

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПЛОТНОСТИ ПРОДОЛЬНЫХ ТОКОВ В ИОНОСФЕРЕ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ НА ЗЕМЛЕ И НА СПУТНИКАХ

А.Д. Базаржапов¹, В.М. Мишин¹, У. Сухбаатар², А.В. Моисеев³, Д.Ш. Ширапов⁴

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

²Исследовательский центр астрономии и геофизики МАН, Улаан-Баатар, Монголия

³Институт космофизических исследований и аэронауки СО РАН, Якутск, Россия

⁴Восточно-Сибирский государственный технологический университет, Улан-Удэ, Россия

1. Введение

Продольные токи (ПТ), обеспечивающие электрическую связь в магнитосферно-ионосферной (М-И) системе, изучают на основе измерений на космических кораблях, *in situ* [e.g., *Iijima and Potemra*, 1976; 1978; *Weimer*, 2001; 2005; 2013; *Papitashvili*, 2001; 2002; *Stauning et al.*, 2001; *Christiansen et al.*, 2002; *Lukianova and Christiansen*, 2008], а также на глобальной сети наземных магнитометров, используя технику инверсии магнитограмм (ТИМ) [*Mishin et al.*, 1979; *Levitin et al.*, 1982; *Kamide et al.*, 1981; *Richmond and Kamide*, 1988; *Kamide and Baumjohann*, 1993; *Mishin*, 1990; 1991; 2001]. Первый способ - прямой, но он позволяет получить двумерную картину пространственного распределения плотности ПТ в ионосфере только после осреднения данных измерений за длительное время. Второй способ - косвенный, но он позволяет получить пространственные распределения в заданный момент времени. Преимущество первого подхода - в том, что он описывает регулярно существующую (стационарную) систему ПТ по измерениям *in situ*. Преимущество второго подхода - в том, что он обеспечивает информацию не об одной, а о сумме двух компонент пространственного распределения ПТ, регулярной и иррегулярной. Поэтому два подхода можно было бы рассматривать как дополняющие друг друга. Однако в публикациях о результатах двух подходов многие годы сохраняется важное противоречие. Измерения *in situ* говорят об отсутствии ПТ за пределами низкоширотной границы Зоны Ииджимы и Потемры R2, т.е. плотность ПТ j_{\parallel} порядка ошибок измерения. Такой вывод контрастирует с результатами подхода 2. Это противоречие можно трактовать по-разному. Можно думать, что косвенные измерения содержат ошибки и иррегулярная компонента, которую первый подход «не видит», действительно не существует ни внутри, ни снаружи R2. Возможна также интерпретация, согласно которой, наоборот, иррегулярный компонент существует и внутри и снаружи R2, но в рамках первого подхода он стирается осреднением во времени. Цель настоящей работы - выяснить, какая из двух названных интерпретаций ближе к истине.

Полученные результаты свидетельствуют в пользу вывода, что вычисляемый только по наземным измерениям иррегулярный компонент ПТ реален, и во время возмущений более чем сопоставим по силе тока с регулярным компонентом внутри границы R2. За пределами границы R2 иррегулярный компонент наблюдается во время возмущений систематически и явно связан с усиленным Sq- полем, скорее чем с основными процессами суббурь и бурь. Отношение сигнал/шум в ПТ за пределами границы R2 предстоит выяснить.

