



УДК 550.338

С. А. Ишанов

ДИНАМИЧЕСКИЕ АНТРОПОГЕННЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ИОНОСФЕРНО-МАГНИТОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Рассмотрено моделирование динамических антропогенных возмущений ионосферно-магнитосферной плазмы, в частности динамика ионов O^+ и H^+ .

A simulation of dynamical anthropogenic perturbations of ionosphere-magnetospheric plasma, in particular a moving of ions O^+ and H^+ is considered.

Ключевые слова: моделирование, антропогенное возмущение, ионосфера, магнитосфера, плазма.

Key words: simulation, anthropogenic perturbation, ionosphere, magnetosphere, plasma.

Введение

Основные подходы к теоретическим исследованиям динамики ионосферно-плазматического переноса околоземной плазмы в существенно неоднородной (экспоненциальной по плотности и давлению) среде связываются с применением методов математического моделирования. Эти методы реализуют в различных приближениях решения уравнений физической кинетики и гидродинамики, описывающих процессы в ионосфере и плазматосфере Земли.

Особый интерес представляют исследования околоземной среды в условиях искусственного воздействия на нее. В качестве таких воздействий рассматриваются выбросы химически активных веществ при ракетных запусках и экспериментах, нагрев плазмы высокочастотным электромагнитным полем, возмущения типа мощной солнечной вспышки. Такие техногенные воздействия могут приводить к образованию крупномасштабных ионосферно-плазматических неоднородностей, генерации интенсивных высокоскоростных плазменных потоков вдоль геомагнитных силовых трубок, возрастанию интенсивности свечения ионосферы. В связи с чем представляются актуальными задачи проектирования натуральных экспериментов на основе предварительного проведения вычислительных экспериментов с использованием математических моделей среды, учитывающих различные типы антропогенных воздействий.

1. Описание математической модели

Полагаем, что макроскопическое движение плазмы происходит вдоль геомагнитного поля. Выбором дипольной системы координат сведем физическую задачу трехмерного движения плазмы к двумерной математической задаче в переменных s (координата вдоль силовой линии) и t (время).

Математическая модель основана на численном решении системы уравнений гидродинамики частично ионизированной плазмы для ионов и электронов. Система уравнений непрерывности, импульса и теплового баланса для заряженных компонентов может быть записана [1] в виде

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial (A n_i v_i)}{\partial s} + \alpha_i n_i = Q_i; \quad (1)$$

$$n_i m_i \left[\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial s} \right] + \frac{\partial p_i}{\partial s} = -n_i m_i g \sin I + n_i \sum_{j=1}^5 S_{ij} (v_j - v_i) + \\ + n_i R_i (v_{nx} \cos I - v_i) - \frac{n_i}{N_e} \frac{\partial p_e}{\partial s}; \quad (2)$$



$$\frac{3}{2}kn_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial T_i}{\partial s} \right) + \frac{p_i}{A} \frac{\partial (Av_i)}{\partial s} - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} \left(A\lambda_i \frac{\partial T}{\partial s} \right) = P_{ie} + P_{in} + P_{ij}; \quad (3)$$

$$\frac{3}{2}kN_e \left(\frac{\partial T_e}{\partial t} + u_e \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) + \frac{p_e}{A} \frac{\partial (Au_e)}{\partial s} - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial s} \left(A\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial s} \right) = P_g + P_{ei} - P_{en}, \quad (4)$$

