

УДК 550.388.2

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ИОНОСФЕРЕ, СВЯЗАННЫЕ С ГЕОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

B. M. Сорокин

Выделены волновые процессы в ионосфере, связанные с геомагнитным полем, и сопутствующие им возмущения. Показано, что свойства этих возмущений определяются волнами в нижней ионосфере.

1. В спектральном интервале волновых возмущений (ВВ) наблюдаются импульсы, возникающие в результате интенсивного воздействия на ионосферу, скорости распространения которых составляют единицы — десятки километров в секунду в интервале периодов от десятков секунд до десятков минут [1]. Наблюдается анизотропия их распространения по отношению к геомагнитному полю [2]. Анализ результатов наблюдения колебаний геомагнитного поля в средних широтах в том же интервале периодов показал, что наряду с колебаниями, регистрируемыми в пределах точности магнитометров синфазно на земной поверхности, существуют возмущения с заметным сдвигом фазы. Их горизонтальная фазовая скорость составляет величину единицы — десятки километров в секунду. Существуют значительные трудности в интерпретации этих свойств колебаний на основе теории гидромагнитных волн в ионизованной компоненте ионосферной плазмы. Дальнейшие исследования показали [3], что источником таких колебаний геомагнитного поля и быстро перемещающихся ионосферных возмущений могут служить геофизические эффекты интенсивного воздействия на ионосферу. Основываясь на определенном сходстве их характеристик распространения в одинаковых спектральных интервалах, общности источников, а также обнаруженной между ними корреляции, можно заключить, что такие возмущения электронной концентрации и геомагнитного поля являются различным проявлением одного и того же волнового процесса в ионосфере, связанного с геомагнитным полем. Такие возмущения ионосферы и геомагнитного поля назовем магнито-ионосферными волновыми возмущениями (МИВВ). В этом названии подчеркнута решающая роль геомагнитного поля в их формировании. Результаты многочисленных наблюдений за интенсивными воздействиями на ионосферу свидетельствуют о возможности одновременной генерации МИВВ, распространяющихся со скоростями в единицы — десятки километров в секунду, и ВВ, которые представляют собой проявление АГВ со скоростями в сотни метров в секунду.

Анализ данных наблюдений МИВВ с периодами от десятков секунд до единиц минут показал, что они связаны с такими интенсивными воздействиями на ионосферу, как сильные взрывы, землетрясения, пуски ракет, магнитосферные возмущения. Несмотря на разнохарактерность источников воздействия в возмущениях электронной концентрации и геомагнитного поля выделяются сигналы с подобными характеристиками. Хорошо известно, что ионосфера оказывает существенное влияние на распространение геомагнитных пульсаций в средние и низкие широты. Подобные цугов и совпадение порядка величины скорости распространения геомагнитных пульсаций, генерируемых магнитосферной активностью [4] и вызванных, например, сильными взрывами в ионосфере [5] и землетрясениями [6, 7], позволяют

заключить, что природа таких пульсаций связана с возмущениями ионосферы. Этот вывод основывается на том, что одновременно с распространением геомагнитных пульсаций во время землетрясений регистрируется распространение возмущений ионосферы со скоростями в десятки километров в секунду [1, 2]. Подобные ионосферные возмущения регистрируются во время пусков ракет [8]. Кроме того, анализ результатов одновременных наблюдений колебаний геомагнитного поля на сети станций на поверхности Земли и в магнитосфере подтвердил связь таких колебаний с возмущениями ионосферы [9].

28.03.64 г.

