

Моделирование взаимодействия галактических и солнечных космических лучей с магнитным полем Земли в процессе инверсии

О. О. Царева^{1,*}, В. Ю. Попов^{2,1,3,†}, Х. В. Малова^{4,1}, Л. М. Зеленый¹, Е. П. Попова^{4,5}, М. В. Подзолко⁴

¹Институт космических исследований РАН, Россия, 117997, Москва, Профсоюзная ул., 84/32

²Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

Россия, 101000, Москва, Мясницкая ул., д. 20

³Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына МГУ имени М. В. Ломоносова

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

⁵Институт физики Земли имени О. Ю. Шмидта РАН

Россия, 123242, Москва, Б.Грузинская ул., д. 10, стр. 1

(Статья поступила 14.06.2018; Подписана в печать 04.07.2018)

Для исследования радиационной обстановки на Земле и в околоземном пространстве во время инверсии геомагнитного поля, о начале которой свидетельствует ряд наблюдений, разработана численная модель, позволившая вычислить и сравнить потоки космических лучей в магнитосфере Земли в присутствии и в отсутствие дипольной составляющей поля. Квадрупольная составляющая при этом предполагалась неизменной. Согласно вычислениям, в момент инверсии общий радиационный фон на Земле увеличится в 3 раза, а на орбите МКС — в 14 раз. Радиационные пояса в такой конфигурации поля неустойчивы. Поэтому мы рассмотрели второй сценарий инверсии с аксиально симметричным квадруполем. С помощью теории Штермера и численного моделирования, мы определили области захвата частиц (в диполе, квадруполе и их суперпозиции) и дозы радиации в них в процессе инверсии поля.

PACS: 91.25.Cw, 91.25.Mf, 94.30.Xy, 94.30.Hn, 94.20.wq

УДК: 550.383.7; 550.384; 537.624.8; 551.521

Ключевые слова: инверсия магнитного поля, геомагнитное поле, радиационная опасность, геомагнитное динамо, радиационные пояса, теория Штермера, квадруполь.

ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитное поле Земли \mathbf{V}_{Earth} подвержено непрерывным изменениям, о чем свидетельствуют палеомагнитные данные. Самые длительные и крупномасштабные изменения поля — это инверсии. Считается, что магнитные инверсии происходят случайным образом, а периоды между ними могут длиться от десятков тысяч до миллионов лет. Существующая методика определения времени инверсий основывается на палеомагнитном методе, который может давать разброс до от десятков тысяч до сотен тысяч лет, поскольку приходится сравнивать образцы почвы вокруг вулканов по всей Земле. В силу этого, прогноз инверсий является очень приблизительным [1].

По последним наблюдениям современное магнитное поле ослабевает, его магнитные полюса смещаются, напряженность магнитного поля в Южно-Атлантической аномалии уменьшается, а ее размер увеличивается. Все эти факты позволяют говорить о начале первой в истории существования человечества инверсии магнитного поля спустя 730 тыс. лет [2].

В данной работе мы используем модель эволюции магнитного поля Земли, основанную на модели $\alpha\Omega$ -динамо и экстраполяции коэффициентов разложения ряда Гаусса [3].

Геомагнитное поле Земли определяется аналитически с использованием модели IGRF-12 [3], где приняты во внимание два первых мультиполя:

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_{dip} + \mathbf{V}_{quad}. \quad (1)$$

Компоненты магнитного диполя \mathbf{V}_{dip} в геоцентрической системе координат (r, θ, ϕ) имеют вид:

$$\begin{aligned} B_r^{dip} &= 2 \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 (g_1^0 \cos \theta + (g_1^1 \cos \phi + h_1^1 \sin \phi) \cdot \sin \theta), \\ B_\theta^{dip} &= - \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 (-g_1^0 \sin \theta + (g_1^1 \cos \phi + h_1^1 \sin \phi) \cdot \cos \theta), \\ B_\phi^{dip} &= - \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 (-g_1^1 \sin \phi + h_1^1 \cos \phi). \end{aligned}$$

Компоненты магнитного квадруполя \mathbf{V}_{quad} выглядят следующим образом:

*E-mail: olga8.92@mail.ru

†E-mail: masterlu@mail.ru

$$B_r^q = 3 \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{R_E}{r} \right)^4 \left(g_2^0 \frac{(3 \cos^2 \theta - 1)}{\sqrt{3}} + (g_2^1 \cos \phi + h_2^1 \sin \phi) \sin 2\theta + (g_2^2 \cos 2\phi + h_2^2 \sin 2\phi) \sin^2 \theta \right),$$

$$B_\theta^q = -\frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{R_E}{r} \right)^4 \left(-g_2^0 \sqrt{3} \sin 2\theta + (g_2^1 \cos \phi + h_2^1 \sin \phi) 2 \cos 2\theta + (g_2^2 \cos 2\phi + h_2^2 \sin 2\phi) \sin 2\theta \right),$$

$$B_\phi^q = -\frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{R_E}{r} \right)^4 \frac{1}{\sin \theta} \left((-g_2^1 \sin \phi + h_2^1 \cos \phi) \sin 2\theta + (-2g_2^2 \sin 2\phi + 2h_2^2 \cos 2\phi) \sin^2 \theta \right).$$

где $g_n^m(t)$ и $h_n^m(t)$ — коэффициенты Гаусса, медленно меняющиеся со временем t . Значения коэффициентов с 1900 по 2015 гг. известны, их экстраполяция до 4500 г. [4] показала, что, в предположении неизменной скорости убывания дипольных коэффициентов (g_1^0, g_1^1, h_1^1) , старший из них $g_1^0(t)$ обратится в нуль приблизительно в 3600-е годы. Если скорость уменьшения этого коэффициента сохранится неизменной, то в середине четвертого тысячелетия может произойти инверсия магнитного поля. При этом квадрупольная составляющая магнитного поля Земли в момент инверсии может стать доминирующей [1].

