

УДК 533.95

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ МАСШТАБЫ СВЕРХТОНКИХ ТОКОВЫХ СЛОЕВ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ СПУТНИКОВ MMS В ХВОСТЕ МАГНИТОСФЕРЫ ЗЕМЛИ

© 2021 г. М. В. Леоненко^{1, *}, Е. Е. Григоренко^{1, **}, Л. М. Зеленый^{1, ***}

¹Институт космических исследований РАН (ИКИ РАН), г. Москва, Россия

*e-mail: makarleonov@gmail.com

**e-mail: elenagrigorenko2003@yandex.ru

***e-mail: lzelenyi@iki.rssi.ru

Поступила в редакцию 01.03.2021 г.

После доработки 22.03.2021 г.

Принята к публикации 27.05.2021 г.

В работе выполнено исследование магнитной конфигурации и определены пространственные размеры сверхтонких токовых слоев, наблюдаемых спутниками MMS в хвосте магнитосферы Земли во время прохождения быстрого плазменного потока направленного от Земли. Предложен новый метод определения пространственных размеров сверхтонких токовых слоев, используя четырехточечные измерения магнитного поля спутниками MMS в быстрой моде. Установлено, что во многих случаях пространственные размеры сверхтонких токовых слоев составляют всего несколько (1–5) гирорадиусов тепловых электронов. Примерно 70% плотности тока в таких слоях переносится электронами, а величина плотности тока в несколько раз превышает величину ионной плотности тока в токовом слое.

DOI: 10.31857/S0016794021050096

1. ВВЕДЕНИЕ

Токовый слой (ТС) геомагнитного хвоста является важнейшей областью, в которой аккумулируется и впоследствии высвобождается магнитная энергия. Высвобождение магнитной энергии может происходить на различных пространственно-временных масштабах посредством магнитного пересоединения [Angelopoulos et al., 2008] и/или в результате возбуждения плазменных неустойчивостей [Lui, 2004]. Структурные изменения, происходящие в такие периоды в ТС, интенсивно изучаются в течение последних десятилетий. Большой прогресс в понимании эволюции ТС во время накопления магнитной энергии в хвосте, как правило, соответствующей фазе роста суббури, был достигнут благодаря наблюдениям четырех-спутниковой миссии Cluster. Многоточечные наблюдения Cluster позволили впервые наблюдать формирование Тонкого Токового Слоя (ТТС) во время фазы роста суббури и установить, что его толщина составляет порядка гирорадиуса тепловых протонов [Nakamura et al., 2006]. При этом, довольно часто наблюдалось, что ТТС вложен в более толстый фоновый слой [Petrukovich et al., 2011]. Формирование такой многомасштабной токовой конфигурации удалось объяснить с помощью кинетической само-

согласованной модели тонкого анизотропного ТС [Zelenyi et al., 2004, 2006]. Согласно теории, в центральной плоскости ТТС в области обращения знака магнитного поля за счет дрейфов кривизны, замагнитенные электроны могут создавать тонкий и интенсивный слой, вложенный в сравнительно более толстый слой, создаваемый за счет меандерингового движения квазиadiaбатических (Спайсеровских) протонов [Speiser, 1965]. При наличии в плазменном слое тяжелых ионов, в частности, ионосферных ионов O^+ в многомасштабной токовой конфигурации может наблюдаться третий самый толстый внешний слой с низкой плотностью тока, создаваемый тяжелыми ионами. Подобные многомасштабные конфигурации вложенных токовых слоев наблюдались не только в хвосте земной магнитосферы, но и в хвосте магнитосферы Марса [Grigorenko et al., 2017, 2019], Венеры [Vasko et al., 2014] и в солнечном ветре [Malova et al., 2017].

Наблюдения Cluster позволили впервые достаточно точно определить плотность электрического тока в ТС, протекающего через объем спутникового тетраэдра [Robert et al., 1998], и оценить толщину ТС. Однако, из-за того, что минимальное разведение спутников (минимальный размер ребра тетраэдра) составлял порядка нескольких

сотен км ($\sim \rho_p$, где ρ_p – гирорадиус тепловых протонов) наблюдения Cluster не позволили выявить существование СТС на электронных масштабах. Существование таких слоев впервые удалось наблюдать в хвосте магнитосферы Марса, используя измерения магнитного поля с высоким временным разрешением на спутнике MAVEN [Grigorenko et al., 2019]. Однако, одно-спутниковые наблюдения не позволяют точно определить плотность тока в таких слоях.

Еще одной проблемой в исследовании структуры ТС является определение его толщины. Предполагается, что изменение магнитного поля во времени (обращение знака магнитного поля) происходит за счет движения мимо спутника пространственной структуры ТС с некоторой скоростью V_N , где \mathbf{N} – вектор, направленный вдоль нормали к плоскости ТС. Точное определение скорости V_N является ключевым элементом в определении толщины слоя. Предполагая замороженность магнитной структуры ТС в окружающую плазму, в качестве скорости V_N используют соответствующую компоненту потоковой скорости ионов. Однако, в тонких токовых слоях динамика ионов становится квазиadiaбатической и их скорость уже нельзя отождествлять со скоростью движения магнитной структуры слоя.

