

СИЛОВЫЕ ТРУБКИ ДИПОЛИЗАЦИИ

© 2019 г. А. П. Кропоткин*

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова (НИИЯФ МГУ), г. Москва, Россия

*e-mail: apkrop@dec1.sinp.msu.ru

Поступила в редакцию 26.04.2018 г.

После доработки 14.06.2018 г.

Принята к публикации 27.09.2018 г.

Наблюдаемые в последние годы на спутниках CLUSTER и THEMIS локализованные быстрые потоки плазмы в геомагнитном хвосте (bursty bulk flows – BBF и имеющие меньший масштаб dipolarizing flux bundles – DFB) находятся в тесной связи с процессами генерации тонких токовых слоев, наблюдавшихся на тех же спутниках. Это следует из проведенного нами ранее теоретического анализа и численного моделирования процессов генерации тонких токовых слоев. Теория позволяет также объяснить существенные отклонения в поведении DFB от предсказаний МГД-моделирования, проведенного в последние годы другими авторами. В рамках двухжидкостной модели такие отклонения удастся понять, с учетом тока инерционного дрейфа ионов в локализованной трехмерной токовой системе DFB.

DOI: 10.1134/S0016794019020093

1. ВВЕДЕНИЕ

Силовая трубка диполизации (dipolarizing flux bundle, DFB) представляет собой небольшую в сечении трубку магнитного потока (обычно $\leq 3R_E$ в направлениях XGSM и YGSM) со значительно более диполеобразным магнитным полем внутри нее, чем в окружающей плазме. Силовые трубки диполизации, как правило, распространяются к Земле с высокой скоростью из ближайшей к Земле области магнитного пересоединения. Знание того, как переносится магнитный поток посредством DFB необходимо для лучшего общего понимания переноса магнитного потока в геомагнитном хвосте, в его ближней части (от $X \approx -6R_E$ до $X \approx -30R_E$), и вследствие этого, для понимания того, как преобразуется магнитная энергия в кинетическую энергию плазменных потоков и в тепло после магнитного пересоединения.

Структуры DFB и их статистические свойства были исследованы с использованием данных эксперимента THEMIS [Liu et al., 2013; Liu et al., 2014; Runov et al., 2011]. Чтобы установить важность переноса потока посредством DFB, он сопоставляется с переносом, который происходит посредством “быстрых плазменных струй” (bursty bulk flows, BBF), которые обычно включают в себя DFB. Более крупномасштабные локальные структуры BBF подробно исследовались также в недавних экспериментах CLUSTER и THEMIS. Поскольку DFB сосуществуют со всплесками струйного дви-

жения внутри BBF, они дают вклад $>65\%$ в общий перенос магнитного потока в BBF, хотя каждая из DFB имеет длительность только $\sim 30\%$ от длительности BBF. Уровень этого вклада от DFB в перенос магнитного потока возрастает с приближением к Земле, а также в полуночном секторе. Такое возрастание имеет место и с ростом геомагнитной активности и с увеличением расстояния до центрального токового слоя в хвосте. При последних двух условиях полный переносимый магнитный поток в типичной DFB также увеличивается. Трубки DFB вообще появляются чаще при увеличении геомагнитной активности. Поскольку ранее было показано, что в основном магнитный поток в геомагнитном хвосте переносится посредством BBF, то был сделан вывод, что DFB являются доминирующими драйверами этого переноса. Частота возникновения DFB в зависимости от местоположения и геомагнитной активности служит указанием на те процессы, которые формируют глобальную конвекцию, а также конверсию энергии.

Указанные представления о роли BBFs и DFBs в переносе к Земле пересоединившегося магнитного потока, как это видится авторам публикаций [Birn et al., 2004; Birn et al., 2011], находят подтверждение в их теоретическом анализе и численном МГД-моделировании. Важнейший пункт такого анализа состоит в том, что в ходе магнитного пересоединения должно происходить локальное уменьшение удельной энтропии в силовой трубке

[Birn et al., 2009]. Удельная энтропия определяется как pV^γ , где $V = \int \frac{ds}{B}$. Здесь p – давление, V – объем трубки с единичным магнитным потоком (интеграл берется вдоль всей силовой линии), γ – показатель адиабаты. Процесс быстрого локального уменьшения энтропии *постулируется* в начальный момент в зоне возникшего магнитного пересоединения. Это обеспечивает локальную потерю равновесия: такая трубка, с сохранением ее удельной энтропии, устремляется с ускорением к Земле. В численном МГД-моделировании [Birn et al., 2011; Wiltberger et al., 2015] дальнейшая эволюция приводит к появлению уже нескольких быстрых струй, соответствующих ВВФ, и к сильной диполизации в отдельных силовых трубках, соответствующих DFB.

В настоящей работе мы предлагаем иной подход к проблеме возникновения и развития ВВФ и DFB, который позволяет описать их с единых позиций вместе с другими важнейшими структурами, наблюдаемыми в тех же экспериментах в геомагнитном хвосте – предельно тонкими токовыми слоями, “вложенными” в плазменный слой. Кроме того, мы показываем, как некоторые недостатки МГД-модели, обнаруживаемые при ее сопоставлении с наблюдательными данными, могут быть устранены, если учитывать быстрые вариации в структуре магнитосферно-ионосферной системы.

2. ТОНКИЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ И ВОЗНИКНОВЕНИЕ БЫСТРЫХ СТРУЙ

Обратимся к проблеме возникновения быстрых струй в геомагнитном хвосте, имеющих относительно малый масштаб в направлениях X GSM и Y GSM. Мы считаем, что здесь определяющим является тот факт, что наряду с быстрыми плазменными потоками (ВВФ, DFB), в плазменном слое геомагнитного хвоста очень часто встречаются структуры типа тонких токовых слоев. Это было надежно установлено по измерениям в тех же экспериментах CLUSTER, THEMIS [Runov et al., 2006; Nakamura et al., 2006; Baumjohann et al., 2007; Zhou et al., 2009].

Структура таких слоев, “вложенных” в более толстый плазменный слой, была выяснена при помощи кинетической теории уже давно, в работах [Kropotkin and Domrin, 1996; Kropotkin et al., 1997; Sitnov et al., 2000], а их динамика – в последующих исследованиях, проведенных теоретически и посредством численного моделирования [Domrin and Kropotkin, 2004; Домрин и Кропоткин, 2007; Kropotkin and Domrin, 2009; Кропоткин и Домрин, 2009; Зеленый и др., 2009; Домрин и др., 2016]. Мы полагаем, что именно динамика таких слоев порождает быстрые плазменные по-

токи. Общая схема такой динамики выглядит следующим образом.

(1) Происходит медленное, квазистатическое утоньшение плазменного слоя [Birn and Schindler, 2002; Birn et al., 2003]. Это утоньшение может происходить локально, на промежуточных масштабах порядка нескольких R_E .

(2) Локально порог линейной тиринг-неустойчивости (рассчитанный для системы, “замороженной” в каждый последовательный момент медленной, квазистатической эволюции) оказывается достигнут и затем превышен.

(3) Возникает *динамическая бифуркация* – нелинейный процесс быстрого локального срыва равновесия путем перестройки магнитной конфигурации с образованием нейтральной линии (НЛ). Природа такой динамической бифуркации применительно к физике геомагнитного хвоста была выяснена в работах [Кропоткин и др., 2002а, б; Кропоткин, 2012].

(4) В окрестности НЛ эта быстрая перестройка магнитной конфигурации порождает импульс индукционного электрического поля.

(5) Этот импульс распространяется по долям хвоста как МГД-возмущение. Причина в том, что токи исходного возмущения сосредоточены в конечной области по x , и поэтому вдали от ТС возмущение является не непроникающим (evanescent), экспоненциально убывающим – как для тиринг-возмущения в одномерной системе, – а распространяющимся, убегающим от ТС.

(6) Локализованное МГД-возмущение содержит *пару продольных токов* – вдали от ТС это *косая альвеновская волна*. Причина этого в том, что токи исходного возмущения сосредоточены в конечной области и по y .

(7) Возмущение охватывает ту часть геомагнитного хвоста, которая прилегает к образовавшейся НЛ и имеет масштаб L , порядка поперечного размера хвоста, но малый по сравнению с продольным его размером L_x , за время $T_0 \sim L/V_{A1}$ (V_{A1} – характерное значение альвеновской скорости в долях хвоста). Сжатие ТС, имеющего толщину $d \ll L$, происходит на гораздо меньшем временном масштабе. Следовательно, этот процесс сжатия можно рассматривать как *квазистационарный*.

(8) Вблизи ТС это возмущение, сгребаящее плазму к центральной плоскости, имеет характер *быстрой магнитозвуковой* волны. Поляризация поля такова, что на поверхности ТС появляются (малые) усиления и ослабления тангенциальной компоненты δB_\parallel . Они вызывают малые сжатия и расширения ТС, т.е. такие же быстрые изменения в продольном распределении давления в самом ТС. В самом деле, на толщине ТС в каждый момент квазистационарно устанавливается баланс

поперечной компоненты импульса. Поэтому давление плазмы $p = p_0 + \delta p$ в центральной плоскости слоя изменяется на величину

$$\delta p \sim \left[(B_0 + \delta B_t)^2 - B_0^2 \right] / 8\pi \approx B_0 \delta B_t / 4\pi.$$

Условие продольного равновесия $-\frac{\partial}{\partial x} \int p dz + \frac{1}{4\pi} B_n B_0 = 0$ перепишем в виде

$$-\frac{\partial}{\partial x} (p_0 d) + \frac{1}{4\pi} B_n B_0 = 0,$$

откуда

$$\frac{B_n B_0}{4\pi} = p_0 \frac{d}{L_x} = \frac{B_0^2 d}{8\pi L_x},$$

так что $B_n/B_0 = d/2L_x$.