Вообще говоря, согласно нелинейной модели $\alpha\Omega$ -динамо [5, 6], величина квадрупольной составляющей в момент хаотической инверсии магнитного поля носит случайный характер. Однако в рассматриваемом сценарии инверсии мы предположили, что квадруполь сохранит свою современную конфигурацию и величину магнитного момента, в то время как магнитный дипольный момент уменьшается до нуля. Заметим, что возможны и другие сценарии магнитной инверсии, в частности:

1. дипольный магнитный момент не ослабляется, но переворачивается по направлению;
2. дипольный момент ослабляется и переворачивается одновременно;
3. квадрупольный геомагнитный момент неизменен, но в процессе инверсии его ориентация по отношению к оси вращения Земли меняется;
4. квадрупольный магнитный момент поворачивается и меняется по величине.

Заметим, что реализация всех подобных сценариев и их комбинаций возможна. Оценки говорят о том, что максимальное усиление потока радиации, попадающей в околоземное пространство, может достигаться при одновременном ослаблении дипольной и квадрупольной геомагнитных компонент. Подобный сценарий полного отсутствия магнитосферы был исследован в работе [4]. Несколько меньшее усиление потока радиации около Земли может быть следствием уменьшения до нуля дипольного поля при сохранении неизменной величины квадрупольного поля. Изменение направлений магнитного диполя или квадруполя по отношению к оси вращения Земли может приводить только

лишь к перераспределению радиационных потоков на поверхности Земли, но не к общему их уменьшению. Учитывая, что тенденция к общему уменьшению геомагнитного поля наблюдается в течение последних сотен лет [1, 4], а оценка коэффициентов аппроксимации квадрупольной геомагнитной компоненты говорит об их крайне медленной эволюции во времени, представляется достаточно реалистичным выбрать такие сценарии, при которых ослабление радиационного фона осуществляется за счет уменьшения величины дипольной компоненты, а магнитный квадруполь можно приближенно считать постоянным, причем его положение в пространстве может быть выбрано практически произвольным. С учетом вышесказанного, в настоящей работе были выбраны два соответствующих сценария инверсии геомагнитного поля.

1. РАДИАЦИОННАЯ ОБСТАНОВКА В МОМЕНТ ИНВЕРСИИ

Для нахождения увеличения радиационной опасности на поверхности Земли и околоземном пространстве в момент инверсии магнитного поля разработана численная модель, позволившая сравнить потоки галактических космических лучей (ГКЛ) и солнечных космических лучей (СКЛ) (в минимумах и максимумах солнечной активности), проникающих на Землю (с учетом атмосферы) и на орбите международной космической станции (МКС) в периоды доминирования дипольного и квадрупольного полей. В модели мы пренебрегли влиянием радиационных поясов, кольцевого и хвостового тока, а межпланетное магнитное поле \mathbf{V}_{IMF} положили равным нулю.

С расстояния $12.5 R_E$ от центра Земли (положение магнитопаузы в лобовой части магнитосферы) запускались модельные частицы с энергиями, соответствующими спектрам ГКЛ и СКЛ (ГОСТ 25645.150-90 и ГОСТ Р 25645.165-2001). Уравнение движения релятивистской частицы в постоянном во времени магнитном поле \mathbf{B} без учета электрических полей в системе СИ имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{v}, \\ m \frac{d}{dt} \mathbf{v} = Ze \sqrt{1 - \frac{|\mathbf{v}|^2}{c^2}} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]. \end{cases} \quad (2)$$

Таблица I: Мощность дозы радиации (в мЗв/день) протонов ГКЛ и СКЛ на орбите МКС в максимуме солнечной активности и на 100 км от поверхности Земли ($E > 300$ МэВ) в минимуме солнечной активности для 3-х конфигураций магнитного поля и его отсутствия

	Современное поле	Квадруполь	Без магнитного поля
МКС (максимум СА)	1.68	23.15	114.8
100 км от Земли (минимум СА)	0.47	1.32	1.91

Таблица II: Мощность дозы радиации (в мЗв/год) на поверхности Земли для 3х конфигураций магнитного поля и его отсутствия в период минимума солнечной активности

	Современное поле	Квадруполь	Без магнитного поля
На Земле (минимум СА)	0.3	0.85	1.2

В результате трассирования, собраны энергетические спектры частиц на 400 км (орбита МКС) и на 100 км (граница атмосферы) от поверхности Земли.

