

ПОЛЯ МАГНИТОСФЕРНЫХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ В ИНТЕРВАЛЕ МАГНИТНОЙ БУРИ ПО МЕЖДУНАРОДНОЙ ПРОГРАММЕ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКИ

© 2003 г. Я. И. Фельдштейн¹, Л. И. Громова¹, И. И. Алексеев², В. В. Калегаяев²

¹ Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Троицк

² Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ

Поступила в редакцию 15.11.2001 г.

На примере магнитной бури в январе 1997 г. рассмотрены возможности использования моделей магнитосферного магнитного поля T96 [1, 2] и динамической параболоидной модели магнитосферы РМ [3] для моделирования D_{st} вариации. Выявлена необходимость уточнения результатов нормировки свободных параметров модели T96 по параметрам солнечного ветра. Оценен по модельным расчетам вклад в D_{st} вариацию магнитных полей основных крупномасштабных магнитосферных токовых систем (поля тока на магнитопаузе – DCF , поля кольцевого тока – DR и поля тока в хвосте магнитосферы – DT) на разных фазах бури. Обсуждены возможные причины расхождения результатов моделирования D_{st} по моделям T96 или РМ. Особое внимание уделено соотношению вкладов в D_{st} вариацию полей токов хвоста магнитосферы и кольцевого тока в максимуме главной фазы магнитной бури и вкладов в D_{st} полей различных токовых систем на фазе восстановления.

ВВЕДЕНИЕ

Геомагнитная буря 9–11.I.1997 г. известна как буря, изучение которой проводилось по международной программе солнечно-земной физики. Она оказалась в фокусе международных усилий, в результате которых для одного геофизического явления были собраны и проанализированы обширные данные наблюдений за Солнцем, межпланетной средой, земной магнитосферой и ионосферой.

Аналізу процессов в околоземном пространстве во время этой бури посвящено множество статей в различных геофизических изданиях. Одна из них сфокусирована на исследование вклада магнитных полей токов в хвосте магнитосферы в D_{st} вариацию [4]. Стандартная модель Цыганенко T89 [5] и новая версия этой модели T96 [1, 2] были использованы для расчета магнитных полей и сопоставления их с наблюдаемой D_{st} вариацией. Модель T96 использует наблюдаемое значение D_{st} как один из входных параметров, а так же для параметризации уровня геомагнитной активности. В [4] смоделирована вариация интенсивности D_{st} с учетом поля токов хвоста и без такого учета. Их анализ подтвердил существенный (до 25%), но не определяющий, вклад поля токов хвоста в D_{st} индекс. Этот результат расходится с выводами о вкладе полей хвостовых токов в D_{st} вариацию, полученных в [3] и [6] для интервалов более интенсивных магнитных бурь. В [3], [7] и [8] авторы использовали динамическую модель магнитосферы РМ для расчета полей токов на магнитопаузе (DCF), кольцевого тока (DR) и токов в хвосте магнитосферы (DT). Их результаты свидетельствуют, что на глав-

ных фазах магнитных бурь с $D_{st} \sim -100$ нТ токи хвоста вносят в D_{st} примерно такой же вклад, как и поле кольцевого тока.

В [6] и [9] авторы, моделируя вклад в D_{st} полей токовых систем в магнитосфере, заключили, что поля токов хвоста преобладают в D_{st} вариации над полями других токовых систем.

В [10] предложена модель магнитного поля в магнитосфере для геоцентрических расстояний от 3 до 40 земных радиусов. Модель достаточно хорошо согласуется с базой данных [11], включающей более 30000 измерений магнитного поля в магнитосфере. К сожалению, модель не позволяет выделить в суммарном поле магнитного возмущения отдельный вклад полей токовых систем DCF , DR и DT .

Настоящая статья сфокусирована на описании возможностей и некоторых трудностей при использовании моделей T96 и РМ для моделирования D_{st} вариации во время магнитной бури по международной программе солнечно-земной физики и на оценке вклада модельных магнитных полей токовых систем DCF , DR и DT в D_{st} вариацию.

МОДЕЛИРОВАНИЕ D_{st} -ВАРИАЦИИ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ DCF , DR И DT ТОКОВЫХ СИСТЕМ В МАГНИТОСФЕРЕ

Параболоидная модель магнитосферного магнитного поля. Детальное описание этой динамической модели РМ содержится в [3] и в [12]. Модель получила название параболоидной, ибо ее существенным элементом является магнитопауза, имеющая форму параболои-

да вращения. Модель представляет физико-аналитическое описание геомагнитного поля во всем объеме магнитосферы. На основе физических представлений о характере крупномасштабных магнитоферных токовых систем и их магнитных полей получены аналитические соотношения, позволяющие определять вектор геомагнитного поля в зависимости от входных параметров модели. Такими входными параметрами модели являются: угол наклона геомагнитного диполя (угол ψ); геоцентрическое расстояние до подсолнечной точки магнитопаузы ($R1$); геоцентрическое расстояние до внутренней границы токового слоя в хвосте магнитосферы на полуночном меридиане ($R2$); магнитный поток в хвосте магнитосферы (Φ); интенсивность магнитного поля магнитосферного кольцевого тока на поверхности Земли на экваторе (DR). В зависимости от наличия исходных данных параметры $R2$, Φ , DR для каждого часа UT определяются:

а) либо исходя из наблюдений за расположением границ плазменных вторжений по данным спутника *DMSP* и суммарной энергии ионов кольцевого тока в магнитосфере по наблюдениям спутника *AMPTE/CCE* [7, 8];

б) либо через индексы геомагнитной активности AL и D_{st} [3, 12]. Параметр $R1$, зависящий от величины давления плазмы солнечного ветра, B_z компоненты межпланетного магнитного поля ММП, и угол ψ , зависящий от времени суток по UT и номера дня в течение года, в обеих методиках определяются одинаковым образом [3, 7, 8].

В [13] РМ использована для моделирования ежечасных значений D_{st} вариации в интервале магнитной бури 9–11.I.1997 г. В настоящем исследовании при моделировании входные параметры ψ , $R1$ и Φ определялись так же, как и в [13]. Но несколько иная методика использовалась для определения входных параметров $R2$ и DR . Значения $R2$ определялись тремя методиками:

1) через положение исправленной геомагнитной широты Λ границы между диффузными и дискретными структурами вторгающихся электронов при конкретных пролетах спутников *DMSP* ($F10$ – $F13$) на высоте ~ 900 км в околополуночном секторе;

2) через расположение в околополуночном секторе границы $b2$ вторгающихся электронов авроральных энергий. Исправленная геомагнитная широта Λ этой границы, согласно статистическому исследованию, приведенному в [14], наилучшим образом совпадает с экваториальной границей овала полярных сияний и определяется соотношением

$$\Lambda = 67.4^\circ - 0.016|AL| + 0.79 \times 10^{-5}|AL|^2.$$

Здесь AL – ежечасный индекс интенсивности западных авроральных электроструй в нТ. Значения Λ в обеих методиках проектировались вдоль дипольных магнитных силовых линий в экваториальную плоскость магнитосферы для получения

значения геоцентрического расстояния границы (параметра $R2$);

3) через расположение в экваториальной плоскости магнитосферы внутренней (околоземной) границы плазменного слоя. Положение границы было получено по наблюдениям на спутнике *AMPTE/CCE* в интервале главных фаз магнитных бурь для околополуночного сектора [15]. Граница идентифицировалась как L -оболочка резкого изменения питч-углового распределения авроральных электронов с энергиями 15–25 кэВ от анизотропного в радиационном поясе к изотропному в плазменном слое. Значение $R2$ тесно связано с D_{st} вариацией (коэффициент корреляции 0.88) и определяется для $|D_{st}| < 100$ нТ соотношением

$$R2 = -3.31 \lg(-D_{st}) + 9.98,$$

где $R2$ в радиусах Земли (R_E).

Это соотношение и использовалось в качестве третьей методики определения параметра $R2$. Значения $R2$, определяемые по первой и третьей методикам, совпадают в пределах $\pm 0.3 R_E$ [15]. МГД моделирование токовых слоев в хвосте магнитосферы в интервале суббури показало [16], что токовый слой приближается в ночном секторе на $L \sim 5$. Моделирование в интервале магнитных бурь дало для $R2$ значение до $4 R_E$ [17].