Локально вариации малого объема плазменного слоя при вариациях тангенциальной компоненты поля подчиняется адиабатическому закону

$$pV^\gamma = \text{const} \Rightarrow p_0 d^\gamma = \text{const}.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} \delta(p_0 d^\gamma) &= d^\gamma \delta p + \gamma p_0 d^{\gamma-1} \delta d = 0; \\ \delta d &= -\gamma^{-1} (d/p_0) \delta p; \\ \delta(p_0 d) &= d \delta p - \gamma^{-1} d \delta p = \\ &= \frac{\gamma-1}{\gamma} d \delta p = \frac{\gamma-1}{4\pi\gamma} d B_0 \delta B_t. \end{aligned}$$

Далее для рассматриваемого возмущения, имеющего относительно малый продольный масштаб $L = 2\pi/k$, так что $kL_x \gg 1$, находим

$$\begin{aligned} \delta \left(\frac{\partial}{\partial x} (p_0 d) \right) &= k \delta (p_0 d) = \frac{\gamma-1}{4\pi\gamma} k d B_0 \delta B_t; \\ \delta \left(\frac{1}{4\pi} B_n B_0 \right) &= \frac{B_n}{4\pi} \delta B_t = \frac{1}{8\pi} \frac{d}{L_x} B_0 \delta B_t; \\ \delta \left(\frac{\partial}{\partial x} (p_0 d) \right) / \delta \left(\frac{1}{4\pi} B_n B_0 \right) &= 2 \frac{\gamma-1}{\gamma} k L_x \gg 1. \end{aligned}$$

Здесь мы полагаем, что изменения нормальной компоненты B_n не происходит. В силу замороженности магнитного поля в плазму это будет так, если возмущение не приводит к продольным смещениям плазмы в ТС. В результате предшествующей эволюции плазма в слое оказывается относительно горячей и *плотной* [Kropotkin and Domrin, 2009], $\rho_1/\rho_0 \ll 1$ (ρ_1 – плотность в долях хвоста, ρ_0 – плотность внутри ТС). В условиях, когда имеется такой плотный тонкий слой, вдоль которого все величины изменяются лишь на большом пространственном масштабе, и он разделяет области, занятые разреженной холодной

плазмой фона, *течение не успевает возникнуть* на временной шкале быстрых изменений в системе.

Таким образом, вариации тангенциальной компоненты поля порождают различные по величине вариации первого и второго слагаемых в уравнении продольного баланса, т.е. *продольное равновесие нарушается*.

(9) Поскольку $B_n \sim (d/L_x) B_0 \ll B_0$, то можно считать, что амплитуда возмущения мала, но все же достаточно велика, чтобы выполнялось условие

$$\frac{\gamma-1}{4\pi\gamma} k d B_0 \delta B_t \sim \frac{B_n B_0}{4\pi},$$

так что

$$\frac{\delta B_t}{B_n} \sim \frac{\gamma}{\gamma-1} (kd)^{-1}; \quad \frac{\delta B_t}{B_0} \sim \frac{\gamma}{\gamma-1} (kL_x)^{-1} \ll 1.$$

Такое возмущение существенным образом нарушает продольное равновесие: локально, на масштабе порядка $L = 2\pi/k \ll L_x$, исходный продольный градиент давления может быть существенно подавлен и даже обращен по знаку этим возмущением.

(10) Итак, за короткое время T_0 продольный градиент давления в локальной области с размером L может быть возмущен и оказаться отличным от равновесного, и тогда он *перестает быть скомпенсированным* магнитным натяжением (которое изменяется лишь слабо), и продольное равновесие нарушается.

Заметим здесь, что в модели динамической бифуркации основные характеристики процесса, такие как характерная длительность Δt срыва равновесия, его задержка T , а также новое значение поля E_y , не могут быть определены количественно до тех пор, пока не построена соответствующая *нелинейная кинетическая теория процесса*. Поскольку сегодня такая теория отсутствует, приходится по существу постулировать значения этих характеристик, в их соотношении с другими параметрами, опираясь на данные наблюдений, относящихся к магнитосферным перестройкам, и данные численного моделирования.

(11) Нарушенное продольное равновесие, при выполнении двух условий: относительной малости нормальной компоненты поля, $B_n \ll B_0$, и более высокой плотности плазмы ρ_0 в плазменном слое, по сравнению с плотностью в долях хвоста ρ_1 , затем восстанавливается посредством кардинальной перестройки системы на значительно более длительном временном масштабе $T_1 \gg T_0$. Покажем это. На временах $\sim T_1$ генерируется поток плазмы вдоль ТС, возникает новое, относительно медленно нарастающее электрическое поле,

эволюция ведет к *спонтанному* формированию анизотропного вынужденного кинетического токового слоя (ВКТС) или пары ударных волн (УВ). Эта относительно медленная релаксация, происходящая локально, на масштабе L , определяется малой, но отличной от нуля величиной результирующей продольной силы. Характерное время T_1 , свойственное такому нелинейному процессу релаксации, приближенно оценивается из следующих соображений. Конечный баланс продольного импульса достигается за счет ускорения ионов в плазменном слое возникающим электрическим полем $E_y = E$,

$$E = -\frac{B_n}{c} V_{A1} = -\frac{B_0 B_n}{c\sqrt{4\pi\rho_1}},$$

и их поворота в магнитном поле $B_z = B_n$, после чего средний продольный импульс иона становится равным $m_i V_{A1}$ (см., например, [Домрин и Кропоткин, 2007]). Отсюда получаем оценку T_1 . Баланс импульса дается условием

$$\rho_0 V_{A1} d \sim \frac{B_n B_0}{4\pi} T_1.$$

Следовательно,

$$T_1 \sim \frac{\rho_0 B_0 d}{\rho_1 B_n V_{A1}} \sim \frac{\rho_0 L_x}{\rho_1 V_{A1}},$$

поскольку в исходном равновесии $d/L_x \sim B_n/B_0$.