Так как основную долю (92%) космических лучей (КЛ) составляют протоны, будем считать, что они оказывают наиболее сильное воздействие на радиационную обстановку вблизи Земли. На поверхности Земли главный вклад в дозу радиационного облучения вносят положительные, отрицательные мюоны и нейтроны, рожденные в результате ядерных взаимодействий протонов с атмосферой. Протоны с энергией меньше порога образования пионов (~ 300 МэВ) при взаимодействии с атмосферой теряют энергию на ионизацию и возбуждение ядер атомов воздуха [7]. Таким образом, для оценки радиации на поверхности Земли были рассмотрены лишь протоны с энергией выше 300 МэВ.

Мощность эквивалентной дозы радиации в Зв (РД 50-25645.216-90) вычислялась по формуле:

$$H_R = B \int Q(E)\Phi(E)\frac{dE}{\rho dx}dE', \quad (3)$$

где $B = 1.6 \cdot 10^{-10}$ Зв·МэВ $^{-1}$ см 2 — коэффициент перехода от поглощенной энергии к дозе; $dE/(\rho dx)$ — ионизационные потери в веществе защиты, МэВ·г $^{-1}$ см 2 , описываемые известной формулой [7]; $\Phi(E')$ — дифференциальный энергетический спектр, E' — энергия на глубине защиты δ , связанная с энергией падающей на защиту E . Эквивалентная доза от протонов за плоским слоем толщиной δ — это поглощенная доза, умноженная на коэффициент качества ионизирующего излучения $Q(E)$ (ГОСТ 8.496-83 ГСИ). Для гамма-излучения (электронов) коэффициент $Q(E)$ равен единице.

На орбите МКС основной вклад в дозу радиации вносят протоны СКЛ при максимуме солнечной активности (СА), на поверхности Земли — «вторичные» частицы, возникшие благодаря взаимодействию высокоэнергичных «первичных» протонов ГКЛ с ядрами вещества при минимуме СА. В табл. I отображены рассчитанные максимальные мощности доз протонов ГКЛ

и СКЛ на орбите МКС (400 км, 51.6°) в максимуме СА и на высоте 100 км в минимуме СА.

Для оценки радиации на поверхности Земли найдено отношение мощностей доз на высоте 100 км для инверсного и современного 2015 г. полей (табл. I). Считая свойства атмосферы неизменными, мы предположили, что полученный коэффициент сохранится на поверхности Земли и в момент инверсии. Таким образом, средняя по планете доза радиации вырастет в 3 раза (или в 4 раза при полном отсутствии магнитного поля). В 2015 г. в минимуме солнечной активности облучение человека на уровне моря за счет космических лучей составило примерно $8 \cdot 10^{-4}$ мЗв/день или 0.3 мЗв/год [8]. Увеличение этой дозы примерно в 3 или даже 4 раза не будет представлять опасности для людей на Земле (табл. II).

При этом вследствие изменения конфигурации магнитного поля области повышенной радиации перераспределятся по поверхности Земли — образуются 4 новых каспа, (область внутри каспа характеризуется повышенным радиационным фоном), сегодня это северный и южный полюса (рис. 1). Это может негативно сказаться на здоровье людей, живущих в данных регионах.

На орбите МКС мощность доз увеличится в 14 раз в связи с широтным перераспределением радиации и за год составит 8500 мЗв (без защиты), данное значение значительно превышает допустимый уровень радиации в 200 мЗв, что может существенно ограничить срок пребывания космонавтов на орбите. Таким образом, может потребоваться коррекция орбит космических аппаратов или увеличение плотности защиты скафандра и обшивки корабля.

2. РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА В ПРОЦЕССЕ ИНВЕРСИИ

Продолжая исследование радиационной обстановки в околоземном пространстве во время инверсии, мы

