ВОЗМОЖНОСТЬ СУЩЕСТВОВАНИЯ ЗАХВАЧЕННОЙ РАДИАЦИИ У МЕРКУРИЯ

© 2020 г. А. Т. Лукашенко^{1*}, А. С. Лаврухин¹, И. И. Алексеев¹, Е. С. Беленькая¹

¹НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия Поступила в редакцию 20.07.2020 г. После доработки 25.10.2020 г.; принята к публикации 27.10.2020 г.

Рассматривается вопрос о возможности существования радиационных поясов у планеты, обладающей собственным магнитным полем и находящейся в потоке звездной плазмы, на примере Меркурия. Анализ проводится как с помощью теории движения заряженных частиц Штёрмера, в которой рассматриваются не конкретные траектории отдельных частиц, а области разрешенного движения в аксиально-симметричном магнитном поле, так и путем анализа траекторий. Показана возможность существования захваченной радиации у Меркурия, и формулируются критерии формирования стабильной популяции захваченных частиц.

Ключевые слова: магнитосфера, Меркурий, радиационные пояса, теория Штёрмера.

DOI: 10.31857/S0320010820110042

ВВЕДЕНИЕ

Внутреннее магнитное поле Меркурия было открыто в 1974 г. на КА Mariner 10 (Несс и др., 1974, 1975). В 2011-2015 гг. оно было подробно исследовано на KA MESSENGER. В публикации (Алексеев и др., 2008) перед пролетом КА MESSENGER около Меркурия были пересчитаны собственный магнитный момент М и смещение диполя от центра планеты dz по данным Mariner 10. При этом использовалась параболоидная модель магнитосферы, и, в отличие от принятых тогда оценок Андерсона и др. (2008) (dz = 0 и $|M| = B_{eq} \times$ $imes R_M^3 = 230{-}290$ нТл $imes R_M^3$, где $R_M = 2439$ км радиус Меркурия), для дипольного поля на экваторе и смещения диполя было получено соответственно $B_{eq} = 192$ нТл и $dz = 0.18 R_M$. Эти результаты были далее подтверждены измерениями KA MESSENGER во время его гравитационных маневров около Меркурия (Алексеев и др., 2010) и после выхода КА на орбиту в качестве спутника Меркурия (Джонсон и др., 2012). В настоящее время эти параметры диполя общеприняты, и мы используем их в дальнейшем. Дипольный момент имеет южное направление; угол наклона диполя относительно оси вращения мал, он составляет 0± $\pm 3^{\circ}$ (Андерсон и др., 2010), и нами наклон не учитывался. Дистанция между подсолнечной точкой магнитопаузы и центром планеты составляет $\sim 1.45 R_M$ (Алексеев и др., 2010). Расстояние до

магнитопаузы может сильно изменяться, уменьшаясь в экстремальных условиях до лишь $\sim 1.03 R_M$ (Славин и др., 2014) или даже обращаться в нуль (Винслоу и др., 2020). При этом индукционные токи в коре могут на несколько минут увеличивать магнитный момент Меркурия на 25%.

Основными источниками, формирующими магнитосферное магнитное поле Меркурия, являются внутреннее поле планеты, межпланетное магнитное поле (ММП) и поле токовых систем, поддерживающих общую структуру магнитосферы (токи Чепмена—Ферраро на магнитопаузе и токи хвоста магнитосферы). Устойчивых радиационных поясов в магнитосфере Меркурия не было зафиксировано, однако существует обширная экзосфера, состоящая из частиц, выбитых из поверхности планеты в результате различных процессов (Поттер и др., 1999, 2013, и ссылки там), и имеются спорадические наблюдения повышенных потоков энергичных частиц в различных регионах магнитосферы.

Движение заряженных частиц в магнитосфере Меркурия исследовалось в ряде работ. Так, в статьях Делькура и др. (2005, 2010) рассматривалось движение электронов, протонов, ионов натрия и кальция во время процессов диполяризации поля в хвосте магнитосферы в ходе суббури. Авторы рассматривали процессы, которые могут приводить к ускорению захваченных заряженных частиц, и их дальнейшую судьбу. Было показано, что электроны при определенных условиях могут оставаться за-

^{*}Электронный адрес: a_lu@mail.ru

хваченными, не высыпаясь на поверхность планеты и не уходя за пределы магнитосферы.

В работе Волша и др. (2013) рассматривалось движение электронов, протонов и ионов натрия в параболоидной модели магнитного поля Меркурия (Алексеев и др., 2008, 2010). Авторами было показано, что возможно существование квазизахваченных частиц, которые дрейфуют вокруг планеты, проходя из приэкваториальных широт на ночной стороне магнитосферы в высокие широты на сжатой дневной стороне. При этом наблюдались частицы, которые могли совершить более одного оборота вокруг Меркурия, не сталкиваясь с планетой и не выходя на магнитопаузу. Вместе с тем моделирование показало, что для выбранного диапазона энергий из-за больших гирорадиусов энергичные ионы H⁺ (24 кэВ) и Na⁺ (5 кэВ) будут сталкиваться с планетой или магнитопаузой. не успев совершить полный оборот по дрейфовой орбите.

Существование захваченной радиации у Меркурия обсуждалось с момента открытия у него собственного магнитного поля. Однако, поскольку размеры магнитосферы Меркурия относительно радиуса планеты в $\simeq 7-8$ раз меньше, чем у Земли (Волш и др., 2013), пробочное отношение магнитного поля в возможной области захвата к магнитному полю у поверхности оказывается у Меркурия существенно меньше, чем в случае Земли. В миниатюрной магнитосфере Меркурия планета занимает ее почти всю, не оставляя места для радиационных поясов. В итоге возникает вопрос: возможно ли существование радиационных поясов у Меркурия в принципе, и каковы критерии формирования области захваченной радиации у некоей планеты (например, экзопланеты, находящейся на околозвездной орбите подобно Меркурию) в общем случае? Проведенные ранее моделирования движения заряженных частиц (см., например, Яги и др., 2010; Волш и др., 2013) не дают на него однозначного ответа.