2. Алгоритм

Плотность ПТ вычисляется в рамках ПТ на основе измерений на Земле компонент δX , δY , δZ магнитного поля \mathbf{V} длиннопериодных вариаций. Здесь $\delta X_i = X_i - X_{qi}$; $\delta Y_i = Y_i - Y_{qi}$; $\delta Z_i = Z_i - Z_{qi}$; X_q , Y_q , Z_q - значения магнитного поля в спокойное время, используемое в качестве уровня отсчета поля суббури. Магнитное поле \mathbf{V} потенциально, и его потенциал $V(\theta, \lambda)$ удовлетворяет уравнению Лапласа. Внешняя часть потенциала в сферических координатах представляется в виде

$$V_e(\theta, \lambda) = R \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left(\frac{r_e}{R} \right)^n (E_n^m \cos m\lambda + e_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) \quad (1)$$

где θ , λ геомагнитная коширота и местное магнитное время, $P_n^m(\cos \theta)$ - присоединённые полиномы Лежандра, оптимальный спектр которых выбирается специальными методами [*Мишин*, 1976; *Базаржапов и др.*, 1979]. Неизвестные коэффициенты правой части ряда (1) вычисляются на основе решения системы уравнений, следующих из (1) и уравнения

$$\mathbf{V} = - \text{grad } V \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \delta X_i &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (E_n^m \cos m\lambda_i + e_n^m \sin m\lambda_i + I_n^m \cos m\lambda_i + i_n^m \sin m\lambda_i) \frac{dP_n^m(\cos \theta_i)}{d\theta} \\ \delta Y_i &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n (E_n^m \sin m\lambda_i - e_n^m \cos m\lambda_i + I_n^m \sin m\lambda_i - i_n^m \cos m\lambda_i) \frac{mP_n^m(\cos \theta_i)}{\sin \theta_i} \\ \delta Z_i &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n [n(E_n^m \cos m\lambda_i + e_n^m \sin m\lambda_i) - (n+1)(I_n^m \cos m\lambda_i + i_n^m \sin m\lambda_i)] P_n^m(\cos \theta_i) \end{aligned} \quad (3)$$

Система (3) состоит из 3S уравнений, где S – количество наземных магнитометров, поставляющих результаты измерений.

По коэффициентам $\{E_n^m, e_n^m\}$ вычисляется эквивалентная токовая функция

$$J_e(\theta, \lambda) = -\frac{10R}{4\pi} \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r_e}{R}\right)^n (E_n^m \cos m\lambda + e_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) \quad (4)$$

где R – радиус Земли; $r_e=R+115$ км [Chapman and Bartels, 1940]. Согласно Kern [1966], в приближении пространственно однородной проводимости 2D ионосферы плотность ПТ вычисляется как

$$j_{||} = (\Sigma_1 / \Sigma_2) \Delta J \quad (5)$$

где Σ_1, Σ_2 – интегральные по высоте токнесущего слоя ионосферы проводимости Педерсена и Холла, ΔJ – двумерный Лапласиан токовой функции:

$$\Delta J(\theta, \lambda) = \frac{-5.0707}{r_e^2} \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n [n(2n+1) \left(\frac{r_e}{R}\right)^n (E_n^m \cos m\lambda + e_n^m \sin m\lambda)] P_n^m(\cos \theta) \quad (6)$$

Уравнения (4), (5), (6) использовались в настоящей работе.

3. Численные эксперименты

Излагаемые ниже эксперименты были проведены по данным момента 0408 UT, соответствующего началу взрывной фазы (expansion onset) суббури 27 августа 2001 г. В этом событии число наземных магнитометров $S=111$, что определяет число уравнений (3S) и наибольшее значение индекса i в (3). На основе уравнений (4) и (6) получены карты распределения плотности ПТ в полярной ионосфере. Одна из них показана на Рис. 1 (справа), вместе с картой эквивалентных ионосферных токов (ЭТ, слева). Последняя есть система изолиний токовой функции (4) с исходным спектром сферических гармоник $n=1,2,\dots,6$ и $m=0,1,\dots,4$. На карте ПТ показаны границы R0, R1, и R2. Красные (чёрные) изолинии на этой карте соответствуют втекающим (вытекающим) ПТ.

