АКАДЕМИЯ НАУК СССР

Космические исследования

ТОМ XI ВЫП. 2 МАРТ-АПРЕЛЬ 1973

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Здесь A, B, C — главные центральные моменты инерции системы спутник — гироскопы; углы α (тангаж), β (рысканье), γ (крен) определяют положение спутника относительно орбитальной системы координат.

Перейдя к безразмерным параметрам

$$\theta_A = \frac{A}{B}, \qquad \theta_c = \frac{C}{B}, \qquad H = \frac{\overline{H}}{B\omega_0}, \qquad k_2 = \frac{\overline{k}_2}{B\omega_0^2},$$

и обозначив

$$H \sin \delta_0 = H_1, \qquad H \cos \delta_0 = H_2, \qquad H_2 + k_2 = k,$$

запишем решение системы (6) в виде

$$\alpha = 0,$$

$$\beta = \frac{H_1(\varepsilon_{12}'' - \varepsilon_{12}') + H_2(\varepsilon_{13}' + \varepsilon_{13}'')}{1 - \theta_A + 2H_2},$$

$$\gamma = \frac{H_1H_2(\Delta_k'' - \Delta_k') + k_2H_1(\Delta_H'' - \Delta_H') + k_2H_2(\Delta' + \Delta'' - \Delta_\delta' - \Delta_\delta'' - \varepsilon_{22}' - \varepsilon_{22}'')}{2[2k(1-\theta_c) + k_2H_2]}$$

$$\delta_1 = \frac{H_1H_2^2(\Delta_k' - \Delta_k'') + k_2H_1H_2(\Delta_k' - \Delta_H'') + k_2H_2^2(-\Delta' - \Delta'' + \Delta_\delta'' + \varepsilon_{22}'')}{2[2k(1-\theta_c) + k_2H_2]k} -$$

$$- \frac{[4k(1-\theta_c) + k_2H_2][H_1(\Delta_H' - \Delta_k') + H_2(\Delta_\delta' + \varepsilon_{22}') + k_2\Delta'] + k_2^2H_2\Delta'}{2[2k(1-\theta_c) + k_2H_2]k}$$

$$\delta_2 = \frac{H_1H_2^2(\Delta_k' - \Delta_k'') + k_2H_1H_2(\Delta_H' - \Delta_k'') + k_2H_2^2(-\Delta' - \Delta'' + \Delta_\delta' + \varepsilon_{22}')}{2[2k(1-\theta_c) + k_2H_2]k} +$$

$$+ \frac{[4k(1-\theta_c) + k_2H_2][H_1(\Delta_H'' - \Delta_k'') - H_2(\Delta_\delta'' + \varepsilon_{22}'') - k_2\Delta''] - k_2^2H_2\Delta''}{2[2k(1-\theta_c) + k_2H_2]k}. \qquad (7)$$

Формулы (7) определяют статические ошибки системы. Наибольший интерес представляют выражения для углов α, β, γ. С их помощью можно определить точность стабилизации спутника при заданной точности изготовления конструкции.

Отметим, что ошибка по углу α равна нулю. Так как стабилизация по тангажу осуществляется только за счет гравитационных моментов, а гироскопы дополнительных восстанавливающих моментов относительно оси тангажа не создают, то их погрешности не влияют на угол α. Ошибка по углу рысканья определяется погрешностями только в расположении осей прецессии гироскопов.

При оптимальных с точки зрения минимума времени затухания переходных процессов параметрах системы [2]

$$\theta_A = 0{,}857, \quad \theta_C = 0{,}143, \quad k_2 = -0{,}078, \quad H = 0{,}476; \quad \delta_0 = 65^\circ{,}78$$

выражения для углов β и γ принимают вид:

$$\beta = 0{,}813(\varepsilon_{12}'' - \varepsilon_{12}') + 0{,}366(\varepsilon_{13}' + \varepsilon_{13}''),$$

$$\gamma = 0{,}228(\Delta_k'' - \Delta_k') - 0{,}0906(\Delta_H'' - \Delta_H') - 0{,}0409(\Delta' + \Delta'' - \Delta_\delta' - \Delta_\delta'' - \varepsilon_{22}' - \varepsilon_{22}'').$$

Дата поступления
18 апреля 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Сарычев. Astronautica acta, **14**, 299, 1969.
2. В. А. Сарычев, К. В. Луканин. Оптимальные параметры системы гравитационной стабилизации спутников с гиродемпфированием, Препринт № 46, ИПМ АН СССР, 1971.

