



*РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ПО МЕЖДУНАРОДНЫМ ГЕОФИЗИЧЕСКИМ ПРОЕКТАМ*

М.И. ПУДОВКИН, В.С. СЕМЕНОВ

ТЕОРИЯ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ  
И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА  
С МАГНИТОСФЕРОЙ ЗЕМЛИ

Ответственный редактор  
кандидат физико-математических наук  
Н.А. ЦЫГАНЕНКО



МОСКВА  
"НАУКА"  
1985

Пудовкин М.И., Семенов В.С. Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. М.: Наука, 1985. 128 с.

Одна из центральных проблем физики магнитосферы – проникновение электрического и магнитного полей из солнечного ветра в магнитосферу. В монографии обобщены результаты, полученные в этой области в рамках проекта "Международные исследования магнитосферы". Дан обзор современных моделей пересоединения геомагнитного поля с межпланетным магнитным полем в различных случаях. Построена количественная модель взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем в стационарном случае и качественная – в нестационарном.

Книга предназначена для специалистов в области магнитосферной и солнечно-земной физики.

Ил. 62. Табл. 1. Библиогр. 224 назв.

Рецензенты:

*В.А. Сергеев, О.А. Трошичев*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли приводит к возникновению в ней целого комплекса явлений, которые заметно меняются с изменением параметров солнечного ветра. Наиболее интенсивные и характерные из них — конвекция плазмы, ускорение заряженных частиц и их высыпание в ионосферу, возникновение глобальных токовых систем — связаны с существованием в магнитосфере крупномасштабных электрических полей. Появление этих полей в магнитосфере чаще всего связывают с процессами пересоединения силовых линий магнитного поля и трансформации его энергии в кинетическую энергию образующих плазму частиц в окрестностях нейтральных линий в лобовой части магнитопаузы и хвосте магнитосферы.

Начиная с классической схемы Данжи, модели взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем до настоящего времени остаются качественными, а в некоторых случаях противоречат одна другой. Например, обтекание магнитосферы солнечным ветром, как правило, рассчитывается в газодинамическом приближении в предположении слабого магнитного поля солнечного ветра, а теории пересоединения основаны на противоположном предположении — сильного магнитного поля. К тому же модели пересоединения часто основаны не на соответствующих решениях МГД-уравнений, а на простых геометрических соображениях и представлении о вмороженности магнитных силовых линий в плазму. Это представление о движении магнитных силовых линий часто приводило к путанице, и поэтому основанные на нем модели подверглись справедливой критике [Alfven, 1976, 1977]. Мы также полагаем, что физические модели не могут быть основаны на качественных и во многом спекулятивных представлениях о движении магнитных силовых линий, тем более что в некоторых областях условия вмороженности заведомо нарушаются. Физические модели должны строиться на основе содержательных решений магнитной гидродинамики (или, еще лучше, кинетики). Поэтому мы в первую очередь уделим внимание именно таким решениям, и лишь после того, как решение получено, при его физической интерпретации можно воспользоваться представлением о движении магнитных силовых линий. К сожалению, число таких решений все еще невелико и для построения последовательных моделей недостаточно. Поэтому мы остановимся кратко также и на других возможных методах исследования — численном моделировании и лабораторном эксперименте, в которых в последнее время наметился большой прогресс.

Авторы стремились показать, в какой степени существующие в настоящее время теоретические представления в состоянии объяснить и количественно описать процесс взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем и, в первую очередь, механизм поступления энергии солнечного ветра в магнитосферу Земли. При этом мы намеренно отказались от целого ряда качественных схем и старались опираться только на имеющиеся содержательные решения. На этом пути, как нам кажется, удалось построить еще очень грубую, но непротиворечивую и последовательную модель взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли.

В книге содержится обзор современных экспериментальных данных о структуре магнитосферы, а также об основных моделях открытой магнитосферы.

Приведены решения задач о стационарном и спонтанном пересоединении магнитных силовых линий, которые служат основой для построения модели взаимодействия.

Рассмотрены вопросы о формировании токовых слоев, о развитии разрывной неустойчивости (тиринг-неустойчивости) и об аномальном сопротивлении, а также обсуждаются результаты численного и лабораторного моделирования процесса пересоединения.

Предложена модель стационарного и нестационарного взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой. В Приложение вынесены необходимые для понимания основного текста сведения из магнитной гидродинамики.

Авторы приносят свою глубокую благодарность В.А. Сергееву, С.А. Зайцевой, А.И. Пудовкину, И.В. Кубышкину, М.Ф. Хейну, М.В. Сидневой за обсуждение настоящей работы, а также М.В. Холевой и Л.Л. Немцевой за помощь в оформлении рукописи.

## СТРУКТУРА МАГНИТОСФЕРЫ И ИЗМЕНЕНИЕ ЕЕ СОСТОЯНИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Как известно, магнитосфера — это "область пространства, содержащая плазму и магнитное поле Земли" [Солнечная и солнечно-земная физика, 1980]. Это определение, безусловно правильное, обладает тем недостатком, что является слишком общим и потому неполным. В действительности магнитосфера представляет собой чрезвычайно неоднородное и сложное образование, различные области которого характеризуются огромным разнообразием плазменных и электродинамических параметров, природой и интенсивностью протекающих в них физических процессов. Достаточно детальный и последовательный анализ современных представлений о структуре и физике магнитосферы дан в книге [Сергеев, Цыганенко, 1980]; в связи с этим мы ограничимся лишь кратким изложением соответствующих вопросов.

### 1.1. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Современные представления о строении магнитосферы и об основных структурных образованиях в ней представлены на рис. 1.1 [Roederer, 1981]. Перечислим наиболее существенные из этих образований.

**Магнитопауза** — область резкого изменения направления и интенсивности магнитного поля от значения, характерного для магнитосферы, до значений межпланетного магнитного поля (ММП) в переходной области. Магнитопауза представляет собой токовый слой, толщина которого меняется в среднем от 400 км в области геомагнитного экватора до 1000 км в высоких широтах [Berchem et al., 1981]. Толщина области максимальных градиентов магнитного поля (собственно магнитопаузы) составляет около 100 км [Willis, 1975; Sonnerup et al., 1981], т.е. оказывается порядка ларморовского радиуса энергичных протонов переходной области. Характеристики плазмы в токовом слое на магнитопаузе совпадают в целом с параметрами плазмы в переходной области; в то же время вблизи магнитопаузы часто наблюдаются потоки ускоренной плазмы, движущейся со скоростью, превышающей на несколько сот километров в секунду скорость окружающей плазмы солнечного ветра [Paschmann et al., 1979; Sonnerup, 1981]. Кроме того, вблизи магнитопаузы могут наблюдаться энергичные частицы, по-видимому убегающие из магнитосферы вдоль пересоединившихся силовых линий магнитного поля [Sonnerup et al., 1981].