С другой стороны, $T_0 \sim L/V_{A1}$, так что в силу малости параметров $L/L_x \ll 1$ и $\rho_1/\rho_0 \ll 1$ неравенство $T_1 \gg T_0$ действительно справедливо.

(12) Внутри плазменного слоя возникающий поток плазмы, достигающий постепенно альевновских скоростей, приводит к относительно медленному, на масштабе времени $\sim T_1$, *нарастанию темпа пересоединения на НЛ*, происходящего в согласии с данными моделирования Кузнецовой и др. [Kuznetsova et al., 2001]. Предельный достигаемый темп пересоединения отвечает растеканию плазмы вдоль ТС с альевновской скоростью – в соответствии с установлением режима ВКТС или пары УВ. Важно, что при этом главный эффект магнитного пересоединения, “аннигиляция” магнитного поля долей хвоста, т.е. конверсия энергии магнитного поля в кинетическую энергию плазменных потоков, происходит в зоне ТС, имеющей масштаб $\sim L$, т.е. *вне ближайшей окрестности НЛ*, в протяженных кинетических структурах тонких ТС, “вложенных” в более толстый плазменный слой [Kropotkin and Domrin, 2009].

(13) Вне ТС возмущение с относительно медленно нарастающим электрическим полем распространяется по долям хвоста в обе стороны от

ТС, в поперечном к нему направлении, как МГД-волна разрежения.

(14) Относительно медленные, на масштабе времени $\sim T_1$, движения вне ТС, направленные в сторону ТС, происходящие в результате локальной, среднемасштабной перестройки, охватывают и зоны, находящиеся вдали от зоны образования ВКТС или пары УВ. Соответствующие возмущения переносятся туда МГД-сигналом из этой зоны, но происходят там квазистатически, поскольку альевновское время мало, $T_0 \ll T_1$.

(15) На отдельных *новых* участках происходит локальное утоньшение ТС.

Далее последовательность событий повторяется, но уже с новой локализацией в пределах плазменного слоя, на этих новых участках.

При сильном различии временных масштабов T_0 и T_1 простейшей моделью процесса, развивающегося *после появления импульса электрического поля, отвечающего динамической бифуркации*, будет релаксация одномерного слоя, в котором давление однородно в продольном направлении, но в начальный момент $t = 0$ мгновенно появляется нескомпенсированная сила магнитного натяжения $B_n B_0/4\pi$. Иначе можно сказать, что модельная система *приготавливается* в момент $t = 0$ как одномерная система, неравновесность в которой определяется отличной от нуля компонентой магнитного поля B_n . Именно на основе такого численного моделирования, в рамках гибридной схемы (электроны – безмассовая холодная жидкость, ионы – макрочастицы) [Домрин и Кропоткин, 2007; Kropotkin and Domrin, 2009], и были получены указанные выше результаты, относящиеся к эффектам формирования тонких кинетических токовых структур, с сопровождающей их конверсией энергии магнитного поля в энергию быстрых плазменных потоков.

Как уже отмечено выше, быстрые плазменные потоки, генерируемые согласно рассматриваемой схеме, ограничены по координате y , и это означает, что такой поток ограничивают с двух сторон продольные токи противоположных знаков. Отсюда, в свою очередь, следует скрученность соответствующих силовых трубок. Таким образом, нестационарное, неоднородное по x и y быстрое конвекционное движение плазмы к Земле сопровождается также вихревыми движениями в плоскости xu . Эта ситуация, конечно, вполне аналогична той, которая возникает в теории и в МГД численном эксперименте для силовых трубок с пониженным значением удельной энтропии [Birn et al., 2004, 2009, 2011; Birn and Hesse, 2013, 2014]. При статистическом описании указанные процессы могут быть представлены как своеобразная двумерная турбулентность [Kropotkin and Domrin, 2009; Kropotkin, 2013].

Необходимо отметить еще, что, как указывают наблюдательные данные, плазменные струи ВВФ и связанные с ними авроральные явления существуют и в относительно спокойное время, без суббури, однако частота их возникновения, их интенсивность и, значит, интенсивность указанной турбулентности сильно зависят от суббурного цикла [Liu et al., 2014; Zhou et al., 2009]. Этого и следует ожидать, поскольку быстрое накопление магнитного потока (“loading”) в геомагнитном хвосте, происходящее в фазе зарождения суббури, должно затем сопровождаться интенсивной “разгрузкой” (“unloading”) хвоста, которая имеет место в фазе развития (и восстановления). Она и происходит посредством указанных процессов “аннигиляции” магнитного поля в тонких кинетических ТС, возникающих в ходе вспышек магнитного пересоединения.

3. ДИНАМИКА МАГНИТОСФЕРНО-ИОНОСФЕРНОЙ ТОКОВОЙ СИСТЕМЫ НА ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСШТАБАХ

Возможность применять трактовку в рамках идеальной МГД для событий DFB была подвергнута сомнению в работе [Lui, 2015]. Были проанализированы события, зарегистрированные в эксперименте THEMIS. Оказалось, что в 17 случаях регистрации “фронта диполизации” (DF) не выполняется условие вмороженности $\mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]/c = 0$: отношение $|E_y + [\mathbf{v}\mathbf{B}]_y/c|/|[\mathbf{v}\mathbf{B}]_y/c|$ превышает 0.5 (ось y направлена с утра на вечер).