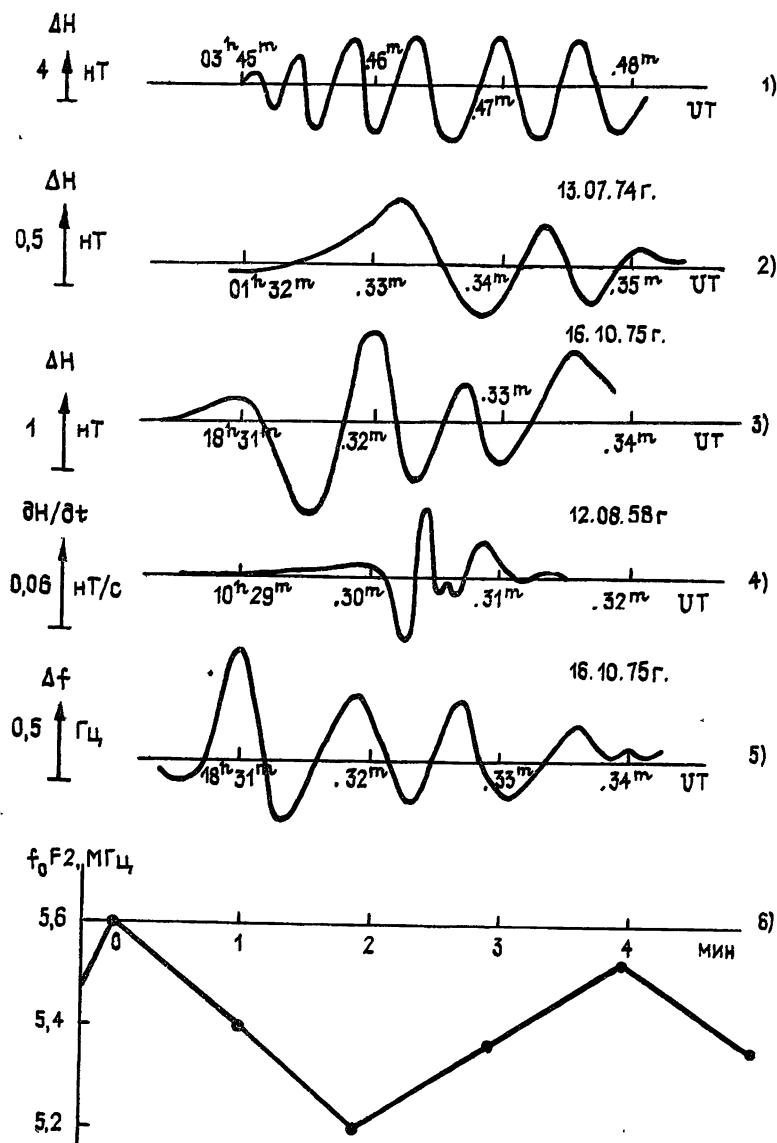


Рис. 1. Возмущения геомагнитного поля и ионосферы в средних широтах, вызванные интенсивными на нее воздействиями.

Колебания геомагнитного поля, сопровождающие: 1) и 2) землетрясения [6, 7]; 3) пульсации Pi 2 [12]; 4) сильные взрывы [5], возмущения ионосферы, сопровождающие; 5) пульсации Pi 2 [12]; 6) пуски ракет [8].

Многочисленные данные по одновременным наблюдениям ионосферных возмущений и колебаний геомагнитного поля свидетельствуют об определенной корреляции между ними [10–12]. Это подтверждает проведенный спектральный анализ фоновых ионосферных возмущений и геомагнитных колебаний, доказавший подобие их спектров [13]. Таблица 170

ким образом, МИВВ проявляются как ионосферный эффект в распространении пульсаций и генерируются при интенсивном воздействии на ионосферу. Скорость этих возмущений вдоль поверхности Земли зависит от угла между направлением распространения и геомагнитного поля. Она убывает с его увеличением. Более длиннопериодные МИВВ с периодами от единиц до десятков минут распространяются с меньшими скоростями, чем короткопериодные. Их величины скоростей составляют единицы километров в секунду. Исходя из того, что МИВВ сопровождают как гидродинамическое, так и электромагнитное воздействие на ионосферу, можно заключить, что их природа определяется воздействием колебаний геомагнитного поля на вызывающие их возмущения электронной концентрации в ионосфере, что приводит к модификации их свойств по сравнению с ВВ. Таким образом, наряду с гидродинамическими процессами, проявлением которых служат ВВ и сопутствующие им колебания поля, в среднеширотной ионосфере существуют процессы иной природы, свойства которых определяются геомагнитным полем. Это — волновые процессы в ионосфере, связанные с геомагнитным полем. На рис. 1 приведены примеры проявления МИВВ в колебаниях геомагнитного поля и электронной концентрации ионосферы в геофизических эффектах различных воздействий на ионосферу. Эти сигналы имеют скорости распространения десятки километров в секунду, определенное подобие форм и примерно совпадающий спектральный интервал.

2. Ниже проведен анализ уравнений Максвелла и квазигидродинамики слабоионизованной плазмы в магнитном поле в интервале периодов от десятков секунд до десятков минут с целью обоснования возможных физических механизмов образования МИВВ. Компоненты электрического поля E_α монохроматической волны удовлетворяют уравнению Максвелла

$$\frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\frac{\partial E_\alpha}{\partial x_\beta} - \frac{\partial E_\beta}{\partial x_\alpha} \right) = i \frac{4\pi\omega}{c^2} j_\beta. \quad (1)$$

В (1) по повторяющимся индексам производится суммирование. Используя уравнения квазигидродинамики для электронов, ионов и молекул в рассматриваемом интервале периодов (см. [1]), закон Ома представим в виде

$$j_\alpha = \frac{\omega_i c^2}{4\pi u^2} \left\{ \frac{\omega_e}{v_e} E_\alpha^\parallel + [G_1 \delta_{\alpha\beta} + G_2 \epsilon_{\alpha\beta\gamma} n_\gamma] E_\beta^\perp \right\}. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения ω_e , ω_i — гирочастоты электронов и ионов, v_{ab} — частота столкновения частиц сорта a с частицами сорта b , $v_e = v_{ei} + v_{en}$, n_γ — единичный вектор направления геомагнитного поля, $u = B(4\pi MN)^{-1/2}$ — альфвеновская скорость в электронно-ионной плазме, $G_1 = g(1+g^2)^{-1}$, $G_2 = (1+g^2)^{-1}$, $g = v_e/\omega_e + \omega_i/(v_{in} - i\omega)$, $\epsilon_{\alpha\beta\gamma}$ — полностью антисимметричный единичный тензор, $\delta_{\alpha\beta}$ — единичный тензор, индексы пробегают значения x , y , z . Первое слагаемое в (2) определяет ток, вызванный продольным электрическим полем E_α^\parallel , а второе — поперечным E_β^\perp . Вследствие того, что ω_e/v_e превышает G_1 и G_2 на четыре и более порядков, продольным полем в волне можно пренебречь. Чтобы получить уравнение только для поперечных компонент электрического поля, подставим (2) в (1) и домножим равенство слева на тензор $\epsilon_{\alpha\beta\gamma} n_\beta$. Получим

$$\epsilon_{\alpha\beta\gamma} n_\beta \frac{\partial}{\partial x_\gamma} \left(\frac{\partial E_\alpha^\perp}{\partial x_\mu} - \frac{\partial E_\mu^\perp}{\partial x_\alpha} \right) - i \frac{\omega \omega_i}{u^2} (G_1 \epsilon_{\alpha\mu\nu} n_\mu + \delta_{\alpha\nu} G_2) E_\nu^\perp = 0, \quad (3)$$

$$E_\beta^\perp = (\delta_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta) E_\alpha^\perp.$$