Н. А. Цыганенко

ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ

Космические эксперименты показывают [1—3], что типичная структура магнитосферного шлейфа включает в себя три характерных области: а) высокоширотный хвост, где наблюдается сравнительно интенсивное и устойчивое магнитное поле, б) широкий ($\sim$5—6 R_E) плазменный слой, совпадающий с областью заметной депрессии и повышенных флуктуаций магнитного поля и в) тонкий нейтральный слой, при переходе через который происходит обращение знака горизонтальной компоненты поля B_x, т. е. резкое обращение направления вектора **B**. В [4] рассматривался возможный механизм возникновения токов нейтрального слоя. В модели существенно наличие более широкого плазменного слоя, частицы которого, пересекая нейтральный слой, испытывают в нем упорядоченное смещение. В настоящей работе рассматривается одна из возможных самосогласованных моделей плазменного слоя, требующая присутствия токового слоя в центре всей конфигурации.

Основными допущениями являются: 1) возможность описания плазменного слоя уравнением Власова, 2) пренебрежение вертикальной к слою компонентой магнитного поля. Вопрос о роли шумов в плазменном слое изучен в настоящее время весьма слабо, в силу чего первое допущение, вообще говоря, неочевидно и требует специального экспериментального и теоретического обоснования. Тем не менее, можно предположить, что в спокойных условиях флуктуации относительно малы и слабо влияют на движение частиц. В пользу этого свидетельствуют также оценки, полученные в [5], согласно которым относительная амплитуда флуктуаций велика лишь в непосредственной близости от нейтрального слоя. Второе допущение ограничивает рассмотрение достаточно удаленными участками шлейфа, поскольку в ближнем хвосте (особенно в утреннем секторе [1]) поперечная компонента поля достигает ощутимой величины 3—5 γ [2].

Направим ось z прямоугольной системы координат перпендикулярно плоскости симметрии плазменного слоя xy. Будем считать, что параметры слоя меняются лишь в направлении оси z, т. е. задача одномерная. Следуя подходу, развитому в работах по физике бесстолкновительного пинча [6—9], будем описывать плазменный слой протонной и электронной функциями распределения, зависящими только от интегралов движения частиц и являющимися, таким образом, стационарными решениями уравнения Власова:

$$f_p(x, v_x, v_y, v_z) = c_p \exp\left[-m_p(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) / 2kT_p - e\varphi(z) / kT_p\right] \times \\ \times \exp\left[-(eA(z) / c + m_p v_y)^2 / \varepsilon_p^2\right], \qquad (1)$$

$$f_e(z, v_x, v_y, v_z) = c_e \exp\left[-m_e(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) / 2kT_e + e\varphi(z) / kT_e\right] \times \\ \times \exp\left[-(eA(z) / c + m_e v_y)^2 / \varepsilon_e^2\right], \qquad (2)$$

где v_x, v_y, v_z — составляющие скорости частицы; T_p и T_e — температуры протонной и электронной компонент; m_p и m_e — массы частиц обоих сортов; $A(z)$ — y-компонента магнитного вектор-потенциала; $\varphi(z)$ — потенциал электрического поля, необходимость введения которого обусловлена различием m_p и m_e; c_p и c_e — нормировочные константы; e — заряд протона. Как видно, (1) и (2) представляют собой обычные максвелловские распределения, умноженные на экспоненту, дающую гауссовское распределение частиц в пространстве потенциала $A(z)$, т. е. по магнитным силовым линиям [9]. Постоянные ε_p и ε_e определяют в этом пространстве характерную толщину слоя по протонам и электронам соответственно. Полагая в центре слоя

