

УДК 533.932

НАРУШЕНИЕ АДИАБАТИЧНОСТИ ДВИЖЕНИЯ ЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ НА ГРАНИЦЕ ЗАХВАТА В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

С. Н. Кузнецов, А. Ю. Рыбаков

(НИИЯФ)

Изучается устойчивость движения захваченных заряженных частиц в магнитосфере, описываемой моделью Цыганенко, вблизи границы замкнутых дрейфовых оболочек.

Введение

В магнитосфере присутствуют источники, которые могут создавать частицы любой жесткости. Такими источниками являются распад нейтронов альbedo галактических космических лучей, обдирка ионов аномальной компоненты космических лучей, проникновение солнечных космических лучей при магнитных возмущениях. Спектр захваченных магнитным полем Земли энергичных частиц ограничен при высоких энергиях. Эта граница зависит от L -оболочки, она возникает из-за флуктуаций магнитного момента, и поэтому частицы попадают в конус потерь.

В первом приближении магнитное поле Земли может считаться дипольным. Общий случай движения заряженных частиц в магнитном поле диполя был рассмотрен Штёрмером [1]. Расчеты траекторий движения частиц в земном магнитном поле чрезвычайно громоздки. Поэтому для частиц невысоких энергий Альвен предложил метод, опирающийся на теорию возмущений и позволяющий решить задачу на основе представлений об адиабатических инвариантах [2].

Условием применимости метода возмущений является малость параметра адиабатичности χ :

$$\chi = \frac{\rho_L}{R} \ll 1,$$

где ρ_L — ларморовский радиус на экваторе при питч-угле $\alpha = 90^\circ$, R — радиус кривизны силовой линии. При $\chi < 0,75$ движение частицы является финитным. Частицы, проникающие в магнитосферу извне, имеют $\chi > 0,75$.

Наиболее важным является первый адиабатический инвариант

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \frac{mv^2}{2B} \sin^2 \alpha,$$

или магнитный момент частицы, где m — масса частицы, v — ее скорость, v_{\perp} — поперечная силовой линии составляющая скорости, B — индукция магнитного поля. Магнитный момент сохраняется в системе координат, движущейся со скоростью дрейфа. В большинстве случаев в магнитосфере Земли дрейфовые скорости значительно меньше скоростей частиц, поэтому можно пользоваться неподвижной системой координат. Однако для протонов с энергиями в десятки МэВ и выше пренебрежение скоростью дрейфа приводит к значительным ошибкам в определении питч-угла.

Колебаниям частицы вдоль траектории ее ведущего центра соответствует второй адиабатический инвариант

$$J = \oint p_{\parallel} ds = p \oint \cos \alpha ds = p \oint \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} ds,$$

где интегрирование ведется между точками отражения, p — импульс частицы, p_{\parallel} — продольная составляющая импульса.

Как было показано в работах [3–5], в случае дипольного поля для выполнения условия адиабатичности движения частицы достаточно $\chi < 0,1$, если $\chi > 0,1$, появляются заметные необратимые флуктуации магнитного момента, т. е. движение становится неадиабатическим. Согласно [6] несохранение магнитного момента вызвано резонансным взаимодействием между колебаниями частицы по разным степеням свободы, в первую очередь между ларморовским вращением и движением между точками отражения. Флуктуации μ приводят к изменению высоты точек отражения частицы, что может вызвать ее гибель.

Как модель траектории ведущего центра используется центральная траектория (ЦТ) [3–5], а не силовая линия. ЦТ — это траектория ведущего центра частицы, инжектированной из центра диполя вдоль силовой линии, т. е. с $\alpha = 0^\circ$ или 180° . Тогда на траектории частицы между точкой отражения и экватором сохраняется квазиадиабатический инвариант

$$\mu^* = \frac{mv^2}{2B} \sin^2 \alpha^*,$$

где α^* — квазипитч-угол (угол между вектором скорости и касательной к ЦТ). На экваторе ЦТ может испытывать излом, величина которого определяет среднюю величину необратимых флуктуаций магнитного момента μ^* [5], т. е. при пересечении экваториальной плоскости магнитный момент μ^* может испытывать необратимое изменение, приводящее к изменению широты точек отражения. При стремлении параметра адиабатичности к нулю ЦТ переходит в силовую линию. Таким образом, ЦТ является лучшей моделью траектории ведущего центра, чем силовая линия.