Уравнение (3) описывает распространение поперечных низкочастотных электромагнитных волн в слабоионизованной ионосферной плазме с идеальной продольной проводимостью.

Будем полагать, что внешнее однородное магнитное поле направлено вдоль оси x декартовой системы координат. Волновой вектор \mathbf{k} расположен в плоскости (x, y) под углом φ к оси x . В этом случае, выражая волновой вектор через показатель преломления n и поглощения κ по формуле $k = (\omega/c)(n + i\kappa)$, из системы (3) получим дисперсионное уравнение

$$(n + i\kappa)^2 = \frac{(c^2\omega_i/u^2\omega)[ig(1 + \cos^2\varphi) \pm (4\cos^2\varphi - g^2\sin^4\varphi)^{1/2}]}{2(1 + g^2)\cos^2\varphi}. \quad (4)$$

Выражение (4) с нижним знаком определяет характеристики магнито-звуковой волны в верхней ионосфере, распространяющейся с фазовой скоростью $v = u$. Эта волна в нижней ионосфере сильно поглощается.

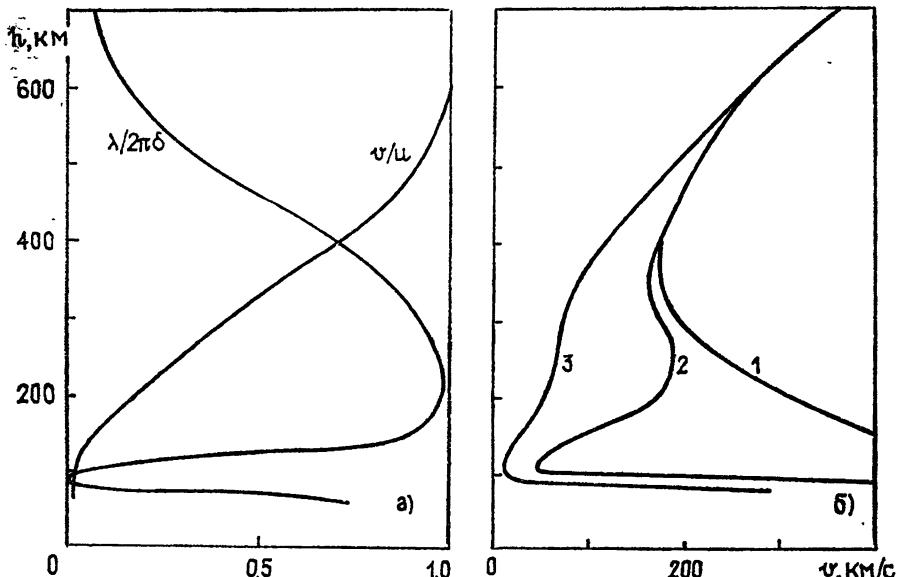


Рис. 2. а) Высотные зависимости относительной фазовой скорости низкочастотной электромагнитной волны и отношения длины волны λ к глубине ее проникновения δ для $\varphi = 0$.

б) Высотная зависимость: 1) альвеновской скорости; 2) фазовой скорости низкочастотной электромагнитной волны с периодом 0,1 мин, 3) с периодом 1 мин.

Рассмотрим свойства электромагнитной волны (рис. 2), которой соответствует верхний знак в выражении (4). В верхней части ионосферы, где выполняется неравенство $v_{in} \ll \omega_i$, из (4) получим:

$$v = u \{2\omega / [\omega + (\omega^2 + v_{in}^2)^{1/2}]\}^{1/2} \cos \varphi,$$

$$\lambda/2\pi\delta = [(\omega^2 + v_{in}^2)^{1/2} - \omega] / v_{in}.$$

В слое F2, где $\omega \gg v_{in}$, $v = u \cos \varphi$, $\lambda/2\pi\delta = v_{in}/2\omega \ll 1$, распространяется альвеновская волна с малым поглощением. С уменьшением высоты в области, где $\omega \ll v_{in}$, $v = u(2\omega/v_{in})^{1/2} \cos \varphi$, $\lambda/2\pi\delta = 1$, фазовая скорость начинает уменьшаться и волна поглощается. Затем в нижней ионосфере, где выполняется неравенство $\omega_i < v_{in}$, получим

$$v = 2u \cos \varphi \{\omega(1 + g^2)/\omega_i[2 \cos \varphi(1 + g^2)^{1/2} + (4 \cos^2 \varphi - g^2 \sin^4 \varphi)^{1/2}]\}^{1/2},$$

$$\lambda/2\pi\delta = g(1 - \cos^2 \varphi) / [2 \cos \varphi(1 + g^2)^{1/2} + (4 \cos^2 \varphi - g^2 \sin^4 \varphi)^{1/2}], \quad (5)$$

