

УДК 550.388

ОБРАЗОВАНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВНЕШНЕЙ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ АЛЬФВЕНОВСКИМИ ВОЛНАМИ

М. Г. Гельберг

Показано, что в горизонтально-неоднородной внешней ионосфере высоких широт (высоты более 1200 км) нелинейное взаимодействие альфвеновских волн с затухающей дрейфовой волной приводит к появлению мелкомасштабных неоднородностей ионосферной плазмы с относительной амплитудой n_1/n_0 в несколько процентов.

Известно [1-3], что мелкомасштабные неоднородности с поперечными размерами $l \sim 0,1$ км наблюдаются не только ниже максимума слоя F_2 , но и на высотах до 3 тысяч километров и более. Относительные флуктуации концентрации плазмы n_1/n_0 увеличиваются в среднем с ростом высоты [1]. Во время геомагнитных возмущений вначале наблюдается появление неоднородностей во внешней ионосфере, а затем образование мелкомасштабных флуктуаций плотности плазмы в нижней части области F [1]. Механизмы формирования неоднородностей на высотах более 1000 км сегодня не ясны.

Идея образования неоднородностей внешней ионосферы гидромагнитными волнами была высказана Десслером в 1958 году [4] и с тех пор неоднократно обсуждалась в литературе [5-7]. Однако до настоящего времени вопрос о трансформации энергии гидромагнитных волн в продольные волны рассмотрен недостаточно подробно. В работе [6] показано, что дивергенция потоков заряженных частиц, движущихся в электрическом поле гидромагнитной волны, в неоднородной плазме отлична от нуля и это должно привести к перераспределению плотности плазмы. Процесс образования неоднородностей в работе [6] не рассмотрен.

По мнению авторов [7] альфвеновские волны, возникающие в высокоширотной ионосфере при трении магнитных силовых линий о подложку, вызывают стратификацию магнитосферной конвекции и образование неоднородностей ионосферы, вытянутых вдоль силовой линии от области E в одном полушарии до магнитосопряженной точки другого полушария. Вопросы модуляции концентрации плазмы альфвеновскими волнами авторы [7] не обсуждают.

В настоящей работе рассмотрено взаимодействие альфвеновских волн, приходящих из магнитосферы, с дрейфовыми волнами в горизонтально-неоднородной внешней ионосфере высоких широт. Показано, что нелинейное взаимодействие двух альфвеновских волн с дрейфовой волной, затухающей в линейном приближении, приводит к появлению мелкомасштабных неоднородностей ионосферы с относительными флуктуациями концентрации плазмы n_1/n_0 в несколько процентов.

1. Дрейфовые волны во внешней ионосфере. В высокоширотной ионосфере одновременно с мелкомасштабными неоднородностями с поперечными размерами в десятки и сотни метров наблюдаются крупномасштабные образования с размерами 20—30 км и относительными амплитудами $\Delta n/n_0 \sim 1$ [2, 3]. На склонах крупномасштабных неоднородностей логарифмический градиент концентрации $\kappa = \nabla \ln n$ имеет величину $\kappa \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см⁻¹.

Положим, что геомагнитное поле \mathbf{B}_0 вертикально и направлено вверх. Ось z системы координат, движущейся со скоростью дрейфующей плазмы (внешнее электрическое поле \mathbf{E}_0 в такой системе отсчета равно нулю), направим вдоль вектора \mathbf{B}_0 . Начало отсчета находится на поверхности Земли. Градиент давления вызывает дрейф ионов и электронов со скоростями V_0^i и V_0^e соответственно:

$$V_0^i = -v_{Ti}^2/\omega_{Hi} [\mathbf{x} \mathbf{b}_0], \quad V_0^e = v_{Te}^2/\omega_{He} [\mathbf{x} \mathbf{b}_0],$$

где $v_{T\alpha}$, $\omega_{H\alpha}$ — тепловая скорость и гирочастота заряженных частиц сорта α , $\alpha = i, e$, i — индекс ионов, e — электронов, \mathbf{b}_0 — единичный вектор вдоль геомагнитного поля.