$$\varphi(0) = A(0) = 0, \qquad (3)$$

находим из (1) и (2) плотности обеих компонент:

$$n_p = \int f_p\, d\mathbf{v} = n_{p0} \exp\left[-\frac{e^2/(c^2\varepsilon_p^2)A^2(z)}{1 + 2kT_p m_p/\varepsilon_p^2} - e\varphi(z)/kT_p\right], \qquad (4)$$

$$n_e = \int f_e\, d\mathbf{v} = n_{e0} \exp\left[-\frac{e^2/(c^2\varepsilon_e^2)A^2(z)}{1 + 2kT_e m_e/\varepsilon_e^2} + e\varphi(z)/kT_e\right], \qquad (5)$$

где n_{p0} и n_{e0} — плотности в центре слоя. Условие квазинейтральности плазмы в произвольной точке влечет за собой, с учетом (3): $n_{p0} = n_{e0} \equiv n_0$ и

$$\varphi(z) = -(ke/c^2)A^2(z)\frac{(\varepsilon_p^2 + 2kT_p m_p)^{-1} - (\varepsilon_e^2 + 2kT_e m_e)^{-1}}{(T_p^{-1} + T_e^{-1})}. \qquad (6)$$

Существование в реальном плазменном слое постоянного электрического поля (6) представляется маловероятным и не подтверждается экспериментальными данными. Действительно, если не накладывать ограничений на ε_p и ε_e, то с точностью до порядка величины имеем из (6):

$$\varphi(z) \sim (kT_p e / \varepsilon_p^2 c^2)A^2(z) \sim (e / m_p c^2)A^2(z).$$

Дифференцируя по z и оценивая вектор-потенциал $A(z)$ как произведение характерной толщины слоя d на магнитное поле B, получаем для электрического поля:

$$E \sim (eB^2 d) / (m_p c^2). \qquad (6')$$

Подставляя в (6′) типичные наблюдаемые значения: $B \sim 10\,\gamma = 10^{-4}$ *гс*, $d \sim 3\,R_e \approx$ $\approx 2 \cdot 10^9$ *см*, получаем оценку: $E \sim 10^{-3}$ *в/см*, что на 2—3 порядка выше, чем наблюдаемое в экспериментах крупномасштабное электрическое поле магнитосферной конвекции. Электродрейф частиц, вызванный таким полем, привел бы к резкой асимметрии плазменного слоя в направлении утро — вечер, что противоречит основным результатам экспериментов на спутниках «Вела» [10]. В действительности часто наблюдаемые в слое электромагнитные шумы приводят, по-видимому, к установлению практически идеальной квазинейтральности. В соответствии с этими доводами потребуем: $\varphi(z) \equiv 0$, чего легко достичь, положив с учетом $m_p \gg m_e$, $T_p \sim T_e$:

$$\varepsilon_e^2 = \varepsilon_p^2 + 2k(m_pT_p - m_eT_e) \approx \varepsilon_p^2 + 2kT_pm_p. \tag{7}$$

Таким образом бóльшая глубина проникновения протонов в магнитное поле компенсируется несколько более широким профилем распределения электронов.

Суммарная плотность тока находится из (1) и (2) с учетом (7) как:

$$j(z) = e\int v_yf_p\,d\mathbf{v} - e\int v_yf_e\,d\mathbf{v} = -(2e^2/c\varepsilon_p^2a_p)(p_p + p_e)A(z)\exp[-e^2A^2(z)/(c^2\varepsilon_p^2a_p)], \tag{8}$$

