

УДК 550.388.2; 550.348

B.B. ЛЯХОВ

О ВЛИЯНИИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ГЕОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Проведено теоретическое исследование некоторых аспектов влияния Солнца на геодинамические процессы по электромагнитному каналу.

В настоящее время влияние гравитационных эффектов (приливообразующих сил, вызванных Луной, Солнцем и планетами Солнечной системы) на сейсмическую активность Земли исследовано более детально, чем влияние Солнца на те же процессы по электромагнитному каналу. Это естественно, поскольку электродинамика ближнего космоса начала развиваться только во второй половине прошлого века, во многом благодаря необходимости интерпретировать экспериментальный материал, полученный с помощью ИСЗ, выведенных в околоземное и межпланетное пространство.

Однако оказывается, что поток энергии даже спокойного солнечного ветра через поперечное сечение магнитосферы составляет

$$P_m = jS = \frac{\rho v^2}{2} \pi R_m^2 \approx 10^{20} \text{ эрг/с}$$

Значения параметров взяты из монографии [1], стр. 33. Здесь ρ и v – плотность и скорость солнечного ветра на орбите Земли ($v \approx 400$ км/с), радиус сечения магнитосферы $R_m \approx 20 R_s$, где R_s – радиус Земли. Скорость вспышечных выбросов плазмы достигает ≈ 1000 км/с, следовательно поток энергии вспышечных выбросов через поперечное сечение магнитосферы может достигать значений $P_m \approx 10^{21}$ эрг/с. При этом оказывается, что среднее годовое значение энергии землетрясений составляет 10^{27} эрг [2], т.е. в 1 сек выделяется

$P = 10^{27} / (365 \cdot 24 \cdot 3600) = 10^{19}$ эрг/с. Т.о. поток энергии вспышечных выбросов плазмы, приносимый на поперечное сечение магнитосферы, на один-два порядка превышает секундное сейсмическое выделение энергии. Энергетические оценки свидетельствуют, что в принципе возможен некий механизм инициирования землетрясений высокоско-

ростными потоками солнечного ветра, а скорее временными вариациями этих потоков.

В предлагаемой работе обсуждается величина замедления скорости вращения Земли, вызванного восстановлением геомагнитного поля после его депрессии во время главной фазы магнитосферной бури. Весь комплекс явлений магнитосферной бури обусловлен откликом магнитосферы Земли на воздействие высокоскоростных потоков солнечного ветра, исходящих из активных областей в атмосфере Солнца. Следует отметить, что до сих пор не существует удовлетворительной количественной модели взаимодействия потока плазмы (солнечный ветер) с магнитной стенкой (магнитосфера). В работе сделана попытка, в определенной степени, восполнить этот пробел.

Прежде всего, на основе современных экспериментальных данных оценим величину изменения скорости вращения Земли во время магнитосферных бурь, длиющихся, в среднем, трое суток. Какая-то часть магнитного поля Земли после фазы депрессии восстанавливается за счет энергии солнечного ветра, поскольку, вследствие обжатия магнитосферы высокоскоростным потоком солнечного ветра, имеет место кратковременное усиление магнитного поля Земли в начальной стадии бури. Однако, оценки этого вклада пока не существует. Найдем максимальную границу эффекта замедления вращения Земли, т.е. будем считать, что вся энергия магнитного поля после депрессии восстанавливается за счет генерации внутриземных токов, энергия которых черпается в свою очередь из кинетической энергии вращения Земли.

В этом случае

$$\frac{d\epsilon}{dt} = \Phi,$$

где $\epsilon = J\omega^2/2$ – кинетическая энергия вращения Земли,

$$J = (2/5)m_e r^2 - \text{момент инерции Земли},$$

Φ – скорость энергии аннигиляции магнитного поля.

$$\frac{d\epsilon}{dt} = J\omega \frac{d\omega}{dt} = \left| \omega = \frac{2\pi}{T} \right| = \frac{J\omega^2}{T} \frac{dT}{dt}.$$

Отсюда

$$dT = \frac{T}{J\omega^2} \Phi dt = \frac{T^3}{4\pi^2 J} \Phi dt.$$

Принимая для скорости энергии аннигиляции магнитного поля значение скорости энергии диссипации ионосферных токов и полярных сияний (экспериментальное значение) $\Phi = 10^{18}$ эрг/сек и, кроме того, $m_e = 5,98 \cdot 10^{27}$ г, $r = 6,374 \cdot 10^8$ см, получим, что период вращения Земли за сутки ($dt=24$ часа) изменяется на величину $dT=1,16 \cdot 10^{-9}$ сек.

