

На правах рукописи

Орлова Ксения Геннадьевна

**Процессы ускорения и потери энергичных электронов во
внешнем радиационном поясе Земли за счет резонансного
взаимодействия с ОНЧ волнами**

Специальность 01.04.08 – физика плазмы

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва - 2012 г.

Работа выполнена на кафедре Физики космоса Физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Антонова Елизавета Евгеньевна

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Кропоткин Алексей Петрович,
НИИ ядерной физики имени
Д.В.Скобельцына МГУ имени
М.В.Ломоносова, заведующий отделом

доктор физико-математических наук,
Шкляр Давид Рувимович,
ИКИ РАН, заведующий лабораторией

Ведущая организация: Институт физики Земли
имени О.Ю.Шмидта РАН, г. Москва

Защита состоится 16 мая 2012 года в 16:30 на заседании Совета по защите диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук Д 501.001.45 на базе Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова по адресу: 119234, Россия, г. Москва, Ленинские горы, д.1 стр. 5 (19-й корпус НИИ ядерной физики имени Д.В. Скобельцына), аудитория 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Научно-исследовательского института ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан « 12 » апреля 2012 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.45 на базе МГУ имени М.В. Ломоносова

кандидат физико-математических наук

О.М. Вохник

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Вопрос о появлении, возрастании и падении мощных потоков энергичных электронов в магнитосфере Земли относится к наиболее актуальным проблемам физики магнитосферы. Орбиты геостационарных спутников связи локализованы в областях, где во время умеренных магнитных бурь наиболее часто наблюдаются высокие потоки релятивистских электронов. Такие электроны принято называть электронами-киллерами. Решение задачи о природе электронов-киллеров входит в число основных задач программ Космической погоды. Большие возрастания потоков релятивистских электронов-киллеров приводят к сбоям работы космических аппаратов и в ряде случаев приводили к выходу из строя спутников. Во время одних магнитных бурь наблюдаются большие возрастания потоков энергичных электронов, а во время других магнитных бурь большие спады потоков частиц. Понимание роли различных механизмов ускорения и потерь энергичных электронов во время периодов геомагнитной активности является исключительно важным для объяснения и предсказания динамики радиационных поясов Земли.

Внешний радиационный пояс Земли формируется в результате действия процессов радиального переноса, ускорения и потерь, которые в большинстве случаев имеют диффузионный характер. Важную роль в происходящих процессах играют взаимодействия волна-частица. Для описания динамики радиационных поясов Земли решается трехмерное (3D) диффузионное уравнение Фоккера-Планка. Так как диффузия – это сравнительно медленный процесс, то локальные диффузионные коэффициенты, которые задаются на входе моделей при численном решении этого уравнения, традиционно усредняются по быстрым баунс-колебаниям (колебаниям частиц между магнитными пробками) в предположении дипольности магнитного поля магнитосферы Земли. Однако во внешних областях магнитосферы Земли магнитное поле сильно отличается от дипольного. Кроме того, во время геомагнитновозмущенных периодов происходит сильное изменение геометрии и величины магнитного поля, что может существенным образом изменять баунс-усредненные коэффициенты диффузии. Поэтому проблема ускорения и потерь энергичных электронов не может быть решена без учета изменений магнитного поля Земли, особенно во время геомагнитных возмущений. Ранее учитывалась только зависимость радиальных коэффициентов диффузии от геометрии магнитного поля, но не проводилось учета зависимостей питч-угловых, перекрестных коэффициентов диффузии и коэффициентов диффузии по импульсу от геометрии поля. Первым шагом в таких исследованиях является определение зависимости данных коэффициентов от геометрии магнитного поля при задании распределения магнитного поля, а также при задании энергии частицы и спектра волн.

Получению первых результатов при решении данной задачи и посвящена настоящая работа.

Актуальность работы связана с необходимостью учета недипольности магнитного поля магнитосферы Земли при расчете баунс-усредненных коэффициентов диффузии и объяснении их зависимости от степени вытянутости магнитных силовых линий.

Целью работы является исследование резонансного механизма ускорения и потерь энергичных электронов за счет взаимодействия с очень-низкочастотными (ОНЧ) волнами во внешнем радиационном поясе с учетом недипольности магнитного поля магнитосферы Земли.

Исходя из общей цели, в диссертации ставился ряд **задач**:

1. Проведение расчетов баунс-усредненных питч-угловых, перекрестных (питч угол - импульс) коэффициентов диффузии и коэффициентов диффузии по импульсу при резонансном взаимодействии энергичных электронов с продольно распространяющимися и косыми свистовыми волнами в диапазоне частот характерном для хоровых излучений в дипольной и реалистичной моделях магнитного поля магнитосферы Земли.
2. Проведение анализа зависимости результатов расчетов коэффициентов диффузии от модели магнитного поля (дипольное поле и реалистичное поле) и геомагнитной активности и объяснение этих зависимостей.
3. Проведение анализа вклада отдельных циклотронных резонансов в баунс-усредненные коэффициенты диффузии и определение количества резонансов, необходимых для расчета коэффициентов диффузии.

Основные положения, выносимые на защиту

Получены значения баунс-усредненных питч-угловых, перекрестных (питч угол - импульс) коэффициентов диффузии и баунс-усредненных коэффициентов диффузии по импульсу во внешнем радиационном поясе Земли за счет циклотронного резонанса электронов кинетических энергий $E_k=0.1-2$ МэВ с косыми и продольно распространяющимися свистовыми волнами в диапазоне частот характерном для хоровых излучений с учетом недипольности магнитного поля магнитосферы Земли. Показано, что:

- 1) на ночной стороне магнитосферы Земли во время геомагнитноспокойных и геомагнитновозмущенных условий разница коэффициентов диффузии в реалистичном и дипольном магнитных полях может достигать нескольких порядков величины;
- 2) на ночной стороне магнитосферы Земли во время геомагнитновозмущенных условий вытянутость силовых линий магнитного поля Земли в антисолнечном направлении приводит в отличие от дипольного поля к высыпанию релятивистских электронов в конус потерь на геоцентрических расстояниях в $6-7 R_E$;

- 3) на дневной стороне магнитосферы Земли во время геомагнитноспокойных и геомагнитновозмущенных условий коэффициенты диффузии в реалистичном и дипольном магнитных полях могут существенно отличаться только на малых экваториальных питч углах $\alpha_{eq} \leq 30^\circ$;
- 4) на ночной и дневной сторонах магнитосферы Земли в реалистичном магнитном поле на расстоянии в $7 R_E$ во время геомагнитновозмущенных условий скорости рассеяния по питч углу электронов с энергией $E_k \leq 1$ МэВ могут значительно превышать скорости ускорения;
- 5) на ночной и дневной сторонах магнитосферы Земли во время геомагнитноспокойных и геомагнитновозмущенных условий с увеличением кинетической энергии электронов необходимо учитывать большее количество резонансов вплоть до нескольких десятков в реалистичном и дипольном магнитных полях на геоцентрических расстояниях в $4-7 R_E$.

Научная значимость и новизна работы

1. Впервые проведены расчеты баунс-усредненных питч-угловых, перекрестных коэффициентов диффузии и баунс-усредненных коэффициентов диффузии по импульсу не в дипольной модели магнитного поля магнитосферы Земли, которая обычно используется, а в реалистичном магнитном поле. Показано, что в случае циклотронного резонанса энергичных электронов с косыми свистовыми волнами необходимо учитывать большое количество резонансов вплоть до нескольких десятков.
2. Впервые показано, что на ночной стороне магнитосферы Земли темпы ускорения и потерь энергичных электронов очень сильно зависят от вытянутости магнитных силовых линий.
3. Впервые показано, что питч-угловая диффузия за счет циклотронного резонанса энергичных электронов со свистовыми волнами во время сильной геомагнитной активности может приводить к высыпанию частиц в конус потерь не только на дневной стороне магнитосферы Земли, но и на ночной, что хорошо согласуется с данными наблюдений.

Практическая ценность работы: результаты работы используются при создании моделей формирования внешнего электронного радиационного пояса Земли и потоков электронов-киллеров, являясь необходимой составной частью таких моделей. Создаваемые модели используются в ходе реализации программ Космической погоды.

Личный вклад диссертанта: все результаты, изложенные в диссертации, получены автором лично или при его непосредственном участии. Автору принадлежит разработка кодов для расчета баунс-усредненных коэффициентов диффузии в недипольном магнитном поле магнитосферы Земли, проведение компьютерных вычислений, интерпретация и анализ полученных результатов.

Достоверность результатов обеспечена использованием хорошо оттестированных кодов, тщательностью проведения численных расчетов, а также согласованностью результатов численного расчета автора с результатами наблюдений.

Апробация работы

Результаты диссертации были представлены на следующих международных и российских научных конференциях и семинарах:

- International Conference on Substorms (2008), Schloss Seggau, Austria,
- Annual seminar Physics of auroral phenomena (2008, 2009), Apatity, Russia
- International conference Plasma Phenomena in the Solar System: Discoveries of Prof. K.I. Gringauz – a view from the XXI century (2008), Moscow, Russia
- European Cosmic Ray Symposium (2008), Kosice, Slovakia
- Nonlinear magnetosphere Conference (2009), Vina del Mar, Chile
- AGU Fall Meeting (2009, 2010, 2011), San Francisco, CA, USA
- GEM Summer Workshop (2009, 2010), Snowmass, CO, USA
- IAGA Scientific Assembly (2009), Sopron, Hungary
- International Conference "Mode Conversion, Coherent Structures and Turbulence" (2009), Moscow, Russia
- International Conference Problems of Geocosmos (2010), Saint Petersburg, Russia
- 10th International Conference on Substorms (2010), Pismo Beach, San Luis Obispo, CA, USA
- Конференция Физика плазмы в солнечной системе (2009, 2010), Москва, Россия
- EGU General Assembly (2010, 2011), Vienna, Austria
- 38th COSPAR Scientific Assembly (2010), Bremen, Germany
- Radiation Belts Saint Petersburg (RBSPb) Workshop (2010), Saint Petersburg, Russia
- CEDAR-GEM Joint Workshop (2011), Santa Fe, NM, USA
- Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere (2011), St. John's, Newfoundland and Labrador, Canada
- Научная конференция Ломоносовские чтения (2011), Москва, Россия
- Inner Magnetosphere Coupling II Workshop (2012), Los Angeles, CA, USA

Результаты диссертационной работы также докладывались и обсуждались на научных семинарах в ИФЗ РАН, ИКИ РАН, НИИЯФ МГУ в России и UCLA в США.

