

УДК 530.82

## Влияние магнитной вязкости и сжимаемости солнечного ветра на устойчивость магнитопаузы в приближении МГД тангенциального разрыва

*В. Г. Кирицхалия, З. А. Кереселидзе, Н. И. Джонджолодзе*  
Институт геофизики АН Грузии, Тбилиси, Грузия  
E-mail: [sipt@sipt.org](mailto:sipt@sipt.org)

*Решена задача тангенциального разрыва (T-P); обобщены критерии его устойчивости, когда учитываются сжимаемость и большая магнитная вязкость плазмы. В частности, с помощью T-P моделируется магнитопауза в меридиональном сечении дневной стороны магнитосферы. Показано, что магнитная вязкость, как и сжимаемость среды, может существенно влиять на условие устойчивости границы магнитосферы относительно малых возмущений в солнечном ветре.*

PACS: 52.35.-q

### Введение

Магнитопауза является магнитным пограничным слоем Земли, возникновение которого связано с эффектом экранирования геомагнитного поля от плазмы солнечного ветра, осуществляемого глобальным DCF-током, текущим на поверхности магнитосферы. Формально она имеет две границы: внешнюю и внутреннюю. На внутренней границе интенсивность магнитного поля достаточно точно определяется из дипольной модели геомагнитного поля, но на внешней границе магнитное поле должно быть равно транспортируемому солнечным ветром межпланетному магнитному полю (ММП).

Величина и направление ММП наряду со скоростью и плотностью солнечного ветра определяют степень возмущенности магнитосферы, следствием чего может явиться эрозия внутренней

границы магнитосферы. Обычно это явление имеет место при достаточно интенсивной южной компоненте ММП, что необходимо для развития процесса пересоединения (либо взаимной аннигиляции) силовых линий ММП и геомагнитного поля. В спокойных или маловозмущенных условиях в солнечном ветре, когда ММП имеет северную ориентацию, внутренняя граница магнитопаузы является стабильной. Она четко разделяет две субстанции: плазму солнечного ветра в переходном слое между головной ударной волной и геомагнитное поле. В таких условиях можно считать, что крупномасштабная гидродинамическая структура течения солнечного ветра в переходном слое является ламинарной. Кроме того, согласно численному эксперименту [1] картина течения вблизи границы дневной стороны магнитосферы по мере удаления от фокальной области становится все

более асимметричной, т. е. поток плазмы преимущественно направлен параллельно магнитным силовым линиям, что создает ассоциацию с тангенциальным МГД-разрывом. Такое следствие численного эксперимента нельзя считать неожиданным. Асимметричный характер обтекания магнитосферы ранее предсказывался различными теоретическими моделями [2, 3] и достаточно надежно подтвердился экспериментально [4]. Следовательно, внешняя граница магнитопаузы в спокойных или слабозмущенных условиях, когда ММП параллельно геомагнитному полю, имеет сходство с Т-Р. В случае сильных возмущений в солнечном ветре и ММП Т-Р может трансформироваться в ударную волну, вследствие чего магнитный пограничный слой Земли может размыться. Такое представление внешней границы магнитопаузы можно считать достаточно корректным несмотря на существование критической точки на поверхности магнитосферы. На самом деле, вблизи критической точки должна образоваться целая фокальная область, т. н. застойная зона, максимальный линейный размер которой является соизмеримым с характерным линейным масштабом границы дневной стороны магнитосферы. В застойной зоне, следуя идее Чаплыгина, гидродинамическую скорость плазмы можно считать пренебрежимо малой по сравнению с характерной скоростью солнечного ветра до взаимодействия с магнитосферой [5]. Численные эксперименты показывают, что тут эффект сжимаемости плазмы сказывается более существенно, чем в остальной (периферической) части магнитопаузы. Следует отметить, что толщина магнитного пограничного слоя Земли зависит от магнитной вязкости плазмы, которая вблизи границы магнитосферы до взаимодействия с ней может аномально возрастать по сравнению с магнитной вязкостью солнечного ветра. Солнечный ветер до взаимодействия с магнитосферой имеет хотя сверхвысокую, но конечную электрическую проводимость  $\sigma$ . Следовательно, он обладает некоторой магнитной вязкостью, характерную величину которой можно оценить с помощью известной формулы, полученной в лоренцовском приближении [6]

$$v_M = c^2 (4\pi\sigma)^{-1} \approx 0,53 \cdot 10^{12} (\ln \Lambda) T_0^{-3/2},$$

где  $c$  — скорость света.

