

ДВУМЕРНАЯ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2019 г. С. В. Смолин

Сибирский федеральный университет, г. Красноярск, Россия

e-mail: smolinsv@inbox.ru

Поступила в редакцию 28.08.2017 г.

После доработки 15.12.2017 г.

Принята к публикации 25.05.2018 г.

Исследована динамика протонов кольцевого тока с переменными граничными условиями во внутренней магнитосфере во время магнитной бури. Рассчитана временная и пространственная эволюция (дифференциальных потоков) протонов в дипольном магнитном поле. Расчеты выполнены с помощью предлагаемой автором двумерной феноменологической модели кольцевого тока PheMRC 2-D (two-dimensional Phenomenological Model of the Ring Current 2-D), рассматривающей радиальную и питч-угловую диффузии с учетом потерь из-за взаимодействий “волна–частица”. Моделирование начинается с распределения магнитоспокойного времени. Модель тестируется сравнением вычисленных потоков протонов с измерениями на спутнике Polar/MICS во время магнитной бури 21–22 октября 1999 г. Получено хорошее согласие расчетного питч-углового распределения и экспериментальных данных. Проведено сравнение с другой моделью кольцевого тока ECRCM (Extended Comprehensive Ring Current Model) [Ebihara et al., 2008]. Модель PheMRC 2-D точнее модели ECRCM описывает экспериментальные данные. Предложенная модель может быть использована для моделирования динамики заряженных частиц в магнитосферах Юпитера и Сатурна.

DOI: 10.1134/S001679401804017X

1. ВВЕДЕНИЕ

Во время магнитной бури плазма инжектируется на ночной стороне около геостационарной орбиты. Взаимодействуя с электрическим полем конвекции, эти частицы дрейфуют внутрь магнитосферы, захватываются геомагнитным полем и формируют кольцевой ток во время бури. Земной кольцевой ток – это электрический ток, текущий к западу вокруг Земли, который обычно обнаруживается на расстояниях между ~ 2 и $9R_E$ (R_E – средний радиус Земли). Его область, рост и спад связаны с геомагнитными бурями [Daglis et al., 1999]. Захваченные энергичные (\sim десятков кэВ) положительные ионы (H^+ , He^+ и O^+) подвергаются азимутальному дрейфу и составляют кольцевой ток бури. Три главных процесса считаются ответственными за спад кольцевого тока: кулоновские столкновения и обмен зарядами вместе с питч-угловой диффузией, управляемой электромагнитными ионно-циклотронными волнами [Kennel and Petschek, 1966; Cornwall et al., 1970; Sakaguchi et al., 2008; Xiao et al., 2011, 2012]. Время потерь, связанное с обменом зарядами и кулоновскими столкновениями, изменяется от ~ 1 до ~ 100 суток для энергий ионов выше десятков кэВ [Fok et al., 1991]. Характерные времена, связан-

ные с питч-угловым рассеянием электромагнитными ионно-циклотронными волнами, являются более короткими ~ 1 ч [Lyons and Thorne, 1972; Lyons and Williams, 1984].

В квазилинейной кинетической теории гирорезонансные взаимодействия между электромагнитными волнами и энергичными частицами ведут к нарушению первого адиабатического инварианта и к диффузии по питч-углу и энергии. В общем, питч-угловая диффузия продвигает, например, протоны к конусу потерь и высыпанию [Gendrin, 1981], тогда как диффузия по энергии приводит к ускорению частиц и ужесточению энергетического спектра [Thorne and Horne, 1996]. Количественное описание таких процессов требует, например, решения двумерного баунс-усредненного уравнения диффузии Фоккера-Планка, описывающего локальное ускорение и процессы потерь в пространстве скоростей. Такое уравнение для описания эволюции плотности фазового пространства [Kozyra et al., 1994; Albert, 2004; Xiao et al., 2012] использовалось, чтобы исследовать поток протонов. Динамику ионов кольцевого тока, включающую питч-угловое рассеяние электромагнитными ионно-циклотронными волнами, рассматривалось также в работах [Jordanova et al., 2001; Khazanov et al., 2002, 2003;

Khazanov, 2011]. Однако, одновременное рассмотрение радиальной диффузии протонов и соответствующего питч-углового рассеяния протонов кольцевого тока электромагнитными ионно-циклотронными волнами не проводилось, кроме, вероятно, [Smolin, 2012].

Целью работы является исследование динамики протонов кольцевого тока в течение главной фазы магнитной бури. Для исследования использовалась двумерная феноменологическая модель кольцевого тока PheMRC 2-D (Phenomenological Model of the Ring Current 2-D).

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Предлагаемая двумерная феноменологическая модель кольцевого тока PheMRC 2-D на основе двумерного уравнения Фоккера–Планка общего вида для плотности фазового пространства, описывающая радиальную и питч-угловую диффузии, потери при обмене зарядами и вследствие взаимодействий “волна–частица”, может быть выражена при помощи следующего уравнения [Смолин, 1996, 2012; Smolin, 2010, 2012, 2014, 2015]

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} = & L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left(L^{-2} D_{LL} \frac{\partial f}{\partial L} \right) + \frac{1}{\sin \alpha} \times \\ & \times \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(D_{\alpha\alpha} \sin \alpha \frac{\partial f}{\partial \alpha} + \sin \alpha \frac{d\alpha}{dt} f \right) - \\ & - \lambda f - \frac{f}{T_{wp}} + f S_{\perp} \sin^2 \alpha. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь, f – плотность фазового пространства (или функция распределения); t – время; L – параметр Мак-Илвейна; α – локальный питч-угол; D_{LL} – коэффициент радиальной диффузии; $D_{\alpha\alpha}$ – коэффициент питч-угловой диффузии; $d\alpha/dt$ – питч-угловая скорость; λ – скорость потерь при нейтрализации протонов обменом зарядами; T_{wp} – время жизни вследствие взаимодействий волна–частица; S_{\perp} – перпендикулярный коэффициент функций источника частиц ($\alpha = 90^\circ$).