По материалам диссертационной работы имеется 34 публикации: 9 статей, 3 доклада и 22 тезисов докладов. 8 из 9 статей опубликованы в российских и иностранных рецензируемых журналах, включенных в перечень ВАК.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы из 227 наименований. Объем работы составляет 112 страниц, включая 20 рисунков и 2 таблицы.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** дано обоснование актуальности темы диссертационной работы, сформулирована цель и поставлен ряд задач для ее выполнения, показаны научная значимость и новизна работы, раскрывается практическая значимость полученных результатов, а также перечисляются основные положения, выносимые на защиту.

В **Главе 1** представлен обзор литературы, посвященный процессам ускорения и потерь электронов во внешнем радиационном поясе Земли. Среди рассмотренных процессов выделены процессы турбулентного ускорения и потерь при взаимодействии волна-частица. Обращается внимание на то, что ускорение энергичных электронов происходит в областях, где геомагнитное поле отличается от дипольного поля. Подробно рассмотрены процессы резонансного взаимодействия частиц с различными типами плазменных волн и показана их важная роль в происходящих процессах. Приводятся результаты работ, посвященных ускорению и высыпанию энергичных электронов в атмосферу Земли за счет взаимодействия с ОНЧ-волнами.

В **Главе 2** приведены соотношения, используемые для расчета баунс периода колебаний частиц, а также баунс-усредненных и локальных коэффициентов диффузии в дипольном и недипольном магнитных полях. Описана специальная замена переменных для обхода сингулярности в точках баунс-отражений при расчете баунс-периода и баунс-усредненного коэффициента диффузии по импульсу в дипольной и произвольной магнитных ловушках. Рассмотрены существующие аналитические аппроксимации и получены новые более точные аналитические аппроксимации для баунс периода в дипольном магнитном поле.

Проведено сравнение метода замены переменных для обхода сингулярности в точках баунс-отражений и метода отсечения точек баунс отражения (когда при численном интегрировании немного не доходят до точки баунс отражения) для расчета баунс-усредненного коэффициента диффузии по импульсу на ночной стороне на расстоянии в 6 радиусов Земли для случая циклотронного резонанса мэвных электронов с продольно распространяющимися свистовыми волнами в диапазоне частот характерном для хоровых излучений. Показано, что разница между коэффициентами диффузии по импульсу, рассчитанными двумя методами, может достигать одного порядка. При этом метод замены переменных является более точным.

Локальные питч-угловые, перекрестные коэффициенты диффузии и локальные коэффициенты диффузии по импульсу определяются как

$$D_{\alpha\alpha}(\alpha) = \frac{p^2}{2} \left\langle \frac{(\Delta\alpha)^2}{\Delta t} \right\rangle, \quad (1a)$$

$$D_{\alpha p}(\alpha) = D_{p\alpha}(\alpha) = \frac{p}{2} \left\langle \frac{\Delta\alpha \Delta p}{\Delta t} \right\rangle, \quad (1б)$$

$$D_{pp}(\alpha) = \frac{1}{2} \left\langle \frac{(\Delta p)^2}{\Delta t} \right\rangle, \quad (1в)$$

где p – импульс частицы, $\langle(\Delta\alpha)^2/\Delta t\rangle$ означает среднее значение изменения величины $(\Delta\alpha)^2$ в единицу времени Δt для частицы с локальным питч углом α . Обозначения $\langle(\Delta\alpha\Delta p)/\Delta t\rangle$ и $\langle(\Delta p)^2/\Delta t\rangle$ аналогичны $\langle(\Delta\alpha)^2/\Delta t\rangle$. В диссертационной работе для удобства сравнения темпов потерь и ускорения электронов локальные коэффициенты диффузии приведены к размерности $[c^{-1}]$ за счет деления выражений (1a)-(1в) на p^2 .

Для расчета локальных коэффициентов диффузии в случае резонансного взаимодействия электронов с продольно распространяющимися свистовыми волнами использовались выражения из работы [1]. В связи с поправкой, отмеченной в работе [2], в них введен коэффициент $1/2$. Рассматривались условия, при которых характерные времена столкновений частиц намного превышают обратные частоты волн (приближение бесстолкновительной плазмы) и характерная величина длины волны существенно меньше характерного масштаба неоднородности плазмы (приближение однородной плазмы). Выражения для расчета локальных коэффициентов диффузии в случае резонансного взаимодействия электронов с косыми свистовыми волнами использовались из работы [3]. Предполагалось, что распределение волн фиксировано, пространственно однородно и обладает цилиндрической симметрией по отношению к окружающему однородному магнитному полю. Использовалось Гауссово распределение волн по частотам ω . Для косых волн использовалось Гауссово распределение углов наклона θ волнового вектора \mathbf{k} к магнитному полю \mathbf{B} . В каждой локальной точке при движении электрона между магнитными пробками для определения значений ω и k , для которых выполняется условие циклотронного резонанса, решалась система уравнений, состоящая из резонансного и дисперсионного соотношений.

Потоки энергичных частиц и уровень свистовой турбулентности в радиационных поясах Земли, как правило, не велики, поэтому адиабатические инварианты на одном баунс-периоде из-за диффузии на ОНЧ-волнах меняются мало. Таким образом, частицы совершают быстрые периодические движения между зеркальными точками магнитного поля, на которые накладывается слабое воздействие со стороны ОНЧ-волн (предел редких столкновений). Описанный

характер движения частиц позволяет для упрощения решения уравнения Фоккера-Планка провести процедуру баунс-усреднения коэффициентов диффузии. Выражения для расчетов баунс-усредненных коэффициентов диффузии в дипольном магнитном поле с учетом симметричности поля относительно экватора получены в ряде работ (см., например, [3]):

$$\langle D_{\alpha\alpha} \rangle \equiv \langle D_{\alpha\alpha}(\alpha_{eq}) \rangle = \frac{1}{T(y)} \int_0^{\lambda_m} D_{\alpha\alpha}(\alpha) \frac{\cos \alpha}{\cos^2 \alpha_{eq}} \cos^7 \lambda \, d\lambda, \quad (2a)$$

$$\langle D_{cp} \rangle \equiv \langle D_{cp}(\alpha_{eq}) \rangle = \frac{1}{T(y)} \int_0^{\lambda_m} D_{cp}(\alpha) \frac{\cos^4 \lambda (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/4}}{\cos \alpha_{eq}} \, d\lambda, \quad (2б)$$

$$\langle D_{pp} \rangle \equiv \langle D_{pp}(\alpha_{eq}) \rangle = \frac{1}{T(y)} \int_0^{\lambda_m} D_{pp}(\alpha) \frac{\cos \lambda (1 + 3 \sin^2 \lambda)^{1/2}}{\cos \alpha(\alpha_{eq}, \lambda)} \, d\lambda, \quad (2в)$$

где λ – магнитная широта (далее – широта), λ_m – широта точки баунс-отражения частицы, индекс « eq » означает «экваториальный», $y = \sin \alpha_{eq}$. Функция $T(y)$ связана с баунс периодом как $\tau_b = 4R_E R_0 / v T(y)$, где R_E – радиус Земли, R_0 – расстояние в радиусах Земли от центра Земли до пересечения силовой линии магнитного поля с магнитным экватором и v – скорость электрона.

В недипольном магнитном поле, если силовая линия полностью лежит в плоскости, перпендикулярной магнитному экватору, баунс-усредненные коэффициенты диффузии можно представить как

$$\langle D_{\alpha\alpha} \rangle = \int_{\lambda_{m1}}^{\lambda_{m2}} D_{\alpha\alpha}(\alpha) q^2 G \, d\lambda / \int_{\lambda_{m1}}^{\lambda_{m2}} G \, d\lambda \quad (3a)$$

$$\langle D_{cp} \rangle = \int_{\lambda_{m1}}^{\lambda_{m2}} D_{cp}(\alpha) q G \, d\lambda / \int_{\lambda_{m1}}^{\lambda_{m2}} G \, d\lambda \quad (3б)$$

$$\langle D_{pp} \rangle = \int_{\lambda_{m1}}^{\lambda_{m2}} D_{pp}(\alpha) G \, d\lambda / \int_{\lambda_{m1}}^{\lambda_{m2}} G \, d\lambda \quad (3в)$$

где $q \equiv \partial \alpha_{eq} / \partial \alpha = \operatorname{tg} \alpha_{eq} / \operatorname{tg} \alpha$ за счет сохранения 1-го адиабатического инварианта $\mu = p_{\perp}^2 / 2m_0 B$, m_0 – масса покоя частицы, p_{\perp} – перпендикулярная \mathbf{B} компонента импульса электрона, $G = \sec \alpha \sqrt{(\partial r / \partial \lambda)^2 + r^2}$, r – это радиальное расстояние от центра Земли до точки на силовой линии, λ_{m1} и λ_{m2} – широты точек баунс отражения электрона. В отличие от дипольного поля, силовую линию недипольного поля в большинстве случаев нельзя задать аналитически, ее нужно рассчитывать.

