

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Физический факультет

Кафедра математики

**МОДЕЛЬ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ**

Курсовая работа студента 215 группы
Тонояна Давида

Научный руководитель
ст.н.с. кафедры математики
к.ф.-м.н., Е.В. Юшков

Москва
2019

Содержание

1	Введение	1
2	Постановка задачи	4
3	Модель магнитного поля	4
4	Уравнения для скачка питч-угла	7
5	Питч-угловое рассеяние	7
6	Основные результаты	8
7	О возможных приложениях	8

1 Введение

Взаимодействие потока плазмы солнечного ветра и магнитного поля земного диполя приводит к формированию плазменной оболочки нашей планеты – магнитосферы Земли (см. схему на рисунке 1). На ночной стороне магнитосфера характеризуется сильно вытянутыми силовыми линиями магнитного поля и повышенной плотностью горячей плазмы, формирующей плазменный слой (англ. – plasma sheet, с энергиями 1 – 10 кэВ). Ионный состав плазменного слоя определяется вкладами от Земли (однократно ионизированные молекулы кислорода) и солнечного ветра (протоны). Электростатическую нейтральность магнитосферной плазмы обеспечивают электроны, источниками которых являются как солнечный ветер, так и земная ионосфера [см. обзор 1]. При этом, энергии ионов и электронов ионосферы и солнечного ветра не превышают десятков эВ, а их нагрев до десятков кэВ осуществляется в плазменном слое за счёт широкого диапазона механизмов ускорения заряженных частиц [см., например, 2]. Будучи нагретой до столь высоких энергий, плазма существенно деформирует магнитное поле плазменного слоя и приводит к ряду динамически явлений, таких как магнитосферные бури и суббури, в ходе которых потоки горячей плазмы инжектируются из плазменного слоя в ближнюю магнитосферу (inner magnetosphere) и радиационные пояса (radiation belts; см. схему на рисунке 1). Предсказание таких событий крайне важно для моделирования угроз околоземным спутникам (в частности, спутникам систем связи GPS, Galileo, ГЛОНАСС), спутникам на геосинхронной орбите, и пилотируемым космическим программам [более подробно см. в 3].

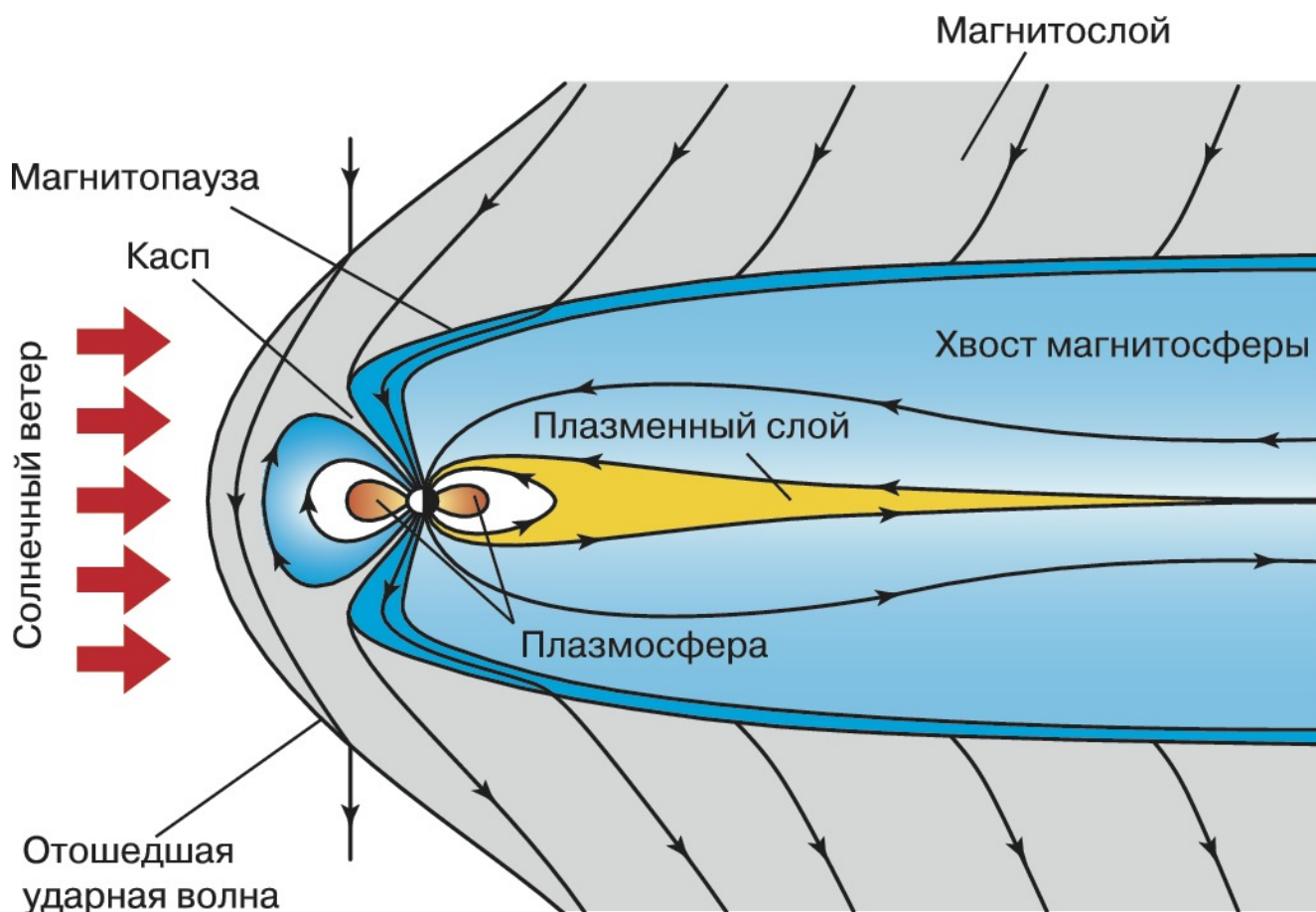


Рис. 1: Схематичное изображение основных областей Земной магнитосферы. Чёрными линиями показаны силовые линии магнитного поля (рисунок взят с сайта <https://bigenc.ru/physics/text/2154116>).