Предлагаемое уравнение (1) описывает радиальную диффузию в “обычном” пространстве с учетом потерь при обмене зарядами и питч-угловую диффузию в пространстве скоростей с потерями вследствие взаимодействия “волна–частица”. Поэтому необходим соответствующий коэффициент диффузии в пространстве скоростей, а именно коэффициент питч-угловой диффузии. Функция потерь обусловлена попаданием заряженных частиц в так называемый “конус потерь” в результате взаимодействий “волна–частица”. Функция источника частиц может быть связана, например, с заряженными частицами, которые движутся из хвоста магнитосферы к Земле под влиянием магнитосферной конвекции.

Радиальный перенос управляется флуктуациями геомагнитного и электрического полей. Поэтому коэффициент радиальной диффузии был взят согласно [Башкиров и Ковтюх, 1995] следующим:

$$\begin{aligned} D_{LL} = & 5 \times 10^{-9} L^{10} (0.11 + 0.89 \sin^4 \alpha) + \\ & + 5 \times 10^{-6} \frac{L^{10}}{L^4 + M^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где размерность магнитного момента $[M] = \text{МэВ/Гс}$, а $[D_{LL}] = 1/\text{сут}$.

Первое слагаемое относится к флуктуациям магнитного поля [Schulz and Lanzerotti, 1974], а второе – к флуктуациям электрического поля [Cognwall, 1972]. Такой коэффициент радиальной диффузии рекомендуется в работе [Башкиров и Ковтюх, 1995], потому что в пределах достигнутой точности измерений питч-угловых распределений протонов и с учетом допустимого разброса параметров эмпирических моделей водородной геокороны и плазмосферы достигается наилучшее согласие теории с экспериментом (не хуже 20%) для используемых в (2) коэффициентов магнитной ($5 \times 10^{-9} 1/\text{сут}$) и электрической ($5 \times 10^{-6} 1/\text{сут}$) диффузий.

Коэффициент питч-угловой диффузии предлагается определять следующими формулами [Смолин, 2012; Smolin, 2012, 2014, 2015]

$$D_{\alpha\alpha} = D_{\perp} \sin^2 \alpha = \frac{1}{\gamma_{\perp 0} (\gamma_{\perp 0} + 2) T_{wp}} \sin^2 \alpha, \quad (3)$$

а S_{\perp} – следующим образом:

$$S_{\perp} = \frac{(\gamma_{\perp 0} + 3)}{(\gamma_{\perp 0} + 2) T_{wp}}. \quad (4)$$

В формулах (3) и (4) $\gamma_{\perp 0}$ – это хорошо известный (когда $f \sim \sin^{\gamma} \alpha$) показатель питч-углового распределения заряженных частиц (или индекс анизотропии питч-углового распределения), но взятый для питч-угла 90° в начальный момент времени. Если же в начальный момент хотя бы приближенно для всего диапазона питч-углов $\gamma = \text{const}$, то берем $\gamma_{\perp 0} = \gamma$. Из формул (3) и (4) также видно, что начальный перпендикулярный показатель питч-углового распределения частиц должен быть больше нуля ($\gamma_{\perp 0} > 0$), чтобы не было деления на нуль и чтобы коэффициент питч-угловой диффузии был больше нуля. Другим необходимым условием для модели является следующее – дифференциальный поток частиц вдоль магнитных силовых линий должен быть много меньше дифференциального потока частиц перпендикулярного к магнитным силовым линиям ($j_{\parallel} \ll j_{\perp}$), т.е. в этой модели пренебрегаем продольными токами. Такое условие возможно, так

как часто подтверждается экспериментально. С другой стороны в этом случае можно использовать нулевые граничные условия для $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 180^\circ$.

Время жизни вследствие взаимодействий “волна–частица” (кратко будем называть эту величину – время взаимодействия “волна–частица”) в зависимости от индекса геомагнитной активности $Kp \leq 6$ будем определять согласно работе [Miyoshi et al., 2006]

$$T_{wp}(Kp) = T_{wp0}(1 - 0.15Kp), \quad (5)$$

где T_{wp0} – время взаимодействия волна–частица при $Kp = 0$, а величина T_{wp} для $Kp = 6$ используется и для более высоких Kp .

Так как T_{wp0} не было определено в [Miyoshi et al., 2006], предлагается следующая формула для вычисления [Смолин, 2012; Smolin, 2012, 2014, 2015]

$$T_{wp0} = k_T T_{\min} = k_T \frac{2T_B}{\alpha_c^2} = k_T \frac{2R_E L^4 \sqrt{4L - 3\sqrt{m}}}{\sqrt{2EL}}, \quad (6)$$

где k_T – безразмерный параметр; T_{\min} – минимальное время жизни заряженной частицы [Пудовкин и др., 1975]; T_B – четверть баунс-периода [Пудовкин и др., 1975]; α_c – питч-угол конуса потерь [Summers and Thorne, 2003]; R_E – средний радиус Земли; E – энергия частицы, а m – ее масса.

Несмотря на то, что время жизни вследствие взаимодействий “волна–частица” точно неизвестно, формулы (5), (6) позволяют оценивать это время в зависимости от параметра k_T и от энергии заряженной частицы, ее массы, параметра Мак-Илвейна, Kp -индекса. Позволяя таким образом моделировать влияние времени жизни вследствие взаимодействий “волна – частица” на процесс питч-угловой диффузии в магнитосфере Земли.

Для определения скорости изменения питч-угла со временем предлагается следующая формула [Смолин, 2012; Smolin, 2012, 2014, 2015]:

$$\frac{d\alpha}{dt} = -\frac{\sin \alpha \cos \alpha dL}{2L dt}. \quad (7)$$

При проведении численных расчетов будем полагать в формуле (7), что $dL/dt \approx \langle dL/dt \rangle$. Тогда баунс-усредненная радиальная дрейфовая скорость движения заряженных частиц в магнитосфере Земли будет определена, например, так [Смолин, 1993, 1996]:

$$\left\langle \frac{dL}{dt} \right\rangle = -\Omega \frac{\Phi_2}{\Phi_0} L^4 \cos \phi, \quad (8)$$

где ϕ – азимутальный угол (местное время LT = 0 ч в полночь) или геомагнитная восточная долгота в плоскости магнитного экватора; Ω – угловая ско-

рость вращения Земли; $\Phi_0 = 92$ кВ, а зависимость Φ_2 , измеренная в кВ, от геомагнитной активности, т.е. от Kp -индекса, определяется по формуле [Nishida, 1978]

$$\Phi_2 = \frac{0.045}{(1 - 0.16Kp + 0.01Kp^2)^3}. \quad (9)$$

Скорость потерь при перезарядке дается формулой

$$\lambda = N_H v Q, \quad (10)$$

здесь N_H – концентрация нейтрального водорода [Smith and Bewtra, 1978]; v – скорость протона; Q – эффективное сечение перезарядки, которое аппроксимируется выражением

$$Q = 3.27 \times 10^{-15} \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/2} \exp \left(- \left(\frac{E}{E_0} \right)^{1/2} \right), \quad (11)$$

где $E_0 = 1.76$ кэВ, а размерность $[Q] = \text{см}^2$.