В **Главе 3** приведена первичная оценка зависимости баунс-усредненных питч-угловых коэффициентов диффузии с учетом недипольного характера магнитного поля и их сравнение с расчетами в дипольном поле для электронов с

энергией в 1 МэВ. В качестве реалистичной модели магнитного поля использовалась модель Цыганенко 89с [4] для внешнего поля и International Geomagnetic Reference Field (IGRF) для внутреннего поля (далее – модель T89с). Модель Цыганенко 89с описывает вытягивание магнитных силовых линий в ночной магнитосфере при возрастании геомагнитной активности. Входным параметром модели является Кр индекс геомагнитной активности. Исследовался случай спокойных геомагнитных условий при Кр индексе равном 2 и довольно сильной геомагнитной активности при Кр=6. Рассматривались продольно распространяющиеся свистовые волны, что значительно упрощает интерпретацию и представление результатов, так как электроны вступают в циклотронный резонанс только первого порядка с такими волнами. Для расчетов использовались частоты свистовых волн в диапазоне характерном для хоровых излучений, которые наблюдаются вне плазмосферы в широком интервале магнитных локальных времен MLT 22:00–13:00 в диапазоне частот от 0.05 до 1 гирочастоты электронов $|\Omega_e|$. Наблюдения показывают, что хоровые излучения возбуждаются вблизи экватора, поэтому в использованной модели волн частоты волн зависят от экваториальной гирочастоты электронов Ω_{eq} (взятой по модулю). Для ночной стороны рассматривались спектральные параметры волн из работы [5]: $\omega_m=0.35\Omega_{eq}$, $\delta\omega=0.15\Omega_{eq}$, $\omega_{lc}=0.05\Omega_{eq}$ и $\omega_{uc}=0.65\Omega_{eq}$, а для дневной стороны из работы [6]: $\omega_m=0.2\Omega_{eq}$, $\delta\omega=0.1\Omega_{eq}$, $\omega_{lc}=0.1\Omega_{eq}$ и $\omega_{uc}=0.3\Omega_{eq}$, где ω_m – частота максимума гауссовского спектра, $\delta\omega$ – ширина полосы, ω_{lc} и ω_{uc} – верхняя и нижняя границы в спектре волн, соответственно.

Амплитуды волн на ночной и дневной сторонах могут сильно отличаться, но при расчетах амплитуда волн считалась постоянной на любой широте и равной 100 пТл для любой геомагнитной активности. Это позволяло оценить эффект, связанный с изменением использованной модели магнитного поля, и отделить его от других эффектов, связанных с изменением других входных параметров. В работе [7] показано, что интенсивные хоровые излучения больших амплитуд на ночной стороне наблюдаются только вблизи экваториальных широт. Поэтому в расчетах предполагалось, что свистовые волны существуют в достаточно узком секторе широт до $\lambda_{max}=\pm 15^\circ$. На дневной стороне хоровые излучения доходят до более высоких широт [7], поэтому в вычислениях на дневной стороне использовались $\lambda_{max}=\pm 35^\circ$.

Выражение для плотности плазмы вне плазмосферы использовалось из статистической модели [8], включающей зависимость от MLT. Считалось также, в соответствии с работой [9], что в пределах магнитных широт $\pm 35^\circ$ плотность плазмы постоянна вдоль силовой линии магнитного поля.

Рассматривались дневная и ночная стороны магнитосферы - MLT=12 и 0, соответственно. На этих магнитных локальных временах силовые линии магнитных полей T89с Кр=2 и T89с Кр=6 практически лежат в одной плоскости,

перпендикулярной магнитному экватору. Поэтому для расчета баунс-усредненных коэффициентов диффузии в дипольной и реалистичных моделях магнитного поля использовались выражения (2а) и (3а), соответственно.

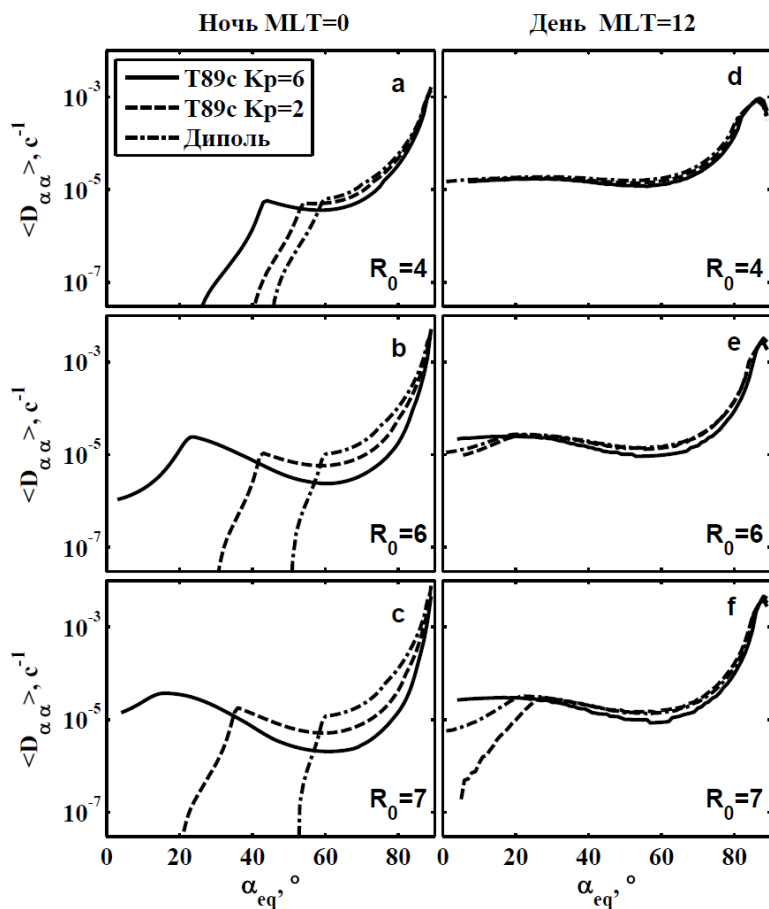


Рис. 1 Баунс-усредненные питч-угловые коэффициенты диффузии для продольно распространяющихся свистовых волн как функции α_{eq} в T89c Kp=6, T89c Kp=2 и дипольной моделях магнитного поля (сплошные, штриховые и штрихпунктирные кривые, соответственно) на ночной (a, b, c) и дневной (d, e, f) сторонах на расстояниях $R_0=4, 6$ и 7 (верхняя, средняя и нижняя панели, соответственно).

На Рис. 1 а-с и 1 d-f показаны $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ на ночной и дневной сторонах, соответственно, как функции экваториального питч угла. Расчеты проведены для трех расстояний $R_0=4, 6$ и 7 . Расчеты показали, что при использовании модели T89c Kp=6, на ночной стороне на расстоянии $R_0=4$ (Рис. 1 а) при $\alpha_{eq} < 60^\circ$ баунс-усредненные питч-угловые коэффициенты диффузии значительно превышают (до двух порядков) соответствующие величины в дипольном и T89c Kp=2 полях. С увеличением расстояния на $R_0=6$ и $R_0=7$ (Рис. 1 b, c) эта разница существенно возрастает и в модели T89c Kp=6 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ вблизи конуса потерь ($\alpha_{eq} \sim 2^\circ-4^\circ$) становятся ненулевыми. Это означает, что должны возникать потери электронов за счет столкновений с атомами и молекулами атмосферы Земли. Время потерь электронов можно оценить, поделив единицу на баунс-усредненный питч-угловой коэффициент диффузии, взятый при малом α_{eq} вблизи конуса потерь и усреднив по MLT в области, где электроны взаимодействуют с волнами на ночной стороне ($\sim 25\%$ MLT). На расстояниях $R_0=6$ и $R_0=7$ на ночной стороне времена потерь электронов в модели T89c Kp=6 составляют порядка 43-х и 3-х дней. На трех рассматриваемых расстояниях мэвные электроны в магнитных полях T89c Kp=2 и

диполя остаются захваченными и не могут высыпаться в конус потерь, так как на малых α_{eq} баунс-усредненные питч-угловые коэффициенты диффузии равны нулю в этих моделях.

На дневной стороне $\langle D_{aa} \rangle$ на расстояниях $R_0=4$ и 6 (Рис. 1 d и e) в трех рассматриваемых моделях магнитного поля незначительно отличаются друг от друга и не равны нулю на малых экваториальных питч углах. Для указанных расстояний время потерь на дневной стороне составляет порядка нескольких дней. На расстоянии $R_0=7$ (Рис. 1 f) на малых α_{eq} питч-угловые коэффициенты диффузии, баунс-усредненные в разных моделях магнитного поля, уже довольно сильно отличаются друг от друга до двух порядков величины близи конуса потерь.

Для объяснения полученных результатов расчетов и понимания того, чем обусловлена разница в питч-угловых коэффициентах диффузии, баунс-усредненных в дипольном и реалистичных моделях магнитного поля, рассмотрен вклад от локальных питч-угловых коэффициентов диффузии на расстоянии $R_0=7$ на разных магнитных широтах. Расчеты показали, что на ночной стороне в дипольном поле резонансное взаимодействие электронов с продольно распространяющимися волнами на малых α_{eq} может возникать только на широтах 30° и 35° , в то время как на ночной стороне интенсивные хоровые излучения больших амплитуд обычно наблюдаются в пределах магнитных широт $\pm(10^\circ-15^\circ)$ [7]. В поле Т89с $Kp=2$ частица сможет высыпаться в конус потерь только если вступит в циклотронный резонанс со свистовыми волнами на широте 25° , а в поле Т89с $Kp=6$ на широте 15° . На дневной стороне на расстоянии $R_0=7$ электроны могут попасть в конус потерь в дипольном и Т89с $Kp=6$ магнитных полях, так как в этих моделях вступают в резонанс с волнами на широтах порядка 35° и 30° , соответственно, на которых на $MLT=12$ наблюдаются хоровые излучения больших амплитуд. В модели поля Т89с $Kp=2$ нет рассеяния в конус потерь, так как локальные питч-угловые коэффициенты диффузии вблизи конуса потерь на широтах, меньших 35° , равны нулю.