На высотах порядка 1300—1500 км $v_{Te} \approx 3 \cdot 10^7$ см·с⁻¹, $v_{Ti} \approx 5 \cdot 10^5$ см·с⁻¹, $\omega_{He} \approx 5 \cdot 10^6$ с⁻¹, $\omega_{Hi} \approx 3 \cdot 10^3$ с⁻¹, частота электрон-ионных соударений $\nu_e \approx 1$ с⁻¹ при средней концентрации плазмы $n_0 \approx 10^2$ см⁻³. Для дрейфовых волн с волновым числом $k \approx 2 \cdot 10^{-4}$ см⁻¹ характерные частоты ω_{ni} и ω_{ne} будут

$$\omega_{ni} = -\frac{v_{Ti}^2}{\omega_{Hi}} [k \mathbf{x}]_z \approx -10^{-2} \text{ с}^{-1}, \quad \omega_{ne} = \frac{v_{Te}^2}{\omega_{He}} [k \mathbf{x}]_z \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}.$$

Частоты соударений ионов с нейтралами и электронами много меньше частот ω_{ni} , ω_{ne} , поэтому соударения не учитываем. Дрейфовые волны в плазме с замагниченными ионами подробно рассмотрены в монографии [8]. Дисперсионное уравнение для них можно записать в виде

$$\omega^2 k_{\perp}^2 / \omega_{Hi} + \omega [\omega_{ni} k_{\perp}^2 / \omega_{Hi} + i B_0 \hat{\mu}^e k / c] + i \omega_{ne} B_0 \hat{\mu}^e k / c = 0, \quad (1)$$

где $\hat{\mu}^e$ — тензор подвижности электронов, c — скорость света. Уравнение (1) имеет два решения. Нас будет интересовать ветвь слабозатухающих дрейфовых волн, для которых

$$\text{Re } \omega = \omega_D = -\omega_{ni} + \omega_{ne} (B_0 \hat{\mu}^e k / c) / [(\omega_{ni} k_{\perp}^2 / \omega_{Hi})^2 + (B_0 \hat{\mu}^e k / c)^2], \quad (2)$$

$$\text{Im } \omega = \gamma_D = -\frac{k_{\perp}^2 |\omega_{ni} \omega_{ne}| B_0 \hat{\mu}^e k / c \omega_{Hi}}{(B_0 \hat{\mu}^e k / c)^2 + (\omega_{ni} k_{\perp}^2 / \omega_{Hi})^2} - \omega_{Hi} \omega_{He} k_{\parallel}^2 / \nu_e k_{\perp}^2.$$

При $k_{\parallel} = 3 \cdot 10^{-10}$ см⁻¹ и принятых выше параметрах плазмы $\omega_D = 10^{-2}$ с⁻¹, $\gamma_D = -4 \cdot 10^{-2}$ с⁻¹.

2. Трансформация альфеновских волн в дрейфовые на крупномасштабных градиентах концентрации. Из трех типов гидромагнитных волн заметный вклад в образование мелкомасштабных неоднородностей ионосферы могут дать только альфеновские волны. При волновых числах $k \approx 10^{-4}$ см⁻¹ частоты быстрых магнитозвуковых волн будут $\omega \approx 10^4$ с⁻¹ — много больше частот дрейфовых волн. Медленные магнитозвуковые волны быстро затухают в ионосферной плазме [9].

Обозначим через \mathbf{E}_A напряженность электрического поля в альфеновской, а через \mathbf{E}_D — в дрейфовой волнах. Скорости движения ионов \mathbf{v}^i и электронов \mathbf{v}^e в суммарном поле $\mathbf{E}_A + \mathbf{E}_D$ будут

$$\mathbf{v}^i = \hat{\mu}^i k_D k_D E_D / k_D^2 + \hat{\mu}^i \mathbf{E}_A, \quad \mathbf{v}^e = -\hat{\mu}^e k_D k_D E_D / k_D^2 - \hat{\mu}^e \mathbf{E}_A, \quad (3)$$

где $\hat{\mu}^i$ — тензор подвижности ионов. Подставив (3) в линеаризованные уравнения непрерывности для ионов и электронов и исключив из системы уравнений поле дрейфовых волн, получим соотношение

$$[i(\omega_D - \omega_A) + \gamma_D] n_1 / n_0 = (\hat{\mu}^e \mathbf{E}_A \hat{\mu}^i k - \hat{\mu}^i \mathbf{E}_A \hat{\mu}^e k) B_0 / c k_{\parallel} \hat{\mu}^i k, \quad (4)$$

где n_1 — комплексная амплитуда возмущения концентрации продольной волны, $\hat{\mu} = \hat{\mu}^i + \hat{\mu}^e$. При выводе (5) полагалось, что на градиенте концентрации происходит конверсия альфвеновской волны с частотой ω_A и волновым вектором \mathbf{k}_A в дрейфовую волну с частотой ω_D и волновым вектором $\mathbf{k}_D = \mathbf{k}_A = \mathbf{k}$.