Для описания реального магнитного поля Земли часто используют модель Цыганенко [7]. В работе [8] указывается, что высыпание электронов вблизи границы их захвата происходит из-за несохранения первого адиабатического инварианта. Модель Цыганенко использовалась в работах [9, 10] для нахождения границы изотропного питч-углового распределения электронов и протонов в магнитосфере Земли, вызванного нарушением первого адиабатического инварианта.

Методы решения задачи

Изучалось движение протонов с энергиями от 1 кэВ до 100 МэВ в магнитном поле, описываемом моделью Цыганенко 1989 г. В качестве внутреннего поля для модели Цыганенко использовалось диполь-

ное поле. Как основное уравнение для численных расчетов траекторий частиц использовалось уравнение движения

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}].$$

Для численного моделирования задавались следующие характеристики: модель поля (дипольное или модель Цыганенко), планетарный индекс геомагнитной активности K_p (для модели Цыганенко), энергия частицы, инвариантная широта Λ , с которой частица запускалась, и местное время MLT. Расчеты проводились для частицы, запускаемой с поверхности Земли вдоль силовой линии. Тем самым практически удовлетворялись условия движения по центральной траектории. Были выбраны широты от 58 до 72° , что соответствует областям магнитосферы, где поле уже достаточно сильно отличается от дипольного, и MLT от 0 до 23 ч. Вычисления проводились для момента, когда магнитная ось Земли перпендикулярна эклиптике и поле симметрично относительно направления день–ночь. Также были проведены расчеты для момента, когда магнитная ось максимально наклонена (22 июня, MLT = 16,6 ч), и получены качественно близкие результаты.

На силовой линии, вдоль которой запускалась частица, определялись: точка минимального магнитного поля (экваториальная поверхность) и радиус кривизны R в этой точке. Для каждой частицы определялся ларморовский радиус ρ_L и параметр адиабатичности. Вычислялся второй адиабатический инвариант в форме $I = \int \sqrt{1 - B/B_m} ds$ для частиц, отражающихся в точках на силовой линии, где значение магнитного поля составляло 0,302 Гс.

Для запускаемой частицы на экваторе определялись питч-угол и ларморовская фаза. После достижения частицей точки отражения вычислялся угол рассеяния на экваторе: $\Delta\alpha_0 = \arcsin \sqrt{B_e/B_m}$ (здесь B_e — магнитное поле на экваторе, а B_m — в точке отражения). Ранее было показано, что этот угол является средним для ансамбля частиц с разными питч-углами [5].

Результаты

С использованием модели Цыганенко нами получены зависимости: параметра адиабатичности от широты Λ и местного времени MLT; угла рассеяния на экваторе от параметра адиабатичности χ , широты Λ и местного времени MLT; второго адиабатического инварианта от широты Λ и MLT. Результаты расчета сравниваются с зависимостями, полученными на основе дипольного приближения.

На рис. 1 приведена зависимость отношения параметра адиабатичности в модели Цыганенко и в дипольном поле от широты Λ для разного времени MLT. Хорошо заметно отличие параметров, определяемых с использованием этих двух моделей на ночной стороне магнитосферы начиная с широты 62° и на дневной — с широты 65° . Для всех расчетов в модели Цыганенко использовались значения χ от 0,1 до 0,5.

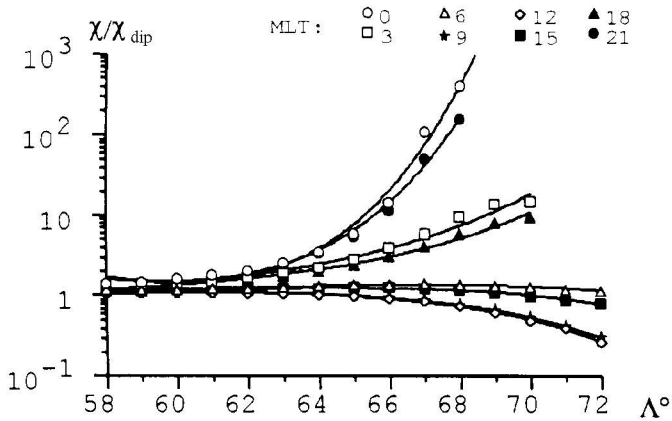


Рис. 1. Зависимость отношения параметра адиабатичности в модели Цыганенко к параметру адиабатичности в дипольном поле от широты Λ и местного времени MLT

