ФИЗИКА

УДК 550.385.41

О ВОЗМОЖНОМ САМОСОГЛАСОВАННОМ МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ И РАСПАДЕ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА ЗЕМЛИ

В.В. Богданов, А.В. Кайсин

Институт космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН, 684034, Камчатский край, с. Паратунка, ул. Мирная, 7 E-mail: vbogd@ikir.ru

В работе рассматривается один из возможных механизмов формирования и распада кольцевого тока (КТ). Предложенный механизм подобен пинчу.

Ключевые слова: магнитная буря, кольцевой ток, дрейфовое приближение

© Богданов В.В., Кайсин А.В., 2013

PHYSICS

MSC 78A25

ABOUT POSSIBLE SELF-CONSISTENT MECHANISM OF FORMATION AND DISINTEGRATION OF A RING CURRENT EARTH

V.V. Bogdanov, A.V. Kaisin

Institute of Cosmophysical Researches and Radio Wave Propagation Far-Eastern Branch, Russian Academy of Sciences, 684034, Kamchatskiy Kray, Paratunka, Mirnaya st., 7, Russia

E-mail: vbogd@ikir.ru

One of possible self-consistent mechanism of formation and disintegration of a ring current (RC) is considered in this work. The present mechanism is similar to the pinch.

Key words: magnetic storm, the ring current, drift approximation

© Bogdanov V.V., Kaisin A.V., 2013

Введение

Известно, что на главной фазе магнитосферного возмущения на низких и средних широтах происходит уменьшение горизонтальной составляющей геомагнитного поля, а на восстановительной фазе поле возрастает и возвращается практически к начальному уровню. Это явление было объяснено Чепменом и Ферраро за счет формирования планетарного кольцевого тока (КТ) [1], сконцентрированного в основном в области геомагнитного экватора на расстояниях равных нескольким радиусам от поверхности Земли. В тоже время в областях магнитосферы вне КТ (максимум расположен в интервале $L \sim 3 - 4$) следует ожидать обратную картину: на главной фазе магнитной бури магнитное поле растёт, а на восстановительной уменьшается до невозмущенного значения.

Сила КТ оценивается по величине горизонтальной составляющей возмущения магнитного поля, обозначаемой индексом D_{st}. Известно, что за динамику КТ ответственно глобальное электрическое поле Ес [2]. При этом основными параметрами, контролирующими формирование КТ на главной стадии бури, является скорость солнечного ветра V_{SW} и величина южной компоненты межпланетного магнитного поля *B*_Z. Перечисленные параметры ответственны за процессы перестройки магнитного поля во внешней области магнитосферы и проникновения в магнитосферу солнечной плазмы. Кроме того, эти параметры отвечают за Ес, для средней величины которой в экваториальной плоскости справедливо $E_{\rm C} = V_{SW} B_Z$. В данной статье не рассматриваются механизмы инжекции заряженных частиц в магнитную ловушку КТ и ее заполнение. Полагаем, что на стадии развития магнитной бури, которая представляет собой наложение серии суббурь, происходит формирование симметричного буревого КТ, который создает собственное магнитное поле как во внутренней, так и во внешней (по отношению к нему) областях магнитосферы. Суперпозиция переменного магнитного поля КТ на главной и восстановительной фазах бури с дипольным полем Земли определяет динамику заряженных частиц плазмы в этих областях. Анализу динамики этих заряженных частиц для плоскости геомагнитного экватора в дрейфовом приближении посвящена настоящая работа.

Вывод вспомогательных соотношений

В безвихревом магнитном поле, уравнение движения ведущего центра в плоскости экватора переменного аксиального магнитного поля (широта $\lambda = 0$, $v_{II} = 0$ – параллельная составляющая скорости) имеет вид:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = c\frac{E}{B}\vec{e}_2 + \frac{k}{r}\frac{v_\perp^2}{2\omega_{\rm II}}\vec{e}_3,\tag{1}$$

где $\vec{e}_1 = \vec{B} / B$, \vec{e}_2 , \vec{e}_3 – единичные векторы, направленные вдоль поля \vec{B} , главной нормали и бинормали к силовой линии, соответствующие криволинейным координатам $X_{1,,X_2,X_3}$ (координата X_1 совпадает с силовой линией) [3]; $v \equiv v_{\perp}$ – полная скорость частицы, B и E – магнитное и электрическое поле, ω_{Λ} – ларморовская частота. В (1) учтено, что если $rot\vec{B} = 0$, то $1/r_{\rm Kp} = \chi/r$, χ – некоторый коэффициент пропорциональности между радиус-вектором r и кривизной силовой линии $r_{\rm Kp}$. В аксиальном поле и в цилиндрической системе координат из (1) для соответствующих скоростей

по координатам ϕ и r имеем ($\mu = m v_{\perp}^2/2H$ – первый адиабатический инвариант):

$$U_{\phi} = c\mu/er_{\rm KD}, U_r = dr/dt = cE/B.$$
⁽²⁾

Из первого соотношения (2) получаем:

$$rU_{\phi} = (c/e)\chi\mu = const, \tag{3}$$

с точностью дрейфового приближения ($\mu = const$).

