

УДК 550.385

ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМОИДА В ГЕОМАГНИТОСФЕРЕ

П.А. Седых, Е.А. Пономарев

PLASMOID FORMATION IN THE GEOMAGNETOSPHERE

P.A. Sedykh, E.A. Ponomarev

Введение

Во время суббури часто наблюдаются плазменные образования, движущиеся в хвост магнитосферы с альвеновскими скоростями. Их еще называют плазмоидами. Образование плазмоида в магнитосфере Земли во время суббури представляет собой интересное явление в околоземном космическом пространстве. Существующие модели магнитосферных возмущений (NENL, CD), уделяющие основное внимание процессам в хвосте геомагнитосферы, дают лишь схематическое описание образования плазмоида (рис. 1) [1], а какое-либо детерминированное описание формирования крупномасштабной плазменной неоднородности отсутствует. Настоящая работа посвящена развитию механизма формирования конвектирующих неоднородностей в магнитосфере.

Вначале дадим некоторые определения и приведем необходимые в дальнейшем соотношения. Газовое давление в магнитосфере имеет максимум на каждой линии конвекции. В соответствии с уравнением для p_g [2]

$$p_g = p_g^0 \left(\frac{L_\infty}{L} \right)^{20} \exp \left(-\frac{5}{3} \int \frac{dr}{V_r \tau} \right). \quad (1)$$

Здесь p_g – газовое давление, L – параметр Мак-Илвейна, $r = LR_E$ – расстояние до Земли (R_E – радиус Земли), V_r , V_ϕ – радиальная и азимутальная компоненты скорости конвекции экваториального следа плазменной трубки, τ – характерное время опустошения плазменной трубки (ПТ) из-за питч-угловой диффузии, V_x – проекция скорости конвекции на ось X. Ниже мы будем везде считать, что траектория конвекции совпадает с осью X и поэтому $V_x = V_0$.

Обратимся теперь к старой, эмпирической модели магнитного поля Мида-Файерфильда [3], которая основана только на результатах обобщения наблюдательных данных и не содержит никаких соображений гипотетического характера. На рис. 2 показано, что в ночной части магнитосферы на $L \sim 12-15$

находится область значительной депрессии магнитного поля. Если исходить из тех соображений, что между магнитным и газовым давлением должен существовать определенный баланс, то это означает, что область магнитной депрессии должна совпадать с областью повышенного газового давления. Для одномерного течения, которое по существу мы рассматриваем, область повышения газового давления представляет собой также область повышенной плотности плазмы и пониженной скорости конвекции. Поскольку плотность и давление в магнитосфере связаны уравнением адиабаты, а с плотностью частиц работать удобнее, далее мы перейдем к интерпретации уравнения

$$n'(x, t) = n_\infty (x - V_0 t) (x_\infty / x)^4 \exp \left(-\int dx / V_x \tau \right), \quad (1')$$

которое является аналогом (1).

Механизм формирования неоднородностей плотности плазмы

Мы убедились, что в ближнем хвосте неоднородности плазменной концентрации (давления) действительно существуют. Но как заставить их двигаться со скоростью электрического дрейфа? Очевидно, что ключевым моментом всей проблемы является вопрос о том, как «посадить» неоднородность на течение конвекции, иначе говоря, создать волну давления, движущуюся с фазовой скоростью конвективного течения.

Ограничимся одномерным случаем. Пусть имеется пространственная неоднородность плотности

$$n'(x, t) = n_0 A(t) R(x), \quad (1'')$$

где $A(t)$ – функция только времени, а $R(x)$ – функция только координаты x .

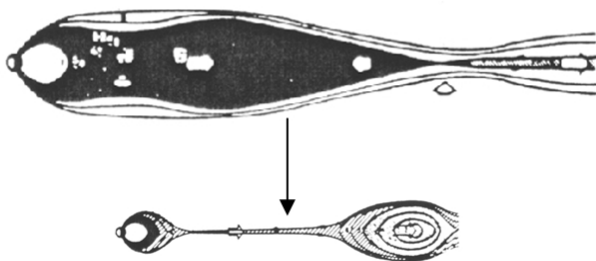


Рис. 1. Модель магнитосферы NENL. Схематически показано образование плазмоида.