Из равенства (4) следует

$$\left| \frac{n_1}{n_0} \right| = \frac{c [\mathbf{x} \mathbf{E}_A]_z}{B_0 [(\omega_A - \omega_D)^2 + \gamma_D^2]^{1/2}}. \quad (5)$$

Выражение (5) показывает, что амплитуда продольной волны максимальна, если $\omega_A = \omega_D$. Однако при $\kappa \approx 5 \cdot 10^{-7}$ см $^{-1}$ и альфвеновской скорости $V_A \approx 10^8$ см \cdot с $^{-1}$ одновременное выполнение равенств $\mathbf{k}_D = \mathbf{k}_A$ и $\omega_D = \omega_A$ противоречит условию существования альфвеновских волн [10, 11]:

$$\omega_{Hi} \omega_{He} k_{\parallel}^2 / \omega_A (\omega_A^2 + \nu_e^2)^{1/2} k_{\perp}^2 > 1. \quad (6)$$

Чтобы выполнялось условие (6), частота альфвеновской волны ω_A должна быть больше критического значения:

$$\omega_{A \text{ кр}} = k_{\perp}^2 V_A^2 \nu_e / \omega_{Hi} \omega_{He}. \quad (7)$$

При $\omega_A > \omega_{A \text{ кр}}$ отношение $k_{\parallel} / k_{\perp} > 10^{-6}$. Для дрейфовых волн с таким отношением продольной компоненты волнового вектора к перпендикулярной их декремент затухания $|\gamma_D| > \omega_{A \text{ кр}}$. Тогда из выражений (5) и (7) можно получить оценку для относительной амплитуды продольной волны:

$$|n_1/n_0| < c [\mathbf{x} \mathbf{E}_A] / B_0 \omega_{A \text{ кр}} \sqrt{2}. \quad (8)$$

При $E_A \approx 10^{-3}$ В \cdot м $^{-1}$ $|n_1/n_0| < 2 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, при конверсии альфвеновских волн в продольные на горизонтальных градиентах концентрации заметный вклад могут дать только альфвеновские волны большой амплитуды.

3. Нелинейное взаимодействие альфвеновских волн с дрейфовыми.

При трехволновом взаимодействии из-за ограничения (6) условие синхронизма выполняется только для двух альфвеновских (A_1 и A_2) и одной дрейфовой (D) волны:

$$\omega_{A1} = \omega_{A2} + \omega_D, \quad \mathbf{k}_{A1} = \mathbf{k}_{A2} + \mathbf{k}_D. \quad (9)$$

С учетом нелинейного взаимодействия выражения для возмущений скоростей ионов и электронов \mathbf{v}_{kD}^{α} можно записать в виде

$$\mathbf{v}_{kD}^{\alpha} = \pm \hat{\mu}^{\alpha} \mathbf{k}_D k_D \mathbf{E}_D / k_D^2 \pm \hat{\mu}^{\alpha} \mathbf{F}^{\alpha} - i \nu_{T\alpha}^2 B_0 \hat{\mu}^{\alpha} \mathbf{k}_D n_1 / n_0 \omega_{H\alpha} c, \quad (10)$$

где знак плюс соответствует ионам, минус — электронам,

$$\mathbf{F}^{\alpha} = ([\mathbf{v}_{kA1}^{\alpha} \times \mathbf{B}_{kA2}] + [\mathbf{v}_{kA2}^{\alpha} \times \mathbf{B}_{kA1}]) / c, \quad (11)$$

$B_{kA1,2}$ — амплитуда возмущения магнитного поля альфвеновскими волнами.

Подставив (10), (11) в линеаризованные уравнения непрерывности и исключив поле \mathbf{E}_D , после некоторых преобразований получим уравнение для возмущений концентрации плазмы в дрейфовых волнах:

$$\partial n_{kD} / \partial t - \gamma_D n_{kD} = i (\mathbf{k}_D \mathbf{B}_{kA1} j_{\parallel kA2} + \mathbf{k}_D \mathbf{B}_{kA2} j_{\parallel kA1}) / e B_0, \quad (12)$$

где e — заряд электрона, $j_{\parallel kA1,2}$ — продольный ток альфвеновских волн.