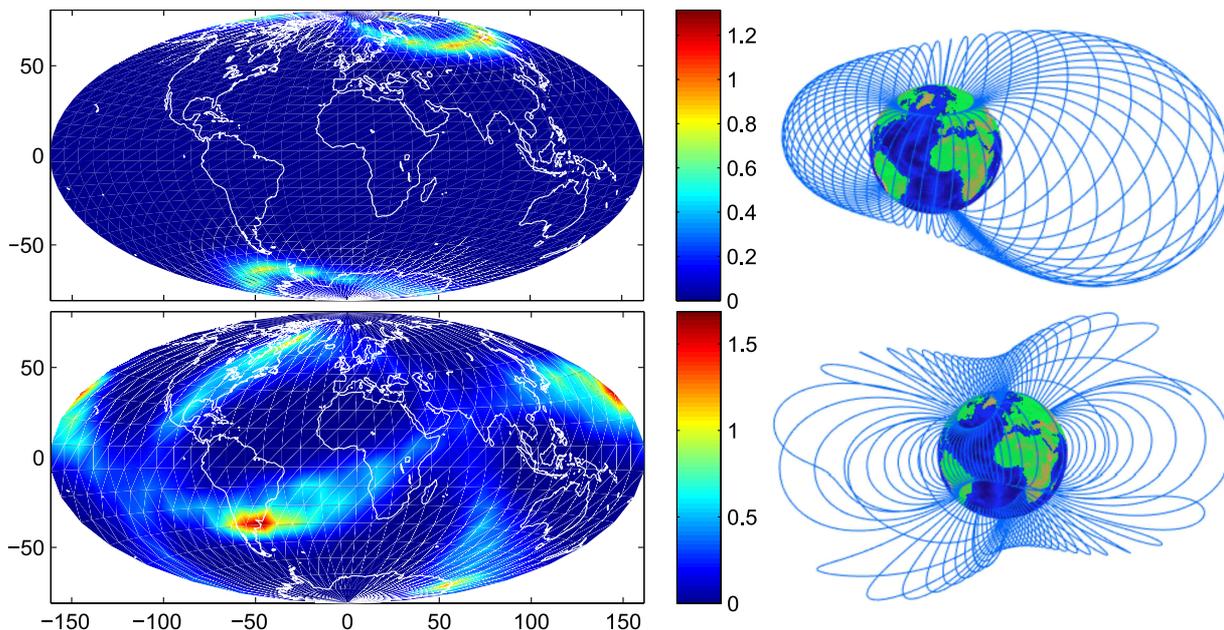


Рис. 1: Процентное отношение протонов на поверхности Земли к общему числу протонов, долетевших до границы атмосферы Земли (100 км) и соответствующие силовые линии полей в 2015 г. (вверху), в квадруполь (внизу)

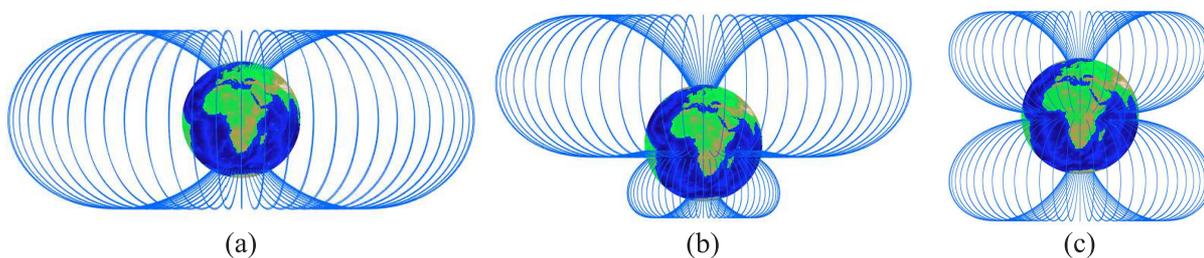


Рис. 2: Магнитные силовые линии осесимметричного диполя (а), 2.5% диполя с квадруполем (б) и квадруполя (в)

уделили также внимание частицам, образующим радиационные пояса. Среди всех возможных топологий квадруполя области устойчивого захвата заряженных частиц существуют только в осесимметричной конфигурации поля [9], которая определяется старшим квадрупольным коэффициентом Гаусса g_2^0 . Таким образом, для оценки максимально возможной дозы радиации ЕРПЗ мы рассмотрели сценарий инверсии, согласно которому современная аксиально квазисимметричная дипольная составляющая поля со временем обращается в нуль, а квадрупольная составляющая становится доминирующей и осесимметричной. Вероятность реализации предложенного сценария инверсии невелика.

Для нахождения областей захвата частиц мы развили теорию Штермера на осесимметричный квадруполь [10, 11], а также на суперпозицию диполя с квадруполем. На рис. 2 изображены магнитные силовые линии этих полей $[\mathbf{B} \times \mathbf{dr}] = 0$.

Квадрупольное магнитное поле стационарно и аксиально-симметрично. Отсюда следуют два интеграла движения — полная энергия $|v| = const$

и обобщенный импульс азимутального движения в СИ:

$$M_\phi = R(mv_\phi + eA_\phi) = const, \quad (4)$$

где $R = r \sin \theta$ — расстояние до оси z , азимутальный потенциал квадруполя имеет вид

$$A_\phi = \frac{3}{2} \mu_2^0 \frac{r \sin \theta \cos \theta}{r^4}, \quad (5)$$

где $\mu_2^0 = |g_2^0| R_E^4$ для удобства обозначим как модуль квадрупольного магнитного момента.

Для релятивистской частицы (с массой $m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$) существуют две устойчивые круговые орбиты, расположенные симметрично относительно экваториальной плоскости квадруполя на магнитных широтах $\lambda = \pm 26.6^\circ$ ($\lambda = \pi/2 - \theta$). Приравняв центробежную и магнитную силы на этих широтах в радиальном направлении

$$\frac{mv^2}{r \cos \lambda} = evB = ev \frac{3}{2} \frac{\mu_2^0}{r^4} \sqrt{4 \sin^4 \lambda + \cos^4 \lambda}, \quad (6)$$

Таблица III: Штермеровские радиусы и диапазон изменения параметра γ , при котором существует область устойчивого захвата протонов с энергией 1 МэВ в суперпозиции полей с различной дипольной составляющей. Процент диполя указан от старшей дипольной составляющей современного поля g_1^0