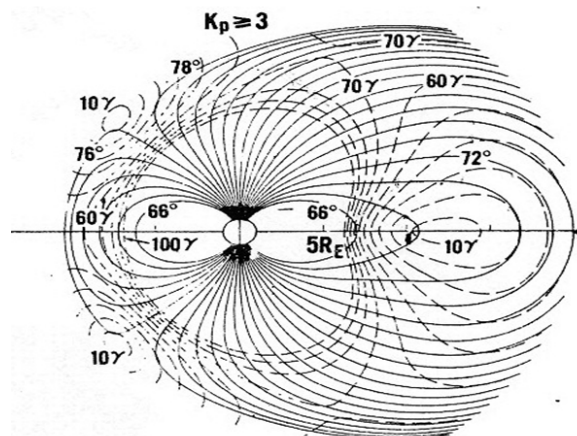


Рис. 2. Модель магнитного поля Мида-Файерфильда.

Пусть спектры $A(t)$ и $R(x)$ будут $a(\omega)$ и $r(k)$ соответственно

$$A(t) = (1/2\pi) \int a(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \text{ и}$$

$$R(x) = (1/2\pi) \int r(k) \exp(-ikx) dk.$$

Для того чтобы два колебания, частотное и пространственное, составили волну, движущуюся с фазовой скоростью V_0 , необходимо, чтобы $\omega = kV_0$. Тогда

$$n'/n_0 = (x_0/2\pi) \left\{ \int a(kV_0) r(k) \exp(-ik(V_0 t + x)) dk \right\}. \quad (2)$$

Интеграл по k берется от $-\infty$ до $+\infty$. Таким образом, на конвективное течение автоматически «салятся» резонансные сопряженные колебания, у которых $\omega = kV_0$, т. е. волны, движущиеся со скоростью конвекции. Чтобы процесс генерации таких колебаний был эффективным, необходимо, чтобы произведение $a(kV_0)r(k)$ было не малым внутри интервала интегрирования, т. е. кривые $a(kV_0)$ и $r(k)$ должны хорошо перекрываться. Из условия резонанса $\omega = kV_0$ следует, что, если размер пространственной неоднородности составляет порядка l , то сопряженный период временных колебаний должен быть порядка l/V_0 . При $l \sim 6 \cdot 10^9$ см (т. е. порядка $10R_E$, где R_E – радиус Земли) и скорости конвекции порядка $2 \cdot 10^6$ см/с период временных колебаний будет $3 \cdot 10^3$ с, т. е. порядка часа.

Разумеется, резонансы могут возникать не только со скоростью конвекции, но и с альвеновской скоростью V_A . Из-за большей неоднородности магнитного поля по направлению к Земле условия возбуждения для альвеновской волны, движущейся к Земле, будут более тяжелыми, чем для движущейся в хвост. Кроме того, альвеновская скорость примерно на порядок больше, чем скорость конвекции, а значит, частотный диапазон будет на порядок выше. Если «конвективные волны» резонируют на возмущения ММП с периодом порядка часа, то альвеновские волны будут резонировать на 5–10-минутные периоды изменения ММП, т. е., фактически, на крутые фронты.

Конкретный вид $A(t)$ в нашем случае задается вариацией B_z и скорости солнечного ветра. Хотя эта зависимость и меняется от случая к случаю, можно считать, что она характеризуется достаточно быстрым ростом (по модулю) и более плавным спадом. Аппроксимируем ее функцией

$$A(t) = t_0(t + t_0)/(t^2 + t_0^2), t \geq 0. \quad (3)$$

Функция $R(x)$, описывающая горб плотности (и плазменного давления) в области уменьшения магнитного поля, точно так же может быть аппроксимирована простой функцией

$$R(x) = x_0[(x^* - x) + x_0] / [(x^* - x)^2 + x_0^2]. \quad (4)$$

Выражения (3), (4) представляют собой возмущения некоторого исходного состояния, относительно которого следует рассматривать вариации плотности: $n_\infty = n_g + n'(x, t)$. Конкретный вид аппроксимирующих функций выбран нами произвольно, главным образом из соображений удобства работы с преобразованием Фурье. В то же время мы

находим параметры аппроксимирующих функций из обобщенных наблюдательных данных.