Для изучения и прогнозирования динамики плазменного слоя магнитосферы необходим постоянный мониторинг конфигурации магнитного поля в этой области магнитосферы. Однако большинство научных спутниковых миссий, проводящих измерения в плазменном слое, такие как Interball-tail [4], Geotail [5], Cluster [6], THEMIS [7], MMS [8], предоставляют информацию лишь о небольшой области пространства, пересекаемой орбитами спутников, и эти измерения можно использовать лишь для построения крупномасштабных эмпирических моделей магнитного поля [см., например, обзор 9]. Для быстрой диагностики конфигурации магнитного поля плазменного слоя вместо измерений спутников, орбиты которых лежат в плазменном слое, используют спутники на низковысотных орбитах (см. неполный список таких спутников на рисунке 2). Двигаясь по таким орбитах, спутники делают полный оборот вокруг Земли за времена порядка нескольких десятков минут (в сравнении с днями, необходимыми для одного оборота вокруг Земли спутниками, проходящими через плазменный слой). Как следствие, низковысотные спутники пересекают силовые линии магнитного поля, сходящиеся около Земли и пересекающие магнитный экватор на всём протяжении плазмен-

ного слоя (см. схему на рисунке 1). Анализ потоков энергичных частиц, приходящих вдоль силовых линий магнитного поля из плазменного слоя и фиксирующихся аппаратурой низковысотных спутников, позволяет «прозондировать» конфигурацию магнитного поля [см., 10]. Как следствие, на первый план выходят модели, позволяющие сопоставить свойства потоков частиц, «высыпающихся» из плазменного слоя, и конфигурацию магнитного поля в окрестностях магнитного экватора.

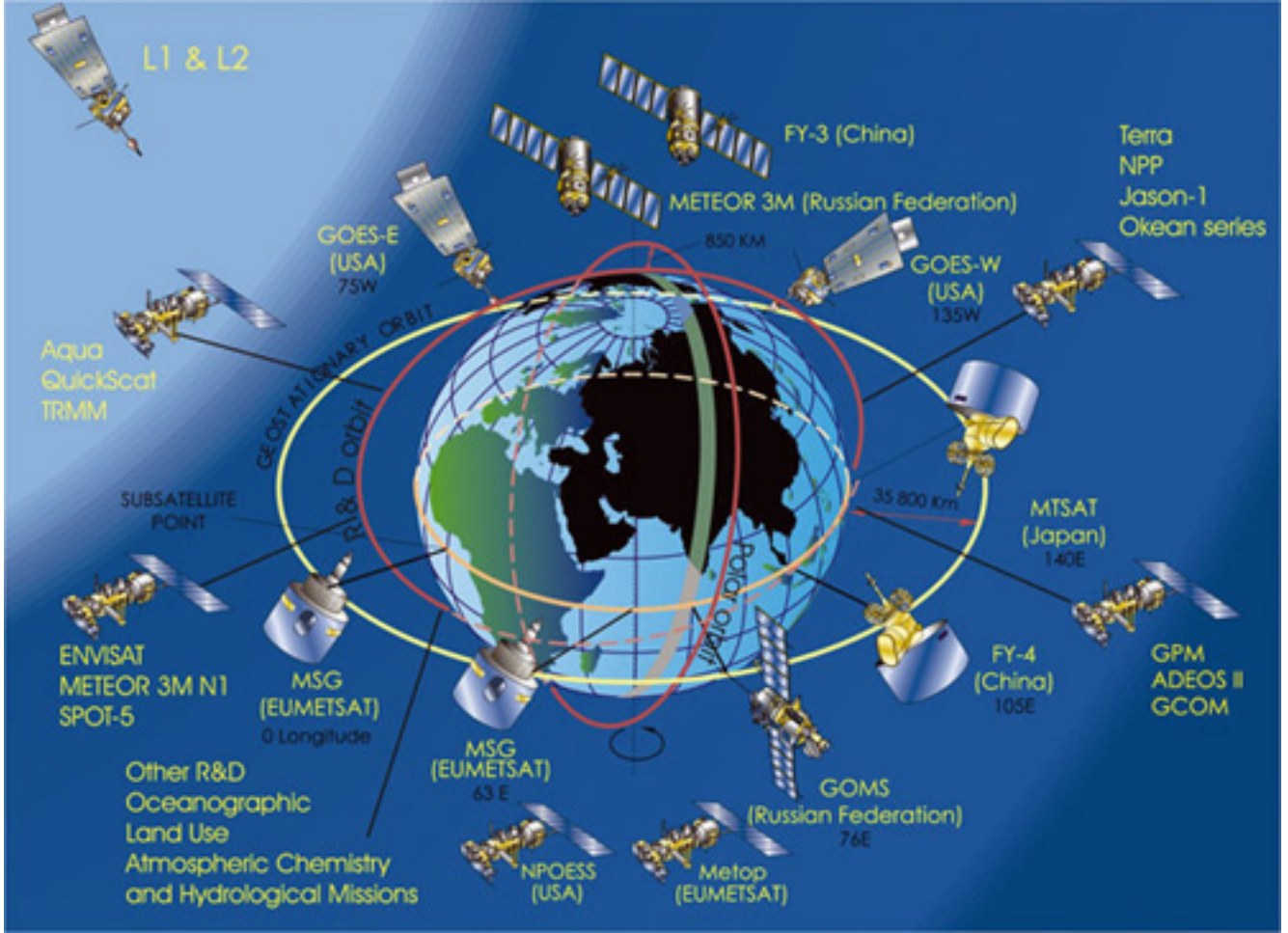


Рис. 2: Схематичное изображение орбит низковысотных научных спутников (рисунок взят с сайта <https://www.tes.com/lessons/UQuaRdH98FecCg/science-chapter-5>).

Магнитное поле в плазменном слое существенно ослаблено по сравнению с полем вблизи Земли, и, как следствие, заряженные частицы плазменного слоя оказываются запертыми в магнитной ловушке: частицы движутся вдоль силовых линий магнитного поля к Земле, но «разворачиваются» сильным полем около Земли и возвращаются в плазменный слой. Такое движение связано с сохранением двух интегралов движения частиц: полной энергии $H = m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)/2$ и магнитного момента $\mu = mv_{\perp}^2/2B$, где B – интенсивность магнитного поля, а $v_{\parallel}$, $v_{\perp}$ – компоненты скорости частиц вдоль и поперёк силовых линий магнитного поля; см. схематичный рисунок 3 и [11]. Комбинация этих уравнений даёт $v_{\parallel} = \pm \sqrt{2(H - \mu B)/m}$. То есть с ростом B скорость частиц вдоль силовых линий ($v_{\parallel}$) падает, и при определённом $\tilde{B} = H/\mu$ частицы разворачиваются магнитным полем (направление $v_{\parallel}$ меняется на противоположное). Из-за этого эффекта потоки частиц из плазменного слоя, как правило, не доходят до низковысотных спутников. Но есть важное исключение, лежащее в основе метода «зондирования» конфигурации магнитного поля по данным низковысотных спутников. Это исключение связано с т.н. рассеянием частиц, когда за счёт движения частиц вдоль кривых силовых линий, магнитный момент μ претерпевает случайные скачки. Это явление носит название «нарушение сохранения адиабатического инварианта» [12] и хорошо изучено для динамики заряженных частиц в магнитных ловушках [13]. При уменьшении μ увеличивается $\tilde{B}$, до которого может долететь частица, и, получается, что рассеяние частиц в плазменном слое приводит к росту потоков частиц, измеряемых низковысотными спутниками.