Сравнение (11) с экспериментальными величинами, как это представлено в работе [Smith and Bewtra, 1978], показывает превосходное согласие для энергий ниже 300 кэВ. Для больших энергий спад эффективного сечения уменьшается быстрее, чем предсказано (11).

Предлагаемое уравнение (1) совместно с (2)–(11) для описания радиальной и питч-угловой диффузии в магнитосфере отличается от других математических моделей питч-угловой диффузии, например, следующим: 1) конкретным аналитическим приближенным определением коэффициента питч-угловой диффузии $D_{\alpha\alpha}(\alpha)$ (3), 2) конкретным аналитическим определением функции источника заряженных частиц $S(\alpha)$ (4), (1), 3) определением скорости изменения питч-угла со временем (7), 4) вычислением времени жизни вследствие взаимодействий волна–частица T_{wp} (5), (6). Поэтому уравнение (1) содержит некоторые математические модели “чистой” питч-угловой диффузии как частные случаи, например [Kennel and Petschek, 1966; Лайонс и Уильямс, 1987; Смолин, 1996, 2012; Smolin, 2015].

Более того, входящая в (1)–(11) математическая модель питч-угловой диффузии заряженных частиц в магнитосфере Земли учитывает три физических механизма [Sibeck et al., 1987]. Во-первых, взаимодействия “волна–частица” учитываются за счет влияния времени T_{wp} (5), (6). Причем, воздействие как бы “интегральное или усредненное” из-за того, что в приближенных формулах (5), (6) предполагается учет взаимодействий частиц со всем спектром волн в магнитосфере Земли, а не с одним каким-то конкретным видом (как это обычно принято). Отсюда следует, что к коэффициенту питч-угловой диффузии $D_{\alpha\alpha}(\alpha)$ (3) и к

функции источника частиц $S(\alpha)$ (1), (4) надо относиться как к приближенным “интегральным или усредненным”. Во-вторых, учитывается физический механизм инжекции и дрейфа частиц наличием в уравнении (1) скорости радиального дрейфа dL/dt (7), (8). И, в-третьих, принимая во внимание зависимость потенциала электрического поля от индекса геомагнитной активности Kp (9), мы учитываем влияние расщепления дрейфовых оболочек электрического поля на распределение заряженных частиц по питч-углам.

Уравнение (1) совместно с (2)–(11) представляет собой нестационарное двумерное дифференциальное уравнение в частных производных второго порядка, решение которого следует искать в виде функции от L , α и t . Используем его для определения эволюции питч-углового распределения протонов кольцевого тока Земли в зависимости от параметра Мак-Илвейна L во время конкретной магнитной бури.

3. НАЧАЛЬНЫЕ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Начальные и граничные условия будут представлены для следующих областей параметра Мак-Илвейна L и питч-угла α : $2.26 \leq L \leq 6.6$, $0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$. В дальнейшем также будет использоваться взаимосвязь между дифференциальным потоком частиц j и плотностью фазового пространства f : $j = 2mEf$.

Моделирование начинается с условий магнитоспокойного времени [Sheldon and Hamilton, 1993; Sheldon, 1994]. Данные, представленные Шелдоном и Гамильтоном [Sheldon and Hamilton, 1993] за самые спокойные дни 1985–1987 гг. и определенные прибором AMPTE/CSE/CHEM на околоэкваториальной орбите на $L = 2-9$, используются как начальное распределение потоков протонов до начала бури. Полагаем, что эта группа данных предлагает средние дифференциальные потоки протонов в области энергий 1–300 кэВ приблизительно при питч-угле $\alpha = 90^\circ$, т.е. $j_{\perp 0}(2.26 \leq L < 6.6, E)$ при $t = 0$.

Другим важным граничным условием в начальный момент времени является задание энергетического спектра протонов на внешней границе ($L = 6.6$). Он был аппроксимирован соотношением:

$$j_{\perp 0}(L = 6.6, E) = k \sqrt{\frac{E}{E_b}} \exp\left(-\sqrt{\frac{E}{E_b}}\right), \quad (12)$$

где $k = 8.2 \times 10^5$ (см² с ср кэВ)⁻¹, а $E_b = 2.5$ кэВ.

Такое представление спектра согласно [Горянов и др., 1987] хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные по протонам в широком диапазоне энергий от 1 кэВ до 10 МэВ, включая как спектр частиц ионосферы (в области ма-

лых энергий), так и спектр частиц солнечного происхождения (область энергий больше десятков кэВ).

Для двух оставшихся граничных условий ($\alpha = 0^\circ$, $\alpha = 180^\circ$) будем полагать, что на этих границах дифференциальный поток протонов всегда равен нулю.

Чтобы получить зависимости от питч-угла для начальной функции распределения ($2.26 < L < 6.6$, $0^\circ < \alpha < 180^\circ$) и функций распределения на границах в начальный момент времени, предположим, что (12) и данные [Sheldon and Hamilton, 1993; Fok et al., 1996] приблизительно соответствуют распределениям при питч-угле 90° , т.е. $j_{\perp 0}$. Тогда для указанных функций распределения предлагается использовать следующую общую зависимость

$$j_0(\alpha) = j_{\perp 0} \sin^\gamma \alpha, \quad (13)$$

принимая $\gamma = \text{const} = \gamma_{\perp 0}$.