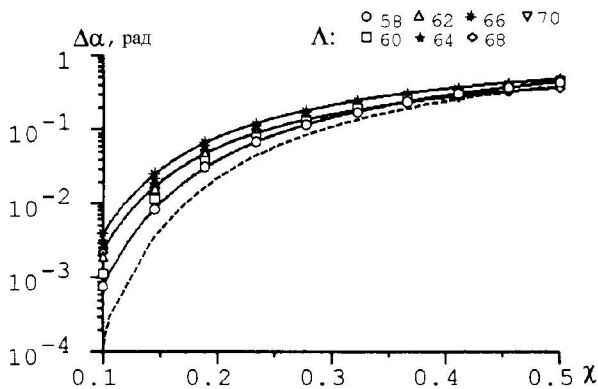


Рис. 2. Зависимость угла рассеяния на экваторе от параметра адиабатичности для разных широт при MLT=0 ч. Пунктиром показана зависимость для дипольного поля. Сплошные линии — аппроксимация для широт $\Lambda = 58, 65$ и 71°

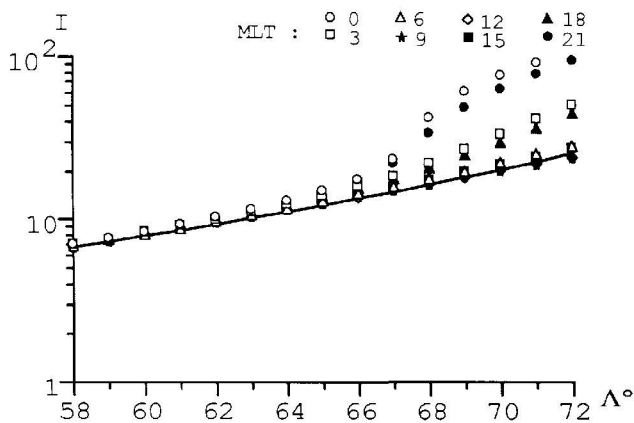


Рис. 3. Зависимость второго адиабатического инварианта от широты Λ для различных MLT в модели Цыганенко (точки) и в дипольном поле (линия)

На рис. 2 показана зависимость угла рассеяния на экваторе от параметра адиабатичности χ для разных широт Λ при MLT=0 ч в модели Цыганенко с $K_p = 3$ и в дипольной модели (пунктирная линия). В магнитосфере, описываемой моделью Цыганенко, при данном значении параметра адиабатичности χ в ночные часы угол рассеяния больше, чем в дипольном поле. Это вызвано уменьшением магнитного поля за счет вытягивания магнитосферы. Аналогичные зависимости были получены и для MLT=1, 2, ...,

23 ч. В дневные часы зависимость $\Delta\alpha_0(\chi)$ близка к дипольной лишь на широтах до 65° .

Если частица дрейфует вокруг Земли, то, используя предположение о сохранении второго адиабатического инварианта, можно определить параметр адиабатичности χ и величину угла рассеяния $\Delta\alpha_0$ при разных MLT во время дрейфа и таким образом предсказать поведение частицы.

На рис. 3 показана зависимость второго адиабатического инварианта I от широты Λ для различных MLT в модели Цыганенко и дипольном поле. Существенное отличие второго инварианта при различных MLT на одних и тех же широтах, когда $\Lambda > 64^\circ$, приводит к асимметрии дрейфовых оболочек.

Мы аппроксимировали результаты наших расчетов в следующей форме:

$$\chi = \chi_{dip} \exp[f_1 + f_2/\cos \Lambda + f_3/\cos^2 \Lambda],$$

где для MLT=0, 1, ..., 11 ч

$$f_1 = -6,06 + 57,7 e^{T/2},$$

$$f_2 = 5,61 - 57,3 e^{-T/2},$$

$$f_3 = -1,25 + 14,3 e^{T/2},$$

и для MLT=12, 13, ..., 23 ч

$$f_1 = -1,06 + 120,4 e^{T/2},$$

$$f_2 = 0,65 - 119 e^{-T/2},$$

$$f_3 = -0,0049 + 29,5 e^{T/2},$$

$$\Delta\alpha = \exp[F_1 + F_2 \cos \Lambda] \chi^{F_3 + F_4 \cos \Lambda} \times \exp\{[F_5 + F_6 \cos \Lambda]/\chi\},$$

