

УДК 550.385.4 : 551.510.535/.537

## Появление электрических токов во время диполизации магнитных силовых линий Земли

М.А. Волков<sup>1</sup>, Н.Ю. Романова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Политехнический факультет МГТУ, кафедра физики

<sup>2</sup> Полярный геофизический институт КНЦ РАН

**Аннотация.** В работе рассматривается появление токов в ионосфере и магнитосфере Земли во время взрывной фазы суббури. Показано, что образование токов, текущих вдоль магнитных силовых линий, и усиление направленного к западу тока в ионосфере (западный электроджет) могут быть вызваны диполизацией магнитных силовых линий Земли. В расчетах использовалась модель распределения плазменного давления в магнитосфере Земли, равновесная с магнитным полем во время подготовительной фазы суббури. Получены условия формирования токового клина. Плотности токов, текущих вдоль магнитных силовых линий в ночном секторе авроральной ионосферы, получены в работе в рамках адиабатического приближения.

**Abstract.** The appearance of the currents in the ionosphere and magnetosphere of the Earth during the expansive phase of the substorm have been studied in this work. It has been shown that the formation of the field-aligned currents and westward Cowling currents in the ionosphere can be generated by dipolarization of the magnetic field lines. The model distribution of the plasma pressure balanced with the magnetic field during the growth phase of the substorm has been taken. The conditions of formation of the currents wedge have been obtained. In the work the density of the field-aligned currents in the midnight sector of the auroral ionosphere has been estimated within the adiabatic approach.

**Ключевые слова:** магнитосфера, суббури, продольные токи, диполизация  
**Key words:** magnetosphere, substorm, field-aligned currents, dipolarization

### 1. Введение

Одними из наиболее важных особенностей взрывной фазы суббури являются внезапное усиление западного электроджета и диполизация магнитных силовых линий. Вытянутые в хвост магнитосферы магнитные силовые линии во время взрывной фазы суббури сокращаются и принимают более близкую к дипольной форму на расстояниях 6 и более радиусов Земли ( $R_E$ ) (Ohtani et al., 2004; Nakamura et al., 2004; Runov et al., 2009). Сокращение магнитных силовых линий приводит к изменению давления плазмы и появлению токов, текущих вдоль магнитных силовых линий. В настоящей работе исследуется вопрос, могут ли токи, вызванные диполизацией магнитных силовых линий, приводить к усилению западного электроджета во время взрывной фазы суббури.

### 2. Модель магнитного поля

Магнитное поле на расстояниях 6-10  $R_E$  задается суммой дипольного магнитного поля и поля возмущения, связанного с токами, текущими по магнитопаузе и токами в хвосте магнитосферы (Mead, 1964). Вклад возмущенного магнитного поля ограничим двумя первыми сферическими гармониками, вторая из которых является азимутально-асимметричной. На расстояниях до 10  $R_E$  эти две гармоники дают основной вклад в поле. В геоцентрической системе координат, где ось  $x$  направлена к Солнцу, а ось  $z$  совпадает с направлением оси магнитного диполя Земли, выражение для магнитного потенциала с учетом двух гармоник возмущенного поля имеет следующий вид:

$$\psi = -\frac{B_0 R_E^3}{r^3} z - \gamma_1 z - \gamma_2 xz, \quad (1)$$

где  $r$  – радиальное расстояние от Земли;  $B_0 = 31000$  нТл – дипольное магнитное поле на земном экваторе;  $\gamma_1 = 115$  нТл;  $\gamma_2$  – коэффициент при азимутально-асимметричной гармонике; в конце подготовительной фазы суббури  $\gamma_2 = 10.85/R_E$  нТл; для взрывной фазы суббури  $\gamma_2 = 5.425/R_E$  нТл. Данные значения подбирались таким образом, чтобы максимально удовлетворить результаты наблюдений (Hamilton et al., 1988).

### 3. Формула для расчета продольных токов

Процессы в магнитосфере на расстояниях 6-10 R<sub>E</sub> будем рассматривать в магнитогидродинамическом приближении. Давление плазмы  $p$  считаем постоянным вдоль магнитной силовой линии. Запишем уравнение для адиабаты:

$$\frac{d}{dt}(pV^\gamma) = 0, \quad (2)$$

где  $V = B_i^3(ds/B)$  – объем магнитной силовой трубки, имеющей единичное сечение в ионосфере;  $B_i$  – индукция магнитного поля в ионосфере;  $\gamma = 5/3$  – показатель адиабаты. Интегрирование проводится от ионосферы до экваториальной плоскости в магнитосфере.