Входной параметр DR (напряженность магнитного поля кольцевого тока на поверхности Земли в экваториальной плоскости) определяется по суммарной энергии ионов, образующих кольцевой ток. Однако такие измерения ионов были проведены только на ограниченном количестве спутников, данные их зачастую трудно доступны или, что более часто случается, вообще отсутствуют. Поэтому при моделировании магнитосферного магнитного поля по модели РМ интенсивность DR определяется либо через индекс D_{st} [3], либо путем моделирования DR [13]. Но при таком подходе к определению DR как входного параметра РМ в первом случае возможно возникновение некоторой неоднозначности в результатах моделирования напряженности магнитного поля внешних источников на поверхности Земли, частным случаем которого является D_{st} вариация. Такая неоднозначность обусловлена тем, что результатом моделирования становится величина поля, которое само является входным параметром модели. Во втором случае моделирование в настоящее время затруднено, ибо отсутствуют апробированные коэффициенты в моделирующем уравнении.

В данной работе для магнитной бури 10–11.I.1997 г. поле кольцевого тока на поверхности Земли (параметр DR) определялось следующим образом. Суммарная энергия ионов, поступивших в область кольцевого тока и создавших 10–11.I.1997 г. магнитное возмущение на поверхности Земли, была определена в [18]. Использовалась модель взаимодействия ионов кольцевого тока с

атмосферой [19, 20]. Для каждого сорта ионов кольцевого тока вычислялась их функция распределения в фазовом пространстве в экваториальной плоскости на радиальных расстояниях от $2R_E$ до $6.5R_E$. В качестве граничных условий принимались плазменные данные на геостационарных спутниках и спутнике *POLAR*.

Согласно модельным расчетам, магнитное поле на поверхности Земли на экваторе (с учетом поля индуцированных в Земле токов) от поступивших в область кольцевого тока ионов RC_d понижалось от -3 нТ в 00 UT 10.I. до -54 нТ в 12 UT 10 января, затем увеличивалось до -43 нТ в 18 UT и оставалось на таком уровне в начале суток 11.I. Поле RC_d накладывалось на магнитное поле спокойного кольцевого тока RC_q , существовавшего в магнитосфере в магнитно-спокойный день 9.I.1997 г. Статистические данные об энергии ионов в области кольцевого тока по измерениям на *AMPTE/CCE* в магнитно-спокойные дни дают для суммарной энергии значение $\sim 3.6 \times 10^{30}$ кэВ [21]. Эта энергия эквивалентна магнитному полю на поверхности Земли $RC_d \sim -19$ нТ. Спокойный кольцевой ток состоит преимущественно из ионов водорода с энергиями до 100 кэВ, параметр распада τ такого тока составляет несколько суток [22]. При $\tau \sim 120$ часам RC_q от -19 нТ в 12 UT 9.I. возрастает до -15 нТ в 07 UT 11.I. Суммарное поле $DR = RC_d + RC_q$ и принималось в качестве входного параметра DR^{mod} параболоидной модели.

На рис. 1 приведены часовые значения наблюдавшихся на поверхности Земли индексов геомагнитной активности, характеризующих вариации магнитного поля на экваторе (D_{st}) и на авроральных широтах (AL), северо-южной компоненты межпланетного магнитного поля (B_z) и давления солнечного ветра на магнитосферу (P_{sw}) с 12 UT 9.I. до 07 UT 11.I.1997 г. Напряженность ММП, скорость и плотность солнечного ветра были получены из базы данных OMNI (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb>), содержащей обработанные измерения различных спутников. Данные по параметрам ММП и солнечного ветра, привлеченные к описываемому исследованию, были получены по измерениям спутника *IMP-8*, находившегося в рассматриваемом периоде на геоцентрическом расстоянии $X \sim 75 R_E$. При скорости солнечного ветра ~ 400 км/с задержка к магнитопаузе измеренных на спутнике параметров солнечного ветра составляет ~ 17 мин. Индексы D_{st} и AL были получены из базы данных WDC в Киото (<http://swdcd.db.kugi.kyoto-u.ac.jp/wds>).

9. I.1997 г. магнитное поле на поверхности Земли было практически спокойным, $1 > D_{st} > -6$ нТ, $-4 > AL > -88$ нТ, B_z ММП колебалось вблизи нуля, $P_{sw} \sim 1$ нПа. Начиная с 00 UT 10.I. увеличивается давление солнечного ветра на магнитосферу, появляются вариации в B_z компоненте, которая после 03 UT становится устойчиво отрицательной (южной) и к 07 UT достигает напряженности в -14 нТ.

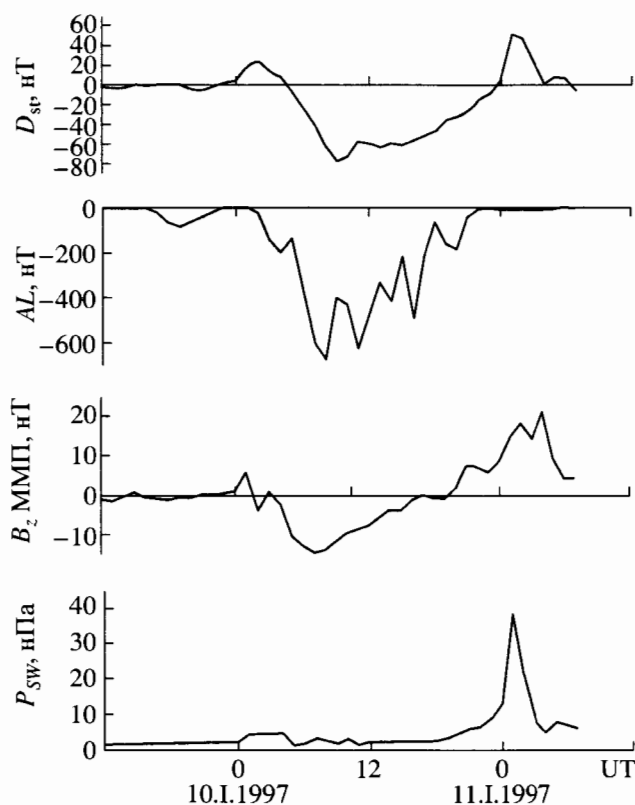


Рис. 1. Сверху вниз: индексы магнитной возмущенности D_{st} в нТ и AL в нТ, компонента межпланетного магнитного поля B_z в нТ и давление солнечного ветра на магнитопаузу P_{sw} в нПа в интервале 12 UT 9.I – 07 UT 11.I.1997.

С появлением южной компоненты ММП развивается с некоторым запаздыванием магнитное возмущение на поверхности Земли: $AL = -675$ нТ в 08 UT и $D_{st} = -78$ нТ в 09 UT. Уменьшение напряженности южной компоненты ММП после 07 UT 10.I. приводит к ослаблению наземных магнитных возмущений, а ее поворот к северу в 20 UT сопровождается практически исчезновением авроральной электроструи ($AL > -16$ нТ с 22 UT 10.I. до 07 UT 11.I.). После 00 UT 11.I. резко возрастает давление солнечного ветра на магнитосферу, что проявляется в увеличении D_{st} вариации до 50 нТ в 01 UT. Усиление давления кратковременно и уже к 04 UT как давление, так и D_{st} вариация, возвращаются к исходному уровню.