Классическая теория радиационных поясов изучает механизмы наполнения и потерь частиц радиационных поясов Земли. Динамическое равновесие между этими процессами и определяет равновесный профиль пояса (Тверской, 1968). Мы же будем исследовать вопрос о самом существовании магнитной ловушки в планетарном магнитном поле. Полеты КА к планетам, имеющим сильное собственное поле, продемонстрировали, что все они, подобно Земле, обладают сформированными радиационными поясами. Мы хотим на примере Меркурия ответить на вопрос, какое магнитное поле является достаточно сильным в этом смысле? А именно, начиная с какой величины дипольного момента планеты становится возможным образование ловушки? Заполнение радиационного пояса

энергичными частицами будет осуществляться под влиянием различных механизмов наполнения и потерь частиц, подробное исследование которых мы оставляем вне нашего поля зрения.

Наша цель состоит в изучении областей движения частиц различных энергий в магнитном поле Меркурия с использованием интеграла Штёрмера (1955). Мы хотим дать ответ на вопрос, существуют ли у Меркурия радиационные пояса, и могут ли они наблюдаться? Аксиальная симметрия является в данном случае первым приближением, использование которого существенно снижает численную трудоемкость задачи. Можно предполагать, что если стабильный захват не возникает в симметричном поле, то и в несимметричном он наблюдаться не будет.

Новизна данной работы состоит также в том, что мы производим рассмотрение движения захваченных частиц как с помощью анализа разрешенных областей движения по Штёрмеру, так и используя анализ конкретных траекторий.

Настоящая работа состоит из следующих разделов: в разделе 2 рассматриваются результаты экспериментальных исследований, проведенных на борту KA MESSENGER; в разделе 3 описывается используемый в моделировании метод; в разделе 4 анализируется движение частиц в области захвата в магнитном поле Меркурия; в разделе 5 исследуются траектории совокупностей частиц, находящихся вблизи Меркурия; в разделе 6 обсуждаются полученные результаты.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА БОРТУ КА MESSENGER

KA MESSENGER (MErcury Surface, Space ENvironment, GEochemistry and Ranging) вышел 18 марта 2011 г. на околополярную орбиту вблизи Меркурия с наклонением 82.5°, высотой 200 км в перицентре и 15000 км в апоцентре. Полет завершился 30 апреля 2015 г. падением аппарата на Меркурий. Исследования KA MESSENGER в 2011-2015 гг. на орбите привели к обнаружению ряда новых явлений, а также было подтверждено, что центр планетарного диполя сдвинут к северу от центра планеты. Согласно Андерсону и др. (2011), магнитное поле Меркурия хорошо описывается диполем с магнитным моментом $195 \pm 10 \text{ нTл} \times R_M^3$, центр которого расположен на оси вращения и сдвинут на 484 ± 11 км (0.16 R_M) в северном направлении относительно экваториальной плоскости. Другими словами, этот сдвиг можно описать как наличие, наряду с центральным диполем, существенного вклада квадрупольной составляющей. Эти оценки подтвердили результаты Алексеева и др. (2008), полученные за три года до выхода ҚА

MESSENGER на орбиту вокруг Меркурия. Сдвиг диполя приводит к северно-южной асимметрии поля на поверхности и к тому, что спаттеринг (эмиссия холодных ионов при бомбардировке поверхности солнечными космическими лучами) более интенсивен в южной полусфере, что согласуется с проведенным нами моделированием (см. далее).

Один из инструментов MESSENGER, Energetic Particle and Plasma Spectrometer (EPPS), измерял в месте нахождения аппарата потоки ионов в энергетическом диапазоне от десятков эВ до 13.5 кэВ (Андерсон и др., 2010). КА MESSENGER не обнаружил области захваченной радиации у Меркурия, однако вопрос о возможности удержания частиц вблизи Меркурия продолжает оставаться открытым.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ

В начале XX в. норвежский физик Карл Штёрмер изучал задачу движения заряженных частиц от Солнца к Земле, предполагая наличие только дипольного поля Земли. Так как получить точное аналитическое решение для уравнений траекторий невозможно, он использовал несколько упрощающих допущений: на заряженную частицу действует только магнитное поле внутреннего диполя планеты, при этом магнитные и электрические поля от других источников, в том числе от потоков заряженных частиц, не учитываются (Штёрмер, 1955). В настоящей работе мы также пренебрегаем влиянием электрического поля.

Штёрмером (1955) были введены особые единицы — радиус Штёрмера r_{st} и безразмерный параметр γ :

$$r_{st} = \sqrt{\frac{|ZeM|}{pc}}, \quad \gamma = \frac{P_{\varphi}}{2pr_{st}}, \quad (1)$$

где Z — заряд частицы, измеренный в абсолютных величинах е заряда электрона, p — ее импульс, P_{arphi} — обобщенный момент импульса, c — скорость света. Радиус Штёрмера выступает в качестве масштабного фактора. В чисто дипольном поле он определяет радиус кривизны неустойчивой круговой траектории, лежащей при $\gamma=1$ на расстоянии r_{st} в плоскости экватора диполя, который одновременно является ларморовским радиусом. Величины радиуса Штёрмера для электронов, протонов и ионов Na⁺ приведены в табл. 1. Параметр γ определяет положение границ разрешенных и запрещенных областей движения частиц. Разные типы частиц любой энергии могут иметь одинаковую величину γ . Переход к безразмерным штёрмеровским единицам длины $r' = \frac{r}{r_{st}}$, которые здесь и далее обозначаются штрихами, позволяет единообразно

анализировать движение частиц различных энер-гий.