В межпланетном пространстве величина кулоновского логарифма  $\ln \Lambda \approx 20$ , характерная величина электронной температуры  $T_0 = 2 \cdot 10^5$  К [7]. Следовательно, характерная величина магнитной вязкости солнечного ветра до взаимодействия с магнитосферой равна  $v_M \approx 1,2 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>.

После прохождения фронта ударной волны перед магнитосферой в переходном слое магнитная вязкость солнечного ветра возрастает на несколько порядков по сравнению с ее величиной в межпланетном пространстве и может достигать величины  $v_M \approx 1,2 \cdot 10^{12}$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>. Более того, согласно теории аномального сопротивления вблизи границы магнитосферы магнитная вязкость солнечного ветра может резко увеличиться из-за раскачки ионно-звуковой или ионно-циклотронной неустойчивости. Для такого случая существует формула [8]

$$v_M = 10^{-2} c^2 (\omega_{pe})^{-1} (m_e T_e / m_p T_p)^{1/2} (u/c_s),$$

где  $\omega_{pe}$  — электронная плазменная частота;  $m_e, m_p, T_e, T_p$  — масса и температура электронов и протонов, соответственно;  $u$  — относительная скорость электронов и протонов;  $c_s$  — скорость ионного звука.

Так как  $u/c_s \approx (m_p/m_e)^{1/4}$  при  $\omega_{pe} \approx 10^5$  с<sup>-1</sup>,  $T_e/T_p = 10$ , что типично для плазмы вблизи границы магнитосферы [2], то будем иметь характерную величину  $v_M \approx 5 \cdot 10^{13}$  см<sup>2</sup>·с<sup>-1</sup>. Как видно, в переходном слое магнитная вязкость солнечного ветра может меняться в достаточно широком интервале, достигая максимальной величины в магнитном пограничном слое.

В работах [9 и 10] были получены аналитические соотношения, модифицирующие граничные условия, а также условия устойчивости классического тангенциального разрыва с учетом сжимаемости для обычной и идеально проводящей среды. Такая модификация делает Т-Р более адекватным в первую очередь для галактических объектов. Однако эти результаты применимы также и к магнитопаузе, где плазма может иметь достаточно большую магнитную вязкость.

Таким образом, задача устойчивости Т-Р в магнитовязкой плазме кроме теоретического может иметь и очевидное практическое значение, так как в приближении Т-Р можно подтвердить факт стабильности магнитного пограничного слоя Земли при спокойном или малозмущенном солнечном ветре и ММП.

### Особенности тангенциального разрыва в магнитовязкой плазме

В работе [11] была рассмотрена двумерная ( $\partial/\partial y = 0$ ) задача устойчивости МГД тангенциального разрыва с учетом малой сжимаемости и малой вязкости плазмы. Показано, что конечная проводимость в определенных условиях приводит к стабилизации Т-Р. В данной работе рассмотрен

другой предельный случай большой вязкости и сжимаемости. Здесь нет необходимости приводить известную систему уравнений магнитной гидродинамики. Отметим лишь, что она решается стандартным методом малых возмущений [11], когда скорость  $\vec{V}$ , давление  $P$ , плотность  $\rho$  и напряженность внешнего магнитного поля  $\vec{H}$  представлены в виде суммы их стационарных и возмущенных значений

$$\vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{v}; \quad P = P_0 + P'; \quad \rho = \rho_0 + \rho'; \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h},$$

причем  $\vec{V}_0$  (относительная скорость) и  $\vec{H}_0$  коллинеарны и направлены вдоль оси  $X$  (в дальнейшем индекс "0" снят). Все возмущенные величины задаются в виде плоской волны

$$\begin{cases} f(x, z, t) = f(z) \exp[i(kx - \omega t)]; \\ f(z) = f \exp(\chi_M z); \\ \chi_M = km(1 + \alpha v_M), \end{cases} \quad (1)$$

где

$$m^2 = 1 + \varepsilon = 1 + \frac{(V - U_p)^4}{V_A^2 C^2 - (V - U_p)^2 (V_A^2 + C^2)} \quad (2)$$

величина, определяющая влияние сжимаемости, равная 1 для несжимаемой плазмы ( $C = \infty$ ) при  $|\varepsilon| < 1$ ;

$V_A = H / \sqrt{4\pi\rho}$  — скорость Альвена;

$U_p = \omega/k$  — фазовая скорость возмущения;

$v_M = C^2/4\pi\sigma$  — магнитная вязкость, равная 0 при идеальной проводимости ( $\sigma = \infty$ );

$\alpha$  — некоторая характеристическая величина, имеющая размерность, обратную размерности магнитной вязкости.