Входные параметры РМ, используемые для вычислений магнитных полей токовых систем, приведены на рис. 2. Геоцентрическое расстояние до околоземной границы токового слоя в хвосте магнитосферы (R_2), как и вариация индекса AL , связано с процессами в хвосте магнитосферы. Перед началом магнитной бури $R_2 \sim 8 R_E$, в окрестности максимума главной фазы бури граница приближается к Земле на $R_2 \sim 4 R_E$ и смещается на $R_2 \sim 6.5 R_E$ в фазу восстановления бури после 00 UT 11.I. Ска-

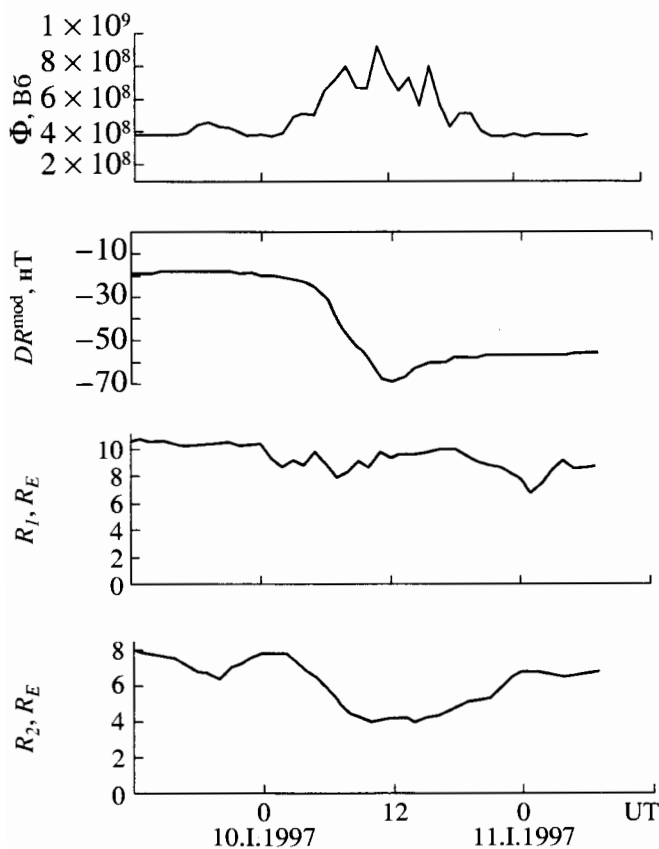


Рис. 2. Входные параметры параболической модели (PM) магнитосферного магнитного поля (сверху вниз): магнитный поток Φ в северной доле хвоста магнитосферы в Вб, модельное значение магнитного поля симметричной части кольцевого тока DR^{mod} на поверхности Земли в нТ, геоцентрическое расстояние R_1 до подсолнечной точки на магнитопаузе, геоцентрическое расстояние R_2 до внутренней границы токового слоя в хвосте магнитосферы в полдень в радиусах Земли.

чок в давлении солнечного ветра мало сказывается на величине R_2 , которая в это время в большей степени отражает затухание авроральной активности (индекс AL). Таким образом, в интервале импульсного увеличения давления солнечного ветра околоземная граница токового слоя в хвосте располагается на геоцентрических расстояниях, более характерных для слабо возмущенных условий, чем для интервала главной фазы магнитной бури.

Выше отмечалось, что для определения R_2 использовались три методики. При двух из них R_2 определялось проектированием границы плазменных высыпаний с высот ионосферы в экваториальную плоскость магнитосферы, при третьей – положение границы в околополночном секторе определялось непосредственно в магнитосфере. Расхождение в значениях R_2 по разным методикам составляло $\pm 0.5 R_E$ для магнитно-спокойного интервала до начала магнитной бури и на фазе восстановления, $\pm 0.3 R_E$ – на главной фазе магнитной

бури. Согласие в значениях R_2 , полученных различными методиками, свидетельствует о том, что

1) граница токового слоя в околополночные часы для данной бури действительно приближается к Земле и располагается на $\sim 4 R_E$ во время максимального развития магнитной возмущенности на главной фазе;

2) проектирование границы в ночном секторе с ионосферных высот в магнитосферу может осуществляться с достаточной точностью вдоль дипольных магнитных силовых линий. Независимое исследование структуры внешнего радиационного пояса, непосредственно примыкающего к околоземной границе плазменного слоя на ночной стороне, было проведено в [23] на аппаратуре, установленной на станции Мир. В главную фазу магнитной бури 10.I.1997 г. граница области электронных вторжений с энергиями 80–160 кэВ на высоте ~ 400 км сместилась на $L \sim 3$, а максимум потока высыпавшихся электронов располагался на $L \sim 4.5$. Таким образом, в главную фазу бури действительно происходит смещение на более глубокие L -оболочки границы области вторжения энергичных электронов из магнитосферы на высоты ионосферы. Несколько отличное по L расположение границ плазменного слоя и внешнего радиационного пояса обусловлено различиями в энергиях частиц, формирующих эти плазменные домены. Максимум кольцевого тока в главную фазу бури располагается на еще более глубоких L -оболочках, в окрестности плазмопаузы [24].

Геоцентрическое расстояние до подсолнечной точки магнитосферы (параметр R_1) составляло в магнитно-спокойный интервал до начала бури $R_1 \sim 10.5 R_E$. В течение суток 10.I.1997 г. R_1 меняется практически синхронно с вариацией давления солнечного ветра на магнитосферу, а в 01 UT 11.I резко уменьшается до $\sim 6.7 R_E$. В этот кратковременный интервал геостационарный спутник 1994–084 действительно вышел в магнитослой [25]. Таким образом, следует полагать, что модельные значения R_1 отражают в достаточной степени данные наблюдений.

Входной параметр DR^{mod} с 12 UT 9.I представляется полем $RC_q > -19$ нТ, изменяющимся с параметром распада $\tau = 120$ час. После 00 UT 10.I DR^{mod} слагается, как было описано выше, из двух частей – остаточного поля RC_q и магнитного поля токовой системы инжектированных во внутреннюю магнитосферу ионов RC_d . К концу рассматриваемого интервала DR_q изменяется медленно, составляя -56 нТ в 07 UT 11.I.

Параметр Φ определялся как значение магнитного потока в хвосте магнитосферы через индекс AL по соотношениям из PM, приведенных в [3].

На рис. 3 (верхняя панель) приведены результаты модельных расчетов на поверхности Земли магнитных полей крупномасштабных магнитосферных токовых систем, а на нижней панели –

вариации индексов D_{st}^{mod} (пунктир) и D_{st}^{obs} (сплошная линия), вычисленного по данным наблюдений магнитных обсерваторий. D_{st}^{mod} вычислялось по РМ как среднее значение магнитного поля на геоцентрическом расстоянии $1 R_E$ для 0, 6, 12 и 18^h MLT для каждого часа UT в течение бури. Видно достаточно хорошее соответствие вариаций D_{st}^{mod}

и D_{st}^{obs} : $D_{st} \sim 0$ нТ с 12 UT 9.I до 00 UT 10.I; $D_{st} > 0$ между 00 UT и 04.30 UT 10.I и резко уменьшается до -80 нТ в максимуме главной фазы бури в 09–11 UT; последующий подъем до $D_{st} \sim 0$ нТ в 00 UT

11.I. D_{st}^{mod} правильно описывает резкое увеличение D_{st}^{obs} в период кратковременного импульса увеличенного давления солнечного ветра (до 38 нПа при увеличении плотности солнечного ветра до 133 см^{-3}) и последующего возвращения к исходному значению. В максимуме главной фазы бури интенсивности полей всех трех токовых систем, DCF , DT , DR находятся на примерно одинаковом уровне в 50–60 нТ. На фазе восстановления бури происходит более быстрое затухание токов на магнитопаузе (поле DCF) и в хвосте (поле DT) по сравнению с кольцевым током (поле DR). Более быстрая диссипация токовой системы в хвосте по сравнению с кольцевым током характерна для начала фазы восстановления бури и для других бурь [26]. Этим обусловлен двухфазный характер изменения магнитного поля на фазе восстановления бури. Параметр распада поля $\tau_{DT} \sim 7$ час, а для кольцевого тока, состоящего преимущественно из протонов, $\tau_{DR} \sim 70$ час. В результате с некоторого момента на фазе восстановления поле DR превосходит по интенсивности поле DT . Импульс в давлении проявляется только в скачкообразном увеличении поля DCF до 117 нТ. Магнитные поля DR и DT на увеличение P_{SW} практически не реагируют (в DT поле усиливается всего на несколько нТ). Поле DR и во время импульса давления продолжает превосходить по интенсивности поле DT . Коэффициент корреляции r и дисперсия δ между значениями D_{st}^{mod} и D_{st}^{obs} составляют соответственно $r = 0.93$ и $\delta = 11.61$ нТ.