Диполь	$c_{st}^{(-)}, R_E$	$\lambda^{(-)}(1, c_{st}^{(-)})$	$\gamma^{(-2)}$	$\gamma^{(-1)}$	$c_{st}^{(+)}, R_E$	$\lambda^{(+)}(1, c_{st}^{(+)})$	$\gamma^{(+1)}$	$\gamma^{(+2)}$
8%	10.3	0°	-6.92	-0.9912	1.3	-85°	0.0209	2.50
5%	8.3	0°	-6.67	-0.9773	2.1	-74°	0.0786	4.11
2.5%	6.4	0°	-6.60	-0.9292	3.4	-50°	0.2888	5.12
1%	5.5	11°	-6.54	-0.8054	4.7	-35°	0.51195	5.81
0%	5.06	27°	-6.23	-0.6703	5.06	-27°	0.6703	6.23

выразим радиус, именуемый штермеровским радиусом частицы в квадрупольном поле

$$c_{st,qp} = R = \sqrt[3]{\frac{|e|\mu_1^0}{mv} \frac{3}{2} \mu_2^0 \cdot 0.8}. \quad (7)$$

Штермеровский радиус определяет максимальное расстояние от Земли, на котором заряженная частица захватывается магнитной ловушкой планеты. Удобно ввести безразмерный интеграл движения $\gamma = -\frac{M_\phi}{2mvc_{st,qp}}$ и угол δ между меридиональной плоскостью и траекторией, $\sin \delta = \frac{v_\phi}{v}$. Тогда уравнение (4) переписывается как

$$M_\phi = mv \left(R \frac{v_\phi}{v} + \frac{c_{st,qp}^3 R^2 \sin \lambda}{0.8 r^4} \right) = -2mvc_{st,qp} \gamma \quad (8)$$

или

$$r^3 \cos \lambda \sin \delta + 2c_{st,qp} \gamma r^2 + c_{st,qp}^3 \cos^2 \lambda \sin \lambda / 0.8 = 0. \quad (9)$$

В связи с разностью скоростей затухания напряженностей диполя и квадрупольного с увеличением расстояния r устойчивые круговые орбиты для их суперпозиции расположены на широтах $\lambda^{(\pm)}(r)$, зависящих от расстояния. На больших расстояниях превалирует дипольная компонента, поэтому северная магнитная широта $\lambda^{(-)}$ стремится к 0°, в то время как южная магнитная широта $\lambda^{(+)}$ к 90°. Чем выше процент диполя, тем быстрее широты достигают своих асимптотик. По этой причине невозможно в явном виде выразить северный $c_{st}^{(-)}$ и южный $c_{st}^{(+)}$ радиусы Штермера из равенства центробежной и магнитной сил (6).

Для суперпозиции полей $\gamma^{(\pm 1)}$ не являются константами, поскольку зависят от широт $\lambda^{(\pm)}(r)$, меняющихся вместе с радиусами Штермера $c_{st}^{(\pm)}$ (табл. III). Уравнение (4) для суперпозиции диполя и квадрупольного

$$M_\phi = mv \left(R \frac{v_\phi}{v} + c_{st,dip}^2 \frac{R^2}{r^3} + \frac{c_{st,qp}^3 R^2 \sin \lambda}{0.8 r^4} \right) = -2mvc_{st} \gamma \quad (10)$$

или

$$r^3 \cos \lambda \sin \delta + 2c_{st} \gamma r^2 + c_{st,dip}^2 r \cos^2 \lambda + c_{st,qp}^3 \cos^2 \lambda \sin \lambda / 0.8 = 0, \quad (11)$$

где $c_{st,dip} = \sqrt{|e|\mu_1^0/mv}$, $c_{st,qp}$ и $c_{st}^{(\pm)}$ — радиусы Штермера диполя, квадрупольного и их суперпозиции.

На рис. 3 продемонстрированы разрешенные и запрещенные, выделенные серым цветом, области движения протонов с энергией 1 МэВ при различных значениях параметра γ в плоскости меридионального сечения диполя и квадрупольного соответственно. Коэффициенты Гаусса магнитных полей взяты за 2015 г. $g_1^0 = -29.4$ мкТл и $g_2^0 = -2.5$ мкТл. Координаты $z(r)$ измеряются в радиусах Земли R_E . Обратим внимание на существование зон захвата — внутренних разрешенных областей, окруженных запрещенными областями. Для квадрупольного такие области захваченных частиц могут существовать отдельно на двух полушариях, что приводит к двум радиационным поясам и двум кольцевым токам.

Несмотря на симметричность верхней и нижней плоскости меридионального сечения диполя и квадрупольного, запрещенные области движения для их суперпозиции не симметричны относительно экваториальной плоскости. Северная область захвата частиц превышает в размерах южную область, что согласно рассматриваемому сценарию инверсии магнитного поля Земли впоследствии приведёт к несимметричному распределению доз радиации в поясах квадрупольного.

Для оценки максимальной возможных доз радиации ЕРПЗ в процессе инверсии магнитного поля, мы заполнили области захвата современного поля, согласно данным полуэмпирической модели радиационных поясов AP-8min/max и AE-8min/max [12, 13], которая успешно применяется для электронов и протонов с энергиями в диапазоне 0.1-7 МэВ и 0.1-400 МэВ. Следуя сценарию инверсии, в процессе трассирования частицы в магнитном поле \mathbf{V}_{Earth} мы последовательно уменьшали его дипольную составляющую \mathbf{V}_{dip} в 2, 4, 8 и 16 раз, в итоге оставляя лишь поле осесимметричного квадрупольного \mathbf{V}_{quad} . На каждом этапе мы снимали дифференциальный спектр захваченных частиц на заданном энергетическом интервале в зависимости от

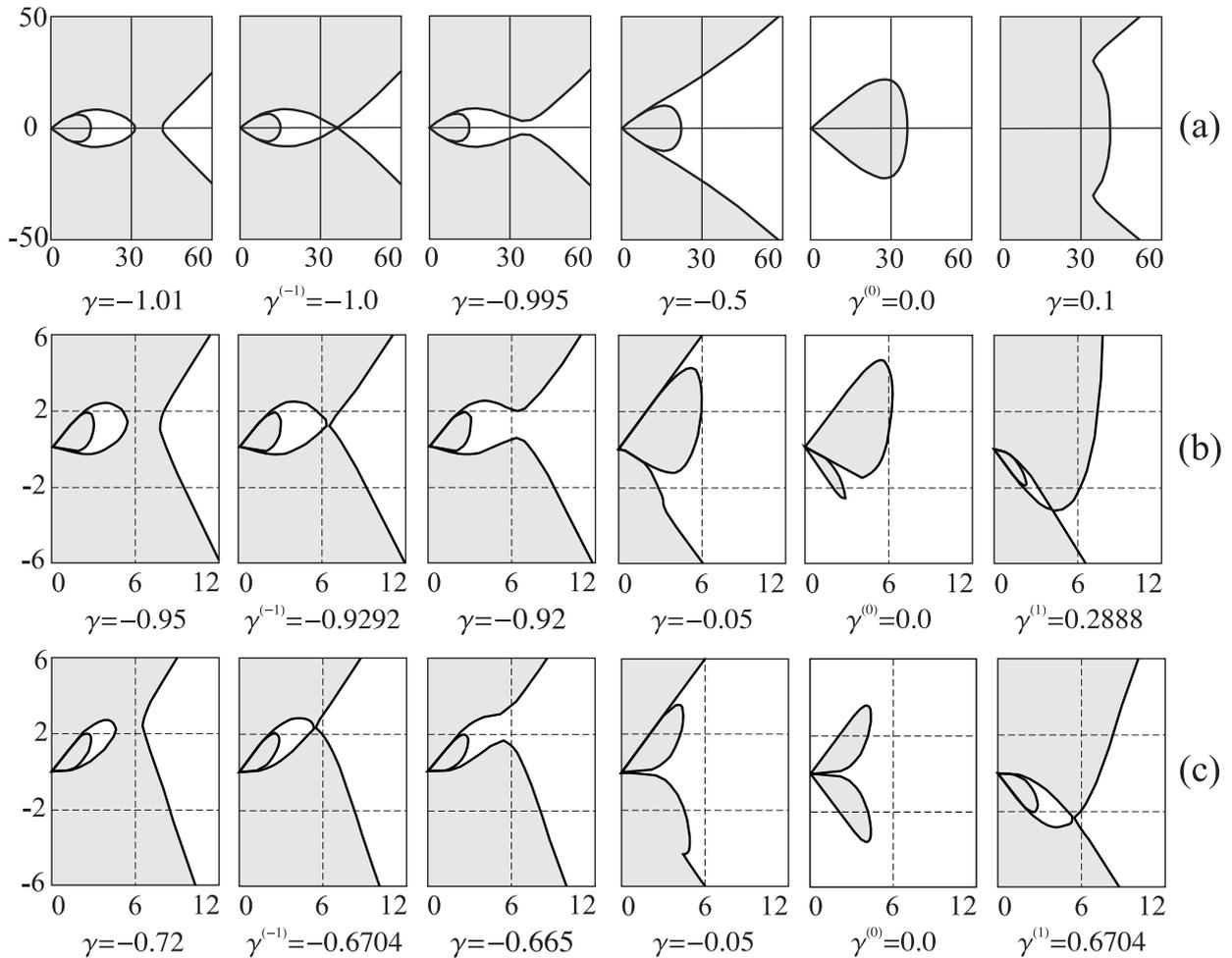


Рис. 3: Вид запрещенных областей осесимметричного диполя (а), 2,5% диполя с квадруполем (б) и квадруполя (в) при различных значениях параметра γ . Радиусы Штермера соответственно $c_{st,dip} = 36R_E$, $c_{st,qp} = 5.06R_E$, $c_{st}^{(+)} = 3.4R_E$ и $c_{st}^{(-)} = 6.4R_E$

магнитной оболочки L . На начальном этапе исследования нестационарные механизмы гибели и возникновения заряженных частиц в радиационных поясах не учитывались [14].

Зависимость максимальных мощностей поглощенных доз протонов и электронов в радиационных поясах за слоем тканеэквивалентного вещества толщиной $\delta = 0.01 \text{ г/см}^2$, (средняя толщина человеческой кожи), от магнитных оболочек L (R_E) в процессе инверсии магнитного поля Земли проиллюстрирована на рис. 4. Максимальная плотность потоков частиц расположена в экваториальной плоскости $\lambda = 0^\circ$ для преобладающей дипольной составляющей поля (1, 0.5, 0.25 и $0.13 \mathbf{B}_{dip}$) и на широтах $\lambda = \pm 27^\circ$ для осесимметричного квадруполя. Для суперпозиции диполя ($0.06 \mathbf{B}_{dip}$) магнитные широты $\lambda^{(\pm)}(r)$, как было замечено, зависят от расстояния и на поверхности Земли равны $\lambda^{(-)} = 7^\circ$ и $\lambda^{(+)} = -55^\circ$.

Как видно из пространственного распределения максимальных мощностей поглощенных и эквивалентных

доз (рис. 4), дозы в северном поясе квадруполя превышают дозы в южном не менее чем на порядок. Основной вклад в радиацию квадрупольных поясов вносят электроны, поскольку их ионизационные пробеги в веществе защиты выше, чем у протонов тех же энергий. Таким образом, согласно нашим расчетам максимально возможные дозы радиации ЕРПЗ в момент инверсии Земли меньше сегодняшних доз в среднем на порядок. И если полагать, что оси квадруполя сохраняют свою или примут другую несимметричную ориентацию, то радиационные пояса практически исчезнут, а присутствующие в них низкоэнергичные квазизахваченные частицы не внесут существенный вклад в околоземную радиацию.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе нами рассмотрено 2 возможных сценария инверсии магнитного поля, в которых ди-

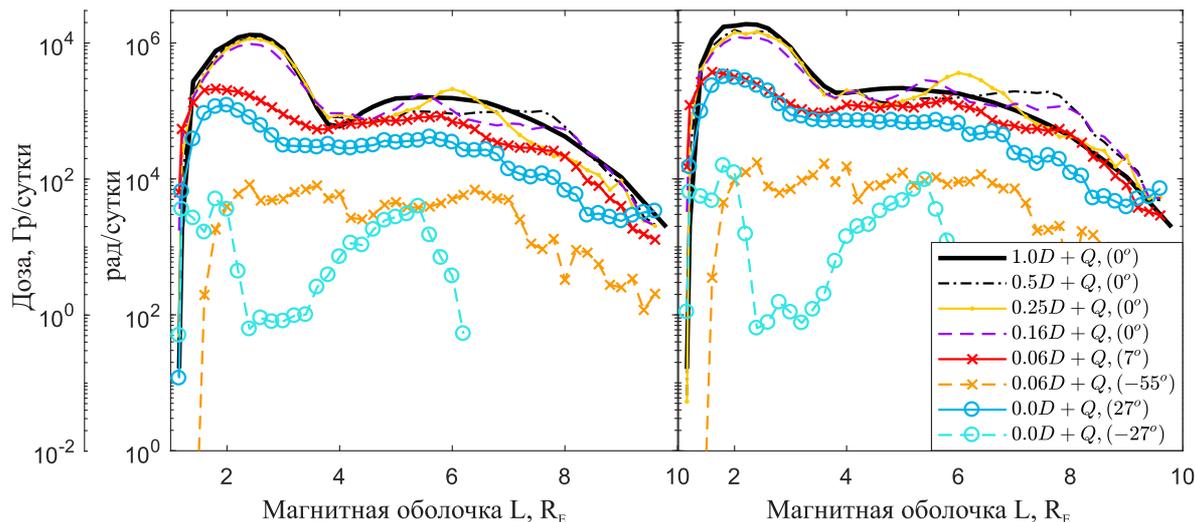


Рис. 4: Распределения максимальных суммарных мощностей поглощенных доз (рад/сутки и Гр/сутки) в радиационных поясах по оболочкам L (RE) в процессе инверсии магнитного поля Земли в минимуме (слева) и максимуме (справа) СА

польная составляющая поля исчезнет примерно в 3600-е годы, и квадрупольная составляющая станет превалировать. Согласно использованной $\alpha\Omega$ -динамо модели квадруполь в момент инверсии может принять произвольный вид. В первом случае мы предположили, что он не изменит своей конфигурации и сохранит современной величину напряженности. Расчеты доз по энергетическим спектрам протонов ГКЛ и СКЛ показали, что общий радиационный фон на Земле и околоземном пространстве повысится. На орбите МКС мощность доз радиации вырастет в 14 раз (без защиты). Для её понижения достаточно будет смены орбиты. Средние дозы радиации на поверхности Земли в момент инверсии увеличатся в 3 раза и составят 0.85 мЗв/год, что допустимо для человека. Также возникнут 4 области повышенной радиации соответствующие квадрупольной конфигурации поля. Незначительность роста радиации на поверхности Земли обусловлена атмосферой, являющейся эффективным щитом от первичного космического излучения. Однако слегка повышенный радиационный фон может представлять опасность на масштабе времени порядка длительности инверсии (5–10 тыс. лет) и в перспективе привести к накоплению генетических мутаций.

Для завершения исследования радиационной обстановки в околоземном пространстве мы рассмотрели эволюцию радиационных поясов в процессе инверсии

магнитного поля. Для этой цели во втором сценарии инверсии мы предположили, что квадруполь примет осесимметричную (или квазисимметричную) конфигурацию, поскольку аксиальная симметрия поля обуславливает устойчивость радиационных поясов. С помощью теории Штермера мы определили области захвата заряженных частиц в диполе, квадруполе и их суперпозиции. Области захвата в суперпозиции полей несимметричны относительно экваториальной плоскости, что в процессе инверсии приводит к несимметричному распределению доз радиации в поясах квадруполя. Пространственные распределения максимальных мощностей поглощенных доз (рис. 4) иллюстрируют, что дозы радиации в ЕРПЗ современного поля на порядок выше доз радиационных поясов в момент инверсии. Эти оценки получены без учета механизмов гибели и появления заряженных частиц в ЕРПЗ. Однако их вполне достаточно, чтобы заключить, что радиационные пояса не будут представлять существенной угрозы в процессе инверсии поля.