$$g = v_e/\omega_e + \omega_i/v_{in},$$

В случае, когда $g < 1$, фазовая скорость волн уменьшается на порядок по сравнению с альфвеновской, а поглощение становится малым. Эти волны в нижней ионосфере обнаружены в работе [6]. В [14] показано, что в нижней части области E ионосферы, в которой электроны замагничены, $\omega_e \gg v_{en}$, а ионы нет, $\omega_i \ll v_{in}$, выражение для фазовой скорости низкочастотной волны $\omega \ll \omega_i$ совпадает с формулой Стори $v = u(\omega \cos \varphi / \omega_i)^{1/2}$ для скорости свистовой моды электромагнитной волны в электронно-ионной плазме в интервале промежуточных частот $\omega_i \ll \omega \ll \omega_e$. Действительно, при выполнении неравенства $\omega_e \gg v_{en}$ и $\omega_i \ll v_{in}$ величина $g \ll 1$, в квазипродольном приближении $g \sin^2 \varphi \ll \ll \cos \varphi$ из (5) получаем, что выражение для фазовой скорости волн переходит в формулу Стори.

Таким образом, проведенный выше анализ низкочастотных электромагнитных волн в ионосферной плазме показал, что влияние молекул на их распространение в нижней ионосфере приводит к появлению волны, фазовая скорость которых по величине совпадает со скоростью МИВВ. Следовательно, теория этих волн может служить основой для интерпретации свойств рассматриваемых возмущений.

3. Вследствие того, что свойства волн в однородных и неоднородных средах существенно различны, проанализируем дисперсионные характеристики низкочастотных электромагнитных волн, длины которых значительно превышают ширину слоя, в котором они распространяются. В нижней ионосфере, где выполняется неравенство $\omega \ll v_{in}$. величины G_1 и G_2 выражаются через педерсеновскую σ_P и холловскую σ_H проводимости по формулам [15] $G_1 = 4\pi u^2 \sigma_P / c^2 \omega_i$, $G_2 = 4\pi u^2 \sigma_H / c^2 \omega_i$.

Высотное распределение проводимостей [16] отражает наличие в ионосфере двух слоев. В нижнем холловском слое σ_H превышает σ_P на два порядка. Выше расположен слой, в котором σ_P превышает σ_H , однако максимальное значение σ_P на порядок меньше максимальной величины σ_H в нижнем слое. Поэтому на высотах холловского слоя в (3) пренебрегаем слагаемым с σ_P . Наличие расположенного выше слоя с проводимостью Педерсена приводит к поглощению волны. Так как глубина скин-слоя в рассматриваемом диапазоне периодов значительно превышает поперечный размер слоя Педерсена, то это поглощение невелико. Пренебрегая поглощением, из системы (3) получим

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} - \left\{ k^2 - \left(\frac{4\pi\omega}{c^2 k \cos \varphi} \right)^2 \sigma_H^2(z) + \frac{4\pi\omega \sin \varphi}{c^2 k \cos^2 \varphi} \frac{d\sigma_H(z)}{dz} \right\} E_y = 0. \quad (6)$$

$$E_z = - \frac{i}{k^2} \left[\frac{4\pi\omega}{c^2} \sigma_H(z) E_y + k \sin \varphi \frac{dE_y}{dz} \right].$$

Для упрощения расчетов рассмотрим частный случай распространения волны вдоль магнитного поля, направленного по оси x . Полагая в (6) $\varphi = 0$, для компоненты E_y имеем

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} - k^2 E_y = - \left(\frac{4\pi\omega}{c^2 k} \right)^2 \sigma_H^2(z) E_y. \quad (7)$$

Расположим начало координат на высоте максимума проводимости Холла. Интерполируя высотное распределение проводимости Холла функцией $\sigma_H(z) = \sigma_0 / \operatorname{ch}(z/l)$, получим

$$\frac{d^2 E_y}{dz^2} + \left\{ \left(\frac{4\pi\omega\sigma_0}{c^2 k} \right)^2 \frac{1}{\operatorname{ch}^2(z/l)} - k^2 \right\} E_y = 0. \quad (8)$$

Вводя новую независимую функцию w по формуле

$$w = E_y \operatorname{ch}^s(z/l),$$

уравнение (8) приводим к виду

$$\frac{d^2 w}{dz^2} - \frac{2s}{l} \operatorname{th}\left(\frac{z}{l}\right) \frac{dw}{dz} + \left\{ \frac{s(s+1) \operatorname{sh}^2(z/l)}{l^2 \operatorname{ch}^2(z/l)} - \frac{s}{l^2} + \left(\frac{4\pi\omega\sigma_0}{c^2 k} \right)^2 \frac{1}{\operatorname{ch}^2(z/l)} - k^2 \right\} w = 0.$$

Параметр s определяется из условия постоянства коэффициента при неизвестной w

$$[s(s+1) \operatorname{sh}^2(z/l) + (4\pi\omega\sigma_0 l/c^2 k)^2]/l^2 \operatorname{ch}^2(z/l) = s(s+1)/l^2,$$

следовательно,

$$s = \frac{1}{2} \left\{ -1 + \left[1 + 4 \left(\frac{4\pi\omega\sigma_0}{c^2 k} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}. \quad (9)$$