Это значение на 1-2 порядка меньше векового замедления за счет приливного трения (см. [3], стр. 114).

Подобные оценки замедления вращения Земли во время магнитосферных бурь проводились и раньше (см., например, [4]). Отметим, что значение энергии диссипации ионосферных токов сейчас полагается таким же, как и 20–30 лет назад, а именно $\Phi = 10^{18}$ эрг/сек [5]. Это экспериментальное значение, видимо, следует считать устоявшимся.

Т.о., на фоне векового приливного замедления имеются спорадические изменения скорости вращения Земли, совпадающие по времени с геомагнитными бурями. Величина этого “магнитного” эффекта на 1–2 порядка меньше величины “гравитационного”.

Периоды гравитационного воздействия (наименьший из которых, связанный с вращением Луны вокруг Земли, равен 29,5 сут) намного больше временной характеристики электромагнитного воздействия, равной продолжительности геомагнитной суббури $\approx 2-3$ сут. Т.о. на фоне плавного изменения угловой скорости вращения Земли наблюдаются резкие скачки её изменения, т.е. значительные ускорения, приводящие к появлению значительных инерционных сил. Возможно, что эти резко возникающие инерционные силы являются спусковым механизмом, освобождающим накопленную потенциальную энергию в сейсмоактивных зонах земной коры.

Отметим, что здесь проведена только оценка изменения скорости вращения Земли при взаимодействии магнитосферы с высокоскоростными потоками в солнечном ветре. Перспективным является изучение всего спектра электромагнитного воздействия Солнца на Землю во время магнитосферной бури: захвата частиц солнечного ветра магнитосферой, их последующего ускорения и внедрения в атмосферу, что приводит к нагреванию полярных областей и циркуляции атмосферы. Эти процессы, как и отмеченные выше скачки скорости вращения Земли во время магнитосферных бурь, могут повлиять, в конечном счете, на сейсмоактивность. В проблеме электромагнитного воздействия Солнца на геодинамические процессы определяющее значение имеет исследование взаимодействия плазмы солнечного ветра с магнитным полем Земли.

Изучение потока плазмы, налетающего на магнитную стенку, было начато в пионерской работе [6]. Исследования в этом направлении развивались интенсивно, поэтому сейчас имеется достаточно хорошее представление о топологии магнитосферы и обо всем комплексе солнечно-земных взаимодействий. Однако задача обтекания магнитосферы Земли потоком плазмы солнечного ветра решалась в различных приближениях, в основном, магнитогидродинамическим методом. Попытки построить строгую самосогласованную кинетическую модель наталкивались на определенные трудности. Так, результаты работы [7] свидетельствуют, что при определенных скоростях потока плазмы электроны переходного слоя вторгаются в область магнитной стенки глубже ионов, что противоречит здравому представлению о том, что более тяжелые ионы должны проникать глубже электронов на величину дебаевского радиуса. Кроме того, решение задачи, представленное в работе [7], не удовлетворяет теореме существования и единственности решения. Здесь предлагается решение задачи, на основе метода, использующего элементы теории функций комплексного переменного [8]. Это решение корректно с математической точки зрения.