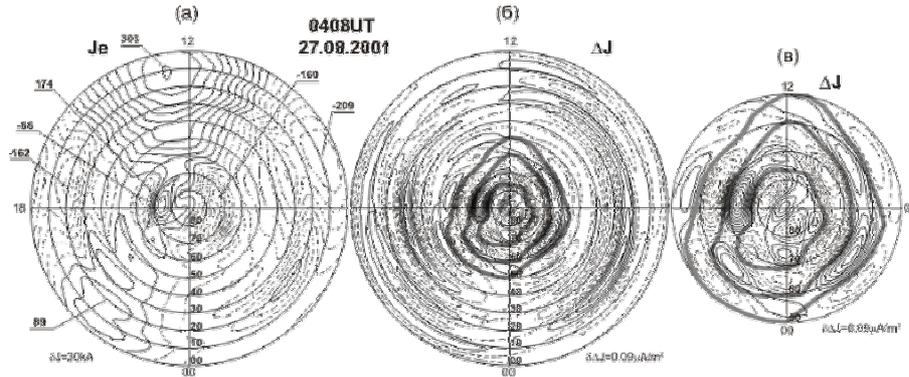


Рис. 1 27 августа 2001 г, 0408UT. Слева: карта ионосферных эквивалентных токов (Je). Синими цифрами показаны значения токов в фокусах. В центре: карта изолиний плотности продольных токов (Лапласиан ΔJ). Справа: изолинии ΔJ показаны до параллели $\Phi=50^\circ$. Толстые синие линии - границы зон Ииджимы-Потемры (И-П). Красный цвет на 1б, 1в – втекающие в ионосферу продольные токи, черные – вытекающие ПТ.

Мы отмечаем два факта: плотность ПТ внутри R2 меньше, но сравнима с таковой за пределами R2 (факт 1); ионосферные токи ЭТ за пределами R2 подобны известной усиленной Sq-системе токов. ПТ за пределами R2 (факт 2). Первый факт противоречит результатам подхода-2 in situ и, в отличие от факта-2, требует объяснения (см. Введение). В этой связи, далее мы используем систему уравнений (3а). Она соответствует системе (3), но дополнительно содержит уравнения $\Delta J=0$, что априорно уменьшает интенсивность вычисленных в рамках ТИМ плотностей ПТ (см. ур. (5)). Т.о. дополненная система уравнений (3а) должно создать приближение результатов ТИМ к результатам подхода in situ. Другими

словами, мы ожидаем, что будучи использовано в рамках ТИМ, применение системы (3а) способно сгладить отмеченное противоречие между подходами 1 и 2 за пределами R2.

Степень упомянутого уменьшения интенсивности ПТ определяется отношением числа 3S к числу 3S+NL уравнений в дополненной системе (3а). На Рис. 2 показаны, как пример, карты ЭТ и ПТ из которых карта ПТ (справа) получена при NL=132 в уравнении (3а). На рис. 3 показано распределение этих дополнительных точек (т.е. искусственных магнитометров) за пределами R2 (красные точки вдоль меридианов на широтах $\Phi < 50^\circ$). Показано также расположение реальных магнитометров (чёрные точки). Карта ЭТ на Рис. 2 получена после вычитания из показанной на Рис. 1 усиленной Sq-подобной системы токов сглаженной Sq- системы токов. Сглаженная система вычислена на основе уравнений (3). Использовался исходный спектр сферических гармоник, где $n_{\max}=6$, $m_{\max}=4$.

$$\begin{aligned} \delta X_i &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(E_n^m \cos m\lambda_i + e_n^m \sin m\lambda_i + I_n^m \cos m\lambda_i + i_n^m \sin m\lambda_i \right) \frac{dP_n^m(\cos \theta_i)}{d\theta} \\ \delta Y_i &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left(E_n^m \sin m\lambda_i - e_n^m \cos m\lambda_i + I_n^m \sin m\lambda_i - i_n^m \cos m\lambda_i \right) \frac{mP_n^m(\cos \theta_i)}{\sin \theta_i} \\ \delta Z_i &= \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left[n(E_n^m \cos m\lambda_i + e_n^m \sin m\lambda_i) - (n+1)(I_n^m \cos m\lambda_i + i_n^m \sin m\lambda_i) \right] P_n^m(\cos \theta_i) \end{aligned} \quad (3a)$$

$$0 = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^n \left[n(2n+1) \left(\frac{r_e}{R} \right)^n \left(E_n^m \cos m\lambda_k + e_n^m \sin m\lambda_k \right) \right] P_n^m(\cos \theta_k)$$