Величина скачка μ за одно прохождение экватора составляет порядка $\sim \exp(\kappa^2 F(\mu^*))$, где κ^2 – отношение гирорадиуса частицы и радиуса кривизны силовых линий магнитного поля, а функция F зависит от $\mu^* = \mu/2H = (1/2)\sin^2 \alpha$ (см. определение α на схеме 3, а также работы [13, 14]). Кроме того, эта функция определяется конкретным видом конфигурации магнитного поля. Как следствие, рост потоков частиц, измеряемых низковысотными спутниками, как правило, связывают с уменьшением значения κ , то есть с

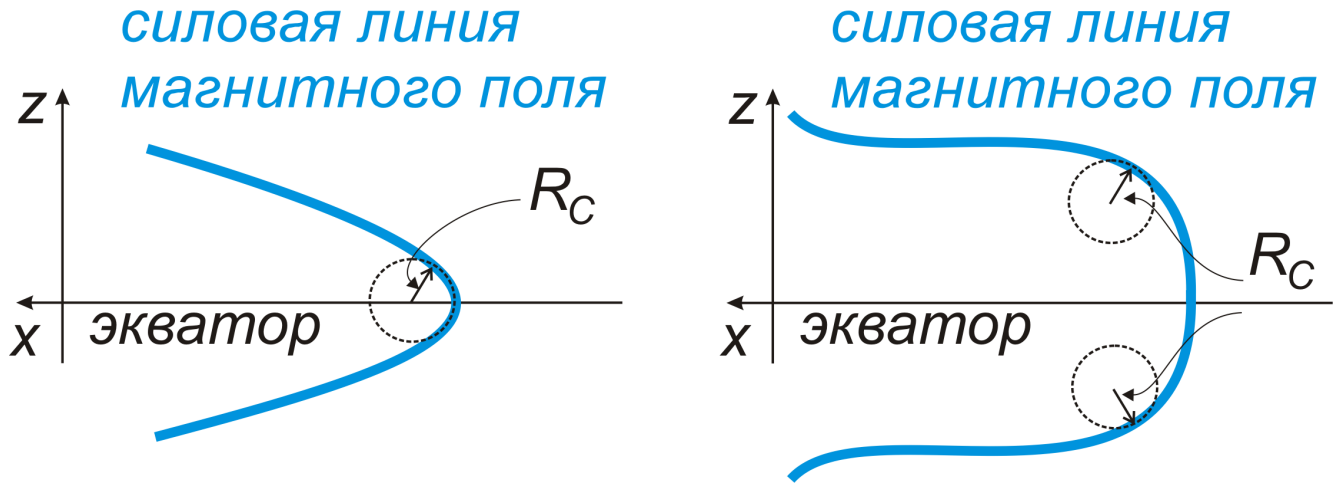


Рис. 4: Схематичное изображение силовых линий магнитного поля в токовом слое (левая панель) и на фронте диполизации (правая панель). R_c – радиус кривизны силовых линий магнитного поля (показан в области с минимумом R_c).

уменьшением амплитуды экваториального магнитного поля B_{eq} [см. 15, 16]. Однако, в основе такого предположения лежит представление об упрощённой конфигурации поля, когда κ^2 пропорционально B_{eq}^2 (см. схему 4).

Такая конфигурация силовых линий магнитного поля достаточно типична для токового слоя – локализованной области в центре плазменного слоя с повышенной плотностью токов горячих ионов и электронов [см. обзор 17]. Таким образом, оценка величины κ из данных измерений низковысотных спутников позволяет оценить пространственное (вдоль плазменного слоя, т.е. вдоль горизонтальной оси на рисунке 1) распределение B_{eq} и его временные изменения, являющиеся важным индикатором динамических процессов в магнитосфере Земли [см., модели в работах 18, 19, 20]. С другой стороны, используемые формулы для оценки κ игнорируют существование более сложных конфигураций магнитного поля, для которых κ и $F(\mu^*)$ задаются формулами, отличными от используемых.

Одним из важных примеров таких сложных конфигураций является т.н. фронт диполизации, характеризующийся резким градиентом магнитного поля B_{eq} . На рисунке 4 показано сравнение силовых линий магнитного поля для конфигурации токового слоя (левая панель) и для конфигурации диполизационного фронта (правая панель). Как видно из рисунка, смена конфигураций поля связана и со сменой положений максимальной кривизны силовых линий магнитного поля [именно в окрестностях положений максимальной кривизны происходит скачок μ , см. 13]: если для конфигурации токового слоя радиус кривизны силовых линий R_c достигает минимума на экваторе, то для конфигурации диполизационного фронта минимумы R_c оказываются смещены от экватора вдоль оси z (выбранная система координат с осью z , направленной вдоль магнитного диполя Земли, и осью x , направленной от Земли к Солнцу, называется геоцентрической солнечно-магнитосферной системой координат). Из-за изменения положений областей рассеяния частиц могут поменяться и выражения для κ и $F(\mu^*)$. **Вопросу получения аналитических выражений для κ и $F(\mu^*)$, соответствующих конфигурации фронта диполизации, и посвящена данная курсовая работа.**

Заметим, что формирование фронта диполизации связано с таким явлением, как пересоединение магнитных силовых линий [21], являющееся ключевым процессом для геомагнитных суббурь [22]. На рисунке 5, взятом из работы [23], показана модельная конфигурация силовых линий в магнитосфере Земли при формировании диполизационного фронта. Данная конфигурация восстановлена на основе сочетания эмпирической модели магнитного поля [24] и данных измерений спутников, находившихся в магнитосфере на момент формирования фронта (см. рисунок 5). Рисунок показывает, что на расстояниях $\sim -18R_E$ (R_E – радиус Земли) в магнитосфере конфигурация силовых линий трансформируется из вытянутой, соответствующей токовому слою, к конфигурации с практически вертикальными линиями в окрестности экватора. Данная курсовая работа посвящена, в частности,

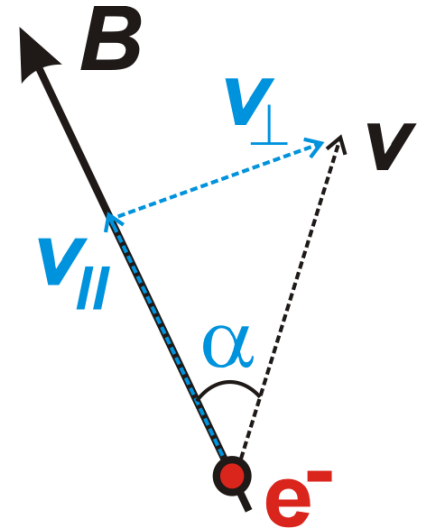


Рис. 3: Компоненты скорости заряженной частицы и питч-угол частицы в системе с магнитным полем.

сопоставлению эффективности рассеяния заряженных частиц в плазменном слое с двумя показанными на рисунках 5, 4 конфигурациями силовых линий магнитного поля.