Чтобы понять причины полученных закономерностей, анализировалось резонансное соотношение в трех рассматриваемых моделях магнитного поля. Рассматривался случай, когда электрон и волна двигаются навстречу друг другу. Резонансное соотношение первого порядка ($n = -1$) тогда имеет вид:

$$\omega + k v \cos \alpha = |\Omega_e| / \gamma, \quad (4)$$

где $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ – релятивистский фактор. На Рис. 2 показана зависимость правой и левой частей выражения (4) от широты ($\lambda \geq 0$) на расстоянии $R_0=7$ для трех рассматриваемых моделей магнитного поля близи конуса потерь на $\alpha_{eq}=10^\circ$ на ночной (Рис. 2 а-с) и дневной (Рис. 2 d-f) сторонах. Левая часть резонансного соотношения (4) построена для трех частот волн - ω_{lc} , ω_m и ω_{uc} и обрывается на широте баунс отражения частицы. Сплошные толстые кривые показывают

зависимость правой части резонансного соотношения (4) от магнитной широты. Серым цветом заполнена область между левыми частями выражения (4) для верхней ω_{uc} и нижней ω_{lc} границы спектра волн. Пересечение черной кривой с серой областью показывает широты, на которых выполняется резонансное соотношение. Сплошные тонкие вертикальные линии соответствуют максимальным широтам, до которых распространяются свистовые волны от магнитного экватора в использованной для расчетов модели волн.

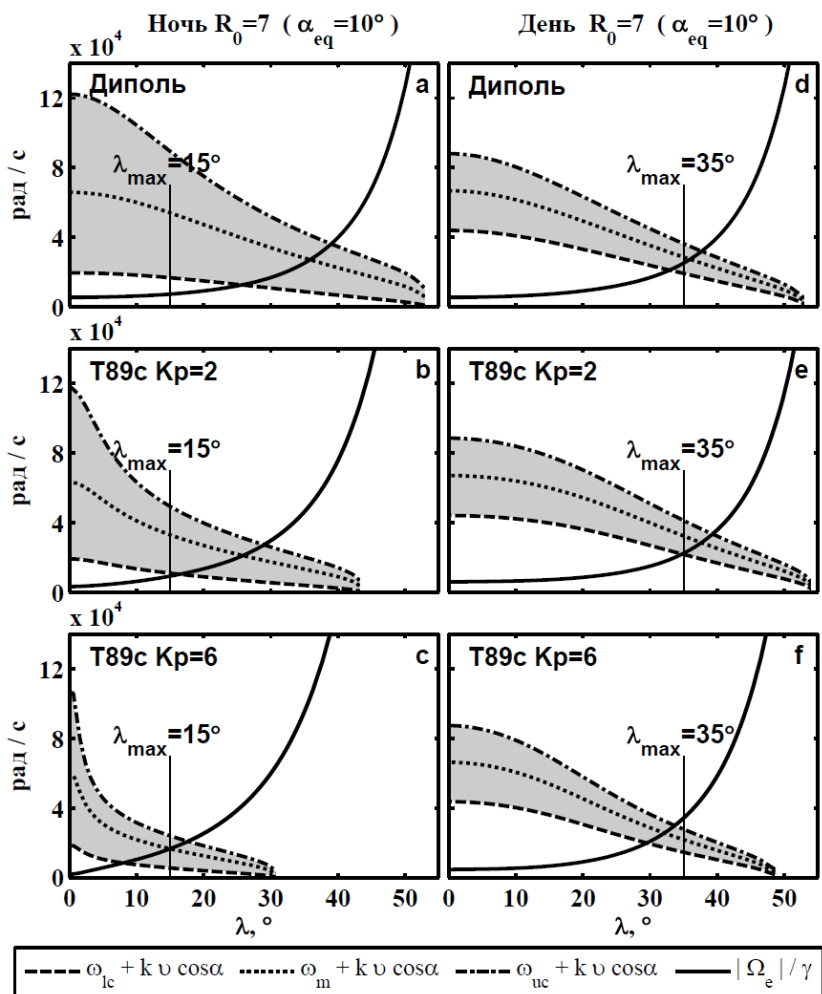


Рис. 2 Зависимость правой и левой частей резонансного соотношения (4) от магнитной широты в дипольной, T89c Kp=2 и T89c Kp=6 (верхняя, средняя и нижняя горизонтальные панели, соответственно) моделях магнитного поля на ночной (a, b, c) и дневной (d, e, f) сторонах на расстоянии $R_0=7$ на $\alpha_{eq}=10^\circ$. Сплошными тонкими вертикальными линиями показаны широты λ_{max} .

Правые части резонансного соотношения (4) на Рис. 2 прямо пропорциональны величинам магнитного поля рассматриваемых моделей, так как $|\Omega_e|/\gamma \sim B$. На ночной стороне (Рис. 2 а-с) из сравнения правых частей выражения (4) видно, что величины магнитных полей T89c Kp=2 и T89c Kp=6 растут быстрее с широтой, чем дипольного поля. Величина поля T89c во время сильной геомагнитной активности растет быстрее с широтой, чем во время спокойных условий. Также в рассматриваемых моделях магнитного поля различаются спектральные характеристики волн (ω_{lc} , ω_m , ω_{uc} и $\delta\omega$), так как они пропорциональны $\Omega_{eq} \sim B_{eq}$. Более быстрые возрастания величины магнитного поля с широтой и разница в экваториальных значениях магнитного поля в

моделях Т89с Кр=2 и Т89с Кр=6 по сравнению с полем диполя приводят, во-первых, к более медленному росту волнового вектора \mathbf{k} с широтой благодаря дисперсионному соотношению, а во-вторых, к более быстрому росту локального питч-угла вдоль силовой линии магнитного поля за счет сохранения 1-го адиабатического инварианта. Эти факторы являются причиной различия левых и правых частей резонансного соотношения (4) в рассматриваемых моделях магнитного поля. В результате, на ночной стороне для электронов с $\alpha_{eq}=10^\circ$ в дипольном и Т89с Кр=2 магнитных полях резонансное соотношение может выполняться только на широтах, больших $\lambda_{max}=\pm 15^\circ$, где нет волн больших амплитуд. Поэтому на Рис. 1 с на малых α_{eq} в указанных двух моделях поля баунс-усредненные питч-угловые коэффициенты диффузии равны нулю. В модели Т89с Кр=6 резонансное соотношение выполняется в пределах широт $\lambda_{max}=\pm 15^\circ$ для частот свистовых волн от ω_{lc} до ω_m . Поэтому в указанной модели поля электроны попадают в конус потерь.

Анализ резонансного соотношения в трех рассматриваемых моделях магнитного поля на дневной стороне (Рис. 2 d-f) дает возможность определить причины возникновения показанных на Рис. 1 f закономерностей. Величина дипольного поля растет быстрее с широтой, чем величина магнитного поля модели Т89с Кр=2. Поэтому в дипольном поле электроны вступают в циклотронный резонанс с волнами в пределах широт $\lambda_{max}=\pm 35^\circ$ в большем диапазоне частот, чем в поле Т89с для спокойных условий. Так как на дневной стороне в модели Т89с Кр=2 резонансное соотношение выполнимо в одной точке на $\alpha_{eq}=10^\circ$ в пределах широт $\lambda_{max}=\pm 35^\circ$, то при уменьшении экваториального питч-угла электроны уже не будут вступать в циклотронный резонанс с волнами на указанных широтах. Поэтому на Рис. 1 f электроны не могут высыпаться в конус потерь на дневной стороне в поле Т89с во время геомагнитноспокойных условий. Во время сильной геомагнитной активности на дневной стороне величина магнитного поля Т89с Кр=6 (Рис. 2 f) растет быстрее с широтой, чем в моделях диполя и Т89с Кр=2. На $\alpha_{eq}=10^\circ$ в модели Т89с Кр=6 электроны вступают в циклотронный резонанс со свистовыми волнами на всех частотах спектра волн в диапазоне широт $\lambda_{max}=\pm 35^\circ$ в отличие от двух других моделей поля. Поэтому на Рис. 3.1 f на малых α_{eq} баунс-усредненные питч-угловые коэффициенты диффузии в поле Т89с Кр=6 не начинают уменьшаться как в моделях полей Т89с Кр=2 и диполя.

В **Главе 4** представлены результаты расчетов коэффициентов диффузии $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$, $\langle D_{\alpha p} \rangle$ и $\langle D_{pp} \rangle$ в дипольной и реалистичных моделях магнитного поля для резонансного взаимодействия электронов энергий $E_k = 0.1, 0.5, 1$ и 2 МэВ с косыми и продольно распространяющимися свистовыми волнами для MLT=0 и 12 на расстоянии $R_\theta=7$. Полученные результаты предполагается использовать при моделировании процессов ускорения и потерь электронов во время магнитных

бурь. Поэтому в расчетах для косых волн было нецелесообразно использовать модель Цыганенко 89с, входным параметром которой является K_p индекс геомагнитной активности. В работе [10] проводилось сравнение разных моделей магнитного поля магнитосферы Земли (статистическое соответствие) с измерениями магнитного поля. Показано, что для геомагнитноспокойных условий несколько моделей включая модель Цыганенко 2001 storm (T01s) [11] дают похожие результаты с достаточно низким процентом ошибок. В случае геомагнитноактивных условий модель T01s лучше всего соответствует измерениям по сравнению с другими рассмотренными в указанной работе моделями. Поэтому в качестве реалистичной модели магнитного поля были выбраны T01s для внешнего поля и IGRF для внутреннего поля. В модели T01s конфигурация магнитного поля зависит от Dst индекса. Далее под T01 и T01s подразумевается указанная реалистичная модель магнитного поля для случаев геомагнитноспокойных ($Dst \sim -8$ нТл) и геомагнитновозмущенных условий ($Dst \sim -100$ нТл), соответственно. На Рис. 3 изображены изменения величины дипольного, T01 и T01s магнитных полей с магнитной широтой вдоль силовой линии для MLT=12 и 0. На дневной стороне (Рис. 3 а) различия между тремя моделями магнитного поля незначительные. На ночной стороне (Рис. 3 б) вблизи экватора значения магнитных полей трех моделей сильно отличаются между собой - величина поля T01s меньше, чем у диполя в 6 раз. Также при MLT=0 величины реалистичных магнитных полей растут быстрее с широтой, чем в дипольной модели.