Такое расхождение с предсказаниями идеальной МГД находит себе объяснение как раз в том, что для мелкомасштабных в поперечном направлении структур, какими и являются DFB, в которых плазма движется с ускорением (замедлением), оказываются существенными поперечные токи в магнитосфере, обусловленные инерционным дрейфом ионов. Этот эффект отсутствует в идеальной МГД, но он хорошо воспроизводится в двухжидкостной гидродинамике.

Систему уравнений движения в двухжидкостной гидродинамике для случая холодной разреженной плазмы и с учетом малости электронной массы, $m_e/m_i \ll 1$, можно записать в упрощенном виде:

$$m_i n \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{1}{c} [\mathbf{j}\mathbf{B}],$$

$$\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v}_e \mathbf{B}] = 0.$$

где $\mathbf{j} = en(\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$. Так что обобщенный закон Ома имеет вид

$$\mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]/c = \frac{1}{enc} [\mathbf{j}\mathbf{B}],$$

где

$$\mathbf{j} = \frac{nm_i c}{B^2} \left[\mathbf{B} \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right]. \quad (1)$$

Получаемый вектор \mathbf{v}_i имеет компоненту, направленную перпендикулярно к \mathbf{E} , такую же как у \mathbf{v}_e , и компоненту вдоль \mathbf{E} , равную

$$\mathbf{j}/ne = \frac{m_i c}{e B^2} \left[\mathbf{B} \frac{d\mathbf{v}}{dt} \right].$$

Таким образом, если вектор \mathbf{v}_e не направлен по оси x , а \mathbf{E} — по оси y , то E_y и $-[\mathbf{v}\mathbf{B}]_y/c$ не совпадают. Это, по-видимому, и фиксируется в [Lui, 2015]. Получается, что быстрые, кратковременные всплески B_z могут происходить во время коротких ускоренных потоков в направлении, сильно отличном от радиального. В этом нет ничего удивительного. На малых пространственных масштабах направления x и y в плазменном слое примерно равноценны. В работе [Lui, 2015] есть примеры, когда \mathbf{v} обращает знак в ходе события (Fig. 2). Это как раз указание на существование потоков и в направлении, сильно отличном от радиального.

Обратим еще внимание на то, что хотя в системе отсчета движущейся ионной жидкости работа электрического поля равна нулю, однако в “лабораторной” системе при торможении элемента жидкости она оказывается отрицательной. Это означает, что в контуре, образованном этим элементом жидкости, движущимся с замедлением, парой ограничивающих его силовых трубок и горизонтальным ионосферным участком, действует *электродвижущая сила*, сосредоточенная в тормозящемся элементе [Ландау и Лифшиц, т. 8, § 63], где поле в “лабораторной” системе направлено *против тока*.

Почему может происходить торможение $d\mathbf{v}/dt$ конвективного потока в магнитосфере, с соответствующей потерей кинетической энергии потока? Это связано с *магнитосферно-ионосферным взаимодействием*. *Проводящая диссипативная оболочка Земли, ионосфера, является активной нагрузкой для магнитосферного МГД-генератора*. Разделение зарядов в магнитосферном потоке происходит посредством тока (1) и приводит к продольным токам противоположных направлений с обеих сторон этого потока. Эти токи замыкаются поперек магнитного поля: в магнитосфере — током инерционного дрейфа ионов (1), а в ионосфере — педерсеновским током $\mathbf{j}_p = \sigma_p \mathbf{E}$. Таким образом, полная картина, включающая диссипацию, оказывается существенно *нелокальной*. Эта картина была сформулирована еще в 1970-х гг., после измерений Ииджимы и Потембры, см., например, книгу [Kivelson and Russell, 1995].

Ясно, что такое описание справедливо только для квазистационарной ситуации, когда изменения полей и скоростей потока могут происходить

лишь на больших временных масштабах $\tau \gg L/V_A$, где L – характерный магнитосферный масштаб, а V_A – характерная альвеновская скорость. При меньших временных масштабах энергия, поступающая от МГД-генератора, расходуется на излучение МГД-волн.

Возвращаясь к вопросу о величине поля $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + [\mathbf{v} \times \mathbf{B}]/c$, нужно оценивать отношение $|\mathbf{j} \times \mathbf{B}|/enc/|[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]/c|$. Принимая во внимание уравнение (1) и помня, что $d\mathbf{v}/dt = \partial\mathbf{v}/\partial t + (\mathbf{v}\nabla)\mathbf{v}$, так что соответствующая оценка для медленно меняющихся поперечных неоднородностей есть $|d\mathbf{v}/dt| \sim v^2/d$, получаем, что это отношение оценивается как $(v/V_A)(r_i/d)$, где d – поперечный масштаб неоднородностей потока плазмы, а $r_i = c/\omega_{oi}$ – ионная инерционная длина. Видно, что при малых масштабах $d \leq r_i$ и для скоростей порядка альвеновских, это отличие становится большим. Как уже сказано, это может относиться к “пучкам” диполяризованных силовых линий DFBS, имеющим малый поперечный масштаб.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Нестационарная динамика магнитосферно-ионосферной системы, находящая проявления в виде взаимосвязанных локальных эффектов тонких токовых слоев и быстрых плазменных потоков, в своей основе имеет нарушения глобального равновесия системы. Эти нарушения обусловлены различиями в природе эффектов магнитного пересоединения, происходящих на магнитопаузе, с одной стороны, и в плазменном слое геомагнитного хвоста – с другой.