В работах [Fok et al., 1995; 1996] питч-угловое распределение ионов кольцевого тока в магнитоспокойные периоды оценивается поперечными сечениями при обмене зарядами, полагая, что питч-угловое распределение формируется главным образом потерей при обмене зарядами. Поэтому начальная величина показателя питч-углового распределения протонов $\gamma_{\perp 0}$ (в начальный момент времени при питч-угле $\alpha = 90^\circ$) на основании результатов предыдущих моделирований для поздней фазы восстановления магнитной бури [Fok et al., 1995; 1996] дается следующим образом:

$$\gamma_{\perp 0} = k_\gamma 73.75 \frac{(Q\sqrt{E})^{0.613}}{L^{2.74}}, \quad (14)$$

где размерность $[Q]$ (формула (11)) – в единицах 10^{-19} м², а $[E]$ – в кэВ. Безразмерный коэффициент k_γ отсутствует в [Fok et al., 1995, 1996], но здесь он вводится в (14) для более лучшего согласия при сравнении с конкретными экспериментальными данными.

Формулы (13) и (14) указывают на необходимость дальнейшего развития и уточнения, например, эмпирических (полуэмпирических) моделей для определения дифференциальных потоков заряженных частиц при питч-угле $\alpha = 90^\circ$ j_{\perp} и показателя (индекса анизотропии) питч-углового распределения заряженных частиц при питч-угле $\alpha = 90^\circ$ γ_{\perp} в разных геофизических условиях, особенно для магнитоспокойных условий.

На ночной стороне (MLT = 23:00, $E = 90$ кэВ) для $L = 2.26$ и $L = 6.6$ были использованы переменные граничные условия. Здесь два варианта: приближенные аналитические решения или в идеале условия, полученные численным решением нестационарного одномерного уравнения “чистой” питч-угловой диффузии [Смолин, 2012; Smolin, 2015].

Таким образом, нестационарное двумерное дифференциальное уравнение в частных производных (1) совместно с (2)–(14) решается численно, используя проекционный метод конечных элементов, с начальными и переменными граничными условиями.

4. РАСЧЕТЫ И ИХ РЕЗУЛЬТАТЫ

Далее исследуется динамика протонов кольцевого тока во время магнитной бури. Для примера взята магнитная буря 21–22 октября 1999 г., рассмотренная в работе [Ebihara et al., 2008], представлена на рис. 1 как зависимость трехчасового Kp -индекса от текущего времени моделирования (бегущего времени) RT (Run Time) магнитной бури. Часы отсчитывались от 06:13 UT 21 октября 1999 г., что соответствует 00:00 RT (магнитоспокойные условия). При проведении расчетов взят промежуток времени 20:30 RT = 02:43 UT 22 октября 1999 г. (главная фаза магнитной бури). Из рисунка 1 видно, что в начальный момент времени (00:00 RT) $Kp = 2$, а затем возрос до $Kp = 7$. Все модельные расчеты будем выполнять для ночной стороны магнитосферы Земли (23:00 MLT) для протонов с энергией $E = 90$ кэВ. Чтобы определить коэффициент k_γ в выражении (14), воспользуемся экспериментальными данными, представленными кружочками на рис. 2. Это питч-угловое распределение протонов, измеренное на КА Polar/MICS для $E = 80–100$ кэВ, $L = 5$, MLT = 22.9–23.2 в 00:00 RT = 06:13 UT 21 октября 1999 г. (перед началом магнитной бури) [Ebihara et al., 2008]. Необходимо иметь хотя бы одно такое полное питч-угловое распределение для дальнейших расчетов, поэтому оно добавлено к данным [Sheldon and Hamilton, 1993].

Сначала по этим экспериментальным данным находим “экспериментальный” показатель питч-углового распределения протонов $\gamma_{\perp 0}$. Например, при проведении практических расчетов для определения γ_{\perp} хорошим приближением является следующая общая формула [Смолин, 1996]

$$\gamma_{\perp} \cong \gamma(87^\circ) = \frac{\lg j(87^\circ) - \lg j_{\perp}}{\lg \sin 87^\circ}. \quad (15)$$

А затем, используя (15) и сравнивая полученное $\gamma_{\perp 0} = 0.75$ с (14) ($L = 5$, $E = 90$ кэВ), определяем коэффициент $k_\gamma = 2.444$. Полученный таким образом коэффициент k_γ используется далее для всех функций распределения (13) в начальный момент времени. Но точно находить в любой момент времени перпендикулярный ($\alpha = 90^\circ$) показатель питч-углового распределения заряженных частиц следует по формуле [Смолин, 1996]

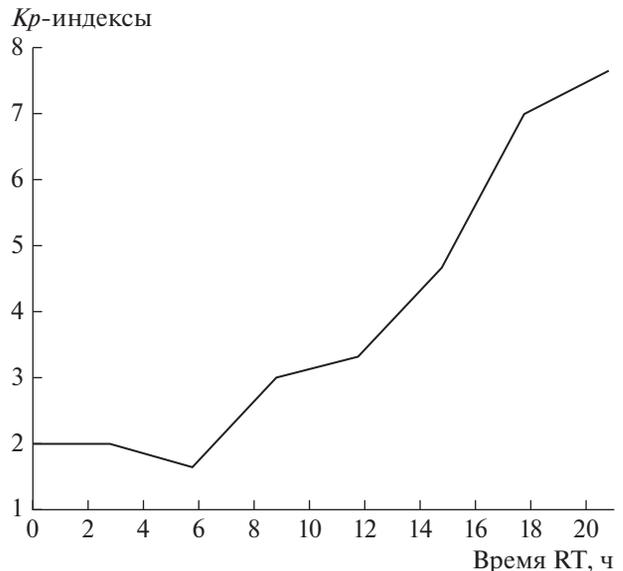


Рис. 1. Kp -индекс как функция модельного (бегущего) времени RT (Run Time) во время магнитной бури 21–22 октября 1999 г. (00:00 RT = 06:13 UT 21 октября 1999 г., 20:00 RT = 02:13 UT 22 октября 1999 г.).