Следует отметить, что D_{st}^{mod} характеризует интенсивность вариаций магнитного поля, обусловленных токовыми системами в магнитосфере, а D_{st}^{obs} – ту же интенсивность, но в отклонении от принятого для D_{st} уровня отсчета. Этот уровень близок, по-видимому, к значениям D_{st} в магнитно-спокойный интервал. Расчеты с использованием параболоидной модели показали, что для магнитно-спокойных интервалов

$$D_{st_q}^{mod} = (DCF_q^{mod} + DT_q^{mod} + DR_q^{mod}) = 3.6 \text{ нТ.}$$

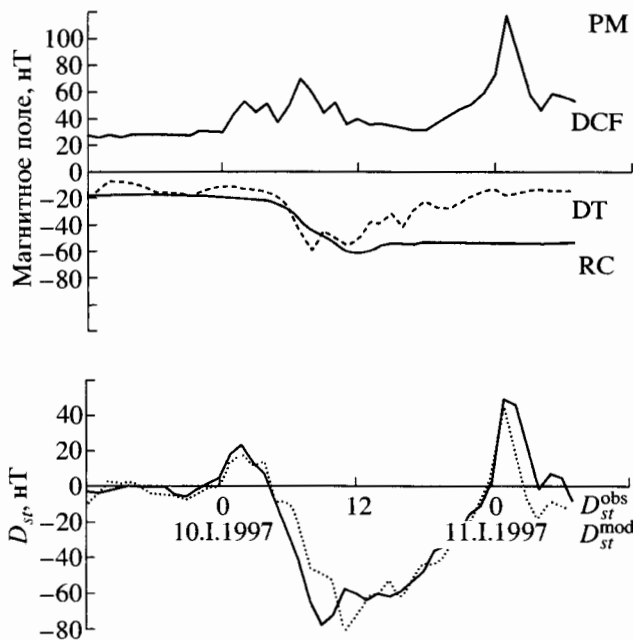


Рис. 3. Магнитные поля крупномасштабных токовых систем на поверхности Земли, рассчитанные по параболоидной модели (РМ) в интервале магнитного возмущения 9–11.I.1997. Верхняя панель: поле токовой системы на магнитопаузе (DCF) в нТ; сплошная линия – поле токовой системы кольцевого тока (RC), пунктир – поле токовой системы в хвосте магнитосферы (DT) в нТ. Нижняя панель: наблюдавшаяся на поверхности Земли D_{st} вариация магнитного поля D_{st}^{obs} в нТ (сплошная линия); промоделированная по параболоидной модели D_{st} вариация магнитного поля D_{st}^{mod} в нТ (пунктир).

[8]. Для рассматриваемой бури среднее значение D_{st}^{mod} в магнитно-спокойный интервал до начала бури около -1 нТ, т.е. интенсивность $D_{st_q}^{mod}$ действительно составляет всего несколько нТл. Введение такой малой поправки в D_{st}^{mod} за уровень отсчета D_{st} -вариации сохраняет в интервале магнитной бури все описанные выше соотношения между D_{st}^{mod} и D_{st}^{obs} .

Модель Цыганенко (Т96). Входными параметрами для определения магнитного поля в магнитосфере для последнего варианта эмпирико-статистической модели Цыганенко Т96 являются: угол наклона геомагнитного диполя (угол ψ), D_{st} индекс магнитной активности, давление солнечного ветра (P_{SW}), B_y и B_z компоненты межпланетного магнитного поля.

Модель основана на базе данных [11] спутниковых измерений магнитного поля, включающей данные спутников *IMP*, *HEOS*, *ISEE 1* и *2* за 1966–

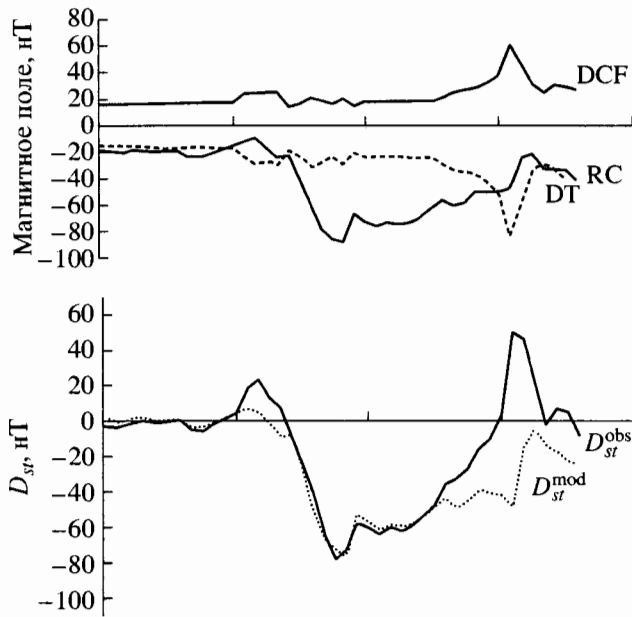


Рис. 4. Магнитные поля, аналогичные приведенным на рис. 3, но рассчитанные по модели Т96.

1981 годы на геоцентрических расстояниях от $3 R_E$ до $70 R_E$.

Вклад полей внешних источников представляется суммой трех членов (модулей): DCF , DT и DR . Здесь DCF есть поле токов экранирования геомагнитного диполя, DT и DR – вклад от хвостового и кольцевого тока и токов их экранировки. Модель апробировалась на различных наборах свободных параметров. Она калибрована на базу данных измерений магнитного поля определением 10 свободных параметров, характеризующих кольцевой ток и токи хвоста. Поле экранировки диполя не содержит свободных параметров. Если форма и размер магнитопаузы заданы, то DCF однозначно определяется решением граничной задачи. Оптимальные значения свободных параметров определялись после нескольких сотен итераций калибровкой параметров модели на данные измерений магнитного поля. В работе [1] для этой цели были использованы 2949 средних значений магнитного поля в узком интервале давлений солнечного ветра ($1.9 < P_{SW} < 2.1$ нПа). Модель затем была калибрована на входные параметры, характеризующие состояние межпланетной среды (давление солнечного ветра и межпланетное магнитное поле) и индексы магнитосферной активности, отражающие текущее состояние источников магнитного поля внутри магнитосферы. Модель рекомендуется использовать в период геофизических ситуаций с $D_{st} < -100$ нТ и $P_{SW} < 10$ нПа, которые охватываются базой данных. Она удобна для использования, ибо ее входными параметрами являются сравнительно легко доступные

данные о межпланетной среде и индексе геомагнитной активности D_{st} .

На рис. 4 (верхняя панель) приведены вариации DCF , DR и DT , определенные по модели Т96. Характер вариаций полей DCF и DR в обеих моделях (ср. с рис. 3) примерно одинаков, несколько различаясь по интенсивности и скорости затухания поля DR . Обращает на себя внимание значительно меньшая, сравнительно с PM , интенсивность поля DCF (~ 60 нТ) в максимуме скачка давления солнечного ветра в 01 UT 11.I. Имея в виду, что подсолнечная точка магнитопаузы в это время располагалась в пределах геостационарной орбиты, такое значение поля DCF занижено более, чем в два раза [27].

Скорость затухания токовой системы DR на фазе восстановления в модели Т96 существенно больше, чем по PM . Это является одной из причин того, что через несколько часов после наибольших отрицательных значений в D_{st} , поля токовых систем DR и DT по Т96 сравниваются по интенсивности. Такой результат расходится не только с моделированием полей DR и DT по PM (см. рис. 3), но и противоречит неоднократно высказываемому автором модели Т96 тезису, что наибольший вклад в D_{st} поле вносит кольцевой ток и в меньшей степени околоземная часть токового слоя хвоста [28, 29].