где $p_{p,\,e} = n_0kT_{p,\,e}$ — давления обеих компонент плазмы в центре слоя, $a_p = 1 +$ $+ 2kT_pm_p / \varepsilon_p^2$. Исключив из (8) плотность тока, с помощью уравнения Максвелла

$$d^2A / dz^2 = -(4\pi / c)j(z)$$

приходим к нелинейному уравнению 2-го порядка для магнитного потенциала:

$$d^2A / dz^2 = CA(z)\exp(-FA^2), \tag{9}$$

где $0 < z < +\infty$, C и F — постоянные, определяемые параметрами слоя. Важной особенностью уравнения (9) является то, что граничное условие $B_x(0) =$ $= dA / dz|_{z=0} = 0$ (второе условие есть (3)) приводит к единственному решению $A \equiv 0$, т. е. для возникновения токов в плазме, описываемой формулами (1) и (2), необходимо:

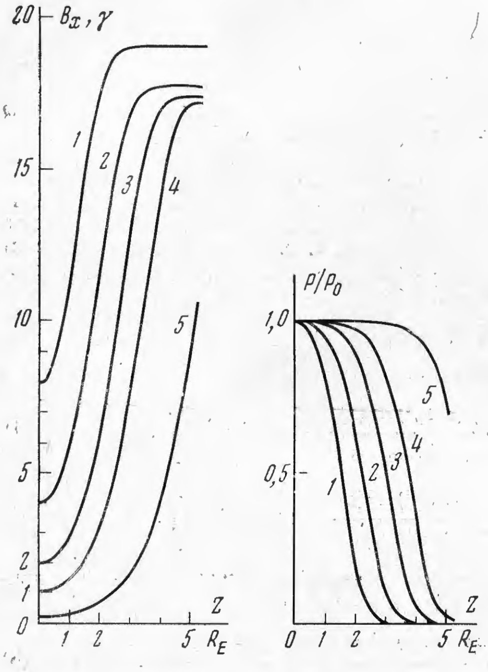
$$dA / dz|_{z=+0} = B_x(+0) \equiv -B_0 \neq 0. \tag{10}$$

Поскольку в нашей задаче потенциал $A(z)$ есть четная функция z, то для нижнего полупространства ($-\infty <$ $< z < 0$)

$$dA / dz|_{z=-0} = B_x(-0) = B_0. \tag{10′}$$

Таким образом, в данном случае необходимым условием существования плазменного слоя является скачок B_x с обращением знака при переходе через плоскость $z = 0$, т. е. наличие дополнительного бесконечно тонкого токового слоя с линейной плотностью:

$$i = (c / 4\pi)[B_x(+0) - B_x(-0)] = (cB_0 / 2\pi). \tag{11}$$



Профили магнитного поля и давления плазмы (в относительных единицах) в самосогласованных моделях слоя с различными значениями тока в плоскости $z = 0$

На рисунке слева показаны кривые изменения магнитного поля в описанной выше самосогласованной модели плазменного слоя, полученные в результате численного решения (9) для нескольких значений B_0. Номерам кривых *1—5* соответствуют следующие значения: $B_0 = 8$; 4; 2; 1; 0,2 (в гаммах). Остальные параметры слоя полагались близкими к типичным их значениям, наблюдаемым в экспериментах: $T_p = 6{,}2 \cdot 10^7$ °K, $T_e = 1{,}55 \cdot 10^7$ °K, $n_0 \approx 0{,}1$ *см*$^{-3}$. Плотность частиц n_0 задавалась, исходя из соотношения

$$n_0k(T_p + T_e) = B_{\text{вн}} / 8\pi$$

так, чтобы интенсивность магнитного поля вне плазменного слоя $B_{\text{вн}}$ составляла 15—20 γ. Параметр ε_p был выбран таким, чтобы толщина слоя по порядку величины также соответствовала данным спутников [10]: $d \sim 4$—$6\,R_E$; при этом оказалось

$ep^2 / 2m_p kT_p \approx 10$. Справа на рисунке даны соответствующие профили давления плазмы. Из графиков видно, что толщина слоя d сравнительно малочувствительна к B_0, т. е. к интенсивности токов нейтрального слоя в диапазоне $1\gamma < B_0 < 10\gamma$; вместе с тем $d \to \infty$ при $B_0 \to 0$.