В работе [12] показано, что для генерации в плазменной среде МГД-волн необходимо выполнение условия  $m^2 > 0$ , решение которого, согласно (2), дает следующие интервалы для фазовой скорости  $U_p$ :

- при малой сжимаемости ( $C > V_A$ ):

$$U_p \in (V - C; V - V_A) \cup \left( V - \frac{V_A C}{\sqrt{V_A^2 + C^2}}; V + \frac{V_A C}{\sqrt{V_A^2 + C^2}} \right) \cup (V + V_A; V + C); \quad (3)$$

- при большой сжимаемости ( $C < V_A$ ):

$$U_p \in (V - V_A; V - C) \cup \left( V - \frac{V_A C}{\sqrt{V_A^2 + C^2}}; V + \frac{V_A C}{\sqrt{V_A^2 + C^2}} \right) \cup (V + C; V + V_A). \quad (4)$$

Средние интервалы в (3) и (4) соответствуют поперечным МГД-волнам альвеновского типа, а крайние — продольным магнитозвуковым волнам.

Известно, что  $y$  — составляющие линеаризованных уравнений движения и индукции дают независимую систему уравнений, из которой с учетом (1) следует

$$\begin{cases} m^2 (1 + \alpha v_M)^2 - 1 = \frac{G^2 - k^2 V_A^2}{G v_M k^2}, \\ G = ik(V - U_p); \end{cases} \quad (5)$$

- для малой вязкости ( $\alpha v_M < 1$ ) из (5) будем иметь

$$\chi_M = km\sqrt{1 - i\delta};$$

- для большой вязкости

$$\chi_M = ikm\delta, \quad (6)$$

где

$$\delta = \frac{kv_M}{V - U_p}. \quad (7)$$

Полагая, что поверхностью Т-Р является плоскость  $z = 0$ , линеаризованные граничные условия на ней запишутся в виде [11]

$$\begin{cases} P'_1 + \frac{H_1 h_{1x}}{4\pi} \Big|_{z=0} = P'_2 + \frac{H_2 h_{2x}}{4\pi} \Big|_{z=0}, \\ \frac{v_{z1}}{G_1} = \frac{v_{z2}}{G_2}, \end{cases} \quad (8)$$

где индексы "1" и "2" относятся, соответственно, к областям  $z > 0$  и  $z < 0$ .

Можно показать, что из линеаризованной системы МГД-уравнений для магнитовязкой плазмы ( $\delta > 1$ ) следует

$$P' + \frac{Hh_x}{4\pi} = \rho\chi_M \left\{ \frac{V_A^2 - (V - U_p)^2}{k(V - U_p)m^4\delta^3} \times \left[ 1 + \frac{C^2(V - U_p)^2}{V_A^2 C^2 - (V - U_p)^2(V_A^2 + C^2)} \right] + \right.$$

$$+i \left\{ \frac{\left[ V_A^2 - (V - U_p)^2 \right] C^2 (V - U_p)}{km^2 \left[ V_A^2 C^2 - (V - U_p)^2 (V_A^2 + C^2) \right]} \right\}. \quad (9)$$

Реальная часть в выражении (9) — малая величина 3-го порядка по сравнению с мнимой частью и, следовательно, ею можно пренебречь.

Согласно (1) возмущенные давления по сторонам разрыва запишем в виде

$$\begin{cases} P_1'(x, z, t) = P_1' \exp(-ikm_1 \delta_1 z) \exp[i(kx - \omega t)], & z > 0 \\ P_2'(x, z, t) = P_2' \exp(ikm_2 \delta_2 z) \exp[i(kx - \omega t)], & z < 0. \end{cases} \quad (10)$$

Так как  $U_p$  и, соответственно,  $\delta_j$  ( $j = 1, 2$ ) могут быть комплексными, то в отличие от случая малой магнитной вязкости, когда для затухания на бесконечности волн, генерируемых поверхностью Т-Р требовалось  $\text{Re}\{\chi_j\} > 0$  [11], согласно (6) нужно требовать  $\text{Im}\{\chi_j\} < 0$ .