$$F_1 = -1,26 + 1,27 \sin(T\pi/12) + 0,79 \cos(T\pi/12),$$

$$F_2 = 4,35 - 2,19 \sin(T\pi/12) - 1,99 \cos(T\pi/12),$$

$$F_3 = -1,87 + 1,21 \sin(T\pi/12) - 0,64 \cos(T\pi/12),$$

$$F_4 = 3,76 - 2,59 \sin(T\pi/12) + 1,73 \cos(T\pi/12),$$

$$F_5 = -0,84 + 0,3 \sin(T\pi/12) - 0,32 \cos(T\pi/12),$$

$$F_6 = -0,075 - 0,78 \sin(T\pi/12) + 1,15 \cos(T\pi/12),$$

где T — местное время MLT.

Данные зависимости справедливы только при широтах от 58 до 67° с ночной стороны Земли и до 72° с дневной.

Пользуясь этими зависимостями и зная энергию частицы, ее начальное положение (широту и MLT) и второй адиабатический инвариант, мы можем определить параметр адиабатичности χ и угол рассеяния $\Delta\alpha$ при дрейфе частицы вокруг Земли. Сравнивая угол рассеяния с углом раствора конуса потерь, можно определить, будет ли частица эффективно рассеиваться при данном MLT или нет. Пример такого расчета показан на рис. 4 для протонов с энергией 1 МэВ. При MLT=0 частица находилась на широтах 62, 63, 64, 65 и 66° . Для каждого MLT определялась

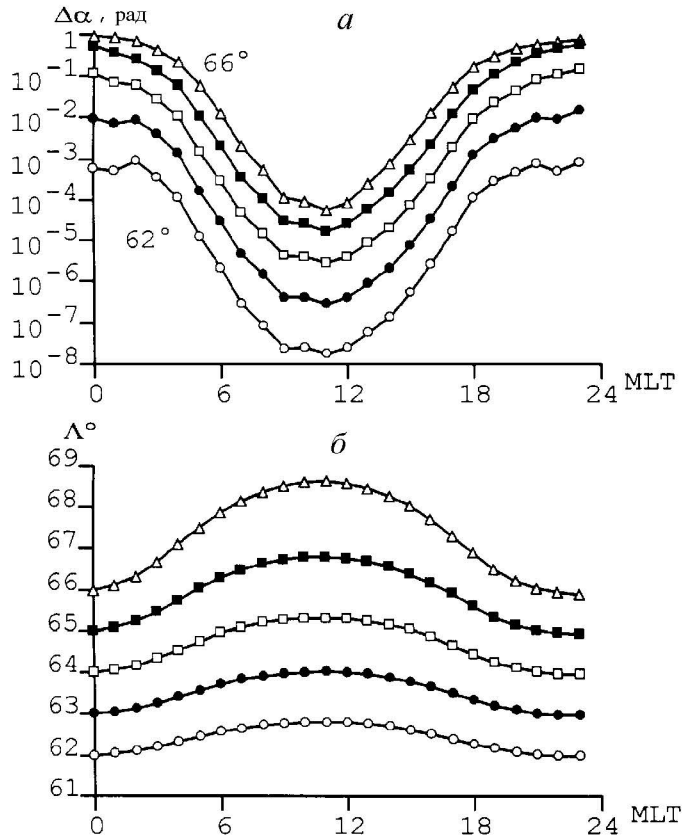


Рис. 4. Пример зависимости угла рассеяния $\Delta\alpha$ (а) и широты точек отражения Λ (б) от MLT для протонов с энергией 1 МэВ, стартующих в полночь с широт 62–66° и движущихся вокруг Земли с сохранением второго адиабатического инварианта

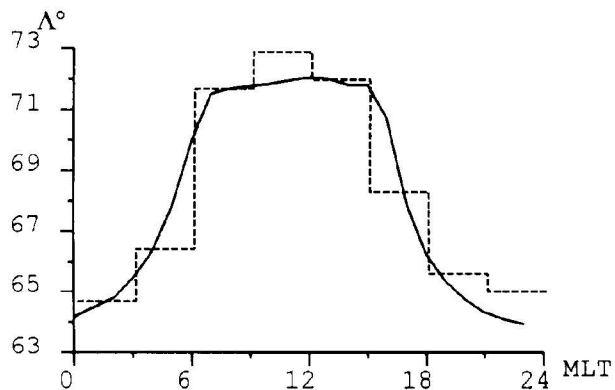


Рис. 5. Зависимость широты, на которой начинается сильное высыпание, от MLT. Пунктир — граница проникновения солнечных космических лучей

широта, на которой у протона такой же второй адиабатический инвариант, и параметр адиабатичности χ . По этим результатам определялся угол рассеяния. На дневную сторону эти частицы пришли на широты 65, 66, 67, 68 и 69° соответственно, угол рассеяния частиц на каждом колебании между точками отражения уменьшился более чем на 5 порядков. Сохранение второго инварианта приводит к асимметрии дрейфовых оболочек.

Для каждого MLT также была рассчитана широта, на которой протоны с энергией 1 МэВ рассеивались на угол, равный углу раствора конуса потерь (начало сильного рассеяния). На рис. 5 показана зави-

симость от MLT широты Λ , на которой начинается сильное рассеяние (сплошная линия), и границы проникновения потоков солнечных космических лучей [11] (пунктирная линия), которая близка к границе сильного высыпания. Таким образом, протоны проникают в магнитосферу с ночной стороны и высыпаются на той части дрейфовой оболочки, где движутся неадиабатически. При дрейфе частицы на дневную сторону χ уменьшается, и поэтому также уменьшается угол рассеяния.

Выводы

Из сравнения траекторий движения протонов в магнитном поле модели Цыганенко и дипольной модели магнитосферы Земли следует, что начиная с широты 62° на ночной стороне магнитосферы и с широты 65° на дневной стороне граница адиабатического движения частиц сильно отличается от дипольной. Получена зависимость угла рассеяния на экваторе от параметра адиабатичности χ , инвариантной широты Λ и местного времени MLT для модели Цыганенко и проведено сравнение с этими параметрами, определенными в дипольном поле. На ночной стороне магнитосферы, описываемой моделью Цыганенко, при широтах от 58 до 72° и $K_p = 3$ угол рассеяния больше, чем в дипольном поле. Частица, которая испытывала рассеяние и двигалась неадиабатически на ночной стороне, на дневной стороне может двигаться адиабатически.

Работа выполнена при поддержке фонда содействия Института «Открытое общество» (грант НВА802W).

Литература

1. Störmer C. The Polar Aurora. Oxford: Clarendon Press, 1955.
2. Альвен Х., Фельтхаммер К.-Г. Космическая электродинамика. М.: Мир, 1967.
3. Ильин В.Д., Ильин И.В., Кузнецов С.Н. // Космич. исслед. 1988. **26**, № 3, С. 420.
4. Амирханов И.В., Ильина А.Н., Ильин В.Д., Юшков Б.Ю. // Космич. исслед. 1991. **29**, № 2. С. 282.
5. Ильин В.Д., Ильин И.В., Кузнецов С.Н., Юшков Б.Ю. // Письма в ЖЭТФ. 1992. **55**, № 11. С. 621.
6. Chirikov B.V. // Rev. of Plasma Phys. Vol. 13. P. 3 / Ed. V.P. Kadomtsev. N. Y., 1987.
7. Stern D.P., Tsyganenko N.A. // Eos Trans. AGU. 1992. **73**, No. 46. P. 489.
8. Sergeev V.A., Tsyganenko N.A. // Planetary and Space Science. 1982. **30**. P. 999.
9. Bikuzina G.R., Sergeev V.A., Bosinger T. // Polar Cap Boundary Phenomena. NATO ASI Series. Series C: Mathematical and Physical Sciences. 1998. Vol. 509. P. 355.
10. Alotzman M.J., Fritz T.A. // Polar Cap Boundary Phenomena. NATO ASI Series. Series C: Mathematical and Physical Sciences. 1998. Vol. 509. P. 343.
11. Иванова Т.А., Кузнецов С.Н., Сосновец Э.Н., Тверская Л.В. // Геомагнетизм и астрономия. 1985. **25**, № 1.

Поступила в редакцию
22.03.00