Напомним, что на ночной стороне $x < 0$. Поскольку область формирования неоднородности, которую далее для краткости мы будем называть клином, находится, как это можно предположить по положению области депрессии магнитного поля, на расстоянии $(10 \div 15)R_E$, «носок» клина должен быть сдвинут также на $(10 \div 12)R_E$ на ночную сторону. Условимся, что носок клина имеет координату x^* в момент времени $t = 0$. Легко показать, что $R(x)$ имеет экстремумы при

$$x_{\pm}^{1,2} = x^* - x_0 (1 \pm \sqrt{2}). \quad (5)$$

Фурье-образы (3) и (4) соответственно

$$a(\omega) = 1/2 \exp(-\omega t_0) \text{ и } r(k) = \exp(kx_0) \sin kx^*. \quad (6)$$

Подставляя $a(\omega)$ и $r(k)$ в (2) с учетом $\omega = kV_0$ после обратного преобразования Фурье, получим:

$$n'/n_0 = x_0(V_0 t - x + x^*) / [(V_0 t_0 + x_0)^2 + (V_0 t - x + x^*)^2] \quad (7)$$

Это уже волновое возмущение, которое возникло в результате взаимодействия двух колебательных движений. Таким образом, (7) представляет форму динамического клина в отличие от статического, описываемого (4). Чтобы избежать путаницы, далее новый физический объект, представляющий собой плазменную неоднородность, описываемую динамическим клином, будем называть плазменным пакетом (ПП).

Очевидно, точка постоянной фазы $\varphi = (V_0 t - x + x^*) = \text{const}$ движется со скоростью V_0 . Попытаемся теперь определить входящие в соотношения величины. В отношении V_0 это мгновенная скорость электрического дрейфа плазмы в экваториальной области (скорость дрейфа следа ПТ [2]). Далее будем считать скорость не зависящей от координат в области формирования клина. В уравнение (7) входят четыре параметра: V_0, t_0, x_0 и x^* . Из (3) и (4) следует, что $t_0 = t_m$, где t_m – время наступления максимума временного возмущения. Заданное нами произвольно только для упрощения расчетов распределение плотности в области депрессии магнитного поля в виде (4) (статический клин) показано на рис. 3. Здесь же дано распределение плотности для трех последовательных моментов времени $t = 0, 560$ и 1120 с, полученное по (7) (динамический клин – плазменный пакет). Проведенные выше рассуждения позволяют понять, как в результате взаимодействия пространственного и временного колебаний формируется пространственно-временное перемещающееся возмущение. На самом деле таких возмущений генерируется много, но существенными являются те, которые имеют фазовую скорость, близкую скорости конвекции (резонансные возмущения) или альвеновской скорости (для плазменных неоднородностей, движущихся в направлении хвоста магнитосферы). Плазменный пакет в направлении Земли является, как показано в [2], необходимым и достаточным условием возникновения суббурового «взрыва». Феноменологическая модель, предложенная выше, исходит из интерпретации наблюдательных фактов и не отвечает

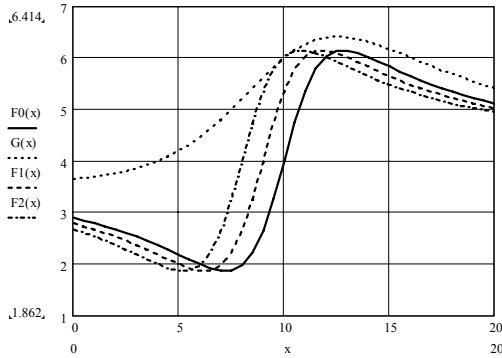


Рис. 3. Статический клин $G(x)$ и динамический клин (плазменный пакет) в движении $F_{0,1,2}(x)$.

на вопрос о том, что является причиной плазменно-го «бугра» или магнитной депрессии.

Это должна быть какая-то аномалия гидродинамического течения. Если оно замедляется, автоматически возникает «плазменный бугор», но причиной отрицательной аномалии скорости в этом случае может быть только аномалия электрического поля. Есть ли она? Ниже мы покажем, что она действительно существует.

Электрическое поле в параболической модели магнитосферы

Электрическое поле магнитосферы в конечном счете определяется параметрами солнечного ветра. Главным преобразователем кинетической энергии солнечного ветра в электромагнитную и газокINETическую энергию переходного слоя и магнитосферных процессов является фронт головной ударной волны (ГУВ) [4]. Потенциал фронта ГУВ может быть получен путем интегрирования электрического поля на фронте из условий непрерывности нормальной компоненты скорости солнечного ветра и из выражения для тангенциальной компоненты ММП [4, 5], а решение уравнения Лапласа в параболических координатах дает

$$U_g = [(au + b/u)(cv + d/v) + U_{02} J_1(ku) I_1(kv)] \sin(\psi - \psi_0) \quad (8)$$

где J_1, I_1 – функции Бесселя, u, v – параболические координаты

$$u = (r + x)^{1/2} = (2r)^{1/2} \cos \varphi / 2, \\ v = (r - x)^{1/2} = (2r)^{1/2} \sin \varphi / 2, \quad r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2},$$

φ – угол между осью X и вектором из начала координат, направленным в данную точку фронта, аппроксимируемого параболоидом вращения. Величина $k = 3.83y_g^{-1/2}$, где y_g – полуширина магнитосферы по меридиану утро–вечер, принятая нами равной $20R_E$. Заметим, что расстояние от Земли до подсолнечной точки магнитосферы равно $y_g/2$.