Можно получить неравенство для разрешенных областей движения частиц в цилиндрической системе координат (ρ, φ, z) (вывод см. в работе Лаврухина и др., 2019):

$$Q = 1 - \left(\frac{P_{\varphi}}{p\rho} - \frac{ZeA_{\varphi}}{pc}\right)^2 \ge 0, \qquad (2)$$

где Q — относительная доля энергии частицы, ассоциированная с движением в меридиональной плоскости ρ -z, A_{φ} — азимутальная компонента вектор-потенциала магнитного поля. Границы разрешенных областей описываются уравнением

$$Q = 0. \tag{3}$$

Вектор-потенциал A_{φ} в используемом нами при-ближении будет представлять собой сумму потенциалов дипольного поля $A_{dip,\varphi} = \frac{M\rho}{r^3}$ и направленного вдоль оси диполя однородного внешнего поля, имитирующего поле токовых магнитосферных систем, $A_{e,\varphi} = \frac{\rho b_e}{2}$, где b_e — его индукция. Это однородное поле не нарушает аксиальной симметрии вектор-потенциала, что позволяет использовать весь аппарат теории Штёрмера. Для оценок мы будем использовать величину поля токов на магнитопаузе, которые могут являться преобладающим вкладом от магнитосферных источников, а вклад токов хвоста и кольцевого тока (который, если и есть, то очень слабый) будем считать малым. Таким образом, в нашей постановке внешнее поле описывает в первом приближении поле токов магнитопаузы внутри магнитосферы. Перепишем неравенство (2), используя выражения для векторпотенциала и единицы Штёрмера (1):

$$Q = 1 -$$

$$-\left[\frac{2\gamma r_{st}}{\rho} - \operatorname{sign}(ZM)r_{st}^2\left(\frac{\rho}{r^3} + G\rho\right)\right]^2 \ge 0,$$
(4)

где введен коэффициент $G = \frac{b_e}{2M} = -\frac{b_e}{2B_{eq}R_M^3}$. Если выразить в безразмерных единицах, то величина

$$G' = Gr_{st}^3 = -\frac{b_e}{2B_{eq}(\frac{R_M}{r_{st}})^3} = -\frac{b_e}{2b_{st}}$$
(5)

равна взятой с отрицательным знаком половине отношения внешнего поля к полю b_{st} диполя в плоскости экватора на расстоянии радиуса Штёрмера. Безразмерная константа G', характеризующая роль однородного поля при формировании радиационных поясов, зависит от величины радиуса Штёрмера и различна для различных типов частиц.

Этот подход позволяет в первом приближении рассмотреть разрешенные области движения частиц в магнитосфере Меркурия. В связи с тем, что на дневной стороне область возможного захвата частиц ограничена магнитопаузой, находящейся в среднем на расстоянии 1.4 R_M (Андерсон и др., 2011), а на ночной — областью токового слоя хвоста на расстоянии 1.3 R_M , логично рассматривать именно эти ограничения на размеры возможной области захвата в симметричном случае. Мы в настоящей работе взяли расстояние от центра диполя до магнитопаузы равным $R_{mp} = 1.4 R_M$.

В случае чисто дипольного поля при $\gamma > 0$ уравнение (3) имеет три положительных корня $r(\theta)$ (при $0 < \gamma < 1$ — не при всех θ) (Штёрмер, 1955). При этом для $\gamma > 1$ существуют две разрешенные зоны (P3): инфинитная внешняя и изолированная внутренняя, заключенная во внутренней части сферы с радиусом r_{st} (Акасофу, Чепмен, 1975). С уменьшением γ размер внутренней P3 возрастает, а граница внешней, в свою очередь, приближается к сфере с радиусом Штёрмера извне, и при $\gamma = 1$ на экваторе происходит слияние двух разрешенных зон. При дальнейшем уменьшении γ при таких полярных углах θ , что $\sin \theta > \gamma^{2/3}$, объединенная P3 имеет раствор, через который заряженные частицы могут покидать окрестности планеты.

При наложении однородного внешнего поля уравнения границ РЗ можно выразить как решения уравнений для $\theta(r)$:

$$\sin^2 \theta (1 + G' r'^3) \pm r'^2 \sin \theta - 2\gamma r' = 0.$$
 (6)

Наш дальнейший анализ проведен для протонов с энергией 100 кэВ, штёрмеровский радиус которых равен 3.2 R_M (табл. 1). Для внешнего однородного поля в наших численных расчетах использовалось значение $b_e = 50$ нТл, взятое согласно следующим оценкам. Скачок магнитного поля на магнитопаузе, по данным Mariner 10, составлял 24 нТл (Несс и др., 1975). Он соответствует току с линейной плотностью на магнитопаузе $j_{CF} = 1.9 \times 10^{-2}$ А/м и полной силой $I_{CF} = 2.5 \times 10^5$ А. Величина магнитного поля, созданного этим током, составляет порядка $b_{CF} = 47$ нТл на границе ядро-мантия (Глассмайер и др., 2007). Глассмайер и др. (2007) использовали для аппроксимации магнитосферного поля Меркурия приближение внешнего однородного магнитного поля, наложенного на дипольное.

Таблица 1. Радиусы Штёрмера электронов, протонов и однозарядных ионов натрия при различных энергиях

Энергия	1 кэВ	10 кэВ	100 кэВ	1 МэВ	10 МэВ
$r_{st}(e^{-}), R_M$	66.25	37.17	20.47	9.94	3.66
$r_{st}(H^+), R_M$	10.12	5.69	3.20	1.80	1.01
$r_{st}(Na^+), R_M$	4.63	2.60	1.46	0.82	0.46

В качестве внешнего поля было взято поле токов магнитопаузы. С другой стороны, оценка направленного на север главного члена разложения поля токов на магнитопаузе по сферическим гармоникам может быть получена для параболоидной модели из формулы (8) работы (Клауэр и др., 2001). Ее можно преобразовать для Меркурия как $b_e = \frac{b_{CF}}{2}$, где b_{CF} — поле токов на магнитопаузе в подсолнечной точке, равное $b_{CF} = 1.44 \, b_{dip}|_{z=0, \, \rho=R_{mp}}$ нТл, и, соответственно, $b_e = 50.38$ нТл. Для сравнения — дипольное поле в подсолнечной точке равно 71.06 нТл. В итоге, согласно принятой оценке G' ==-4.2717. При этом при $\gamma>-\frac{1}{8G'}=0.029$ также имеется замкнутая и ограниченная в пространстве внутренняя РЗ. Решения первого из уравнений (6) описывают внешнюю границу этой РЗ (первое или оба — зависит от значения γ), а $\theta_3(r)$ — внутреннюю:

$$\sin \theta_{1,2} = \frac{-r'^2 \pm \sqrt{r'^4 \left(1 + 8\gamma G'\right) + 8\gamma r'}}{2(1 + G'r'^3)}, \quad (7)$$
$$\sin \theta_3 = \frac{r'^2 + \sqrt{r'^4 \left(1 + 8\gamma G'\right) + 8\gamma r'}}{2(1 + G'r'^3)}.$$