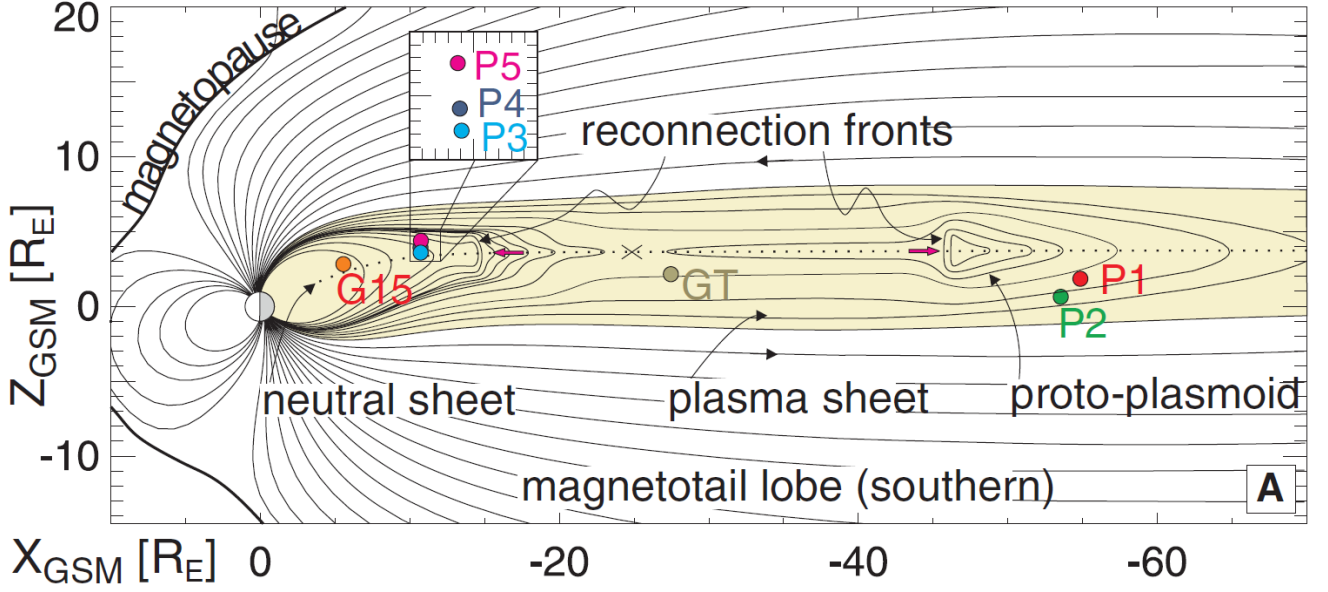


Рис. 5: Схематичное изображение хвостовой области земной магнитосферы при формировании фронта диполизации (англ. – dipolarization front или reconnection front). Система координат – геоцентрическая солнечно-магнитосферная (GSM) с осью z вдоль земного магнитного диполя. Цветными кружками показано расположение спутников GOES-15 (G15), THEMIS A, D, E (P3-P5), Geotail (GT), ARTEMIS P1 и P2 (P1, P2). Чёрными линиями показаны силовые линии магнитного поля (рисунок взят из работы [23]).

2 Постановка задачи

Основной характеристикой рассеяния заряженных частиц в магнитном поле с малым радиусом кривизны силовых линий является скорость рассеяния – величина изменения питч-угла частицы $\Delta\alpha_{eq}$ за один период осцилляций частицы между магнитными пробками, ограничивающими её движение вдоль силовых линий магнитного поля. Для решения задачи оценки скорости рассеяния заряженных частиц требуется задать модельную конфигурацию магнитного поля и вычислить основные характеристики рассеяния, определяющие выражение $\Delta\alpha_{eq} - \kappa$ и $F(\mu^*)$. Решение этой задачи разбивается на три стадии, отражённые в структуре курсовой работы.

На первой стадии требуется определиться с модельной конфигурацией магнитного поля, позволяющей, в рамках варьирования параметров модели, рассмотреть переход от конфигурации токового слоя к конфигурации диполизационного фронта (см. рисунок 4). Этот вопрос решается в разделе 3.

На второй стадии требуется определить основные выражения, описывающие скачок питч-угла (или скачок адиабатического инварианта μ) в заданной конфигурации магнитного поля. Ряд таких выражений был ранее выведен в работах [13, 14], и в частном случае силовых линий магнитного поля токового слоя в работе [25]. В рамках рассматриваемой курсовой формулы из работы [25] обобщаются на случай произвольной плоской конфигурации магнитного поля. Этот вопрос решается в разделе 4.

На третьей стадии требуется провести вычисления скачков питч-угла в широком диапазоне параметров модели магнитного поля и продемонстрировать зависимость этих скачков от особенностей конфигурации силовых линий магнитного поля. Этот вопрос решается в разделе 5.

Курсовая работа завершается выводами проведённого исследования (раздел 6) и обсуждением возможных обобщений полученных результатов и их важности в контексте магнитосферных исследований (раздел 7).

3 Модель магнитного поля

Для решения задачи о рассеянии частиц необходимо задать модель магнитного поля, которая будет включать как области с силовыми линиями, соответствующими конфигурации токового слоя ($B_x \sim B_0 z/L$ и B_z , см. [26]), так и области с силовыми линиями, соответствующими диполизационному фронту (сильный градиент

$\partial B_z/\partial x$). Простой пример такой модели выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} B_x &= \frac{z}{L}, \\ B_z &= b_{eq} \left(b_n + 1 + \tanh \frac{x\beta}{L} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где L – характерный размер (толщина) токового слоя, b_{eq}, b_n – константы, отвечающие за интенсивность поля на экваторе, β – параметр, определяющий соотношение между толщиной слоя и масштабом градиента $\partial B_z/\partial x$. Отметим, что магнитные поля в модели (1), нормированы на амплитуду поля $B_x - B_0$.

Уравнение силовых линий магнитного поля $dz/B_z = dx/B_x$ для данной модели принимает вид:

$$\frac{z}{L} = \sqrt{\frac{2b_{eq}}{\beta}} \sqrt{(1 + b_n)(\xi - \xi_1) + \ln \frac{\cosh(\xi)}{\cosh(\xi_1)}}, \quad (2)$$

где произведена замена $\xi = x\beta/L$; $\xi_1 = x_1\beta/L$ – координата пересечения силовой линией плоскости экватора $z = 0$.

Наличие гиперболического тангенса в проекции магнитного поля на ось z (1) позволяет рассматривать переход между сильным и слабым градиентами с помощью варьирования координаты ξ_1 пересечения экваториальной плоскости. Параметр β отвечает за масштаб градиента по оси z (см. рисунок 6).