Работа Поповой Е. П. выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 16-05-00507а) и в рамках Гос. Задания ИФЗ РАН. Авторы выражают благодарность профессору В. В. Бенгину (НИИЯФ МГУ) за оказанную помощь в расчетах доз радиации.

- [1] *Jacobs J. A.* Reversals of the Earth's magnetic field. Cambridge University Press, New York, 1994.
 [2] *Максимочкин В. И., Целебровский А. Н., Шрейдер А. А.* Ученые записки физ. ф-та Моск. ун-та. 2016. № 3. 1631910.

- [3] *Thebault E., Finlay C. C., Toh H.* Earth, Planets and Space. 2015. **67**. P. 158.
 [4] *Царева О. О., Зелёный Л. М., Малова Х. В., Подзолко М. В., Попова Е. П., Попов В. Ю.* УФН. 2018. **188**. P. 208.

- [5] *Porova E. J.* of Physics: Conf. Series. 2016. **681**. P. 12.
[6] *Попова Е. П.* УФН. 2016. **186**. С. 577.
[7] *Антонов Р. А.* Модель космоса. М.: КДУ. 2007. **1**.
[8] *Sato T.* PLoS ONE. 2015. **10**, №. 12. 0144679.
[9] *Stormer C.* The polar aurora. Oxford: Clarendon Press. 1955.
[10] *Urban E. W.* J. of Math. Phys. 1965. **6**.
[11] *Vogt J., Glassmeier K. H.* J. of Geophys. res. 2000. **105**, №. А6. P. 13,063.
[12] *Sawyer D. M., Vette J. I.* AP-8 Trapped proton environment for solar maximum and solar minimum. NSSDC/WDC-A-R&S 76-06. 1979.
[13] *Vette J. I.* AE-8 Trapped electron environment. NSSDC/WDC-A-R&S 1-24. 1991.
[14] *Кузнецов С. Н.* Избранные труды по солнечно-земной физике. М.: Университетская книга. 2010.

Modeling the interaction of galactic and solar cosmic rays with the magnetic field of the Earth in the process of inversion

O. O. Tsareva^{1,a}, V. Yu. Popov^{2,1,3,b}, H. V. Malova^{4,1,c}, L. M. Zelenyi^{1,d}, E. P. Popova^{5,4,e}, M. V. Podzolko^{4,f}

¹*Space Research Institute of RAS, Moscow 117997, Russia*

²*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia*

³*National Research University Higher School of Economics, Moscow 101000, Russia*

⁴*D. V. Scobel'syn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119234, Russia*

⁵*Institute of Earth's physics of O. Yu. Schmidt RAS, Moscow 123242, Russia*

E-mail: ^aolga8.92@mail.ru, ^bmasterlu@mail.ru, ^chmalova@yandex.ru, ^dlzelenyi@iki.rssi.ru, ^epopovaelp@mail.ru, ^fspacerad@mail.ru

To study the radiation situation on the Earth and in the near-Earth space during the geomagnetic field inversion, the beginning of which is evidenced by observations, a numerical model has been developed that made it possible to calculate and compare the cosmic-ray fluxes in the Earth's magnetosphere in the presence and absence of a dipole component of the field. In this case, the quadrupole component was assumed to be unchanged. According to calculations, at the moment of inversion the total radiation background on the Earth will increase 3 times, and on the ISS orbit it will grow 14 times. The radiation belts in such a field configuration are unstable. Therefore, we considered the second inversion scenario with an axially symmetric quadrupole. Using the Stormer theory and numerical modeling, we determined the particle capture region (in the dipole, quadrupole and their superposition) and the radiation doses in them during the field inversion process.

PACS: 91.25.Cw, 91.25.Mf, 94.30.Xy, 94.30.Hn, 94.20.wq.

Keywords: magnetic field inversion, geomagnetic field, radiation hazard, geomagnetic dynamo, radiation belts, Stormer theory, quadrupole.

Received 14 June 2018.

Сведения об авторах

1. Царева Ольга Олеговна — аспирант РАН, инженер; тел. (495)333-25-00, e-mail: olga8.92@mail.ru.
 2. Попов Виктор Юрьевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, профессор; тел.: (495)333-25-00, e-mail: masterlu@mail.ru.
 3. Малова Хельми Витальевна — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495)333-25-00, e-mail: hmalova@yandex.ru.
 4. Зеленый Лев Матвеевич — доктор физ.-мат. наук, академик РАН, науч. руководитель ИКИ РАН; тел.: (495)333-25-00, e-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru.
 5. Попова Елена Петровна — канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник; тел.: (495)333-25-00, e-mail: popovaelp@mail.ru.
 6. Подзолко Михаил Владимирович — науч. сотрудник; тел.: (495)333-25-00, e-mail: spacerad@mail.ru.
-