**Пограничный слой** — слой, примыкающий к магнитопаузе с внутренней ее стороны. Различают низкоширотный пограничный слой, лежащий вблизи экваториальной плоскости, и входной слой — пограничный слой в дневной части магнитосферы, располагающийся на более высоких широтах. Как видно из рис. 1.1, эти области целиком находятся на замкнутых силовых линиях геомагнитного поля, что проявляется в пичч-угловом распределении частиц, характеризующемся двумя симметричными провалами, соответствующими конусу потерь [Palmer, Hones, 1978]. Энергия частиц в пограничном слое близка к энергии частиц в переходной области; в то же время здесь наблюдается заметное вкрапление более энергичных частиц магнитосферного происхождения [Eastman et al., 1976].

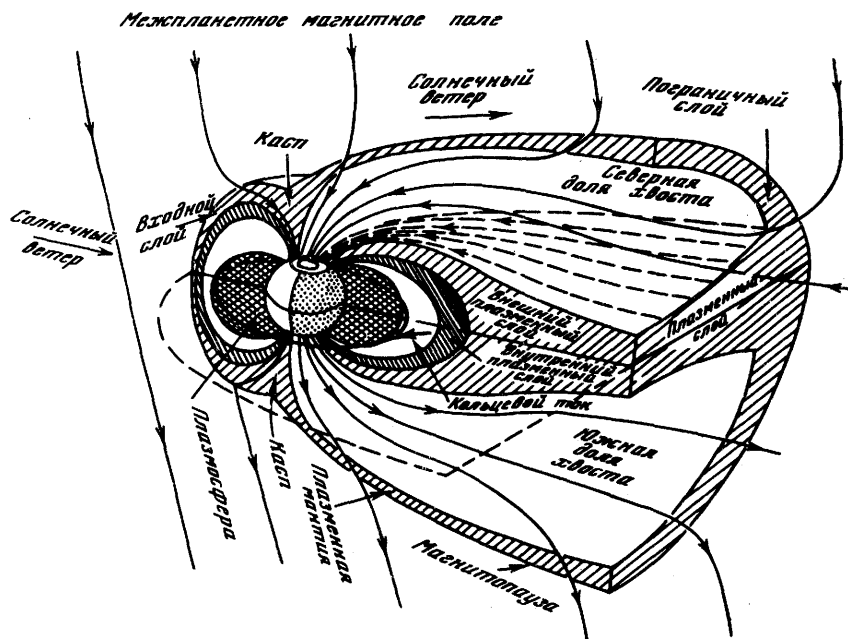


Рис. 1.1. Строение магнитосферы [Roederer, 1981]

Толщина пограничного слоя минимальна в экваториальной области в дневном секторе ( $\delta \approx 0,1R_E$  [Eastman et al., 1976]) и увеличивается по мере удаления в хвост магнитосферы и в особенности в высокие широты (где пограничный слой переходит во входной слой).

Характерной чертой пограничного слоя является движение образующей его плазмы в антисолнечном направлении.

Плазменная мантия — область относительно холодной плазмы ( $T_p \approx 0,1 \div 0,3$  кэВ вблизи каспа и убывает по мере удаления в хвост), движущейся в антисолнечном направлении. Толщина плазменной мантии существенно зависит от ориентации ММП, резко увеличиваясь (до нескольких  $R_E$ ) в периоды южного направления ММП [Sckorke et al., 1976]. Питч-угловое распределение частиц в плазменной мантии свидетельствует о том, что последняя находится на разомкнутых силовых линиях геомагнитного поля [Palmer, Hones, 1978].

Плазменный слой — область относительно горячей ( $T_p \approx 1 \div 5$  кэВ;  $T_e \approx 0,2 \div 1$  кэВ) и достаточно плотной ( $n \approx 0,1 \div 1$  см<sup>-3</sup>) плазмы, на ночной стороне простирающейся в хвост магнитосферы на многие десятки и, может быть, сотни  $R_E$ , разделяющая хвост на северную и южную доли и огибающая Землю с дневной стороны. Параметры слоя — его толщина, энергия и концентрация образующих его частиц — заметно меняются с расстоянием, увеличиваясь по мере приближения к Земле и при движении от периферии к центру слоя. Это обстоятельство позволяет выделить в плазменном слое две области [Пудовкин и др., 1975; Winningham et al., 1975]; внешний плазменный слой, или область относительно более холодной и разреженной плазмы, и внутренний плазменный слой, или область ускоренной авроральной радиации [Физические основы..., 1977], заполненный более горячей и плотной плазмой. Переход от первой области ко второй происходит плавно, и граница между ними достаточно условна. Тем не менее выделение внутренней области плазменного слоя в качестве относительно самостоятельного структурного образования представляется целесообразным, поскольку именно здесь сосредоточены основные источники магнитосфер-

ных возмущений, основные области ускорения частиц и генерации ОНЧ-излучений. Кроме того, сам характер физических процессов, развивающихся в этой области, обусловленный сложным движением энергичных частиц в резко неоднородном и нестационарном электромагнитном поле, их высыпанием в ионосферу и влиянием последней на состояние магнитосферы, требует особых методов их описания.

Питч-угловое распределение частиц в плазменном слое, симметричное относительно плоскости  $\theta = \pi/2$ , свидетельствует о том, что образующая его плазма находится на замкнутых силовых линиях геомагнитного поля.

Характеристики плазменного слоя зависят как от параметров солнечного ветра, так и от уровня геомагнитной активности и фазы суббури. В частности, давление плазмы в слое на больших расстояниях от Земли (главным образом концентрация частиц) пропорционально динамическому давлению солнечного ветра:  $p_p \approx 0,5 (m_p n v^2)_{c.v.}$ ;  $p_e \approx 0,1 (m_p n v^2)_{c.v.}$ .

С ростом магнитной активности энергия частиц в плазменном слое возрастает, в то время как их концентрация убывает во внешних областях слоя и возрастает во внутренних [Hones, 1968; Hones et al., 1971].