Если радиус Штёрмера при заданном моменте диполя и типе частицы зависел только от абсолютного значения ее импульса (иначе говоря, от энергии), то параметр γ зависит — через $P_{\varphi}(1)$ — и от его направления (а также от положения частицы в пространстве). Сохранение γ вдоль траектории позволяет выразить этот интеграл движения через координаты точки старта частицы и углы, задающие начальное направление скорости. Если поместить частицу в некоторую точку пространства и задать направление ее скорости, то вычисленное γ будет таким, что частица окажется в пределах разрешенной зоны. Будем рассматривать движение нерелятивистских частиц (протонов), траектории которых проходят через точки, расположенные в экваториальной плоскости. В этом случае анализ по теории Штёрмера можно связать с классическим описанием движения частиц через питч-угол и фазу следующим образом:

$$\gamma = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{R'} + (8) + \operatorname{sign}(ZM)R' \sin \alpha_{eq} \sin \phi_{eq} + R'^2 G' \right),$$

где R' — начальное расстояние от диполя, α_{eq} — начальный питч-угол, ϕ_{eq} — начальный фазовый угол ларморовского вращения. В общем случае фазовый угол ϕ представляет собой угол между проекцией вектора скорости на плоскость, перпендикулярную к **B**, т.е. **v**_⊥, и проекцией на нее же орта **e**_r сферической системы координат.

Поверхность Q = 1 является силовой поверхностью магнитного поля, она состоит из линий, описываемых уравнением $r \sin \theta A_{\phi} = \text{const.}$ Для чисто дипольного поля эти линии задаются уравнением

$$r_{cen} = R_{cen} \sin^2 \theta = \frac{r_{st}}{2\gamma} \sin^2 \theta \tag{9}$$

и при $\gamma \gg 1$ проходят приблизительно по центру внутренней РЗ, а при значениях γ , приближающихся к единице, сдвинуты от него в сторону внутренней границы РЗ. Для общего случая положение силовой поверхности Q = 1 можно вычислить по формуле

$$\sin\theta_{cen} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\frac{1}{r'} + G'r'^2}}.$$
(10)

ХАРАКТЕР ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ОБЛАСТИ ЗАХВАТА

Движение частицы во внутренней области захвата представляет собой комбинацию трех периодических движений: ларморовского вращения вокруг силовой линии Q = 1, колебаний с отражениями от магнитных пробок на высоких широтах (так называемый баунс-колебаний) и дрейфа по азимуту вокруг планеты. При достаточно большом значении γ частицы со сравнительно малыми $\sin lpha_0$ (где обозначено $\alpha_0=lpha_{eq}$ при $\phi_{eq}=0)$ движутся по винтообразным траекториям, которые в проекции на плоскость $\rho - z$ близко прилегают к этой силовой линии и оказываются расположенными по отношению к ней внутри траекторий частиц, чей изначальный питч-угол ближе к 90°. Границы внутренней РЗ являются интегральными кривыми в том смысле, что существуют две причины уменьшения ширины ее краев, имеющих форму "рогов" (см. рис. 5.2а у Акасофу, Чепмена, 1975), при удалении θ от 90° в сторону нуля или 180°. Во-первых, те частицы, которые могли близко подходить к краям разрешенной зоны на экваторе, имеют питч-углы, близкие к 90° и при своем движении не проникают далеко к полюсам, поскольку испытывают отражение. Вовторых, за счет усиления поля и увеличения перпендикулярной компоненты скорости происходит уменьшение радиусов ларморовских кружков тех частиц, для которых тот или иной участок "рога" еще достижим.

Первым параметром, от которого зависит возможность удержания частиц данной энергии, является соотношение между радиусом планеты R_{pl} и ее радиусом Штёрмера. Первое очевидное ограничение возникает из условия $r_{st} > R_{pl}$. Если кинетическая энергия движения частицы превышает некоторое пороговое значение, то ее радиус Штёрмера оказывается меньше планетарного радиуса, а значит внутренняя P3 заведомо не появляется над поверхностью. Поэтому для частиц определенного диапазона энергий существование радиационных поясов уже невозможно. Для несмещенного диполя в отсутствие внешнего поля это пороговое значение рассчитывается по формуле

$$K_{th} = mc^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{ZeM}{mc^2 R_{pl}^2}\right)^2} - 1 \right]$$
(11)

и при радиусе и магнитном моменте Меркурия составляет 10.4 МэВ, а для Земли — около 57 ГэВ. Для частиц с энергией, превышающей пороговую, влияние магнитосферы сводится к широтному эф-фекту для космических лучей.

Второе ограничение возникает из-за условий на параметр γ . С одной стороны, должно выполняться условие выхода внутренней РЗ из-под поверхности планеты, что происходит при $\gamma = \gamma_{in}$ (табл. 2). При этом значении существует единственная захваченная траектория, с питч-углом $\alpha = 90^{\circ}$. С другой стороны, траектории не должны задевать магнитопаузу. При уменьшении γ внутренняя РЗ впервые касается магнитопаузы, когда $\gamma = \gamma_{
m out}.$ Однако поскольку в плоскости экватора между внешним краем траектории, который положительно заряженная частица в поле направленного к югу диполя проходит с фазовым углом $\phi = 270^{\circ}$, и краем разрешенной зоны у тех частиц, питчугол которых отличен от 90°, имеется зазор, то окончательное исчезновение захваченных траекторий происходит при $\gamma=\gamma_{
m fin}<\gamma_{
m out}$ (табл. 2). Лежащие в плоскости магнитного экватора траектории с $\gamma \in [\gamma_{\text{out}}, \gamma_{\text{in}}]$ не покидают ее и являются при рассматриваемых условиях захваченными неограниченное время. При $\gamma < \gamma_{in}$ к ним примыкает область устойчивых траекторий с питчуглами $\alpha_0 \in [\alpha_{th1}, 180^\circ - \alpha_{th1}]$, удерживаемые на временах, превышающих представляющие интерес. Таким образом, для существования захваченной радиации необходимо выполнение условия $\gamma_{\rm out} < \gamma_{\rm in}$. На величины пороговых значений α_{th1} в общем случае влияет как геометрия области возможного движения частиц (расстояние до магнитопаузы, радиус планеты, сдвиг диполя), так и нарушение сохранения 1-го адиабатического инварианта (Кузнецов, Юшков, 2002). Значимость второго из этих факторов возрастает при уменьшении как γ , так и внешнего магнитного поля. Учитывая изменчивость магнитосферы Меркурия на интервале минут, нами для оценок пороговых углов был выбран заведомо превышающий рассматриваемые далее времена интервал в 20 мин. В диапазоне $\gamma \in [\gamma_{\text{fin}}, \gamma_{\text{out}}]$ удерживаются частицы с питчуглами $\alpha_0 \in [\alpha_{th1}, \alpha_{th2}] \cup [180^\circ - \alpha_{th2}, 180^\circ - \alpha_{th1}].$