Уравнение для w с параметром s , определяемым равенством (9), имеет вид

$$\frac{d^2 w}{dz^2} - \frac{2s}{l} \operatorname{th}\left(\frac{z}{l}\right) \frac{dw}{dz} + \left(\frac{s^2}{l^2} - k^2 \right) w = 0.$$

Замена переменной по формуле $\xi = \operatorname{sh}^2(z/l)$ преобразует это уравнение к гипергеометрическому

$$\xi(\xi+1)w''_{\xi\xi} + \left\{ (1-s)\xi + \frac{1}{2} \right\} w'_{\xi} + \frac{1}{4} (s^2 - k^2 l^2) w = 0. \quad (10)$$

Четным по z частным решением уравнения (10) является гипергеометрическая функция

$$w = F\left(\frac{-s+kl}{2}, \frac{-s-kl}{2}, \frac{1}{2}; -\xi\right). \quad (11)$$

Чтобы поле $E_y = E_0 w / (1+\xi)^{s/2}$ обращалось в нуль при $\xi \rightarrow \infty$, величина $(-s+kl)/2$ должна быть целым отрицательным числом, включая нуль. Это условие определяет спектр нормальных волн в холловском слое

$$s_n - k_n l = 2n, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Подставляя значение s из равенства (9), получим

$$\omega = ak_n [(k_n l + 2n)^2 + k_n l + 2n]^{1/2}, \quad a = c^2/4\pi\sigma_0 l. \quad (12)$$

Соотношение (12) дает связь частоты и волнового числа в каждой моде нормальных волн. Фазовая скорость v_n нормальных волн определяется равенством

$$v_n = a [(k_n l + 2n)^2 + k_n l + 2n]^{1/2}. \quad (13)$$

Фазовая скорость основной моды $n=0$ при $\omega \rightarrow 0$ стремится к нулю (рис. 3), в то время как скорости волн с $n=1, 2, \dots$ конечны. В высокочастотном пределе $\omega l/a \gg 1$ скорость основной моды $n=0$ имеет дисперсию $v_0 = (a\omega l)^{1/2}$, что соответствует переходу к однородной среде. В обратном предельном случае $\omega l/a \ll 1$ имеем $v_0 = (a^2\omega l)^{1/3}$. Эта зависимость фазовой скорости от частоты совпадает с законом дисперсии волн, распространяющихся в бесконечно тонком слое с проводимостью Холла [6]. Следовательно, эти волны являются низкочастотным пределом основной моды. Групповая скорость V_n выражается через фазовую по формуле

$$V_n = 2v_n + a^2 [1 - (4n+1)(1+4v_n^2/a^2)^{1/2}] / 4v_n. \quad (14)$$

Для волны с $n=0$ при $\omega l/a \ll 1$ имеем $V_0 = (3/2)v_0$, а при $\omega l/a \gg 1$ — $V_0 = 2v_0$, т. е. групповая скорость превышает фазовую. Приведем численные оценки параметров. Полагая максимальное значение проводи-

ности Холла в слое $\sigma_0 = 6 \cdot 10^6$ с⁻¹ и его полуширины $l = 15$ км [15], получим $a = 100$ км/с. Например, волны с периодом $T = 60$ с ($\omega l/a = 1,5 \cdot 10^{-2}$) имеют фазовые скорости (см. рис. 3) $v_0 = 0,24$ а = 24 км/с, $v_1 = 2,5$ а = 250 км/с, $v_2 = 450$ км/с.

Следует заметить, что рассматриваемый слой по своим свойствам отличается от волновода, так как уравнение (7), которому удовлетворяет поле, не является волновым. Тем не менее волны в нем распространяются без поглощения, но с дисперсией, причем моды с большими номерами имеют большую фазовую скорость.

Вертикальное распределение амплитуды нормальных волн определяется формулой (11). При $n = 0$

$$E_{y0} = E_0 [\operatorname{ch}(z/l)]^{-(\omega l/a)^2/3}. \quad (15)$$

Медленное изменение поля основной моды поперек проводящего слоя позволяет для его расчетов применить приближенный метод, заключающийся в замене реального распределения проводимости при условии $kl \ll 1$ бесконечно тонким проводящим слоем. Пользуясь этим методом, оценим точность приближенного решения, сравнивая его с точным (15). Полагая $kl \ll 1$, проинтегрируем уравнение (7)

$$\left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\} + 2 \left(\frac{4\pi\omega}{c^2 k} \right)^2 \sigma_0^2 l \bar{E}_y - 2k^2 l \bar{E}_y = 0,$$

где $\{dE_y/dz\}$ — разность значений производной выше и ниже слоя, \bar{E}_y — среднее значение поля внутри слоя. Устремляя l к нулю при условии $\sigma_0^2 l = \text{const}$, получаем граничные условия при переходе через бесконечно тонкий гиротропно проводящий слой

$$\left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\}_{|z=0} + 2 \left(\frac{4\pi\omega\sigma_0}{c^2 k} \right)^2 l E_y(0) = 0, \quad \{E_y\}_{|z=0} = 0.$$