В данной работе, используя наблюдения миссии MMS в ТС геомагнитного хвоста с высоким временным и пространственным разрешением, мы применили новый метод определения толщины свертонных токовых слоев (СТС), основанный только на измерениях магнитного поля, которые имеют большую точность по сравнению с плазменными измерениями. Спутники MMS в хвосте магнитосферы Земли выстраиваются в форме тетраэдра, характерный размер которого составляет ~ 15 км. Такая спутниковая конфигурация впервые позволила наблюдать СТС на электронных масштабах, определить плотность тока в таких структурах и их пространственные масштабы.

2. НАБЛЮДЕНИЕ СТС СПУТНИКАМИ MMS

6 июля 2017 г. в $\sim 15:24$ – $15:34$ UT спутники MMS находились в плазменном слое геомагнитного хвоста и имели координаты в системе координат GSE: $X \sim -24R_E$; $Y \sim 0.5R_E$; $Z \sim 5R_E$ (R_E – радиус Земли). На рисунке 1 представлены наблюдения временного хода B_X -компоненты магнитного поля (а), X -компоненты потоковой скорости ионов (V_X) (б), модуля электрического поля (E) (в) и модуля плотности электрического тока (J) (г), рассчитанного по методу “курлометра” [Robert et al., 1998] в центре спутникового тетраэдра MMS. В течение данного интервала MMS наблюдали ускоренный поток плазмы, движущийся в хвост

со скоростью до $V_X \sim -1200$ км/с. Наблюдение ускоренных плазменных потоков, направленных от Земли, как правило, свидетельствует о наличии магнитной X -линии, расположенной ближе к Земле, т.е. спутники MMS находились с хвостовой стороны от области магнитного пересоединения [Runov et al., 2003]. Во время распространения ускоренного потока спутники MMS многократно пересекали нейтральную плоскость ТС хвоста (область, в которой X -компонента магнитного поля $B_X = 0$), что позволило нам исследовать пространственную структуру ТС.

Для исследования пространственной структуры ТС предполагается, что изменение величины B_X – компоненты магнитного поля со временем связано с движением мимо спутника пространственной магнитоплазменной структуры ТС. Предполагая, что слой является плоской структурой на масштабе спутникового тетраэдра MMS, и его магнитная структура не изменяется за время пересечения (\sim нескольких секунд), мы использовали метод “Minimum Variance Analysis” (MVA) [Sönnnerup, Scheible, 1998], а также метод “timing” [Harvey, 1998] для определения направления нормали к ТС и скорости его движения V_N , благодаря наличию одновременных измерений вектора магнитного поля в четырех точках пространства.

Трансформируя изменение B_X – компоненты магнитного поля во времени в пространственную вариацию, можно построить пространственный профиль B_X в ТС и определить толщину ТС: $L = V_N \Delta t$, где Δt – время пересечения ТС. В такой процедуре, кроме вышеизложенных предположений, ключевым по важности параметром является величина скорости движения ТС как пространственной структуры, V_N . Точность определения V_N определяет достоверность оценки L . В предыдущих исследованиях, величина V_N , как правило, определялась как соответствующая проекция на нормаль к ТС потоковой скорости ионов, определенной по плазменным измерениям. Однако, в случае тонкого ТС ионная популяция может стать квазиadiaбатической и в таком случае определение V_N по ионным измерениям ненадежно.

На рисунке 2 показан ~ 2 с интервал наблюдения СТС (данный интервал затенен серым цветом на рис. 1). На панелях (а–в) представлены временные профили компонент магнитного поля в локальной системе координат LMN , определенной по методу MVA, примененному к данному интервалу. В этой системе координат ось L совпадает с направлением максимальной вариации магнитного поля, ось N направлена вдоль нормали к ТС и ось M дополняет ортогональную систему векторов. В случае 1D ТС весь ток в слое течет вдоль M . Для данного интервала оси локальной