Внешнее однородное поле	Отсутствует			50 нТл		
Энергия	10 кэВ	25 кэВ	100 кэВ	10 кэВ	25 кэВ	100 кэВ
$\gamma_{ m in}$	2.8072	2.1926	1.4735	2.4486	1.9074	1.2719
$\gamma_{ m out}$	2.1562	1.7716	1.3620	1.4297	1.1939	0.9535
$\gamma_{ m fin}$	2.1244 (39.59°) ^a	$\sim 1.747 \ (45.6^{\circ})$	$\sim 1.358 \ (69.5^{\circ})$	1.4063 (51.80°)	1.1692 (53.78°)	0.9354 (60.88°)

Таблица 2. Характерные значения параметра γ при различных энергиях протонов (значение γ_{fin} определялось из условия удержания в течение 20 мин при счете в прямом направлении по времени)

^а Минимальный начальный питч-угол, при котором траектория находится в области удержания.

Как следует из рис. 1 и 2, в случае Меркурия удержание частиц возможно лишь в довольно узкой приэкваториальной области. При этом, как будет продемонстрировано далее, удерживаемые частицы данной энергии, потенциально фиксируемые в плоскости экватора, составляют лишь долю от тех частиц, которые в принципе возможно в ней наблюдать.

Возможность длительного удержания частиц существенно зависит от их энергий. При более низких энергиях отношение радиуса Штёрмера к радиусу планеты выше, и частицы, чьи траектории оказываются расположенными между поверхностью планеты и магнитопаузой, обладают более высокими γ , что приводит к лучшему их удержанию. Из полученного второго ограничения следует, что для Меркурия при внешнем однородном поле 50 нТл предельной является кинетическая энергия протонов около 340 кэВ, когда $\gamma_{\text{out}} = \gamma_{\text{in}} = 0.84$. При дальнейшем анализе нами было рассмотрено близкое по порядку величины к предельному значение энергии 100 кэВ. Периоды ларморовского вращения, баунс-колебаний и дрейфового движения для протонов этой энергии приведены в табл. 3. Период ларморовского вращения рассчитывался нами как фактический интервал времени между

Таблица 3. Усредненные периоды ларморовского вращения t_{gyr} и баунс-колебаний t_b , а также период 1-го оборота при дрейфовом движении t_{az} для протонов с кинетической энергией 100 кэВ при различных значениях γ и угла α_0 , $b_e = 50$ нТл

γ	$lpha_0$	t_{gyr} , c	t_b , c	t_{az} , c
$\gamma_{ m in}$	90°	0.3222	—	38.59
$\gamma_{ m out}$	61.75°	0.4058	3.752	35.32
	90°	0.4589	—	43.51
γ_{fin}	60.88°	0.4111	3.801	35.35

максимальными удалениями от силовой поверхности Q = 1. Это время различно для разных ларморовских оборотов, так как при приближении к точке отражения компонента скорости, перпендикулярная к магнитному полю, возрастает (за счет уменьшения продольной), а ларморовский кружок меньше, поэтому этот период затем усреднялся. Что касается баунс-колебаний, то их период определялся как интервал времени между двумя максимальными отклонениями в одну сторону от экватора по полярному углу. Времена баунс-колебаний в случае, если положение точки отражения меняется со временем, тоже различны, поэтому они также усреднялись.

РАЗНОВИДНОСТИ ТРАЕКТОРИЙ ЧАСТИЦ В ВОЗМОЖНОЙ ОБЛАСТИ ЗАХВАТА

Численный счет

Расчет траекторий частиц велся с помощью метода, описанного в работе Шебалина (2004), в которой уравнения движения частицы были переписаны с учетом сохранения интегралов движения, а дифференцирование производилось не по времени, а по длине пути *ds*, и расстояния при этом измерялись в единицах радиуса Штёрмера. Формулы из (Шебалин, 2004) были нами модифицированы с целью учесть наличие внешнего однородного поля и имеют вид (штрихи для краткости опущены)

$$\begin{cases} \frac{d^2\rho}{ds^2} = h\left(\frac{2\gamma}{\rho^2} + \frac{z^2 - 2\rho^2}{r^5} + G\right),\\ \frac{d^2z}{ds^2} = -h\frac{3\rho z}{r^5},\\ \frac{d\varphi}{ds} = \operatorname{sign}(ZM)\frac{h}{\rho}, \end{cases}$$
(12)

где $h = \frac{2\gamma}{\rho} - \rho \left(\frac{1}{r^3} + G\right).$

Данный способ расчета траекторий позволяет эффективно понизить размерность задачи, так что он менее требователен к вычислительным ресурсам. Численное интегрирование траекторий производилось при помощи многошагового метода



Рис. 1. Пороговые значения начального питч-угла α_{th1} (толстые линии) и α_{th2} (тонкие линии) при различных R_{cen} (см. (9), (10)) при времени удержания 20 мин в ситуациях отсутствия внешнего однородного поля и его наличия ($b_e = 50 \text{ нTл}$).



Рис. 2. Траектории движения протонов с энергией 100 кэВ, запущенных с расстояния $R = 1.3 R_M$ со случайно выбранными питч- и фазовыми углами, а) чисто дипольное поле, t = 25 с, 70 частиц, включая 8 захваченных; б) сумма дипольного и однородного полей, t = 60 с, 80 частиц, включая 15 захваченных. Темно-серой заливкой выделена поверхность Меркурия, магнитопауза обозначена пунктирной линией. Белым цветом показаны траектории частиц, захваченных в рассматриваемый период 2t, остальные траектории обозначены серым. Также светлыми линиями показаны внутренняя граница внутренней РЗ для γ_{max} и внешняя — для γ_{min} .