Лагранжиан заряженной частицы, двигающейся в плоскости экватора аксиального магнитного поля, с той степенью точности, с которой можно отделить дрейфовое движение от ларморовского вращения, в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$L = mU_{\phi}^{2}/2 + mU_{r}^{2}/2 + (e/c)rA_{\phi}.$$
(4)

На основе (4) и уравнения Лагранжа для обобщенного импульса частицы P_{ϕ} в дрейфовом приближении получим ($U_r \neq 0$):

$$P_{\phi} = mrU_{\phi} + (e/c)rA_{\phi}.$$
(5)

Учитывая, что справедливо (3), получаем:

$$rA_{\phi} = const,$$
 (6)

с точностью $\mu = const$. Поскольку в плоскости экватора аксиального поля $A_{\phi} \sim rB$, то из последнего выражения следует

$$r^2 B = const. \tag{7}$$

Следовательно, помимо выражения (6), пропорционального потоку $\Phi \sim RA_{\phi}$, сохраняется и выражение (7). Из явного вида первого адиабатического инварианта $(\mu = mv_{\perp}^2/2) = const$ выразим значение магнитного поля *B* и подставим в (7). Получим:

$$rv = const.$$
 (8)

Т. к. $\mu \sim (v^2/B) \sim T/B$, где T – температура частиц, то (8) можно представить в виде:

$$r^2T = const. (9)$$

Выражения (1)–(9) записаны *для текущих значений радиуса r* полей *B*,*E* и энергии $v^2 \equiv v_{\perp}^2$ при условии, что возмущенное магнитное поле остаётся аксиальным.

Определим смещение частицы по *r* в результате изменения магнитного поля за счет симметричной компоненты кольцевого тока, пропорциональной D_{st} – вариации (см. (2)), воспользовавшись результатами работы [4]. Будем полагать, что влияние КТ на дипольное поле Земли зависит только от времени, а асимметрия поля и его радиальная зависимости отсутствуют. Пусть **E** – вихревое электрическое поле, которое, согласно уравнению Максвелла, появляется из-за изменения магнитного поля: $crot \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t = -d\mathbf{B}_{dst}/dt$. В экваториальной плоскости поле **E** и поле **B** имеют по одной компоненте в цилиндрической системе координат (r, φ, z) , в которой ось *z* направлена вдоль оси диполя $E = (0, E_{\phi}(r, t), 0)$ и $B = (0, 0, B_z(r, t))$ где $B_z(r,t) = B_e(r,t) \cdot (r_e/r)^3$, B_e – стационарное поле на поверхности Земли. Выразив из уравнения Максвелла поле E_{ϕ} и подставив его значение во второе уравнение для

радиального дрейфа U_r , получим связь между значением B_{dst} – вариацией и радиусвектором частицы, на который она сместится относительно своего начального положения r_{in} в момент начала бури (t = 0) [4]:

$$B_{dst} = 2B_e(r_e/r)^3 (1 - r/r_{in}), \tag{10}$$

где r_{in} – первоначальный радиус дрейфовой оболочки протона при $B_{in} = B_e \cdot (r_e/r_{in})^3$, или, разрешив (10) относительно r_{in} , получим

$$r_{in} = r/[1 - (B_{dst}/2B_e)(r/r_e)^3].$$
(11)

Перепишем решение (11) как

$$-2\pi B_e r_e^3 / r + \pi r^2 B_{dst} = -2\pi B_e r_e^3 / r_{in},$$
(12)

и, поскольку поток дипольной составляющей магнитного поля через дрейфовую оболочку имеет вид

$$\Phi_d(r) = \int_0^r \frac{B_e r_e^3}{r^3} 2\pi r dr = -\int_r^\infty \frac{B_e r_e^3}{r^3} 2\pi r dr = -\frac{2\pi B_e r_e^3}{r},$$
(13)

то с учетом этого выражения и (12) получаем

$$\Phi_d + \pi r^2 B_{dst} = \Phi_d(r_{in}) = const.$$
(14)

Следовательно, (10) можно представить в виде, который совпадает с условием сохранения полного потока магнитного поля, охватываемого дрейфовой оболочкой (третий адиабатический инвариант). Так как $B(r) = (B_e r_e^3)/r^3$, представим (12) в виде $r^2[B(r) - B_{dst}/2] = r_{in}^2 B(r_{in}) = const$ или

$$r^2 B_r = r_{in}^2 B_{in} = const, \tag{15}$$

что аналогично общему выражению (7).