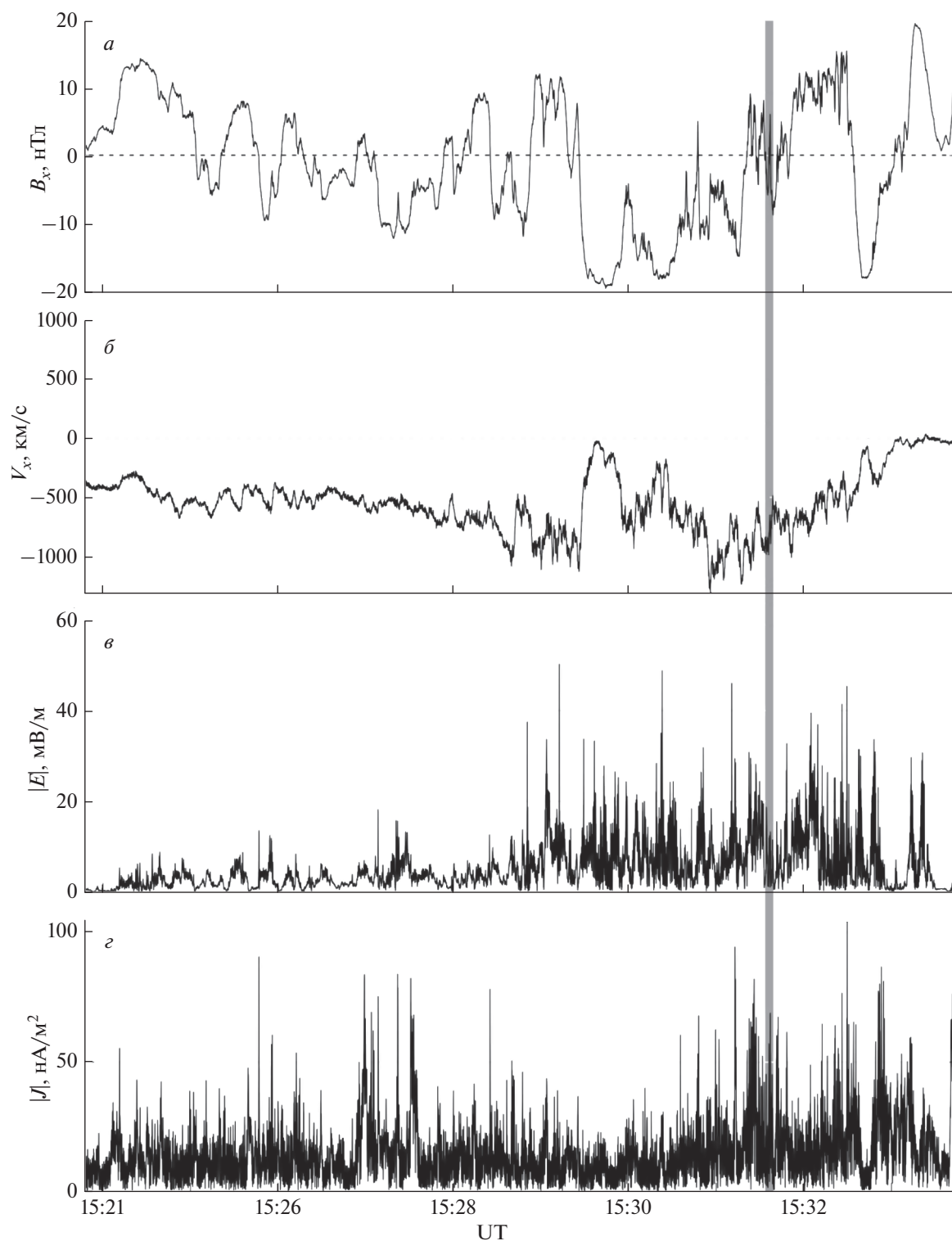


Рис. 1. Пример наблюдения спутниками MMS флэппинга ТС, связанного с прохождением быстрого плазменного потока 6 июля 2017г. в ~15:24–15:34 UT. Сверху вниз: временной ход B_x -компоненты магнитного поля – (а), X -компоненты потоковой скорости ионов (V_x) – (б), модуля электрического поля (E) – (в) и модуля плотности электрического тока (J) – (г) в барцентре спутникового тетраэдра MMS. Серым цветом затенен интервал наблюдения одного из СТС, показанный подробно и на рис. 2 и 3.

LMN системы координат имеют следующие проекции на оси системы координат GSE : $\mathbf{l} = [0.8, -0.5, -0.3]$; $\mathbf{m} = [0.5, 0.5, 0.6]$; $\mathbf{n} = [-0.2, -0.7, 0.7]$ и отношения собственных чисел $\lambda_M/\lambda_N \sim 8.0$ и $\lambda_L/\lambda_M \sim 15.0$. Таким образом, направление оси \mathbf{L} практически совпадает с осью \mathbf{X} , а нормаль к ТС направлена под углом $\sim 45^\circ$ к оси \mathbf{Z} , что свидетельствует об изгибном (“*kink*”) искривлении ТС.

Для определения нормали и скорости движения ТС мы также использовали метод *timing*. В данном анализе мы использовали времена задержек в наблюдениях пересечения нейтральной плоскости $B_X = 0$ на четырех спутниках MMS. Проекция нормали к слою \mathbf{N} , определенная методом *timing*, на оси GSE системы координат: $\mathbf{n} = [0.15, -0.8, 0.6]$, что близко к проекции нормали, определенной по методу MVA, в плоскости YZ системы GSE . Данное сходство свидетельствует о корректности определения нормали. Скорость этого движения, определенная по методу *timing*, составила $V_N \sim 139$ км/с.

На рисунке 2г показан временной ход M -компоненты плотности электрического тока, вычисленного по методу курлометра. Величина плотности тока достигает почти 60 нА/м², что почти на порядок превышает ток в невозмущенном ТС. Максимум плотности тока наблюдается при $B_L \sim \sim 5.4$ нТл, что свидетельствует о смещении интенсивного ТС от нейтральной плоскости. В максимуме плотности тока нормальная компонента магнитного поля $B_N \sim -2$ нТл и шировая компонента магнитного поля $B_M \sim -6$ нТл.

На нижней панели рис. 2 представлен временной ход V_{ion_N} — компоненты потоковой скорости ионов, полученный по измерениям прибора FPI [Pollock et al., 2016]. Видно, что скорость V_{ion_N} дважды изменяет знак на протяжении интервала пересечения интенсивного ТС. Такое поведение V_{ion_N} должно соответствовать колебательному движению ТС, что, однако, не наблюдается в монотонном изменении $B_L(t)$. Данное поведение профилей связано с квазиadiaбатической динамикой ионов в ТТС, в результате чего их потоковую скорость нельзя отождествлять с движением слоя.