Доли хвоста — гигантские силовые трубки магнитного поля, выходящие из полярных шапок Земли. Концентрация частиц в них чрезвычайно мала ( $n \approx 10^{-2} \div 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ ), равно как и их энергия (10–100 эВ) [Akasofu, 1977].

Плазмосфера — область, заполненная относительно плотной ( $n \approx 10^2 \div 10^3 \text{ см}^{-3}$ ) холодной ( $T \approx 1 \text{ эВ}$ ) плазмой ионосферного происхождения, вращающейся вместе с Землей; лишь вблизи границы области (плазмопаузы) температура плазмы возрастает до 10 эВ [Грингауз, Безруких, 1977].

Перечисленные структурные образования в магнитосфере находят отражение в структуре областей высыпания авроральных частиц в ионосферу Земли. Область высыпания частиц в ночном секторе может быть разделена на две зоны, в которых характеристики частиц заметно различаются: высокоширотная зона вторжения мягких частиц и смещенная к экватору относительно первой зона вторжения жестких частиц [Eather, Mende, 1972]. Локализация рассматриваемых зон по широте, равно как и энергетические характеристики высыпающихся в них частиц, позволяет связать первую из них с внешним, а вторую — с внутренним плазменным слоем.

Потоки высыпающихся в этих зонах частиц отличаются не только по своему спектральному составу, но и по морфологическим признакам: в первой области вторжения могут носить дискретный характер (область дискретных сияний), в то время как во второй они чаще всего имеют форму диффузных неструктурированных высыпаний (область мантийных или диффузных сияний) [Lui, Anger, 1975; Сергеев, Цыганенко, 1980]. Вместе с тем, как отмечает С.-И. Акасофу [Akasofu, 1975], диффузные сияния являются таковыми лишь в вечернем секторе диффузной зоны, тогда как в послеполуночные часы в этой зоне наблюдаются и дискретные структуры: пятна, полосы и дуги.

Кроме того, характеристики потоков в диффузной зоне зависят также и от местного времени: в вечернем секторе зоны могут наблюдаться интенсивные водородные сияния, тогда как в ночные и утренние часы свечение связано исключительно с высыпанием электронов, энергия которых возрастает от вечерних к утренним часам [Исаев, 1980].

Зона высыпания мягких частиц включает в себя большую часть сияний полярной шапки и часть зоны визуально наблюдаемых дискретных сияний (овал полярных сияний). Физический смысл аврорального овала в настоящее время неясен: в слабо возмущенных условиях в плазменном слое на  $L$ -оболочках, соответствующих овалу, не наблюдается особенностей ни в магнитном поле, ни в параметрах плазмы. Может быть, "спокойный" овал соответствует области продольных токов, формирующихся в процессе конвекции магнитосферной плазмы.

Области вторжения относительно более жестких и мягких частиц могут быть выделены также и в дневном секторе полярной шапки. Энергетические спектры вторгающихся частиц в дневной зоне жестких высыпаний близки к таковым в ночной жесткой

зоне и соответствуют, по-видимому, высыпаниям из плазменного слоя. Энергия частиц в мягкой зоне близка к энергии частиц в переходной области, что позволяет отождествить эту зону с высыпаниями из входного слоя и плазменной мантии. Граница между высыпаниями из этих двух областей может быть определена по характерному изменению пич-углового распределения частиц: значительная часть зоны вторжения мягких частиц находится на замкнутых силовых линиях магнитного поля, что соответствует высыпанию из входного слоя [McDiarmid et al., 1976, 1979].

## 1.2. ПРОДОЛЬНЫЕ И ИОНОСФЕРНЫЕ ТОКИ В ПОЛЯРНЫХ ШАПКАХ ЗЕМЛИ

Помимо потоков энергичных частиц, связь между магнитосферой и ионосферой Земли осуществляют также продольные (текущие вдоль силовых линий магнитного поля) токи, распределение которых в полярных шапках показано на рис. 1.2. Как видно из рисунка, продольные токи наблюдаются над полярной ионосферой в трех областях:

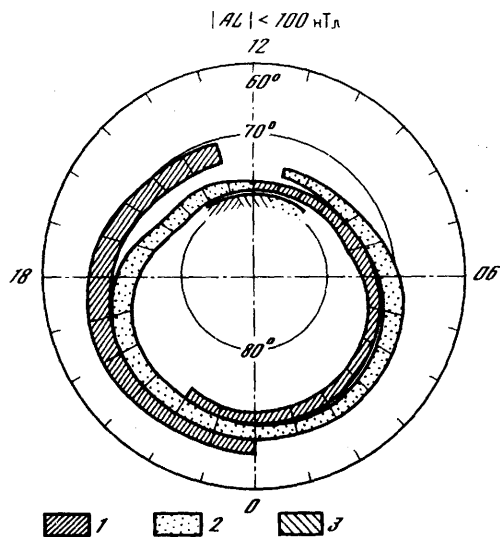
1) высокоширотная зона, локализованная приблизительно вдоль полярной кромки аврорального овала; токи в этой области втекают в ионосферу утром (0–12 ч) и вытекают вечером (12–24 ч). Однако распределение токов вдоль этой зоны весьма неравномерное: интенсивность последних достигает максимума в среднем в 8 и 16 ч MLT [Iijima, Potemra, 1976], а в спокойных условиях – соответственно в 10 и 14 ч [Potemra, 1982]. Уровень магнитной активности влияет не только на локализацию, но и на плотность токов в этой зоне, увеличивающаяся в среднем от  $0,5 \cdot 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup> в спокойных условиях до  $2 \cdot 10^{-10}$  А/см<sup>2</sup> во время возмущений;

2) низкоширотная зона, соответствующая экваториальной границе зоны полярных сияний; здесь продольные токи втекают в ионосферу в предполуденные часы и вытекают из нее в послеполуденные. Интенсивность втекающих токов максимальна в 22 ч, а вытекающих – в 2–3 ч MLT. В ночном секторе зона 2 вплотную примыкает к зоне 1, а в дневные часы смещается от нее в более низкие широты. С ростом магнитной активности плотность токов в зоне 2 возрастает от  $10^{-11}$  А/см<sup>2</sup> в спокойных условиях до  $10^{-10}$  А/см<sup>2</sup> во время магнитных возмущений;

3) приполюсная зона; в этой области токи втекают в ионосферу в послеполуденные часы и вытекают из нее в предполуденные. Интенсивность этих токов слабо связана с уровнем геомагнитной активности; предполагается, что она возрастает с ростом северной компоненты ММП [Troshichev, 1982].