Поясним вкратце физический смысл результата. Легко видеть. что уравнение типа (9) может быть получено для любой функции распределения, имеющей вид общего решения уравнения Власова для одномерной модели:

$$f(z, v_x, v_y, v_z) = \Phi(E, p_y),$$

$$E = m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) / 2 + e\varphi; \quad p_y = mv_y + eA / c \tag{12}$$

при единственном условии четности $\Phi(E, p_y)$ по второму аргументу. Поскольку при малых $A(z)$ (т. е. в достаточной близости от центра слоя) $p_y \approx mv_y$, то это условие означает симметричность распределения частиц по v_y для центральной части слоя, что в свою очередь приводит к обращению в нуль плотности токов во всем пространстве и необходимости введения дополнительных источников для их возбуждения. В [6] рассматривалась асимметричная по v_y функция распределения, что позволило обойтись без дополнительных токов. Однако, как показывается в работах [7, 8], гладкий переход магнитного поля через нуль приводит к быстрому развитию неустойчивостей в очень узком слое, где магнитное поле практически не влияет на движение частиц. Последующая диффузия в пространстве скоростей приводит к нелинейной стабилизации слабой турбулентности в тонком слое [5]. Таким образом, и в этом случае плазменный слой делится на две качественно различные зоны.

Автор благодарит М. И. Пудовкина за критические замечания.

Дата поступления
3 апреля 1972 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. W. Speiser, N. F. Ness. J. Geophys. Res., **72**, 131, 1967.
2. D. H. Fairfield, N. F. Ness. J. Geophys. Res.. **75**, 7032. 1970.
3. A. Hruska, J. Hruskova. J. Geophys. Res., **75**, 2449, 1970.
4. М. И. Пудовкин, Н. А. Цыганенко. Planet. Space Sci., 1972.
5. D. Biskamp, R. Z. Sagdeev, K. Schindler. Cosmic Electrodynamics, **I**, 297, 1970.
6. E. G. Harris. Nuovo Cimento, **23**, 115, 1962.
7. M. Dobrowolny. Nuovo Cimento, **55B**, 427, 1968.
8. B. Coppi, G. Laval, R. Pellat. Phys. Rev. Lett., **16**, 1207, 1966.
9. K. Lackner. J. Geophys. Res., **75**, 3180. 1970.
10. S. J. Bame, J. R. Asbridge, H. E. Felthauser, E. W. Hones, Jr. I. B. Strong. J. Geophys. Res., **72**, 113, 1967.

УДК 550.388.2

Г. Г. Гетманцев, Г. П. Комраков, В. П. Иванов, И. В. Попков, В. Н. Тюкин

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ПАРАМЕТРОВ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОСФЕРЫ НА СПУТНИКЕ «КОСМОС-381»

На борту спутника «Космос-381», запущенного 2.XII 1970 г., для измерения электронной концентрации и ее неоднородностей был установлен высокочастотный импедансный зонд. Орбита спутника «Космос-381» была близка к круговой, она имела высоту около 1000 *км* и была наклонена к плоскости экватора под углом 74°. Высокочастотный импедансный метод измерения электронной концентрации в ионосфере описан в работе [1]. Электронная концентрация в ионосфере определялась путем измерения величины изменений емкости датчика зонда в зависимости от изменений диэлектрической постоянной ионосферы на частоте $f = 3$ *Мгц*. Датчиком зонда служил металлический штырь длиной 90 *см*. Емкость металлического штыря в свободном пространстве составляла 16 *пф*. Высокочастотное напряжение, подводимое к металлическому штырю, равнялось 0,5 *в*. В аппаратуре применена коммутация металлического штыря и эквивалента емкости его в свободном пространстве к контуру генератора. Частота коммутации была равна $F = 1 \div 1{,}2$ *кгц*. Изменение емкости металлического штыря под влиянием ионосферной плазмы вызывает пропорциональные изменения частоты генератора. В дискриминаторе изменения частоты генератора