

$$(a) \alpha_2 \approx \frac{e^2}{16 \pi T \omega_1 m}, \quad \alpha_1 \approx 0; \quad (b) \alpha_1 \approx e^2 (\omega_H - \omega_1) / \pi T \omega_1^2 m, \quad \alpha_2 \approx 0 \quad (9)$$

(% — постоянная Больцмана).

Уравнения (6) описывают нелинейное нарастание взаимодействующих волн, которое на начальной стадии имеет «взрывообразный» характер, а затем амплитуды волн достигают максимального значения\* [10] порядка  $u_i \max \sim \frac{4\sigma_2 \sigma}{\alpha}$  ( $u_i = |a_i| \sqrt{\sigma_m \sigma_n}$ ,  $m \neq n \neq i$ ) за время  $t_{\max i} \approx 1/u_i(0)$ .

2. Оценим амплитуды генерируемых волн в системе поток—плазма со следующими параметрами: а)  $N \approx 10^9$  см<sup>-3</sup>,  $N_s/N \approx 10^{-3}$ ,  $T \approx 300$  К,  $V_0/c \approx 0,1$ ,  $H_0 \approx 10^8$  Гс ( $\omega_H \approx 2 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>), тогда при начальных амплитудах  $\sim 1$  В/см геликонов частоты  $\omega \lesssim \omega_H \left( \frac{\omega_H - \omega}{\omega_H} \approx 10^{-3} \right)$  в системе за время  $t_{\max} \approx 10^{-4}$  с возбуждаются геликоны частоты 3 Гц и достигают амплитуд  $\sim 300$  В/см; б)  $N \approx 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $N_s/N \approx 10^{-3}$ ,  $V_0/c \approx 0,1$ ,  $H_0 \approx 10^8$  Гс ( $\omega_H \approx 2 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>),  $T \approx 300$  К, при этом при начальных амплитудах ВЧ электромагнитной волны  $\sim 1$  В/см за время  $\sim 10^{-5}$  с возбуждаются ВЧ поперечные волны с частотой  $\sim 10$  Гц и с амплитудой 500 В/см.

Таким образом, в системе поток—плазма с постоянным магнитным полем возможно эффективное генерирование геликонов и электромагнитных волн в СВЧ диапазоне. Подобная задача может представлять интерес как для диагностики плазмы, так и для получения СВЧ сигналов достаточно большой мощности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Р. В. Половин, А. Г. Ситенко, К. Н. Степанов, Коллективные колебания в плазме, Атомиздат, М., 1964.
2. А. Б. Михайловский, Теория плазменных неустойчивостей, 1, Атомиздат, М., 1970.
3. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет, изд. Наука, М., 1964.
4. Б. Б. Кадомцев, А. Б. Михайловский, А. В. Тимофеев, ЖЭТФ, 47, 2266 (1964).
5. V. Corpi, M. N. Rosenbluth, R. N. Sudan, Ann. Phys., 55, 207 (1969).
6. H. Wilhelmsson, J. Plasma Phys., 3, 215 (1969).
7. М. И. Рабинович, С. М. Файнштейн, ЖЭТФ, 63, вып. 5 (11), 1672 (1972).
8. Е. Е. Плоткин, С. М. Файнштейн, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 3, 333 (1973).
9. С. М. Файнштейн, ЖТФ, № 6 (1975).
10. V. N. Oraevski, V. P. Pavlenko, H. Wilhelmsson, E. Ya. Kogan, Phys. Rev. Lett., 30, № 2, 49 (1973).
11. А. Г. Литвак, ЖЭТФ, 57, 629 (1969).
12. А. В. Гапонов, Л. А. Островский, М. Н. Рабинович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 2, 163 (1970).
13. Ю. М. Алиев, В. П. Силин, ЖЭТФ, 48, 901 (1965).

Горьковский политехнический институт

Поступила в редакцию  
24 июня 1974 г.