На рисунке 3а показан пространственный профиль $J_M(Z_{ion}^*)$, где Z_{ion}^* — координата вдоль нормали \mathbf{N} к ТС. Координата Z_{ion}^* определялась как $Z_{ion1}^* = t_i V_{ion_N}^{(i)}$, где $V_{ion_N}^{(i)}$ — величина потоковой скорости ионов V_{ion_N} в момент времени t_i . За начало отсчета $Z_{ion}^* = 0$ выбран момент наблюдения максимальной плотности тока J_M . Из-за смены знака V_{ion_N} , профиль плотности тока $J_M(Z_{ion}^*)$ имеет многозначную структуру, и пространствен-

ные размеры (полутолщина) слоя оказалась < 5 км, что меньше гирорадиуса тепловых электронов в центре слоя.

В связи с этим, был использован другой метод определения толщины ТС, основанный на рассмотрении изменения магнитного поля на масштабах перемещения ТС за время между двумя последовательными моментами измерения магнитных данных, схематически изображенного на рис. 4. Пусть за время dt между соседними моментами измерения магнитного поля магнитометром FGM центр спутникового тетраэдра MMS сместился из точки “1” в точку “2”. В режиме измерения быстрой моды, а именно этот режим мы использовали для анализа всех ТС в данном событии, $dt = 1/128$ с [Russell et al., 2016]. В простейшем случае, используя уравнение Максвелла

$$\text{rot}\mathbf{B} = \mu\mu_0\mathbf{j} + \frac{\epsilon\mu}{c^2} \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}$$

и полагая $\epsilon = \mu = 1$; $\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} = 0$ можно записать систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} = \mu_0 j_x \\ \frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} = \mu_0 j_y \\ \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} = \mu_0 j_z, \end{cases}$$

где частные производные магнитной индукции связаны с полным дифференциалом поля \mathbf{B} как:

$$\begin{aligned} dB_x &= \frac{\partial B_x}{\partial x} dx + \frac{\partial B_x}{\partial y} dy + \frac{\partial B_x}{\partial z} dz, \\ dB_y &= \frac{\partial B_y}{\partial x} dx + \frac{\partial B_y}{\partial y} dy + \frac{\partial B_y}{\partial z} dz, \\ dB_z &= \frac{\partial B_z}{\partial x} dx + \frac{\partial B_z}{\partial y} dy + \frac{\partial B_z}{\partial z} dz. \end{aligned}$$

Для точного решения системы относительно $[dx, dy, dz]$ необходимо знать все коэффициенты в системе. Данные величины можно определить по измерениям вектора магнитного поля на каждом из четырех спутников MMS. Однако, при таком определении будут получены градиенты на масштабах разведения спутников MMS (~ 15 км). Смещение слоя относительно спутников за время $dt = \frac{1}{128}$ с существенно меньше характерного масштаба тетраэдра MMS. Например, при скорости движения слоя ~ 100 км/с относительно спутников, смещение составляет ~ 0.8 км. Для упрощения решаемой системы, в простейшем случае можно предположить малость градиентов X -компоненты магнитного поля в направлениях \mathbf{X} и \mathbf{Y}