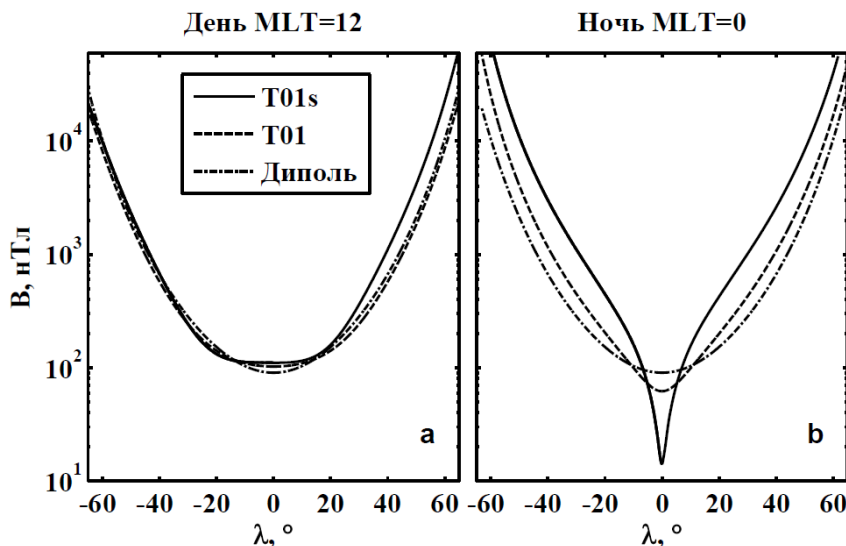


Рис. 3 Изменение величины магнитного поля вдоль силовой линии на расстоянии $R_\theta=7$ как функции магнитной широты на дневной (а) и ночной (б) сторонах в дипольной, T01 и T01s моделях магнитного поля (штрихпунктирные, штриховые и сплошные кривые, соответственно).

Баунс-усредненные коэффициенты диффузии в дипольной и реалистичных моделях магнитного поля вычислялись аналогично Главе 3 с использованием выражений (2а)-(2в) и (3а)-(3в), соответственно. При расчете использовались те же параметры для распределения волн по частотам и широтам, амплитуды волн и плотности плазмы, что и в Главе 3. Считалось, следуя работе [12], что пик

Гауссова распределения по углам волновой нормали на любой широте расположен вдоль силовой линии магнитного поля $\theta_m=0^\circ$, а также использовались следующие параметры: $\delta\theta=30^\circ$, $\theta_{min}=0^\circ$ и $\theta_{max}=45^\circ$ (обозначения аналогичны обозначениям для Гауссова распределения по частотам, но для углов наклона θ).

На Рис. 4 показаны результаты вычислений баунс-усредненных питч-угловых (левая колонка), абсолютного значения перекрестных (колонка посередине) коэффициентов диффузии и баунс-усредненных коэффициентов диффузии по импульсу (правая колонка) на дневной стороне магнитосферы как функции α_{eq} для косых (черные кривые) и продольно распространяющихся (серые кривые) свистовых волн в дипольной, T01 и T01s моделях магнитного поля. Горизонтальные панели сверху вниз соответствуют расчетам для энергий $E_k=0.1, 0.5, 1$ и 2 МэВ. Коэффициенты диффузии $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$, $\langle D_{\alpha p} \rangle$ и $\langle D_{pp} \rangle$ для косых волн считались до тех циклотронных гармоник $n_0=\pm n$, когда вклад более высоких резонансов в сумму баунс-усредненных перекрестных коэффициентов диффузии по резонансам $\pm n, \dots, \pm 1, 0$ составлял не более 1.5 % для любого α_{eq} . В Таблице 1 представлены циклотронные гармоники n_0 , до которых вычислялись баунс-усредненные коэффициенты диффузии в трех моделях магнитного поля для разных энергий электронов, резонансно взаимодействующих с косыми свистовыми волнами. Из анализа Таблицы 1 видно, что как на дневной, так и ночной сторонах с увеличением энергии электронов большее количество циклотронных резонансов нужно учитывать при расчете баунс-усредненных коэффициентов диффузии вплоть до нескольких десятков резонансов.

Время	Ночь MLT=0					День MLT=12			
Расстояние в R_E	$R_0=7$				$R_0=4$	$R_0=7$			
Кинетическая энергия Модель E_k , МэВ магнитного поля	0.1	0.5	1	2	1	0.1	0.5	1	2
T01s до $n_0=$	±15	±35	±50	±90	±10	±2	±5	±9	±15
T01 до $n_0=$	±3	±10	±15	±30	±9				
Диполь до $n_0=$	±3	±6	±10	±30	±8				

Таблица 1 Циклотронные резонансы n_0 до которых рассчитаны баунс-усредненные коэффициенты диффузии для разных энергий и моделей магнитного поля на расстояниях $R_0=4$ и 7 на ночной и дневной сторонах.

На дневной стороне для электронов с энергиями $E_k=0.1$ и 0.5 МэВ (Рис. 4 а-ф) коэффициенты диффузии $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$, $|\langle D_{\alpha p} \rangle|$ и $\langle D_{pp} \rangle$ как для косых, так и продольно распространяющихся волн, мало отличаются между собой в дипольной, T01 и T01s моделях магнитного поля. Для больших энергий электронов $E_k=1$ и 2 МэВ

заметная разница до двух порядков величины между баунс-усредненными коэффициентами диффузии для трех моделей поля (Рис. 4 g-l) возникает только на малых экваториальных питч углах $\alpha_{eq} < 25^\circ$ и $\alpha_{eq} < 30^\circ$, соответственно.

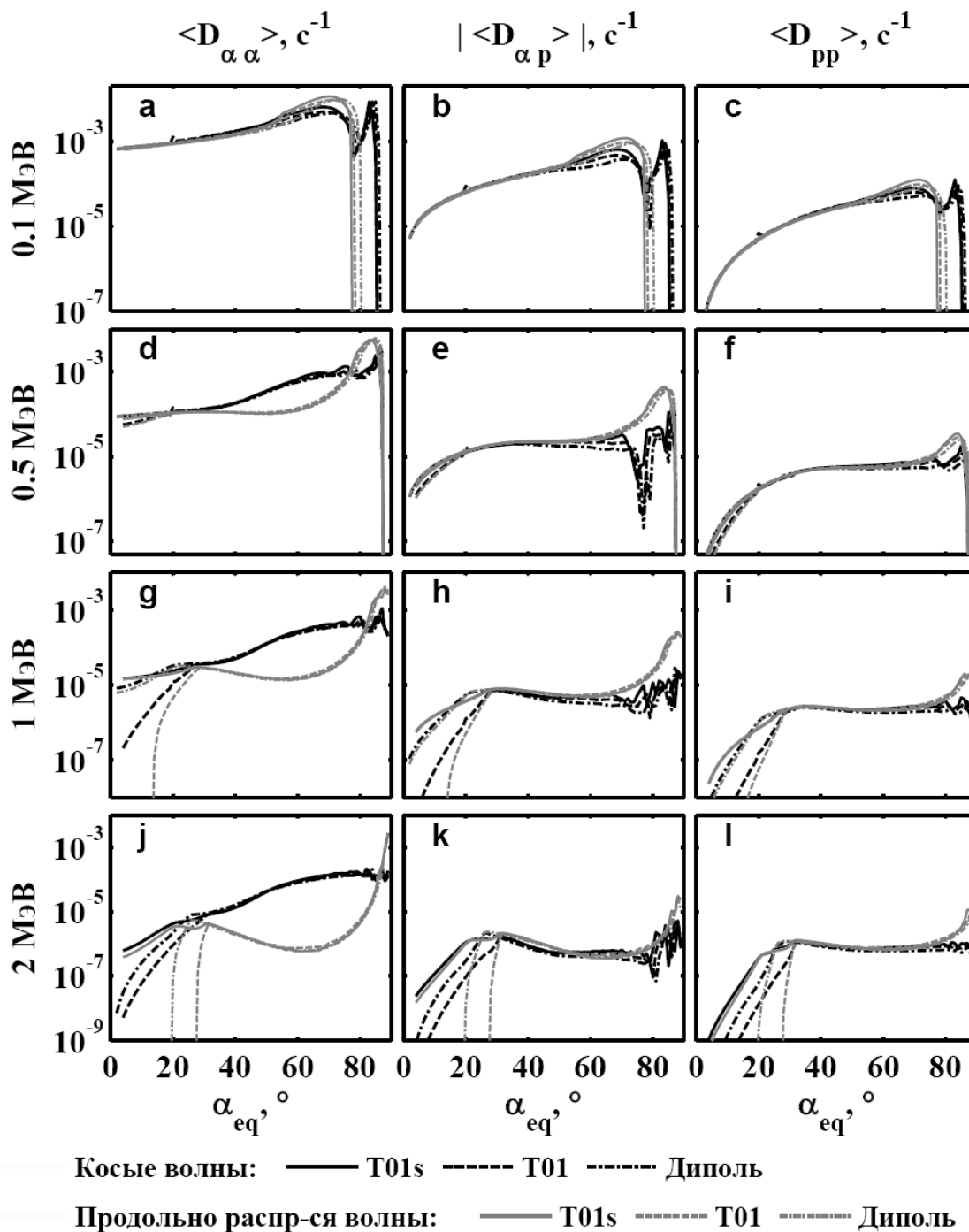


Рис. 4 $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$, $|\langle D_{\alpha p} \rangle|$ и $\langle D_{pp} \rangle$ для косых и продольно распространяющихся свистовых волн как функции α_{eq} на расстоянии $R_0=7$ на дневной стороне для энергий электронов $E_k=0.1, 0.5, 1$ и 2 МэВ в дипольной, T01 и T01s моделях магнитного поля (штрих-пунктирные, штриховые и сплошные кривые, соответственно).