Существенно различными оказались в двух моделях магнитные поля токовых систем хвоста магнитосферы:

а) на главной фазе магнитной бури от 03 до 12 UT 10.I в модели Т96 вариации поля DT с амплитудой ~ 15 нТ протекают синхронно с изменениями P_{SW} , но отсутствуют в поле PM . В Т96 отсутствует заметное усиление напряженности поля DT , характерное для главных фаз магнитных бурь в модели PM ;

б) в максимуме главной фазы интенсивность поля DT в модели Т96 составляет всего $\sim 35\%$ от интенсивности поля DR , по сравнению со $\sim 100\%$ в PM ;

в) в начале суток 11.I импульс в P_{SW} приводит в модели Т96 к резкому усилению поля DT до -83 нТ, что превосходит даже интенсивность поля DCF , но не проявляется заметным образом в PM . В результате вклад поля DT в D_{st} вариацию по Т96 заметно превосходит вклад поля DR в этом интервале.

На нижней панели рис. 4 приведены вариации D_{st}^{mod} по Т96 и D_{st}^{obs} . Модельное поле $B = DCF + DT + DR$ вычислялось на поверхности Земли на экваторе в 00, 06, 12 и 18^h MLT в каждый час UT и найдено среднее по MLT значение B . Для вычисления D_{st}^{mod} , представляющего отклонение B от спокойного уровня B_0 , за B_0 принималась интенсивность B в магнитно-спокойный интервал до начала магнитной бури. Для данной бури $B_0 = -20$ нТ. Маг-

нитное поле такой же интенсивности согласно модели T96 характерно для магнитно-спокойного интервала с фиксированными входными параметрами $D_{st} = 0$ нТ, $P_{SW} = 2$ нПа, ММП $B_y = 0$ и ММП $B_z = 0$ нТ [30]. Вычисленные с использованием для B_0 такой более упрощенной методики значения D_{st}^{mod} практически полностью совпадают с D_{st}^{mod} , приведенных в [4], определенных по более сложному алгоритму.

Модельное поле T96 отслеживает начало возмущения и его интенсивность в главной фазе бури, но существенно расходится с D_{st}^{obs} в интервале резкого усиления P_{SW} , сопровождаемого поворотом межпланетного магнитного поля к северу. Коэффициент корреляции r и дисперсия δ между значениями D_{st}^{mod} и D_{st}^{obs} составляют соответственно $r = 0.79$ и $\delta = 21.77$ нТ. Таким образом, модель T96 правильно описывает вариации магнитного поля и их интенсивность в стандартной ситуации, но результаты моделирования могут существенно отличаться от наблюдаемых значений магнитного поля при необычной ситуации в солнечном ветре.

Обсуждение возможных причин расхождений между модельными и наблюдаемыми на поверхности Земли магнитными полями и различий в результатах моделирования при использовании моделей T96 или PM содержится в разделе Обсуждение.

ОБСУЖДЕНИЕ

Модели геомагнитного поля в магнитосфере являются базисом многочисленных исследований топологии и динамики крупномасштабной структуры магнитосферы. В связи с очевидной значимостью таких моделей поля и вследствие широкого многообразия в их использовании, чрезвычайно важно проведение количественного сопоставления результатов моделирования с наблюдениями для выявления геофизических ситуаций, при которых они успешно описывают магнитное поле. Ниже в этом плане будут обсуждены две проблемы моделирования D_{st} вариации:

1) возможные причины больших расхождений модели T96 с данными наблюдений магнитных полей в интервале резкого усиления давления солнечного ветра;

2) расхождения в оценке моделями T96 и PM относительной величины вклада токовой системы хвоста магнитосферы в результирующее магнитное поле от внешних источников на главной фазе магнитной бури.

Возможность существования значительных расхождений между наблюдаемыми и модельными по T96 значениями поля следует ожидать из самого эмпирико-статистического характера модели.

Свободные параметры модели T96 определялись на основе статистических критериев и поэтому характеризуют наиболее вероятные значения, удовлетворяющие минимальной дисперсии наблюдаемых и модельных значений магнитосферного магнитного поля. Такой статистический подход не исключает возможности существования значительных отклонений в отдельных экстремальных случаях. Такого мнения придерживаются авторы [4]: “Заметим, что в начале 11.1, сразу же после 01.00 UT, наблюдался импульс давления в солнечном ветре. Так как модель магнитного поля Цыганенко является эмпирической, она не в состоянии моделировать детальные особенности в таких редких событиях. Поэтому результаты моделирования в интервале такого события не оправданы”. Не исключая возможности такой причины в расхождении наблюдавшихся и модельных значений поля в отдельные интервалы времени, нам представляется более правдоподобным другое объяснение для данного случая.

Свободные параметры модели T96 должны быть параметризованы на входные параметры модели, какими для T96 являются текущие значения давления солнечного ветра, ММП и индексы геомагнитной активности [1]. Такая параметризация проведена для T96 таким образом [2], что интенсивности полей DCF и DT непосредственно контролируются давлением солнечного ветра и изменяются практически синхронно (верхняя панель рис. 4). Тенденция к росту интенсивности поля DT с ростом интенсивности поля DCF действительно существует в интервалах главных фаз магнитных бурь. В работе [31] приводится следующее уравнение регрессии между DCF и DT для интервалов главных фаз четырех магнитных бурь:

$$DCF = 1.12|DT| + 10.5,$$

где DCF и DT в нТ. Коэффициент корреляции $r = 0.70$, дисперсия $\delta = 15$ нТ. Отмечается, что поля DCF и DT в среднем примерно одинаковы по интенсивности и изменяются со временем достаточно согласованно. Но в отдельные часы зарегистрированы резкие различия в напряженности магнитных полей DCF и DT , которые отнесены на счет большей инерционности токовой системы хвоста магнитосферы относительно токов на магнитопаузе. Предполагается, что взаимосвязь интенсивностей токовых систем на магнитопаузе и в хвосте магнитосферы обусловлена влиянием плотности плазмы солнечного ветра на плотность плазмы в плазменном слое. Согласно [32, 33] в периоды, когда Земля попадает в плотные сгустки солнечной плазмы, резко увеличивается и плотность плазмы в хвосте магнитосферы. Это, несомненно, сказывается на интенсивности текущих там токов, что проявляется одновременно и в росте поля DT и магнитной активности, описываемой индексами K_p , AE и AL .

Как следствие примененной в Т96 параметризации, поле DT резко возрастает в интервале повышенного давления солнечного ветра в конце суток 10.I – начале суток 11.I. Однако, протекание данного конкретного события радикально отличается от обычно наблюдаемого. Попадание Земли в плазменный сгусток с направленным к северу ММП B_z не сопровождалось в данном случае увеличением плотности плазмы в плазменном слое [25]. Поэтому увеличение поля DCF 11.I.1997 г. не сопровождалось усилением поля DT . Однако, так как модель Т96 в ее существующем виде параметризована на наиболее характерные связи явлений в магнитосфере с параметрами солнечного ветра, она не может описывать изменение магнитосферного магнитного поля во всех без исключения конкретных событиях. К таким случаям относится событие 11.I.1997 г. с резким увеличением давления солнечного ветра при северном направлении ММП. Необходима, по-видимому, дальнейшая работа по улучшению параметризации свободных параметров модели Цыганенко по параметрам солнечного ветра. Это касается, в первую очередь, трех амплитуд мод хвоста $\alpha_{T,1}$, $\alpha_{T,2}$, $\alpha_{T,3}$ и смещения X_c токовой системы хвоста вдоль оси X_{GSM} [1].

Необходимость модификации моделей магнитного поля Т89 и Т96 для описания процессов в магнитосфере в интервалах конкретных событий уже обсуждалась в [34] и [35]. В [34] предложено несколько модификаций модели с упором на моделирование магнитного поля хвоста во время суббурь. В [35] расширена база используемых для моделирования данных и предложен для использования гибридный алгоритм.