Проектируя область существования продольных токов вдоль силовых линий геомагнитного поля на экваториальную плоскость магнитосферы, можно видеть, что токи зон 1 и 3 в дневном секторе магнитосферы генерируются вблизи магнитопаузы, по-видимому, в ходе процесса взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой. В то же время источники

Рис. 1.2. Распределение продольных токов по данным спутника TRIAD [Iijima, Potemra, 1978]  
1 – токи, втекающие в ионосферу; 2 – токи, вытекающие из ионосферы; 3 – область, в которой наблюдаются токи обоих направлений





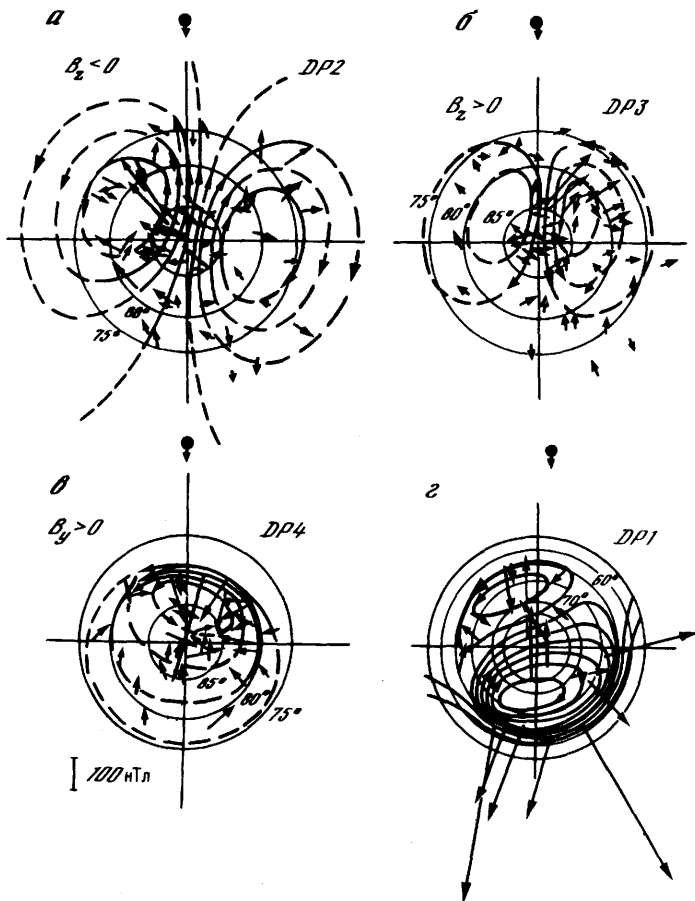


Рис. 1.3. Эквивалентные токовые системы магнитных возмущений в полярных шапках  
 а – DP2-возмущения ( $B_z < 0$ ); б – DP3-возмущения ( $B_z > 0$ ); в – DP4-возмущения ( $B_y > 0$ );  
 г – DP1-возмущения (типичная суббуря 0 2.04.67 г. 11 ч. 50 мин)

токов зоны 2 локализованы во внутренней магнитосфере и связаны, скорее всего, с процессами конвекции и поляризации магнитосферной плазмы [Vasyliunas, 1970; Wolf, 1975; Ляцкий, 1978].

Замыкаясь через полярную ионосферу, продольные токи образуют в ней крупномасштабные токовые системы, в эквивалентной форме представленные на рис. 1.3.

Токовая система DP2 (рис. 1.3, а) состоит из двух вихрей с фокусами на широте примерно  $75-80^\circ$  в 6 и 16 ч MLT; непосредственно в полярной шапке токи текут преимущественно в направлении ночь–день. Согласно [Nishida, 1968], DP2-возмущения связаны с ММП южного направления и их интенсивность растет с ростом интенсивности последнего. Предполагается, что возмущения этого типа вызываются продольными токами зоны 1 (см. рис. 1.2).

Токовая система DP3 (рис. 1.3, б) также состоит из двух вихрей в полярной шапке, но направление токов в этих вихрях противоположно направлению DP2 вихрей: через полюс токи текут приблизительно в направлении день–ночь; фокусы токовых вихрей локализованы на широте примерно  $80^\circ$  в 10 и 14 ч MLT.

Согласно [Iwasaki, 1971], эта система существует в магнитно-спокойных условиях и ее интенсивность увеличивается с ростом  $B_z$  ММП северного направления. По-видимому, токовая система DP3 в ионосфере связана с продольными токами зоны 3.

Токовая система  $DP_4$  (рис. 1.3, в), ответственная за геомагнитный эффект Свальгарда–Мансурова [Мансуров, 1969; Svalgaard, 1968], характеризуется одним вихрем в каждом полушарии; при этом знак вихрей в разных полушариях также оказывается разным. В отличие от  $DP_2$ - и  $DP_3$ -систем  $DP_4$ -токи текут в шапке в направлении не вдоль линии Земля–Солнце (т.е. полночь–полдень или наоборот), а перпендикулярно ей, т.е. в направлении утро–вечер (или наоборот), причем знак их зависит от знака  $B_y$  ММП. Предполагают, что эти возмущения вызваны комбинацией токов зон 1 и 3 [Трошичев, Гизлер, 1980].

Токовая система  $DP_1$  в отличие от трех перечисленных выше систем, наблюдающихся преимущественно в спокойных условиях, связана с развитием магнитосферной суббури и соответственно с процессами, развивающимися внутри магнитосферы. Наиболее характерной особенностью этой системы являются струйные токи (электроджеты) в зоне полярных сияний, питаемые продольными токами зон 1 и 2, а также дополнительными продольными токами, возникающими во время активной фазы суббури.

Указанная связь параметров электрических токов (и полей) в высокоширотной ионосфере с магнитным полем солнечного ветра находит свое естественное объяснение в рамках "открытой" модели магнитосферы, основанной на представлениях о пересоединении силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра [Dungey, 1961]. Рассмотрим эту модель подробнее.