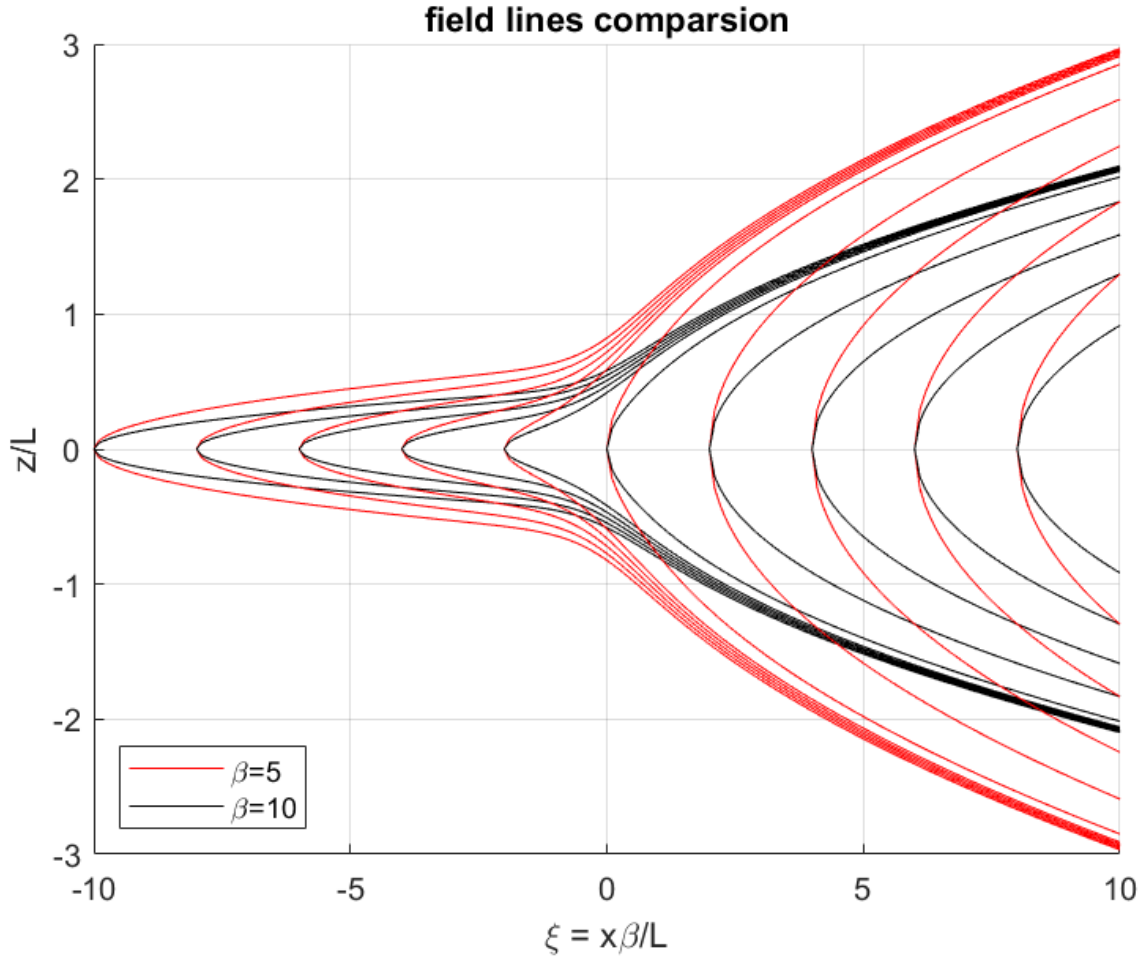


Рис. 6: Изображение силовых линий используемой модели при параметре $b_{eq} = 1$. Цветом обозначены линии для различных значений параметра β : красным – $\beta = 5$, черным – $\beta = 10$. Ось ξ имеет противоположный знак в GSM координатах.

В таком виде для силовых линий нетрудно получить распределение интенсивности магнитного поля. Учитывая выражение для модуля магнитного поля $B = \sqrt{B_x^2 + B_z^2}$ и полученное ранее уравнение (2), запишем:

$$\begin{aligned}
B_z &= b_{eq} (b_n + 1 + \tanh \xi), \\
B_x &= \sqrt{\frac{2b_{eq}}{\beta}} \sqrt{(1 + b_n)(\xi - \xi_1) + \ln \frac{\cosh(\xi)}{\cosh(\xi_1)}}, \\
B &= \sqrt{B_x^2 + B_z^2} = b_{eq} f(\xi, \xi_1).
\end{aligned} \tag{3}$$

Функция $f(\xi, \xi_1)$ введена очевидным образом и в дальнейшем используется для удобства выражения координаты s вдоль силовой линии:

$$\begin{aligned}
s(\xi, \xi_1) &= \int_{x_1}^x \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{d\tilde{x}}\right)^2} d\tilde{x} = \int_{x_1}^x \sqrt{1 + \left(\frac{B_z}{B_x}\right)^2} d\tilde{x} = \\
&= R \int_{\xi_1}^{\xi} \frac{f(\tilde{\xi}, \xi_1) d\tilde{\xi}}{z(\tilde{\xi})/L}, \quad R = b_{eq} \frac{L}{\beta}
\end{aligned} \tag{4}$$

В совокупности формулы (3) и (4) задают зависимость интенсивности магнитного поля вдоль силовой линии от координаты вдоль силовых линий – s . При этом, в целях упрощения процедуры вычисления скачков питч-угла, данную зависимость можно аппроксимировать выражением вида $B(s) = \sqrt{1 + as^2 + cs^3 + ds^4}$, a, c, d – параметры, большие нуля. Вид аппроксимации подобран с учетом зависимости градиента от координаты пересечения плоскости экватора. Так, для больших значений модуля ξ_1 наибольшее влияние будет оказывать квадратичная компонента, для малого значения ξ_1 влияние будут оказывать сначала квадратичная компонента, а дальнейший резкий рост интенсивности будет обеспечиваться компонентами высшего порядка (см. рисунок 7).