$i = 1, 2, \dots, S; \quad k = 1, 2, \dots, NL$

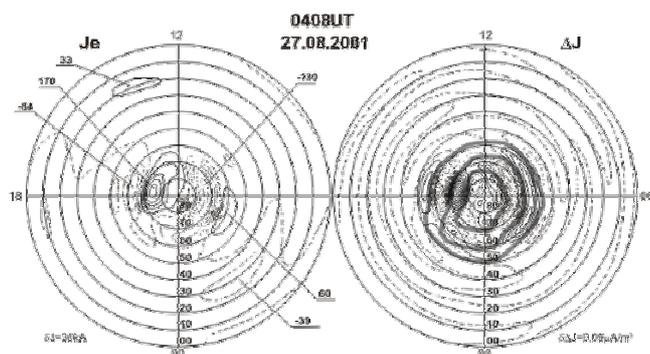


Рис.2

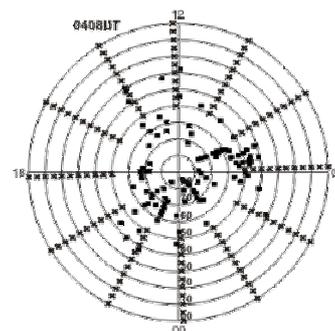


Рис.3

Рис. 2 Карты эквивалентных (слева) и продольных токов после исключения Sq-поля. Вычисления выполнены на основе системы (3а) с дополнительными уравнениями $\Delta J=0$ в 132 точках на широтах $\Phi=50-0^\circ$. **Рис. 3** Распределение использованных в эксперименте наземных станций (черные квадратики) и дополнительных 132 точек (красные крестики) на широтах $\Phi=50-0^\circ$ с нулевыми значениями лапласиана $\Delta J=0$ в системе (3а). Расположение станций и дополнительных точек в координатах(Φ , MLT) дано для 0408UT.

Сравнение рисунков 1 и 2 подтверждает, с учётом уравнения (5), что введение в систему (3а) уравнения $\Delta J=0$ ведёт к уменьшению плотности ПТ (т.е. значений $j_{||}$) за пределами границы R2. Фактически, уже при NL=132 значения $j_{||}$ не превышают вероятной погрешности имеющихся методов вычислений. Ключевой факт заключается в том, что, даже при таком как на Рис. 2 уменьшении значений $j_{||}$ вне R2, основные пространственные структуры ПТ, видимые внутри R2, сохраняются. Т.о., сохраняется иррегулярная часть пространственного распределения плотности ПТ, стираемая осреднением по времени при подходе-1 (in situ).

Тенденцию уменьшения $j_{||}$ вне R2, при сохранении пространственной структуры ПТ внутри границы ПТ, количественно характеризует график зависимости плотности $j_{||}$ от NL. График дан на Рис. 4. Второй ключевой факт, усиливающий эффект первого, выявляется, используя схему типичного для бурь распределения в ионосфере ячеек $RN \pm$ с локальными максимумами плотности ПТ. Схема показана на Рис. 5. Сравнивая эту схему с картой ПТ на Рис. 3, мы отмечаем, что все пространственные структуры (ячейки $RN \pm$), наблюдаемые на Рис. 5, имеют место и на Рис. 1 и 2.

