Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 142

ЗАТУХАНИЕ УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ И ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Бархатов Н.А.

Горький 1980

УДК 621.371.25

Корреляционные исследования последних лет по сопоставлению ультранизкочастотных (УНЧ) волн в солнечном ветре и геомагнитных пульсаций на земной поверхности позволяют предположить, что часть пульсаций имеет внемагнитносферное происхождение. С этим предположением связана разработка перспективного направления в диагностике околоземного космического пространства по наземным наблюдениям УНЧ колебаний несущих информацию о солнечном ветре [1] . Это предположение нуждается, однако, в теоретическом подтверждении возможности проникания таких волн в магнитосферу Земли. В настоящей работе изучаются вопросы затухания УНЧ волн диапазона геомагнитных пульсаций при их распространении в солнечном ветре в переходной области.

1. Эффективное ослабление ультранизкочастотных волн в солнечном ветре

1. В процессе переноса магнитогидродинамических (МГД) УНЧ волн в солнечном ветре, они претерпевают как амплитудные, так и поляризационные изменения, обусловленные макро и микро свойствами среды. Изучение их распространения обычно проводится в приближении бесстолкновительной среды, поскольку вязкость, вызываемая кулоновскими столкновениями, пренебрежимо мала, а эффективная вязкость, связанная с рассеянием частиц на магнитных неоднородностях, по оценкам [2] также не приводит к сколько-нибудь заметному затуханию МГД волн. Бесстолкновительное поглощение может играть определенную роль только для быстрых магнитозвуковых (БМЗ) и медленных магнитозвуковых (ММЗ) волн. Оно пропорционально, соответственно [3]

$$\exp\left(-\frac{B_0^2}{8\pi N_i\, k T_i \cos^2\chi}\right) \text{ и } \exp\left(-\frac{\gamma}{2}\left(1+\frac{T_e}{T_i}\right)\right), \quad (1.1)$$

где χ – угол между направлениями межпланетного магнитного поля (ММП) $\vec{B}_0$ и волновым вектором $\vec{K}$,

N – концентрация частиц, T – их температура, γ – показатель политропы, " e " и " i " – отвечают электронам и протонам. Что касается альвеновских волн, то уменьшение их амплитуд обычно связывается только с радиальным расширением межпланетной плазмы [3] .

Оценки с применением (1.1) показывают, что магнитозвуковые волны могут при некоторых условиях затухать в солнечном ветре на расстояниях меньших 1 а.е. Однако наблюдаемая анизотропия флуктуаций магнитного поля в системе координат $\vec{\iota}_1 = \frac{\vec{B}_0}{B} \times \frac{\vec{r}}{r}$, $\vec{\iota}_2 = \frac{\vec{B}_0}{B} \times \vec{\iota}_1$, $\vec{\iota}_3 = \frac{\vec{B}_0}{B}$ не настолько велика, чтобы можно было полностью исключить из рассмотрения магнитозвуковые волны. По последним сведениям [4] спектральная мощность магнитозвуковых волн уверенно составляет четверть от мощности, связанной с альвеновскими волнами. Это говорит о том, что существует эффективный механизм перекачки мощности альвеновских волн в магнитозвуковые. По нашим представлениям таким механизмом может быть рассеяние альвеновских волн на неоднородностях магнитного поля и концентрации солнечного ветра. В рамках борновского приближения каждую такую неоднородность можно рассматривать как вторичный источник, переизлучающий энергию первичной альвеновской волны в магнитозвуковые волны, затухающие на больших расстояниях. Предлагаемый механизм будет особенно эффективен тогда, когда существенную роль играет плазменный резонанс и рассеяние носит резонансный характер [5, 6] . В этом случае альвеновские волны могут оказаться ослабленными.

В настоящей работе рассматриваются вопросы трансформации МГД волн на неоднородностях плазмы и магнитного поля в солнечном ветре. Выводы теории применены к вычислению затухания альвеновских волн и качественному объяснению значительной доли магнитозвуковых колебаний в возмущениях магнитного поля. Затуханием волн, связанным с рассеянием частиц на неоднородностях в солнечном ветре, пренебрегаем.

2. Изучим распространение УНЧ волн в солнечном ветре, в котором примем выполненными условия неизотермичности $\omega \ll \omega_{Bi} \ll \omega_{0i}$, $v_{Ti} \ll \omega/|k_z| \ll v_{Te}$, $k_\perp^2 v_{T\alpha}^2/\omega_{B\alpha}^2 \ll 1$, где $\omega_{0\alpha}$ – плазменная частота, $\omega_{B\alpha}$ – гирочастота, $v_{T\alpha}$ – тепловая скорость частиц сорта α, $\vec{k}$ $(k_\perp, 0, k_z)$ – волновой вектор. В солнечном ветре справедливы также неравенства $T_i \ll T_e$, $v_s < v_A$ (v_s – звуковая, v_A – альвеновская скорости), что позволяет пренебречь бесстолкновительной диссипацией волн, а также записать тензор диэлектрической проницаемости [7] в диагональном виде [8]

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \tag{1.2}$$

где $\varepsilon = \dfrac{\omega_{oi}^2}{\omega_{Bi}^2}$, $\varepsilon_{zz} = -\alpha + \dfrac{\beta}{k_z^2}$, $\alpha = \dfrac{\omega_{oi}^2}{\omega^2}$,

$$\beta = \frac{\omega_{oe}^2}{v_e^2}.$$

Дисперсионное уравнение для нормальных волн в такой среде имеет следующий вид:

$$(k_z^2 + k_\perp^2 - k_0^2\varepsilon)\left[(k_z^2 - k_0^2\varepsilon)\left(-\alpha + \frac{\beta}{k_z^2}\right) + \varepsilon k_\perp^2\right] = \tag{1.3}$$

$$= 0, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}.$$

Здесь квадратная скобка описывает медленную магнитозвуковую и альфвеновскую (А) волны:

$$k_{z1,2}^2 = \frac{\beta + \alpha k_0^2\varepsilon + k_\perp^2\varepsilon \pm \sqrt{(\beta + \alpha k_0^2\varepsilon + \varepsilon k_\perp^2)^2 - 4\alpha\beta k_0^2\varepsilon}}{2\alpha}.$$

Однако, при учёте $\beta/\alpha=\omega^2/v_s^2 \gg k_0^2\varepsilon=\omega^2/v_A^2$, возможны приближечия выражения:

$$k_{z1}^2=\frac{\beta}{\alpha}\left(1+\frac{\varepsilon}{\beta}k_\perp^2\right),\quad k_{z2}^2=\frac{k_0^2\varepsilon}{1+\dfrac{\varepsilon}{\beta}k_\perp^2}\,. \qquad (1.4)$$

Круглая скобка в (1.3) относится к быстрой магнитозвуковой волне с дисперсионным уравнением

$$k_{z3}^2=k_0^2\,\varepsilon-k_\perp^2\,. \qquad (1.5)$$

Зависимости $k_z(k_\perp)$ для всех трёх волн представлены на рис. 1. Заметим, что поверхности волновых векторов ММЗ и альвеновской волны не замкнуты. Это обусловлено плазменными резонансами.

3. Для целей решения поставленной задачи получим выражение для мощности излучаемой заданным током $\vec{j}(\vec{R},t)=\vec{j}(\vec{R})e^{-i\omega t}$ в плазме с тензором выбранного вида (1.2). Решение волнового уравнения в среде с диагональным тензором можно записать в интегральной форме [9]:

$$A_\perp=\frac{1}{2\pi^2c}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{\vec{j}^{\,f}(\vec{k})e^{i\vec{k}\vec{R}}\,d\vec{k}}{k^2-k_A^2}\,,$$

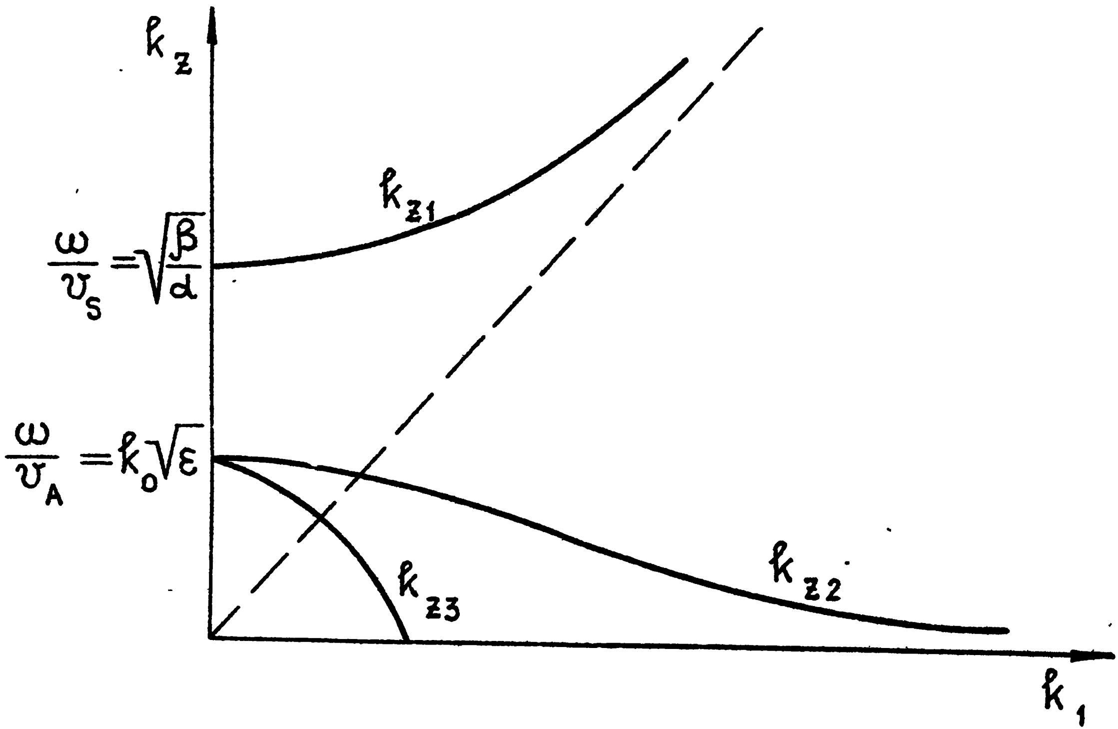

Рис. 1

$$A_z = -\frac{1}{2\pi^2 c}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha \vec{j}^{\,f}_z(\vec{k})\, k_\perp^2 + k_z(\vec{k}\vec{j}^{\,f}_\perp)}{(k_z^2 - \alpha k_\perp^2 - k_A^2)\, k_\perp^2}\, e^{i\vec{k}\vec{R}}\, d\vec{k}\, +$$

$$+\frac{1}{2\pi^2 c}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{k_z(\vec{k}\vec{j}^{\,f}_\perp)\, e^{i\vec{k}\vec{R}}\, d\vec{k}}{(k^2 - k_A^2)\, k_\perp^2}, \qquad (1.6)$$