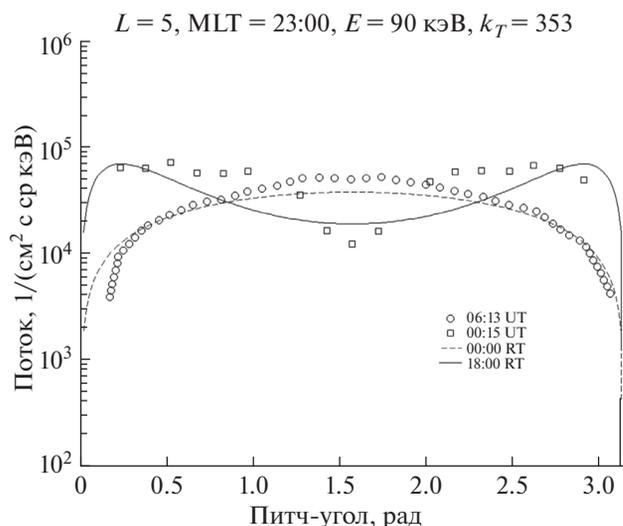


Рис. 2. Питч-угловые распределения протонов, измеренные на КА Polar/MICS для $E = 80–100$ кэВ, $L = 5$, MLT = 22.9–23.2. Линии (кружочки и квадратики) указывают экспериментальные дифференциальные потоки в 00:00 RT = 06:13 UT 21 октября 1999 г. (перед началом бури) и в 18:02 RT = 00:15 UT 22 октября 1999 г. (главная фаза бури), соответственно. Штриховая и сплошная линии указывают модельные дифференциальные потоки ($L = 5$, MLT = 23:00, $E = 90$ кэВ, $k_T = 353$) в 00:00 RT и в 18:00 RT = 00:13 UT 22 октября 1999 г., соответственно.

$$\gamma_{\perp} = -\frac{1}{j_{\perp}} \left(\frac{d^2 j}{d\alpha^2} \right)_{\perp}. \quad (16)$$

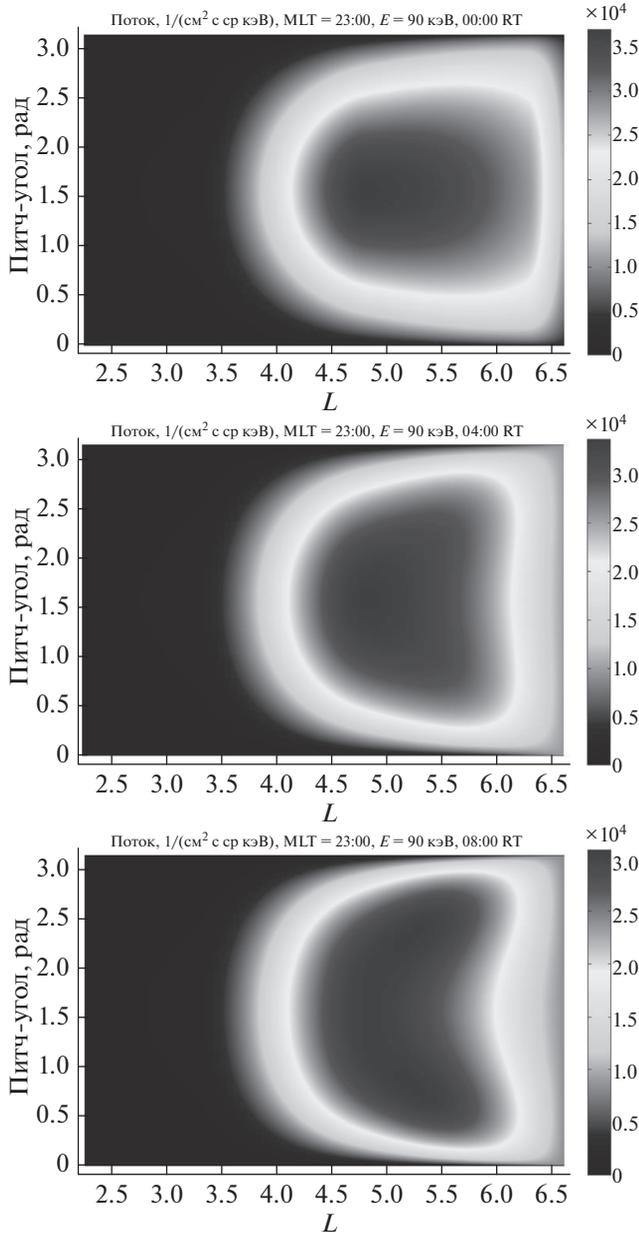


Рис. 3. Модельная эволюция питч-угловых распределений протонов для $E = 90$ кэВ, $MLT = 23:00$, $L = 2.26-6.6$, $k_T = 353$ в моменты времени 00:00 RT = 06:13 UT 21 октября 1999 г. (перед началом бури), 04:00 RT и 08:00 RT, соответственно.

Это может быть выполнено, если с хорошей точностью определять по экспериментальным данным вторую производную $\left(\frac{d^2 j}{d\alpha^2}\right)_\perp$.

Параметр k_T в выражении (6) найдем методом подбора этой величины, решая неоднократно нестационарное одномерное уравнение “чистой” питч-угловой диффузии. Для этого начальное питч-угловое распределение протонов (кружочки

на рис. 2, 00:00 RT) аппроксимируем приближенной зависимостью (13), (17) (штриховая линия на рис. 2, $L = 5$, $MLT = 23:00$, $E = 90$ кэВ)

$$j_0(\alpha) = j_{\perp 0} \sin^{\gamma_{\perp 0}} \alpha \approx 36948 \sin^{0.75} \alpha \quad (17)$$

с размерностью $[j_0(\alpha)] = (\text{см}^2 \text{ с ср кэВ})^{-1}$.

На этом же рисунке квадратиками представлено экспериментальное питч-угловое распределение протонов в 18:02 RT = 00:15 UT 22 октября 1999 г. (главная фаза магнитной бури) [Ebihara et al., 2008]. Это питч-угловое распределение сравнивается с модельным распределением ($L = 5$, $MLT = 23:00$, $E = 90$ кэВ) для момента времени 18:00 RT = 00:13 UT 22 октября 1999 г. В итоге, хорошее согласие получено для $k_T = 353$ (сплошная линия на рис. 2). Именно эта величина k_T будет использована для всех дальнейших расчетов при определении T_{wp} , $D_{\alpha\alpha}$ и S_\perp .