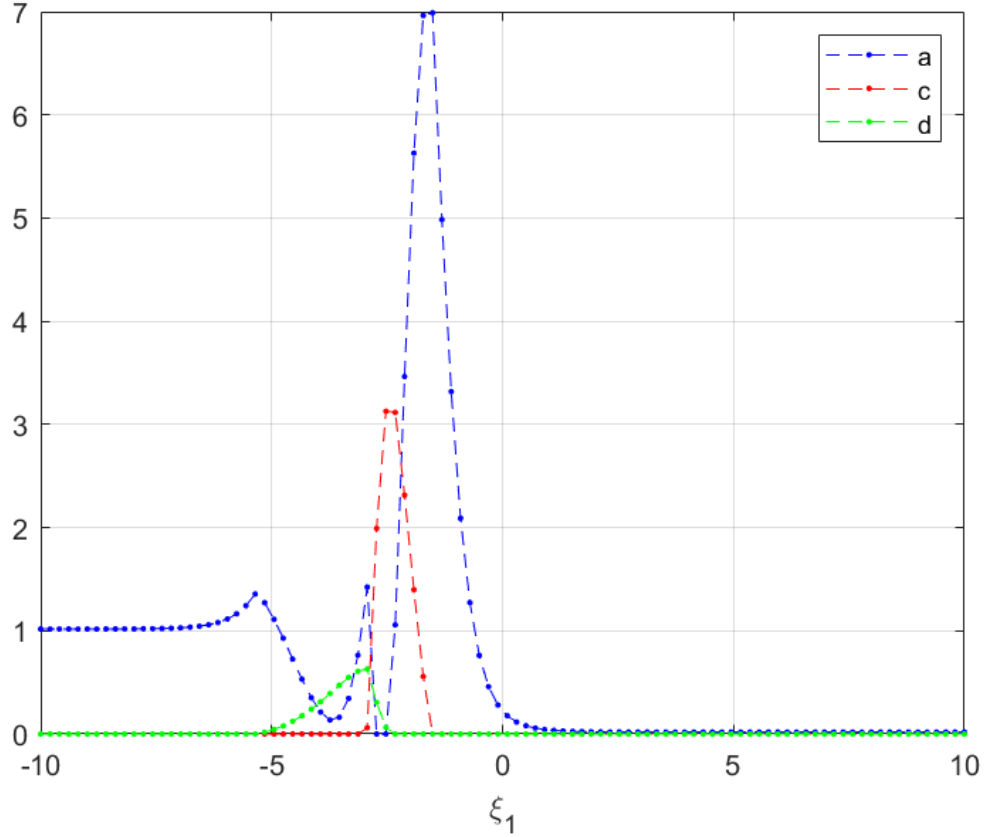


Рис. 7: Значение коэффициентов аппроксимации интенсивности магнитного поля вдоль силовых линий для различных значений ξ_1 . Коэффициентам соответствуют цвета: a – синий, c – красный, d – зеленый. Для значений ξ_1 , больших нуля, значение для коэффициента a ненулевое.

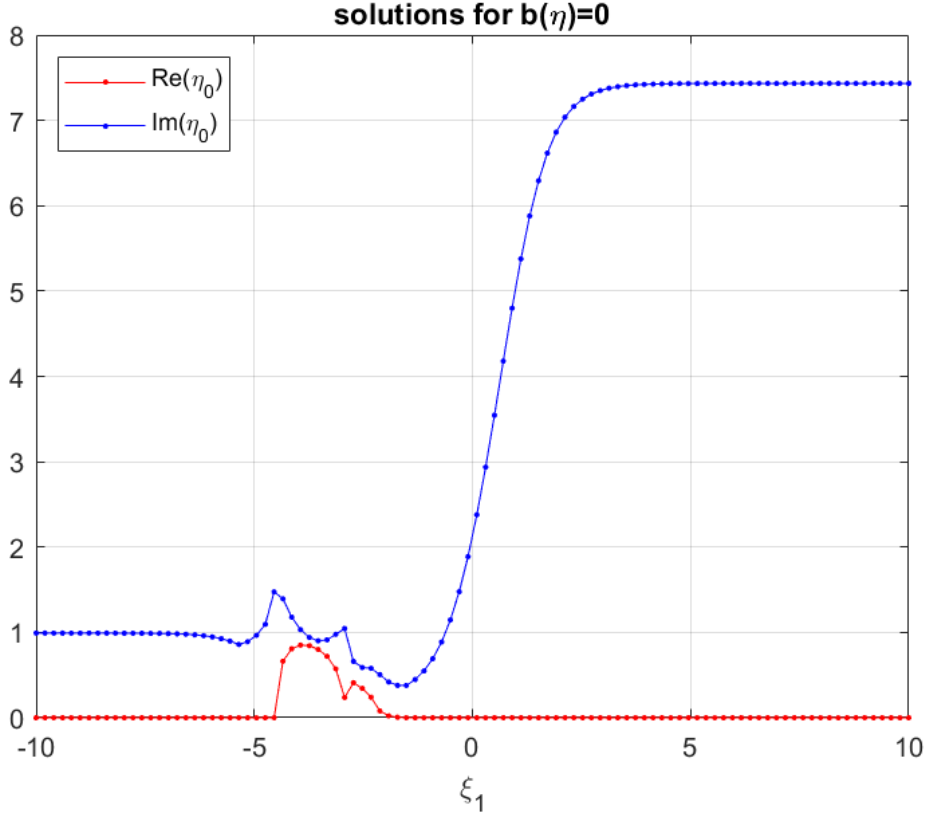


Рис. 8: Зависимость вещественной и мнимой части решения уравнения $B(s) = 0$ от параметра ξ_1 . Появление вещественной части корня соответствует появлению вкладов от параметров аппроксимации s и d (рисунок 7).

4 Уравнения для скачка питч-угла

Формула для скачка магнитного момента была получена в работе [25] и имеет следующий вид:

$$\Delta\mu^* = -\frac{\mu^*}{2} \text{Im} \int_{C_{3'}} d\chi \left[\exp(i\Psi_0 - \chi) \cdot \left(\frac{B_n}{4B_0 r_{G_0}} \right)^{1/8} \frac{1}{(-\chi)^{9/8}} + i \frac{\exp(2i\Psi_0 - 2\chi)}{2\chi} \right]. \quad (5)$$

$$\Psi_0 \simeq i \frac{q}{mc} \text{Im} \int_0^{s_0} \frac{dsB}{\sqrt{v^2 - 2\mu B}} = i \text{Im} \frac{qB_{eq}R}{mcv} \int_0^{\eta_0} \frac{d\eta b(\eta)}{\sqrt{1 - 2\mu^* b(\eta)}} = i\kappa^2 F(\mu^*), \quad (6)$$

с уже введённым параметром $\mu^* = 2\mu B/v^2 = (1/2) \sin^2(\alpha_{eq})$. $C_{3'}$ – контур интегрирования по комплексной гидрофазе частицы, обходящий Ψ_0 – точка нулевого значения интенсивности магнитного поля (результаты численного решения – см. рисунок 8). Для конфигурации поля, используемой в задаче, присутствуют комплексные значения гидрофазы, имеющие вещественную часть, в отличие от модели, рассмотренной в работе [25], где решение мнимое.

В работе [25] показано, что основной фактор, контролирующий величину скачка $\Delta\mu^*$ – это экспонента $\sim \exp(\kappa^2 F(\mu^*))$, в то время как множитель при этой экспоненте существенным образом зависит от деталей выбранной конфигурации магнитного поля и во многих задачах его рассчитывают численно [см. 27, 28]. Как следствие, имеет смысл рассмотреть зависимость $\sim \exp(\kappa^2 F(\mu^*))$, а точнее функции $F(\mu^*)$, от типа конфигурации силовых линий магнитного поля (в используемой модели от ξ_1).