где индекс n относится к нейтральным частицам; индекс e – к электронам; n_i , m_i , v_i , T_i – соответственно концентрация, масса, скорость, температура ионов i -го сорта ($i = 1 \Rightarrow O^+$, $i = 2 \Rightarrow H^+$, $i = 3 \Rightarrow O_2^+$, $i = 4 \Rightarrow NO^+$, $i = 5 \Rightarrow N_2^+$); u_e – скорость электронов; s – координата вдоль геомагнитной силовой линии, положительная в направлении от северного полюса к южному; A – расходимость силовых линий магнитного поля; I – магнитное склонение; g – ускорение силы тяжести; v_{nx} – меридиональный компонент скорости нейтрального ветра; Q_i , α_i – скорость образования и вероятность потерь i -го иона; N_e – электронная концентрация; p_i – давление ионного газа, состоящего из частиц i -го сорта; p_e – давление электронного газа; T_e – электронная температура; λ_e , λ_i – соответственно коэффициенты теплопроводности электронного и ионного газов; k – постоянная Больцмана; R_i – коэффициент силы трения между ионами i -го сорта и нейтральными частицами; S_{ij} – коэффициенты силы трения между ионами i -го и j -го сортов; P_g – скорость нагрева тепловых электронов сверхтепловыми фотоэлектронами; P_{ei} – скорость теплообмена электронов с ионами; P_{ie} – скорость теплообмена i -го иона с электронами; P_{ij} – скорость теплообмена i -го иона с ионами j -го сорта; P_{in} – скорость теплообмена i -го иона с нейтралами; P_{en} – скорость охлаждения электронов на нейтральных частицах.

Положим справедливым условие квазинейтральности плазмы $u_e = \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^5 n_i v_i$.

Химические реакции, определяющие кинетику ионов, а также образующиеся в результате их взаимодействия с нейтральными компонентами молекулярных ионов, представлены в работах [3–5].

Коэффициенты диссоциативной рекомбинации ионов [4]:

$$\begin{aligned} NO^+ + e &\rightarrow N + O; & \alpha_1 &= (3,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-7} (300 / T_e)^{0,66}; \\ O_2^+ + e &\rightarrow O + O; & \alpha_2 &= 1,95 \cdot 10^{-7} (300 / T_e)^{0,7}. \end{aligned}$$

Реакции резонансной перезарядки, влияющие на существование плазмосферы Земли, имеют следующие коэффициенты [5]:

$$\begin{aligned} O^+ + H &\rightarrow H^+ + O; & k_{12} &= 2,5 \cdot 10^{-11} \sqrt{T}; \\ H^+ + O &\rightarrow O^+ + H; & k_{21} &= 2,2 \cdot 10^{-11} \sqrt{T}, \end{aligned}$$

где T – эффективная температура.

Учет взаимодействия плазмы с горизонтальным термосферным ветром на ионосферных высотах проводится так же, как в работе [1]. Члены P_{eir} , P_{inr} , P_{ier} , P_{enr} , P_{ijr} , входящие в уравнения теплового баланса (3; 4), учитывающие упругие и неупругие процессы обмена энергией между заряженными частицами и нейтральными составляющими, взяты из работы [3]. Для расчета P_g , согласно работе [6], решалось кинетическое уравнение для сверхтепловых электронов.

Нестационарные уравнения фотохимического равновесия для молекулярных ионов O_2^+ , NO^+ , N_2^+ записываются в виде

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = Q_i - \alpha_i n_i, \quad i = 3, 4, 5. \quad (5)$$

Численное решение системы уравнений модели осуществлялось вдоль геомагнитной силовой линии с применением метода конечных разностей. Линеаризация разностных уравнений проводилась с использованием значений неизвестных функций, взятых с предыдущего временного слоя, с последующими итерациями по нелинейности и связанности уравнений.

При решении системы уравнений (1; 2) использован подход, приведенный в работе [7]: запишем уравнение (2) в дивергентной форме [2]:



$$\frac{\partial n_i v_i}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial A n_i v_i^2}{\partial s} + \frac{\partial p_i}{\partial s} = F_i. \quad (6)$$

Здесь F_i учитывает действие внешних сил:

$$F_i = n_i \gamma_i + v_i (Q_i - \alpha_i n_i),$$

$$\gamma_i = -g \sin I + \frac{S_{ij}}{m_i} (v_j - v_i) + \frac{R_i}{m_i} (v_{nx} \cos I - v_i) - \frac{1}{m_i N_e} \frac{\partial p_e}{\partial s}.$$