Интенсивность продольных токов будем рассчитывать по формуле (Vasyliunas, 1970; Тверской, 1982):

$$j_{||} = \frac{1}{B_i} (e_z [\nabla p \times \nabla V]), \quad (3)$$

где  $e_z$  – единичный вектор, направленный вдоль магнитного поля ток, вытекающий из ионосферы северного полушария, считается положительным; градиенты вычисляются на ионосферном уровне. Выражение (3) можно переписать и в другом виде:

$$j_{||} = \frac{1}{B_i V^\gamma} (e_z [\nabla p V^\gamma \times \nabla V]). \quad (4)$$

Расчет продольных токов будем проводить без учета дрейфа магнитных силовых трубок, т.е. будем считать, что изменение объема трубок в результате диполизации происходит быстрее, чем в результате дрейфа. Это справедливо, если скорость движения плазмы в экваториальной магнитосфере под действием индукционного электрического поля, вызванного изменением магнитного, больше скорости стационарной конвекции. Скорость диполизационного фронта по наблюдениям (Runov et al., 2009) > 100 км/с, в пересчете на ионосферный уровень это > 1 км/с. О резком ослаблении конвекции в конце подготовительной, начале взрывной фазы суббури сообщается в работе (Lyons et al., 2003a), скорости конвекции становятся значительно меньше 1 км/с. В этом случае решение уравнения (2) имеет простой вид:  $p_1 V_1^\gamma = p_2 V_2^\gamma$ , где индексами 1, 2 обозначены объем магнитной силовой трубки и её плазменное давление в конце подготовительной и взрывной фаз суббури. Поскольку продольные токи во время взрывной фазы суббури значительно больше токов в конце подготовительной фазы, будем считать последние равными нулю, тогда векторы  $\nabla p_1$  и  $\nabla V_1$  – коллинеарные, это следует из (3). Этому условию будет отвечать, например, такое распределение давления в плазменном слое:

$$p_1 = (p_0 V_0^\alpha) / V_1^\alpha, \quad (5)$$

где  $\alpha, p_0, V_0$  – некоторые постоянные величины.

Рассмотрим возможные значения параметра  $\alpha$ . Внешняя граница плазменного слоя устойчива относительно перестановочной неустойчивости (Gold, 1959), если  $\partial(pV^\gamma)/\partial r > 0$ ,  $r$  – радиальное расстояние от Земли, в нашем случае это условие выполняется при  $\alpha < \gamma$ .

В плазменном слое в хвосте магнитосферы в преддверии взрывной фазы суббури наблюдаются потоки плазмы как к Земле, так и в обратном направлении, сопровождающиеся всплесками магнитного поля (Nakamura et al., 2004), что указывает на возможное развитие баллонной или перестановочной неустойчивости. Наблюдаются и прямые признаки развития этой неустойчивости (Panov et al., 2012). Тогда  $\partial(pV^\gamma)/\partial r < 0$ , и  $\alpha > \gamma$ .

Выражение для продольного тока в конце взрывной фазы суббури с учетом решения уравнения (2) и соотношения (5) принимает следующий вид:

$$j_{||} = \frac{p_0 V_0^\alpha V_1^{\gamma-\alpha-1} (\gamma-\alpha)}{B_i V_2^\gamma} (e_z [\nabla V_1 \times \nabla V_2]). \quad (6)$$

### 4. Распределение и величины продольных токов

Значение объемов магнитных силовых трубок  $V_1$  и  $V_2$  для магнитного потенциала (1) рассчитывались численно в каждом узле сетки, заданной с шагом по широте в 1° и по долготе в 5°, начиная с 16° кошироты. На рис. 1а, б показаны изолинии равных объемов  $V_1$  и  $V_2$  соответственно для подготовительной и взрывной фаз суббури в проекции на ионосферный уровень. Значения объемов даны в единицах  $m^2 R_E$ . Из рисунка видно, что изолинии объемов во время подготовительной и взрывной фаз суббури не совпадают. В результате этого согласно (6) появляются токи вдоль магнитных силовых линий. Распределение и значение токов показано на рис. 2. Давление плазмы  $p_0$  в плазменном слое на расстоянии 8,5 R<sub>E</sub> в конце подготовительной фазы задавалось равным 3 нПа.