### 1.3. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ НА МАГНИТОПАУЗЕ И В ПОЛЯРНЫХ ШАПКАХ ЗЕМЛИ В ОТКРЫТОЙ МОДЕЛИ МАГНИТОСФЕРЫ

Топология магнитного поля в околоземном пространстве и области существования электрического поля в полярной ионосфере в случае открытой магнитосферы и ММП произвольного направления были рассмотрены в простейшей модели диполя (с полем  $B_d$ ), помещенного в однородное внешнее магнитное поле  $B_s$ , в работах, [Nishida, 1971; Stern, 1973]. Согласно выполненным в этих работах расчетам конфигурация силовых линий магнитного поля, полученная путем простого сложения полей  $B_d$  и  $B_s$ , в случае чисто азимутального направления ММП имеет вид, представленный на рис. 1.4. Из рисунка видно, что, как и в случае широко известной модели Данжи, детально разработанной для ММП чисто южного направления, все околоземное пространство может быть разделено на четыре области.

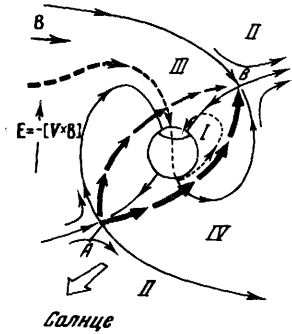
I – область замкнутых силовых линий магнитного поля, обоими своими концами опирающихся на Землю. Эта область является замкнутой и ограничена некоторой квазитороидальной поверхностью  $\sigma$ , пересекающейся с поверхностью Земли вдоль границ полярных шапок. На этой поверхности имеются в общем случае две нейтральные точки (точки  $A$  и  $B$  на рис. 1.4), где  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_d + \mathbf{B}_s = 0$ .

II – область силовых линий солнечного ветра, не пересоединяющихся с геомагнитным полем.

III и IV – северная и южная области пересоединившихся силовых линий магнитного поля, одним своим концом опирающихся на Землю, а другим погруженных в солнечный ветер.

Области III и IV целиком охватывают область I, соприкасаясь с ней вдоль поверхности  $\sigma$ . Границей между областями III–IV и II являются цилиндрические поверхности  $\Sigma$  гигантских силовых трубок магнитного поля, выходящих из полярных шапок Земли. Поверхности  $\sigma$  и  $\Sigma$  касаются друг друга вдоль некоторой замкнутой линии (сепаратрисы), проходящей через нейтральные точки (на рис. 1.4 – жирная штриховая линия). В отличие от модели Данжи в рассматриваемом случае азимутального магнитного поля в солнечном ветре эта линия не является нейтральной, т.е. магнитное поле на ней всюду (за исключением двух упомянутых выше точек  $A$  и  $B$ ) не равно нулю и направлено вдоль нее, и, следовательно, сепаратриса является силовой линией магнитного поля.

Рис. 1.4. Конфигурация силовых линий магнитного поля в плоскости  $YZ$  в открытой модели магнитосферы [Stern, 1973] в случае чисто азимутального ММП



Аналитическое выражение, определяющее значение угла  $\varphi$  между направлением сепаратрисы в подсолнечной точке и осью  $Z$  солнечно-магнитосферной системы координат, получено в рамках рассматриваемой модели в работе [Yeh, 1976]:

$$\operatorname{tg} \varphi = (-3 \pm \sqrt{8 \operatorname{tg}^2 \theta + 9}) / 2 \operatorname{tg} \theta, \quad (1.1)$$

где  $\theta$  — угол между вектором  $B$  и осью  $Z$ ; знак "плюс" при  $0 \leq \theta \leq \pi/2$ , знак "минус" при  $\pi/2 < \theta < \pi$ .

Если считать силовые линии магнитного поля эквипотенциальными, то электрическое поле, существующее в солнечном ветре в неподвижной относительно Земли системе отсчета, поступает в полярные шапки и, как видно из рис. 1.4, направлено в рассматриваемом случае от утренней стороны Земли к вечерней. Нетрудно видеть, что указанное направление поля  $E$  сохраняется при любой ориентации ММП (кроме чисто северного, когда электрическое поле в полярных шапках исчезает).

Распределение потенциала электрического поля в северной полярной шапке в рамках рассматриваемой модели при различной ориентации ММП представлено на рис. 1.5. В случае чисто азимутального поля  $B_y = 3$  нТл (рис. 1.5, а) поле  $E$  в центральной части шапки направлено от утренней стороны Земли к вечерней (независимо от знака  $B_y$ ), что соответствует полю  $DP2$ -вариаций. Кроме того, в дневной части шапки существует составляющая поля  $E$  вдоль линии Земля—Солнце, направленная в рассматриваемом случае ( $B_z > 0$ ) в антисолнечном направлении. Знак этой компоненты поля оказывается противоположным в разных полушариях Земли и меняется с изменением знака  $B_z$ . Можно полагать, что это поле определяет токовую систему  $DP4$  (эффект Свальгарда—Мансурова). При этом интенсивность электрического поля заметно ослаблена в вечернем секторе шапки, что согласуется с результатами непосредственных измерений поля  $E$  [Нерпнер, 1972].

Появление  $X$ -компоненты в межпланетном магнитном поле приводит к повороту вектора  $E$  в полярной шапке по часовой стрелке (рис. 1.5, б). Добавление  $Z$ -компоненты к межпланетному магнитному полю приводит к изменению размеров полярной шапки: при  $B_z < 0$  (рис. 1.5, в) радиус шапки увеличивается, при  $B_z > 0$  (рис. 1.5, г) — уменьшается. При этом разность потенциалов через шапку ( $\Delta\Phi$ ) также увеличивается с ростом  $B_z$  южного направления.

Принятие более реалистической модели геомагнитного поля с учетом поля  $DCF$ -токов [Stern, 1973; Akasofu et al., 1981] практически не меняет указанных результатов.

Таким образом, модель Стерна естественно объясняет, по крайней мере качественно, наблюдаемые особенности поведения электрических полей в полярных шапках Земли. Однако с количественной стороны она оказывается не вполне удовлетворительной. В самом деле, как видно из рис. 1.5, в отличие от величины  $\Delta\Phi$ , отчетливо зависящей от знака  $B_z$  ММП, интенсивность электрического поля в шапке от знака  $B_z$  не зависит, что явно противоречит экспериментальным данным. Абсолютная величина расчетной разности потенциалов ( $\Delta\Phi \approx 600$  кВ) оказывается явно завышенной по сравнению с ее реальным значением ( $\Delta\Phi \approx 100$  кВ). Такое несоответствие результатов расчета экспериментальным данным автор объясняет (по-видимому, вполне справедливо) тем, что рассматриваемая им упрощенная модель не учитывает того существенного факта, что скорость солнечного ветра вблизи магнитопаузы и магнитное поле в переходной области существенно отличаются от таковых в невозмущенном солнечном ветре. При этом автор указывает на необходимость учета процессов пересоединения силовых линий магнитного поля на магнитопаузе, способных существенно изменить