Используя метод суммарной аппроксимации [8], можно разделить исходную систему уравнений на последовательно решаемую систему уравнений переноса

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial A n_i v_i}{\partial s} = 0, \quad \frac{\partial n_i v_i}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial A n_i v_i^2}{\partial s} + \frac{\partial p_i}{\partial s} = 0 \quad (7)$$

и систему обыкновенных дифференциальных уравнений, учитывающих элементарные процессы (фотохимию и столкновения):

$$\frac{dn_i}{dt} + \alpha_i n_i = Q_i, \quad \frac{dv_i}{dt} + \beta_i v_i = f_i, \quad (8)$$

где β_i и f_i учитывают силы взаимодействия (сила тяжести, электрическая сила, силы трения «ион – ион», «ион – нейтрал»):

$$\beta_i = \frac{S_{ij}}{m_i} + \frac{R_i}{m_i}, \quad f_i = \gamma_i + \beta_i v_i.$$

Решение уравнений (8) дается формулами

$$\hat{n}_i = n_i e^{-\tau \alpha_i} + \frac{Q_i}{\alpha_i} (1 - e^{-\tau \alpha_i}), \quad \hat{v}_i = v_i e^{-\tau \beta_i} + \frac{f_i}{\beta_i} (1 - e^{-\tau \beta_i}),$$

где n_i , v_i – концентрация и скорость, полученные решением системы (7); \hat{n}_i , \hat{v}_i – результирующие значения концентрации и скорости, полученные за два шага: «перенос + элементарные взаимодействия».

Для решения системы уравнений переноса (7) применялся алгоритм, основанный на явной консервативной схеме [7].

2. Результаты вычислительного эксперимента

В качестве модельной задачи был выбран расчет ионосферно-магнитосферных параметров при условии возмущения плотности и температуры плазмы в силовой трубке с параметром Мак-Илвайна $L = 2$ (наибольшая высота над поверхностью Земли 6350 км) для средней геомагнитной и солнечной активности (индексы $K_p = 3$, $F10.7 = 150$) начала года (зима – в Северном полушарии, лето – в Южном).

В магнитно-силовой трубке с установившемся режимом динамическое воздействие задавалось в 12.00 LT в Северном полушарии гауссоподобным распределением концентрации и температуры электронов с максимумом на высоте 2310 км (рис. 1). Размер области возмущения по высоте – 800 км. Для малого возмущения $N_e(2310) = 4,0 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e(2310) = 1 \text{ эВ}$, для среднего – $N_e(2310) = 1,5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, $T_e(2310) = 1 \text{ эВ}$ [2].

Расчеты проводились на неравномерной сетке, содержащей 201 узел, шаг интегрирования по времени составлял 2 с. В расчетах использовалась модель нейтральной атмосферы MSIS [10].

Рассмотрим результаты для малого возмущения электронной плотности и температуры.