Адамса-Башфорта-Моултона переменного порядка. Это дало нам возможность рассматривать траектории до $10^4 - 10^5$ частиц.

Для сравнения: Фатеми и др. (2020) при гибридном моделировании на суперкомпьютере процесса заполнения магнитосферы Меркурия солнечными протонами помещали в начальный момент в каждый узел численной сетки (шаг 175 км, т.е. ~0.07 R_M) 16 частиц, что дает полное число частиц 3.2×10^8 . Это примерно столько же, сколько будет у нас, если мы выберем по двадцать узлов сетки по каждому пространственному направлению. Наблюдаемая средняя концентрация протонов солнечного ветра на орбите Меркурия, согласно Фатеми и др. (2020), — 30 см⁻³, что дает 1.47×10^{23} частиц в ячейке выбранной ими численной сетки, т.е. один протон в моделировании (Фатеми и др., 2020) представлял 9.2×10^{21} реальных частиц.

Результаты моделирования

Нами были рассмотрены наборы из траекторий 30 тыс. протонов, стартовая точка которых располагалась на расстоянии R от диполя при z== 0, а направления скорости выбирались случайно с изотропным распределением в пространстве (т.е. с равномерным по ϕ_{eq} и пропорциональным $\sin \alpha_{eq}$ по α_{eq}). Можно показать, что при данных условиях частицы обладают равномерным распределением по γ (8) в диапазоне от $\gamma_{\min} = 0.5(1/R' + R'^2G' - 1)$ -R') до $\gamma_{\text{max}} = 0.5(1/R' + R'^2G' + R')$. Их движение рассматривалось на интервале времени t == 60 с в прямом направлении во времени и на таком же — в обратном. Частица, которая удерживалась таким образом в совокупности 2 мин, что приблизительно втрое превышает характерные периоды дрейфовых оборотов, считалась захваченной.

Возможны следующие варианты поведения траектории в течение заданного интервала времени (рис. 2):

- 1. Пересечение поверхности планеты (высыпание).
- Нахождение на расстоянии между радиусом планеты R_{pl} и магнитопаузой или радиусом Штёрмера r_{st}, если он меньше ее (захват).
- Выход за пределы магнитопаузы / радиуса Штёрмера (улет).

Аналогично и с поведением частицы в прошлом: частица может быть выбита с поверхности планеты, удерживаема или прилететь из-за пределов магнитопаузы (радиуса Штёрмера). С учетом этого мы можем представить разновидности траекторий частиц в виде матрицы размером 3×3 . Нами было обнаружено, что в указанных условиях существует доля захваченных частиц до 1/4 от общего их числа в зависимости от R (табл. 4).

Для описания ситуации в точке наблюдения нами также были построены карты, на которых отображена зависимость дальнейшей судьбы частиц от их начальных питч- и фазового углов (рис. 3). На картах нами проведены изолинии γ_{in} , γ_{out} и γ_{fin} . Из этих карт следует, что в случае нахождения детектора частиц на расстояниях 1.39 или 1.3 R_M ($\gamma_{\min} = 0.6760, \ \gamma_{\max} = 1.0821$), т.е. во внешней части области захвата, он будет фиксировать удерживаемые частицы неподалеку от точек разворота траекторий, и, как следствие, на картах они отображаются в виде узкой полосы формы, близкой к прямоугольной, вблизи 90° по α_{eq} и 270° по ϕ_{eq} (рис. 3а,б). Постепенное уширение этой полосы к краям является следствием возрастания пороговых питч-углов с уменьшением γ (рис. 1). Углы полосы области захвата расположены на изолинии $\gamma = \gamma_{\text{fin}}(t)$. Преобладающая доля площади этих двух карт находится вне изолинии $\gamma =$ $= \gamma_{\text{out}}$, когда имеются пролетные частицы, а также прилетевшие и выпавшие (либо выбитые и улетевшие). При приближении точки построения карты к планете (например, на 1.2 R_M , когда $\gamma_{\min} = 0.8463$, $\gamma_{\rm max} = 1.2212$, см. рис. Зв) на изображении области захвата образуется отчетливо заметная перетяжка. Ее толщина обращается в нуль в момент достижения точки, для которой строится карта, внутренней границы РЗ, что соответствует γ_{in} (рис. 3г). Соответствующую изолинию можно видеть на карте для расстояний 1.145 R_M и 1.1 R_M ($\gamma_{\min} = 1.0311$, $\gamma_{\rm max} = 1.3747$), где область захвата линзовидной формы располагается уже вблизи питч-и фазового углов 90° (рис. 3д,е), и при этом для $R = 1.1 R_M$ частиц, пересекающих магнитопаузу, уже нет.

Из карт видно, что поток частиц в данной точке магнитосферы Меркурия не состоит исключительно из или захваченных, или высыпающихся, или пролетных частиц. И пролетные частицы, и частицы, совершающие меньше одного дрейфового оборота перед столкновением с планетой, и захваченные — все могут быть обнаружены в одной точке.

ОБСУЖДЕНИЕ

Магнитосфера Меркурия является динамически крайне изменчивой (Славин и др., 2007), следовательно, предположение стационарной магнитосферы неверно для больших периодов времени. Однако данное приближение будет работать для периодов времени в 2–3 мин, которые превышают времена дрейфовых оборотов частиц.