В параболической модели входные параметры таковы, что позволяют отследить вариации магнитного поля в магнитосфере при резком увеличении P_{SW} и резком повороте ММП к северу. Поле DCF в такой интервал увеличилось, но интенсивность поля DT соответствует спокойному уровню (рис. 3, верхняя панель). Это обусловлено тем, что интенсивность поля DT токовой системы на поверхности Земли определяется магнитным потоком в хвосте и геоцентрическим расстоянием до внутренней границы токового слоя в хвосте магнитосферы. Эти входные параметры РМ определяются из наблюдений спутником $DMSP$ границ плазменных вторжений или по AL индексам магнитной активности. И те и другие в это время возвратились к значениям, характерным для магнитно спокойных интервалов. Таким образом, для данного магнитного возмущения исправленный D_{st} индекс (D_{st}^*), определяемый как $D_{st}^* = D_{st} - DCF = DR + DT$ не претерпевает в параболической модели заметных изменений при импульсном увеличении давления солнечного ветра в 01–02 UT 11.I.1997 г. (рис. 3). Этот результат моделирования с использованием РМ согласуется с измерениями вариаций магнитного поля на спутнике $POLAR$ в

перигее над полярной шапкой на геоцентрических расстояниях $\sim 2 R_E$ [36].

Причиной расхождений в оценках вклада поля DT в D_{st} вариацию на главной фазе магнитной бури по расчетам Т96 [4] и по РМ [13 и данная статья], являются, возможно, следующие обстоятельства:

а) расчет поля DT в модели Т96 проводился для стационарного варианта расположения токовой системы в хвосте магнитосферы: околоземная граница токовой системы фиксирована на геоцентрическом расстоянии $L \sim 6 R_E$. В действительности же, в главную фазу бури граница приближается к Земле. По нашим оценкам, она располагается во время данной бури на $L \sim 4 R_E$.

Начала активных фаз магнитосферных суббурь сопровождаются процессами ускорения плазмы. По данным плазменных наблюдений на спутнике $CRRES$ [37] определялась локализация источников начал суббурь в экваториальной плоскости магнитосферы и расположение так называемой границы инжекции. Эта граница является околоземной границей области, простирающейся в хвост магнитосферы, в которой электроны и ионы всех энергий ускоряются одновременно в момент начала активной фазы суббури. В случае нахождения спутника в пределах или достаточно близко от границы инжекции, начало суббури характеризуется отсутствием временной дисперсии при регистрации на спутнике электронов в большом интервале энергии. Согласно [37] такая граница по наблюдениям электронов $21 \text{ кэВ} < E < 285 \text{ кэВ}$ может располагаться в магнитосфере вплоть до магнитных оболочек с $L \sim 4.3$ в интервале ± 5 часов по местному геомагнитному времени относительно полуночи.

Известно, что начала магнитосферных суббурь сопровождаются активизацией дискретных форм полярных сияний на экваториальной границе овала полярных сияний в околополуночном секторе. Эта граница овала проектируется в магнитосферу на окрестность околоземной границы плазменного слоя в хвосте магнитосферы [38]. Таким образом, наблюдения на спутнике $CRRES$ являются независимым подтверждением происходящих, в периоды магнитосферных возмущений приближений к Земле околоземной границы плазменного слоя до магнитной оболочки $L \sim 4$. Учет динамики расположения внутренней границы плазменного (токового) слоя во время магнитной бури, ее приближение к Земле в главную фазу и увеличение за счет этого интенсивности силы тока в хвосте приведет, естественно, к усилению поля DT на поверхности Земли. По расчетам в рамках параболической модели интегральный ток хвоста магнитосферы, а, следовательно, и магнитное поле, увеличивается в 1.35 раза;

б) в модели Т96 магнитный поток из хвоста магнитосферы пересекает внутреннюю магнитосфе-

ру в экваториальной плоскости между внутренней границей токового слоя на ночной стороне и магнитопаузой на дневной [1], см. рис. 3. При расчете поля DT в [4] не учитывается уменьшение сечения внутренней магнитосферы на главной фазе магнитной бури. Оценки показывают, что для рассматриваемого события в результате уменьшения площади экваториального сечения внутренней магнитосферы из-за движения к Земле ее ночной и дневной границ, магнитное поле DT , определенное по [4], следует увеличить в 1.3 раза. С учетом этих обстоятельств (пункты а) и б)) значение поля DT по модели Т96 в расчетах [4] следует увеличить в 1.8 раза. Тогда поле DT будет составлять не 25%, а 45% от значения D_{st} и, следовательно, станет примерно соответствовать соотношению полей DT и DR в РМ в главную фазу бури (см. рис. 4).

в) используемая в [4] для расчета поля DT токовая система не является замкнутой. Использование таких токовых систем для расчета магнитных полей в магнитосфере физически не оправдано. Дополнительное введение токов замыкания может существенно изменить результаты вычислений напряженности создаваемых незамкнутой токовой системой магнитных полей [39, 40, 41].

Имеющиеся наблюдения вариаций магнитного поля в экваториальной плоскости магнитосферы в области RC и перехода от RC к TC позволяют оценить относительную величину вклада обеих токов.

В [42] проанализированы векторные измерения магнитного поля на спутнике *AMPTE/CCE* за 1985 и 1986 гг. на $4.0 < L < 8.8$ вблизи экваториальной плоскости геомагнитного диполя в интервалы с уровнем возмущенности $2 < K_p < 6$ и $-70 \text{ нТ} < D_{st} < -20 \text{ нТ}$, при среднем значении $D_{st} = -34 \text{ нТ}$. Они обнаружили заметную асимметрию полночь–полдень в интенсивности азимутального (западного) тока, ответственного за наблюдаемые вариации магнитного поля: интенсивность токов на ночной стороне превосходит их интенсивность на дневной. Эта асимметрия увеличивается с 1.5 на $4 < L < 5.6$ до 3 на $7.2 < L < 8.8$. Вычисления показали, что токи на магнитопаузе с типичными значениями производят заметно меньшие магнитные эффекты. Учет поля DCF только несколько уменьшает асимметрию магнитного поля день–ночь. Направленная вдоль оси геомагнитного диполя компонента магнитного поля ΔB_z изменяется по направлению в течение суток MLT на удаленных L -оболочках. На $L > 5.6$ ΔB_z положительно в секторе 08 – 12 – 16 MLT, ΔB_z отрицательно в секторе 16 – 24 – 08 MLT, достигая своих наибольших отрицательных значений в околополуденном секторе на $L \sim 4$. На $L < 5.6$ ΔB_z отрицательно в течение всех суток. Такой характер вариации магнитного поля естественно интерпретировать существованием в экваториальной плоскости магнитосферы во все часы суток на $L < 5.6$ тока западного направления (кольцевой ток). Магнитная оболочка $L = 5.6$ в данном случае отделя-

ет токи хвоста от кольцевого тока. Примечательно, что эта граница при $D_{st} = -34 \text{ нТ}$ располагается в полночь на $L = 4.92$ [15]. Это значение отличается всего на несколько десятых от принятого нами для интерпретации данных наблюдений из [42] значения $L = 5.6$. Магнитное поле кольцевого тока максимально по интенсивности на $L \sim 4$. Западный ток простирается в ночном секторе на $L > 8.8$ (ток хвоста) и, судя по наблюдаемой асимметрии магнитного поля, хвостовой ток вносит существенный вклад в интенсивность отрицательных возмущений во внутренней магнитосфере, сравнимый с вкладом кольцевого тока.

В [43] приведены радиальные профили давления плазмы в околополуденные и околополуденные часы по данным спутника *AMPTE/CCE* в магнитноспокойные дни 1984 и 1985 гг. Были рассчитаны радиальные профили плотности азимутальных токов. В ночном секторе западный ток сосредоточен в двух областях: в кольцевом токе на $3.5 < L < 7$ со средней интенсивностью $\sim 2 \text{ нА/м}^2$ и во внутренней (околоземной) части плазменного слоя на $L > 7$ с такой же интенсивностью при практическом отсутствии тока на границе между этими областями. Приведенные выше результаты анализа геофизических явлений в магнитно спокойный интервал 9.I.1997 г. до начала магнитной бури согласуются с выводами [43]. Действительно, внутренняя граница токового слоя в хвосте магнитосферы $R2$, приведенная на рис. 2, располагается в окрестности $L = 7$, разделяя кольцевой ток и токи хвоста магнитосферы. Напряженности магнитных полей этих токов на поверхности Земли в магнитноспокойный интервал примерно одинаковы (рис. 3).