5 Питч-угловое рассеяние

На рисунке 9 показаны функции $F(\mu^*)$, рассчитанные для разных значений ξ_1 и нормированные на $F(0)$. Каждое значение ξ_1 соответствует силовой линии со своей конфигурацией. Так, $\xi_1 = -1.5$ соответствует конфигурации токового слоя, а $\xi_1 = -3.3$ – конфигурации диполизационного фронта. Как видно из рисунка, для $\xi_1 = -3.3$ функция $F(\mu^*)$ имеет большие значения при малых $0.5 - \mu^*$ (больших μ^* , то есть для частиц с большими питч-углами) по сравнению с функцией, полученной при $\xi_1 = -1.5$. Отклонения нижней кривой совпадают с наличием вещественной составляющей корня $B(s) = 0$.

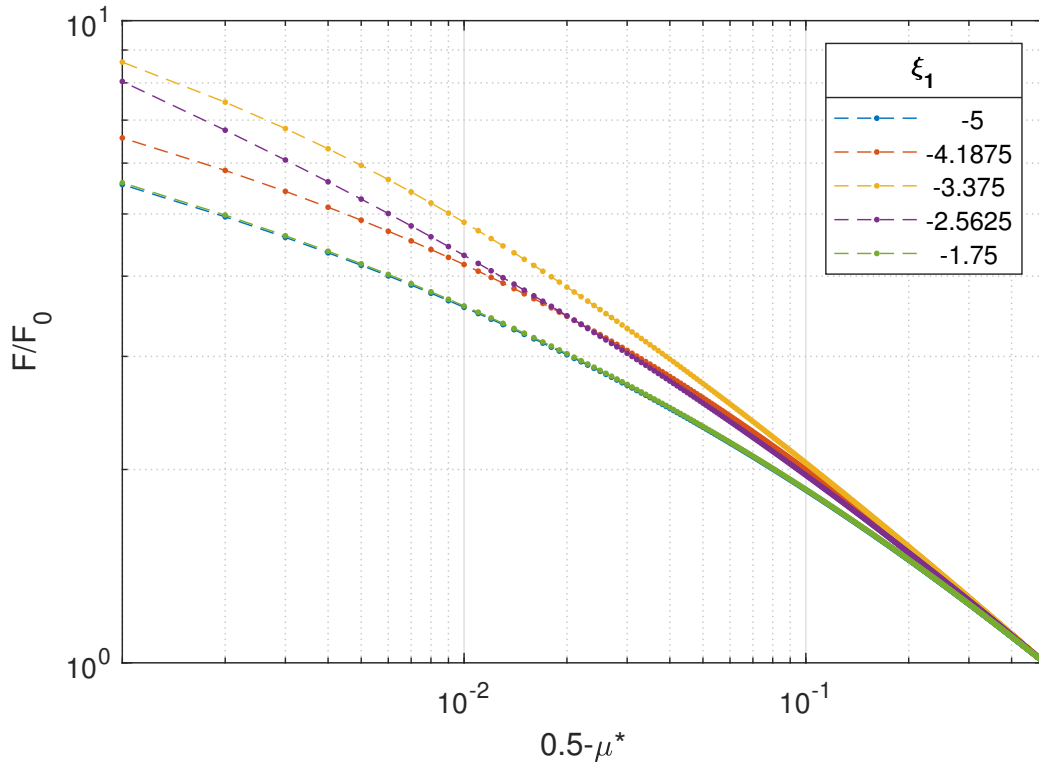


Рис. 9: Значение интеграла $F(\mu^*)$ (нормированное на минимальное значение). Для значений ξ_1 от -10 до -5 и от -1.75 до 10 значения совпадают с нижней кривой.

6 Основные результаты

В работе рассмотрено рассеяние электронов в криволинейном магнитном поле, моделирующем геометрию силовых линий в хвостовой области магнитосферы в процессе диполизации. Показано, что для силовых линий, проходящих через область диполизации, происходит смещение положения области максимальной кривизны силовых линий от экваториальной плоскости (корень уравнения $B = 0$ имеет действительную часть). За счёт изменения конфигурации силовых линий происходит увеличение амплитуды рассеяния магнитного момента (экваториального питч-угла).

7 О возможных приложениях

Полученное соотношение, описывающее рассеяние заряженных частиц на фронте диполизации, открывает возможность обобщить и детализировать интерпретацию результатов анализа потоков частиц, измеряемых низковысотными спутниками. Так, на данный момент доминирующая концепция анализа таких измерений утверждает, что изотропизация потока частиц (то есть приближённое равенство потоков, приходящих вдоль и поперёк силовых линий магнитного поля) связано с усилением рассеяния из-за локального (в пространстве) падения амплитуды экваториального магнитного поля B_{eq} – падения значений κ [29]. Однако, результаты, полученные в данной курсовой работе, показывают, что интенсификация рассеяния частиц и изотропизации потоков, измеряемых низковысотными спутниками, может быть связана с ростом B_{eq} , сопровождаемым формированием сильных градиентов $\partial B_{eq}/\partial x$. Как следствие, конфигурация магнитного поля, соответствующая наблюдению изотропных потоков частиц, может представлять собой не токовый слой с вытянутыми силовыми линиями магнитного поля, а диполизационный фронт. Проверка этого результата требует аккуратного анализа данных спутниковых наблюдений потоков частиц и сопряжённых им наблюдений конфигурации магнитного поля в плазменном слое.

Кроме того, следует отметить, что полученные выражения для рассеяния частиц (скачков питч-угла), применимы лишь в системах с достаточно малыми скачками (достаточно большими κ), когда такое рассеяние можно описывать в рамках теории возмущений. Однако, в реалистичных конфигурациях магнитного поля не исключены случаи с $\kappa \sim 1$, для которых выражения для скачков питч-угла можно получить лишь с помощью масштабного численного исследования динамики заряженных частиц. Такой анализ был выполнен для конфигурации магнитного поля, соответствующей токовому слою, в работах [30, 31]. Аналог такого анализа для конфигурации диполизационного фронта планируется выполнить в рамках дальнейшей работы по исследованию рассеяния заряженных частиц.