На рисунке 2 модельные питч-угловые распределения сравниваются с распределениями, полученными по данным наблюдений на КА Polar/MICS для $E = 80-100$ кэВ, $L = 5$, $MLT = 22.9-23.2$. Линии (кружочки и квадратика) указывают экспериментальные дифференциальные потоки в 00:00 RT = 06:13 UT 21 октября 1999 г. (перед началом бури) и в 18:02 RT = 00:15 UT 22 октября 1999 г. (главная фаза бури), соответственно. Штриховая и сплошная линии показывают модельные дифференциальные потоки ($L = 5$, $MLT = 23:00$, $E = 90$ кэВ, $k_T = 353$) для 00:00 RT и 18:00 RT = 00:13 UT 22 октября 1999 г., соответственно. Перед началом бури питч-угловое распределение блино-подобное, тогда как в главную фазу бури оно становится бабочко-подобным. Та же самая тенденция отмечена в работе [Ebihara et al., 2008], а также подтверждается на рис. 3 и 4.

Рисунок 3 показывает модельную эволюцию питч-угловых распределений протонов для $E = 90$ кэВ, $MLT = 23:00$, $L = 2.26-6.6$, $k_T = 353$ в моменты времени 00:00 RT = 06:13 UT 21 октября 1999 г. (перед началом бури), 04:00 RT and 08:00 RT. На рисунке 4 представлена модельная эволюция питч-угловых распределений протонов в другие моменты времени: 12:00 RT, 15:00 RT and 18:00 RT = 00:13 UT 22 октября 1999 г. (главная фаза бури).

Таким образом, в предложенной модели RheMRC 2-D (1)–(16) на количественном уровне (рис. 2–4) представлена эволюция кольцевого тока (питч-угловых распределений) протонов во время магнитной бури, которая связана с одновременным влиянием нескольких физических механизмов: радиальной диффузии, питч-угловой диффузии, обмена зарядами, взаимодействий волна–частица, расщепления дрейфовых оболочек электрического поля, инъекции и дрейфа частиц.

5. СРАВНЕНИЕ С ДРУГОЙ МОДЕЛЬЮ КОЛЬЦЕВОГО ТОКА

Двумерную модель PheMRC 2-D (Phenomenological Model of the Ring Current 2-D) можно сравнить с другой моделью кольцевого тока ECRCM (Extended Comprehensive Ring Current Model) [Ebihara et al., 2008; Fok et al., 2001], которая для расчетов использует те же самые экспериментальные данные (рис. 3 из работы [Ebihara et al., 2008] и рис. 2). Моделирование кольцевого тока в работе [Ebihara et al., 2008] проведено с самосогласованными магнитным и электрическим полями. Когда протоны с энергией < 80 кэВ инжектируются во внутреннюю магнитосферу, поток протонов с энергией > 90 кэВ адиабатически уменьшается для питч-углов около 90° . Возможно, что это происходит вследствие адиабатического замедления (торможения) экваториально отражающихся протонов, т.е. за счет сохранения первого адиабатического инварианта при ослабленном магнитном поле. А для питч-углов около 0° и 180° поток увеличивается вследствие адиабатического ускорения протонов вдоль магнитного поля, чтобы сохранить второй адиабатический инвариант при укороченных (подобных хвосту) силовых линиях магнитного поля [Ebihara et al., 2008]. Поэтому результирующее питч-угловое распределение бабочко-подобное. Эта тенденция хорошо согласуется с наблюдениями спутника Polar для наиболее интенсивного события экваториального магнитного ослабления (Equatorially Magnetic Depression Event) EMDE. Но расчеты, представленные в работе [Ebihara et al., 2008] показали, что уменьшение в модельном потоке высокоэнергичных протонов много больше по величине и шире по питч-углу, чем в наблюдавшемся кольцевом токе и в предложенной модели PheMRC 2-D (1)–(16).

Наиболее вероятная причина рассогласования между моделированием [Ebihara et al., 2008] и экспериментальными данными – это процесс питч-углового рассеяния, который не рассматривается в [Ebihara et al., 2008], но имеет место в реальной магнитосфере, чтобы сглаживать питч-угловое распределение протонов с энергиями > 90 кэВ. Таким образом, сравнение результатов моделирования (рис. 2 и рис. 8 из работы [Ebihara et al., 2008]) показывает, что предложенная модель PheMRC 2-D (1)–(16) точнее модели ECRCM [Ebihara et al., 2008] описывает экспериментальные данные. Каждая из двух моделей имеет свои достоинства и ограничения. В кратком изложении первая модель PheMRC 2-D учитывает процесс питч-углового рассеяния протонов, но в стационарном дипольном магнитном поле. Вторая модель ECRCM [Ebihara et al., 2008] рассчитывает самосогласованные магнитное и электрическое поля, но не включает процесс питч-углового рас-