Бесстолкновительная плазма описывается стационарным кинетическим уравнением

$$(\vec{V}_n \vec{\nabla}) f_n + \frac{q_n}{m_n} (\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{V}_n \vec{B}]) \vec{\nabla}_{V_n} f_n = 0 \quad (1)$$

с самосогласованным электромагнитным полем, определяемым уравнениями Максвелла

$$\begin{cases} (\vec{\nabla} \vec{E}) = 4\pi e \int (f_i - f_e) dV \\ [\vec{\nabla} \vec{B}] = \frac{4\pi e}{c} \int (f_i - f_e) \vec{V} dV. \end{cases} \quad (2)$$

Примем, что магнитное поле направлено вдоль оси \vec{z} , электрическое поле поляризации направлено вдоль оси x . Задача одномерна, все величины зависят от переменной \vec{x} . Интегралами движения частиц в этом случае являются полная энергия W_n и компоненты обобщенного импульса

P_{yn} и P_{zn} .

$$\begin{cases} W_n = \frac{1}{2} m_n (V_{nx}^2 + V_{ny}^2 + V_{nz}^2) + q_n \varphi(x); \\ P_{ny} = m_n V_{ny} + \frac{q_n}{c} A_y(x); \\ P_{nz} = m_n V_{nz}, \end{cases}$$

где $\varphi(x)$ и $A_y(x)$ – электрический и магнитный потенциалы.

Произвольная функция от интегралов движения $f_n(W_n, P_{ny})$ является решением исходного кинетического уравнения.

В постановке задачи, таким образом, реализована программа Власова описания системы частиц с дальним взаимодействием.

Выберем функцию распределения в виде [7]:

$$f_n = 2V_o n_o \delta \left(V_{nx}^2 + V_{ny}^2 + \frac{2q_n \varphi}{m_n} - V_o^2 \right) \cdot \delta \left(V_{ny} + \frac{q_n A_y}{m_n c} \right) \quad (3)$$

Подставив эту функцию распределения в уравнение Максвелла (2), получим систему уравнений для определения самосогласованного электрического поля в переходном слое между плазмой и магнитным полем.

Изучим решение задачи Коши в комплексной области изменения.

$$\begin{cases} \frac{d^2 \psi}{d\xi^2} = \frac{1}{[1+2(1-\gamma)\psi-(1-\gamma)^2 \cdot a^2]^{1/2}} - \frac{1}{[1-2\gamma\psi-\gamma^2 \cdot a^2]^{1/2}}; \\ \frac{d^2 a}{d\xi^2} = \eta^2 \left\{ \frac{(1-\gamma) \cdot a}{[1+2(1-\gamma)\psi-(1-\gamma)^2 \cdot a^2]^{1/2}} + \frac{\gamma \cdot a}{[1-2\gamma\psi-\gamma^2 \cdot a^2]^{1/2}} \right\}, \end{cases} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \psi(\xi_0) &= c_1, \quad \operatorname{Im} \psi(\xi_0) = c_2, \quad \operatorname{Re} a(\xi_0) = c_3, \quad \operatorname{Im} a(\xi_0) = c_4, \\ \frac{d \operatorname{Re} \psi(\xi_0)}{d\xi} &= c_5, \quad \frac{d \operatorname{Im} \psi(\xi_0)}{d\xi} = c_6, \quad \frac{d \operatorname{Re} a(\xi_0)}{d\xi} = c_7, \quad \frac{d \operatorname{Im} a(\xi_0)}{d\xi} = c_8. \end{aligned} \quad (5)$$

Величины обезразмерены следующим образом:

$$\psi = \frac{2e\varphi}{m_e V_o^2}, \quad a = \frac{eA_y}{m_e V_o c}, \quad \eta = \frac{V_o}{c},$$

$$\gamma = \frac{m_e}{m_e + m_i}, \quad \xi^2 = \frac{4\pi e^2 n_o}{m_e c^2} x^2. \quad (6)$$

здесь m_e и m_i – массы электрона и иона, V_o – скорость потока холодной плазмы, c – скорость света.

Уравнения (4) являются системой нелинейных автономных дифференциальных уравнений, исследование их равновесия и устойчивости по методике [9] приводит к заключению, что точкой равновесия системы является

$$\psi = \psi' = a = a' \text{ при } \eta = 0. \quad (7)$$

Корни характеристического уравнения определяют собой центр:

$$r_{5,6} = \pm \sqrt{\frac{1}{\mu} \cdot \frac{\alpha_e}{1+\alpha_e} \cdot \frac{\alpha_i}{1+\alpha_i}}. \quad (8)$$

и седло:

$$r_{7,8} = \pm \sqrt{1+\mu}.$$

Среди корней $r_{5,6,7,8}$ имеются корни с положительной действительной частью, значит точка равновесия (7) неустойчива.