В целом, выполненные эксперименты показали, что наблюдаемое на картах ПТ за пределами границы R2 невыполнение условий $\Delta J=0$ и $j_{||}=0$ не служит свидетельством ошибок метода ТИМ. Полученные результаты свидетельствуют в пользу вывода, что вычисляемый только по наземным измерениям иррегулярный компонент ПТ реален, и во время возмущений более чем сопоставим по силе тока с регулярным компонентом внутри границы R2. За пределами границы R2 иррегулярный компонент наблюдается во время

возмущений систематически и явно связан с усиленным Sq- полем, скорее чем с основными процессами суббурь и бурь. Отношение сигнал/шум в ПТ за пределами границы R2 предстоит выяснить.

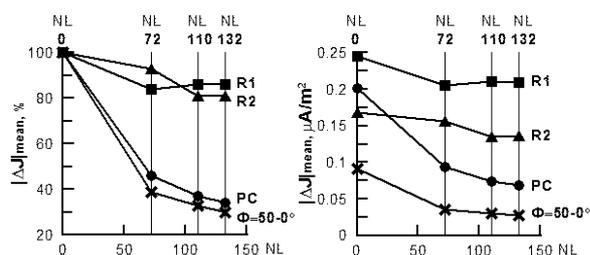


Рис. 4 Слева: зависимость от NL значений относительной средней интенсивности ПТ в каждой из трёх Зон И-П (три верхних кривых) и ниже Зоны 2 (нижняя кривая) (средняя интенсивность поделена на такуюю при NL=0). **Справа:** средние по трём зонам И-П модули интенсивности ПТ.

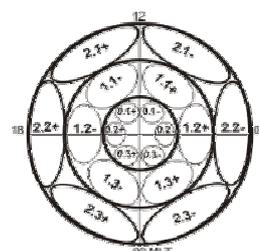


Рис. 5 Типичная для бурь схема распределения в геомагнитных координатах ячеек RN_{\pm} с локальными максимумами плотности продольных токов. В символе RN_{\pm} буква R принимает значения 0, 1, или 2 – номера Зоны Ииджимы и Потемры (И-П). Буква N принимает значения 1, 3, или 2 – номера секторов MLT: дневной (1), ночной (3), – или промежуточный (2). Знаки + и – означают втекающий в ионосферу (+), или вытекающий ПТ. Схема взята из статей Mishin et al. [2004; 2011].

Авторы благодарят В.В. Мишина, С.Б. Лунюшкина и М.В. Толочко за полезные дискуссии. Входные данные наземных магнитометров получены: – от Дж. Ватермана (DMI, Дания), А. Вилайна (проект IMAGE), Т. Иуемори (WDC_C2, Киото), Дж. Посч (проект MACCS), О.А. Трошичева (ААНИИ), Е.П. Харина (МЦД-Б), Б.М. Шевцова и А.В. Винницкого (ИКИР), С. Хомутова (обс. “Новосибирск”), О. Кусонского (обс. “Арти”) и руководителей проектов INTERMAGNET, CANOPUS, GIMA (Университет Аляски).

Эта работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №12-05-91159-ГФЕН-а, №13-05-92219-Монг_а, РФФИ №12-05-98522 и №13-05-00363