Вариациям по местному времени и радиальным профилям магнитного поля, производимым магнитосферными токами вблизи экваториальной плоскости геомагнитного диполя на радиальных расстояниях между 2.2 и 4.5 R_E адресовано исследование [29]. Из анализа данных спутника *POLAR* заключено, что в поле D_{st} основной вклад вносят внутримангнитосферные источники, располагающиеся в ночном секторе. Предполагается, что такими источниками являются кольцевой ток и околоземная часть токов в хвосте магнитосферы.

Обсуждая вклад поля токовой системы хвоста в D_{st} , вариацию уместно поставить вопрос о правомочности использования модели Т96 для вычисления интенсивности наземных вариаций магнитного поля.

Во-первых, база наблюдательных данных [11], на которую нормирована модель Т96, включает спутниковые измерения магнитных полей от $\sim 3R_E$ до $\sim 70 R_E$. Измерения в околоземной части внутренней магнитосферы, ионосфере и на поверхности Земли не включены в базу данных. Поэтому остается неясным, насколько правомочно использование Т96 для вычисления интенсивности магнитных полей на геоцентрическом расстоянии

1 R_E , т.е. на поверхности Земли. В связи с этим следует заметить, что модель магнитосферного магнитного поля [10], которая нормирована по той же базе данных, дает по утверждению авторов заниженные значения магнитного поля на расстояниях менее $3 R_E$.

Во-вторых, D_{st} является входным параметром модели T96. Использование значений индекса D_{st} как входного параметра модели для получения значений магнитосферного магнитного поля в виде индекса D_{st} на выходе модели нельзя считать корректным. Авторы работы [4] пытаются объяснить это обстоятельство следующим образом: "Важно отметить, что модель T96 использует измеренное значение D_{st} совместно с динамическим давлением как параметр магнитосферного возмущения, а не пытается воспроизвести D_{st} или используя значения поля на наземных станциях или воссоздавая кольцевой ток соответствующего значения. Входное значение D_{st} использовано в модели T96 только для параметризации уровня активности в магнитосфере". Однако авторы [30], использовавшие T96 для моделирования магнитных полей, производимых токовыми системами внешнего происхождения вдоль траектории спутника POLAR, считают, что "амплитуда магнитного поля от внешних источников в T96 зависит от входных параметров, таких как корень квадратный от динамического давления солнечного ветра (L_{dyn}), D_{st} индекса и параметров ММП B_y и B_z ". Согласно [2] "величина кольцевого тока параметризована составным "RC-индексом", который является по существу D_{st} -индексом, исправленным за влияние изменяющегося давления солнечного ветра". И действительно, сопоставление приведенных на рис. 4 D_{st}^{obs} (нижняя панель) и RC (верхняя панель) свидетельствуют как раз о том, что D_{st} индекс используется в модели T96 для определения свободного параметра α_{RC} – амплитуды кольцевого тока. В связи с этим следует заметить, что модель [10], в которой D_{st} индекс является входным параметром, по мнению ее авторов не может быть использована для вычисления D_{st} . Как модель [10], так и T96, в существующем виде следует использовать для определения магнитных полей в магнитосфере на $r > 4 R_E$. В параболической модели входным параметром, определяющим интенсивность кольцевого тока, является суммарная энергия ионов в магнитосфере на геоцентрических расстояниях $(2-5) R_E$. Она определяется независимо от D_{st} индекса и поэтому может служить входным параметром при определении магнитных полей во всей магнитосфере, от магнитопаузы до поверхности Земли, включая D_{st} вариацию.

Модель T96 является в настоящее время завершающейся в семействе предлагаемых Н. Цыганен-

ко моделей магнитосферного магнитного поля. В ближайшие годы следует ожидать появление новых, улучшенных вариантов этой модели. Будем надеяться, что в этих новых модификациях модели T96 будут учтены следующие рекомендации:

- 1) уточнены значения α_{T1} , α_{T2} и α_{T3} при калибровке их по параметрам солнечного ветра;
- 2) уточнена величина смещения токовой системы в хвосте вдоль оси X_{GSM} , определяющая так же положение околоземной границы токового слоя, в зависимости от параметров солнечного ветра и уровня геомагнитной активности;
- 3) уточнена величина отклика магнитного поля на поверхности Земли на изменение давления солнечного ветра, определяющего интенсивность токовой системы DCF на магнитопаузе;
- 4) принято во внимание, что область кольцевого тока располагается во внутренней магнитосфере во внешней части радиационного пояса на геоцентрических расстояниях меньших, чем область тока хвоста.

В модели T96 кольцевой ток течет в области $r < (10-12) R_E$ с максимумом тока на $(6-8) R_E$. В интервалах магнитных бурь эта область включает околоземную часть плазменного слоя. Возможно, что различие в величинах вкладов DT в D_{st} вариацию на главной фазе магнитной бури в моделях T96 и PM обусловлено именно различным подходом к определению границы между кольцевым током и током в хвосте магнитосферы, или даже отсутствием такой границы в модели T96.

Во всяком случае, принятие этих рекомендаций позволит согласовать, по нашему мнению, наблюдаемые на поверхности Земли вариации магнитного поля с полями, рассчитанными по модели T96 для ISTP магнитной бури в январе 1997.

ВЫВОДЫ

1. Параболическая модель магнитного поля в магнитосфере позволяет достаточно правильно описать вариации поля на поверхности Земли во время магнитной бури, известной в литературе как буря по международной программе солнечно-земной физики (9-11.I.1997 г.). Входные параметры модели, имеющие ясный физический смысл, определяются из данных наблюдений на спутниках или с поверхности Земли. Они характеризуют мгновенное состояние крупномасштабных токовых систем в магнитосфере, а динамика токовых систем описывается через зависимость от времени входных параметров модели. В результате PM позволяет рассчитать динамику составляющих магнитосферного магнитного поля как в спокойные, так и в возмущенные периоды.

2. Для описания вариаций магнитного поля моделью T96 в экстремальных, существенно отличающихся от характерных, ситуациях необходимо

уточнение параметризации свободных параметров модели по параметрам солнечного ветра и индексам геомагнитной активности. Следует уточнить величины отклика в наземном магнитном поле на изменение давления в солнечном ветре при высоких значениях R_{SW} , принять во внимание динамику околоземной границы токового слоя в хвосте магнитосферы и изменение в связи с этим геоцентрического расстояния в расположении кольцевого тока.

3. Импульсное усиление давления солнечного ветра на магнитопаузу в РМ усиливает поле DCF токовой системы, и существенно слабее проявляется в магнитных полях DT и DR токовых систем. Эта особенность развития магнитного возмущения в интервале магнитной бури в январе 1997 г. изменяет обычно существующую во время главных фаз магнитных бурь связь интенсивностей магнитных полей DT и DCF токовых систем, которая используется в модели T96. Согласно модели T96 поля DCF и DT пропорциональны корню квадратному из динамического давления солнечного ветра.

4. Кольцевой ток не является основным источником вариаций магнитного поля на поверхности Земли в низких широтах на главной фазе магнитной бури. Токовая система хвоста магнитосферы создает возмущение примерно такой же интенсивности, как и поле кольцевого тока. При этом предполагается, что границей раздела между током в хвосте магнитосферы и кольцевым током является внутренняя (околоземная) граница токового слоя. На этой границе изменяется пич-угловое распределение ионов авроральных энергий, вдоль радиального профиля с этой границы в направлении к Земле уменьшается энергия авроральных электронов. С удалением от Земли магнитные силовые линии хвоста вытягиваются в антисолнечном направлении в связи с существованием в плазменном слое хвоста в экваториальной плоскости магнитосферы электрического тока с утренней стороны на вечернюю. Вблизи проекции на высоты ионосферы этой границы генерируются дискретные формы полярных сияний, и текут интенсивные продольные и ионосферные токи.