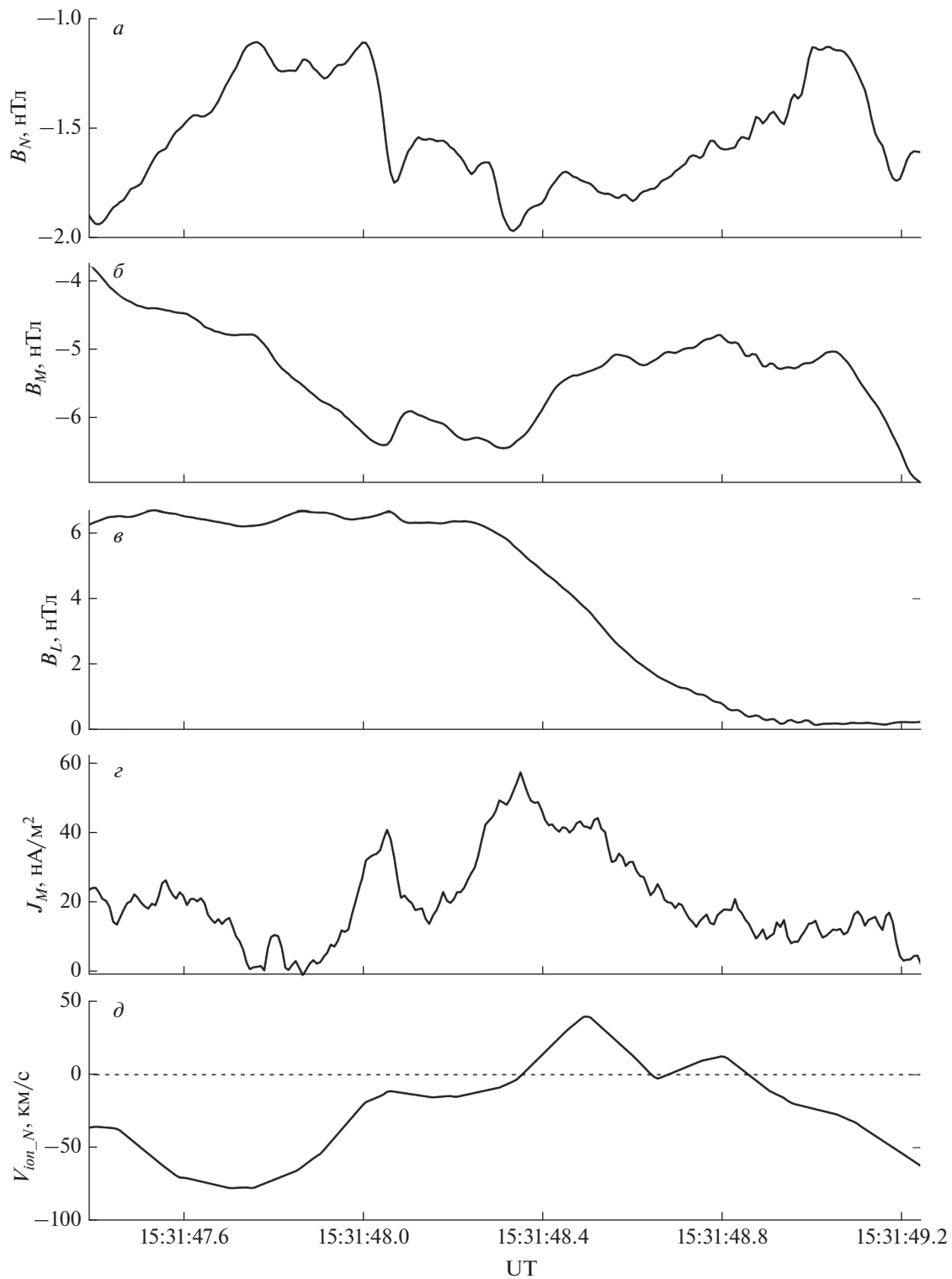


Рис. 2. Пример наблюдения СТС, соответствующий затененному серым цветом интервалу, показанному на рис. 1. Сверху вниз: временные профили компонент магнитного поля в локальной системе координат LMN (a – c); временной ход M -компоненты плотности электрического тока J_M (d); временной ход проекции ионной потоковой скорости на нормаль к ТС V_{ion_N} (e).

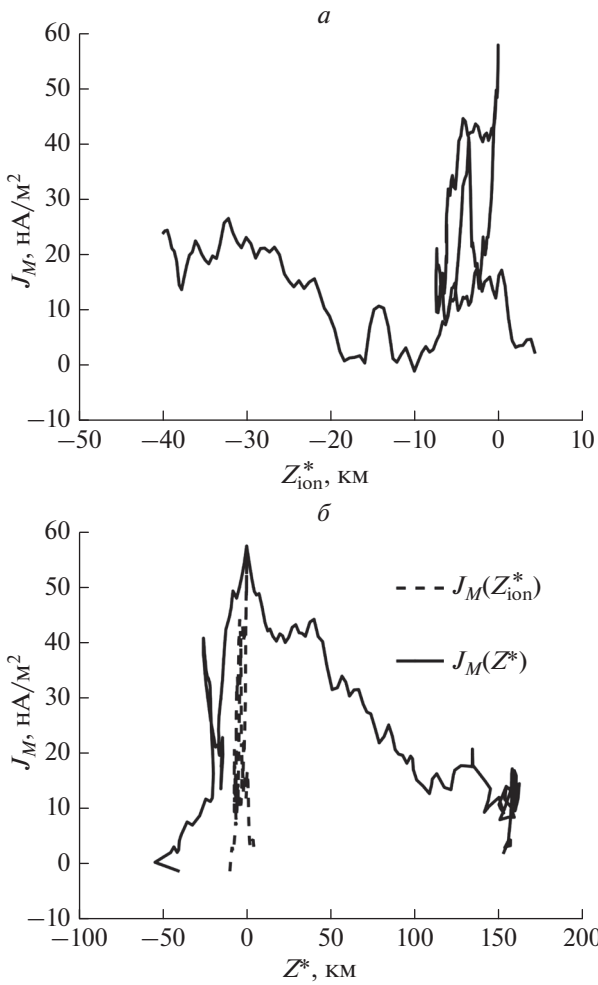


Рис. 3. Пространственный профиль плотности тока $J_M(Z_{ion}^*)$, определенный с использованием величины V_{ion_N} – компоненты потоковой скорости ионов – (а); пространственный профиль плотности тока $J_M(Z^*)$, определенный с использованием только магнитных измерений, в сравнении с профилем $J_M(Z_{ion}^*)$ – (б).

на масштабе смещения спутников за время dt и положить $B_z = const; \frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_x}{\partial y} = 0 \rightarrow \frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{dB_x}{dz}$.

Тогда, из вышеуказанных уравнений получаем:

$$\frac{dB_x}{dz} = \mu_0 j_y.$$

Смещение слоя относительно спутников за время dt можно определить как $dz = \frac{dB_x}{\mu_0 j_y}$. В локальной системе координат LMN величину смещения вдоль нормали к ТС можно определить как:

$$dZ^* = \frac{dB_L}{\mu_0 J_M}. \tag{1}$$

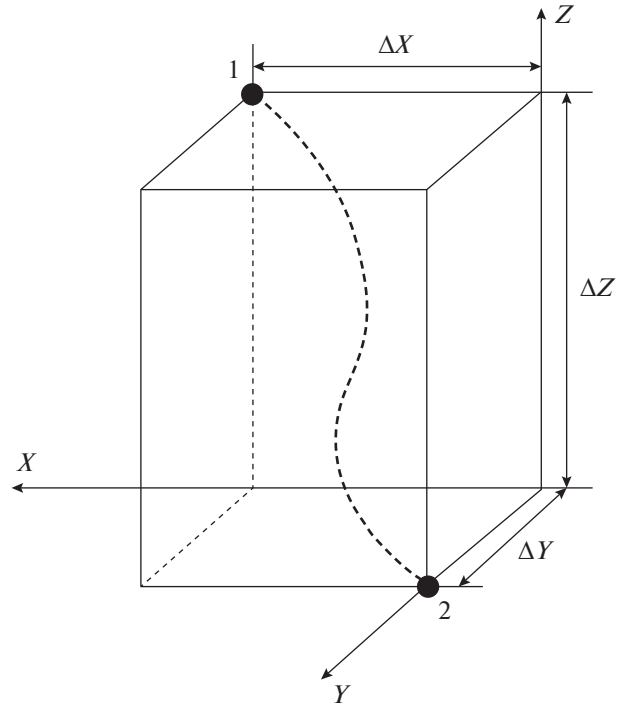


Рис. 4. Схематическое изображение смещения слоя относительно центра тетраэдра MMS между точками “1” и “2”, маркирующих последовательные положения центра тетраэдра MMS в моменты времени t_i и t_{i+1} измерений магнитного поля с высоким временным разрешением ($dt = 1/128$ с).

Смещение можно определить при меньшем числе ограничений на малость градиентов магнитного поля, предполагая лишь малость градиентов вдоль направления X ($\frac{\partial B_x}{\partial x} = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \frac{\partial B_z}{\partial x} = 0$)

Тогда $\frac{\partial B_x}{\partial z} = \mu_0 j_y$ и $\frac{\partial B_x}{\partial y} = -\mu_0 j_z$.

Из выражения для дифференциала $dB_x = \frac{\partial B_x}{\partial x} dx + \frac{\partial B_x}{\partial y} dy + \frac{\partial B_x}{\partial z} dz$ можно выразить $\frac{\partial B_x}{\partial z} = \frac{dB_x}{dz} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \frac{dy}{dz}$. Комбинируя это уравнение с предыдущим, получаем:

$$\frac{dB_x}{dz} + \mu_0 j_z \frac{dy}{dz} = \mu_0 j_y.$$

Отсюда можно получить выражение для смещения dz :

$$dz = \frac{dB_x}{\mu_0 \left(j_y - \frac{dy}{dz} j_z \right)}.$$

В локальной системе координат выражение для смещения вдоль нормали N к ТС:

$$dZ^* = \frac{dB_L}{\mu_0 \left(J_M - \frac{V_M}{V_N} J_N \right)}. \quad (2)$$

Полутолщина слоя L определяется как сумма приращений dZ^* за время пересечения слоя:

$$L = \sum_{t_i=t_1}^{t_2} dZ^*(t_i, t_i + dt),$$

где моменты времени t_1 и t_2 являются границами интервала пересечения токовой структуры, приращение $dZ^*(t_i, t_i + dt)$ является приращением координаты за время dt .

Во избежание использования ненадежных плазменных измерений отношение компонент скорости V_M и V_N можно оценить из измерений магнитного поля по методу timing. Компоненты плотности тока также определяются из магнитных измерений на четырех спутниках по методу курлометра. Таким образом, предложенный метод определения Z^* не использует измерений ионной скорости, и, на наш взгляд, во многих случаях позволяет более точно оценить толщину ТС.

Стоит отметить, что данный метод можно использовать только в пределах интенсивного ТС, когда знаменатель выражения для dz^* не равен нулю. Также выражение (2), учитывающее поправку на ток вдоль \mathbf{N} можно использовать, когда ток J_M существенно превосходит ток J_N и/или скорость движения слоя вдоль направления \mathbf{M} существенно меньше скорости V_N .

На рисунке 3б представлен пространственный профиль плотности тока $J_M(Z^*)$, где Z^* – координата вдоль нормали \mathbf{N} к ТС, рассчитанная по новому методу. Видно, что профиль плотности тока имеет более регулярную структуру и полутолщина слоя составляет $L \sim 65$ км.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В течение интервала времени, показанном на рис. 1, спутники MMS многократно пересекали нейтральную плоскость ТС. Амплитуда вариаций B_x – компоненты магнитного поля составляла ± 10 нТл, а в некоторых случаях достигала ~ 20 нТл. Данные вариации указывают на сильный флэппинг ТС, который наблюдался одновременно с прохождением двух быстрых потоков, направленных от Земли.

В рассматриваемом интервале мы идентифицировали 34 пересечения нейтральной плоскости ТС ($B_x = 0$). Из них, в 32 пересечениях, наблюдались возрастания плотности тока превышающие 20 нА/м². Сравнение плотностей тока, вычисленных по магнитным измерениям с помощью метода курлометра, с плотностями тока, переносимо-