Результаты анализа

Из (10) и (15) следует, что при $B_{dst} < 0$ частицы дрейфуют от Земли $r > r_{in}$ с уменьшением согласно (9) температуры, и, наоборот, при $B_{dst} > 0$ частицы дрейфуют к Земле $r < r_{in}$ с увеличением температуры. Это справедливо для внутренней области по отношению к КТ (L < 3) и для внешней области (L > 4), как на главной, так и восстановительной фазе бури.

В работе [4] показано, что модель смещения дрейфовой оболочки от Земли на главной фазе бури, определяемое уменьшением поля В во внутренней плазмосфере, удовлетворительно описывает понижение температуры протонов в экваториальной плоскости и удаление от Земли, зарегистрированное спутниками МАГИОН-5 и ИНТЕРБОЛ-2. На восстановительной фазе всё происходит наоборот: протоны нагреваются и приближаются к Земле. При этом модель деформированной силовой линии при возмущении не рассматривалась. На основе результатов работ [5]-[7], в которых построена динамическая система координат, описывающая перенос плазмы в нестационарном магнитном поле с учётом деформации силовой линии, и данных спутника

«Ого-3» [8] рассмотрим динамику магнитной бури, которая произошла в начале июля 1966г. Смысл модели в том, что по измеренным значениям реального поля в точке с радиус-вектором *r* можно определить параметры поля *Bⁱⁿ* и *r_{in}* откуда стартовала частица, или, наоборот, куда она придёт в конце возмущения, если известно деформированное поле. Зададим уравнение возмущенной силовой линии в виде $r = R_0 cos^k \lambda$ (см. работы [5]-[7]), разделив её деформацию на две части – на главную и восстановительную. Коэффициент k для уравнения силовой линии на главной фазе определим соотношением $k_{\Gamma \Pi} = 2 + 1.5 (\sigma_{\Gamma \Pi})^2$, где $\sigma_{\Gamma \Pi} = t / \tau_{\Gamma \Pi}$ – безразмерный величина, пропорциональная времени от начала развития магнитной бури до начала восстановления. Для восстановительной стадии $k_{\rm B} = 2 + 1.5(1 - \sigma_{\rm B}^2)$, где $\sigma_{\rm B} = t/\tau_{\rm B}$ – пропорциональна времени, уже отсчитываемому от начала восстановительной фазы магнитной бури, а тв – характерное время восстановления магнитного поля после максимальной деформации в момент $\sigma_{\rm B}=0$, связанной с развитием главной фазы бури. В конечный момент главной фазы коэффициент $k_{\Gamma \Pi}(\sigma_{\Gamma \Pi} = 1)$ равняется начальному значению $k_{\rm B}(\sigma_{\rm B}=0)$. На рис.1 представлены невозмущенные силовые линии дипольного поля Земли и КТ (рис. 1а) и их суперпозиция (рис.1б).



Рис. 1. а) Силовые линии дипольного магнитного поля Земли (черный цвет) и кольцевого тока (желтый цвет), указано направление кольцевого тока; б) суперпозиция силовых линий магнитного диполя и кольцевого тока Земли, во внешней области от кольцевого тока $k \leq 2$, во внутренней области $k \geq 2$, $r = R_0 cos^k \lambda$

Суперпозиция силовых линий магнитного диполя и кольцевого тока Земли. Во внешней области от кольцевого тока $k \leq 2$, во внутренней области $k \geq 2$, $r = R_0 cos^k \lambda$



Рис. 2. Значения $D_{st}(H)$ в период геомагнитной бури в начале июля 1966г. [10]

На рис.2 для индекса D_{st} показано развитие этой бури по дням [8], откуда следует, что главная фаза бури $\tau_{\Gamma \Pi} = 1,5$ дня, а восстановительная $\tau_{\rm B} = 4$ дня. Для этой бури нам основе конкретных значений $D_{st}(t)$ и прослежена динамика возмущенных силовых линий внутренней и внешней областей магнитосферы по отношению КТ.