Положение стартовой точки $R\left(R_M ight)$	Выбитые и затем выпавшие, %	Ранее захваченные, но затем выпавшие, %	Прилетевшие и затем выпавшие, %
1.10	80.25	0.07	_
1.15	71.18	0.01	_
1.20	58.75	< 0.01	0.83
1.25	44.35	0.02	1.52
1.30	32.63	0.02	2.16
1.35	20.05	_	3.65
$R\left(R_{M} ight)$	Выбитые и затем захваченные, %	Стабильно захваченные (в прошлом и будущем), %	Прилетевшие и затем захваченные, %
1.10	0.07	19.62	_
1.15	0.02	25.24	< 0.01
1.20	< 0.01	18.96	_
1.25	0.02	16.69	_
1.30	0.02	13.83	—
1.35	_	9.64	-
$R\left(R_{M} ight)$	Выбитые и затем улетевшие, %	Ранее удерживавшиеся, но затем улетевшие, %	Пролетные (прилетевшие и затем улетевшие), %
1.10	_	_	_
1.15	_	_	3.54
1.20	0.79	_	20.67
1.25	1.63	< 0.01	35.78
1.30	2.01	_	49.33
1.35	3.77	< 0.01	62.89

Таблица 4. Распределение по типам траекторий при различных начальных расстояниях *R*, статистика по 30 тыс. частиц, траектории рассчитывались на интервале времени *t* = 60 с

Мы показали, что заряженные частицы могут быть захвачены по крайней мере на несколько дрейфовых периодов (как протоны, так и ионы натрия Na⁺ с теми же значениями параметров Штёрмера). Ранее в модели без аксиальной симметрии (Волш и др., 2013) было показано, что электроны также могут быть магнитно захвачены по крайней мере на несколько дрейфовых периодов.

Можно также предположить, что в случае экзопланеты, находящейся в менее плотном звездном ветре, чем Меркурий, будут создаваться лучшие условия для удержания частиц, так как расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы будет больше.

Если отношение χ ларморовского радиуса частицы к радиусу кривизны силовой линии удовлетворяет условию $\chi \ll 1$ (Кузнецов, Юшков, 2002), то для оценки связи между начальным питч-углом α_0 и полярным углом θ_1 , при котором происходит отражение частицы, можно воспользоваться условием сохранения 1-го адиабатического



Рис. 3. Влияние начальных условий (питч-угла α_{eq} и фазы ларморовского вращения ϕ_{eq}) на судьбу протонов с энергией 100 кэВ, проходящих через плоскость магнитного экватора при расстояниях R (в R_M): (а) 1.39, (б) 1.3, (в) 1.2, (г) 1.166, (д) 1.145, (е) 1.1. Средне-серым цветом показаны начальные углы частиц, столкнувшихся с поверхностью планеты как в прошлом, так и в будущем; белым — захваченных в рассматриваемый период времени; светло-серым — прилетевших из-за магнитопаузы и столкнувшихся с поверхностью, либо выбитых и улетевших; темно-серым — пролетных. Черным цветом показаны изолинии γ_{in} , γ_{out} и γ_{in} .

инварианта (Нортроп, 1963):

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \text{const},\tag{13}$$

откуда в отсутствие внешнего однородного поля можно найти угол θ_1 (при не слишком малых $\sin \alpha_0$), численно решая уравнение

$$\sin \alpha_0 = \frac{\sin^3 \theta_1}{\sqrt{2} \sqrt[4]{1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta_1}}.$$
 (14)

Однако оценивание таким методом доли числа высыпающихся частиц применимо лишь при условии, что χ мало. В противном случае условие (13) сохранения 1-го адиабатического инварианта перестает выполняться, высота точек отражения может меняться со временем в процессе движения частицы, причем нарушение адиабатичности в первую очередь затрагивает частицы с малыми sin α_0 . Это означает, что, даже если изначально частица подходила к точке отражения над поверх-

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 11 2020

ЛУКАШЕНКО и др.



Рис. 4. Влияние, в зависимости от модели, начальных условий (питч-угла α_{eq} и фазы ларморовского вращения ϕ_{eq}) на судьбу протонов с энергией 100 кэВ, проходящих через плоскость магнитного экватора при $R = 1.3 R_M$. Черным цветом показаны изолинии γ с шагом 0.05. Цветовые обозначения в основном те же, что и на рис. 3. Модели: (а) A (светло-серый цвет — захваченные, но затем выпавшие частицы, либо выбитые и ставшие захваченными), (б) B, (в) C, (г) D.

ностью планеты, при последующем движении эта точка может сместиться ниже поверхности.

Для рассмотрения вкратце общего вопроса о существовании захваченной радиации у планеты рассмотрим в порядке усложнения четыре модели магнитного поля:

- А. Чисто дипольное поле, когда диполь расположен по центру планеты. Улетевшими считаются частицы, вышедшие за пределы радиуса Штёрмера.
- В. В отличие от предыдущего случая, формально вводится магнитопауза сферической формы. Частицы, вышедшие за ее пределы, считаются потерянными.
- С. Отличается от предыдущей модели учетом сдвига диполя вдоль оси *Oz*. Центр системы координат привязан к положению диполя.
- D. Также учитывается внешнее однородное поле, направленное вдоль оси *Oz*, имитирующее внутри магнитосферы поле токов экранировки на магнитопаузе.

В качестве примера возьмем за основу параметры Меркурия и остановимся более подробно на ситуации, когда $R = 1.3 R_M$ (рис. 4). В отсутствие внешнего поля значения γ для частиц находятся в диапазоне от 1.03 до 1.43, и, следовательно, частицы не могут выйти за радиус Штёрмера. Доля захваченных частиц является сравнительно небольшой. менее 1/7 от их числа. Учет наличия магнитопаузы уменьшает эту долю приблизительно вдвое, сдвиг же диполя практически не оказывает на нее влияния, однако приводит к тому, что более 72% из числа столкнувшихся с планетой частиц выпадает в южном полушарии. Если же учесть наложение внешнего поля 50 нТл, то при выбранных параметрах оно, напротив, содействует удержанию частиц, так что их доля примерно вдвое возрастает. Для $R = 1.2 R_M$ картина похожая, с тем отличием, что для приэкваториальных траекторий нижняя граница разрешенной зоны в моделях А-С уходит под поверхность планеты, а в модели D удерживаемой оказывается почти 1/5 от числа частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами не было обнаружено принципиального запрета на существование вблизи Меркурия области захвата протонов с энергиями 100 кэВ и меньше. Из проведенного рассмотрения следует, что при увеличении размера магнитосферы (например, в периоды низкого давления солнечного ветра) могут создаваться условия для возникновения радиационных поясов.