где $\vec{A}$ $(A_\perp,\ A_z)$ – векторный потенциал, $k_A^2 = k_0^2 \varepsilon$,

$$\vec{j}^{\,f}(\vec{k}) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} \vec{j}(\vec{R})\, e^{-i\vec{k}\vec{R}}\, d\vec{R},\quad d\vec{R} = dx\,dy\,dz,$$

$$d\vec{k} = dk_x\, dk_y\, dk_z,\quad \vec{k}\vec{R} = k_x x + k_y y + k_z z.$$

Полная интенсивность излучения определяется по формуле

$$I = \frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\int (\vec{j}\vec{E}^*)\, d\vec{R} = I_{ММЗ} + I_A + I_{БМЗ},$$

$$\vec{E} = ik_0\vec{A} + \frac{i}{k_0\varepsilon}\,\nabla(\nabla\vec{A}),\quad \vec{H} = \mathrm{rot}\,\vec{A}$$

Тогда излучение, имеющее резонансный характер, будет описываться выражением:

$$I_{ММЗ} + I_A = \frac{1}{4\pi^2 k_0 \varepsilon c} \mathrm{Re}\, \frac{1}{i} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{d\vec{k}\left[k_z(\vec{k}\dot{\vec{j}}_\perp^{\,f}) - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{zz}} k_\perp^2 \dot{j}_z^{\,f}\right]}{k_\perp^2\left(k_z^2 + \frac{\varepsilon}{\varepsilon_{zz}} k_\perp^2 - k_0^2 \varepsilon\right)} \times$$

$$\times \left[k_z(\vec{k}\dot{\vec{j}}_\perp^{\,f*}) + (k_z^2 - k_0^2 \varepsilon)\, \dot{j}_z^{\,f*}\right]. \qquad (1.7)$$

Учитывая (1.7), можно переписать (1.6) в следующем виде:

$$I_{ММЗ} + I_A = \frac{1}{4\pi^2 \varepsilon \omega} \mathrm{Re}\, \frac{1}{i} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{\varepsilon_{zz} k_z^4 \left|\vec{k}_\perp \dot{\vec{j}}_\perp^{\,f}\right|^2 d\vec{k}}{\alpha k_\perp^2 (k_z^2 - k_{z_1}^2)(k_z^2 - k_{z_2}^2)} +$$

$$+ \frac{1}{4\pi^2 \omega} \mathrm{Re}\, \frac{1}{i} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{k_z^2 (k_z^2 - k_0^2 \varepsilon) \left|\dot{j}_z^{\,f}\right|^2 d\vec{k}}{\alpha (k_z^2 - k_{z_1}^2)(k_z^2 - k_{z_2}^2)} + \qquad (1.8)$$

$$+ \frac{1}{4\pi^2 \alpha \omega} \mathrm{Re}\, \frac{1}{i} \int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{(\vec{k}_\perp \dot{\vec{j}}_\perp^{\,f})\, \dot{j}_z^{\,f*} + (\vec{k}_\perp \dot{\vec{j}}_\perp^{\,f*})\, \dot{j}_z^{\,f}}{(k_z^2 - k_{z_1}^2)(k_z^2 - k_{z_2}^2)} k_z^3\, d\vec{k}.$$

Таким образом, если источник имеет широкий пространственный спектр $\vec{j}^f(\vec{k})$, который захватит область поверхности волновых векторов, где k_{z_1} ($k_\perp$) 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 волну и А волну носит резонансный характер. С этой точки зрения наибольший интерес представляют источники малых размеров, которые обладают широким пространственным спектром. Поскольку в работе изучается эффективное затухание альвеновских волн вследствии трансформации в ММЗ, то для нас будет представлять интерес анализ только части выражения (1.8), а именно:

$$I_{ММЗ} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\vec{k}_\perp \left(k_{z_1}^2 - \frac{\beta}{\alpha}\right) \left| \vec{k}_z \, \vec{j}^f_{\perp k_{z_1}} \right|^2}{k_{z_1} k_\perp^2} + \qquad (1.9)$$

$$+ \frac{1}{4\pi\omega\alpha} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\vec{k}_\perp \left(k_{z_1}^2 - k_0^2 \varepsilon\right) \left| \vec{j}^f_{z k_{z_1}} \right|^2}{k_{z_1}} .$$

4. В настоящее время считается общепринятым, что микроструктура ММП характеризуется следующими видами магнитных неоднородностей: волокнистой структурой с диаметрами волокон вблизи Земли $\sim 10^{11}$ см, мелкомасштаб-

ными флуктуациями, "магнитными щелями", областями, ограниченными контактными и ударными разрывами. Рассеяние волн на крупномасштабной волокнистой структуре малоэффективно. Что касается мелкомасштабных магнитных неоднородностей, то экспериментальные спектры мощности ММП [4], обычно носящие 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 $a \sim 10^{11}$ см., в то время как поперечный меняется от $b \sim 10^{10}$ см. до $5 \cdot 10^{10}$ см. при повороте вектора ММП от радиального направления к перпендикулярному. Эти масштабы при некоторых условиях могут на порядок уменьшиться. "Магнитные щели" представляют собой области, ограниченные тангенциальными разрывами. Они вытянуты вдоль ММП и несмотря на разнообразность типов имеют характерные размеры $a \sim 10^{9}$ см $b \sim 5 \cdot 10^{7}$ см [10]. Регистрируемые в солнечном ветре сдвоенные контактные и ударные разрывы также могут быть мелкомасштабны в поперечном сечении, не говоря уже о структуре ударных волн, содержащей масштабы порядка гирорадиусов протонов.

Наблюдения межпланетных сцинтилляций [11] дают возможность определить пространственные масштабы флуктуаций концентрации интервалом 10^7 см. $< b < 10^9$ см. В отличие от магнитных флуктуаций, описываемых степенными спектрами мощности и поэтому, вероятно, имеющими отношение к магнитной турбулентности, пространственные масштабы флуктуаций концентрации распределены по Гауссу и скорее всего определяются плазменной нестабильностью.

Таким образом, флуктуации концентрации, которые в целом являются более мелкомасштабными, чем указанные выше магнитные, и флуктуации магнитного поля имеют по всей видимости, разную природу и могут быть рассмотрены раздельно. Этого нельзя, конечно, сказать про стационарные магнитные структуры, 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 N_0 – средняя концентрация частиц, $\beta_0 = 2 \; v_s^2/v_A^2 < 1$ – отношение газокинетического давления к магнитному.

5. Рассмотрим рассеяние альвеновской волны на неоднородностях солнечного ветра. Известно, что в первом приближении теории возмущений неоднородность можно рассматривать как источник [5] с заданным распределением тока

$$\vec{j}_{эфф} = \frac{i\omega}{4\pi} \vec{E}_0 (\hat{\varepsilon} - \hat{\varepsilon}^0), \qquad (1.10)$$

где $\vec{E}_0$ – невозмущенное электрическое поле, а приращение к тензору диэлектрической проницаемости, связанное с наличием как магнитных, так и неоднородностей плотности в нашем случае имеет вид:

$$\Delta\varepsilon_{ij} = \hat{\varepsilon} - \hat{\varepsilon}^0 = \tag{1.11}$$

$$= \begin{pmatrix} \varepsilon\frac{\Delta N}{N} - 2\frac{\Delta B}{B}\cos\theta & 0 & (\varepsilon_{zz}-\varepsilon)\frac{\Delta B}{B}\sin\theta\cos\varphi \\ 0 & \varepsilon\left(\frac{\Delta N}{N} - 2\frac{\Delta B}{B}\cos\theta\right) & (\varepsilon_{zz}-\varepsilon)\frac{\Delta B}{B}\sin\theta\sin\varphi \\ (\varepsilon_{zz}-\varepsilon)\frac{\Delta B}{B}\sin\theta\cos\varphi & (\varepsilon_{zz}-\varepsilon)\frac{\Delta B}{B}\sin\theta\sin\varphi & \varepsilon_{zz}\frac{\Delta N}{N} - \\ & & -2\frac{\beta}{k_z^2}\,\frac{\Delta B}{B}\sin\theta\cos\varphi\frac{k_\perp}{k_z} \end{pmatrix}$$

Здесь углы θ и φ определяют направление возмущения магнитного поля $\Delta\vec{B}$ неоднородности в сферической системе координат.

Пусть для определенности на неоднородность падает альвеновская волна с волновым вектором $\vec{k}$, лежащим в плоскости xz.

Тогда

$$\vec{E}_0 = E_0 \left(\vec{x}_0 - \frac{k_0 \tilde{k}_\perp \varepsilon^{3/2}}{\beta \sqrt{1 + \frac{\varepsilon \tilde{k}_\perp^2}{\beta}}} \vec{z}_0 \right) e^{i\tilde{k}_\perp x + i\tilde{k}_z z} \qquad (1.12)$$

,

где $\tilde{k}_z = \tilde{k} \cos \chi$, $\tilde{k}_\perp = \tilde{k} \sin \chi$, χ – угол между вектором падающей волны и $\vec{B}_0$. Если $\chi = \operatorname{arctg} \sqrt{\beta} / k_0 \varepsilon$, то (1.12) упрощается и может быть записано в виде:

$$\vec{E}_0 = E_0 \left(\vec{x}_0 - \tilde{k}_\perp k_0 \frac{\varepsilon^{3/2}}{\beta} \vec{z}_0 \right) e^{i\tilde{k}_\perp x + i\tilde{k}_z z} \qquad (1.13)$$

,

причем соответствующие компоненты падающей волны $E_{0x} \gg E_{0z}$. Учитывая (1.10), (1.11), (1.13) находим компоненты эффективного тока (1.10):

$$j_{x\,эфф} = -\frac{i\omega}{4\pi} E_0 \left[\varepsilon \frac{\Delta N}{N} + 2\varepsilon \frac{\Delta B}{B} \cos\theta + \varepsilon \frac{\Delta B}{B} \sin\theta \cos\varphi \operatorname{tg}\chi \left(1 - \frac{k_0^2 \varepsilon^2}{\beta} \right) \right] e^{i\tilde{k}_\perp x + i\tilde{k}_z z} \qquad (1.14)$$

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

$$j_{z\,эфф} = \frac{i\omega}{4\pi} E_0 \left[- \frac{\Delta N}{N} \varepsilon \operatorname{tg}\chi + \frac{\Delta B}{B} \varepsilon \sin\theta \cos\varphi \times \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{\beta}{k_0^2 \varepsilon^2} - 1 + 2\varepsilon \operatorname{tg}^2 \chi \right) \right] e^{i\tilde{k}_\perp x + i\tilde{k}_z z}.$$

а. Изучим вначале рассеяние альвеновской волны на неоднородностях плотности, каждую из которых зададим следующим образом

$$\frac{\Delta N}{N} = \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0 \exp\left(-\frac{x'^2}{b^2} - \frac{y'^2}{c^2} - \frac{z'^2}{a^2}\right). \qquad (1.15)$$

Пусть для определенности неоднородность лежит в той же плоскости xz, в которой падает альвеновская волна, и её ось составляет угол θ с $\vec{B}_0$. Тогда $x' = x\cos\theta - z\sin\theta$, $y' = y$, $z' = z\cos\theta + x\sin\theta$. Подставляя (1.15) в (1.14) и далее в (1.6), получаем

$$j_x^f \sim j_z^f \sim \pi\sqrt{\pi}\, abc \exp\left[-\frac{(k_x - \tilde{k}_\perp)^2 (a^2\sin^2\theta + b^2\cos^2\theta)}{4} - \right. \qquad (1.16)$$

$$-\frac{k_y^2 c^2}{4}-\frac{(k_z-\tilde{k}_z)^2(a^2\cos^2\theta+b^2\sin^2\theta)}{4}-$$

$$\left.-\frac{2(k_x-\tilde{k}_\perp)(k_z-\tilde{k}_z)(a^2-b^2)\sin\theta\cos\theta}{4}\right].$$

Получим выражения для мощности, излучаемой в ММЗ каждой из возможных неоднородностей среды солнечного ветра. Для этого подставим (1.16) в (1.9) и учтем соотношения между размерами рассматриваемых неоднородностей и длиной волны.