В стационарном состоянии токовая система геомагнитного хвоста (ТСГХ) находится в равновесии: сила притяжения к геомагнитному диполю, действующая в направлении x , уравновешивается x -компонентой интегрального потока импульса, приносимого солнечным ветром. При таком глобальном равновесии ТСГХ с большим магнитным потоком должна находиться ближе к диполю, а с меньшим – дальше.

С другой стороны, с увеличением потока происходит утоньшение ТС в его ближней части. Это происходит на фазе зарождения суббури. С появлением одной или нескольких нейтральных линий в плазменном слое, на этих линиях оказывается возможным магнитное пересоединение, что приводит к эффективному удалению ТСГХ от диполя. Это означает, что *глобальное равновесие становится неустойчивым*. Схематически это можно представить таким образом: при удалении ТСГХ сила ее притяжения к геомагнитному диполю уменьшается, а x -компонента интегрального потока импульса, приносимого солнечным ветром,

остается неизменной. Таким образом, это удаление происходит с ускорением.

При достижении ТС предельно малой толщины действительно возникают условия для магнитного пересоединения, которое может происходить во множестве локализованных зон. Глобально это приводит в дальнейшем к уменьшению магнитного потока в ТСГХ, а значит, в результате снова устанавливается равновесие, но с меньшим потоком, большим расстоянием до Земли и большей толщиной ТС, и пересоединение прекращается.

Срыв равновесия с возникновением пересоединения происходит быстро – это *динамическая бифуркация*. Совокупность таких эффектов соответствует *взрывной фазе суббури*. А в новом квазиравновесном состоянии, в которое переходит система, имеется установившееся пересоединение в хвосте, которое обычно происходит с большей скоростью, чем размыкание силовых линий на дневной магнитопаузе, так что магнитный поток в хвосте убывает. Эволюция системы теперь определяется этими темпами пересоединения и происходит на временах, больших по сравнению с альвеновскими, т.е. система действительно переходит через последовательность равновесий. Эта эволюция соответствует *фазе развития суббури*.

Постепенно темп пересоединения в хвосте уменьшается из-за убывания магнитного потока в нем, и это отвечает *фазе восстановления суббури*.

Существенная особенность этого глобального процесса состоит в том, что на самом деле он состоит из множества локальных “очагов” пересоединения, возникающих не одновременно, перемежаясь. Электрическое поле одного из очагов порождает утоньшение токового слоя на соседних его участках, так что через некоторое время возникает срыв равновесия уже на одном из них, и т.д. Эта схема с глобальной неустойчивостью важна, поскольку именно такая неустойчивость обеспечивает “драйвер” для всей глобальной эволюции.

Переходя к сравнению нашего подхода в анализе взаимосвязанных локальных эффектов тонких токовых слоев и быстрых плазменных потоков, с подходом, применяемым при моделировании в работах цикла [Birn et al., 2004, 2009, 2011; Birn and Hesse, 2013, 2014], отметим ряд существенных недостатков последнего. В нем полностью игнорируются возможные эффекты от магнитосферно-ионосферного взаимодействия. Продольные токи, с необходимостью возникающие на границах струй и играющие важную роль во всей картине, при моделировании замыкаются на идеально проводящую поверхность, – это граничное условие в модельном боксе, задаваемое на стороне Земли. Роль реальной, конечной ионосферной проводимости авторы считают несущественной, ссылаясь на моделирование в ранней работе [Hesse and Birn, 1991]. Однако в той работе полагается изотермический закон, $T = \text{const}$, во всей

области моделирования, вместо адиабатического закона, принимаемого во всех более поздних работах, с которым как раз и связан эффект ускоренного движения силовых трубок с пониженным значением удельной энтропии, исследованный в этих работах. Это существенное различие может привести к полностью отличным результатам относительно влияния ионосферы.

Другой существенный момент связан с волновой природой МГД-возмущений. Возникшее в ближней хвостовой области возмущение, локализованное по углу местного времени, должно развиваться как продольно-резонансное альвеновское возмущение в полоидальной моде [Leonovich and Mazur, 1993; Леонович и Мазур, 2016]. Этот эффект должен быть виден на относительно коротких, альвеновских временах, $\tau \sim S/V_A$, где S — длина силовой трубки, а V_A — среднее значение альвеновской скорости. Проявлениями этого эффекта, возможно, являются цуги колебаний $Pi2$ (например, [Antonova et al., 2000]). В наблюдениях в геомагнитном хвосте эти колебания, по видимому, также фиксируются, и они воспроизводятся в МГД моделировании, см., например, Figs 6, 7 в работе [Birn et al., 2011], а также комментарии в работе [Gabrielse et al., 2017], с. 5071–5072. В какой степени эти эффекты важны, из МГД-моделирования остается неясным, поскольку в нем всегда имеется искусственное, численное затухание возмущений. Более того, на самом деле в идеальной МГД, с бесконечной проводимостью, поперечные движения в магнитосфере возможны только на указанных альвеновских, коротких временах, и это МГД-волны, а не конвективные движения как трактуются результаты моделирования в работах [Birn and Hesse, 2014] и др. Для конвективных, струйных движений важна конечная ионосферная проводимость — от нее зависит интенсивность поперечных токов в магнитосфере, обусловленных инерционным дрейфом ионов при торможении потоков.