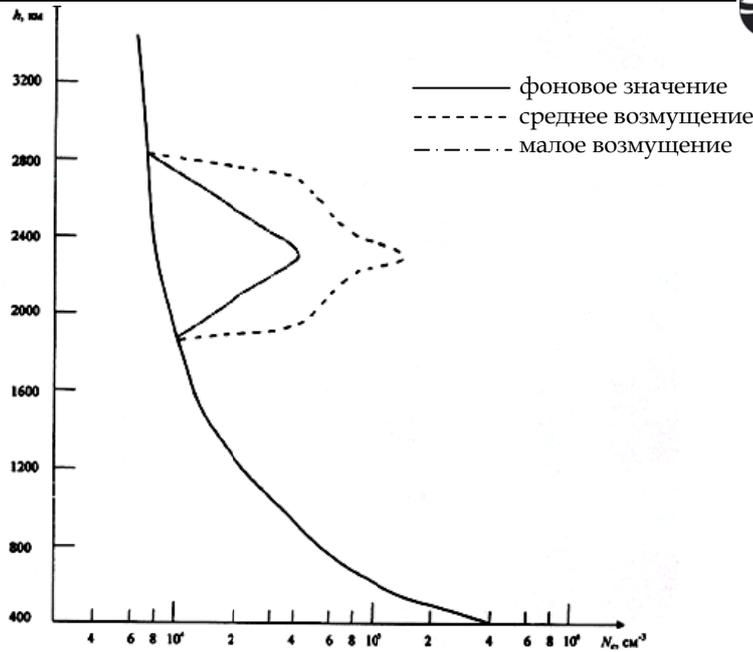


Рис. 1. Начальные высотные профили электронной концентрации в Северном полушарии

На рисунке 2 представлены временные профили полного электронного содержания N_T в силовой трубке. Ионы выносятся на большие высоты, где нет рекомбинационных процессов. Поэтому время релаксации параметра N_T велико.

На рисунке 2 можно различить перенос плазмы из Северного полушария в Южное и обратно: падение интегрального содержания в Северном полушарии соответствует его росту в Южном полушарии и наоборот.

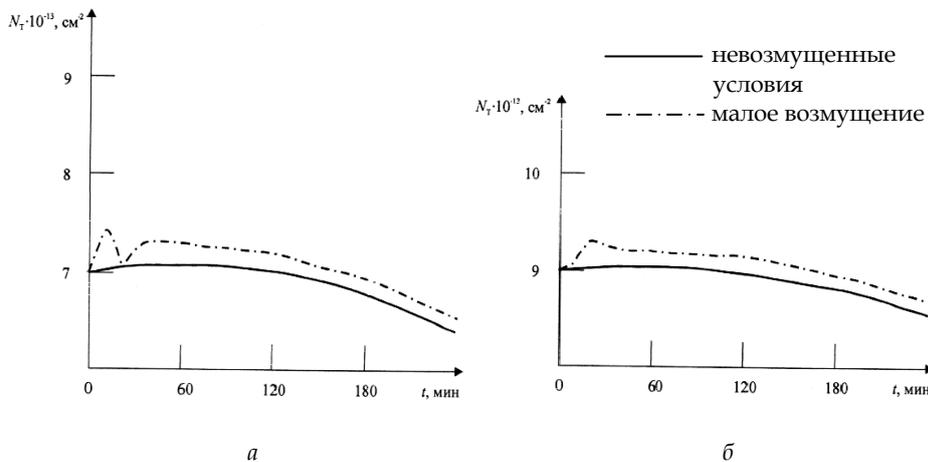


Рис. 2. Временные вариации интегрального электронного содержания в Северном (а) и Южном (б) полушариях

На рисунке 3 показаны высотно-временные распределения электронной концентрации до и после динамического воздействия. Очевидно распространение возмущения вверх и вниз по геомагнитной трубке. Время релаксации электронной концентрации к фоновым значениям составляет примерно 6 мин в интервале высот 800 – 3000 км.





Рис. 3. Высотные профили электронной концентрации для различных моментов времени в Северном полушарии

На рисунках 4, 5 представлены временные изменения концентрации электронов на избранных высотах. Заметно, что по мере удаления от места локализации динамического воздействия амплитуда возмущения уменьшается.

Для Северного полушария (рис. 4) характерно некоторое понижение электронной концентрации через 10–20 мин после возмущения на высотах 500–2200 км, обусловленное, по-видимому, динамическими факторами.

Из рисунка 5 заметно взаимодействие между сопряженными полушариями.

На рисунках 6, 7 представлены высотно-временные профили скоростей водородных ионов для среднего возмущения.