Работа выполнена при поддержке Международного Института по исследованию космоса (ISSI) и РФФИ (грант № 99-05-65611).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Tsyganenko N.A. Modeling the Earth's magnetospheric magnetic field confined within a realistic magnetopause // J. Geophys. Res. 1995. V. 100. P. 6699.
2. Tsyganenko N.A. Effects of the solar wind conditions on the global magnetospheric configuration as deduced

- from data-based field models // Eur. Space Agency Spec. Pbul. SP-389. 1996. P. 181–185.
3. Aleseev I.I., Belekaya E.S., Kalegaev V.V. et al. Magnetic storms and magnetotail currents // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 7737–7747.
 4. Turner N.E., Baker D.N., Pulkkinen T.I., McPherson R.L. Evaluation of the tail current contribution to D_{st} // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. P. 5431.
 5. Tsyganenko N.A. Magnetospheric magnetic field model with a warped tail current sheet // Planet. Space Sci. 1989. V. 37. P. 5.
 6. Maltsev Yu.P., Arykov A.A., Belova E.G. et al. Magnetic flux redistribution in the storm time magnetosphere // J. Geophys. Res. 1996. V. 101. P. 7697.
 7. Kalegaev B.B., Алексеев И.И., Фельдштейн Я.И. и др. Магнитный поток в долях хвоста и динамика D_{st} вариации во время магнитных бурь // Геомагнетизм и аэронавигация. 1998. Т. 38. № 3. С. 10.
 8. Dremukhina L.A., Feldstein Y.I., Alexeev I.I. et al. Structure of the magnetospheric magnetic field during magnetic storms // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 28351.
 9. Arykov A.A., Maltsev Yu.P. Direct-driven mechanism for geomagnetism storms // J. Geophys. Res. 1996. V. 23. P. 1689.
 10. Мальцев Ю.П., Остапенко А.А. Модель магнетосферного магнитного поля // Геомагнетизм и аэронавигация. 2001. Т. 41. № 6. С. 76.
 11. Fairfield D.H., Tsyganenko N.A., Usmanov A.V., Malkov M.V. A large magnetospheric magnetic field database // J. Geophys. Res. 1994. V. 99. P. 11319.
 12. Alexeev I.I., Feldstein Y.I. Modeling of geomagnetic field during magnetic storms and comparison with observations // J. Atmosph. Sol.–Terr. Phys. 2001. V. 63. № 5. P. 431.
 13. Alexeev I.I., Kalegaev V.V., Belenkaya E.S. et al. A dynamic model of the magnetosphere. Case study: January 9–12, 1997 // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P. 25683.
 14. Воробьев В.Г., Громова Л.И., Реженов Б.В. и др. Вариации положения границ плазменных вторжений и авроральное свечение в ночном секторе // Геомагнетизм и аэронавигация. 2000. Т. 40. № 3. С. 79.
 15. Фельдштейн Я.И., Дремухина Л.А., Луи А.Т.Ю. Околоземная (внутренняя) граница плазменного слоя в хвосте магнитосферы в интервале магнитных бурь // Геомагнетизм и аэронавигация. 2000. Т. 40. № 6. С. 122.
 16. Pulkkinen T.I., Wiltberger M. Thin current sheet evolution as seen in observations, empirical models and MGD simulations // Geophys. Res. Lett. 2000. V. 27. P. 1363.
 17. Feshchenko E.Y., and Maltsev Y.P. Erosion of the inner magnetosphere during geomagnetic storms // Ann. Geophys. 1997. V. 15. P. 1532.
 18. Jordanova V.K., Torbert R.B., Thorne R.M. et al. Ring current activity during the early $B_z < 0$ phase of the January 1997 magnetic cloud // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 24895.
 19. Jordanova V.K., Kozyra J.U., Nagy A.F., Khazanov G.V. Kinetic model of the ring current–atmosphere interactions // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. P. 14279.
 20. Jordanova V.K., Farrugia C.J., Janoo L. et al. October 1995 magnetic cloud and accompanying storm activity: ring current evolution // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 79.

21. *Sheldon R.B., Hamilton D.C.* Ion transport and loss in the Earth's quiet ring current. I. Data and standard model // *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. P. 13491.
22. *Hamilton D.C., Gloeckler G., Ipavich F.M. et al.* Ring current development during the great geomagnetic storm of February 1986 // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 14343.
23. *Кузнецов С.Н., Богомолов А.В., Денисов Ю.В. и др.* Изменения внешнего радиационного пояса Земли под воздействием магнитных возмущений 10–11 января 1997 // *Геомagnetизм и аэронаутика*. 2001. Т. 40. № 3. С. 3232.
24. *Burch J.L., Mitchell D.G., Sandel B.R. et al.* Global dynamics of the plasmosphere and ring current during geomagnetic storms // *Geophys. Res. Lett.* 2001. V. 28. P. 1159.
25. *Thomsen M.F., Borovsky J.E., McComas D.J. et al.* The magnetospheric response to the CME passage of January 10–11, 1997 as seen at geosynchronous orbit // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 2545.
26. *Feldstein Y.I., Dremukhina L.A., Mall U., Woch J.* On the two phase decay of the D_{st} -variation // *Geophys. Res. Lett.* 2000. V. 27. P. 2813.
27. *Mead G.D.* Deformation of the geomagnetic field by the solar wind // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 64. P. 1181.
28. *Tsyganenko N.A.* Solar wind control of the tail lobe magnetic field as deduced from Geotail, AMPTE/IRM, and ISEE 2 data // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 5517.
29. *Tsyganenko N.A., Le G., Russell C.T. and Lyemori T.* A study of the inner magnetosphere based on data of Polar // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 10275.
30. *Le G., Russell C.T.* Initial Polar magnetic field experiment observations of the low-altitude polar magnetosphere: monitoring the ring current with polar orbiting spacecraft // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 17345.
31. *Фельдштейн Я.И., Дремухина Л.А.* Магнитные поля токов магнитопаузы и хвоста магнитосферы на поверхности Земли во время магнитных бурь // *Геомagnetизм и аэронаутика*. 2000. Т. 40. № 5. С. 122.
32. *Borovsky J.E., Thomsen M.F., McComas D.J.* The superdense plasma sheet: plasmaspheric origin, solar wind origin, or ionospheric origin? // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 22089.
33. *Borovsky J.A., Thomsen M.F., McComas D.J. et al.* Magnetospheric dynamics and mass flow during the November 1993 storm // *J. Geophys. Res.* 1998. V. 103. P. 26373.
34. *Pulkinen T.I.* A study of magnetic field and current configurations in the magnetotail at the time of the substorm onset // *Planet. Space. Sci.* 1991. V. 39. P. 833.
35. *Kubyskhina M.V., Sergeev V.A., Pulkkinen T.I.* Hybrid input algorithm: an event-oriented magnetospheric model // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 24977.
36. *Le G., Russell C.T., Luhmann J.G.* POLAR magnetic observations of the low-latitude magnetosphere during the January 1997 coronal mass ejection/magnetic cloud event // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 2533.
37. *Friedel R.H.W., Korth A., and Kremser G.* Substorm onset observed by CRRES: determination of energetic particle source regions // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 13137.
38. *Feldstein Y.I., and Galperin Yu.I.* The auroral luminosity structure in high-latitude upper atmosphere, its dynamics and relationship to the large-scale structure of the Earth magnetosphere // *Rev. Geophys.* 1985. V. 23. P. 217.
39. *Vasyliunas V.M.* A note on current closure // *J. Geophys. Res.* 1999. V. 104. P. 25143.
40. *Vasyliunas V.M., Reply* // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 27843.
41. *Friedrich E., Rostoker G., Connors M.G., McPherson R.L.* Comment on "A note on current closure" by Vytenis M. Vasyliunas // *J. Geophys. Res.* 2000. V. 105. P. 27811.
42. *Iijima T., Potemra T.A., and Zanetti L.J.* Large-scale characteristics of magnetospheric equatorial currents // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. P. 991.
43. *Lui A.T.U., and Hamilton D.C.* Radial profiles of quiet time magnetospheric parameters // *J. Geophys. Res.* 1992. V. 97. P. 19325.
44. *Fenrich F.R., Luhmann J.C., Le G., Russell C.T.* POLAR magnetic field observations at apogee during the January 1997 magnetic cloud event // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 2541.