Здесь следует также уточнить, что, как показано в [Leonovich and Kozlov, 2014], указанное продольно-резонансное полоидальное альвеновское возмущение в тонком токовом слое само может развиваться как неустойчивость баллонной моды. При этом альвеновские волны оказываются сцепленными в токовом слое с медленными магнитозвуковыми волнами. Такая неустойчивость может служить дополнительным механизмом возникновения плазменных струй, локализованных по ширине плазменного слоя и наблюдаемых как DFB.

5. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

(1) Механизм возникновения локализованных быстрых плазменных потоков в геомагнитном хвосте, которые были идентифицированы и ис-

следованы в недавних спутниковых экспериментах (bursty bulk flows, BBF; dipolarizing flux bundles, DFB) тесно связан с тонкими токовыми слоями, обнаруженными в тех же экспериментах. Теоретические исследования и численное моделирование, проведенные нами в последние годы, показали, что формирование таких тонких кинетических токовых структур происходит вследствие локальных нарушений продольного равновесия в плазменном слое и приводит к интенсивной трансформации энергии магнитного поля в кинетическую энергию быстрых плазменных потоков.

(2) В локализованных быстрых потоках, испытывающих сильное ускорение (торможение) проявляются значительные отклонения от простого МГД описания, используемого другими авторами при моделировании. Эти отклонения могут быть объяснены в рамках двухжидкостного подхода; они связаны с возникновением локализованных трехмерных токовых систем, в которых существенную роль играет ток инерционного дрейфа ионов.

При дальнейшем уточнении картины эволюции быстрых локализованных потоков будет необходимо учитывать возникающие нелинейные эффекты. В частности, разноскоростные потоки, происходящие из разных зон в геомагнитном хвосте, могут при их движении к Земле взаимодействовать между собой, с образованием пика плотности вместе с пиком магнитного поля. В наблюдениях это может выглядеть как “фронт диполизации” (dipolarization front) [Sergeev et al., 2009]. Другая возможность состоит в формировании нелинейных БМЗ волн с последующим образованием солитонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Домрин В.И., Кропоткин А.П. Динамика срыва равновесия и трансформации электромагнитной энергии в геомагнитном хвосте: теория и моделирование методом частиц. 3. Варианты формирования тонких токовых слоев // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 47. № 5. С. 591–600. 2007.
- Домрин В.И., Малова Х.В., Артемьев А.В., Кропоткин А.П. Особенности формирования тонкого токового слоя в хвосте земной магнитосферы // Космич. исслед. Т. 54. № 6. С. 463–478. 2016.
- Зеленый Л.М., Кропоткин А.П., Домрин В.И., Артемьев А.В., Малова Х.В., Попов В.Ю. Разрывная мода в тонких токовых слоях магнитосферы Земли: сценарий перехода в неустойчивое состояние // Космич. исслед. Т. 47. № 5. С. 388–396. 2009.
- Кропоткин А.П. Магнитосферная суббура: срыв магнитоплазменного равновесия как нелинейная динамическая бифуркация // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 52. № 2. С. 1–7. 2012.
- Кропоткин А.П., Домрин В.И. Динамика геомагнитного хвоста: разные типы равновесий и переходы меж-