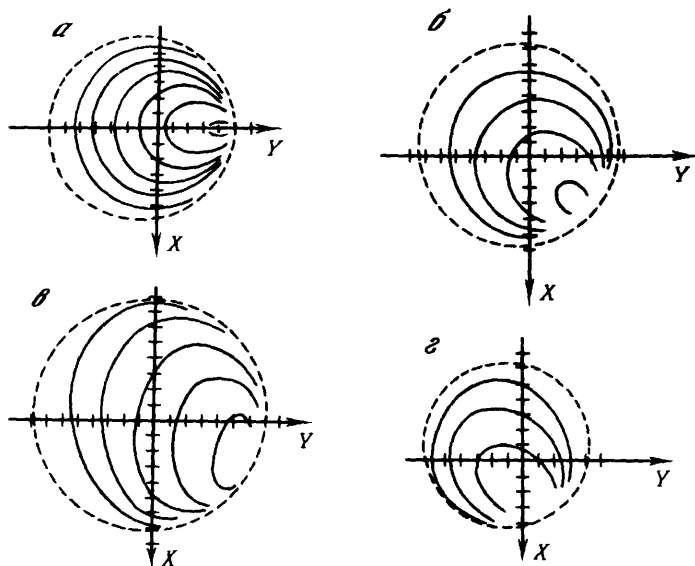


Рис. 1.5. Распределение электрического потенциала в северной полярной шапке при различной ориентации ММП [Stern, 1973]  
 $a - B_x = 0, B_y = 3 \text{ нТл}, B_z = 0; б - B_x = -3 \text{ нТл}, B_y = 3 \text{ нТл}, B_z = 0; в - B_x = 3 \text{ нТл}, B_y = 3 \text{ нТл}, B_z = -3 \text{ нТл}; г - B_x = -3 \text{ нТл}, B_y = 3 \text{ нТл}, B_z = 3 \text{ нТл}$

топологию течения плазмы и нарушить условия вмороженности магнитного поля в окрестностях магнитопаузы.

Попытка учесть указанные явления при исследовании механизма генерации электрических полей в магнитосфере была предпринята в рамках плоской модели в работе [Gonzalez, Mozer, 1974]. Исходными предположениями в этой модели являются следующие.

1. На магнитопаузе, которая считается плоской, имеет место пересоединение силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра. Пересоединение происходит вдоль некоторой линии (линия пересоединения), направление которой определяется взаимной ориентацией и интенсивностью пересоединяющихся полей. При этом в отличие от модели Стерна, где соотношение между интенсивностью полей на поверхности  $\sigma$  не зависит от модуля внешнего поля, в двумерном случае эти поля оказываются независимыми друг от друга и их отношение является свободным параметром задачи.

2. Течение плазмы в окрестностях магнитопаузы происходит в направлении, перпендикулярном линии пересоединения.

3. Линия пересоединения параллельна токам в слое, разделяющем пересоединяющиеся поля (это требование эквивалентно предыдущему).

Последнее утверждение можно пояснить следующим образом. Условие, что плазма растекается перпендикулярно линии пересоединения, означает, что сила Ампера, действующая на плазму в окрестностях этой линии, не имеет составляющей вдоль нее, т.е.  $j_x B_z = 0$ . Здесь ось  $Z$  направлена по нормали к магнитопаузе,  $X$  — по касательной к магнитопаузе перпендикулярно линии пересоединения. Отсюда непосредственно следует, что в условиях пересоединения (когда  $B_z \neq 0$ )  $j_x = 0$ , т.е. токи, перпендикулярные линии пересоединения, действительно равны нулю. При этом составляющая магнитного поля, параллельная линии пересоединения, оказывается непрерывной при переходе через магнитопаузу ( $\Delta B_y = \frac{4\pi}{c} j_x = 0$ ). Таким образом, линия пересоеди-

нения, на которой  $B_z = B_x = 0$  и отлична от нуля лишь  $B_y$ , является силовой линией магнитного поля, т.е. с физической точки зрения аналогична сепаратрисе в рассмотренной выше модели Стерна. Это обстоятельство, по-видимому, обеспечивает взаимную преемственность обеих моделей.

Из условия непрерывности величины  $B_y$  при переходе через магнитопаузу легко получить выражение, определяющее направление линии пересоединения.

Пусть векторы  $\mathbf{B}_E$  и  $\mathbf{B}_S$  лежат в плоскости  $XY$ , касательной к магнитопаузе, и угол между ними равен  $\theta$  (рис. 1.6). Соединим их концы прямой линией и проведем ось  $Y$  перпендикулярно этой линии. Очевидно, что проекция векторов  $\mathbf{B}_E$  и  $\mathbf{B}_S$  на ось  $Y$  равны друг другу, т.е. ось  $Y$  представляет собой искомую линию пересоединения.

Из элементарных тригонометрических соображений следует, что

$$\begin{aligned} \sin \varphi &= \frac{B_E - B_S \cos \theta}{(B_E^2 + B_S^2 - 2B_E B_S \cos \theta)^{1/2}}, \\ \sin(\theta - \varphi) &= \frac{B_S - B_E \cos \theta}{(B_E^2 + B_S^2 - 2B_E B_S \cos \theta)^{1/2}}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Нетрудно показать, что при  $|B_S|$ , не слишком отличающемся от  $|B_E|$ , значения угла  $\varphi$ , рассчитанные по формулам (1.1) и (1.2), в целом близки друг к другу; в частности, при  $B_S \approx B_E$  угол  $\varphi \approx \theta/2$ .

Из исходного положения 2 этой модели (или эквивалентного ему условия 3) вытекает еще одно весьма существенное следствие, а именно: при любом соотношении модулей полей  $\mathbf{B}_E$  и  $\mathbf{B}_S$  существует такой критический угол  $\theta_{кр}$ , при котором нормальная к линии пересоединения компонента вектора  $\mathbf{B}_E$  исчезает (рис. 1.6) и при  $\theta < \theta_{кр}$  проекции векторов  $\mathbf{B}_E$  и  $\mathbf{B}_S$  на ось  $X$  имеют одинаковый знак. При этом, как полагают авторы [Gonzalez, Mozer, 1974], пересоединение становится невозможным. Нетрудно видеть, что

$$|\theta_{кр}| = \arccos(B_S/B_E). \quad (1.3)$$

Причины, в результате которых пересоединение силовых линий в случае  $\theta < \theta_{кр}$  становится невозможным, в работе не обсуждаются; мы рассмотрим их позднее (см. гл. 4), предварительно ознакомившись с существующими представлениями о протекании самого процесса пересоединения.