1) Мелкомасштабная изотропная неоднородность (ИН) концентрации ($a=b=c$, $k_z \gg \tilde{k}_z$) [8]

$$I^{ИН}_{ММЗ,\Delta N}=\frac{\pi^{3/2}\omega\alpha\varepsilon^{3/2}a^3E_0^2}{32\sqrt{2}(\varepsilon+\alpha)^{3/2}}\left(1+\frac{\varepsilon}{\alpha}\operatorname{tg}^2\chi\right)\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0^2 e^{-\frac{\beta a^2}{2\alpha}},\quad \frac{a^2\beta}{\varepsilon}\ll 1,$$

$$I^{ИН}_{ММЗ,\Delta N}=\frac{\pi\omega\varepsilon^2E_0^2a^2}{16(\varepsilon+\alpha)\sqrt{\alpha\beta}}\left(\frac{\alpha^2}{\alpha+\varepsilon}+\frac{a^2\beta\operatorname{tg}^2\chi}{2}\right)\times \tag{1.17}$$

$$\times\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0^2 e^{-\frac{\beta a^2}{2\alpha}},\quad \frac{a^2\beta}{\varepsilon}\gg 1.$$

2) Неоднородность концентрации, связанная с "магнитной щелью" (МЩ) ($\theta = 0$, $a \gg b = c$, $k_x \gg \tilde{k}_\perp$)

$$I^{\text{МЩ}}_{\text{ммз},\Delta N} = \frac{\pi\omega\varepsilon^2 a^2 b^4 E_0^2}{32\sqrt{\alpha\varepsilon}}\left(1+\frac{\varepsilon}{\alpha}tg^2\chi\right)\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0^2 \times \quad (1.18)$$

$$\times\left[\frac{\nu}{2\mu^2}+\sqrt{\frac{\pi}{\mu^5}}\,\frac{2\nu^2+\mu}{4}e^{\frac{\nu^2}{\mu}}\left(\Phi\left(\frac{\nu}{\sqrt{\mu}}\right)+1\right)\right]e^{-\frac{\beta a^2}{2\alpha}}, \quad \frac{b^2\beta}{\varepsilon}\ll 1,$$

где $\nu = \dfrac{a^2 k_0 \varepsilon}{2\sqrt{\alpha}}$, $\mu = \dfrac{b^2}{2} + \dfrac{\varepsilon a^2}{2\alpha}$, Φ - интеграл вероятности

$$I^{\text{МЩ}}_{\text{ммз},\Delta N} = \frac{\pi\omega\varepsilon^2 a^2 b^4 E_0^2}{16(a^2\varepsilon+b^2\alpha)\sqrt{\alpha\beta}}\left(\frac{\alpha^2}{a^2\varepsilon+b^2\alpha}+\frac{\beta}{2}tg^2\chi\right)\times$$

$$\times\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0^2 e^{-\frac{\beta a^2}{2\alpha}}, \quad \frac{b^2\beta}{\varepsilon}\gg 1.$$

3) Неоднородность концентрации, связанная с сдвоенным контактным (СКР) или ударным (УВ) разрывом ($a, c \gg b$, $k_x \gg \tilde{k}_\perp$, $\cos\theta \gg b/c$, $\theta \neq \frac{\pi}{2}$,

$b \sim r_{Bi}$ – гирорадиус протона для характерного масштаба структуры ударной волны)

$$\bar{I}^{\text{скр, ур}}_{\text{ммз}, \Delta N} = \frac{\pi \omega k_0 \varepsilon^2 c^2 b^2 c\, E_0^2}{32\sqrt{\alpha}} \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0^2 \left(1 + \frac{\varepsilon}{\alpha} tg^2 \chi\right) \times$$

$$\left[a^2\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\alpha}}\cos^2\theta - \sin\theta\cos\theta\right) + b^2\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\alpha}}\sin^2\theta + \sin\theta\cos\theta\right)\right]$$

$$\left\{\left[a^2\left(\sin^2\theta + \frac{\varepsilon}{\alpha}\cos^2\theta - 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\alpha}}\sin\theta\cos\theta\right) + b^2\left(\cos^2\theta + \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. + \frac{\varepsilon}{\alpha}\sin^2\theta + 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{2}}\sin\theta\cos\theta\right)\right]^{3/2}\right\}^{-1} \times$$

$$\exp\left\{\left[k_0^2\varepsilon\left[a^2\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\alpha}}\cos^2\theta - \sin\theta\cos\theta\right) + b^2\left(\sqrt{\frac{\varepsilon}{\alpha}}\sin^2\theta + \sin\theta\cos\theta\right)\right]^2\right.\right.$$

$$\left\{2\left[a^2\left(\sin^2\theta + \frac{\varepsilon}{\alpha}\cos^2\theta - 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\alpha}}\sin\theta\cos\theta\right) + \right.\right. \tag{1.19}$$

$$\left.\left.\left.\left. + b^2\left(\cos^2\theta + \frac{\varepsilon}{\alpha}\sin^2\theta + 2\sqrt{\frac{\varepsilon}{\alpha}}\sin\theta\cos\theta\right)\right]\right\}^{-1}\right]\right\} \times$$

$$\times \exp\left[-\frac{\beta}{2\alpha}\left(a^2\cos^2\theta + b^2\sin^2\theta\right)\right], \quad \frac{\beta b^2}{\varepsilon\cos^2\theta} \ll 1.$$

$$I^{\text{скр,ур}}_{\text{ммз},\Delta N} = \frac{\pi\omega\varepsilon^2 a^2 b^2 c\; E_0^2}{32\sqrt{\alpha\beta}} \left(\frac{\Delta N}{N}\right)_0^2$$

$$\frac{\exp\left[\dfrac{\beta(a^2-b^2)\sin^2\theta\cos^2\theta}{2\alpha\left(a^2\sin^2\theta + b^2\cos^2\theta + \dfrac{\varepsilon}{\alpha}\left(a^2\cos^2\theta + b^2\sin^2\theta\right)\right)}\right]}{\left[a^2\sin^2\theta + b^2\cos^2\theta + \dfrac{\varepsilon}{\alpha}\left(a^2\cos^2\theta + b^2\sin^2\theta\right)\right]^{1/2}} \times$$

$$\times\left\{\left[a^2\sin^2\theta + b^2\cos^2\theta + \frac{\varepsilon}{\alpha}\left(a^2\cos^2\theta + b^2\sin^2\theta\right) + \frac{\beta}{\alpha}\left(a^2-b^2\right)^2\sin^2\theta\cos^2\theta\right] \times \right.$$

$$\left.\left[a^2\sin^2\theta + b^2\cos^2\theta + \frac{\varepsilon}{\alpha}\left(a^2\cos^2\theta + b^2\sin^2\theta\right)\right]^{-2} + \frac{\beta}{\alpha}\operatorname{tg}^2\chi\right\}$$

$$\exp\left[-\frac{\beta}{2\alpha}\left(a^2\cos^2\theta + b^2\sin^2\theta\right)\right], \quad \frac{\beta b^2}{\varepsilon\cos^2\theta} \gg 1 .$$

Случай $k_z \gg \tilde{k}_z$ – мелкомасштабности неоднородности по оси ($\theta \simeq \pi/2$) – мог быть также успешно рассмотрен. Однако он не представляет особого интереса при решении задачи о резонансном рассеянии, поскольку резонансное направление медленного магнитного звука, излучаемого неоднородностью, составляет с осью z угол, равный $\pi/2 - (\operatorname{arctg}\sqrt{\varepsilon/\alpha} \approx \omega/\omega_{Bi})$.

6. Рассмотрим рассеяние альвеновской волны на возможных магнитных неоднородностях. При задании возмущения поля в магнитной неоднородности необходимо, вообще

говоря, удовлетворить условию $\operatorname{div}\Delta\vec{B} = 0$. В этом случае, полагая аналогично (1.15)

$$\Delta B_{z'} = \Delta B_0 \exp\left(-\frac{r'^2}{b^2} - \frac{z'^2}{a^2}\right),$$

получаем (1.20)

$$\Delta B_{r'} = -\Delta B_0 \frac{b^2}{a^2} \cdot \frac{z'}{r'} \exp\left(-\frac{r'^2}{b^2} - \frac{z'^2}{a^2}\right)$$

и, переходя в декартову систему координат с осью z, направленной вдоль $\vec{B}_0$, имеем

$$\Delta B_x = \Delta B \sin\theta\cos\varphi = \Delta B_{r'}\left(\frac{x'}{r'}\cos\theta\cos\varphi - \frac{y'}{r'}\sin\varphi\right) +$$

$$+\Delta B_{z'}\sin\theta\cos\varphi, \quad \Delta B_y = \Delta B\sin\theta\sin\varphi =$$

$$= \Delta B_{r'}\left(\frac{x'}{r'}\cos\theta\sin\varphi + \frac{y'}{r'}\cos\varphi\right) + \Delta B_{z'}\sin\theta\sin\varphi, \qquad (1.21)$$

$$\Delta B_z = \Delta B\cos\theta = -\Delta B_{r'}\frac{x'}{r'}\sin\theta + \Delta B_{z'}\cos\theta,$$

где $r'^2 = x'^2 + y'^2$. Однако, в солнечном ветре, в силу разреженности среды, плотность тока невелика, что позволяет считать магнитное поле потенциальным. Тогда можно положить $\Delta B_{r'} = 0$ ($z' b^2 / r' a^2 \ll 1$). Пренебречь влиянием $\Delta B_{r'}$ представляется так же возможным при рассмотрении рассеяния пробной волны в среде, заполненной плотно упакованными магнитными неоднородностями, каждой из которых отвечает только определённое возмущение ΔB_z, . Такой ситуации может отвечать, например, модель магнитной турбулентности.

Как и прежде, ограничиваясь случаем $\varphi = 0$, получаем следующие два выражения для мощности переизлучаемой магнитной неоднородностью типа МЩ и УВ в ММЗ.

1) Магнитная неоднородность типа "магнитной щели" ($\theta = 0,\ a \gg b,\ k_x \gg \tilde{k}_\perp$)

$$I^{\text{МЩ}}_{\text{ММЗ},\Delta B} = \frac{\pi a^2 b^4 \omega \varepsilon^2 E_0^2}{16\sqrt{\alpha\varepsilon}} \left(\frac{\Delta B}{B}\right)_0^2 \left\{ \frac{\nu}{2\mu^2} + \right.$$

$$\left. + \sqrt{\frac{\pi}{\mu^5}}\, \frac{2\nu^2 + \mu}{4} \exp\frac{\nu^2}{\mu} \left[\Phi\left(\frac{\nu}{\sqrt{\mu}}\right) + 1\right] \right\} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{\beta a^2}{2\alpha}\right), \quad \frac{b^2\beta}{\varepsilon} \ll 1;$$

$$I^{\text{МЩ}}_{\text{ММЗ},\Delta B} = \frac{\pi a^2 b^4 \omega \varepsilon^2 E_0^2 \alpha^2}{8\sqrt{\alpha\beta}\,(a^2\varepsilon + b^2\alpha)} \left(\frac{\Delta B}{B}\right)_0^2 \exp\left(-\frac{\beta a^2}{2\alpha}\right), \quad \frac{b^2\beta}{\varepsilon} \gg 1.$$

2) Сдвоенный ударный разрыв или характерн. й масштаб структуры фронта ударной волны ($a, c \gg b \sim r_{Bi}$) при условиях $k_x \gg \tilde{k}_\perp$, $k_x \gg k_y$ ($\cos\theta \gg b/c, \theta \neq \pi/2$).

$$I^{\text{ур}}_{\text{ммз},\Delta B} = \frac{\pi \omega k_0 \varepsilon^2 a^2 b^2 c E_0^2}{32\sqrt{\alpha}} \left(\frac{\Delta B}{B}\right)_0^2 \left\{ \left[2\cos\theta + \right.\right.$$

$$\left. + \left(1 - \frac{k_0^2 \varepsilon^2}{\beta}\right) \sin\theta \operatorname{tg}\chi \right]^2 + \frac{\varepsilon}{\alpha} \sin^2\theta \left(\frac{\beta}{k_0^2 \varepsilon^2} + 2\operatorname{tg}^2\chi - \right.$$

$$\left.\left. - 1\right)^2 \right\} \exp\left[- \frac{\beta}{2\alpha} \left(a^2\cos^2\theta + b^2 \sin^2\theta\right)\right], \quad \frac{\beta b^2}{\varepsilon \cos^2\theta} \ll 1; \qquad (1.23)$$

$$I^{\text{ур}}_{\text{ммз},\Delta B} = \frac{\pi \omega \varepsilon^2 a^2 b^2 c E_0^2}{32\sqrt{\alpha\beta}} \left(\frac{\Delta B}{B}\right)_0^2 \times$$

$$\times \exp\left\{ \beta \left(a^2 - b^2\right)^2 \sin^2\theta \cos^2\theta \Big/ \left[2\alpha \left(a^2 \sin^2\theta + \right.\right.\right.$$

$$\left.\left.\left. + b^2\cos^2\theta + \frac{\varepsilon}{\alpha}\left(a^2\cos^2\theta + b^2 \sin^2\theta\right)\right)\right]\right\} \times$$

$$\times\left[a^2\sin^2\theta+b^2\cos^2\theta+\frac{\varepsilon}{\alpha}\left(a^2\cos^2\theta+b^2\sin^2\theta\right)\right]^{-1/2}\times$$

$$\times\left\{\left[\left[a^2\sin^2\theta+b^2\cos^2\theta+\frac{\varepsilon}{\alpha}\left(a^2\cos^2\theta+b^2\sin^2\theta\right)+\frac{\beta}{\alpha}\left(a^2-b^2\right)^2\times\right.\right.\right.$$

$$\left.\times\sin^2\theta\cos^2\theta\right]\left[2\cos\theta+\left(1-\frac{k_0^2\varepsilon^2}{\beta}\right)\sin\theta\,\mathrm{tg}\,\chi\right]^2\Big]\times\Big[a^2\sin^2\theta+b^2\cos^2\theta+$$

$$\left.+\frac{\varepsilon}{\alpha}\left(a^2\cos^2\theta+b^2\sin^2\theta\right)\right]^2+\frac{\beta}{\alpha}\sin^2\theta\left(\frac{\beta}{k_0^2\varepsilon^2}-1+2\,\mathrm{tg}^2\chi\right)^2\Bigg\}\times$$

$$\times\exp\left[-\frac{\beta}{2\alpha}\left(a^2\cos^2\theta+b^2\sin^2\theta\right)\right],\quad\frac{\beta b^2}{\varepsilon\cos^2\theta}\gg 1\,.$$

Далее рассмотрим магнитные неоднородности, имеющие отношение к турбулентности ($0\leq\theta<\pi$, $0\leq\varphi<2\pi$).

3) Изотропная мелкомасштабная магнитная неоднородность ($\varphi\neq 0$, $\theta\neq 0$, $a=b=c$, $\tilde{k}_x\ll k_\perp$, $\tilde{k}_z\ll k_z$)

$$I^{ин}_{ммз,\Delta B} = \frac{\pi^3\sqrt{\pi}a^3\sqrt{\varepsilon}}{2\omega\sqrt{2}(\alpha+\varepsilon)^{3/2}}\left[\frac{\alpha}{\varepsilon}\left(\xi^2(\theta,\varphi)+\eta^2(\theta,\varphi)+\right.\right. \tag{1.24}$$

$$\left.\left.+\zeta^2(\theta,\varphi)\right]\left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2_0, \quad \frac{\beta a^2}{2\alpha} \ll 1, \quad \frac{a^2\beta}{\varepsilon} \ll 1,$$

где $\xi(\theta,\varphi) = |j_x|B_0/\Delta B, \eta(\theta,\varphi) = |j_y|B_0/\Delta B, \zeta(\theta,\varphi) =$
$= |j_z|B_0/\Delta B,$

при $\Delta N = 0$. Вид зависимости $I^{ин}_{ммз,\Delta B}(\theta)\Big|_{\varphi=0}$ изображен на рис. 2. Рассеяние наиболее эффективно на неоднородностях с магнитным возмущением ортогональным к постоянному магнитному полю.

4) Анизотропная (вытянутая вдоль ММП) магнитная неоднородность (АН). Вектор флуктуации магнитного поля каждой неоднородности направлен под углом θ к ММП. Поэтому выбираем возмущение в виде

$$\Delta B_{z'} = \Delta B_0\left(-\frac{r^2}{b^2} - \frac{z^2}{a^2}\right).$$

Если, кроме того $\tilde{k}_x \ll k_\perp$, $a \gg b$, то переизлучае-

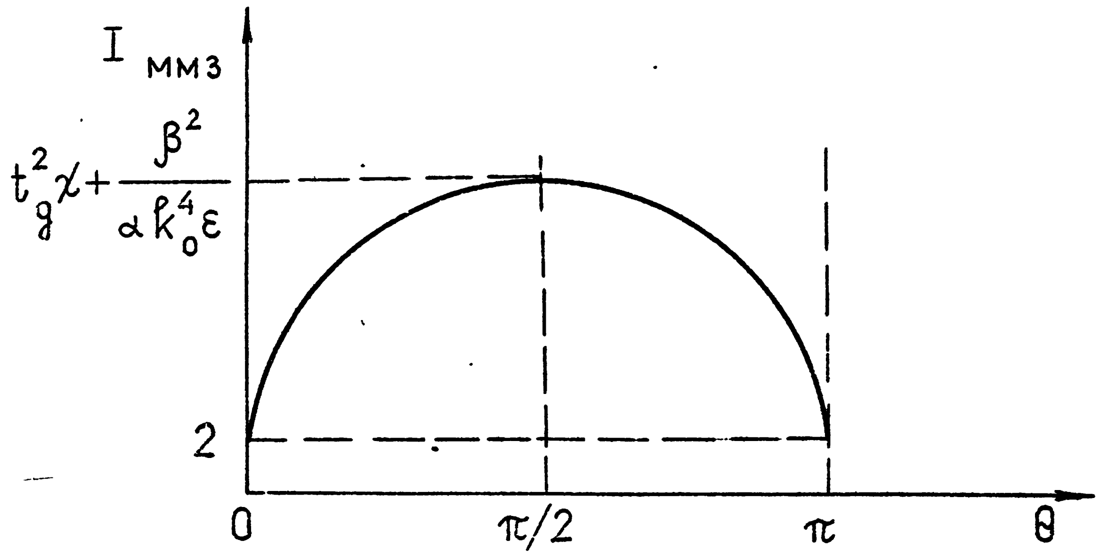

Рис. 2

мая мощность записывается следующим образом:

$$I^{AH}_{MMЗ,\Delta B} = \frac{\pi^3 b^4 a^2}{2\omega\sqrt{\alpha\varepsilon}}\left[\xi^2(\theta,\varphi)+\eta^2(\theta,\varphi)+\frac{\varepsilon}{\alpha}\xi^2(\theta,\varphi)\right]\left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2_0 \times$$

$$\times\left\{\frac{\nu}{2\mu^2}+\sqrt{\frac{\pi}{\mu^5}}\,\frac{2\nu^2+\mu}{4}\exp\left(\frac{\nu^2}{\mu}\right)\left[\Phi\left(\frac{\nu}{\sqrt{\mu}}\right)+1\right]\right\}\exp\left(-\frac{\beta a^2}{2\alpha}\right),\ \frac{b^2\beta}{\varepsilon}\ll 1,$$

$$I^{AH}_{MMЗ,\Delta B} = \frac{\pi^3 b^4 a^2}{\omega(\alpha b^2+\varepsilon a^2)\sqrt{\beta\alpha}} \times \tag{1.25}$$

$$\times\left[\frac{\alpha^2(\xi^2(\theta,\varphi)+\eta^2(\theta,\varphi))}{\alpha b^2+\varepsilon a^2}+\frac{\beta}{2}\xi^2(\theta,\varphi)\right]\times\left(\frac{\Delta B}{B}\right)^2_0 \times$$

$$\times\exp\left(-\frac{\beta}{2\alpha}a^2\right),\ \frac{b^2\beta}{\varepsilon}\gg 1.$$