Задача (4), (5) слишком сложна для аналитического решения, поэтому свойства ее решений исследовались численно с помощью схемы Гира для интегрирования жестких систем уравнений, обеспечивающей автоматический выбор шага интегрирования и проведение вычислений с заданной точностью. Комплекснозначными будем считать только искомые функции.

Отметим, что стремление решать уравнение (4) в области действительных чисел приводит к проблеме доопределения правых частей уравнений: существует такая точка? $\xi = \xi_c$, что 1

$+2(1-\gamma)\psi(1-\gamma)^2a^2 > 0$, если $\xi < \xi_e$ и $1+2(1-\gamma)\psi(1-\gamma)^2a^2 < 0$, если $\xi > \xi_e$; точка $\xi=\xi_e$ трактуется как точка отражения электронов, и в области $\xi > \xi_e$, где плотность электронов $[1+2(1-\gamma)\psi(1-\gamma)^2a^2]^{1/2}$ становится мнимой величиной, последняя заменяется в уравнениях (4) нулем. Аналогично, точка $\xi = -\xi_e$, где $1 - 2\gamma\psi - \gamma^2a^2 = 0$, трактуется как точка отражения ионов.

Желание сохранить физически осмыслиенный результат при попытке строить решение уравнений (4) в действительной области приводит к необходимости их доопределения, при этом задача (4), (5) перестает подчиняться классической теореме существования и единственности решения. Кроме того, в точках, определяемых как точки отражения, плотность соответствующих компонент плазмы расходится. И, как выяснено в работе [7], при значениях $\eta > 0,45$ первыми в потоке плазмы, падающем на магнитное поле, отражаются электроны, а при $\eta < 0,40$ — ионы; это противоречит интуитивному представлению о том, что более тяжелые ионы в односкоростном потоке должны проникать в область магнитного поля глубже электронов, и характерным пространственным размерам разделения заряда при этом должна быть величина, связанная с дебаевским радиусом.

Результаты численного решения задачи (4), (5) на действительной оси представлены на рис. 1, а в комплексной плоскости — на рис. 2 при следующих значениях параметров:

$$\begin{aligned} \eta &= 0,5; \gamma = 0,25; c_1 = c_5 = 2,5764 \cdot 10^{-10}; \\ c_3 &= 4,5400 \cdot 10^{-5}; c_4 = c_6 = c_7 = c_8 = 0. \end{aligned}$$

По осям x и y отложены обезразмеренные соответствующим образом (6) расстояние (толщина переходного слоя) и плотность соответствующей компоненты плазмы.

Действительные части комплексных решений, приведенные на рис. 2, кардинальным образом отличаются от действительного решения рис. 1. Как видно, при решении задачи (4), (5) в комплексной плоскости при условии малости мнимых частей всех величин ($Jm \rightarrow 0$) снимаются все трудности чисто действительного решения: во-первых, отпадает проблема доопределения правых частей исходных уравнений, во-вторых, плотность компонент нигде не обращается в бесконечность, в третьих, исчезает ситуация, когда ионы отражаются первыми, поскольку и ионы и электроны

совместно проникают в область магнитного поля таким образом, что плотности их плавно стремятся к нулю.