Для электронов с энергией $E_k \geq 0.5$ МэВ питч-угловые темпы рассеяния для продольно распространяющихся волн (Рис. 4 d, g и j) имеют резко выраженный локальный минимум на $\alpha_{eq} \approx 55^\circ - 65^\circ$. В случае резонансного взаимодействия электронов указанных энергий с косыми волнами этот пробел исчезает за счет вклада резонансов более высоких порядков на средних экваториальных питч-углах.

На Рис. 4 для электронов с энергиями $E_k \leq 0.5$ МэВ, взаимодействующих как с косыми, так и продольно распространяющимися волнами, $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ в трех моделях магнитного поля для любого α_{eq} даже вблизи конуса потерь превышает $\langle D_{pp} \rangle$ для всего диапазона экваториальных питч углов, где коэффициенты диффузии не равны нулю, как минимум в 9 раз. Это означает, что диффузия по питч углам за счет резонансного взаимодействия электронов указанных энергий с рассматриваемыми волнами может являться эффективным механизмом потери частиц. Для электронов с энергией $E_k = 1$ МэВ питч-угловые темпы рассеяния превышают коэффициенты диффузии по импульсу для всех α_{eq} в дипольной и T01s моделях магнитного поля для косых и продольно распространяющихся волн. Аналогичный эффект возможен и для электронов с энергией 2 МэВ при взаимодействии с косыми волнами в модели T01s, если увеличить λ_{max} в модели волн. Однако чтобы полноценно проанализировать соотношение времен потери и ускорения частиц за счет взаимодействия с косыми и продольно распространяющимися свистовыми волнами и оценить роль указанного эффекта в процесс изменения плотности электронов в фазовом пространстве, нужно решать 2D (питч угол - импульс) диффузионное уравнение Фоккера-Планка используя в качестве входных данных рассчитанные $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$, $\langle D_{\alpha p} \rangle$ и $\langle D_{pp} \rangle$.

Рис. 5 аналогичен Рис. 4, но для ночной стороны для MLT=0. Для всех четырех энергий $E_k = 0.1, 0.5, 1$ и 2 МэВ питч-угловые коэффициенты диффузии $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ (Рис. 5 a, d, g и j) очень похожи между собой на $\alpha_{eq} \geq 50^\circ$ для трех моделей магнитного поля как в случае косых, так и продольно распространяющихся волн. Вариации абсолютных значений перекрестных коэффициентов диффузии (Рис. 5 b, e, h и k) на больших экваториальных питч углах соответствуют изменению знака $\langle D_{\alpha p} \rangle$. Во время геомагнитноактивных условий (модель T01s) у электронов с энергиями $E_k \geq 0.5$ МэВ появляется диффузия по импульсу на малых α_{eq} по сравнению с геомагнитноспокойными условиями (модели диполя и T01).

Питч-угловые темпы рассеяния для косых и продольно распространяющихся свистовых волн в дипольном поле для электронов энергий $E_k \geq 0.5$ МэВ (Рис. 5 d, g и j) и в модели T01 для $E_k \geq 1$ МэВ (Рис. 5 g и j) равны нулю вблизи конуса потерь. Поэтому в этих полях для указанных энергий электроны не могут высыпаться в конус потерь. В модели T01s для косых волн баунс-усредненные питч-угловые коэффициенты диффузии на малых α_{eq} похожи на $\langle D_{\alpha\alpha} \rangle$ для продольно распространяющихся волн и не равны нулю для четырех

рассмотренных энергий. Следовательно, электроны могут диффундировать в конус потерь во время геомагнитновозмущенных условий за счет циклотронного резонанса со свистовыми волнами, причем темпы потери электронов уменьшаются с ростом энергии частиц. Характерное время потерь для электронов с $E_k=0.1$ МэВ в реалистичных и дипольной моделях магнитного поля на расстоянии $R_0=7$ на ночной стороне с учетом 25% усреднения по MLT составляет 5 и 18 часов, соответственно. Для электронов с $E_k=0.5, 1$ и 2 МэВ в поле T01s для косых свистовых волн характерное время потери частиц – 19.5 часов, 2 и 37 суток, соответственно.

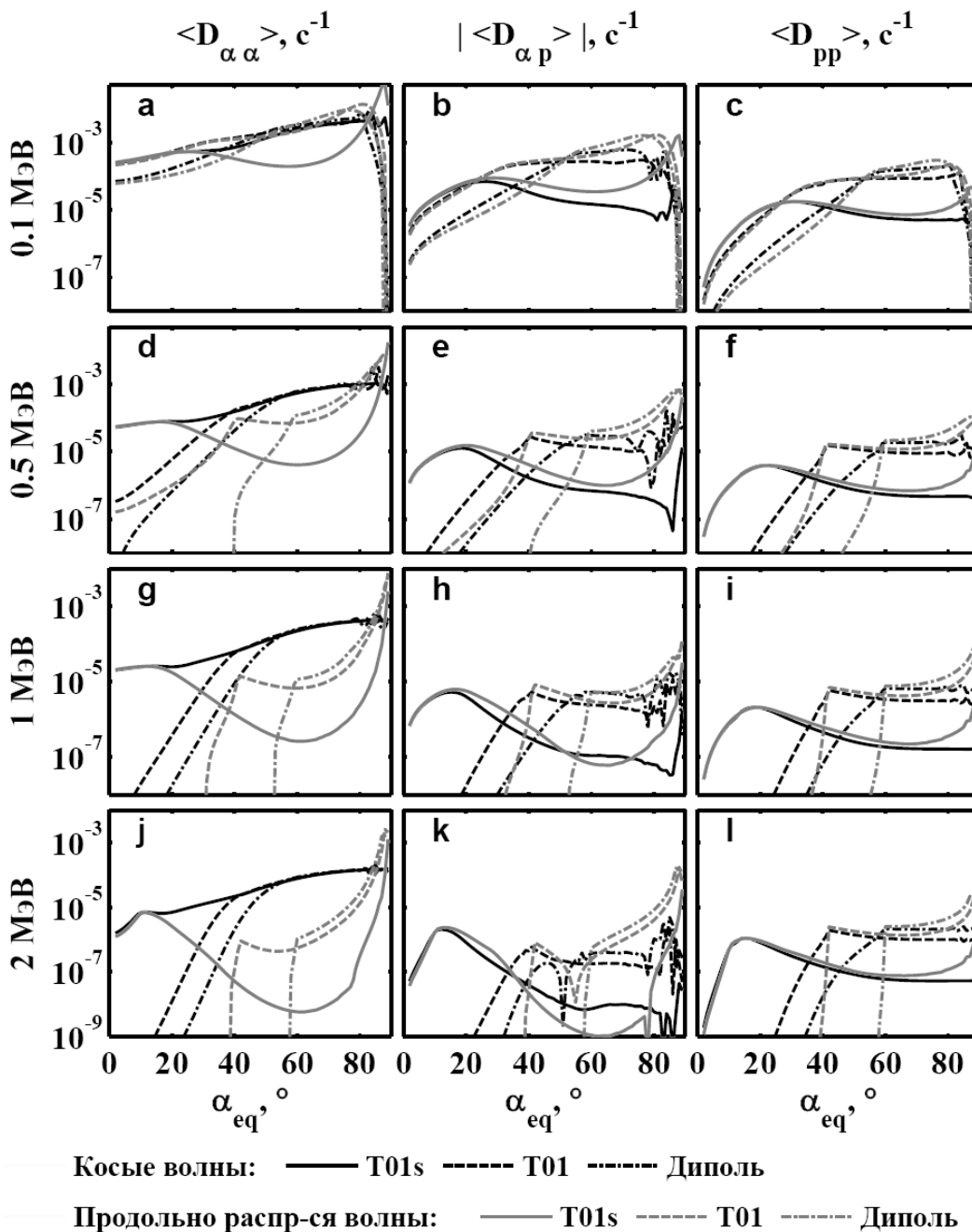


Рис. 5 Аналогичен Рис. 4, но для ночной стороны.

На Рис. 5 для электронов с энергиями $E_k=0.1, 0.5$ и 1 МэВ, резонансно взаимодействующих с косыми волнами, на любом α_{eq} питч-угловые темпы рассеяния в поле T01s больше, чем $|\langle D_{ap} \rangle|$ и $\langle D_{pp} \rangle$ для всех экваториальных питч углов. Аналогичный эффект может быть и для электронов с энергией 2 МэВ, если в модели волн увеличить λ_{max} на несколько градусов. Поэтому во время сильной геомагнитной активности на ночной стороне резонансное взаимодействие электронов с косыми свистовыми волнами может приводить к значительному превышению скорости потерь электронов над скоростью ускорения.

Для объяснения различий в коэффициентах диффузии $\langle D_{aa} \rangle$, $\langle D_{ap} \rangle$ и $\langle D_{pp} \rangle$ для косых свистовых волн, связанных с изменением использованной модели магнитного поля, определен вклад в баунс-усредненные коэффициенты диффузии различных циклотронных резонансов и рассматривались изменения, возникающие в резонансном соотношении для электронов с энергией 1 МэВ и для волн с $\theta=30^\circ$. На дневной стороне рассмотрено резонансное соотношение для $\alpha_{eq}=60^\circ$. В трех моделях магнитного поля оно выполняется для циклотронных резонансов от $n=-7$ до $n=6$ на широтах $\lambda < \lambda_{max}$. В основном по этой причине на Рис. 4g-i коэффициенты диффузии $\langle D_{aa} \rangle$, $|\langle D_{ap} \rangle|$ и $\langle D_{pp} \rangle$ в дипольной, T01 и T01s моделях магнитного поля очень похожи между собой на $\alpha_{eq}=60^\circ$. На ночной стороне рассматривались изменения в резонансном соотношении при изменении модели магнитного поля на $\alpha_{eq}=10^\circ$ недалеко от конуса потерь для циклотронных гармоник $n=0, \pm 1, \pm 2, \pm 5, \pm 10, \pm 15, \pm 30, \pm 45$ и ± 55 . Расчеты показали, что в дипольном поле резонансное соотношение на широтах $\lambda < \lambda_{max}$ может выполняться для резонансов $n=\pm 5, \pm 10, \pm 15$. В модели T01 большее количество резонансов ($n=\pm 2, \pm 5, \pm 10, \pm 15, \pm 30$) по сравнению с дипольным полем вносят вклад в баунс-усредненные коэффициенты диффузии. В магнитном поле T01s резонансное соотношение выполняется на всех рассмотренных циклотронных гармониках на широтах $\lambda \leq \lambda_{max}$ за исключением резонанса Ландау $n=0$. Объяснение того, почему на ночной стороне разное количество циклотронных гармоник вносит вклад в коэффициенты диффузии для косых волн в разных моделях магнитного поля аналогично тому, что было дано в Главе 3 для случая продольно распространяющихся волн. Во-первых, частоты волны в каждой модели поля разные. Во-вторых, в поле T01s по сравнению с двумя другими моделями волновой вектор и косинус локального питч угла уменьшаются быстрее с широтой, а также электроны баунс-отражаются на меньших широтах. Поэтому на малых α_{eq} резонансное соотношение в поле T01s выполняется на более низких широтах и для большего количества резонансов, чем в двух других полях.