Для того, чтобы в дальнейшем описать рассеяние альвеновской волны в среде с выше выбранной магнитной турбулентностью, необходимо получить выражения для переизлучения мощности безотносительной неоднородностью. С этой целью проведём усреднение (1.24) и (1.25) по всем направлениям возмущения магнитного поля в неоднородности, т.е. по углам θ и φ. При этом получим следующие выражения:

$$\langle I^{\text{ин}}_{\text{ммэ},\Delta B} \rangle = \frac{\omega a^2 \varepsilon \sqrt{\pi \varepsilon}\, E_0^2}{96\sqrt{2}\,(\alpha+\varepsilon)^{3/2}} \left(\frac{\Delta B}{B}\right)_0^2 F(\chi), \quad (1.26)$$

$$\langle I^{\text{АН}}_{\text{ммэ},\Delta B} \rangle = \frac{\omega \pi a^2 b^4 \varepsilon \sqrt{\varepsilon}\, E_0^2}{96\,(\alpha b^2+\varepsilon a^2)^{3/2}} \left[\frac{k_0\, \varepsilon a^2}{(\alpha b^2+\varepsilon a^2)^{1/2}} + \sqrt{\frac{\pi}{2}} \right] \left(\frac{\Delta B}{B}\right)_0^2 F(\chi), \quad \frac{\beta a^2}{2\alpha} \ll 1, \quad \frac{\beta b^2}{\varepsilon} \ll 1; \quad (1.27)$$

$$\langle I^{\text{АН}}_{\text{ммэ},\Delta B} \rangle = \frac{\omega \pi a^4 b^4 \varepsilon^2 \sqrt{\varepsilon}\, k_0 E_0^2}{96\sqrt{\alpha}\,(\alpha b^2+\varepsilon a^2)^2} \left[1 + \frac{a^2 k_0 \varepsilon \sqrt{2\pi\alpha}}{(\alpha b^2+\varepsilon a^2)^{1/2}} \times \exp \frac{a^4 k_0^2 \varepsilon^2}{2(\alpha b^2+\varepsilon a^2)} \right] \left(\frac{\Delta B}{B}\right)_0^2 F(\chi) \exp\left(-\frac{\beta a^2}{2\alpha}\right), \quad \frac{\beta b^2}{\varepsilon} \ll 1, \quad (1.28)$$

где $F(\chi) = 4\varepsilon \operatorname{tg}^4 \chi + \operatorname{tg}^2 \chi \left[\left(1 - \frac{k_0^2 \varepsilon^2}{\beta}\right)^2 \alpha + \right.$

$$+4\left(\frac{\beta}{k_0^2\varepsilon^2}-1\right)\varepsilon+\frac{\alpha k_0^4\varepsilon^4}{\beta^2}\left(\frac{\beta}{k_0^2\varepsilon^2}-1\right)^2\Bigg]+4\alpha+\varepsilon\left(\frac{\beta}{k_0^2\varepsilon^2}-1\right)^2.$$

6. Если рассматриваемая среда полностью заполнена случайными неоднородностями (см. п.а.1, б.3, 4), то мощность альвеновской волны рассеиваемая ими в ММЗ в единичном объеме, находится делением (1.17), (1.26), (1.27), (1.28) на эффективный объем одной неоднородности [12] $V_{эфф}=(\pi/2)^{3/2}abc$. Тогда вводя выражение для коэффициента затухания плотности потока альвеновской волны вследствии резонансного рассеяния в ММЗ:

$$\varkappa=\frac{I_{ММЗ}}{|\vec{S}|(\pi/2)^{3/2}abc}\text{, где }|\vec{S}|=\left|\frac{c}{8\pi}(\vec{E}_0\times\vec{B})\right|=\frac{c\sqrt{\varepsilon}}{8\pi}E_0^2,$$

получаем показатель экспоненты затухания $\varkappa L$, где L – длина пути распространения. В диапазоне геомагнитных пульсаций $\omega_н=0{,}1$ (частота в неподвижной системе координат) для условий в солнечном ветре: $\omega_{Bi}=0{,}5\,с^{-1}$, $\omega_{0i}=2\cdot10^3\,с^{-1}$, $\omega_{0e}=10^5$, $v_{Te}=2\cdot10^8$ см/с, $(\Delta N/N_0)=2\cdot10^{-2}$, $(\Delta B/B_0)=2\cdot10^{-1}$ имеем: $\varkappa_{\Delta N}^{мн}=10^{-12}$ $(a\le10^7)$;

$\varkappa^{ин}_{\Delta N} = 2\cdot10^{-14}\,(a \gtrsim 10^8)$; $\varkappa^{ин}_{\Delta B} \sim \varkappa^{ан}_{\Delta B} = 10^{-8}$ $(a, b \le 10^7)$; $\varkappa^{ан}_{\Delta B} = 3\cdot10^8\,(a \gtrsim 10^8,\ b \lesssim 10^7)$.

Таким образом, затухание альвеновской волны в солнечном ветре на пути Солнце-Земля из-за рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях и в особенности магнитных, может оказаться существенным: $\varkappa^{ин}_{\Delta N}\cdot L \sim 10$; $\varkappa^{ин}_{\Delta B}\cdot L \sim \varkappa^{ан}_{\Delta B}\cdot L \sim 10^5$, где $L = 1$ а. е. Следует, однако, заметить, что магнитные неоднородности, с помощью которых мы описываем магнитную турбулентность солнечного ветра, чаще имеют характерные размеры на порядок или два превышающие взятые для оценок. Поэтому реальное эффективное затухание, связанное с рассеянием на них волн диапазона геомагнитных пульсаций, оказывается меньше, чем связанное с рассеянием на неоднородностях концентрации плазмы.

Для солнечного ветра свойственны также неоднородности, располагающиеся в пространстве дискретно. Это прежде всего тангенциальные разрывы типа "магнитных щелей", контактные разрывы и ударные волны. Оценим затухание альвеновской волны из-за рассеяния в ММЗ каждой из таких неоднородностей (1.18), (1.18), (1.22), (1.23). Учтем, что для "МЩ": $\Delta B/B_0 = 0{,}2$; $\Delta N/N = 0{,}5$; "СКР" - $\Delta N/N \sim 1$, "УР" - $\Delta N/N \sim 1$, $\Delta B/B_0 \sim 1$. Строго говоря, для таких неоднородностей борновское приближение не справедливо, однако оценки по полученным формулам позволяют сделать нам правильный вывод о ничтожности данного затухания, несмотря на возможную мелкомасштабность в поперечном направлении. При этом для "магнитных щелей":

$$\frac{I^{мщ}_{ммз,\Delta N}}{|\vec{S}|} \sim \frac{I^{мщ}_{ммз,\Delta B}}{|\vec{S}|}, \quad tg^2\chi > \frac{2\alpha^2}{(a^2\varepsilon + b^2\alpha)\beta},$$

$$\frac{I^{мщ}_{ммз,\Delta N}}{|\vec{S}|} \ll \frac{I^{мщ}_{ммз,\Delta B}}{|\vec{S}|}, \quad tg^2\chi < \frac{2\alpha^2}{(a^2\varepsilon + b^2\alpha)\beta}.$$

Эффективное затухание альвеновской волны из-за рассеяния на контактных и ударных разрывах также исчезающие мало, даже при учёте неоднократного рассеяния вследствии наличия нескольких неоднородностей на пути распространения.

7. Таким образом, при распространении альвеновских волн от окрестностей Солнца к Земле могут возникнуть условия, при которых эти волны будут очень сильно затухать на плазменной и магнитной турбулентности. Поэтому можно считать маловероятной регистрацию УНЧ колебаний

в магнитосфере Земли, за которые ответственны далёкие области космического пространства. С другой стороны, УНЧ волны, генерируемые в окрестности Земли, в частности потоками протонов, как от солнечных вспышек, так и отраженными от головной ударной волны, достигнут магнитосферы при условии малого затухания в переходной области.

Рассмотренный здесь механизм трансформации МГД волн на неоднородностях плазмы необходим также для понимания экспериментальных данных, свидетельствующих о существенной доле магнитозвуковых колебаний в возмущениях магнитного поля, регистрируемых на ИСЗ [4].

Полученные в этой части работы выражения для интенсивности рассеяния альвеновской волны на неоднородностях плотности и магнитного поля в неизотермической плазме, могут оказаться полезными при решении широкого круга задач в плазме с нагретыми электронами.

II. Затухание ультранизкочастотных волн в переходной области

1. Проникновение генерированных в солнечном ветре УНЧ волн в магнитосферу Земли не является очевидным. Дело в том, что при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой, за головной ударной волной об-

разуется так называемая переходная область, содержащая, помимо постоянного магнитного поля B_0, флуктуационную магнитную часть, обусловленную нерегулярным течением плазмы. Параметры плазмы переходной области таковы, что затухание волн, связанное с кулоновскими столкновениями, несущественно. В данном случае более сильным является взаимодействие частиц со случайными флуктуациями магнитного поля. Анализ экспериментальных данных показал, что мощность магнитных флуктуаций в переходной области описывается степенным спектром, переходящим в плоский на критической частоте $f_{кр}$ [13]. Это позволяет приписать магнитной турбулентности характерный пространственный масштаб $a = V_{п.о}/2\pi f_{кр} = 10^7$ см, $V_{п.о}$ – скорость среды в переходной области.

Повидимому не менее интересным является изучение вопроса о влиянии на процесс распространения, рассеяния волн на магнитной турбулентности, характеризуемой масштабом a. Такое рассеяние может привести к эффективному затуханию волн вследствии трансформации энергии нормальных волн одного типа в другой.

Целью работы является оценка степени вклада каждого из этих процессов в общее ослабление волн в переходной области, а также проверка принципиальной возможности проникновения УНЧ волн из солнечного ветра через переходную область.

2. Исследование процесса затухания УНЧ волн в переходной области проводится здесь в приближении кинетического уравнения с интегралом столкновения, взятым в модельной форме Батнагара-Гросса-Крука (БГК) [14]

$$\left(\frac{\partial f_\alpha}{\partial t}\right)_{st}^{\alpha n} = -\nu_{\alpha n}\left(f_\alpha - N_\alpha \Phi_{\alpha n}\right),$$

где $\nu_{\alpha n}$ - величины имеющие смысл эффективных частот столкновений, f_α - функция распределения частиц сорта α,

$$\Phi_{\alpha n} = \frac{1}{(2\pi m_\alpha T_{\alpha n})^{3/2}} \exp\left\{-\frac{m_\alpha(\vec{v}-\vec{V}_n)^2}{2T_{\alpha n}}\right\},$$

$$T_{\alpha n} = \frac{m_\alpha T_n + m_n T_\alpha}{m_\alpha + m_n}, \quad \vec{V}_\alpha = \frac{1}{N_\alpha}\int d\vec{p}\, \vec{v} f_\alpha -$$

- гидродинамическая скорость,

$$N_\alpha = \int d\vec{p} f_\alpha, \quad T_\alpha = \frac{m_\alpha}{3}\frac{1}{N_\alpha}\int d\vec{p}\,(\vec{v}-\vec{V}_\alpha)^2 f_\alpha, \quad \vec{p} = m\vec{v},$$

где m_α – масса и $\vec{v}$ – скорость частицы α, индекс "n" имеет отношение к нейтральным образованиям.

Такое приближение применимо для плазмы, в которой определяющую роль играют столкновения заряженных частиц с нейтралами [14]. В условиях переходной области частицы рассеиваются магнитными неоднородностями, которые при $a \ll \lambda$ (a – размер неоднородности, λ – длина рассматриваемых волн) аналогичны газу нейтралов.

Частоты столкновений частиц с неоднородностями $\nu_{\alpha n}$ ($\alpha = i$ (протоны), e (электроны)) при работе с модельным интегралом БГК, как и для случая столкновения с нейтралами [15], находятся из простых кинематических представлений. Определим их исходя из здравого физического смысла. Пусть магнитная неоднородность представляет собой шар диаметра a, тогда концентрация таких шаров $N = 6/\pi a^3$. Частота столкновений частиц сорта α с такими шарами $\nu_{\alpha n} = N v_{T\alpha} \sigma_n$, где под сечением рассеяния будем понимать $\sigma_n = \pi a^2/4$. В результате получим формулу для описания соударений

$$\nu_{\alpha n} = \frac{3\pi v_{T\alpha} f_{kp}}{V_{п.о}} .$$

Принимая во внимание характерные величины для параметров плазмы в переходной области: $v_{Te} = 4\cdot10^8$ см/с; $v_{Ti} = 2\cdot10^7$ см/с., $V_{n0} = (0{,}5 \div 1)\cdot10^7$ см/с., $f_{кр} = 0{,}2$ с$^{-1}$, находим диапазоны возможных изменений частот соударений: 70 с.$^{-1} < \nu_{en} < 140$ с$^{-1}$ $4 < \nu_{in} < 7$с.$^{-1}$.

Эта простая оценка совпадает с результатами расчётов [16], проведенными на основании более сложной модели взаимодействия частиц с магнитными неоднородностями.

Известно, что при использовании модельного интеграла столкновений в принятой форме удается получить общее выражение для тензора диэлектрической проницаемости [17]:

$$\varepsilon_{ij}(\omega,\vec{k}) = \delta_{ij} + \sum_{\alpha}\left(\delta_{i\mu} + i\frac{\nu_{\alpha n} G_{\alpha i} k_{\mu}}{\omega - i\nu_{\alpha n}\vec{G}_{\alpha}\vec{k}}\right) \times \tag{2.1}$$
$$\times \frac{\omega + i\nu_{\alpha n}}{\omega}\left[\varepsilon^{\alpha}_{\mu j}(\omega + i\nu_{\alpha n},\vec{k}) - \delta_{\mu j}\right],$$

где

$$G_{\alpha x} = \frac{\omega_{B\alpha}}{k_{\perp}}\sum_{s}\frac{sA_s(z_{\alpha})}{\omega + i\nu_{\alpha n} - s\omega_{B\alpha}} J_{+}\left(\frac{\omega + i\nu_{\alpha n} - s\omega_{B\alpha}}{|k_z|\, v_{T\alpha}}\right),$$

$$G_{\alpha y}=-i\frac{\omega_{B\alpha}}{k_\perp}\sum_s \frac{Z_\alpha A_s'(Z_\alpha)}{\omega+i\nu_{\alpha n}-s\omega_{B\alpha}} J_+\left(\frac{\omega+i\nu_{\alpha n}-s\omega_{B\alpha}}{|k_z|\,v_{T\alpha}}\right),$$

$$G_{\alpha z}=-\frac{1}{k_z}\sum_s A_s(Z_\alpha)\left[1+J_+\left(\frac{\omega+i\nu_{\alpha n}-s\omega_{B\alpha}}{|k_z|\,v_{T\alpha}}\right)\right],$$

$$Z_\alpha=\frac{k_\perp^2 v_{T\alpha}^2}{\omega_{B\alpha}^2}, \quad A_s(Z_\alpha)=\exp(-Z_\alpha)I_s(Z_\alpha),$$

$I_s(Z_\alpha)$ – функция Бесселя, $J_+(x)$ – функция Крампа, $v_{T\alpha}$ – тепловая скорость частиц сорта α; $\omega_{B\alpha}$ – -гирочастота, $\vec{k}$ $(k_\perp, 0, k_z)$ – волновой вектор, $\vec{B}_0$ $(0, 0, B_0)$, $\varepsilon_{ij}^{\alpha}$ $(\omega+i\nu_{\alpha n}, \vec{k})$ – тензор, по виду совпадающий с тензором диэлектрической проницаемости частиц сорта α в бесстолкновительной магнитоактивной плазме [17], в котсром произведена замена $\omega \to \omega + i\nu_{\alpha n}$.

При получении (2.1) пренебрежено возмущением температуры заряженных частиц ("изотермическая модель" интеграла столкновений БГК) и принято, что магнитные неоднородности неподвижны ($T_n = 0$).

Для УНЧ волн диапазона геомагнитных пульсаций ($\omega \sim 0{,}1\,c^{-1}$) в переходной области ($\omega_{Bi} = 0{,}5\,c^{-1}$, $\omega_{Be} = 10^3\,c^{-1}$) будем предполагать выполненными условия

$$\left|\frac{\omega + i\nu_{\alpha n} - S\omega_{B\alpha}}{|k_z| \quad v_{T\alpha}}\right| \gg 1, \qquad (2.2)$$

а также $k_\perp^2 v_{T\alpha}^2/\omega_{B\alpha}^2 \ll 1$ и $|k_\perp v_{T\alpha}/\omega + i\nu_{\alpha n}| \ll 1$ [+)].

Это означает, что при наличии значительных эффективных соударений частиц с магнитными неоднородностями плазма переходной области для волн диапазона УНЧ может рассматриваться как двухжидкостная "холодная" среда. При выполнении условий (2.2) тензор диэлектрической проницаемости (2.1) принимает вид:

$$\hat{\varepsilon}_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon & iq & 0 \\ iq & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \qquad (2.3)$$

где, при учете неравенств $\omega; \omega_{Bi} \ll \nu_{in} \ll \nu_{en} \ll \omega_{Be}$,

---

+) Результаты проведенного ниже расчёта подтверждают сделанные здесь предположения.

$$\varepsilon = -\frac{\omega_{0i}^2}{\nu_{in}^2} + i\left(\frac{\nu_{en}}{\omega}\cdot\frac{\omega_{0e}^2}{\omega_{Be}^2} + \frac{\omega_{0i}^2}{\omega\nu_{in}}\right),$$

$$g = -\frac{\omega_{0e}^2}{\omega\omega_{Be}} + 2i\,\frac{\omega_{0i}^2\omega_{Bi}}{\nu_{in}^3},$$

$$\eta = -\frac{\omega_{0e}^2}{\nu_{en}^2} + i\,\frac{\omega_{0e}^2}{\omega\nu_{en}},$$

здесь $\omega_{0\alpha}$ – плазменная частота ($\omega_{0i}^2 = 1{,}5\cdot 10^7\,\text{с}^{-1}$, $\omega_{0e}^2 = 3\cdot 10^{10}\,\text{с}^{-1}$). Причем для переходной области справедлива цепь неравенств

$$|\mathrm{Im}\,g| \ll |\mathrm{Re}\,\varepsilon| \ll |\mathrm{Re}\,\eta| \ll |\mathrm{Im}\,\varepsilon| \ll |\mathrm{Re}\,g| \ll |\mathrm{Im}\,\eta| \qquad (2.4)$$

3. Изучим процесс ослабления УНЧ волн в переходной области. Дисперсионное уравнение для нормальных волн в среде с тензором диэлектрической проницаемости (2.3) имеет следующий вид:

$$\varepsilon k_\perp^4 + k_\perp^2\left[k_z^2(\varepsilon+\eta) - k_0^2(\varepsilon^2 - g^2 + \varepsilon\eta)\right] + \eta(k_z^4 - 2\varepsilon k_z^2 k_0^2 + \varepsilon^2 k_0^4 - k_0^4 a^2) = 0, \quad k_0 = \frac{\omega}{c}. \qquad (2.5)$$

Определим область углов между постоянным магнитным полем $\vec{B}_0$ и волновым вектором $\vec{k}$, для которой возможно распространение УНЧ волн через переходную область без значительного ослабления, связанного со столкновительным затуханием. Проводя в (2.5) замену $k_z = k\cos\chi$, $k_\perp = k\sin\chi$ и решая полученное биквадратное уравнение, находим выражение для зависимости $k = k(\chi)$:

$$\frac{k^2}{k_0^2} = \frac{\sin^2\chi(\varepsilon^2 - g^2 + \varepsilon\eta) + 2\varepsilon\eta\cos^2\chi \pm \Big[(\sin^2\chi(\varepsilon^2 - g^2 + \varepsilon\eta) + 2\varepsilon\eta\cos^2\chi)^2 - 4\eta(\varepsilon^2 - g^2)(\varepsilon\sin^4\chi + \eta\cos^4\chi + (\varepsilon+\eta)\sin^2\chi\cos^2\chi)\Big]^{1/2}}{2(\varepsilon\sin^4\chi + \eta\cos^4\chi + (\varepsilon+\eta)\sin^2\chi\cos^2\chi)} \tag{2.6}$$

Условие слабого затухания ($\mathrm{Re}\,k \gg \mathrm{Im}\,k$) находятся из (2.6) при учёте неравенств (2.4)

$$\sin^2\chi \ll \frac{2\,\mathrm{Im}\,\eta\,\mathrm{Re}^2 g}{\mathrm{Im}\,\varepsilon(4\,\mathrm{Re}^2 g - \mathrm{Im}\,\eta\,\mathrm{Im}\,\varepsilon)}, \quad \varepsilon \neq 0,$$

которое при подстановке характерных параметров среды переходной области может быть упрощено до $\sin\chi \ll 1$.

Это означает, что через переходную область возможно прохождние слабозатухающих УНЧ волн с волновыми векторами $\vec{k} \parallel \vec{B}_0$. Дисперсионное уравнение (2.6) принимает в этом случае вид

$$\frac{k^2}{k_0^2} = \frac{\omega_{0e}^2}{\omega\omega_{Be}} \left(1 + i\,\frac{\nu_{en}}{\omega_{Be}} + i\,\frac{\omega_{Bi}}{\nu_{in}}\right) \; +) \qquad (2.7)$$

Оно описывает распространение необыкновенных право-поляризованных волн.

1. Оценим рассеяние на неоднородностях слабозатухающих, вследствии столкновительного процесса, волн (2.7). Для строгого рассмотрения рассеяния в анизотропной плазме типа переходной области следовало бы провести вычисления, подобные расчётам, отраженным в 1 части работы. Однако, для оценки эффекта, достаточно ограничиться изучением этого процесса в изотропной плазме с диэлектрической проницаемостью ε, для которой

$$\varepsilon \simeq -4\pi\sigma/\omega_{gb}, (\operatorname{Re} k^p_{gb}/k_0 + i \operatorname{Im} k^p_{gb}/k_0)^2 = \varepsilon + + i4\pi\sigma/\omega_{gb}$$

, где частота волны в движущейся со скоростью $\vec{V}_{п.о}$ системе координат

$$\omega_{gb} = \omega_н - \vec{V}_{п.о}\,\vec{k}_н,\ \vec{k}_н = \vec{k}_{gb} - \frac{\omega_{gb}}{c^2}\vec{V}_{п.о} \qquad (2.8)$$

(индекс "Н" имеет отношение к неподвижной системе координат)

+) Здесь k и ω взяты в системе координат, связанной с перемещающейся плазмой переходной области.

k^{p}_{qb} – волновое число рассеянной волны в движущейся системе координат. Фактически, именно такое неравенство выполнимо в плазме переходной области при углах $\chi \geq \chi_0$ (χ_0 – угол, начиная с которого столкновительное затухание становится значительным, $\mathrm{Im}\, k \geqslant \mathrm{Re}\, k$). Тогда, как известно [17],

$$\sigma = \frac{\omega_{qb}}{2\pi}\left(\mathrm{Re}\,\frac{k^{p}_{qb}}{k_0}\right)^2, \quad \mathrm{Re}\,\frac{k^{p}_{qb}}{k_0} \approx \mathrm{Im}\,\frac{k^{p}_{qb}}{k_0}. \qquad (2.9)$$

Переходящая в тепловые потери интенсивность излучения неоднородности (в данном случае, концентрации ΔN_e), как источника [5]

$$\vec{j}_{\text{эфф}} = -\frac{i\omega_{qb}}{4\pi}\cdot\frac{\Delta N_e}{N_e}(1-\varepsilon)\vec{E}, \qquad (2.10)$$

в единице объема, плотно заполненного неоднородностями, запишется в виде

$$I = N_n \int \sigma \left| E^{p}\left(j_{\text{эфф}}\right)\right|^2 dx\,dy\,dz, \qquad (2.11)$$

где N_e – средняя концентрация электронов, E_0 – электрическое поле падающей волны, N_n – концентрация неоднородностей, E^{p} поле переизлученной волны. Здесь интегрирование проводится по объему неоднородности. Если принять, что неоднородности являются точечными диполями, расположенными хаотически, то [17] :

$$\vec{E}^{p} = \frac{4\pi}{3} \vec{P}, \tag{2.10}$$

где поляризация $\vec{P} = -\frac{i}{\omega_{gb}} \vec{j}_{эфф}$. Подставляя (2.9), (2.10), (2.12) в (2.11) и учитывая выражения для ε и k^{p}_{gb}/k_0 в изотропной плазме, получаем выражение для мощности рассеянной в единице объема

$$I = \frac{1}{36\pi} \cdot \frac{\omega^2_{oe}}{\nu^5_{en}} \cdot E^2_0 \left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)^2 .$$

При вычислении коэффициента эффективного затухания, вследствии рассеяния падающей волны (2.7), учтём, что в анизотропной среде переходной области интенсивность I_{χ_0} переизлучаемая в два телесных угла $2\pi(1 - \cos\chi_0)$, вдоль постоянного магнитного поля и в противоположном направлении, не перейдёт в тепло и поэтому должна вычитаться из потерь в полном телесном угле 4π. В этом случае коэффициент затухания запишется в виде:

$$\varkappa = \frac{I - I_{\chi_0}}{|\vec{S}|} = \frac{2}{9} \cdot \frac{\omega^2_{oe}\sqrt{\omega_{Be}}}{c\nu^5_{en}} \left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)^2 \sqrt{\omega_{gb}} \cos\chi_0 , \tag{2.13}$$

где $I_{\chi_0} = 2\int\limits_0^{2\pi}\int\limits_0^{\chi_0} \frac{I}{4\pi} \sin\chi \, d\varphi \, d\chi$, а вектор Пойтинга падающей волны определим, как

$$\left|\vec{S}\right| = \frac{c}{8\pi} E_0^2 \, \mathrm{Re} \frac{k_{qb}}{k_0} .$$

Ослабление изучаемой волны, обусловленное рассеянием, зависит от её частоты в движущейся системе координат. Поэтому рассеяние (2.13) на неоднородностях переходной области может оказаться незначительным только для волн с волновыми векторами направленными вдоль потока (см. (2.8)), у которых $\omega_н \simeq V_{п.0} \cdot k_н$

5. Оценим ослабление УНЧ волн, связанное со столкновительным затуханием. При этом следует учесть движения среды переходной области как целого со скоростью $\vec{V}_{п.0}$. Пусть вначале $\vec{V}_{п.0} \parallel \vec{B}_0$. Подставляя значение частоты волны в движущейся системе координат (2.8) в дисперсионное выражение для слабозатухающей моды (2.7) и учитывая неравенства (2.4), получаем окончательные дисперсионные соотношения, содержащие и скорость движения среды:

$$K_н = \mp \frac{V}{c^2} \omega_н \mp \frac{\omega_{0e}^2 V}{2\omega_{Be} c^2} \left[1 + i\left(\frac{\nu_{en}}{\omega_{Be}} + \frac{\omega_{Bi}}{\nu_{in}}\right)\right] \pm \tag{2.14}$$

$$\pm \frac{\omega_{0e}}{c\sqrt{\omega_{Be}}} \sqrt{\left[1 + i\left(\frac{\nu_{en}}{\omega_{Be}} + \frac{\omega_{Bi}}{\nu_{in}}\right)\right]\omega_н + \left[1 + i\left(\frac{\nu_{en}}{\omega_{Be}} + \frac{\omega_{Bi}}{\nu_{in}}\right)\right]^2 \frac{\omega_{0e}^2 V}{4\omega_{Be} c^2}},$$

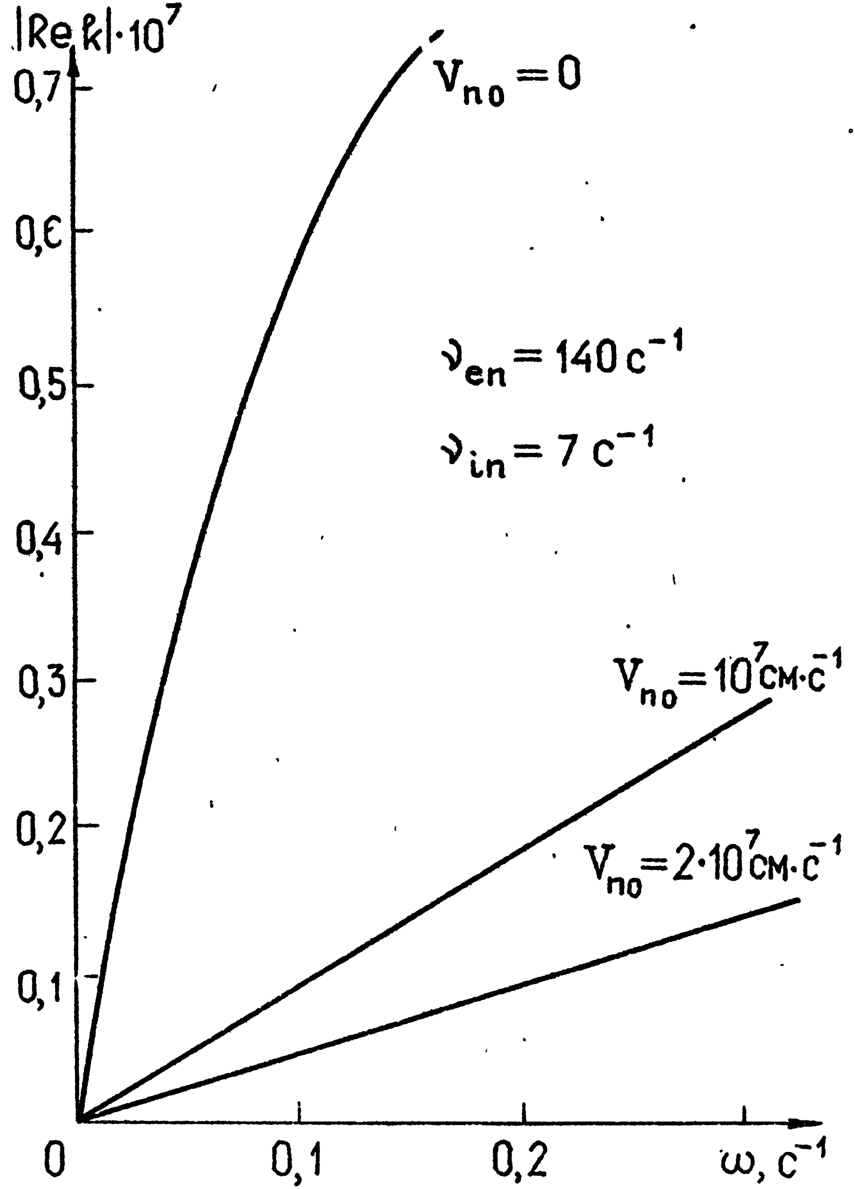
$|Re\,k|\cdot 10^7$
0,7
0,6
0,5
0,4
0,3
0,2
0,1
0
0,1
0,2
ω, c^{-1}
$V_{no}=0$
$\nu_{en}=140\,c^{-1}$
$\nu_{in}=7\,c^{-1}$
$V_{no}=10^7 см\cdot c^{-1}$
$V_{no}=2\cdot 10^7 см\cdot c^{-1}$