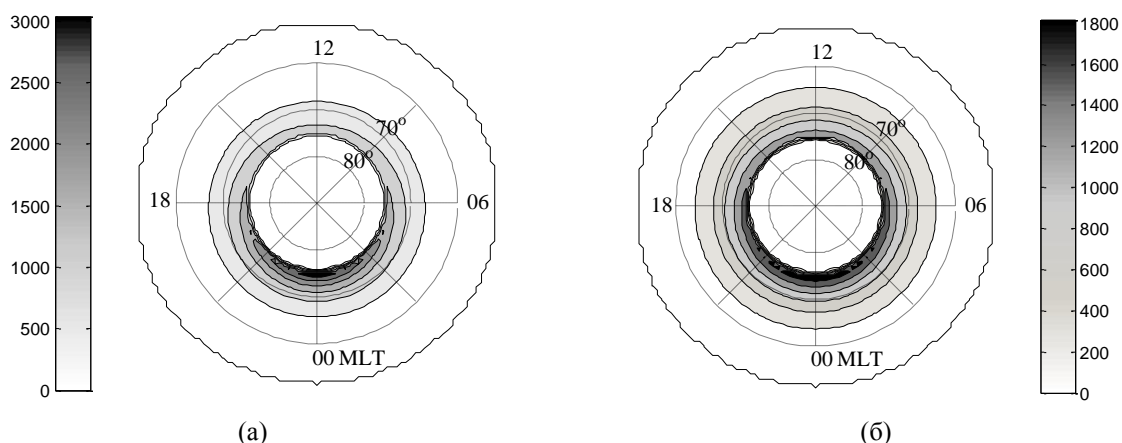


Рис. 1. Изолинии равного объема магнитных силовых трубок с единичным магнитным потоком, проведенные на уровне ионосферы, в конце подготовительной (а) и взрывной фаз (б) суббури. Значения объемов даны в единицах  $m^2R_E$

Показатель убывания давления  $\alpha$  задавался следующим образом: на радиальных расстояниях  $r$  от Земли меньше  $6 R_E$  (коширота  $22^\circ$ )  $\alpha = 5/3$ , тогда энтропия магнитных силовых трубок  $S = pV^\alpha$  не изменяется. На расстояниях от  $6$  до  $8.5 R_E$  (от  $22^\circ$ - $16^\circ$ )  $\alpha = 7/3$ . В этом случае  $S$  уменьшается с  $r$  приблизительно в 2 раза. При диполизации значение  $S$  на этих расстояниях также уменьшается почти в 2 раза, а на расстояниях меньше  $6 R_E$  энтропия практически не меняется (Wolf et al., 2006).

Значения токов, согласно расчетам, достигают величины  $0.7 A/km^2$ , максимум вытекающего тока расположен вблизи  $21 MLT$ , втекающего –  $03 MLT$ . Полученная система продольных токов замыкается в ионосфере током западного направления, западным электроджетом. Ток этот имеет холловскую природу, как и ток, текущий в плазменном слое. На холловскую природу западного электроджета указывают результаты наблюдений электрических полей в полуночном секторе ионосферы во время взрывной фазы суббури. Согласно наблюдениям, электрическое поле в этой области имеет выраженное южное направление (Gjerloev, Hoffman, 2001).

На рис. 3 показаны радиальные распределения плазменного давления в экваториальной плоскости магнитосферы на ночной стороне вдоль направления "полдень – полночь" в конце подготовительной и взрывной фаз суббури. На расстояниях, больших  $6 R_E$  давление в конце взрывной фазы оказывается несколько меньше, понижение давления во время взрывной фазы в хвосте магнитосферы подтверждается и наблюдениями (Lyons et al., 2003b). Значительное увеличение давления с приближением к Земле объясняется неточностью используемой модели распределения давления на этих расстояниях.

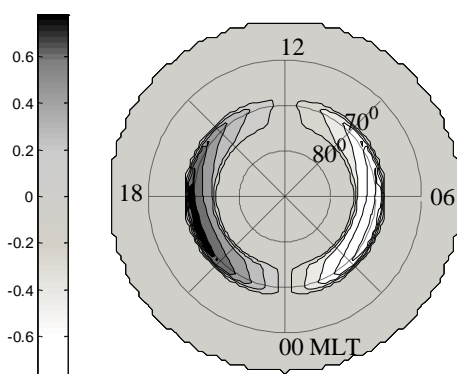


Рис. 2. Распределение продольных токов на ионосферном уровне. Значения токов указаны в  $A/km^2$ , вытекающие из ионосферы токи  $> 0$ , втекающие  $< 0$

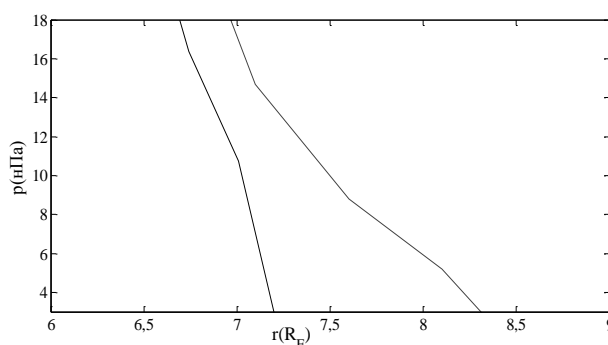


Рис. 3. Радиальное распределение плазменного давления в хвосте магнитосферы вдоль линии "полдень – полночь". Расстояние от Земли приведено в радиусах Земли  $R_E$ . Прерывистой линией показано распределение давления в конце подготовительной фазы суббури

## 5. Заключение

Согласно полученным результатам, усиление западного электроджета и диполизация магнитных силовых линий во время взрывной фазы суббури – напрямую связанные друг с другом явления.