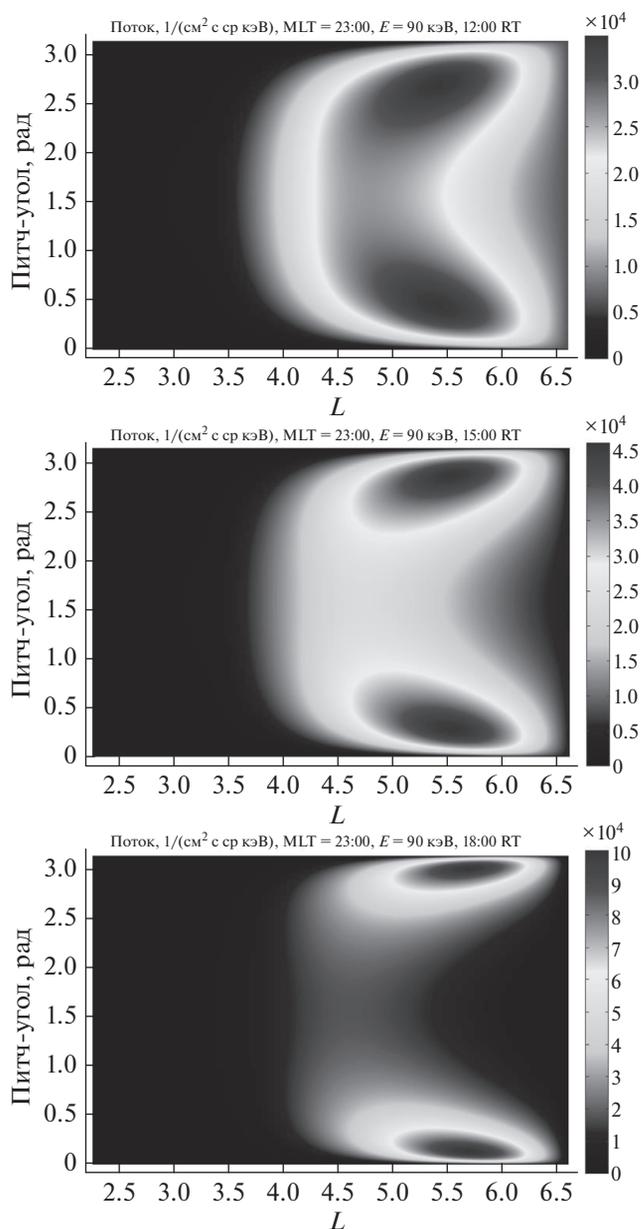


Рис. 4. Модельная эволюция питч-угловых распределений протонов для $E = 90$ кэВ, $MLT = 23:00$, $L = 2.26-6.6$, $k_T = 353$ в моменты времени 12:00 RT, 15:00 RT и 18:00 RT = 00:13 UT 22 октября 1999 г. (главная фаза бури), соответственно.

сеяния. Поэтому в дальнейшем эти две модели можно объединить, вычисляя, например, скорость $dL/dt \approx \langle dL/dt \rangle$ в (7), (1) через самосогласованные магнитное и электрическое поля кольцевого тока. При этом достоинства исходных моделей, разные физические механизмы, использованные в данных моделях, соединяются и можно ожидать более точного описания экспериментальных данных.

6. ВЫВОДЫ

1. Исследовано развитие динамики протонов кольцевого тока ($E = 90$ кэВ) во внутренней магнитосфере Земли ($L = 2.26-6.6$, $MLT = 23:00$) с переменными граничными условиями во время магнитной бури 21–22 октября 1999 г., используя предлагаемую двумерную феноменологическую модель кольцевого тока PheMRC 2-D (Phenomenological Model of the Ring Current 2-D) (1)–(16).

2. Модель PheMRC 2-D учитывает радиальную и питч-угловую диффузии, а выражения потерь описываются вследствие обмена зарядами и взаимодействий “волна–частица”.

3. Проведено сравнение модельных потоков протонов с измерениями на спутнике Polar/MICS во время магнитной бури 21–22 октября 1999 г. Получено хорошее согласие модельных потоков с экспериментальными данными.

4. Подтверждена тенденция, установленная экспериментально – перед началом магнитной бури питч-угловое распределение блино-подобное, а в главную фазу бури распределение становится бабочко-подобным.

5. Сравнение результатов моделирования двух разных моделей кольцевого тока Земли показало, что предложенная модель PheMRC 2-D (1)–(16) точнее модели ECRCM [Ebihara et al., 2008] описывает экспериментальные данные. Но в дальнейшем целесообразно эти две модели объединить для соединения достоинств исходных моделей и разных физических механизмов, использованных в них.

Формулы (13) и (14) указывают на необходимость дальнейшего развития и уточнения, например, эмпирических (полуэмпирических) моделей определения дифференциальных потоков заряженных частиц при питч-угле $\alpha = 90^\circ j_\perp$ и показателя (индекса анизотропии) питч-углового распределения заряженных частиц при питч-угле $\alpha = 90^\circ \gamma_\perp$ в разных геофизических условиях, особенно для магнитоспокойных условий.

Используя соответствующие экспериментальные данные, предложенная модель PheMRC 2-D может быть использована для моделирования динамики заряженных частиц в магнитосферах Юпитера и Сатурна.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

– Башкиров В.Ф., Ковтюх А.С. Стационарные питч-угловые распределения протонов радиационных поясов Земли в области сильной диссипации // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 35. № 4. С. 8–21. 1995.
 – Горяинов М.Ф., Панасюк М.И., Сенкевич В.В. Моделирование распределений энергичных ионов в магнитосфере Земли // Космич. исслед. Т. 25. № 4. С. 556–561. 1987.

– Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. Количественный подход. М.: Мир, 312 с. 1987.
 – Пудовкин М.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. Возмущения электромагнитного поля Земли. Ч. 1. Полярные магнитные возмущения. Л.: изд-во ЛГУ, 220 с. 1975.
 – Смолин С.В. Влияние питч-углового распределения на плазменные процессы в ночной магнитосфере // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 33. № 5. С. 17–25. 1993.
 – Смолин С.В. Моделирование питч-угловой диффузии в магнитосфере Земли. Красноярск: редакционно-издательское предприятие “Либра”, 205 с. 1996.
 – Смолин С.В. Моделирование питч-углового распределения на дневной стороне магнитосферы Земли // Журнал Сибирского федерального университета. Сер. Математика и физика. Т. 5. № 2. С. 269–275. 2012.
 – Albert J.M. Using quasi-linear diffusion to model acceleration and loss from wave-particle interactions // Space Weather. V. 2. S09S03. 2004. doi 10.1029/2004SW000069
 – Cornwall J.M., Coroniti F.V., Thorne R.M. Turbulent loss of ring current protons // J. Geophys. Res. V. 75. № 3. P. 4699–4705. 1970.
 – Cornwall J.M. Radial diffusion of ionized helium and protons: a probe for magnetosphere dynamics // J. Geophys. Res. V. 77. P. 1756–1760. 1972.
 – Daglis I.A., Thorne R.M., Baumjohan W., Levi S. The terrestrial ring current: origin, formation, and decay // Rev. Geophys. V. 37. № 4. P. 407–438. 1999.
 – Ebihara Y., Fok M.-C., Blake J.B., Fennell J.F. Magnetic coupling of the ring current and the radiation belt // J. Geophys. Res. V. 113. № A7. A07221. 2008. doi 10.1029/2008JA013267
 – Fok M.-C., Kozyra J.U., Nagy A.F., Cravens T.E. Lifetime of ring current particles due to coulomb collisions in the plasmasphere // J. Geophys. Res. V. 96. № A5. P. 7861–7867. 1991.
 – Fok M.-C., Moore T.E., Kozyra J.U., Ho G.C., Hamilton D.C. Three-dimensional ring current decay model // J. Geophys. Res. V. 100. P. 9619–9632. 1995.
 – Fok M.-C., Moore T.E., Greenspan M.E. Ring current development during storm main phase // J. Geophys. Res. V. 101. № A7. P. 15.311–15.322. 1996.
 – Fok M.-C., Wolf R.A., Spiro R.W., Moore T.E. Comprehensive computational model of Earth’s ring current // J. Geophys. Res. V. 106. № A5. P. 8417–8424. 2001. doi 10.1029/2000JA000235
 – Gendrin R. General relationships between wave amplification and particle diffusion in a magnetoplasma // Rev. Geophys. V. 19. № 1. P. 171–184. 1981. doi 10.1029/RG019i001p00171
 – Jordanova V.K., Farrugia C.J., Thorne R.M., Khazanov G.V., Reeves G.D., Thomsen M.F. Modeling ring current proton precipitation by electromagnetic ion cyclotron waves during the May 14–16, 1997 storm // J. Geophys. Res. V. 106. № A1. P. 7–22. 2001.
 – Kennel C.F., Petschek H.E. Limit on stably trapped particle fluxes // J. Geophys. Res. V. 71. № 1. P. 1–14. 1966.
 – Khazanov G.V., Gamayunov K.V., Jordanova V.K., Krivorutsky E.N. A self-consistent model of the interacting ring current ions and electromagnetic ion cyclotron waves,