Список литературы

- [1] S. Wing, J. R. Johnson, C. C. Chaston, M. Echim, C. P. Escoubet, B. Lavraud, C. Lemon, K. Nykyri, A. Otto, J. Raeder, and C.-P. Wang. Review of Solar Wind Entry into and Transport Within the Plasma Sheet. *Space Sci. Rev.*, 184:33–86, November 2014. doi: 10.1007/s11214-014-0108-9.
- [2] J. Birn, A. V. Artemyev, D. N. Baker, M. Echim, M. Hoshino, and L. M. Zelenyi. Particle acceleration in the magnetotail and aurora. *Space Sci. Rev.*, 173:49–102, 2012. doi: 10.1007/s11214-012-9874-4.
- [3] R. B. Horne, S. A. Glauert, N. P. Meredith, D. Boscher, V. Maget, D. Heynderickx, and D. Pitchford. Space weather impacts on satellites and forecasting the Earth’s electron radiation belts with SPACECAST. *Space Weather*, 11:169–186, April 2013. doi: 10.1002/swe.20023.
- [4] L. M. Zelenyi, P. Triska, and A. Petrukovich. Interball-dual probe and dual mission. *Advances in Space Research*, 20:549–557, 1997. doi: 10.1016/S0273-1177(97)00438-9.
- [5] A. Nishida. The GEOTAIL mission. *Geophys. Res. Lett.*, 21:2871–2873, December 1994. doi: 10.1029/94GL01223.
- [6] C. P. Escoubet, M. Fehringer, and M. Goldstein. Introduction: The Cluster mission. *Annales Geophysicae*, 19:1197–1200, October 2001. doi: 10.5194/angeo-19-1197-2001.
- [7] V. Angelopoulos. The THEMIS Mission. *Space Sci. Rev.*, 141:5–34, December 2008. doi: 10.1007/s11214-008-9336-1.
- [8] J. L. Burch, T. E. Moore, R. B. Torbert, and B. L. Giles. Magnetospheric Multiscale Overview and Science Objectives. *Space Sci. Rev.*, 199:5–21, March 2016. doi: 10.1007/s11214-015-0164-9.
- [9] N. A. Tsyganenko. Data-based modelling of the Earth’s dynamic magnetosphere: a review. *Annales Geophysicae*, 31:1745–1772, October 2013. doi: 10.5194/angeo-31-1745-2013.
- [10] V. A. Sergeev, I. A. Chernyaev, V. Angelopoulos, and N. Y. Ganushkina. Magnetospheric conditions near the equatorial footpoints of proton isotropy boundaries. *Annales Geophysicae*, 33:1485–1493, December 2015. doi: 10.5194/angeo-33-1485-2015.
- [11] D. V. Sivukhin. *Motion of charged particles in electromagnetic fields in the drift approximation*, volume 1, pages 1–104. Consultants Bureau, New York, 1965.
- [12] L. D. Landau and E. M. Lifshitz. *Vol. 1: Mechanics*. Course of Theoretical Physics. Oxford: Pergamon, 1988.
- [13] B. V. Chirikov. A universal instability of many-dimensional oscillator systems. *Physics Reports*, 52:263–379, May 1979. doi: 10.1016/0370-1573(79)90023-1.
- [14] A. I. Neishtadt. On the accuracy of persistence of adiabatic invariant in single-frequency system. *Regular and chaotic dynamics*, 5:213–218, 2000. doi: 10.1070/RD2000v005n02ABEH000143.
- [15] V. A. Sergeev and N. A. Tsyganenko. Energetic particle losses and trapping boundaries as deduced from calculations with a realistic magnetic field model. *Plan. Sp. Sci.*, 30:999–1006, October 1982. doi: 10.1016/0032-0633(82)90149-0.
- [16] V. A. Sergeev, E. M. Sazhina, N. A. Tsyganenko, J. A. Lundblad, and F. Soraas. Pitch-angle scattering of energetic protons in the magnetotail current sheet as the dominant source of their isotropic precipitation into the nightside ionosphere. *Plan. Sp. Sci.*, 31:1147–1155, October 1983. doi: 10.1016/0032-0633(83)90103-4.
- [17] L. M. Zelenyi, H. V. Malova, A. V. Artemyev, V. Y. Popov, and A. A. Petrukovich. Thin current sheets in collisionless plasma: Equilibrium structure, plasma instabilities, and particle acceleration. *Plasma Physics Reports*, 37:118–160, February 2011. doi: 10.1134/S1063780X1102005X.
- [18] M. I. Sitnov and K. Schindler. Tearing stability of a multiscale magnetotail current sheet. *Geophys. Res. Lett.*, 37:8102, April 2010. doi: 10.1029/2010GL042961.
- [19] P. L. Pritchett. The onset of magnetic reconnection in three dimensions. *Physics of Plasmas*, 20(8):080703, August 2013. doi: 10.1063/1.4817961.
- [20] J. Birn, V. G. Merkin, M. I. Sitnov, and A. Otto. MHD Stability of Magnetotail Configurations With a B_z Hump. *J. Geophys. Res.*, 123:3477–3492, May 2018. doi: 10.1029/2018JA025290.
- [21] S. I. Syrovatskii. Pinch sheets and reconnection in astrophysics. *Annual review of astronomy and astrophysics*, 19:163–229, 1981. doi: 10.1146/annurev.aa.19.090181.001115.

- [22] D. N. Baker, T. I. Pulkkinen, V. Angelopoulos, W. Baumjohann, and R. L. McPherron. Neutral line model of substorms: Past results and present view. *J. Geophys. Res.*, 101:12975–13010, June 1996. doi: 10.1029/95JA03753.
- [23] V. Angelopoulos, A. Runov, X. Z. Zhou, D. L. Turner, S. A. Kiehas, S. S. Li, and I. Shinohara. Electromagnetic Energy Conversion at Reconnection Fronts. *Science*, 341:1478–1482, 2013. doi: 10.1126/science.1236992.
- [24] N. A. Tsyganenko and M. I. Sitnov. Magnetospheric configurations from a high-resolution data-based magnetic field model. *J. Geophys. Res.*, 112:A06225, June 2007. doi: 10.1029/2007JA012260.
- [25] T. J. Birmingham. Pitch angle diffusion in the Jovian magnetodisc. *J. Geophys. Res.*, 89:2699–2707, May 1984. doi: 10.1029/JA089iA05p02699.
- [26] J. Büchner and L. M. Zelenyi. Regular and chaotic charged particle motion in magnetotaillike field reversals. I - Basic theory of trapped motion. *J. Geophys. Res.*, 94:11821–11842, September 1989. doi: 10.1029/JA094iA09p11821.
- [27] S. L. Young, R. E. Denton, B. J. Anderson, and M. K. Hudson. Magnetic field line curvature induced pitch angle diffusion in the inner magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, 113:3210, March 2008. doi: 10.1029/2006JA012133.
- [28] A. V. Artemyev, K. G. Orlova, D. Mourenas, O. V. Agapitov, and V. V. Krasnoselskikh. Electron pitch-angle diffusion: resonant scattering by waves vs. nonadiabatic effects. *Annales Geophysicae*, 31:1485–1490, September 2013. doi: 10.5194/angeo-31-1485-2013.
- [29] V. A. Sergeev, E. I. Gordeev, V. G. Merkin, and M. I. Sitnov. Does a Local B-Minimum Appear in the Tail Current Sheet During a Substorm Growth Phase? *Geophys. Res. Lett.*, 45:2566–2573, March 2018. doi: 10.1002/2018GL077183.
- [30] A. V. Artemyev, O. V. Agapitov, F. S. Mozer, and H. Spence. Butterfly pitch angle distribution of relativistic electrons in the outer radiation belt: Evidence of nonadiabatic scattering. *J. Geophys. Res.*, 120:4279–4297, June 2015. doi: 10.1002/2014JA020865.
- [31] P. I. Shustov, A. V. Artemyev, and E. V. Yushkov. Intermediate regime of charged particle scattering in the field-reversal configuration. *Chaos*, 25(12):123118, December 2015. doi: 10.1063/1.4938535.