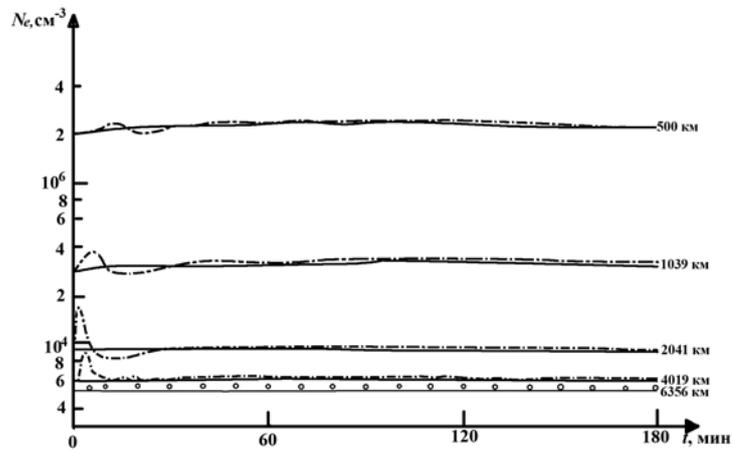


Рис. 4. Временные вариации электронной концентрации на фиксированных высотах в Северном полушарии (сплошные кривые — невозмущенные условия)

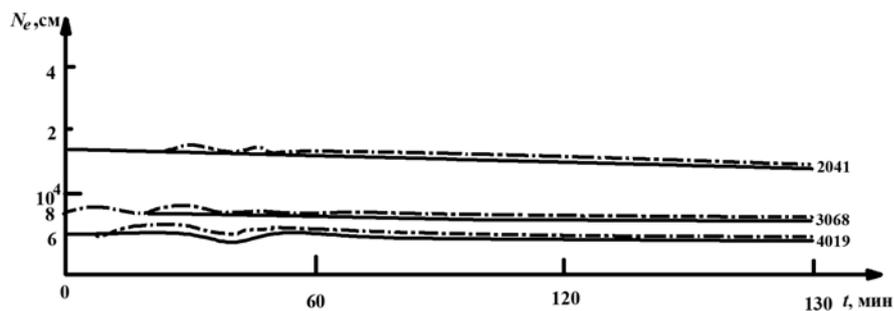




Рис. 5. Временные вариации электронной концентрации на фиксированных высотах в Южном полушарии (сплошные кривые — невозмущенные условия)

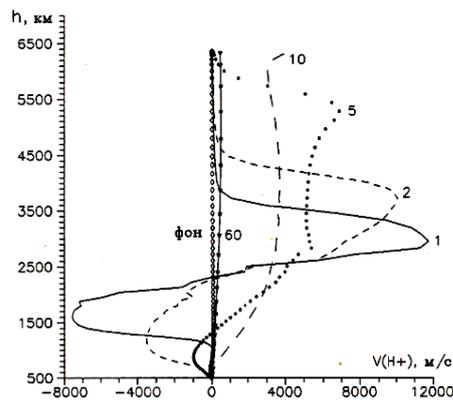


Рис. 6. Высотные профили скоростей H^+ ионов в различные моменты времени в Северном полушарии (цифры у кривых соответствуют времени (в мин), прошедшему после возмущения плазмосферы)

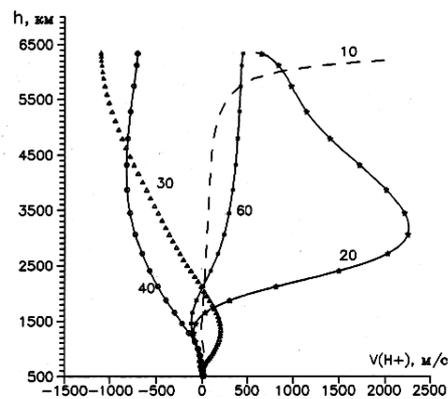


Рис. 7. Высотные профили скорости ионов H^+ в различные моменты времени в Южном полушарии (цифры у кривых соответствуют времени (в мин), прошедшему после возмущения плазмосферы)