Полученное решение можно положить в основу модели процесса аннигиляции и пересоединения магнитных полей с учетом возникающего электрического поля поляризации плазмы переходного слоя. Применительно к проблеме сейсмоактивности такая модель пересоединения помогла бы уточнить величину энергии, которую может передать солнечный ветер в околоземное пространство во время магнитосферной суббури.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акасофу С.И., Чепмен С. Солнечно-земная физика, т.1. М., Мир, 1974.
2. Козлов В.И., Крымский П.Ф. Физические основания прогноза катастрофических геофизических явлений. МГП «Полиграфист» ЯНЦ СО РАН, 1993.
3. Курскеев А.К. Геофизические неоднородности литосферы. Алматы, Гылым, 1996.
4. Шабанский В.П. Явления в околоземном пространстве. М., Наука, 1972.
5. Russell C.T. Solar Wind Interaction with the Earth's Magnetosphere: A Tutorial. - Inst. Geophys. and Spase Phys., Univ. California, Los Angeles. 2000.
6. Chapman S., Ferraro V.C.A. A new theory of magnetic storms: PartI – The Initial phase. - Terr. Magn. Atmos. Elect., 1931, v.36, N1, p.77.
7. Sestero A. Charge separation effects in the Ferraro-Rosenbluth cold plasma sheath model. - Phys. Fluids, 1965, v.8, N4, p. 739.
8. Lyahov V.V., Neshchadim V.M. The role of complex magnitudes in plasma electrodynamics. - Advances in Plasma Physics Research, v. 5, Nova Science Publishers, Inc., NY, 2006, p. 133.
9. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., Наука, 1974, с. 295.

Рис. 1. Профили плотности холодной плазмы

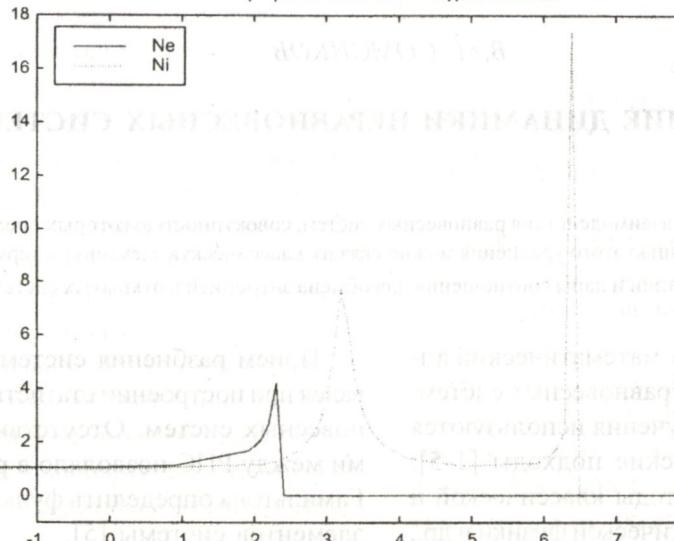
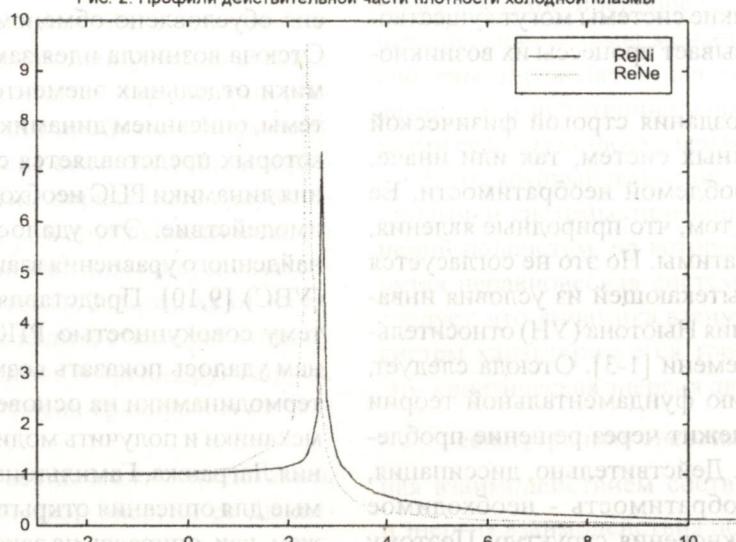


Рис. 2. Профили действительной части плотности холодной плазмы

**Резюме**

Күннің геодинамикалық процестерге әсерінің кейір аспектілері бойынша электромагниттік арна арқылы теориялық зерттеулер жүргізілді.

Summary

The work is dedicated for theoretical study of influence of the Sun on the geodinamic processes by the electromagnetic channel.

ДГП «Институт ионосферы».

г. Алматы

Поступила 22 июля 2007г.