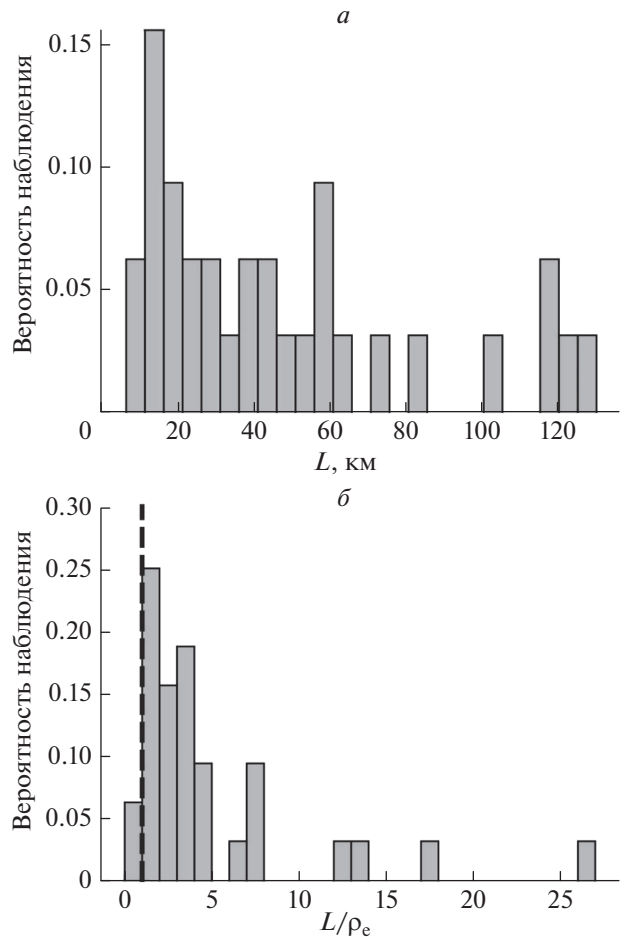


Рис. 5. Сверху вниз: распределение вероятности наблюдения СТС с данной полутолщиной электронного слоя L – (а); распределение вероятности наблюдения СТС с данной величиной L/ρ_e , где ρ_e – гирорадиус тепловых электронов, пунктирная вертикальная линия соответствует значению $L/\rho_e = 1$ – (б).

го электронами и вычисленными по электронным моментам как $J_e = enV_e$, показало, что во всех 32 пересечениях ТС электроны были основными переносчиками тока (электронный ток составлял $\geq 70\%$ от полной плотности тока, определенной по магнитным измерениям). Таким образом, в 32 пересечениях ТС наблюдались интенсивные электронные СТС.

Для каждого электронного СТС была определена ориентация СТС (направление нормали), а также полутолщина электронного слоя L , используя методы, описанные в предыдущем разделе. Направление нормали к ТС показало, что имеют место периодические осцилляции ТС, при которых направление нормали изменяется от направления преимущественно вдоль оси Z_{GSE} на направление вдоль Y_{GSE} на временных масштабах от нескольких до десятков секунд. Данное явление наблюдалось предыдущими многоспутнико-

выми миссиями, в частности, спутниками Cluster [Sergeev et al., 2003, 2006] и спутниками THEMIS [Grigorenko et al., 2014]. В таких событиях флэппинг ТС был связан с возбуждением изгибающей (“kink”) неустойчивости слоя в результате прохождения быстрых потоков. Однако, в предыдущих работах хоть и сообщалось о наблюдении утоньшения ТС с признаками формирования тонкого вложенного слоя, пространственные масштабы разведения спутников не позволяли наблюдать СТС на электронных масштабах. В данном событии благодаря малому пространственному разведению спутников MMS и высокому временному разрешению измерений мы получили возможность наблюдать флэппинг электронного СТС, вложенного в ТС.

На рисунке 5а показано распределение вероятности наблюдения СТС с данной полутолщиной электронного слоя L . Полутолщины большинства СТС из нашей базы данных составили $\sim 15\text{--}60$ км. На рисунке 5б показано распределение вероятности наблюдения СТС с данной величиной L/ρ_e , где ρ_e – гирорадиус тепловых электронов, вычисленный в момент наблюдения максимума плотности тока в СТС. В большинстве случаев, полутолщина СТС составляла порядка $(1\text{--}5)\rho_e$. В редких случаях (в 2 событиях пересечения) $L < \rho_e$. Однако, в этих случаях $L \sim (0.69 \text{ и } 0.97)\rho_e$, т.е. близка по величине к гирорадиусу тепловых электронов.

Для описания таких сверхтонких вложенных токовых слоев была предложена новая кинетическая самосогласованная 1D-модель анизотропного ТС, учитывающая как ионный ток, так и сильный электронный ток в центре слоя [Zelenyi et al., 2020]. Теория предсказывает пространственный скейлинг электронного слоя, который мы планируем сравнить с наблюдаемыми величинами L в последующих работах.

4. ВЫВОДЫ

Благодаря наблюдениям спутникового тетраэдра MMS с высоким пространственным и временным разрешением мы впервые наблюдали флэппинг вложенного электронного СТС, который был связан с “kink” – осцилляциями ТС во время прохождения ускоренного плазменного потока, движущегося в хвост. Плотность тока в СТС достигала нескольких десятков $\text{нА}/\text{м}^2$, при этом, $\geq 70\%$ плотности тока генерировалось электронами. Использование нового метода определения толщины СТС, основанного только на измерениях магнитного поля, имеющих более высокую точность по сравнению с плазменными измерениями, позволило определить полутолщины (L) 32 СТС, наблюдаемых во время флэппинга. Установлено, что в большинстве случаев

