUGG General Assembly, Canberra/ed. N. Fukushima, Paris, 1979, p. 277.
9. Hundhausen A. J Coronal Expansion and Solar wind. Springer-Verlag—N-Y Heidelberg, 1972.
10. Денисов Н. Г.—Изв. вузов — Радиофизика, 1960, 3, № 3, с. 393.
11. Беллюстин Н. С.—Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 7, с. 991

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
6 мая 1982 г

RESONANCE SCATTERING OF ALFVEN WAVES IN SOLAR WIND

N. A Barkhatov, N. S Bellustin

This paper is devoted to the study of Alfvén scattering into other magnetohydrodynamic waves by inhomogeneities of the density and magnetic field. Dependence of scattering power of inhomogeneity type, their size and orientation with reference to the external magnetic field is investigated. In this case a number of model problems has been solved, where the inhomogeneities have Gaussian form. The most interesting results are plotted. Decrement of Alfvén wave damping as a result of scattering by random small-scale inhomogeneities was also estimated.