При диполизации магнитных силовых линий возникает система продольных токов, вытекающих из ионосферы в предполуночные часы и втекающих после полуночи. Интенсивность продольных токов этой системы достаточна, чтобы привести к значительному увеличению поперечного ионосферного тока западного направления. Этот ток имеет холловскую природу, как и ток, текущий в плазменном слое.

Появление продольных токов магнитосферной суббури (токового клина) вызвано образованием области пониженного давления плазмы вблизи полуночи в магнитосфере. Это происходит в результате диполизации магнитных силовых линий при выполнении условия  $\partial(pV^2)/\partial r < 0$  во время подготовительной фазы суббури.

Авторы выражают признательность сотрудникам научной группы кафедры физики и особенно проф. А.А. Намгаладзе за обсуждение результатов работы и ценные замечания к работе, учтенные авторами.

## Литература

- Gjerloev J.W., Hoffman R.A.** The convection electric field in auroral substorms. *J. Geophys. Res.*, v. 106, p.12919, 2001.
- Gold T.** Motions in the magnetosphere of the Earth. *J. Geophys. Res.*, v. 64, p.1219, 1959.
- Hamilton D.C., Gloeckler G., Ipavich F.M., Studemann W., Wilken B., Kremser G.** Ring current development during great geomagnetic storm of February 1986. *J. Geophys. Res.*, v. 93, N A12, p.14343-14355, 1988.
- Lyons L.R., Liu S., Ruohoniemi J.M., Solovyev S.I., Samson J.C.** Observations of dayside convection reduction leading to substorm onset. *J. Geophys. Res.*, v. 108(A3), p.1119, 2003a. doi:10.1029/2002JA009670.
- Lyons L.R., Wang C.P., Nagai T., Mukai T., Saito Y., Samson J.C.** Substorm inner plasma sheet particle reduction. *J. Geophys. Res.*, v. 108, N A12, p.1426, 2003b.
- Mead G.D.** Deformation of the geomagnetic field by the solar wind. *J. Geophys. Res.*, v. 69, N 7, p.1181-1195, 1964.
- Nakamura R., Baumjohann W., Mouikis C., Kistler L.M., Runov A., Volwerk M., Asano Y., Voros Z., Zhang T.L., Klecker B., Rème H., Balogh A.** Spatial scale of high-speed flows in the plasma sheet observed by Cluster. *Geophys. Res. Lett.*, v. 31, N L09, p.804, 2004. doi:10.1029/2004GL019558.
- Ohtani S., Shay M.A., Mukai T.** Temporal structure of the fast convective flow in the plasma sheet: Comparison between observations and two-fluid simulations. *J. Geophys. Res.*, v. 109, N A03, p.210, 2004. doi:10.1029/2003JA010002.
- Panov E.V., Nakamura R., Baumjohann W., Kubyshkina M.G., Artemyev A.V., Sergeev V.A., Petrukovich A.A., Angelopoulos V., Glassmeier K.-H., McFadden J.P., Larson D.** Kinetic ballooning/interchange instability in a bent plasma sheet. *J. Geophys. Res.*, v. 117, N A06228, 2012. doi:10.1029/2011JA017496.
- Runov A., Angelopoulos V., Sitnov M.I., Sergeev V.A., Bonnell J., McFadden J.P., Larson D., Glassmeier K.-H., Auster U.** THEMIS observations of an earthward-propagating dipolarization front. *Geophys. Res. Lett.*, v. 36, N L14106, 2009. doi:10.1029/2009GL038980.
- Vasyliunas V.M.** Mathematical models of magnetospheric convection and its coupling to the ionosphere, in particles and fields in the magnetosphere. *Ed. B.M. McCormac. D. Reidel, Norwell, Mass.*, p.60-71, 1970.
- Wolf R.A., Kumar V., Toffoletto F.R., Erickson G.M., Savoie A.M., Chen C.X., Lemon C.L.** Estimating local plasma sheet PV5/3 from single spacecraft measurements. *J. Geophys. Res.*, v. 111, N A12218, 2006. doi:10.1029/2006JA01201.
- Тверской Б.А.** О продольных токах в магнитосфере. *Геомагнетизм и аэрономия*, т. 22, № 6, с.991-995, 1982.