Список литературы

Базаржапов А.Д., М.И. Матвеев, В.М. Мишин, Геомагнитные вариации и бури, Новосибирск, Наука, 1979, 248с.
 Мишин В.М., Спокойные геомагнитные вариации и токи в магнитосфере, Новосибирск, Наука, 1976, 208с.
 Chapman S., J.Bartels, Geomagnetism, Clarendon, Oxford, 1940.
 Christiansen F., Papitashvili V.O., Neubert T., Seasonal variations of high-latitude field-aligned currents inferred from Ørsted and Magsat observations, J. Geophys. Res., v.107. 2002, doi: 10.1029/2001JA900104.
 Iijima T., Potemra T.A., Field-aligned currents in the dayside cusp observed by TRIAD, J. Geophys. Res., 1976. v.81. 5971.
 Iijima T., Potemra T.A., Large-scale characteristics of field-aligned currents associated with substorms, J. Geophys. Res., 1978. v.83. 599-615.
 Kamide Y., Baumjohann W., Magnetosphere-Ionosphere Coupling. Springer Verlag, Berlin-Heidelberg, 1993.
 Kamide Y., A.D. Richmond, S. Matsushita, Estimation of ionospheric electric fields, ionospheric currents, and field-aligned currents from ground magnetic records, J. Geophys. Res., v.86, 1981, 801-813.
 Kern J.W., The analysis of a polar magnetic storm, J. Geomagn. Geoelectr., v.18, 1966, N2, 125-131.
 Levitin A.E., Afonina R.G., Belov B.A., Feldstein Ya.I., Geomagnetic variation and field-aligned currents at northern high-latitudes, and their relations to the solar wind parameters, Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A., 1982. Vol. 304. 253.
 Lukianova R., Christiansen F., Modeling the UT effect in global distribution of ionospheric electric field, J.Atmos.Sol.-Terr. Phys.v.70, 2008, 637
 Mishin V.M., A.D. Bazarzhapov, G.B. Shpynev, Electric fields and currents in the Earth's magnetosphere, "Dynamics of the Magnetosphere", (A.S.S.L. v.78), Dordrecht, Holland, 1980, 249-268.
 Mishin V.M., The magnetogram inversion technique and some applications, Space Sci. Rev., v.53, 1990, 83-163.
 Mishin V.M., The magnetogram inversion technique: applications to the problem of magnetospheric substorms. Space Sci. Rev., 1991. v.57. 237.
 Mishin V.M., T. Saifudinova, A. Bazarzhapov, C.T. Russell, W. Baumjohann, R. Nakamura, M. Kubyskhina, Two distinct substorm onsets, J. Geophys. Res., v.106, A7, 2001, 13105-13118.
 Mishin V.M., V.V. Mishin, D.Sh. Shirapov, V.P.Golovkov, and M. Foerster, Generators of electric field and field-aligned currents of Region 1 and Region 0 generators during the substorm load phase, in “Auroral Phenomena and Solar-Terrestrial Relations”. Proceedings of the Conference in memory of Yuri Galperin, Edited by L. M. Zelenyi, M.A. Geller and J. H. Allen, CAWSES Handbook-1, 2004, 128-133.
 Mishin V.M., M. Foerster, M.A. Kurikalova, and V.V. Mishin, The generator system of field-aligned currents during the April 06, 2000, superstorm, J. Advances in Space Research, doi:10.1016/j.asr.2011.05.029, 2011.
 Papitashvili V. O., Christiansen F., Neubert T., Field-aligned currents during IMF ~ 0, Geophys. Res. Lett., v.28, 2001, 3055.
 Papitashvili V. O., Christiansen F., Neubert T., A new model of field-aligned currents derived from high-precision satellite magnetic field data, Geophys. Res. Lett., v.29, 2002, doi: 10.1029/2001gl014207.
 Richmond A.D., Y. Kamide, Mapping electrodynamic features of the high-latitude ionosphere from localized observations, J. Geophys. Res., v.93, 1988, 5741-5759.
 Stauning P., Prindahl F., Watermann J., Rasmussen O., IMF By -related cusp currents observed from the Ørsted satellite and from ground, Geophys. Res. Lett., v.28, 2001, 99-102.
 Weimer D.R., An improved model of ionospheric electric potentials including substorm perturbations and application to the Geospace Environment Modeling November 24, 1996, event, J. Geophys. Res., v.106, 2001, 407-416.
 Weimer D. R., Improved ionospheric electrodynamic models and application to calculating Joule heating rates, J. Geophys. Res., v.110, 2005, doi:10.1029/2004ja010884.
 Weimer D. R., An empirical model of ground-level geomagnetic perturbations, Space Weather, v.11, 107-120, doi:10.1002/swe.20030, 2013.