Положим, что обратное воздействие дрейфовых волн на альфвеновские мало. Тогда при стационарном источнике альфвеновских волн правая часть уравнения (13) не зависит от времени и решение для n_{kD} имеет вид

$$n_{kD} = i[1 - \exp(-|\gamma_D|t)] (\mathbf{k}_D \mathbf{B}_{kA1} j_{\parallel kA2} + \mathbf{k}_D \mathbf{B}_{kA2} j_{\parallel kA1}) / eB_0 |\gamma_D|. \quad (13)$$

Из выражения (13) следует, что за характерное время $\tau = |\gamma_D|^{-1}$ амплитуда флуктуаций концентрации достигает стационарного значения:

$$|n_{kD}/n_0| \approx 2|k_D B_{kA} j_{\parallel kA}| / |\gamma_D| e n_0 B_0. \quad (14)$$

При $B_{kA}/B_0 \approx 10^{-6}$, $k_{\perp} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$, $j_{\parallel kA}/en_0 \approx 3 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $|\gamma_D| = 4 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$ найдем, что $|n_{kD}/n_0| \approx 3 \cdot 10^{-2}$.

Результат, приведенный выше, получен в предположении, что нарастание амплитуды дрейфовой волны не вызовет заметного ослабления альфвеновских волн. Для оценки справедливости этого допущения мы положили пространственное изменение возмущений B_{kA} альфвеновскими волнами вдоль оси z пропорциональным $\exp[-'dz + ik_{\parallel A} z]$, где показатель d учитывает ослабление амплитуд альфвеновских волн за счет перекачки их энергии в дрейфовые волны. Расчеты показали, что при стационарном значении $|n_{kD}/n_0| = 3 \cdot 10^{-2}$, $k_A = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$, $k_{A\parallel} = 3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-1}$, $n_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$ отношение $|d/k_{\parallel A}| \leq 10^{-1}$. Следовательно, при амплитудах дрейфовых волн, меньше стационарных значений, изменение амплитуд альфвеновских волн будет мало, что оправдывает сделанные допущения.

Таким образом, альфвеновские волны, распространяющиеся из магнитосферы в ионосферу, при взаимодействии с затухающей в линейном приближении дрейфовой волной могут вызвать образование мелко-масштабных неоднородностей во внешней ионосфере с относительными амплитудами флуктуаций концентрации в несколько процентов. При постоянной амплитуде альфвеновских волн с уменьшением средней концентрации плазмы n_0 относительная амплитуда мелко-масштабных неоднородностей $|n_{kD}/n_0|$ возрастает. Это объясняет некоторое увеличение интенсивности неоднородностей с высотой [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ерухимов Л. М., Максименко О. И. В кн.: Полярная ионосфера и магнитосферно-ионосферные связи. — Апатиты: КФАН, 1978, с. 189.
2. Dayson P. L., Zmuda A. J. — J. Geophys. Res., 1970, 75, p. 1893.
3. Kayser S. E., Majer E. J. — J. Geophys. Res. 1978, 83, p. 2533.
4. Dessler A. J. — J. Geophys. Res., 1958, 63, p. 507.
5. Singleton D. G. — In: Spread F and its Effects upon Radiowave Propagation and Communication. — London and Chartman: W. and J. Mackey and Co., 1966, p. 553.
6. Elkins T. J., Paragianis M. D. — J. Geophys. Res., 1969, 74, p. 4105.
7. Трахтенгерц В. Ю., Фельдштейн А. Я. В кн.: Межпланетная среда и магнитосфера Земли — М.: Наука, 1982, с. 116.
8. Михайловский А. Б. Теория плазменных неустойчивостей. Т. 2. Неустойчивости неоднородной плазмы. Изд. второе. — М.: Атомиздат, 1977. — 360 с.
9. Ахизер А. И., Ахизер И. А., Половин Р. В. и др. Электродинамика плазмы. — М.: Наука, 1974. — 720 с.
10. Гершман Б. Н., Ковнер М. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1958, 1, № 1, с. 19.
11. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967. — 684 с.

Институт космических исследований
и аэронавтики Якутского филиала
СО АН СССР

Поступила в редакцию
12 февраля 1986 г.

FORMATION OF SMALL-SCALE IRREGULARITIES IN THE EXTERNAL IONOSPHERE BY ALFVEN WAVES

M.G. Gel'berg

It is shown that in horizontal irregular external ionosphere of high latitudes (altitude is more than 1200 km) non-linear interaction of Alfvén waves with a damp drift wave results in formation of small-scale irregularities with relative amplitude n_1/n_0 of a few percents,