- initial results: waves and precipitating fluxes // *J. Geophys. Res.* V. 107. № A6. 2002. doi 10.1029/2001JA000180
- *Khazanov G.V., Gamayunov K.V., Jordanova V.K.* Self-consistent model of magnetospheric ring current and electromagnetic ion cyclotron waves: The 2–7 May 1998 storm // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A12. P. 1419–1436. 2003.
- *Khazanov G.V.* Kinetic theory of the inner magnetospheric plasma. N.Y.: Springer, 581 p. 2011.
- *Kozyra J.U., Rasmussen C.E., Miller R.H., Lyons L.R.* Interaction of ring current and radiation belt protons with ducted plasmaspheric hiss: 1. Diffusion coefficients and timescales // *J. Geophys. Res.* V. 99. № A3. P. 4069–4084. 1994. doi 10.1029/93JA01532
- *Lyons L.R., Thorne R.M.* Parasitic pitch angle diffusion of radiation belt particles by ion cyclotron waves // *J. Geophys. Res.* V. 77. № 8. P. 5608–5614. 1972.
- *Lyons L.R., Williams D.J.* Quantitative aspects of magnetospheric physics. N.Y.: Springer, 312 p. 1984.
- *Miyoshi Y.S., Jordanova V.K., Morioka A., Thomsen M.F., Reeves G.D., Evans D.S., Green J.C.* Observations and modeling of energetic electron dynamics during the October 2001 storm // *J. Geophys. Res.* V. 111. № A11. A11502. 2006. doi 10.1029/2005JA011351
- *Nishida A.* Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere. N.Y.: Springer-Verlag, 301 p. 1978.
- *Sakaguchi K., Shiokawa K., Miyoshi Y., Otsuka Y., Ogawa T., Asamura K., Connors M.* Simultaneous appearance of isolated auroral arcs and Pc 1 geomagnetic pulsations at subauroral latitudes // *J. Geophys. Res.* V. 113. № A5. A05201. 2008. doi 10.1029/2007JA012888
- *Schulz M., Lanzerotti L.J.* Particle diffusion in the radiation belts. N.Y.: Springer, 218 p. 1974.
- *Sheldon R.B., Hamilton D.C.* Ion transport and loss in the Earth's quiet ring current. 1. Data and standard model // *J. Geophys. Res.* V. 98. № A8. P. 13491–13508. 1993.
- *Sheldon R.B.* Ion transport and loss in the Earth's quiet ring current. 2. Diffusion and magnetosphere-ionosphere coupling // *J. Geophys. Res.* V. 99. № A4. P. 5705–5720. 1994.
- *Sibeck D.G., McEntire R.W., Lui A.T.Y., Lopez R.E., Krimigis S.M.* Magnetic field drift shell splitting: cause of unusual dayside particle pitch angle distributions during storms and substorms // *J. Geophys. Res.* V. 92. № A12. P. 13485–13497. 1987.
- *Smith P.H., Bewtra N.K.* Charge exchange lifetimes for ring current ions // *Space Sci. Rev.* V. 22. P. 301–305. 1978.
- *Smolin S.V.* Effect of magnetospheric convection on the energy distribution of protons from the Earth radiation belts // *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 50. № 3. P. 298–302. 2010.
- *Smolin S.V.* The proton ring current development during the magnetic storm / Proc. 9 th Intern. Conf. on Problems of Geocosmos. SPb., Russia, 8–12 October 2012. P. 400–404. 2012.
- *Smolin S.V.* General relations for particle diffusion in pitch angle and energy / Proc. 10 th Intern. Conf. on Problems of Geocosmos. SPb., Russia, 6–10 October 2014. P. 399–401. 2014.
- *Smolin S.V.* Modeling the pitch angle distribution on the nightside of the Earth's magnetosphere // *Geomagnetism and Aeronomy.* V. 55. № 2. P. 166–173. 2015.
- *Summers D., Thorne R.M.* Relativistic electron pitch-angle scattering by electromagnetic ion cyclotron waves during geomagnetic storms // *J. Geophys. Res.* V. 108. № A4. 1143. 2003. doi 10.1029/2002JA009489
- *Thorne R.M., Horne R.B.* Whistler absorption and electron heating near the plasmapause // *J. Geophys. Res.* V. 101. № A3. P. 4917–4928. 1996. doi 10.1029/95JA03671
- *Xiao F., Chen L., He Y., Su Z., Zheng H.* Modeling for precipitation loss of ring current protons by electromagnetic ion cyclotron waves // *J. Atmos. Solar. Terr. Phys.* V. 73. № 1. P. 106–111. 2011.
- *Xiao F., Yang C., Zhou Q., He Z., He Y., Zhou X., Tang L.* Nonstorm time scattering of ring current protons by electromagnetic ion cyclotron waves // *J. Geophys. Res.* V. 117. № 8. A08204. 2012. doi 10.1029/2012JA017922