Учитывая (6), (9) и (10), граничные условия (8) для слабосжимаемой плазмы ( $C_i > V_{Ai}$ ) можно записать в виде

$$\begin{cases} \rho_1 \frac{(V - U_p) \delta_1}{m_1} v_{z1} - \rho_2 \frac{U_p \delta_2}{m_2} v_{z2} = 0 \\ \frac{v_{z1}}{V - U_p} + \frac{v_{z2}}{U_p} = 0 \end{cases}, \quad (11)$$

где  $v_{zi}$  — постоянные величины.

Приравняв определитель системы (11) к нулю, получим следующее дисперсионное уравнение

$$\frac{V - U_p}{U_p} = \frac{m_1}{m_2} \beta; \quad \beta = \frac{\rho_2 v_{M2}}{\rho_1 v_{M1}}. \quad (12)$$

Решением выражений (12) в несжимаемом случае ( $m_1 = m_2 = 1$ ) является

$$U_p^0 = \frac{V}{1 + \beta}, \quad (13)$$

и так как  $U_p^0$  реальная величина, Т-Р будет устойчив при любой величине  $V$ .

С учетом малой сжимаемости  $m_j = \sqrt{1 + \varepsilon_j}$ ,  $|\varepsilon_j| < 1$ . Поэтому, разлагая  $m_i$  в ряд по малому параметру  $\varepsilon_j$ , из (12) получим

$$\frac{V - U_p}{U_p} = \beta(1 + \Delta_c), \quad (14)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_c &= \frac{1}{2}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) = \\ &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{(V - U_p)^4}{C_1^2 [V_{A1}^2 - (V - U_p)^2]} - \frac{U_p^4}{C_2^2 [V_{A2}^2 - U_p^2]} \right\}. \end{aligned}$$

Правая часть уравнения (14) отличается от уравнения для несжимаемого случая на малую величину  $\Delta_c$ , что позволяет решить его методом возмущений. Для этого в  $\Delta_c$  положим  $U_p = U_p^0$ , после чего согласно (13) получим

$$\Delta_c = \frac{1}{2} \frac{V}{(1 + \beta)^2} \left\{ \frac{\beta^4}{C_1^2 [V_{A1}^2 (1 + \beta)^2 - \beta^2 V^2]} - \frac{1}{C_2^2 [V_{A2}^2 (1 + \beta)^2 - V^2]} \right\},$$

следовательно, решением (14) будет

$$U_p = \frac{V}{1 + \beta(1 + \Delta_c)}. \quad (15)$$

Так как  $\Delta_c$  — реальное число, условие малой сжимаемости не приводит к дестабилизации Т-Р в магнитовязкой плазме. Влияние этого фактора сказывается лишь на величине фазовой скорости, которая растет при  $\Delta_c < 0$  и уменьшается при  $\Delta_c > 0$ .

Отметим также, что решение (15) справедливо для относительной скорости течения, удовлетворяющей условию

$$V < C_1 + C_2,$$

что следует из требования  $m_j^2 > 0$  ( $j = 1, 2$ ) [10].

Теперь рассмотрим случай сильной сжимаемости ( $C_j > V_{Aj}$ ). Пренебрегая в (9)  $C_j^2$  по сравнению с  $V_{Aj}^2$ , граничные условия (8) дают следующее дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} &\left( \frac{C_1^2}{C_2^2} \right) \frac{V_{A2}}{V_{A1}} \left( \frac{V_{A1}^2 - (V - U_p)^2}{V_{A2}^2 - U_p^2} \right)^{1/2} \times \\ &\times \frac{(C_2^2 - U_p^2)(V - U_p)}{[C_1^2 - (V - U_p)^2] U_p} = \beta. \end{aligned} \quad (16)$$