- ду ними // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 49. № 2. С. 180–190. 2009.
- Кротопкин А.П., Трубачев О.О., Шиндлер К. Нелинейные механизмы суббульварного взрыва в геомагнитном хвосте // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 3. С. 291–300. 2002а.
- Кротопкин А.П., Трубачев О.О., Шиндлер К. Суббульварное начало: быстрая перестройка геомагнитного хвоста, обусловленная взрывным нарастанием уровня турбулентности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 42. № 3. С. 301–310. 2002б.
- Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Теоретическая физика. Т. 8. § 63. Физматгиз. М. 1982.
- Леонович А.С., Мазур В.А. Линейная теория МГД-колебаний магнитосферы. Физматлит. М. 2016
- Antonova A.E., Gubar' Yu.I., Kropotkin A.P. A Model of spatio-temporal structure of the substorm electromagnetic disturbance and its consequences // Phys. Chem. Earth. V. 25. Part C. № 1–2. P. 43–46. 2000.
- Baumjohann W., Roux A., Le Contel O. et al. Dynamics of thin current sheets: Cluster observations // Ann. Geophys. V. 25. № 6. P. 1365–1389. 2007.
- Birn J., Hesse M. The substorm current wedge in MHD simulations // J. Geophys. Res. V. 118. P. 3364–3376. 2013. doi 10.1002/jgra.50187
- Birn J., Hesse M. The substorm current wedge: Further insights from MHD simulations // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. P. 3503–3513. 2014. doi 10.1002/2014JA019863
- Birn J., Schindler K. Thin current sheets in the magnetotail and the loss of equilibrium // J. Geophys. Res. V. 107. № A7. P. 1117. 2002. doi 10.1029/2001JA000291
- Birn J., Schindler K., Hesse M. Formation of thin current sheets in the magnetotail: Effects of propagating boundary deformations // J. Geophys. Res. V. 108(A9). P. 1337. 2003. doi 10.1029/2002JA009641
- Birn J., Raeder J., Wang Y.L., Wolf R.A., Hesse M. On the propagation of bubbles in the geomagnetic tail // Ann. Geophys. V. 22. P. 1773–1786. 2004.
- Birn J., Hesse M., Schindler K., Zaharia S. Role of entropy in magnetotail dynamics // J. Geophys. Res., V. 114, A00D03. 2009. doi 10.1029/2008JA014015
- Birn J., Nakamura R., Panov E.V., Hesse M. Bursty bulk flows and dipolarization in MHD simulations of magnetotail reconnection // J. Geophys. Res. V. 116. A01210. 2011. doi 10.1029/2010JA016083
- Domrin V.I., Kropotkin A.P. Forced current sheet structure, formation and evolution: application to magnetic reconnection in the magnetosphere // Annales Geophys. V. 22. P. 2547–2553. doi.org/10.5194/angeo-22-2547-2004. 2004.
- Gabrielse C., Angelopoulos V., Harris C., Artemyev A., Kepko L., Runov A. Extensive electron transport and energization via multiple, localized dipolarizing flux bundles, J. Geophys. Res. Space Physics. V. 122. P. 5059–5076. 2017. doi 10.1002/2017JA023981
- Hesse M., Birn J. Magnetosphere-ionosphere coupling during plasmoid evolution: First results // J. Geophys. Res. V. 96. № A7. P. 11513–11522. 1991.
- Kivelson M.G. and Russell C.T. Introduction to Space Physics // Cambridge Univ. Press. 1995.
- Kropotkin A.P. Processes in current sheets responsible for fast energy conversion in the magnetospheric collisionless plasma // <http://arxiv.org/abs/1302.2795>. 2013.
- Kropotkin A.P., Domrin V.I. Theory of a thin one-dimensional current sheet in collisionless space plasma // J. Geophys. Res. V. 101. P. 19893–19902. 1996.
- Kropotkin A.P., Domrin V.I. Kinetic thin current sheets: their formation in relation to magnetotail mesoscale turbulent dynamics // Ann. Geophys. V. 27. № 7. P. 1353–1362. 2009
- Kropotkin A.P., Malova H.V., Sitnov M.I. The self-consistent structure of a thin anisotropic current sheet // J. Geophys. Res. V. 102. P. 22099–22106. 1997.
- Kuznetsova M.M., Hesse M. and Winske D. Collisionless reconnection supported by nongyrotropic pressure effects in hybrid and particle simulations // J. Geophys. Res. V. 106A. P. 3799–3810. 2001.
- Leonovich A.S., Mazur V.A. A theory of transverse small-scale standing Alfvén waves in an axially symmetric magnetosphere // Planet. Space Sci. V. 41. № 9. P. 697–717. 1993.
- Leonovich A.S., Kozlov D. Coupled guided modes in the magnetotails: Spatial structure and ballooning instability // Astrophys. Space Sci. V. 353. P. 9–23. 2014. doi 10.1007/s10509-014-1999-3
- Liu J., Angelopoulos V., Runov A., Zhou X.-Z. On the current sheets surrounding dipolarizing flux bundles in the magnetotail: The case for wedgelets // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 118. P. 2000–2020. 2013. doi 10.1002/jgra.50092
- Liu J., Angelopoulos V., Zhou X.-Z., Runov A. Magnetic flux transport by dipolarizing flux bundles // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 119. P. 909–926. 2014. doi 10.1002/2013JA019395
- Lui A.T.Y. Dipolarization fronts and magnetic flux transport // Geosci. Lett. V. 2. P. 15. 2015. doi 10.1186/s40562-015-0032-1
- Nakamura R., Baumjohann W., Runov A., Asano Y. Thin current sheets in the magnetotail observed by Cluster // Space Sci. Rev. V. 122. № 1–4. P. 29–38. 2006.
- Runov A., Sergeev V.A., Nakamura R. et al. Local structure of the magnetotail current sheet: 2001 Cluster observations // Ann. Geophys. V. 24. P. 247–262. 2006.
- Runov A., Angelopoulos V., Zhou X.-Z., Zhang X.J., Li S., Plaschke F., Bonnell J. A THEMIS multicase study of dipolarization fronts in the magnetotail plasma sheet // J. Geophys. Res. V. 116. A05216. 2011. doi 10.1029/2010JA016316
- Sergeev V.A., Angelopoulos V., Apatenkov S., Bonnell J., Ergun R., Nakamura R., McFadden J.P., Larson D., Runov A. Kinetic structure of the sharp injection/dipolarization front in the flow braking region // Geophys. Res. Lett. V. 36. L21105. 2009. doi 10.1029/2009GL040658
- Sitnov M.I., Zelenyi L.M., Malova H.V., Sharma A.S. Thin current sheet embedded within a thicker plasma sheet: Self-consistent theory // J. Geophys. Res. V. 105. № A6. P. 13029–13043. 2000.
- Wiltberger M., Merkin V., Lyon J.G., Ohtani S. High-resolution global magnetohydrodynamic simulation of bursty bulk flows // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 120. P. 4555–4566. 2015. doi 10.1002/2015JA021080
- Zhou X.-Z., Angelopoulos V., Runov A. et al. Thin current sheet in the substorm late growth phase: Modeling of THEMIS observations // J. Geophys. Res. Space Physics. V. 114. № A03223. 2009. doi 10.1029/2008JA013777