Электрический потенциал для магнитосферы в плоскости XY (без учета поля коротации) можно записать в виде:

$$U_g = [-A(V_s B_{0z}/c)y + U_{02} J_1(ku)I_1(kv)]_{z=0}, \quad (9)$$

где A – некоторый числовой коэффициент, который вычисляется из условий баланса вещества, поступающего через фронт ГУВ и уходящего с течением

переходного слоя. В стационарных условиях это практически постоянная величина [9].

Из (8) дифференцированием по y найдем y -составляющую электрического поля для меридиана день–ночь $E_{y \text{ дн}}$:

$$E_{y \text{ дн}} = E_{01} + E_{02}[J_1(S_x)/S_x] \quad (10)$$

где $E_{01} = -AV_s B_{0z}/c$, $E_{02} = -U_{02}k^2$, $S_x = k(2x)^{1/2}$. Здесь V_0, B_z – скорость и вертикальная компонента магнитного поля солнечного ветра, U_{02} находится из условий на плазмопаузе. Временная зависимость электрического поля в данном случае проявляется через зависимость от времени параметров солнечного ветра V_0 и B_{0z} , которые прямо входят в E_{01} . Зависимость поля E_{02} от времени нам не известна. Предположим далее, что она одинакова для E_{01} и E_{02} . Тогда:

$$E_{y \text{ дн}} = E_{01} \left[1 + GJ_1(1/21\sqrt{x})/\sqrt{x} \right]. \quad (11)$$

Здесь $G = E_{02}/1.21E_{01} = \text{const}$, а E_{01} зависит только от времени. В случае одномерного стационарного течения для $y_g = 20$

$$n' = \langle nV \rangle / V = n_0 V_0 / V = \\ = D \left[1 + GJ_1(1/21\sqrt{x})/\sqrt{x} \right]. \quad (12)$$

где n' , как и выше, – возмущенное значение плотности, n_0 – невозмущенное значение плотности плазмы, $\langle nV \rangle$ – осредненное по времени и пространству значение плотности потока числа частиц в невозмущенных условиях, D – функция только t . По физическому смыслу (12) соответствует (1') и (1''). Структура этих выражений напоминает (1) – то же произведение двух функций, одна из которых зависит только от времени, а вторая – только от координаты x . На рис. 4 в одинаковом масштабе представлены кривые, отображающие функцию, описываемую (4) (непрерывная кривая) и (12) (прерывистая кривая). Для (4) в данном случае величина x_m^0 выбрана равной -18 , чтобы максимум (4) совпал с максимумом (12). Для (12) выбраны параметры $D = 0.981$, $G = 2.43$. Тогда обе кривые хорошо повторяют друг друга. Напомним, что эти кривые получены из совершенно разных соображений – одна из предположения, что депрессии магнитного поля должен соответствовать горб плотности с максимумом в минимуме поля и что пространственные характеристики горба (клина) должны быть связаны с развитием суббури через времена запаздывания. Вторая кривая получена на основе свойств электрического поля, следующих из параболической модели магнитосферы. Оказалось, что они могут быть приведены к одной форме простым подбором коэффициентов. Фактически, для кривой (4) нужно поменять положение минимума с $-13R_E$ на $-18R_E$ и положить $G = 2.43$. Физический смысл этого красноречивого совпадения заключается в том, что теория электрического поля, развитая в [2, 4, 5] предсказывает аномалию электрического поля на оси хвоста магнитосферы с минимумом на $L \sim 18$ в том же районе, где наблюдается депрессия магнитного поля. С этой аномалией функционально связаны и другие: отрицательная аномалия конвективной скорости, положительные

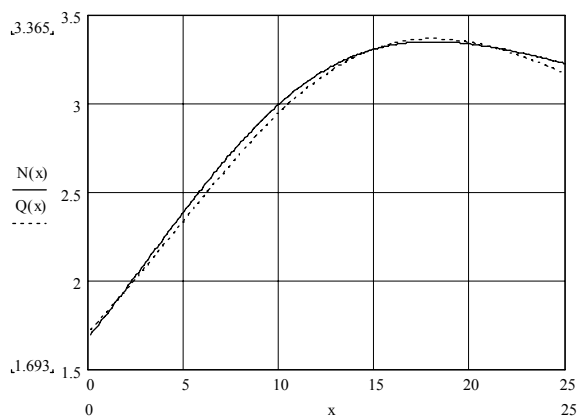


Рис. 4. Сравнение двух кривых. Непрерывная кривая отображает функцию, описываемую (4), прерывистая кривая – функцию, описываемую (12).