Выше и ниже слоя, электрическое поле определяется из уравнения Лапласа. Его решение имеет вид

$$z > 0 \quad E_y = E_0 \exp(-kz), \quad z < 0 \quad E_y = E_0 \exp(kz).$$

Подставляя это решение в граничное условие, получим дисперсионное соотношение для волны в слое: $(kl)^3 = (\omega l/a)^2$. С учетом этого соотношения запишем распределение электрического поля в верхнем полупространстве:

$$z > 0 \quad E_y = E_0 \exp(-kz) = E_0 \exp \left\{ -\frac{z}{l} \left(\frac{\omega l}{a} \right)^{2/3} \right\}.$$

Полученное приближенное решение сравним с точным, которое следует из (15) при $z/l \gg 1$:

$$E_y = E_0 \cdot 2^{(\omega l/a)^2/3} \exp \left\{ -\frac{z}{l} \left(\frac{\omega l}{a} \right)^{2/3} \right\}.$$

Приближенное решение отличается от точного на фактор $2^{(\omega l/a)^2/3} \approx 1 + (kl) \ln 2$, который в рассматриваемом приближении $kl \ll 1$

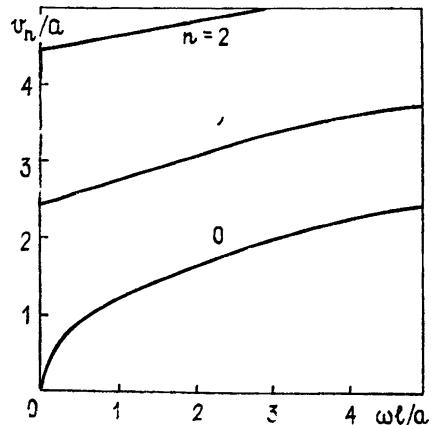


Рис. 3. Зависимости от частоты фазовых скоростей составляющих спектра нормальных низкочастотных электромагнитных волн в нижней ионосфере.

близок к единице. Таким образом, приближенный метод с достаточной степенью точности позволяет анализировать эффекты генерации и распространения волн в тонких слоях путем замены решения уравнений выводом соответствующих граничных условий.

4. Воспользуемся рассмотренным выше приближенным методом для вывода основных закономерностей, связывающих колебания геомагнитного поля и возмущения ионосферы, сопутствующие МИВВ. Многочисленными прямыми наблюдениями [11, 17, 18] была показана корреляция между колебаниями геомагнитного поля в средних широтах и флюктуаций частоты или фазы, отраженной от F -слоя радиоволны. При объяснении природы связи возмущений, в основном, обсуждались два механизма. Первый связан с динамо-эффектом акустической волны в ионосфере, а второй — с распространением в ней гидромагнитной волны. Оба эти механизма дают одинаковый порядок величины отношения скорости движения электронов в F -слое к амплитуде колебаний геомагнитного поля. Однако, как показано выше, они не исчерпывают возможные волновые явления в ионосферной плазме. К таким явлениям относятся МИВВ, основой для интерпретации связи их сопровождающих возмущений ионосферы и геомагнитного поля служит теория рассматриваемых волн.

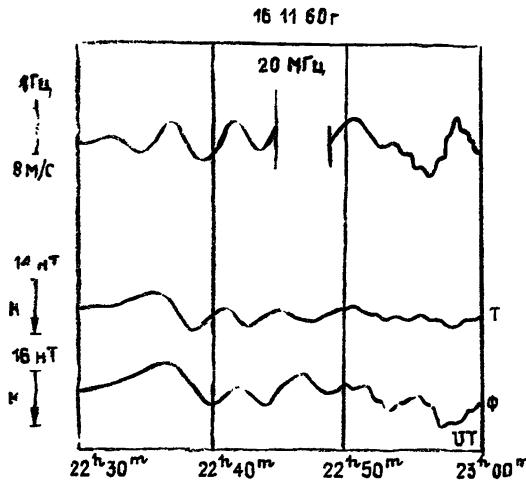


Рис. 4. Одновременная запись флюктуаций частоты отраженной от F -слоя радиоволны на трассе Сиэтл—Пуэрто—Рико и колебаний геомагнитного поля в обсерватории Т (Туссон) и Ф (Фредериксбург) [11].

В качестве примера приведем результаты из [11] одновременной регистрации колебаний геомагнитного поля и записи флюктуаций частоты, отраженной от F -слоя радиоволны (рис. 4). Период колебаний составляет примерно 4 мин. Наблюдаемый сдвиг фазы в 1 мин на расстоянии между обсерваториями в 3600 км дает верхнюю оценку фазовой скорости распространения колебаний 60 км/с. Найдем связь между движением электронов в F -слое и колебаниями геомагнитного поля на поверхности Земли, вызванными прохождением волны. В выбранной системе координат вертикальная компонента скорости движения электронов v_{ez} определяется электрическим полем по формуле

$$v_{ez} = -\frac{e}{m\omega_e} E_y = -\frac{c}{B} E_y. \quad (16)$$

Равенство (16) является выражением для скорости дрейфа электронов в поперечном электрическом поле.