Можно сделать ряд выводов относительно причин потерь частиц и возможности либо невозможности существования радиационных поясов при малом дипольном магнитном моменте планеты:

- Если радиус Штёрмера, вычисленный для интересующих энергий частиц, меньше радиуса планеты, то существование радиационных поясов невозможно.
- 2. С одной стороны, если параметр γ превышает некоторое пороговое значение γ_{in} , то внутренняя разрешенная зона полностью или частично находится под поверхностью планеты, и говорить об удержании частиц не приходится. С другой стороны, разрешенная зона должна быть такой, чтобы еще позволять траектории не выходить на магнитопаузу, так что должно выполняться условие $\gamma_{in} > \gamma_{out}$.
- 3. Частицы, находящиеся в пределах внутренней разрешенной зоны, колеблются между точками отражения, положение которых зависит от их начальных питч-углов. Удержание частицы возможно только в том случае, если ее точки отражения находятся над поверхностью планеты, а неточность сохранения 1-го адиабатического инварианта не приводит к такому их смещению на интересующих временах, чтобы высыпание стало возможным. Описание области захвата, расположенной поблизости от плоскости магнитного экватора, можно в первом приближении кратко выразить формулой

обл. захв. =
$$\sum_{\gamma=\gamma_{out}}^{\gamma_{in}} \sum_{\alpha_0=\alpha_{th1}}^{180^\circ - \alpha_{th1}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) + (15)$$
$$+ \sum_{\gamma=\gamma_{in}}^{\gamma_{out}} \left(\sum_{\alpha_0=\alpha_{th1}}^{\alpha_{th2}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) + \sum_{\alpha_0180^\circ - \alpha_{th2}}^{180^\circ - \alpha_{th1}} \text{траект.}(\gamma, \alpha_0) \right).$$

У Меркурия в области нахождения захваченных частиц среди частиц одной и той же энергии значительную и даже преобладающую долю могут составлять пролетные или высыпающиеся. При этом захваченные частицы могут приходить лишь с выделенных угловых направлений, причем не только по питч-углу, но и по фазовому, т.е. наблюдаться в виде жгутов. Таким образом, из проведенного рассмотрения следует, что для обнаружения возможного захвата при экспериментальном измерении потоков частиц необходимо учитывать их угловое распределение.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю.Л. Сасунову и Б.Ю. Юшкову за ценные обсуждения.

Авторы признательны правительству Российской Федерации и Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (№ 13.1902.21.0039).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Акасофу С.-И., Чепмен С., Солнечно-земная физика. Ч. 2 (М.: Мир, 1975).
- 2. Алексеев и др. (I.I. Alexeev, E.S. Belenkaya, S.Yu. Bobrovnikov, et al.), J. Geophys. Res. Space Phys. **113**, A12210 (2008).
- 3. Алексеев и др. (I.I. Alexeev, E.S. Belenkaya, J.A. Slavin, et al.), Icarus **209**, 23 (2010).
- 4. Андерсон и др. (В.J. Anderson, М.Н. Асиña, H. Korth, et al.), Science **321**, 82 (2008).
- 5. Андерсон и др. (B.J. Anderson, М.Н. Асиña, H. Korth, et al.), Space Sci. Rev. **152**, 307 (2010).
- 6. Андерсон и др. (B.J. Anderson, C.L. Johnson, H. Korth, et al.), Science **333**, 1859 (2011).
- 7. Винслоу и др. (R.M. Winslow, N. Lugaz, L. Philpott, et al.), Astrophys. J. **889**, 184 (2020).
- 8. Волш и др. (B.M. Walsh, A.S. Ryou, D.G. Sibeck, et al.), J. Geophys. Res. Space Phys. **118**, 1992 (2013).
- 9. Глассмайер и др. (К.-Н. Glassmeier, H.-U. Auster, and U. Motschmann), Geophys. Res. Lett. 34, L22201 (2007).
- 10. Делькур и др. (D.C. Delcourt, K. Seki, N. Terada, et al.), Ann. Geophys. **23**, 3389 (2005).
- 11. Делькур и др. (D.C. Delcourt, T.E. Moore, and M.-C.H. Fok), Ann. Geophys. **28**, 1467 (2010).
- 12. Джонсон и др. (C.L. Johnson, M.E. Purucker, H. Korth, et al.), J. Geophys. Res. **117**, E00L14 (2012).
- 13. Клауэр и др. (С.R. Clauer, I.I. Alexeev, E.S. Belenkaya, et al.), J. Geophys. Res. Space Phys. **106**, 25695 (2001).
- Кузнецов С.Н., Юшков Б.Ю., Физика плазмы 28, 375 (2002).
- 15. Лаврухин и др. (A.S. Lavrukhin, I.I. Alexeev, and I.V. Tyutin), Ann. Geophys. **37**, 535 (2019).
- 16. Нессидр. (N.F. Ness, K.W. Behannon, R.P. Lepping, et al.), Science **185**, 151 (1974).
- 17. Несси др. (N.F. Ness, K.W. Behannon, R.P. Lepping, et al.), Nature **255**, 204 (1975).
- 18. Нортроп (Т.G. Northrop), Rev. Geophys. 1, 283 (1963).

- 19. Поттер и др. (A.E. Potter, R.M. Killen, and T.H. Morgan), Planet. Space Sci. 47, 1441 (1999).
- 20. Поттер и др. (A.E. Potter, R.M. Killen, K.P. Reardon, et al.), Icarus **226**, 172 (2013).
- 21. Славин и др. (J.A. Slavin, S.M. Krimigis, M.H. Acuña, et al.), Space Sci. Rev. **131**, 133 (2007).
- 22. Славин и др. (J.A. Slavin, G.A. DiBraccio, D.J. Gershman, et al.), J. Geophys. Res. Space Physics **119**, 8087 (2014).
- 23. Тверской Б.А., Динамика радиационных поясов Земли (М.: Наука, 1968).
- 24. Фатеми и др. (S. Fatemi, A.R. Poppe, and S. Barabash), J. Geophys. Res. Space Phys. **125**, e2019JA027706 (2020).
- 25. Шебалин (J.V. Shebalin), Phys. Plasmas 11, 3472 (2004).
- 26. Штёрмер (С. Størmer), *The Polar Aurora* (Oxford, UK: Clarendon Press, 1955).
- 27. Яги и др. (М. Yagi, K. Seki, Y. Matsumoto, et al.), J. Geophys. Res. Space Phys. **115**, A10253 (2010).