Взаимная ориентация векторов пересоединяющихся магнитных полей и линии пересоединения на магнитопаузе в модели Гонсалеса и Мозера представлена на рис. 1.6. В результате предполагаемого моделью растекания плазмы перпендикулярно линии пересоединения компонента поля  $E$ , перпендикулярная этой линии, исчезает и электрическое поле вблизи магнитопаузы ( $E_I$ ) параллельно линии пересоединения; при этом

$$E_I = \begin{cases} \frac{1}{c} v_{с.в} B_S \sin(\theta - \varphi) & \text{при } |\theta| > |\theta_{кр}|, \\ 0 & \text{при } |\theta| \leq |\theta_{кр}| \end{cases} \quad (1.4a)$$

и соответственно разность потенциалов на магнитопаузе

$$\Delta \Phi_I = E_I L = \begin{cases} \frac{L}{c} v_{с.в} B_S \sin(\theta - \varphi) & \text{при } |\theta| > |\theta_{кр}|, \\ 0 & \text{при } |\theta| \leq |\theta_{кр}|, \end{cases} \quad (1.4b)$$

где  $L$  — длина линии пересоединения;  $v_{с.в}$  — скорость солнечного ветра;  $B_S$  — однородное внешнее магнитное поле;  $c$  — скорость света.

Результаты, весьма близкие к представленным выше, получены также в работах [Sonnerup, 1974; Hill, 1975].

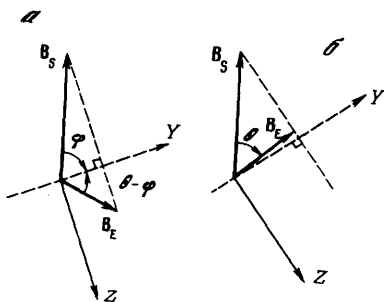


Рис. 1.6. Взаимная ориентация векторов магнитного поля и линии пересоединения в плоской модели [Gonzalez, Mozer, 1974]

$a - |\theta| > |\theta_{кр}|$ ;  $б - |\theta| < |\theta_{кр}|$

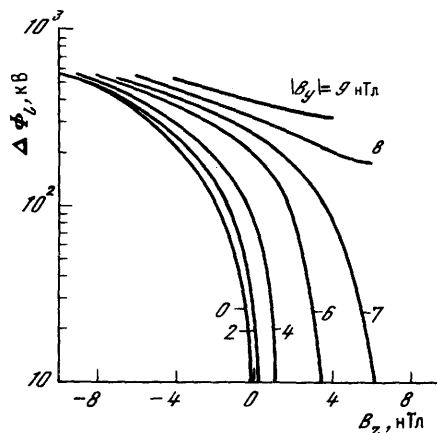


Рис. 1.7. Разность потенциалов в полярной шапке  $\Delta\Phi_I$  при различных значениях  $|B_y|$  и  $B_z$  при  $v = 300$  км/с [Gonzalez, Mozer, 1974]

В дальнейших расчетах предполагается, что течение плазмы в переходной области не возмущено наличием магнитосферы; при этом  $v_{с.в} B_s = v_{\infty} B_{\infty}$  (индекс  $\infty$  относится к параметрам невозмущенного солнечного ветра перед фронтом отошедшей ударной волны). Магнитное поле солнечного ветра предполагается перпендикулярным вектору скорости последнего. Тогда, полагая длину линии пересоединения равной  $L = \pi R_m$ , где  $R_m$  — радиус магнитопаузы, находим

$$\Delta\Phi_I = \begin{cases} \frac{\pi}{c} R_m v_{\infty} B_{\infty} \sin(\theta - \varphi) & \text{при } |\theta| > |\theta_{кр}|; \\ 0 & \text{при } |\theta| \leq |\theta_{кр}|, \end{cases} \quad (1.5)$$

$\varphi$  определяется формулой (1.2). Магнитное поле в переходной области (в соответствии с экспериментальными данными) принималось равным  $B_s = 5 B_{\infty}$ , а  $B_E$  в магнитосфере предполагалось независимым от параметров солнечного ветра и равным 70 нТл.

Результаты расчетов величины  $\Delta\Phi_I$  по формуле (1.5) при различных значениях  $|B_y|$  и  $B_z$  ММП и  $v = 300$  км/с представлены на рис. 1,7, из которого видно, что, как и в модели Стерна, в модели Гонсалеса и Мозера разность потенциалов электрического поля на магнитопаузе зависит от  $B_z$  и  $|B_y|$  ММП, уменьшаясь с поворотом вектора ММП от южного направления к северному. При этом в случае  $B_z = 0$  разность потенциалов может достигать при обычных значениях  $|B_y| = 5$  нТл значения  $\Delta\Phi_I = 150$  кВ.

Полученное Гонсалесом и Мозером изменение величины  $\Delta\Phi_I$  при изменении ориентации вектора ММП в целом согласуется с экспериментальными данными. Однако абсолютная величина  $\Delta\Phi_I$ , достигающая 300 кВ при достаточно умеренных значениях  $B_z$  и  $B_y$ , оказывается значительно завышенной (как и в модели Стерна). Особенно отчетливо это видно на рис. 1.8, где представлены вариации электрического поля (компонента утро—вечер) в ионосфере, измеренного на баллонах в обсерваториях Туле и Резольют-Бей, и вариации модельного поля  $E_y$ , рассчитанного по формуле (1.5) в предположении, что поле в полярной шапке однородно и диаметр последней равен 3000 км. При общем подобии расчетной и экспериментальной кривых теоретические значения  $E_y$  оказываются в среднем в 3 раза больше измеренных. По мнению авторов работы [Gonzalez, Mozer, 1974], наблюдаемое расхождение модели с экспери-