Выражение (16) является уравнением выше 4-й степени относительно  $U_p$ , ввиду чего невозможно получить его аналитическое решение. Однако если применить еще одно приближение  $C_j < U_p < V_{Aj}$ , что согласуется с (4), (16), можно привести к кубическому уравнению

$$U_p^3 + aU_p^2 + bU_p + d = 0,$$

где

$$a = V \left( \frac{\beta\gamma}{1 + \beta\gamma} - 2 \right);$$

$$b = \frac{V^2}{1 + \beta\gamma} - 2 \frac{V_{A1}^2 + \beta\gamma V_{A2}^2}{1 + \beta\gamma};$$

$$d = \frac{2\beta\gamma V}{1 + \beta\gamma} V_{A2}^2;$$

$$\gamma = \left( \frac{C_1 V_{A1}}{C_2 V_{A2}} \right)^2,$$

решениями которого, справедливыми при условии  $V < V_{A1} + V_{A2}$ , являются три реальных числа:

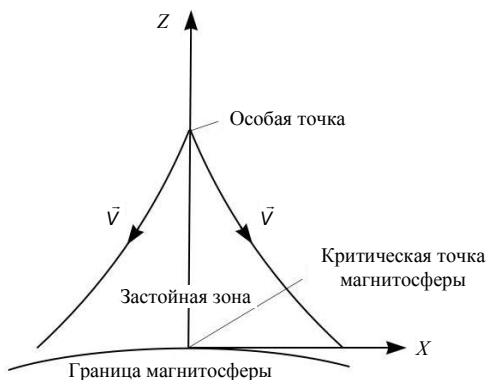
$$U_{p1} = \frac{1}{3} \left( 2 - \frac{\beta\gamma}{1 + \beta\gamma} \right) V; \quad (17)$$

$$U_{p2,3} = \pm \sqrt{\frac{2}{3} \left( V_{A1}^2 + \frac{\beta\gamma}{1 + \beta\gamma} V_{A2}^2 \right)} + U_{p1}.$$

Итак, Т-Р в магнитовязкой плазме устойчив и при сильной сжимаемости, однако в данном случае в отличие от случая слабой сжимаемости образуются три волны, одна из которых соответствует сносу возмущения течением плазмы, а две другие — волны альвеновского типа, испытывающие доплеровское смещение, распространяются в противоположные стороны вдоль оси  $x$ .

### Оценка устойчивости магнитопаузы в приближении Т-Р

Используем результаты предыдущего раздела для обоснования модели застойной зоны на дневной стороне магнитосферы и меридиональное сечение, которое представлено на рисунке.



Меридиональное сечение дневной стороны магнитосферы

Воспользуемся прямоугольной системой координат, ось  $Z$  которой направлена по прямой Земля—Солнце, ось  $X$  совпадает с граничной силовой линией геомагнитного поля, ось  $Y$  расположена в экваториальной плоскости.

Начало прямоугольной системы координат соответствует критической точке магнитосферы, которая находится в застойной зоне. отождествим верхнюю границу магнитопаузы с Т-Р. Параметры солнечного ветра, обтекающего магнитосферу, обозначим индексом "1", а магнитопаузы — индексом "2".

Как отмечалось выше, в застойной зоне эффект сжимаемости существенен ( $V_A > C$ ) и, следовательно, нужно пользоваться формулами (17). Так как в данной области гидродинамическая скорость плазмы значительно меньше скорости Альвена [3], величину  $U_{p1}$  можно считать пренебрежимо малой по сравнению с  $U_{p2,3}$ . Применяя типичные для магнитопаузы вблизи критической точки отношения

$$\frac{v_{M1}}{v_{M2}} = 0,1; \quad \frac{\rho_1}{\rho_2} = 2; \quad \frac{H_1}{H_2} = 0,5$$

и полагая, что в пограничном слое магнитосферы  $H_2 \approx 2 \cdot 10^{-4}$  Гс, а в солнечном ветре  $\rho_1 = 10$  протон·см<sup>-3</sup> [2], найдем

$$V_{A1} \approx 0,7 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}, \quad V_{A2} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1},$$

$$\beta \approx 5, \quad \gamma \approx 0,1$$

и, следовательно, для  $U_{p2,3}$  получим

$$U_{p2,3} = \pm 1,1 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (18)$$

Из (18) следует, что на границе магнитопаузы в застойной зоне генерируются две поперечные волны альвеновского типа, которые распространяются в противоположные стороны вдоль оси  $X$  к перифериям.

В периферийных областях, где эффект сжимаемости несуществен ( $C > V_A$ ), имеем одну волну, фазовая скорость которой определяется формулой (15). Следуя этой формуле, логично предположить, что данная волна является следствием сноса возмущения, поступающего на периферию из застойной зоны потоком солнечного ветра, обтекающего магнитосферу. Вследствие наличия магнитной вязкости фазовая скорость волны меньше скорости потока.