Определим соотношение между колебаниями электрического поля

в ионосфере и магнитного поля на поверхности Земли. Электрическое поле удовлетворяет уравнению (6). Проводимость σ_H отлична от нуля в слое с полушириной $l \approx 30$ км, расположенным на высоте $h \approx 100$ км. Поместим начало декартовой системы координат на высоту максимума проводимости, а идеально проводящую поверхность Земли совместим с плоскостью $z = -z_1$. В выбранной системе координат зададим функцию, моделирующую реальное высотное распределение проводимости σ_H ,

$$\sigma_H(z) = \begin{cases} 0, & -z_1 < z < -l/2 \\ \sigma_0, & -l/2 \leq z \leq l/2 \\ 0, & l/2 < z \end{cases}$$

В первом уравнении системы (6) слагаемое в коэффициенте с $d\sigma_H/dz$ на верхней и нижней границе проводящего слоя имеет δ -функционную особенность, что приводит к разрыву нормальной производной от касательной компоненты электрического поля на этих границах. Интегрируя первое уравнение (6) по тонкому переходному слою в окрестности верхней и нижней границы, получим граничные условия

$$\begin{aligned} \{E_y\}_{|z=l/2} &= 0, \quad \left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\}_{|z=l/2} = -\frac{4\pi\omega\sigma_0 \sin\varphi}{c^2 k \cos^2 \varphi}, \\ \{E_y\}_{|z=-l/2} &= 0, \quad \left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\}_{|z=-l/2} = \frac{4\pi\omega\sigma_0 \sin\varphi}{c^2 k \cos^2 \varphi}. \end{aligned} \quad (17)$$

Внутри слоя $d\sigma_H/dz = 0$, и первое уравнение (6) переходит в волновое уравнение с постоянным коэффициентом $q_0 = [k^2 - (4\pi\omega\sigma_0/c^2 k \cos^2 \varphi)]^{1/2}$. Решение этого уравнения позволяет связать значение касательной компоненты электрического поля и ее производной на верхней границе с их величиной на нижней:

$$\begin{aligned} E_{y|l/2-0} &= \operatorname{ch}(q_0 l) E_{y|l/2+0} + \frac{1}{q_0} \operatorname{sh}(q_0 l) \frac{dE_y}{dz}|_{l/2+0}, \\ \frac{dE_y}{dz}|_{l/2-0} &= \operatorname{ch}(q_0 l) \frac{dE_y}{dz}|_{l/2+0} + q_0 \operatorname{sh}(q_0 l) E_y|_{l/2+0}. \end{aligned} \quad (18)$$

Объединяя условия на границах (17) с соотношениями (18), получим связь между касательной компонентой электрического поля и ее нормальной производной сверху и снизу проводящего слоя. Устремляя толщину слоя к нулю так, чтобы произведение $\sigma_0^2 l$ оставалось постоянным, получаем граничные условия при переходе через тонкий проводящий слой в случае, когда горизонтальные пространственные масштабы полей много больше толщины проводящего слоя:

$$\{E_y\} = 0, \quad \left\{ \frac{dE_y}{dz} \right\}_0 = -\left(\frac{4\pi\sigma_0 \omega}{c^2 k \cos^2 \varphi} \right)^2 l E_y(0). \quad (19)$$

Выше ионосферы электрическое поле возмущений, распространяющихся в горизонтальном направлении с фазовыми скоростями, много меньше скорости гидромагнитной волны, удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta E = 0$, которое определяет компоненту E_y :

$$E_y = E_0 \exp(-kz), \quad z > 0. \quad (20)$$

В слое Земля — ионосфера электрическое поле определяется из уравнений $\Delta E = 0$, $\operatorname{div} E = 0$. Воспользовавшись условием исчезновения касательной компоненты электрического поля на поверхности Земли, из этих уравнений получаем

$$E_y = E_0 \operatorname{sh}[k(z+z_1)]/\operatorname{sh}(kz_1),$$

(21)

$$E_z = -iE_0 \sin \varphi \operatorname{ch}[k(z+z_1)]/\operatorname{sh}(kz_1).$$

Возмущение магнитного поля в слое Земля — ионосфера определяется из уравнения Максвелла $i(\omega/c)\mathbf{b} = \operatorname{rot} \mathbf{E}$. Из (21) для колебаний магнитного поля на поверхности Земли получим

$$i(\omega/c)b_x(-z_1) = -E_0 k \cos^2 \varphi / \operatorname{sh}(kz_1). \quad (22)$$

В (22) и (20), исключая константу E_0 , находим связь между полями на Земле и в ионосфере. Далее, граничные условия (19) совместно с (20) и (21), а также равенства (16) и (22) приводят к соотношению между возмущениями ионосферы в F -слое и геомагнитными колебаниями на поверхности Земли, связанными с волной в нижней ионосфере,

$$v_{ez}(z) = U[b_x(-z_1)(kz_1)^2/B\Omega] \exp[kz_1(1-z/z_1)+i\pi/2],$$

где

$$\Omega = \omega z_1/U \cos^2 \varphi = \{(kz_1)^3[1+\operatorname{cth}(kz_1)]\}^{1/2}, \quad U = a(l/z_1)^{1/2}.$$

Из (23) следует, что при переходе от дня к ночи в результате возрастания U амплитуда геомагнитных колебаний относительно амплитуды скорости движения электронов уменьшается. Фаза колебаний сдвинута на $\pi/2$. С увеличением частоты отношение амплитуд возмущений скорости электронов и геомагнитного поля возрастает.