Рис. 3

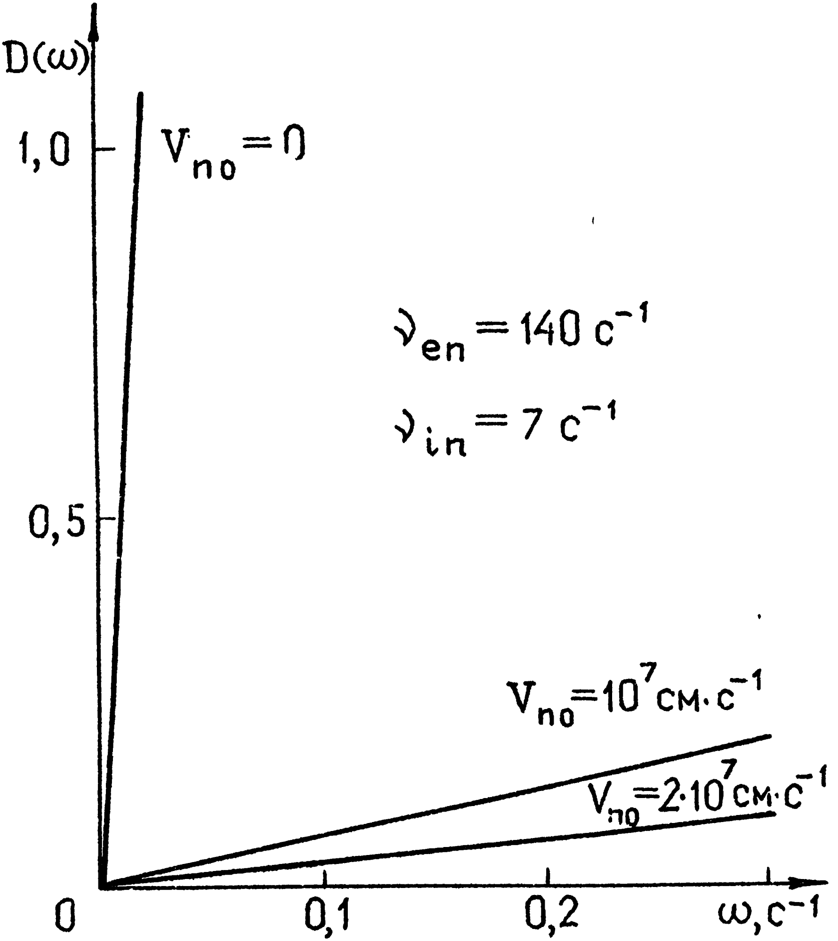
D(ω)
1,0
0,5
0
$V_{no} = 0$
$\nu_{en} = 140\ c^{-1}$
$\nu_{in} = 7\ c^{-1}$
$V_{no} = 10^7\ см \cdot c^{-1}$
$V_{no} = 2 \cdot 10^7\ см \cdot c^{-1}$
0,1
0,2
ω, c⁻¹

Рис. 4

В тех случаях, когда имеются компоненты скорости сноса среды перпендикулярно постоянному магнитному полю $V_{п0\perp}$ закон дисперсии волны в нерелятивистском случае определяется формулами

$$\omega_н = \omega_{gb}\,, \quad \vec{k}_н = \vec{k}_{gb} - \frac{\omega_{gb}}{c^2}\vec{V}_{п0\perp}$$

Это означает, что волна в среде с поперечной скоростью подчиняется таким же законам дисперсии и затухания, как и волна, распространяющаяся под углом $\chi = -\operatorname{arctg}\dfrac{\omega V_{п.0\perp}}{c^2 k_{gb}}$ к постоянному магнитному полю в движущейся системе отсчёта. Для максимально возможной $V_{п.0\perp} \leq 3\cdot10^7$ см/с оценки дают угол $\chi \leq 10^{-6}$. Выше было показано, что для углов $\chi \ll 1$ возможно распространение слабозатухающей волны с дисперсионным соотношением (2.⁻). Следовательно условия распространения излучаемой волны не меняются в переходной области под влиянием поперечной скорости. Наблюдается только снос возмущения по потоку.

6. В заключении приведем, расчитанные с помощью (2.14) ($k \equiv k_н$, $\omega \equiv \omega_н$), дисперсионные кривые $\mathrm{Re}\,k(\omega)$ (рис. 3), кривые коэффициента затухания $D(\omega) = l_{п.0}\,|\mathrm{Im}\,k(\omega)|$ излучаемой волны на толщине переходной области $l_{п.0} = 10^9$ см.

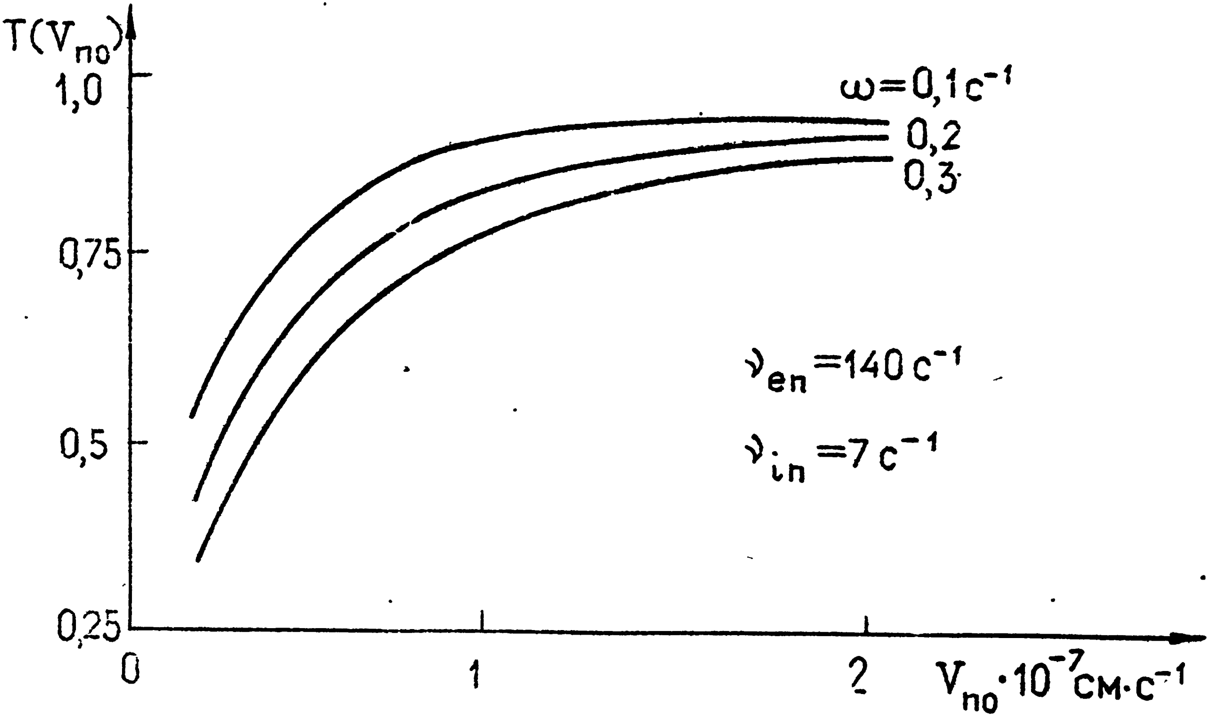
T(Vпо)
1,0
0,75
0,5
0,25
0
1
2
ω=0,1с⁻¹
0,2
0,3
νеп=140 с⁻¹
νiп=7 с⁻¹
Vпо·10⁻⁷см·с⁻¹

Рис. 5

(рис. 4) и кривые прозрачности $T(V_{п.о}) = E(l_{по})/E(0) = \exp(-l_{п.о}|\operatorname{Im} k(\omega/_{п.о})|$ (E – амплитуда волны) переходной области в зависимости от скорости среды (рис. 5). Значения параметров указаны на рисунках.

Анализ (2.14) показывает, что затухание сильно зависит от частоты столкновения частиц с магнитными неоднородностями. При слабых столкновениях оно определяется в основном соударениями протонов с неоднородностями, а при относительно сильных – соударениями электронов с неоднородностями. Движения плазмы расширяет полосу "прозрачности" среды переходной области по частоте (рис. 5). Физически это связано с тем, что волны сносятся движущейся плазмой и за то же время проходят больший путь, чем в сопровождающей системе.

Результаты проведенного исследования свидетельствуют о слабом затухании правополяризованных волн с волновыми векторами, направленными вдоль потока в сопровождающей системе координат. Это означает, что образующиеся в солнечном ветре УНЧ волны диапазона геомагнитных пульсаций могут при определенных условиях проходить через переходную область и регистрироваться в магнитосфере Земли.

Таким образом, можно считать теоретически обоснованным предположение о внемагнитосферном происхождении части электромагнитных колебаний, наблюдаемых на земной поверхности, и основанным на нём методе диагностики околоземного космического пространства.

Выражаю благодарность Н.Г.Денисову, Н.С.Беллюстину, П.А.Беспалову и В.В.Тамойкину за полезные обсуждения и ряд ценных советов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. - М.: Наука, 1973.
2. Бархатов Н.А., Беспалов П.А., Ковнер М.С. - В сб.: Исследования по проблемам солнечно-земной физики, М.: Наука, 1975, с. 108.
3. Hollweg J.V. - Publ.Astr.Soc.Pacific, 1974, v.86, N513, p.561.
4. Sari J.W., Valley G.C. - J.Geophys.Res., 1976, v.81, N31, p.5489.
5. Денисов Н.Г. - Изв.высш.уч.зав. - Радиофизика, 1960, т. 3, № 3, с. 393.
6. Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. - Изв.высш.уч.зав. - Радиофизика, 1975, т.18, № 9, с. 1273.
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, 1979, ed.N.Fukushima, Paris, p.277.

9. Беллюстин Н.С., Докучаев В.П. - Изв.высш.уч.зав.-Радиофизика, 1975, т. 18, № 1, с. 17.

10. Burlaga L.F., Lemaire J.F. - J.Geophys.Res., 1978, v.83, N II, p.5157.

11. Readhead A.C.S., Kemp M.C., Hewish A. - Monthly Notices, 1978, v.185,NI,p.207.

12. Беллюстин Н.С. - Изв.высш.уч.зав. - Радиофизика, 1977, т. 20, № 7, с. 991.

13. Fairfield D.H. - Rev.Geophys.Space Physics, 1976, v.I4, p II7.

14. Batnagar P., Gross E., Krook M. - Phys.Rev., 1954, v.94, p.5II.

15. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. - М.: Наука, 1967.

16. Беспалов П.А. - Геомагнетизм и аэрономия, 1976, т. 16, с. 1056.

17. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. - М.: Наука, 1975.

Дата поступления статьи
28 мая 1980 года

ЗАТУХАНИЕ УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫХ ВОЛН
В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ И ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ

Николай Александрович Бархатов

Подписано в печать 03.10.80 г. МЦ 00778 Формат 60 x 84 1/16
Бумага множительная марки А-1. Печать офсетная. Объем 3,1 п.л.
Тираж 120 экз. Заказ 2415. Бесплатно

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ), г.Горький, 603600, ГСП-51, ул.Лядова 25/14, т. 38-90-91, л.5-09.

Отпечатано на ротапринте НИРФИ