Расчеты показывают, что ионы H^+ в первые минуты первоначального возмущения в Северном полушарии движутся со скоростями, достигающими 10 км/с, как вниз, так и вверх от места локализации. Время релаксации возмущения в скорости ионов H^+ к фоновым значениям превышает 1 ч. Общий характер изменения скоростей ионов O^+ соответствует аналогичным профилям ионов H^+ . Ионы O^+ достигают скоростей 3 км/с, время релаксации скоростных профилей значительно превосходит соответствующее время для ионов H^+ , что обусловлено большей массой ионов O^+ . В Южном полушарии спустя 20 мин после возмущения в Северном полушарии максимальные направленные вниз скорости (2 км/с) соответствуют максимальной амплитуде возмущения в N_e на высотах 3–4 тыс. км (рис. 4). Через 30–40 мин скорости ионов H^+ в Южном полушарии направлены вверх — компенсирующие потоки ионов стремятся привести распределение ионов к равновесному.

Вычислительные эксперименты показывают, что локализованное плазмосферное возмущение данного типа и дальнейшее перераспределение заряженных частиц в силовой трубке вызывают заметные изменения концентрации в области главного ионосферного максимума.



Заключение

Вычислительные эксперименты позволяют сделать следующие выводы.

1. Возмущение плотности и температуры плазмы на плазмосферных высотах переносится вдоль геомагнитного поля от места локализации в ионосферу и магнитосопряженную область. Определены характерные времена переноса плазмы между сопряженными полушариями.

2. Характерен фазовый сдвиг в локальных максимумах параметров плазмы. Амплитуды изменения параметров плазмы зависят как от расстояния до центра возмущения, так и от мощности воздействия.

3. Динамические эффекты (например, потоки плазмы в ионосферу) приводят в отдельных высотно-временных областях как к понижению электронной концентрации, так и к охлаждению плазмы.

4. Локализованное плазмосферное возмущение влияет на продольные скорости ионов O^+ и H^+ в магнитной силовой трубке.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ по проектам № 09-01-00628-а и № 08-01-00431-а.

Список литературы

1. Латышев К. С., Зинин Л. В., Ишанов С. А. Математическое моделирование околоземной космической плазмы // Энциклопедия низкотемпературной плазмы. 2008. Т. 7-1, ч. 3. С. 337–349.
2. Власов М. Н., Ишанов С. А., Григорьев С. А. Моделирование эффектов динамических возмущений плотности и температуры ионосферно-магнитосферной плазмы на плазмосферных высотах // Космические исследования. 1997. Т. 35, №3. С. 248–252.
3. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. А. Физика ионосферы. М., 1988.
4. Sheehan C. H., St. – Maurice J. Dissociative recombination of N_2^+ , O_2^+ , and NO^+ // J. Geophys. Res. 2004. Vol. 109. № A3. P. A03302.
5. Barakat A. R., Schunk R. W., Moore T. E., Waite J. H. Ion escape fluxes from the terrestrial high-latitude ionosphere // Ibid. 1987. Vol. 92, № 11. P. 12255–12266.
6. Кринберг Н. А., Тацилин А. В. Ионосфера и плазмосфера. М., 1984.
7. Елизарова Т. Г., Четверушкин Б. Н. Об одном вычислительном алгоритме для расчета газодинамических течений // ДАН СССР. 1984. Т. 279, №1. С. 80–83.
8. Самарский А. А. Теория разностных схем. М., 1983.
9. Григорьев С. А., Латышев К. С. Численные методы в одномерных моделях ионосферы // Математическое моделирование. 1989. Т. 1, №8. С. 83–98.
10. Hedin A. E. Thermospheric model // J. Geophys. Res. 1987. Vol. 92, № A5. P. 4649–4662.

Об авторе

Сергей Александрович Ишанов — канд. физ.-мат. наук, доц., РГУ им. Канта, e-mail: sergey.ishanov@yandex.ru.

Author

Dr Sergey Ishanov — professor, IKSUR, e-mail: sergey.ishanov@yandex.ru.