$L \sim (1\text{--}5)\rho_e$. Таким образом, наблюдения MMS впервые позволили наблюдать интенсивные сверхтонкие электронные слои, вложенные в ТС, сформированные на масштабах порядка нескольких гирорадиусов тепловых электронов, а в некоторых случаях и на меньших масштабах. В таких СТС часть электронной популяции может испытывать квазиadiaбатическую динамику, что требует создания новых теоретических моделей СТС. В будущих работах мы планируем проверить эту гипотезу.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Angelopoulos V., McFadden J.P., Larson D. et al. Tail reconnection triggering substorm onset // *Science*. V. 321. № 5891. P. 931–935. 2008.
- Grigorenko E.E., Sauvaud J.-A., Palin L., Jacquy C., Zelenyi L.M. THEMIS observations of the current sheet dynamics in response to the intrusion of the high-velocity plasma flow into the near-Earth magnetotail // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 119. № 8. P. 6553–6568. 2014.
- Grigorenko E.E., Shuvalov S.V., Malova H.V., Dubinin E., Popov V.Yu., Zelenyi L.M. Imprints of quasi-adiabatic ion dynamics on the current sheet structures observed in the Martian magnetotail by MAVEN // *J. Geophys. Res. Space Physics*. V. 122. № 10. P. 10.176–10.193. 2017.
- Grigorenko E.E., Zelenyi L.M., DiBraccio G., Ermakov V.N., Shuvalov S.D., Malova H.V., Popov V.Y., Halekas J.S., Mitchell D.L., Dubinin E. Thin current sheets of sub-ion scales observed by MAVEN in the Martian magnetotail // *Geophys. Res. Lett.* V. 46. № 12. P. 6214–6222. 2019.
- Harvey C.C. Spatial gradients and the volumetric tensor // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. P. 307–322. 1998.
- Lui A.T.Y. Potential plasma instabilities for substorm expansion onsets // *Space Sci. Rev.* V. 113. № 1. P. 127–206. 2004.
- Malova H.V., Popov V.Yu., Grigorenko E.E., Petrukovich A.A., Delcourt D., Sharma A.S., Khabarova O.V., Zelenyi L.M. Evidence for quasi-adiabatic motion of charged particles in strong current sheets in the solar wind // *The Astronomical Journal*. V. 834. № 1. P. 34-1–34-9. 2016.
- Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y. Thin current sheets in the magnetotail observed by Cluster // *Space Sci. Rev.* V. 122. № 1. P. 29–38. 2006.
- Petrukovich A.A., Artemyev A.V., Malova H.V., Popov V.Y., Nakamura R., Zelenyi L.M. Embedded current sheets in the Earth’s magnetotail // *J. Geophys. Res.* V. 116. A00125. 2011. <https://doi.org/10.1029/2010JA015749>
- Pollock C., Moore T., Jacques A. et al. Fast Plasma Investigation for Magnetospheric Multiscale // *Space Sci. Rev.* V. 199. № 1. P. 331–406. 2016.
- Robert P., Dunlop M.W., Roux A., Chanteur G. Accuracy of current density determination // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. P. 395–418. 1998.
- Runov A., Nakamura R., Baumjohann W. et al. Current sheet structure near magnetic X-line observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* V. 30. № 11. P. 33-1–33-4. 2003.

- *Russell C.T., Anderson B.J., Baumjohann W. et al.* The Magnetospheric Multiscale magnetometers // *Space Science Reviews*. V. 199. № 1. P. 189–256. 2016.
- *Sergeev V., Runov A., Baumjohann W. et al.* Current sheet flapping motion and structure observed by Cluster // *Geophys. Res. Lett.* V. 30. № 6. P. 60-1–60-4. 2003.
- *Sergeev V.A., Sormakov D.A., Apatenkov S.V., Baumjohann W., Nakamura R., Runov A.V., Mukai T., Nagai T.* Survey of large- amplitude flapping motions in the midtail current sheet // *Ann. Geophys.* V. 24. № 7. P. 2015–2024. 2006.
- *Sönnerup B.U.Ö., Scheible M.* Minimum and Maximum Variance Analysis // *Analysis Methods for Multi-Spacecraft Data*. Ed. Pashmann G., Daly P.W. / ISSI Scientific Report SR-001. Bern. P. 185–220. 1998.
- *Speiser T.W.* Particle trajectories in model current sheets: 1. Analytical solutions // *J. Geophys. Res.* V. 70. № 17. P. 4219–4226. 1965.
- *Vasko I.Y., Zelenyi L.M., Artemyev A.V., Petrukovich A.A., Malova H.V., Zhang T.L., Fedorov A.O., Popov V.Y., Barabash S., Nakamura R.* The structure of the Venusian current sheet // *Planet. Space Sci.* V. 96. P. 81–89. 2014.
- *Zelenyi L.M., Malova H.V., Grigorenko E.E., Popov V.Y., Dubinin E.M.* Universal scaling of thin current sheets // *Geophys. Res. Lett.* V. 47. e2020GL088422. 2020. <https://doi.org/10.1029/2020GL088422>
- *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Y., Delcourt D.C., Ganushkina N.Y., Sharma A.S.* “Matreshka” model of multilayered current sheet // *Geophys. Res. Lett.* V. 33. L05105. 2006. <https://doi.org/10.1029/2005GL025117>
- *Zelenyi L.M., Malova H.V., Popov V.Yu., Delcourt D., Sharma A.S.* Nonlinear equilibrium structure of thin currents sheets: influence of electron pressure anisotropy // *Nonlin. Proc. Geophys.* V. 11. № 5/6. P. 579–587. 2004.