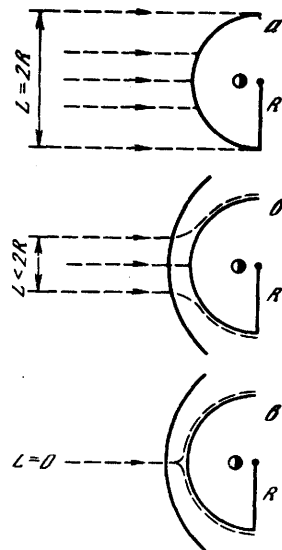
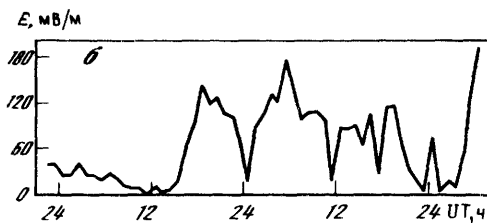
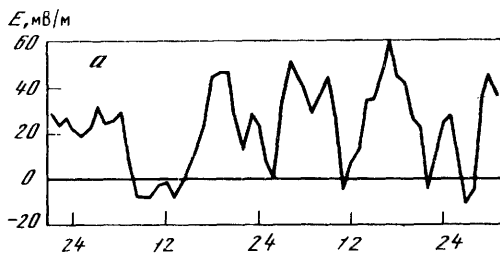


Рис. 18. Вариации электрического поля (компонента утро–вечер) в полярной шапке 04.–05.09.71 г. [Gonzalez, Mozer, 1974]

*a* – экспериментальные данные, полученные на обсерваториях Туле и Резольют-Бей; *б* – результаты расчетов

Рис. 19. Влияние особенностей течения плазмы солнечного ветра на длину линии пересоединения и разность потенциалов на магнитопаузе [Gonzalez, Mozer, 1974]

*a* –  $L = 2R$ ; *б* –  $L < 2R$ ; *в* –  $L = 0$

ментом объясняется, скорее всего, не совсем верным выбором параметров течения плазмы в переходной области.

В более поздних работах [Kan, Lee, 1979; Gonzalez W.D., Gonzalez A.L.C., 1981] обратили внимание на то, что утренне-вечерняя компонента электрического поля на магнитопаузе  $E_D$  определяется не всем полем  $E_I$ , направленным, как мы знаем, вдоль линии пересоединения, но его проекцией на экваториальную плоскость, т.е.

$$E_D = E_I \cos(90^\circ - \varphi) = \begin{cases} \frac{1}{c} v_\infty B_\infty \sin(\theta - \varphi) \sin \varphi & \text{при } |\theta| > |\theta_{кр}|, \\ 0 & \text{при } |\theta| \leq |\theta_{кр}|, \end{cases} \quad (1.6)$$

где при этом среднее значение поля  $E_D$  на магнитопаузе оказывается около 2 мВ/м, что вполне согласуется с наблюдениями [Paschmann et al., 1979; Sonnerup et al., 1981]. Разность потенциалов на магнитопаузе при  $L = \pi R_m$  составляет примерно 360 кВ, что существенно больше реального значения  $\Delta\Phi_D$ . Причины этого расхождения состоят, как и ранее, главным образом в неучете гидродинамических аспектов обтекания магнитосферы солнечным ветром.

Влияние особенностей течения плазмы на длину линии пересоединения, интенсивность электрического поля и разность потенциалов на магнитопаузе иллюстрирует рис. 1.9 из работы [Gonzalez, Mozer, 1974], из которого видно, что величина  $\Delta\Phi$  может меняться при прочих равных условиях от  $\Delta\Phi = 2R_m E_\infty$  в случае, когда потоковые линии представляют собой пучок параллельных друг другу прямых (рис. 1.9, *a*), до нуля, когда обтекание магнитосферы солнечным ветром происходит классическим образом, с образованием изолированной застойной точки на магнитопаузе (рис. 1.9, *в*). Реальная

ширина "окна" на магнитопаузе, как видно из рис. 1.8 и аналогичных расчетов, выполненных в работах [Morfil, Sholer, 1972; Siscoe, Crooker, 1974; Stern, 1975], составляет в среднем (5–10)  $R_E$ , т.е. течение плазмы в переходной области имеет вид, аналогичный представленному на рис. 1.9, б.

Почему это "окно" оказывается именно таким, какое оно есть, и как меняется его ширина с изменением параметров солнечного ветра, рассмотренные выше "вакуумные" модели магнитосферы объяснить не могут. Чтобы это сделать, необходимо решить проблему обтекания магнитосферы солнечным ветром при наличии в замороженном в него магнитного поля. При этом топология течения и значения скорости солнечного ветра и магнитного поля в окрестностях магнитопаузы, представляющие собой граничные условия для проблемы обтекания, определяются возможностью и особенностями развития процессов пересоединения силовых линий магнитного поля Земли и солнечного ветра. В то же время скорость пересоединения силовых линий магнитного поля, параметры плазмы, электрического и магнитного полей в области пересоединения, в свою очередь, определяются соответствующими характеристиками солнечного ветра в переходной области между фронтом отошедшей ударной волны и магнитопаузой. Таким образом, проблема взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой Земли может быть решена только в результате согласованного рассмотрения течения плазмы (с замороженным в нее магнитным полем) в окрестностях магнитопаузы и процесса пересоединения силовых линий магнитного поля на магнитопаузе.

Современные теоретические представления и экспериментальные данные относительно условий развития и особенностей протекания процессов пересоединения излагаются в следующих главах.

## Глава 2

### ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ МАГНИТНЫХ СИЛОВЫХ ЛИНИЙ

#### 2.1. КАЧЕСТВЕННОЕ РАССМОТРЕНИЕ ПРОЦЕССА ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ

Процесс пересоединения магнитных силовых линий ответствен за быструю перестройку структуры магнитного поля и преобразование энергии магнитного поля в кинетическую и внутреннюю энергию плазмы. Как сейчас полагают (см. гл. 3), магнитная энергия сначала накапливается в окрестности токового слоя (рис. 2.1, а), затем токовый слой быстро разрушается (хотя бы частично). Имеются две возможности объяснения этого разрушения: омическая диссипация магнитного поля, которая по традиции называется аннигиляцией магнитных силовых линий, и разрыв токового слоя, так называемая модель "рогатки".

Начнем с первого случая и рассмотрим следующую простую задачу [Yeh, Axford, 1970]. Пусть в однородной и несжимаемой плазме с проводимостью  $\sigma$  в некоторый момент времени  $t = 0$  задано магнитное поле  $\mathbf{B} = \pm B_0 \mathbf{e}_y$  при  $x \geq 0$  соответственно, т.е. при  $x = 0$  имеется токовый слой (рис. 2.1, а). Последующее изменение интенсивности магнитного поля описывается уравнением (см. Прил., формула (И.6)), которое для нашей простой геометрии сводится к следующему:

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2}.$$