УДК 551.510.535

#### УРАВНЕНИЯ ДИФФУЗИИ ИОННЫХ КОМПОНЕНТ МАГНИТОАКТИВНОЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

М. Г. Дёминов

1. Введем уравнения диффузии отдельных компонент плоскостной ионосферной плазмы. Среду будем считать квазинейтральной и состоящей из двух сортов ионов, электронов и нейтральных частиц (здесь и ниже индексы  $i, j = 2, 3$  относятся к ионам, 1 — к электронам,  $n$  — к нейтральным частицам). Ограничимся рассмотрением

\* Предполагаем, что  $\frac{\partial}{\partial x} \equiv 0$ ,  $a_{1,2}(0) = b(0)$ .

линейных уравнений переноса и предположим, что нейтральная атмосфера, включая скорость ветра, внешние электрические поля и температуры заданы. В этом случае уравнения непрерывности и движения для заряженных компонент среды, дополненные условиями квазинейтральности, можно представить в виде

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} + \nabla N_a V_a Q_a; \quad (1)$$

$$V_a = \sum_{b \neq a} \alpha_{ab} (V_b + D_b^T \nabla \ln T_b) + \alpha_{an} U + q_a [V_a \cdot \tau] + \mu_a (E + E_p) + B_a; \quad (2)$$

$$\nabla \left( \sum_a e_a N_a V_a \right) = 0, \quad \sum_a e_a N_a = 0, \quad (3)$$

где

$$B_a = \nabla \ln N_a + (1 + k_a^T) \nabla \ln T_a - g_0 / H_a; \quad (4)$$

$$\tau = H_0 / H_0, \quad g_0 = g / g, \quad q_a = \omega_{aH} / \nu_a, \quad \omega_{aH} = e_a H_0 / m_a c,$$

$$\alpha_{a\beta} = \nu_{a\beta} / \nu_a, \quad \nu_a = \sum_{\beta} \nu_{a\beta}, \quad \mu_a = e_a / m_a \nu_a, \quad H_a = k T_a / m_a g, \quad (5)$$

$$D_a = k T_a / m_a \nu_a, \quad k_a^T = D_a^T / D_a, \quad \nabla \equiv \frac{\partial}{\partial z}.$$

Здесь и ниже  $a, b, c$  принимают значения 1, 2, 3;  $\beta = 1, 2, 3, n$ ,  $U$  — скорость ветра,  $g$  — ускорение силы тяжести,  $E, H_0$  — внешние электрическое и магнитное поля,  $E_p$  — поле поляризации,  $e$  — заряд ( $e_2 = e_3 = -e_1 = e$ ),  $D_a, D_a^T$  — коэффициенты диффузии и термодиффузии, остальные обозначения общеприняты. При записи (2) принято для определенности, что  $\nabla T_n = 0$ .

Решая систему (2), (3) относительно  $V_a, E_p$  и подставляя полученные выражения для компонент скоростей вдоль  $z$  ( $V_a^z$ ) в (1), можно получить искомые уравнения диффузии. Для краткости изложения выпишем выражения только для скоростей диффузии ионных компонент ( $j = 2, 3$ ):

$$\begin{aligned} V_j^z = & \zeta_{jb} \mu_b E_z + \sigma_z^{-1} e_f N_f \{ \zeta_{fa} \zeta_{jb} [\mu_a B_b - \mu_b B_a] + \\ & + \zeta_{fa} \zeta_{jb} [\mu_a \alpha_{bs} - \mu_b \alpha_{as}] D_s^T \nabla \ln T_s + \zeta_{fa} \zeta_{jb} [\mu_a \alpha_{bn} - \mu_b \alpha_{an}] U_z + \\ & + \cos I \sin I [\zeta_{fa} \eta_{jb} \mu_a \alpha_{bn} - \zeta_{jb} \eta_{fa} \mu_b \alpha_{an}] U_y - \cos I [\zeta_{fa} \mu_{jb} \mu_a \alpha_{bn} - \\ & - \zeta_{jb} \mu_{fa} \mu_b \alpha_{an}] U_x - \operatorname{ctg} I [\zeta_{fa} \beta_{jb} - \zeta_{jb} \beta_{fa}] \mu_b \mu_a E_y - \\ & - \cos I [\zeta_{fa} \mu_{jb} - \zeta_{jb} \mu_{fa}] \mu_b \mu_a E_x \}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь и далее по неммым индексам проводится суммирование, (если не оговорено противное). Система координат выбрана так, что  $\tau = \tau$  (0,  $-\cos I, -\sin I$ ),  $I$  — магнитное наклонение, ось  $z$  — направлена вертикально вверх:

$$\sigma_z = e_a N_b \zeta_{ab} \mu_b$$

— проводимость плазмы вдоль  $z$ .

Матрицы  $\beta_{ab}, \mu_{ab}, \eta_{ab}, \zeta_{ab}$  задаются выражениями (см. также [1])

$$\begin{aligned} \beta_{aa} \Delta_1 \Delta_2 = & \epsilon_{aa} \Delta_1 + q_b^2 \epsilon_{bb} + q_c^2 \epsilon_{cc} + q_b^2 q_c^2 + \\ & + q_b q_c (2\alpha_{bc} \alpha_{cb} + \alpha_{12} \alpha_{23} \alpha_{31} + \alpha_{13} \alpha_{32} \alpha_{21}); \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\beta_{ab} \Delta_1 \Delta_2 = \epsilon_{ab} \Delta_1 + q_c^2 \epsilon_{cc} \alpha_{ab} - q_a q_b \epsilon_{ab} - q_a q_c \alpha_{cb} \epsilon_{ac} - q_c q_b \alpha_{ac} \epsilon_{cb} - q_a q_b q_c^2 \alpha_{ab}, \quad (7b)$$

$$\epsilon_{aa} = \alpha_{aa} - \alpha_{bc} \alpha_{cb}, \quad \epsilon_{ab} = \alpha_{ab} + \alpha_{ac} \alpha_{cb},$$

где  $a, b, c$  не равны друг другу,  $\alpha_{aa} = 1$ ,

$$\mu_{ab} = \frac{1}{\Delta_1} \beta_{ac} q_c \epsilon_{cb}, \quad \eta_{ab} = \frac{1}{\Delta_1^2} \beta_{ac} q_c \epsilon_{cd} q_d \epsilon_{db}; \quad (7b)$$

$$\zeta_{ab} = \beta_{ab} + \eta_{ab} \sin^2 I, \quad (7r)$$

$$\Delta_1 \Delta_2 = \Delta_1^2 + q_a^2 \varepsilon_{an}^2 + (1 - \delta_{ab})(q_a^2 q_b^2 / 2 + q_a q_b \varepsilon_{ba} \varepsilon_{ab}) + \\ + (q_1 q_2 q_3)^2 + q_1 q_2 q_3 (1 - \delta_{ab})(1 - \delta_{ac})(1 - \delta_{bc}) q_a \alpha_{bc} \alpha_{cb}.$$

Выражение для скорости диффузии электронов может быть получено непосредственно из (6), поскольку  $N_1 V_1^z = N_2 V_2^z + N_3 V_3^z - J_z / e$ , где  $J_z = \varepsilon_z E_z$  — электрический ток вдоль  $z$ .

2. Общий анализ уравнений (6) достаточно сложен. Поэтому ограничимся рассмотрением только одного частного случая, когда

$$q_j \sin^2 l \gg 1, \quad N_1 \gg N_3, \quad m_2 \nu_{23} > m_2 \nu_{2n}, m_3 \nu_{3n}. \quad (8)$$

Эти условия обычно выполнены в области F2 ионосферы средних широт выше максимума электронной концентрации, где ионы кислорода являются основными ( $N_2 \equiv N(O^+)$ ), а ионы  $H^+$ ,  $He^+$ ,  $N^+$  и т. д. примесными.

Из (6) с учетом первого из неравенств (8) видно, что коэффициенты при  $E_x$  и  $U_y$  больше на фактор  $q \sin l$ , чем коэффициенты при  $E_y$  и  $U_x$  соответственно. Следовательно, внутреннее электрическое поле в рассматриваемой области почти полностью компенсирует ток (или поле) Педерсена и зональную компоненту скорости ветра. Ниже поэтому  $E_y$  и  $U_x$  не учитываются. При выполнении неравенств (8) выражения для скоростей диффузии основных и малых ионных компонент приближенно можно представить в виде

$$V_2^z = V_{2n} + W + \alpha_2 J_z / |e|, \quad V_3^z = V_{3n} + W + \alpha_3 J_z / |e| + V_{32}, \quad (9)$$

где

$$W = -U_z \sin^2 l + U_y \sin l \cos l - c E_x \cos l / H_0,$$

$$V_{2n} = -D_a [\nabla \ln N_2 + (1 + \delta_{2n}) \nabla \ln (T_1 + T_2) + m_2 g / k (T_1 + T_2)],$$

$$V_{32} = -D_{32} [\nabla \ln N_3 + (1 - \delta_{32}) \nabla \ln T_2 + \nabla \ln T_1 + T_1 \nabla \ln N_2 / T_2 + 1 / H_3],$$

$$\delta_{2n} \approx D_2^T m_2 \nu_{2n} / k T_2, \quad \delta_{32} = (D_2^T - D_3^T) / D_{32}, \quad D_a = k (T_1 + T_2) \sin^2 l / m_2 \nu_{2n},$$

$$\alpha_j = m_1 \nu_{1n} / N_1 m_j \nu_{jn}, \quad D_{32} = k T_2 \sin^2 l / m_3 \nu_{32}.$$

Из уравнений (9) видно, что скорости диффузии различных сортов ионов через газ нейтральных частиц совпадают. Взаимная диффузия существенна только для малых ионных компонент. Отметим, что с увеличением степени ионизации среды отношение  $D_a / D_{32}$  растет. Из этого условия, однако, не следует, что на высотах, где плазме можно считать сильноионизованной, взаимная диффузия малых ионных компонент через основные не существенна. Последнее заведомо выполнено для случаев, когда распределение основных ионов близко к диффузионно-равновесному.

3. Численные значения параметров  $\delta_{2n}$  и  $\delta_{32}$  можно приближенно оценить, воспользовавшись свойствами симметрии кинетических коэффициентов. Так, при выполнении условий (8)  $\delta_{2n} \leq 0,5$  и  $\delta_{2n} \rightarrow 0$  при  $N_2 / N_n \rightarrow \infty$ ,

$$\delta_{32} \rightarrow \frac{m_2 - m_3}{m_2} \frac{T_2}{\nu_{32}} \frac{\partial \nu_{32}}{\partial T_2} \approx -\frac{3}{2} \frac{m_2 - m_3}{m_2}. \quad (10)$$

Отметим, что значения  $\delta_{32}$ , вычисленные с помощью (10), «лежат» в пределах точности прямых расчетов [6].

4. Проведем сравнение с результатами других работ, где учитывалось, по крайней мере, два сорта ионов. Уравнение (6) при  $\nabla T = 0$  и  $E = 0$  совпадает с приведенным в [1]. При учете только параллельных магнитному полю компонент скоростей, приведенные выражения близки к представленным в [2, 3] при  $D_a^T = 0$ ,  $E = 0$ ,  $U = 0$  к представленным в [4] — при  $D_a^T = 0$ ,  $E = 0$  и к полученным в [5] — при  $D_a^T = 0$ . Учет  $D_a^T$  при  $E = 0$ ,  $U = 0$  и пренебрежении магнитным полем выполнен в [6]. При этом уравнения диффузии выводятся для  $T_e = T_i = T_n$  и затем «эвристически» учитывается различие температур. Здесь термодиффузия учтена более последовательно, ...

## ЛИТЕРАТУРА

1. Э. И. Гинзбург, В. Ф. Ким, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 14, № 10, 1477 (1971).
2. И. А. Кринберг, Т. Б. Щукина, сб. Исследования по геомагнетизму, аэронауки и физике Солнца, вып. 21, изд. Наука, М., 1972, стр. 236
3. Е. Е. Цедиллина, Геомагнетизм и аэронаука, 13, № 2, 233 (1973).
4. М. Г. Деминов, Ю. С. Ситнов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 6, 878 (1973).
5. М. Г. Деминов, Ю. С. Ситнов, М. Н. Фаткуллин, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 16, № 8, 1155 (1973).
6. R. W. Schunk, J. C. G. Walker, Planet. Space Sci., 18, № 4, 535 (1970).

Институт земного магнетизма, ионосферы  
и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию  
9 июля 1973 г.,  
после доработки  
23 декабря 1974 г.

УДК 551.510.535

### СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ НЕЛИНЕЙНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА $F$ -СЛОЙ ИОНОСФЕРЫ НА ЧАСТОТАХ 5,75 И 1,34 МГц

С. М. Грач, Ю. С. Коробков, К. И. Юрин

В настоящем сообщении приводятся результаты эксперимента по воздействию мощных радиоволн на частоте 1,34 МГц на  $F$ -слой ионосферы, полученные в 1974 году. Эксперимент проводился с целью исследования эффекта «аномального поглощения», который наблюдался в Боулдере (США) [1] и в г. Горьком [2–4]. Эффект заключается в том, что при включении мощной волны накачки с частотой около 6 МГц (когда критическая частота  $F$ -слоя превышала частоту мощной волны) наблюдается значительное (в 5–10 раз) уменьшение интенсивности отраженных от ионосферы пробных волн с частотами, близкими к частоте волны накачки.

Описываемый эксперимент проводился в следующих условиях. Волна накачки круговой поляризации (обыкновенная компонента) излучалась на частоте 1,34 МГц вертикально вверх. Параметры и режим работы передатчика приведены в [5].

Передатчик работал в течение трех минут, после чего наступала трехминутная пауза. Кроме того, постоянно излучалась на близкой частоте пробная волна. Эксперименты проводились в феврале—марте 1974 г в ночное время, когда критическая частота  $F$ -слоя изменялась в пределах от 1,9 до 2,8 МГц, поглощение в  $D$ -слое отсутствовало и не было отражений от спорадического слоя  $E_s$ . Пробная волна имела линейную поляризацию, однако из-за близости рабочей частоты к электронной циклотронной частоте необыкновенная компонента была всегда сильно поглощена.

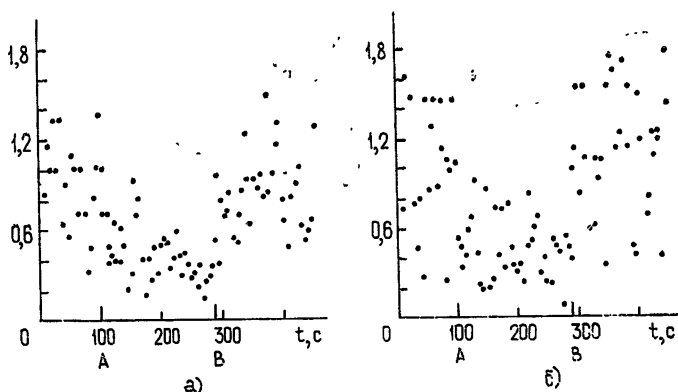


Рис. 1.

При включении волны накачки наблюдалось уменьшение интенсивности отраженного сигнала пробной волны в 1,5–3 раза с характерным временем около 20 с в диапазоне 1,25–1,45 МГц. На рис. 1 приведено изменение интенсивности (в относи-