На рис.3 проиллюстрирован предложенный механизм формирования кольцевого тока на главной и восстановительных фазах магнитной бури на основе модельного представлении сжатия и расширения силовых линий в области захвата магнитосферы Земли.

На рис.3 представлены соответствующие изменения в распределении направленных потоков протонов *j* с энергиями в интервале 31эВ $\leq E_p \leq 49$ кэВ по данным спутника «ОГО-3» [8]. Желтым и голубым цветом обозначены внешняя и внутренняя области магнитосферы по отношению к КТ (зеленый цвет) на начальной и восстановительной фазах бури (рис.3а и 3в). В конце главной фазы внешняя область нагрелась (красный цвет), а внутренняя остыла (синий цвет) (рис.36).



Рис. 3. Иллюстрация динамики внутренней и внешней магнитосферы по отношению к КТ на примере изменения силовых линий: а) перед началом бури, 8 июля (распределение протонов обозначено линией синего цвета); б) в конце главной фазы 9 июля (линия красного цвета); в) в конце магнитной бури, 13 июля. КТ выделен зеленым цветом

На рис.3 представлены соответствующие изменения в распределении направленных потоков протонов j с энергиями в интервале 31эВ $\leq E_p \leq 49$ кэВ по данным спутника «ОГО-3» [9].

Заключение

Показано, что на главной фазе магнитной бури во внешней области по отношению к КТ (L > 4) заряженные частицы за счёт электрического дрейфа двигаются к Земле (к КТ) и при этом нагреваться, а на восстановительной фазе удаляются от Земли (от КТ) и остывают. В тоже время во внутренней по отношению к КТ области (L < 3) на главной фазе магнитной бури картина обратная: частицы двигаются от Земли к формирующемуся КТ и остывают [9], а на восстановительной фазе – от КТ, т.е. к Земле, и нагреваются. Следовательно, на главной стадии бури складываются естественные условия, при которых за счет встречного движения заряженных частиц КТ начинает усиливаться. При этом он как бы сам себя формирует, «собирая» вокруг и «подтягивая» к себе плазму. На стадии восстановления, когда происходит ослабление давления солнечного ветра на магнитосферу, дипольное поле начинает восстанавливаться и, как следствие, происходит ослабление КТ, включая механизм электрического дрейфа заряженных частиц от КТ, как во внутренней, так и во внешней по отношению к нему области. В этом случае предложенный механизм формирования подобен пинчу и ослабления КТ автоматически предполагает внутри самого КТ существование области с 3 < L < 4, где поле на главной и восстановительной фазах остаётся постоянным, т.к. здесь и $\partial B/\partial t$, и электрическое поле изменяют знак и поэтому равны нулю. Подтверждением этого является экспериментально зарегистрированный факт постоянства параметров КТ в его внутренней области (спутник ССЕ программы АМРТЕ) [10].

Библиографический список

- 1. Chapman S., Ferraro V.C. A new theory of magnetic storm // Nature. 1930. Vol. 126. P. 129-130.
- 2. Akasofu S.-I, Chapman S. The ring current, geomagnetic disturbance, and the Van Allenradiation beits // J. Geophys. Res. 1961. Vol. 66. P. 1321-1350.
- 3. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях // Вопросы теории плазмы. 1963. Вып. 2. С. 177–261.
- Веригин М.И., Котова Г.А., Безруких В.В., Богданов В.В., Кайсин А.В. Дрейф ионов во внутренней плазмосфере Земли во время манитосферных возмущений и динамика температуры протонов // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51. С. 41-50.
- 5. Богданов В.В. Динамика магнитосферной плазмы в дрейфовом приближении. Владивосток: Дальнаука, 2006. 140 с.
- 6. Богданов В.В. Исследование в геосферных оболочках процессов, инициированных солнечным и литосферным воздействием: дис. ... д-ра. физ.-мат. наук. Иркутск, 2008. С. 264.
- 7. Богданов В.В., Плетнев В.Д. К вопросу о динамической системе координат в геомагнитной ловушке // Космические исследования. 1974. Т. 12. Вып. 3. С. 380-386.
- 8. Frank L.A. On the extraterrestrial ring current during geomagnetic storms // J.Geeophys. Res. 1967.
- 9. Редерер Х. Динамика радиации, захваченной геомагнитным полем. М.: Мир, 1972. 192 с.
- 10. Тёмный В.В. Плазма кольцевых токов магнитосферы Земли. Модель в сопоставлении с результатами эксперимента АМТЕ/ССЕ // Космические исследования. 1987. Т. 25. Вып. 3. С. 428-438.

Поступила в редакцию / Original article submitted: 21.11.2013