В заключение на примере магнитопаузы проверим справедливость пренебрежения в (9) реальной части по сравнению с мнимой. В качестве линейного масштаба, определяющего волновое число, можно применить ларморовский радиус

вращения протонов  $R_L = V_{\perp} \cdot \omega_p^{-1}$  и  $k = 2\pi R_L$ . Поперечная составляющая скорости течения плазмы на магнитопаузе, включая ее фокальную часть,  $V_{\perp} \approx 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  [5], что для характерной величины напряженности магнитного поля вблизи границы магнитосферы  $H \approx 10^{-4} \text{ Гс}$  дает

$$\omega_p \approx 1 \text{ с}^{-1}, \quad k \approx 1,3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}.$$

Магнитная вязкость в той же области меняется в пределах  $\nu_M \approx 10^{12} \text{—} 10^{13} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ .

Если положить, что максимальное значение скорости обтекания  $V \approx V_A \approx 10^6 \text{—} 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $U_p \approx 0,1 V$ , из формулы (7) получим  $\delta \approx 10 \text{—} 10^2$ , из чего следует, что мнимая часть в (9) на три порядка и более превышает реальную.

### Заключение

Моделирование границы магнитосферы в виде МГД тангенциального разрыва подтверждает устойчивость дневной стороны магнитосферы по отношению к малым возмущениям и дает ясную картину генерации и распространения в этой области МГД-волн.

*Авторы статьи выражают глубокую благодарность профессору А. А. Рухадзе за полезные консультации.*

*Данный проект осуществляется при финансовой поддержке Национального научного фонда Грузии (грант GNSF/STO6/5-025). Любая мысль, высказанная в данной публикации, принадлежит авторам и, возможно, не отражает мнения Национального научного фонда.*

### Литература

1. Dorelli J. C., Hesse M., Kuznetsova M. M., Rastaetter L.// J. Geophys. Res. 2004. V. 109. A12216. doi:10.1029/2004. JA010458.
2. Пудовкин М. И., Семенов В. С. Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. — М.: Наука, 1985.
3. Кереселидзе З. А. МГД-эффекты конечной электрической проводимости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. — Тбилиси: Изд-во ТГУ, 1986.
4. Crooker N. U., Siscoe G. L., Eastman T. E., Frank L. A., Zwiscl R. D.// J. Geophys. Res. 1984. V. 89. P. 9717.
5. Aburdjania G. D., Kereselidze Z. A., Khantadze A. G., Chkitunidze M. S.// Geomagnetism and Aeronomy. 2007. V. 47. No. 5. P. 548.
6. Spitzer L.// Physics of Fully ionized gases. — New York, Interscience Publ., Inc. 1956.
7. Shmidt I. M., Cargil P. I.// J. Geophys. Res. 2003. V. 108. A11023, doi: 10.1029/2002. JA0009325.
8. Sagdeev R. Z.// Rev. of modern Phys. 1979. V. 51. No. 1. P. 1.
9. Фридман А. М., Хорунжий О. В.// УФН. 1993. Т. 163. № 1. С. 79.
10. Kirtskalia V. G.// Planet. Space Sci. 1994. V. 6. P. 513.
11. Киртшалия В. Г., Кереселидзе З. А., Чоговадзе М. И.// Прикладная физика. 2008. № 4. С. 27—31.
12. Киртшалия В. Г., Рухадзе А. А. Краткие сообщения по физике// ФИАН. 2003. № 11. С. 50.

*Статья поступила в редакцию 15 мая 2009 г.*

## About influence of magnetic viscosity and compressibility of the solar wind on stability of a magnetopause in approach of magnetohydrodynamic tangential break

V. G. Kirtshaliya, Z. A. Kereselidze, N. I. Dzhondzholidze  
Institute of Geophysics, Tbilisi, Georgia  
E-mail: sipt@sipt.org

*The problem of a tangential break (T-B) has been solved; criteria of its stability are generalized, when compressibility and great magnetic viscosity of plasma had been considered. In particular, by means of the T-B the magnetopause is modelled in a meridian section for a day party of the magnetosphere. It is shown that magnetic viscosity, as well as compressibility of environments, can essentially influence on a condition of stability of a magnetosphere border concerning small indignations in the solar wind.*

PACS: 52.35.-q