ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XXXI, № 12 РАДИОФИЗИКА 1988

УДК 550.385

О РАСПРОСТРАНЕНИИ НИЗКОЧАСТОТНОГО ВИСТЛЕРА В ИОНОСФЕРЕ

В. А. Мазур

Теоретически исследуется распространение вдоль земной поверхности электромагнитной волны с частотой ниже гирочастоты ионов. В холловском слое ионосферы она представляет собой вистлер (свистовую моду). Показано что омическая диссипация приводит к сильному затуханию низкочастотного вистлера и, вопреки результатам предшествовавших работ, делает невозможным его распространение на далекие расстояния. Используется многослойная модель среды с наклонным геомагнитным полем. Рассматриваются как собственные моды, так и эволюция начального возмущения.

Электромагнитная волна с частотой меньше гирочастоты ионов, распространяющаяся в слабоионизованной плазме, для которой выполняются условия

$$\nu_{in} \gg \omega_i, \quad \nu_{en} \ll \omega_e \tag{1}$$

($\omega_{i,e}$ — гирочастоты, ν_{in}, ν_{en} — частоты соударений с нейтралами ионов и электронов), представляет собой вистлер (свистовую моду) [1]. Для волн с частотой $\omega \ll \omega_i$ в условиях (1) электроны замагничены и совершают дрейф в скрещенных полях, а ионы заторможены нейтралами и практически покоятся. Последнее обстоятельство и приводит к возможности существования свистовых волн в необычной области частот.

Неравенства (1) выполняются в ионосфере на высотах слоя *E*. Впервые на возможность распространения в этом слое низкочастотного вистлера указано в работе [2]*. В ней высказано предположение, что свистовые волны могут возбуждаться акустической волной землетрясения и регистрироваться как геомагнитные пульсации на большом (несколько тыс. км) расстоянии от эпицентра. В работе представлены наблюдательные данные, подтверждающие это предположение. Аналогичная точка зрения высказана в [3], где приведен независимый экспериментальный материал. В [4] сделана попытка связать с этими же волнами распространение геомагнитных пульсаций Pi 2. Некоторые чисто теоретические вопросы распространения низкочастотного вистлера рассмотрены в [5].

В цитированных работах по существу игнорировались механизмы затухания низкочастотного вистлера, определяющие дальность его распространения. Можно указать два существенно различных механизма. Один — это отток энергии в магнитосферу в виде альфвеновских волн, убегающих вверх по силовым линиям. В работах [2, 4, 5] геомагнитное поле предполагалось горизонтальным, что исключает убегание альфвеновских волн. Но с точки зрения приложений такая ситуация является экзотической (отвечает только узкой приэкваториальной области). В [3] геомагнитное поле считалось наклонным, однако затухание, связанное с оттоком энергии, также игнорировалось. Декремент такого радиационного затухания вычислен в недавней работе автора [6]. Одновременно показано, что наличие сопряженной ионосферы и отражение

* Ее авторы называют обсуждаемую волну гиротропной.

от нее альфвеновской волны приводит к существованию своеобразной ионосферно-магнитосферной моды, у которой уже нет потерь на излучение.

Цель настоящей работы — изучить влияние другого механизма потерь — обычной джоулевой диссипации. Оказывается, что главную роль играет диссипация на педерсеновской проводимости ионосферы, которая столь велика, что делает, по существу, невозможным распространение низкочастотного вистлера вдоль земной поверхности.

1. Исходные уравнения. Модель среды. Уравнения Максвелла для монохроматических колебаний можно представить в виде

$$\nabla(\nabla \boldsymbol{E}) - \nabla^2 \boldsymbol{E} = 4\pi i \omega c^{-2} \boldsymbol{j}. \tag{2}$$

В отсутствие сторонних токов для колебаний с частотой $\omega \ll \omega_i$ имеем

$$\boldsymbol{j}_\perp = \sigma_1(\omega)\boldsymbol{E}_\perp + \sigma_2(\omega)[\boldsymbol{B}_0/B_0, \boldsymbol{E}_\perp], \quad j_\parallel = \sigma_\parallel E_\parallel. \tag{3}$$

Для холодной, частично ионизованной плазмы компоненты тензора проводимости имеют вид [7]

$$\sigma_1 = \sigma_0\left[\frac{s_i - iu}{1 + (s_i - iu)^2} + \frac{s_e}{1+s_e^2}\right], \quad \sigma_2 = \sigma_0\left[\frac{1}{1 + (s_i - iu)^2} + \frac{1}{1+s_e^2}\right], \quad \sigma_\parallel = \frac{\sigma_0}{s_e}. \tag{4}$$

Здесь обозначено

$$\sigma_0 = enc/B_0, \quad s_e = \nu_{en}/\omega_e, \quad s_i = \nu_{in}/\omega_i, \quad u = \omega/\omega_i,$$

n — концентрация плазмы, B_0 — внешнее магнитное поле.

Для плазмы достаточно столкновительной, $s_i \gg u$, зависимостью σ_1 и σ_2 от ω можно пренебречь, и тогда эти величины равны соответственно педерсеновской σ_P и холловской σ_H проводимостям плазмы. Выражения для последних можно получить из (4), полагая $u=0$. Параметры столкновительности s_i и s_e меняются от значений много больше единицы на малых высотах в нейтральной атмосфере до практически нулевых значений в верхней ионосфере и магнитосфере. В области, отвечающей условиям (1), где $s_e \ll 1$, $s_i \gg 1$, расположенной на высоте приблизительно 90—120 км, в основном сконцентрирована холловская проводимость ионосферы. Слой повышенной педерсеновской проводимости отвечает условию $s_i \sim 1$ и расположен на высоте 100—150 км. В бесстолкновительной плазме, когда $s_i \ll u$, т. е. $\nu_{in} \ll \omega$, будем полагать

$$\sigma_1 = -i\sigma_0 u \equiv -i(\omega/4\pi)(c^2/A^2), \quad \sigma_2 = 0, \quad \sigma_\parallel' = \infty, \tag{5}$$

где $A = B_0/(4\pi m_i n)^{1/2}$ — скорость Альфвена.

Направим ось z системы координат по вертикали, ось x — по меридиану. Пусть угол между вертикалью и геомагнитным полем равен χ. Будем оперировать как декартовыми составляющими E_x, E_y, E_z, так и компонентами E_n, E_y, $E_\parallel$, где E_n — составляющая $\boldsymbol{E}_\perp$, лежащая в плоскости меридиана. Удобно также ввести соответствующие компоненты градиента ∇_n и $\nabla_\parallel$.

В настоящей работе ограничимся, в основном, исследованием волны, распространяющейся в плоскости меридиана, т. е. положим $k_y = 0$. Один важный результат для общего случая приведен в разд. 3.

Полагая $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}(z)\exp(ik_x x)$, из (2), (3) получаем

$$(\nabla_\parallel^2 + i\varkappa_1^2)E_n - i\varkappa_2^2 E_y - \nabla_\parallel \nabla_n E_\parallel = 0; \tag{6а}$$

$$i\varkappa_2^2 E_n + (\nabla^2 + i\varkappa_1^2)E_y = 0; \tag{6б}$$

$$-\nabla_\parallel \nabla_n E_n + (\nabla_n^2 + i\varkappa_\parallel^2)E_\parallel = 0. \tag{6в}$$

Здесь величины $\varkappa^2$ связаны с соответствующими компонентами тензора проводимости соотношением $\varkappa^2 = 4\pi\sigma\omega/c^2$.

Будем использовать модель среды, включающую следующие слои. а) Земля ($z < -H$) — идеально проводящая среда: $\sigma_1 = \sigma_\parallel = \infty$, $\sigma_2 = 0$. б) Атмосфера ($-H<z<0$) — непроводящая среда: $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_\parallel = 0$. в) Нижняя часть ионосферы ($0 < z < \Delta$) — плазма с анизотропной проводимостью: $\sigma_1 = \sigma_P$, $\sigma_2 = \sigma_H$, $\sigma_\parallel = \infty$. При изучении мод, для которых этот слой не является оптически тонким, необходимо задать распределение проводимости по высоте. В этом случае будем считать, что $\sigma_P = 0$, $\sigma_H \neq 0$ в холловском слое $0<z<\Delta_H$ и $\sigma_P\neq 0$, $\sigma_H=0$ в лежащем над ним педерсеновском слое $\Delta_H<z<\Delta_H+\Delta_P\equiv\Delta$. По порядку величины для дневных условий будем полагать $\sigma_P = 10^6$ с$^{-1}$, $\sigma_H = 3\cdot 10^6$ с$^{-1}$, $\Delta_H = 30$ км, $\Delta_P = 50$ км. г) Верхняя часть ионосферы и магнитосфера ($z>\Delta$). В этом слое выполняются соотношения (5). По порядку величины $A = 10^3$ км/с.

Для краткости формулировок будем далее слой «в» называть ионосферой, а слой «г» — магнитосферой.

Из уравнений (2) следует непрерывность на всех границах кроме границы земля — атмосфера тангенциальных компонент электрического и магнитного полей, т. е. непрерывность функций

$$E_x(z),\quad F_x(z) \equiv E'_x(z) - ik_xE_z(z),\quad E_y(z),\quad F_y(z) \equiv E'_y(z)\,. \tag{7}$$

Идеальная проводимость земли приводит к следующему граничному условию для решения в атмосфере:

$$E_x(0) = E_y(0) = 0\,. \tag{8}$$

2. Граничные условия на нижней и верхней кромках ионосферы. В ионосферном слое $E_\parallel = 0$ и, следовательно, $E_x = E_n \cos\chi$, $E_z = -E_n \sin\chi$. С другой стороны, в атмосфере выполняется соотношение $E_z = -(i/k_x)E'_x$. Но тогда непрерывность функций (7) приводит к следующим условиям для ионосферного решения:

$$E'_n(0) = -isE_n(0),\quad E'_y(0) = pE_y(0), \tag{9}$$

где $s = k_x \operatorname{tg}\chi$, $p = E'_x(-0)/E_x(-0)$. Таким образом, все, что нужно знать для дальнейшего об атмосферном решении, — это логарифмическую производную $E_y(z)$ в нуле. В атмосферном слое уравнение (6б) принимает вид

$$E''_y - k_x^2 E_y = 0.$$

С учетом граничного условия (8) его решение равно $E_y = C\operatorname{sh} k_x(z+H)$, откуда следует

$$p = k_x \operatorname{cth} k_xH\,. \tag{10}$$

В магнитосфере также $E_\parallel = 0$ и уравнения (6а), (6б) сводятся к

$$\nabla^2_\parallel E_n + k^2_A E_n = 0\,,\quad E''_y - \varkappa^2_m E_y = 0\,, \tag{11}$$

где $k_A = \omega/A$, $\varkappa^2_m = k^2_x - k^2_A$. Первое уравнение описывает распространяющуюся альфвеновскую волну. Для него при $z\to\infty$ следует поставить условие убегания. Тогда

$$E_n = E_n(\Delta) \exp\left[i(-s+k_A/\cos\chi)(z-\Delta)\right].$$

Второе уравнение (11) описывает быстрый магнитный звук (БМЗ). При $\varkappa^2_m < 0$ для него также следует поставить условие излучения. Если $\varkappa^2_m > 0$, то магнитосфера для БМЗ непрозрачна. В этом случае следует требовать ограниченности решения при $z > \infty$. Оба случая охватываются формулой

$$E_y = E_y(\Delta) \exp\left[-\varkappa_m(z-\Delta)\right],$$

где предполагается, что $\varkappa_m > 0$ при $\varkappa^2_m \geq 0$ и $\operatorname{Im}\varkappa_m < 0$ при $\varkappa^2_m < 0$. Непрерывность функций (7) приводит к следующим условиям для ионосферного решения:

$$E'_n(\Delta) = i(-s + k_A/\cos\chi)E_n(\Delta), \quad E'_y(\Delta) = -\varkappa_m E_y(\Delta). \qquad (11')$$

3. Поверхностная волна. В ионосферном слое уравнения (6а), (6б) принимают вид

$$\begin{gathered}(\nabla^2_{\parallel} + 4\pi i\omega\sigma_P/c^2)E_n - (4\pi i\omega\sigma_H/c^2)E_y = 0, \\ (4\pi i\omega\sigma_H/c^2)E_n + (\partial^2/\partial z^2 - k_x^2 + 4\pi i\omega\sigma_P/c^2)E_y = 0.\end{gathered} \qquad (12)$$

Проще всего поддается исследованию волна поверхностного типа, для которой ионосфера является оптически тонкой. Последнее означает, что функции $E_n(z)$ и $E_y(z)$ мало меняются в ионосферном слое и их можно считать в нем постоянными. Именно такая волна рассматривалась в [2–4]. Она существует только при $k_x\Delta \ll 1$.

Введем обозначение $V_{P,H} = c^2/4\pi\sum_{P,H}$, где

$$\sum\nolimits_{P,H} = \int_0^{\Delta} \sigma_{P,H}(z)\,dz$$

— интегральные педерсеновская и холловская проводимости ионосферы. При типичных дневных условиях $V_H=30\div50$ км/с, $V_P=50\div100$ км/с. Чтобы получить дисперсионное уравнение для волны поверхностного типа, проинтегрируем (12) по интервалу $(0, \Delta)$ и используем (9) и (11):

$$\begin{gathered}\left[\omega\left(\frac{1}{V_P} + \frac{\cos\chi}{A}\right) + ik_x^2\,\Delta\sin\chi\right]E_n - \frac{\omega}{V_H}E_y = 0, \\ \frac{\omega}{V_H}E_n + \left[\frac{\omega}{V_P} + i(\varkappa_m + p) + ik_x^2\,\Delta\right]E_y = 0.\end{gathered} \qquad (13)$$

Здесь удержаны малые члены, содержащие параметр $k_x\Delta$. Из этих уравнений видно, что в силу неравенства $V_P \ll A$ отток энергии в магнитосферу играет меньшую роль, чем диссипация на педерсеновской проводимости, и им можно пренебречь.

Если на время предположить, что и последняя мала и ею также можно пренебречь, то из (13) получаем [2]

$$\omega = k_x(\mathrm{Re}\,\varkappa_m + p)^{1/2}V_H\sin\chi.$$

Этот результат справедлив при $\omega/V_P \ll k_x^2\Delta$ или, что то же самое, если $\sum_P/\sum_H \ll (k_x\Delta)^{1/2}$. При $k_x\Delta \ll 1$ и типичных ионосферных условиях в действительности выполняется обратное неравенство. Это означает, что в (13) следует пренебречь членами с $k_x\Delta$. Тогда $\omega = -i(\mathrm{Re}\,\varkappa_m + p)V$, где $V = V_H^2V_P/(V_H^2 + V_P^2)$. По порядку величины $V \approx V_H(\sum_P/\sum_H) \sim$ ~ 10 км/с Неравенство $k_x < k_A$ означает $k_x < (V_H/A)H^{-1}$, поэтому без ущерба для общности можно положить $\mathrm{Re}\,\varkappa_m + p = k_x + p = k_x(1 + \mathrm{cth}\,k_xH)$. Итак, для моды поверхностного типа окончательно получаем

$$\omega = -ik_xV(1 + \mathrm{cth}\,k_xH). \qquad (14)$$

Волна апериодически затухает — педерсеновская диссипация делает невозможным ее распространение. Декремент падает при уменьшении k_x, однако существует его минимальное значение $\omega|_{k_x=0} = -iV/H$.

Несколько более громоздкие расчеты позволяют для моды поверхностного типа рассмотреть общий случай немеридионального распространения. Не останавливаясь на выводе, приведем окончательный результат для частоты волны:

$$\omega = -ik_t V(1+\operatorname{cth} k_t H)(\cos^2\varphi + \sin^2\varphi\cos^2\chi)\,. \tag{15}$$

Здесь $k_t = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$ — модуль горизонтальной компоненты волнового вектора, а φ — ее угол с меридианом. Из (15) следует, что апериодический характер затухания и порядок величины декремента не зависят от направления распространения.

4. Собственные моды — высшие гармоники. Поверхностная волна является основной собственной модой, не имеющей узлов по вертикали. В настоящем разделе рассмотрены более высокие гармоники, у которых собственные функции меняются в ионосферном слое, в частности имеют там нули. Для исследования таких мод примем модель ионосферы, описанную в разд. 1. Выше было показано, что затухание, обусловленное оттоком энергии в магнитосферу, мало по сравнению с педерсеновской диссипацией. Поэтому далее будем полагать $A = \infty$, т. е. $k_A = 0$. В связи с этим граничные условия (11) упрощаются:

$$E_n'(\Delta) = -isE_n(\Delta),\quad E_y'(\Delta) = -k_x E_y(\Delta)\,. \tag{16}$$

Исследование собственных мод начнем с волн, для которых $k_x \ll \varkappa_P$, $k_x \ll \varkappa_H$, где $\varkappa_{P,H} = (4\pi\omega\sigma_{P,H}/c^2)^{1/2}$. В педерсеновском слое уравнения принимают вид

$$\nabla_\parallel^2 E_n + i\varkappa_P^2 E_n = 0\,,\quad E_y'' + (i\varkappa_P^2 - k_x^2)E_y = 0\,.$$

Их решения, удовлетворяющие граничным условиям (16), приводят в первом порядке по малому параметру $k_x/\varkappa_P$ к следующим соотношениям на границе холловского и педерсеновского слоев:

$$\begin{aligned} E_n'(\Delta_H) &= -[is + j(\varkappa_P/\cos\chi)\operatorname{th}(j\varkappa_P\Delta_P/\cos\chi)]E_n(\Delta_H)\,,\\ E_y'(\Delta_H) &= -(j\varkappa_P \operatorname{th} j\varkappa_P\Delta_P + k_x \operatorname{ch}^{-2} j\varkappa_P\Delta_P)E_y(\Delta_H)\,, \end{aligned} \tag{17}$$

где $j = (1-i)\sqrt{2}$.

В холловском слое из (6) имеем

$$\nabla_\parallel^2 E_n - i\varkappa_H^2 E_y = 0\,,\quad E_y'' - k_x^2 E_y + i\varkappa_H^2 E_n = 0\,. \tag{18}$$

Если искать решение в виде $E_{n,y} \sim \exp ik_z z$, то для k_z получится уравнение

$$(k_z\cos\chi + k_x\sin\chi)^2(k_z^2 + k_x^2) = \varkappa_H^4\,. \tag{19}$$

В безграничной среде это соотношение можно рассматривать как дисперсионное уравнение для частоты волны при заданных k_x и k_z. Приводя его к виду $\omega = (\omega_e c^2/\omega_0)k_\parallel k$, где $\omega_0 = (4\pi e^2 n/m_e)^{1/2}$ — электронная плазменная частота, убеждаемся, что в холловском слое рассматриваемая волна действительно является вистлером. При малых k_x уравнение (19) имеет следующие четыре корня:

$$k_z^{(1)} = q - s/2,\quad k_z^{(2)} = -q - s/2,\quad k_z^{(3)} = iq - s/2,\quad k_z^{(4)} = -iq - s/2,$$

где $q = \varkappa_H/(\cos\chi)^{1/2}$. Отсюда следует, что общее решение для E_n можно записать в виде

$$E_n = (A_1\cos qz + A_2\sin qz + A_3\operatorname{ch} qz + A_4\operatorname{sh} qz)\exp(-isz/2)\,.$$

Граничные условия (9) и (17) приводят к системе четырех однородных уравнений для четырех неизвестных A_1, A_2, A_3, A_4. Будем решать ее по теории возмущений, считая малыми параметрами величины k_x и $\varkappa_P$ (точнее s/q и $\varkappa_P/\varkappa_H$). В нулевом порядке соотношения (9) и (17) имеют вид

$$E_y'(0) = E_n'(0) = E_y'(\Delta_H) = E_n'(\Delta_H) = 0\,,$$

что дает решение

$$E_n = A_1 \cos q_n z, \quad E_y = iA_1 \cos\chi \cos q_n z,$$

где $q_n = \pi n/\Delta_H$, а $n = 1, 2, \ldots$ — натуральные числа. Отсюда получаем собственные частоты

$$\omega = \omega_n = \pi^2 n^2 (V_H/\Delta_H) \cos\chi. \tag{20}$$

В следующем порядке теории возмущений определяются мнимая часть частоты и поправка, связанная с конечностью k_x. Не вдаваясь в детали стандартных вычислений, приведем окончательный результат:

$$\omega = \omega_n + k_x V_H \cos\chi \operatorname{cth} k_x H + j\pi n (\sigma_P \cos\chi/\sigma_H)^{1/2} (V_H/\Delta_H)(1+\cos\chi). \tag{21}$$

Отсюда получаем декремент затухания

$$\gamma_n = \pi n (\sigma_P \cos\chi/2\sigma_H)^{1/2} (1 + \cos\chi)(V_H/\Delta_H) \tag{22}$$

и групповую скорость волны вдоль земной поверхности

$$v_g = \partial\omega/\partial k_x = V_H \cos\chi \,(\operatorname{cth} k_x H - k_x H \operatorname{sh}^{-2} k_x H). \tag{23}$$

Справедливость полученных результатов ограничена условиями $k_x \Delta_H \ll 1$ и $\sigma_P/\sigma_H \ll 1$. Первое является ограничением на горизонтальную длину рассматриваемых волн. Что касается второго, то в реальных условиях параметр σ_P/σ_H не слишком мал, тем не менее результат (21) можно принять как оценку по порядку величины на пределе применимости теории возмущений. Из (22), (23) следует, что длина пробега волны в горизонтальном направлении $L = v_g/\gamma_n \lesssim (\sigma_H/\sigma_P)^{1/2}\Delta_H$, т. е. волна вдоль земной поверхности практически не распространяется.

Случай малых длин волн, $k_x\Delta_H \gg 1$, также поддается сравнительно простому анализу. Опуская выкладки, приведем результат:

$$\omega_n = \pi(n+1/2) k_x V_H, \quad \gamma_n = \pi^{1/2}(n+1/2)^{1/2}(\sigma_H/2\sigma_P)^{1/2}(k_x/\Delta_H)^{1/2} V_H \cos\chi.$$

Этот результат справедлив и для основной моды $n=0$, которая уже не имеет характера поверхностной волны. Длина пробега коротких волн $L \sim (\sigma_P/\sigma_H)^{1/2}(k_x\Delta_H)^{-1/2}\Delta_H$ оказывается еще меньше, чем длинных.

5. Эволюция начального возмущения. Знание собственных функций позволяет в принципе проследить временную эволюцию произвольного начального возмущения. Рассмотрим задачу о «растекании» вдоль земной поверхности первоначально локализованного возмущения. Сравнение декрементов (15) и (22) показывает, что возмущение в виде моды поверхностного типа, несмотря на апериодический характер, затухает медленнее, поэтому им и ограничимся. Кроме того, для простоты будем считать геомагнитное поле вертикальным, а выражение (15) заменим более простым модельным $\omega = -i(k_t + 1/H)V$, качественно правильно передающим зависимость $\omega(k_t)$.

Пусть в начальный момент времени возмущенное магнитное поле имело следующую зависимость от координат:

$$B(\boldsymbol{r}, 0) = \tilde{B} \exp(-r^2/a^2),$$

где $\boldsymbol{r} = (x, y)$ — двумерный радиус-вектор, a — размер первоначального «пятна» возмущения в ионосфере. Ясно, что дальнейшее растекание возмущения будет аксиально-симметричным. В момент времени t

$$B(r,t) = \frac{\tilde{B} a^2}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} k_t\, dk_t \exp\left(-\frac{k_t^2 a^2}{4} + ik_t r\cos\varphi - k_t Vt - \frac{Vt}{H}\right).$$

При $Vt \gg a$ слагаемым $(-k_t^2 a^2/4)$ в показателе экспоненты можно пренебречь, и тогда интеграл без труда вычисляется:

$$B(r,t)=\tilde{B}\frac{a^2Vt}{2(r^2+V^2t^2)^{3/2}}\exp\left(-\frac{Vt}{H}\right). \tag{24}$$

При заданном значении r эта функция имеет максимум в некоторый момент времени $t=t_m(r)$. Ее значение в этот момент обозначим $B_m(r)\equiv B(r,t_m(r))$. Из (24) получаем

$$t_m=r/V\sqrt{2},\quad B_m=\tilde{B}(a^2/r^2)\quad \text{при } r\ll H,$$

$$t_m=2H/V,\quad B_m=\tilde{B}(a^2H/r^3)\quad \text{при } r\gg H.$$

Если положить $a=H=100$ км (типичное значение при возбуждении ионосферы акустической волной землетрясения или взрыва), то на расстоянии $r\sim10^3$ км амплитуда возмущения будет в 10^3 раз меньше, чем в области возбуждения. По-видимому, при самых сильных землетрясениях $\tilde{B}\sim100$ нТ [8]. В таком случае на расстоянии 10^3 км амплитуда будет равна 0,1 нТ, т. е. на пределе разрешения. Поэтому, вопреки теориям [2, 3], распространение пульсаций от землетрясений в виде ионосферного вистлера на расстояния $5\cdot10^3$ км и более представляется невозможным.