В Главе 4 также приведена зависимость баунс-усредненных коэффициентов диффузии в реалистичных и дипольной моделях магнитного поля для электронов с энергией $E_k=1$ МэВ, вступающих в резонанс с косыми свистовыми волнами, от радиального расстояния на ночной стороне ($R_\theta=4$ и 7). Как и для случая

продольно распространяющихся волн, разница между коэффициентами диффузии для косых волн в трех моделях магнитного поля растет с увеличением радиального расстояния и становится существенной на расстоянии $R_0=7$. С увеличением радиального расстояния и с увеличением уровня геомагнитной активности магнитное поле магнитосферы Земли становится более вытянутым на ночной стороне и поэтому недипольная компонента поля становится существенной. Таким образом, на ночной стороне на расстояниях $R_0 \geq 4$ как во время геомагнитноспокойных, так и геомагнитновозмущенных условий, при моделировании нужно использовать более реалистичную модель магнитного поля, чем дипольную модель.

В **Заключении** приведены **основные результаты** диссертационной работы: проведены расчеты баунс-усредненных коэффициентов диффузии во внешнем радиационном поясе Земли за счет циклотронного резонанса 0.1-2 МэВных электронов с продольно распространяющимися и косыми свистовыми волнами с учетом недипольности магнитного поля магнитосферы Земли. В качестве реалистичных полей использованы модели Цыганенко 1989 и 2001 для внешнего поля и IGRF для внутреннего поля во время геомагнитноспокойных и геомагнитно активных условий. В качестве модели волн использован спектр с гауссовым распределением по частотам (в диапазоне частот характерном для хоровых излучений) и гауссово распределение по углам наклона волнового вектора к силовой линии магнитного поля. Учитывались циклотронные гармоники высокого порядка вплоть до нескольких десятков резонансов. Результаты вычислений показали, что:

- На расстоянии $R_0=7$ на дневной стороне магнитосферы Земли для электронов с энергией $E_k=1-2$ МэВ коэффициенты диффузии в дипольном и реалистичных магнитных полях могут отличаться до двух порядков величины на малых экваториальных питч углах ($\alpha_{eq} \leq 30^\circ$) и практически не отличаются друг от друга на $\alpha_{eq} > 30^\circ$. Для меньших энергий электронов $E_k=0.1-0.5$ МэВ при приведенных условиях коэффициенты диффузии в указанных моделях магнитного поля практически не отличаются друг от друга.
- На расстояниях $R_0=6-7$ на ночной стороне магнитосферы Земли для электронов энергий $E_k=0.5-2$ МэВ коэффициенты диффузии в дипольном и реалистичных магнитных полях могут отличаться на несколько порядков величины особенно на экваториальных питч углах $\alpha_{eq} \leq 40^\circ$. Во время сильной геомагнитной активности в реалистичных магнитных полях в отличие от поля диполя электроны могут высыпаться в конус потерь.
- На расстояниях $R_0=4-7$ на дневной и ночной сторонах магнитосферы Земли с увеличением энергии электронов нужно учитывать резонансы вплоть до $n=\pm 90$ в реалистичном магнитном поле и $n=\pm 30$ в дипольном магнитном поле для электронов с энергией до $E_k=2$ МэВ во время геомагнитно активных условий.

- В реалистичном магнитном поле на расстоянии $R_0=7$ на ночной и дневной сторонах магнитосферы Земли во время высокой геомагнитной активности для электронов с энергиями $E_k=0.1-1$ МэВ, резонансно взаимодействующих с косыми свистовыми волнами, питч-угловые темпы рассеяния для любого экваториального питч угла превышают темпы ускорения во всем диапазоне экваториальных питч углов. Поэтому для приведенных условий скорости потерь электронов могут значительно превышать скорости ускорения.

Список опубликованных работ автора по теме диссертации

Статьи:

1. Бахарева М.Ф., Орлова К.Г. Влияние темпов ускорения и потерь на временную динамику потоков энергичных электронов во время геомагнитных возмущений // Геомагнетизм и аэрономия. 2009. Т. 49. № 1. С. 18–27.
2. Бахарева М.Ф., Орлова К.Г. Зависимость энергетических спектров релятивистских электронов на фазе восстановления магнитных бурь от темпов ускорения и потерь // Геомагнетизм и аэрономия. 2009. Т. 49 № 5. С. 611–619.
3. Antonova E.E., Kirpichev I.P., Stepanova M.V., Orlova K.G., Ovchinnikov I.L. Topology of the high latitude magnetosphere during large magnetic storms and the main mechanisms of relativistic electron acceleration // Adv. Space Res. 2009. Vol. 43. P. 628–633. doi: 10.1016/j.asr.2008.09.011.
4. Antonova E. E., Kirpichev I. P., Ovchinnikov I. L., Orlova K. G., Stepanova M.V. High latitude magnetospheric topology and magnetospheric substorm // Ann. Geophys. 2009. Vol. 27. P. 4069-4073.
5. Orlova K.G., Shprits Y.Y. Dependence of pitch-angle scattering rates and loss timescales on the magnetic field model // Geophys. Res. Lett. 2010. Vol. 37. P. L05105. doi: 10.1029/2009GL041639.
6. Бахарева М.Ф., Тверская Л.В., Орлова К.Г. Особенности динамики потоков релятивистских электронов на фазе восстановления магнитной бури 6 апреля 2000 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2011. Т. 51. №3. С. 303-308.
7. Ni B., Thorne R.M., Shprits Y.Y., Orlova K.G., Meredith N.P. Chorus-driven resonant scattering of diffuse auroral electrons in nondipolar magnetic fields // J. Geophys. Res. 2011. Vol. 116. P. A06225. doi: 10.1029/2011JA016453.
8. Orlova K.G., Shprits Y.Y. On the bounce-averaging of scattering rates and the calculation of bounce period // Phys. Plasma. 2011. Vol. 18. P. 092904. doi: 10.1063/1.363813.
9. Antonova Elizaveta E., Kirpichev Igor P., Ovchinnikov Ilya L., Pulinets Maria S., Znatkova Svetlana S., Orlova Ksenia G., Stepanova Marina V. Topology of high latitude magnetospheric currents // IAGA-2009 monograph. IAGA Special Sopron

Book Series. 2011. Vol. 3. The Dynamic Magnetosphere. Editors William Liu and Masaki Fujimoto. Springer. P. 2001-2010.

Доклады:

10. Rossolenko S.S., Riazantseva M.O., Antonova E.E., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., Orlova K.G., Marjin B.V., Saveliev M.A., Feigin V.M., Stepanova M.V. Structural features of auroral precipitations and topology of high latitude current systems / Proceedings of 31th annual seminar “Physics of auroral phenomena”. 26-29 February 2008. Apatity. Russia. P. 79-82.
11. Antonova E.E., Bahareva M.F., Kirpichev I.P., Myagkova I.N., Ovchinnikov I.L., Orlova K.G., Stepanova M.V., Riazantseva M.O., Vovchenko V.V. Regular and turbulent mechanisms of relativistic electron acceleration in the magnetosphere of the Earth: Theoretical treatment and results of experimental observations / Proceedings of the 21st European Cosmic Ray Symposium. Kosice. Slovakia. 9-12 September 2008. edited by P. Kiraly, K. Kudela, M. Stehlik, A.W. Wolfendale. P. 17-26.
12. Антонова Е.Е., Кирпичев И.П., Овчинников И.Л., Россоленко С.С., Орлова К.Г. Топология токов в высокоширотной магнитосфере и отклик магнитосферы на изменения параметров солнечного ветра / Сборник Солнечно-земная физика. 2008. Вып. 12. Т. 1. С. 125–128. (также опубликовано Geomagn. Aeron. 2009. Vol. 49. № 8. P. 1172–1175. doi: 10.1134/S0016793209080271.

Тезисы докладов:

13. Rossolenko S.S., Riazantseva M.O., Antonova E.E., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., Orlova K.G., Marjin B.V., Saveliev M.A., Feigin V.M., Stepanova M.V. Structural features of auroral precipitations and topology of high latitude current systems // Abstracts of 31st Annual seminar “Physics of auroral phenomena”. 2008. Apatity. Russia. 26-29 February 2008. P. 31.
14. Antonova E.E., Stepanova M.V., Kirpichev I.P., Ovchinnikov I.L., Orlova K.G. First auroral arc brightening and high latitude magnetospheric topology // Abstracts of Ninth International Conference on Substorms. 2008. Schloss Seggau. Austria. 5-9 May 2008. ICS9-A-00004 and ICS9-3-1WE2O-006.
15. Orlova K.G., Antonova E.E., Bahareva M.F. On the role of regular and turbulent mechanisms of the acceleration of relativistic electrons during magnetic storms // Abstracts of International conference Plasma Phenomena in the Solar System: Discoveries of Prof. K.I. Gringauz – a view from the XXI century. 2008. Moscow. Russia. 9-11 June 2008. P. 26.
16. Antonova E.E., Stepanova M.V., Kirpichev I.P., Rossolenko S.S., Ovchinniko I.L., Orlova K.G., Pulinets M.S. Turbulence and stress balance in the magnetosphere of the Earth // Nonlinear magnetosphere Conference Schedule of talks. 2009. Vina del Mar. Chile. January 19-23 2009. P. 3.