Оценим скорость движения электронов в F -слое, исходя из амплитуды колебаний геомагнитного поля, запись которого приведена на рис. 4. Период колебаний порядка 4 мин. Полагая $U=50$ км/с, $\varphi=\pi/6$, получим $\Omega=0,2$. Из формулы (23) имеем $v_{ez}B/b_xU=0,2$. Амплитуда колебаний b_x составляет величину 6 нТл. Касательная компонента геомагнитного поля в средних широтах $B=2 \cdot 10^4$ нТл. Следовательно, $v_{ez}=Ub_x/B=3$ м/с, что соответствует значению вертикальной скорости движения электронов в F -слое (рис. 4). Полученные характеристики МИВВ позволяют отделять их от возмущений ионосферы и геомагнитного поля иной природы.

Краткие выводы. Показано существование в ионосфере волновых процессов, связанных с геомагнитным полем, проявлением которых служит определенный тип возмущений ионосферы и геомагнитного поля — магнитоионосферные волновые возмущения (МИВВ). Они генерируются как при гидродинамическом, так и электромагнитном интенсивном воздействии на ионосферу и распространяются со скоростями в десятки километров в секунду в интервале периодов от десятков секунд до десятков минут. Анализ низкочастотных электромагнитных волн показал, что аналогичные характеристики имеют волны в нижней ионосфере, что свидетельствует о возможности применения теории этих волн для интерпретации свойств МИВВ. На основе этой теории получены закономерности, выделяющие МИВВ среди возмущений ионосферы и геомагнитного поля другой природы.

ЛИТЕРАТУРА

- Сорокин В. М., Федорович Г. В. Физика медленных МГД волн в ионосферной плазме. — М.: Энергоиздат, 1982. — 136 с.
- Шарадзе З. С., Джапаридзе Г. А., Матиашвили Т. Г. и др. Тезисы докладов V Всесоюзного совещания по исследованию динамических процессов в верхней атмосфере Земли. — Обнинск, 1985. С. 35.
- Альперович Л. С., Дробежев В. И., Сорокин В. М., Троицкая В. А., Федорович Г. В // Геомагнетизм и аэрономия. 1982. Т. 22. С. 797.
- Гохберг М. Б., Кацарайнц Е. Г., Располов О. М. и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли и океана. 1973. № 2. С. 62.
- Маеда Н., Ондоh J. // Nature. 1960. V. 188. P. 1018.
- Сорокин В. М., Федорович Г. В. // Радиофизика. 1982. Т. 25. № 5. С. 495 (Изв. высш. учеб. заведений).

7. Голиков Ю. В., Д'Коста А., Пилипенко В. А. // Геомагнетизм и аэрономия. 1985. Т. 25. С. 824.
8. Карлов В. Д., Козлов С. И., Кудрявцев В. П., Новожилов В. И., Ткачев Г. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1984. Т. 24. С. 319.
9. Альперович Л. С., Сорокин В. М., Троицкая В. А., Федорович Г. В., Кандиди М. Тезисы докладов Всесоюзного совещания по итогам выполнения проекта Международные исследования магнитосферы. — Ашхабад, 1981 С 122
10. Duffus H. J., Boyd G. M. // J. Atmos. Terr. Phys. 1968. V. 30. P. 481.
11. Rishbeth H., Gaffriott O. K. // Radio Sci. 1966. V. 68D. P. 339.
12. Klostermeier J., Rottger J. // Planet. Space Sci. 1976. V. 24. P. 1065.
13. Альперович Л. С., Дробжев В. И., Краснов В. М., Сорокин В. М., Федорович Г. В. // Радиофизика. 1980. Т. 23. № 6 С. 763 (Изв. высш. учеб. заведений).
14. Гершман Б. Н., Яшнов В. А. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. № 9 С 1126.
15. Сорокин В. М. // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. С. 646.
16. Фаткуллин М. Н., Зеленова Т. И., Козлов В. К. и др. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы. — М. Наука, 1981. — 256 с.
17. Chan K. L., Kappelakos D. P., Villard O. G. // J. Geophys. Res. 1962. V. 67. P. 2066.
18. Lewies T. J. // Canad. J. Phys. 1967. V. 45. P. 1549.

Всесоюзный научно-исследовательский
институт оптико-физических измерений

Поступила в редакцию
10 ноября 1986

WAVE PROCESSES IN THE IONOSPHERE ASSOCIATED WITH GEOMAGNETIC FIELD

V. M. Sorokin

Wave processes in the ionosphere associated with the geomagnetic field and associated with them perturbations are selected. It is appeared, that the properties of these perturbations are defined by means of waves in the lower ionosphere

Аннотации депонированных статей

УДК 621.37/39:534.001

К ТЕОРИИ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАЙМОДЕЙСТВИЯ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В НЕСТАЦИОНАРНОМ УЛЬТРАЗВУКОВОМ ПОЛЕ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ

A. С. Задорин, С. Н. Шарангович

Рассмотрена задача о брэгговском акустооптическом взаимодействии световых пучков в поле медленно изменяющегося во времени (нестационарного) звукового пучка в анизотропной среде. Получена самосогласованная система дифференциальных уравнений, определяющая эволюцию частотно-угловых спектров световых пучков в возмущенной области. Установлено общее решение данной системы для режима слабого взаимодействия. Проанализирована зависимость полученного решения от частотно-угловых параметров пучков, связанных с геометрией дифракции и анизотропией упругих и оптических свойств среды взаимодействия. Определены энергетические параметры дифрагированного пучка.

Статья депонирована в ВИНТИ,
рег. № 7197-В88. Деп. от 28 сентября 1988 г.