Сформулируем основной вывод работы: наличие достаточно мощного слоя педерсеновской проводимости приводит к невозможности распространения низкочастотного ионосферного вистлера вдоль земной поверхности на далекие расстояния. Физическая причина этого по существу очень проста. «Носителем» волны, в котором может распространяться низкочастотный вистлер, является слой большой холловской проводимости. Но он соседствует (или даже взаимопроникает) со слоем педерсеновской проводимости. Характерные значения холловской и педерсеновской проводимостей и толщины слоев одного порядка. Поэтому реальная и мнимая часть частоты оказываются, вообще говоря, также одного порядка.

В заключение отметим один результат, непосредственно следующий из полученных выше формул. Несмотря на то, что ионосфера является для низкочастотного вистлера «плохим» волноводом, она может служить для него достаточно добротным резонатором. Из соотношений (20), (22) следует выражение для добротности n-й гармоники

$$Q_n=\omega_n/\gamma_n=\pi n(2\sigma_H/\sigma_P)^{1/2}(\cos\chi)^{1/2}(1+\cos\chi)^{-1}.$$

При $n\sim3\div5$ она может достигать значений 10—30. Более точные значения могут быть получены только путем численных расчетов, использующих реалистические модели среды. Если такой резонатор действительно существует, то он может возбуждаться не только источниками типа землетрясений или взрывов, но и грозовой деятельностью и выделяться в спектре естественных шумов максимумами на частотах ω_n.

Автор благодарен Н. Д. Борисову и Ю. И. Гальперину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н., Яшнов В. А. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 11. С. 1126.
2. Сорокин В. М., Федорович Г. В. // Радиофизика. 1982. Т. 25. № 4. С. 495 (Изв. высш. учеб. заведений).
3. Голиков Ю. В., Д'Коста А., Пилипенко В. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1985. Т. 25. № 6. С. 824.
4. Сорокин В. М. // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. № 4. С. 640.
5. Гершман Б. Н., Яшнов В. А. В кн.: Магнитосферные исследования. — М.: Наука, 1986. Вып. 8. С. 15.
6. Мазур В. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27. № 1. С. 147.

7. Гинзбург В. Л, Рухадзе А. А. Волны в магнитоактивной плазме. — М.: Наука, 1975.
8. Moore G. W. // Nature. 1964. V. 203 P 508.

Сибирский институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн СО АН СССР

Поступила в редакцию 13 января 1987 г.

ON LOW-FREQUENCY WHISTLER PROPAGATION IN THE IONOSPHERE

V. A. Mazur

The propagation along the Earth surface of an electromagnetic wave with frequency below the ion gyrofrequency is theoretically investigated. In Hall layer of the ionosphere this wave is the whistler mode It is shown that — contrary to previous works — Ohmic dissipation makes impossible the long-distance propagation of low-frequency whistlers. A many-layer model of the medium is used. The geomagnetic field is considered inclined. The eigen modes and evolution of the initial perturbation are considered.

Аннотации депонированных статей

УДК 551.46.0

О ВОЗМОЖНОСТИ ЛОКАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПРОЗРАЧНОСТИ НЕОДНОРОДНЫХ РАССЕИВАЮЩИХ СРЕД ФАЗОВЫМ МЕТОДОМ

А. В. Белинский

Рассмотрены возможности локационных исследований рассеивающих сред, например, открытых водоемов, фазовым методом, заключающимся в лидарном зондировании непрерывным монохроматическим излучением, гармонически промодулированным по интенсивности, и регистрации разности фаз обратного рассеянного излучения по отношению к испускаемому Показано, что производя такие измерения при различных частотах гармонической модуляции, можно определить импульсную передаточную функцию неоднородной среды вдоль трассы зондирования В частности, для измерения градиента показателя ослабления необходимо регистрировать разности фаз на двух частотах модуляции Ω_1 и Ω_2, причем наибольшая чувствительность достигается при выборе этих частот вблизи оптимальной круговой частоты модуляции $\Omega_0 = \bar{\varepsilon} v$, где $\bar{\varepsilon}$ — средний показатель ослабления среды, v — скорость света в среде.

Статья депонирована в ВИНИТИ,
рег. 7865-В88. Деп. от 3 ноября 1988 г.