17. Кирпичев И.П., Антонова Е.Е., Орлова К.Г. Структура поперечных токов в высокоширотной магнитосфере // Сборник тезисов конференции «Физика плазмы в солнечной системе». 2009. ИКИ РАН. Москва. Россия. 17-20 февраля 2009. С. 45.
18. Antonova E.E., Kirpichev I.P., Orlova K.G., Ovchinnikov I.L., Pulinets M.S., Rossolenko S.S., Stepanova M.V., Vovchenko V.V. Features of high latitude magnetospheric topology, magnetospheric substorms and storms // Abstracts of 32nd Annual seminar “Physics of auroral phenomena”. 2009. Apatity. Russia. 3-6 March 2009. P. 15.
19. Antonova E.E., Kirpichev I.P., Orlova K.G., Ovchinnikov I.L., Pulinets M.S., Rossolenko S.S., Stepanova M.V. Structure of high latitude magnetospheric plasma domains and the problem of large-scale magnetosphere-ionosphere interactions // Abstract book of the IAGA 11th Scientific Assembly. 2009. Sopron. Hungary. 24-29 August 2009. Abstract 305-MON-O1130-0043.
20. Antonova E.E., Stepanova M.V., Yermolaev Y.I., Paredes-Davis D., Kirpichev I.P., Rossolenko S.S., Ovchinnikov I.L., Orlova K.G., Pulinets M.S. Turbulence in the magnetosphere of the Earth, Results of theoretical analysis and Interball observations // Proceedings of the International Conference “Mode Conversion, Coherent Structures and Turbulence” (MSS-09). 2009. Space Research Institute of RAS. Moscow. Russia. 23 - 25 November 2009. P. 346-351.
21. Orlova K.G., Shprits Y.Y. Bounce-averaged diffusion coefficients in non-dipole field for field-aligned chorus waves // Eos Trans. AGU. 90(52). Fall Meet. Suppl. 2009. San Francisco. Calif. USA. 14-18 December 2009. Abstract SM23A-1578.
22. Антонова Е.Е., Кирпичев И.П., Ермолаев Ю.И., Степанова М.В., Овчинников И.Л., Орлова К.Г., Знаткова С.С., Вовченко В.В. Перенос в магнитосфере Земли и особенности процессов во время магнитосферной суббури // Сборник тезисов конференции «Физика плазмы в солнечной системе». 2010. ИКИ РАН. Москва. Россия. 8-12 февраля 2010. С. 69.
23. Antonova E.E., Kirpichev I.P., Stepanova M.V., Orlova K.G., Ovchinnikov I.L., Pulinets M.S., Rossolenko S.S. Connections between the region, mapped at the inner boundary of auroral oval and outer plasma sheet and isolated substorm onset // Program and Abstracts of 10th International Conference on Substorms. 2010. Pismo Beach. San Luis Obispo. California. USA. 22 - 26 March 2010. P. 39.
24. Orlova K.G. and Shprits Y.Y. Bounce-averaged diffusion coefficients in the Tsyganenko field model for oblique chorus waves // Geophysical Research Abstracts of EGU General Assembly. 2010. Vol. 12. Vienna. Austria. 02 – 07 May 2010. EGU2010-14770.
25. Antonova E.E., Stepanova M.V., Vovchenko V.V., Myagkova I.N., Riazantseva M.O., Kirpichev I.P., Orlova K.G. The topology of high latitude magnetosphere and the formation of local plasma traps for energetic particles //

- Abstracts of 38th COSPAR Scientific Assembly. 2010. Bremen. Germany. 18 - 25 July. 2010 D31-0022-08 and D35-0021-10.
26. Orlova K.G. and Shprits Y.Y. Bounce-averaged diffusion coefficients in the Tsyganenko field model for oblique chorus waves // Abstracts of 38th COSPAR Scientific Assembly. 2010. Bremen. Germany. 18 - 25 July 2010. PRBEM2-0019-10.
 27. Orlova K.G. and Shprits Y.Y. Bounce-averaged diffusion coefficients for oblique and field-aligned chorus waves in a realistic magnetic field // Abstracts of Radiation Belts Saint Petersburg (RBSPb) Workshop. 2010. P. 3.
 28. Antonova E.E., Kirpichev I.P., Myagkova I.N., Ovchinnikov I.L., Riazantseva M.O., Vovchenko V.V., Karavaev M.V., Pulinets M. S., Znatkova S.S., Orlova K.G., Stepanova M.V. Topological features of high latitude magnetospheric processes and the possibility of the formation of local particle traps // Book of abstracts of 8th International Conference "Problems of Geocosmos". 2010. St. Peterburg. Russia. 20-24 September 2010. P. 16.
 29. Shprits Y., Subbotin D., Ni B., Daae M., Kondrashov D.A., Hartinger M., Kim K., Orlova K., Nagai T., Friedel R.H., Chen Y. Comparison of the 3D VERB Code Simulations of the Dynamic Evolution of the Outer and Inner Radiation Belts With the Reanalysis Obtained from Observations on Multiple Spacecraft // Abstract SM13C-04 presented at 2010 Fall Meeting. AGU. San Francisco. Calif. USA. 13-17 December 2010.
 30. Orlova K., Shprits Y., Ni B. Bounce-averaged diffusion coefficients in a realistic field model for oblique chorus waves // Abstract SM33C-1919 presented at 2010 Fall Meeting. AGU. San Francisco. Calif. USA. 13-17 December 2010.
 31. Orlova K.G., Shprits Y.Y., Schulz M., and Ni B. On the bounce-averaging of scattering rates in a realistic field model // Geophysical Research Abstracts of EGU General Assembly. 2011. Vol. 13. Vienna. Austria. 03 – 08 April 2011. EGU2011-926.
 32. Orlova K., Shprits Y., Ni B. Bounce-averaged diffusion coefficients in a realistic field model for oblique chorus waves // Abstract P-59 of Dynamics of the Earth's Radiation Belts and Inner Magnetosphere. 2011. St. John's. Newfoundland and Labrador. Canada. 17–22 July 2011.
 33. Orlova K., Shprits Y., Ni B. Bounce-averaging of scattering rates in a realistic field model // Abstract SM13B-2077 presented at 2011 Fall Meeting. AGU. San Francisco. Calif. USA. 5-9 December 2011.
 34. Orlova K.G., Shprits Y.Y., Ni B. Dependence of the bounce-averaged scattering rates on magnetic field model // Abstracts of Inner Magnetosphere Coupling II Workshop. 2012. Los Angeles. Calif. USA. 19-22 March 2012.

Цитируемая литература

1. Summers D. Quasi-linear diffusion coefficients for field-aligned electromagnetic waves with applications to the magnetosphere // *J. Geophys. Res.* 2005. Vol. 110. № A08. P. 213. doi: 10.1029/2005JA011159.
2. Albert J.M. Simple approximations of quasi-linear diffusion coefficients // *J. Geophys. Res.* 2007. Vol. 112 P. A12202. doi:10.1029/2007JA012551.
3. Glauert S.A. and Horne R. B. Calculation of pitch angle and energy diffusion coefficients with the PADIE code // *J. Geophys. Res.* 2005. Vol. 110. P. A04206. doi: 10.1029/2004JA010851.
4. Tsyganenko N. A. A magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet // *Planet. Space Sci.* 1989. Vol. 37. № 1. P. 5-20.
5. Horne R. B., Glauert S.A., and Thorne R.M. Resonant diffusion of radiation belt electrons by whistler-mode chorus // *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30. P. 1493. doi: 10.1029/2003GL016963.
6. Shprits Y.Y., Meredith N.P., and Thorne R.M. Parameterization of radiation belt electron loss timescales due to interactions with chorus waves // *Geophys. Res. Lett.* 2007. Vol. 34. P. L11110. doi:10.1029/2006GL029050.
7. Meredith N.P., Horne R.B., Thorne R.M., and Anderson R.R. Favored regions for chorus-driven electron acceleration to relativistic energies in the Earth's outer radiation belt // *Geophys. Res. Lett.* 2003. Vol. 30 № 16. P. 1871. doi:10.1029/2003GL017698.
8. Sheeley B.W., Moldwin M.B., Rassoul H.K., and Anderson R.R. An empirical plasmasphere and trough density model: CRRES observations // *J. Geophys. Res.* 2001. Vol. 106 № A11. P. 25.631–25.641. doi: 10.1029/2000JA000286.
9. Denton R.E., Takahashi K., Galkin I.A., Nsumei P.A., Huang X., Reinisch B.W., Anderson R.R., Sleeper M.K., and Hyghes W.J. Distribution of density along magnetospheric field lines // *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111. P. A04213. doi: 10.1029/2005JA011414.
10. Chen Y., Friedel R.H.W., and Reeves G.D. Phase space density distributions of energetic electrons in the outer radiation belt during two Geospace Environment Modeling Inner Magnetosphere/Storms selected storms // *J. Geophys. Res.* 2006. Vol. 111. P. A11S04. doi:10.1029/2006JA011703.
11. Tsyganenko N.A., Singer H.J., and Kasper J.C. Storm-time distortion of the inner magnetosphere: How severe can it get? // *J. Geophys. Res.* 2003. Vol. 108 № A5. P. 1209. doi: 10.1029/2002JA009808.
12. Haque N., Spasojevic M., Santolik O., and Inan U. S. Wave normal angles of magnetospheric chorus emissions observed on the Polar spacecraft // *J. Geophys. Res.* 2010. Vol. 115 P. A00F07. doi:10.1029/2009JA014717.

Подписано к печати 10.04.12
Тираж 100 Заказ 54

Отпечатано в отделе оперативной печати
Физического факультета МГУ