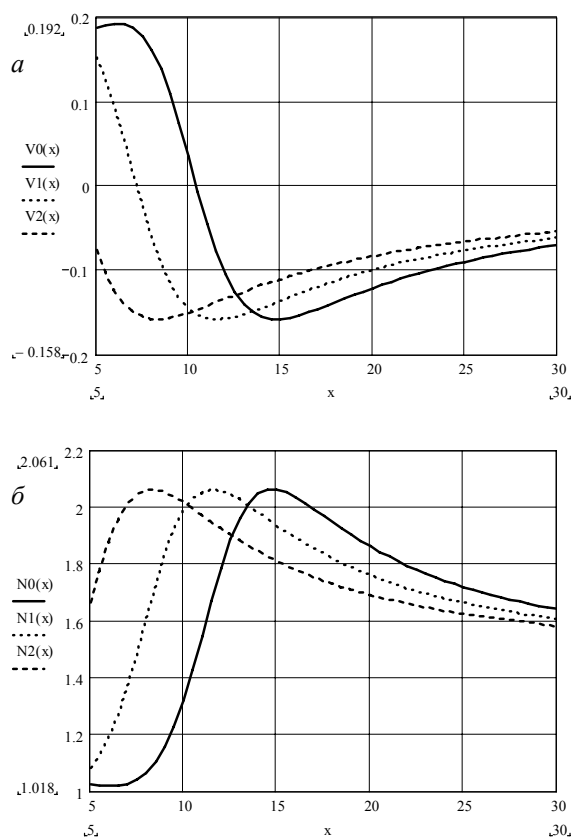


Рис. 5. Продвижение клина со временем. В результате взаимодействия пространственного и временного колебаний формируется пространственно-временное, перемещающееся возмущение: *а* – в направлении геомагнитного хвоста; *б* – плазменный пакет в направлении Земли.

аномалии плотности и газового давления. Последняя должна вызвать депрессию магнитного поля, которая наблюдается в модели MF-75 [3] именно в этом районе. Самое важное, однако, заключается в том, что пространственная неоднородность плотности, взаимодействуя с временным колебанием той же плотности, дает в результате неоднородность плазменного давления. На рис. 5 показано продвижение клина со временем. Кроме того, существование таких плазменных неоднородностей, движущихся со скоростью конвекции в направлении Земли, является необходимым и достаточным условием реализации «суббуревого взрыва». Таким образом, в рамках единого сценария подводится основа под разработанный ранее в [2] механизм формирования суббури.

Закключение

Плазмоиды, которые в периоды геомагнитной возмущенности наблюдаются движущимися в хвост примерно с альвеновской скоростью, скорее всего, являются альвеновскими резонансами. Можно заметить, что, хотя механизмы генерации как конвективных, так и альвеновских волновых возмущений подобны, условия возбуждения последних более жесткие, поэтому не все суббури будут сопровождаться генерацией плазмоидов. Возможна и другая ситуация: интенсивные, но короткие импульсы V_z -компоненты ММП могут генерировать плазмоиды, но не суббури.

Закключение

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Baker D.N., Pulkkinen T.I., Angelopoulos V., et al. Neutral line model of substorms: Past results and present view // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 12975.
2. Пономарев Е.А. Механизмы магнитосферных суббурь. М.: «Наука», 1985. 157 с.
3. Mead G.D., Fairfield D.H. A quantitative magnetospheric model derived from spacecraft magnetometer data // *J. Geophys. Res.* 1975. V. 80, N 4. P. 523–534.
4. Ponomarev E.A., Sedykh P.A., Urbanovich V.D. Bow shock as a power source for magnetospheric processes // *J. Atm. and Solar-Terr. Phys.* 2006. V. 68. P. 685–690.
5. Пономарев Е.А., Седых П.А. Как разрешить проблему суббури? (обзор) // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2006. Т. 46, № 4. С. 560–575.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск