

***Dst*-ВАРИАЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПЕРИОДЫ МАГНИТНЫХ БУРЬ**

© 1999 г. Л. А. Дремухина, Я. И. Фельдштейн

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк (Московская обл.)

Поступила в редакцию 15.05.1998 г.

После доработки 18.11.1998 г.

Исследуется вклад различных источников магнитосферного магнитного поля в наблюдаемую *Dst*-вариацию. Используются данные двух магнитных бурь и методика моделирования по Мальцеву [1]. Входными данными для моделирования являются: среднечасовые значения параметров солнечного ветра; положение границ областей высывания частиц с различными физическими характеристиками; интегральные значения энергии ионов в интервале 1–300 кэВ/а.е.з., полученные со спутника АМРТЕ/ССЕ. Получены количественные эффекты в *Dst*-вариации, связанные с кольцевым током, токами на магнитопаузе, а также магнитным потоком в хвосте магнитосферы. Расчеты показали, что в главную фазу магнитной бури все три источника дают соизмеримые вклады в магнитное возмущение на поверхности Земли. Возрастание полей токов экранировки на магнитопаузе происходит одновременно с ростом магнитного поля кольцевого тока и магнитного потока во внешней магнитосфере, что сопровождается на поверхности Земли взаимной компенсацией магнитных полей разных источников. В результате наблюдаемая во время бури *Dst*-вариация может быть интерпретирована как обусловленная магнитным полем или кольцевого тока, или токов в хвосте магнитосферы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Азимутально симметричную часть наблюдаемого на поверхности Земли магнитного возмущения во время магнитных бурь в низких широтах (*Dst*-вариация) было принято описывать соотношением:

$$Dst = DCF + DR, \quad (1)$$

где *DCF* – поле токов на магнитопаузе, экранирующих магнитные поля геодиполя и кольцевого тока во внешнем пространстве, а *DR* – поле кольцевого тока во внутренней магнитосфере [2]. Естественно полагать, что в магнитное возмущение, как на земной поверхности, так и в любой точке магнитосферы, вносят вклад также и другие крупномасштабные магнитосферные токовые системы: ток, текущий в плазменном слое хвоста магнитосферы, высокоширотные продольные токи и замыкающие их ионосферные токи, частичный кольцевой ток, токовый клин в ночной магнитосфере. Однако вклад магнитных полей последних трех токовых систем, а также токовых систем авроральных электроструй в *Dst*-вариацию существенно меньше полей экранировки и кольцевого тока [3].

Поле *DCF* можно рассчитать из соотношения, предложенного в [4], связывающего поле на магнитопаузе *B* с динамическим давлением солнечного ветра в лобовой точке магнитосферы *P_d*: $B = k \sqrt{2\mu_0 P_d}$, где $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ Гн/м – магнитная

проницаемость вакуума, а коэффициент *k* зависит как от формы магнитосферы, так и от характера обтекания магнитосферы солнечным ветром. Величина *B_m* однозначно определяет *DCF* на поверхности Земли.

Магнитный эффект кольцевого тока *DR* обычно определяется по теореме Десслера–Паркера–Скопке, связывающей величину магнитного поля кольцевого тока в центре Земли *DR₀* со значением полной энергии захваченных в радиационном поясе частиц *W*: $DR_0 = -(2/3)(W/W_d)B_E$, где *W_d* – энергия дипольного магнитного поля вне земной поверхности, *B_E* – напряженность геомагнитного поля на земном экваторе. При $W_d = 8 \times 10^{24}$ эрг, $B_E = 32000$ нТл магнитный эффект кольцевого тока на поверхности Земли *DR*, с учетом магнитных полей, индуцированных в проводящей Земле токов, равен:

$$DR = (3/2)DR_0 = -64W \text{ нТл}, \quad (2)$$

где *W* в 10^{31} кэВ.

Точный расчет магнитного эффекта токовой системы хвоста магнитосферы требует знания распределения токов в плазменном слое и замыкающих их токов на магнитопаузе, формы магнитопаузы, что приводит к достаточно громоздким расчетам, носящим приближенный характер. Поэтому в [1, 5, 6] предложена методика учета на поверхности Земли магнитного эффекта токов хвоста магнитосферы, если известен магнитный поток, формирующий ее внешнюю часть.

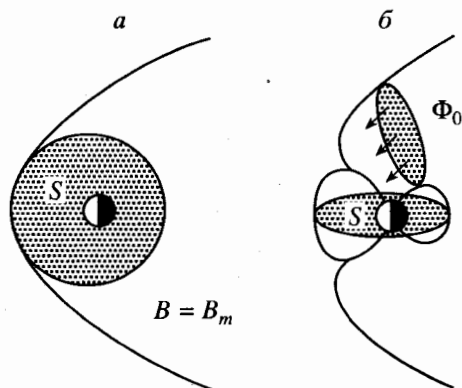


Рис. 1. Схематическое изображение модели магнитосферы по [1], состоящей из двух областей: внутренней, ограниченной в экваториальной плоскости контуром $B = B_m = \sqrt{2\mu_0 P}$ с площадью экваториального сечения S ; внешней – с магнитным потоком Φ_0 : (а) экваториальное сечение; (б) вид с вечерней стороны.

В [1] получено соотношение, связывающее азимутально симметричное понижение геомагнитного поля в низких широтах H_m , что эквивалентно Dst -вариации, с полем кольцевого тока DR , давлением солнечного ветра в лобовой точке магнитосферы P и магнитным потоком во внешней магнитосфере Φ_0 , проектирующимся на полярную шапку и овал полярных сияний:

$$H_m = \sqrt{2\mu_0 P} + DR - \Phi_0 / (2S), \quad (3)$$

где S – площадь экваториального сечения внутренней магнитосферы (области стабильного захвата энергичных заряженных частиц). Методика, используемая в [1], основана на предположении, что магнитопауза замкнута и магнитный поток сохраняется в пределах пространства, ограниченного магнитопаузой. Первый член в (3) определяется, в основном, токами экранировки на магнитопаузе, третий член – токами в хвосте магнитосферы. Для получения соотношения (3) используется структура магнитосферы, схематически изображенная на рис. 1 [1]. Предполагается, что магнитосфера состоит из двух частей, внутренней и внешней, разделенных контуром $B = B_m = \sqrt{2\mu_0 P}$, площадь экваториального сечения которого равна S . Контур B_m является внешней границей области стабильного захвата частиц с питч-углами в 90 градусов в экваториальной плоскости (граница для частиц с другими питч-углами отличается от выбранной незначительно, так как поле во внутренней магнитосфере близко к дипольному). В общем случае форма сечения S отлична от круга и не является аксиально симметричной. Однако приведенные в [7] оценки показывают, что приближение кругового сечения дает ошибку, не превышающую 8% полной величины члена в выражении (3), связанного с магнитным потоком Φ_0 .

Целью данной статьи является сопоставление полученных по предлагаемой в [1] методике напряженностей магнитных полей разных источников и сравнение результатов модельных расчетов с наблюдаемыми вариациями магнитного поля в интервалах магнитных бурь.

2. МОДЕЛЬНЫЙ РАСЧЕТ

В настоящем исследовании для количественной оценки магнитного возмущения во время магнитных бурь было использовано соотношение (3). Значения H_m и его составляющих $H_1 = \sqrt{2\mu_0 P}$, DR , $H_2 = \Phi_0 / (2S)$ вычислялись для двух бурь, которые наблюдались 24–27 ноября 1986 года и 06–08 мая 1988 года. Для этих бурь имеются достаточно полные ряды данных о среднечасовых значениях параметров солнечного ветра в каталоге Кинга, что дает возможность рассчитать член H_1 в выражении (3). Согласно [8] $P = 0.88 \times P_d = 0.88mnV^2$.

Поле кольцевого тока DR было получено по (2). Полная энергия ионов кольцевого тока W определялась из измерений потоков ионов водорода, кислорода, гелия и азота с энергиями 1.0 – 300 кэВ/а.е.з. при квазирадиальных пересечениях кольцевого тока на расстояниях $(2-7)R_E$ спутником АМРТЕ/ССЕ. Потоки энергии частиц, измеренные при каждом пересечении, интегрировались в предположении долготной симметрии в распределении частиц, и полученное значение энергии относилось ко всему времени пролета через радиационную зону, составляющего ~ 3 ч. В интервалы времени, когда измерения не проводились, на участках траектории вблизи перигея и апогея, значения энергии получены линейной интерполяцией. Длительность таких интервалов составляла 1 ч в перигее и 7 ч в апогее.

Для расчета члена H_2 в соотношении (3) необходимо знание Φ_0 и S . Для их вычислений были использованы результаты измерений потоков и структуры вторжений плазмы авроральных энергий со спутников серии DMSP. Спутники DMSP – F6, F7, F8, F9 при пролетах над полярными областями фиксировали геомагнитные широты и долготы границ областей характерных плазменных структур, а также потоков вторгающихся электронов и ионов, их энергетические спектры в интервале от 0.3 до 20 кэВ с временным разрешением в 1 с. В данном анализе использовались пролеты спутников только в северном полушарии. Таким образом, при пересечении области высоких широт за интервал в ~ 15 мин спутник фиксировал координаты двух точек, соответствующих определенной плазменной структуре. За границу внешней области магнитосферы, проектирующейся силовыми линиями геомагнитного поля на границу области устойчивого захвата энергичной авроральной плазмы, была принята граница меж-

ду дискретными и диффузными формами электронных вторжений. Эта граница соответствует обозначению *b3a* в ночном секторе и LLBL в утренне-дневном секторе магнитосферы [9]. Предполагалось, что искомая область имеет форму круга. По измеренным координатам двух точек, широты и местного магнитного времени MLT, соответствующих одному пролету в данный час UT, вычислялись сдвиг центра круга вдоль полуденно-полуночного меридиана *d* и его угловой радиус θ_0 . При известном угловом радиусе экваториальной границы овала поток Φ_0 рассчитывается по соотношению:

$$\Phi_0 = 2B_E \pi R_E^2 \sin^2 \theta_0, \quad (4)$$

где B_E – магнитное поле на геомагнитном экваторе, R_E – радиус Земли. Для вычисления площади *S* требуется знание расстояния до подсолнечной точки R_1 и расстояния до передней кромки токового слоя R_2 , которые определяют положение контура B_m соответственно на дневной и ночной сторонах магнитосферы. Параметр R_2 определяется по плазменным наблюдениям спутниками DMSF экваториальной границы аврорального овала в местную геомагнитную полночь θ_n . Из известных значений углового радиуса внешней границы области структурных вторжений θ_0 и сдвига этой границы на ночную сторону вдоль меридиана полдень–полночь *d* можно получить полуночную кошироту экваториальной границы дискретных вторжений, как $\theta_n = \theta_0 + d$. Полученное таким образом положение границы проектируется на экваториальную плоскость магнитосферы в предположении дипольности магнитных силовых линий: $R_2 = 1/\sin^2 \theta_n$. Предположение о квазидипольности силовых линий во внутренней магнитосфере используется в литературе (см., например, [10]).

Расстояние R_1 до подсолнечной точки на магнитопаузе определялось по имеющимся данным о параметрах солнечного ветра и ММП. В данной работе были использованы функциональные зависимости величины R_1 от давления солнечного ветра *P* и B_z ММП из [11]:

$$R_1 = (11.4 + 0.013B_z)/P^{1/6.6} \quad \text{при } B_z > 0, \quad (5)$$

$$R_1 = (11.4 + 0.140B_z)/P^{1/6.6} \quad \text{при } B_z \leq 0,$$

где *P* выражено в нПа. В интервалы времени, когда отсутствуют данные о параметрах солнечного ветра, модельный расчет содержит пропуски, так как для них невозможно вычисление H_1 в (3). Полученные по соотношениям (5) значения R_1 являлись лишь начальными для расчета магнитного поля в магнитосфере по параболоидной модели магнитного поля в магнитосфере [12]. В периоды, когда имелись данные по солнечному ветру, на последующем этапе расчета значения R_1 уточня-

лись методом итераций до выполнения условия баланса динамического и магнитного давлений в подсолнечной точке. В окончательном расчете использовались значения R_1 , которые соответствовали такому балансу в рамках параболоидной модели.

При известных значениях R_1 и R_2 площадь *S* вычислялась в предположении, что сечение внутренней магнитосферы имеет форму круга:

$$S = \pi [(R_1 + R_2)/2]^2. \quad (6)$$

Значения *Dst*-индекса, сравниваемые с результатами модельных расчетов, были получены с использованием магнитограмм долготной цепочки

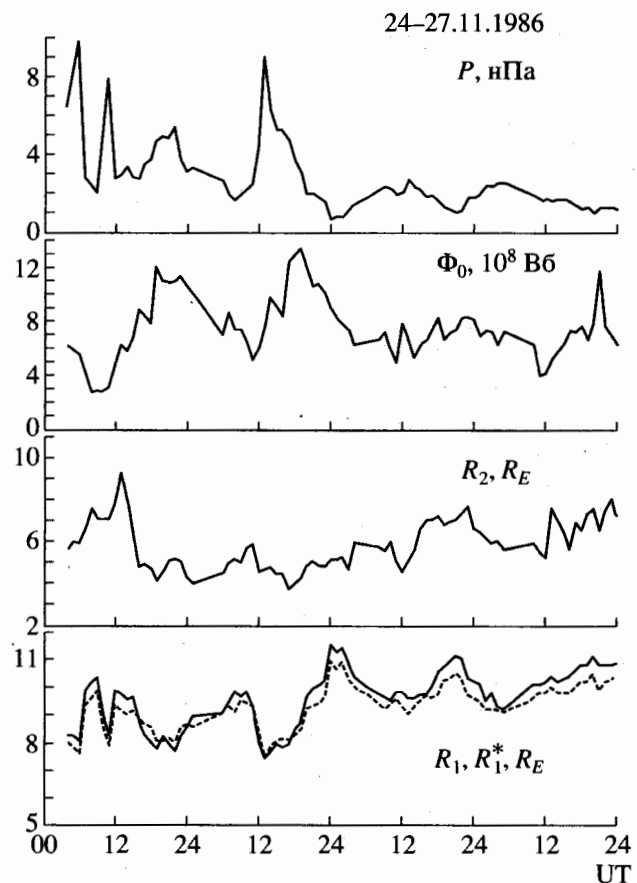


Рис. 2. Входные данные для модельного расчета магнитного возмущения в интервал магнитной бури 24–27 ноября 1986 г. Сверху вниз: давление плазмы солнечного ветра *P* в нПа; магнитный поток во внешней магнитосфере Φ_0 , измеренный в 10^8 Вб; геоцентрическое расстояние до кромки токового слоя в хвосте магнитосферы R_2 в земных радиусах; расстояния до подсолнечной точки магнитосферы R_1 , рассчитанное по соотношению (5) (сплошная линия), и R_1^* , рассчитанное из условия баланса в подсолнечной точке динамического давления солнечного ветра и давления магнитного поля в параболоидной модели (пунктирная линия), в земных радиусах.

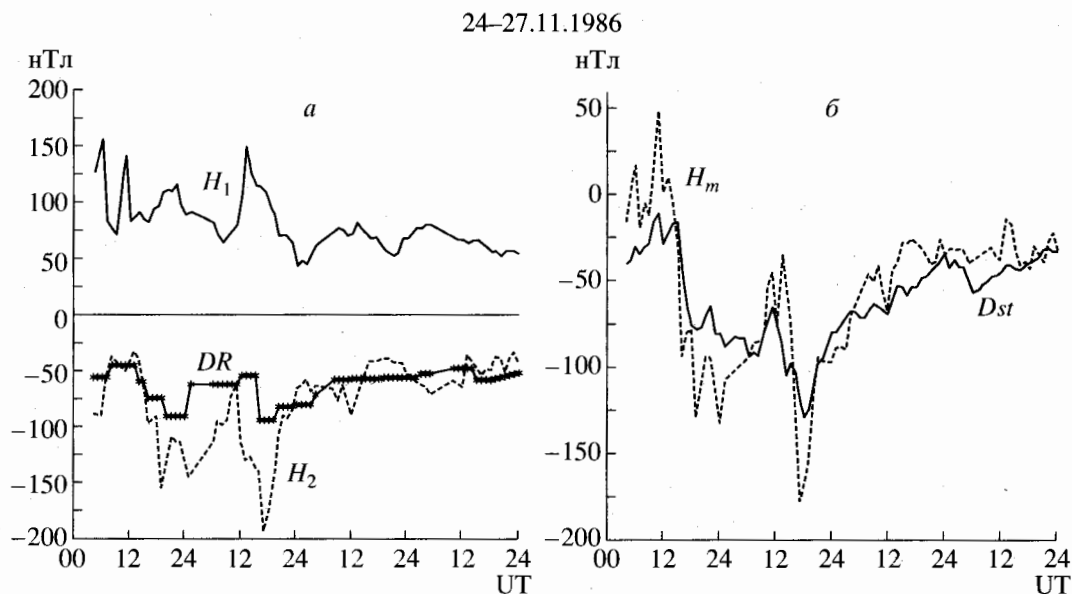


Рис. 3. Результаты модельного расчета для магнитной бури 24–27 ноября 1986 г.: (а) составляющие модельного магнитного возмущения H_1 (сплошная линия), H_2 (штриховая линия) и DR (звездочки); (б) сопоставление наблюдаемой Dst -вариации (сплошная линия) и модельного поля H_m (штриховая линия).

из 7-ми низкоширотных магнитных обсерваторий. Рассчитывались отклонения горизонтальных компонент магнитного поля в каждый 1-минутный интервал времени UT по всем 7-ми обсерваториям от спокойного уровня. За спокойный уровень принимались значения магнитного поля на соответствующей обсерватории в ближайший очень спокойный день, предшествующий магнитной буре: 22 ноября 1986 г. и 1 мая 1988 г. Далее 1-минутные значения поля ΔH и ΔD пересчитывались в геомагнитные составляющие ΔX и ΔY . Ежечасные значения ΔX и ΔY для каждого часа UT получались осреднением 1-минутных значений соответствующей компоненты. Значения ΔX приводились к экватору делением на $\cos \lambda$, где λ – геомагнитная широта обсерватории, а затем осреднялись по цепочке обсерваторий.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

В работе были проанализированы экспериментальные данные и выполнены модельные расчеты с использованием описанной выше методики Мальцева [1] для интервалов двух магнитных бурь средней интенсивности (значение $|Dst|$ вариации в главной фазе составляет ~ 120 – 150 нТл). Рассмотрим результаты для каждой магнитной бури в отдельности.

Магнитная буря 24–27 ноября 1986 г.

На рис. 2 представлены (сверху вниз) рассчитанные значения давления плазмы солнечного ветра P в нПа, магнитный поток во внешней маг-

нитосфере Φ_0 в 10^8 Вб, геоцентрическое расстояние до ночной границы области стабильного захвата энергичных частиц R_2 , и значения расстояния до подсолнечной точки R_1 , рассчитанные из соотношения (5), и R_1^* , рассчитанные с использованием баланса давления на магнитопаузе по параболоидной модели. Значения R_1 и R_1^* отличаются друг от друга в пределах десятых долей земного радиуса и имеют подобный ход. В интервалы с $Bz > 0$, $R_1 > R_1^*$, в интервалы с $Bz \leq 0$, $R_1 < R_1^*$. В течение магнитной бури имеют место три возрастания значений потока Φ_0 и давления P . В моменты времени, соответствующие возрастаниям Φ_0 и P , значения R_1 (R_1^*), напротив, уменьшаются.

На рис. 3а представлены поля H_1 , DR , H_2 из соотношения (3). Видно, что H_1 и H_2 имеют подобный ход, но обратные знаки, и, таким образом, в значительной степени компенсируют друг друга. Результирующее магнитное поле H_m определяется, в основном, полем DR . На рис. 3б проведено сопоставление наблюдаемой Dst и рассчитанного по (3) модельного поля H_m . Модельное поле достаточно хорошо соответствует наблюдаемому, повторяя в общих чертах его вариации в течение бури. Коэффициент корреляции $r = 0.92$ при дисперсии $\sigma = 12.8$ нТл. Однако в моменты экстремумов Dst модельные значения превышают наблюдаемые. Это может быть обусловлено завышением интенсивности магнитного поля, связанного с токовой системой в хвосте магнитосферы. Эта система определяет значение H_2 через магнитный поток во внешней магнитосфере. Резкое возрас-

6–8.05.1988

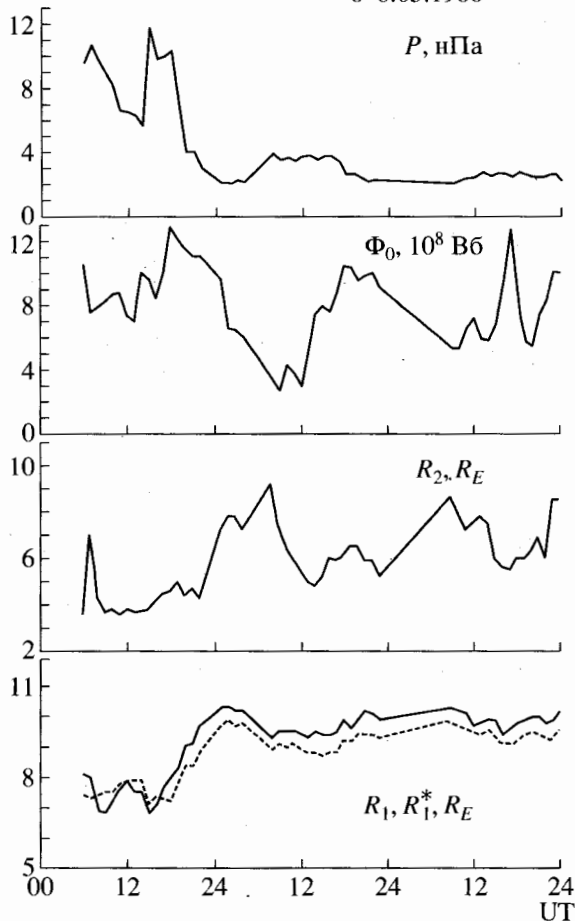


Рис. 4. Входные данные для модельного расчета магнитного возмущения в интервал 06–08 мая 1988 г., аналогично рис. 2, сверху вниз: P , Φ_0 , R_2 , R_1 и R_1^* .

тание H_2 в выражении (3) происходит из-за того, что величины, стоящие в числителе и знаменателе, изменяются практически синхронно, но в противоположных направлениях: при возрастаниях потока Φ_0 обычно уменьшаются значения R_1 и R_2 , что приводит к уменьшению S .

Магнитная буря 6–8 мая 1988 г.

На рис. 4 и 5 представлены в аналогичном формате, как и для предыдущей бури, результаты анализа вариаций магнитного поля для магнитной бури 06–08 мая 1988 года. В интервале бури входные параметры в соотношении (3) испытывают значительные вариации. Давление P имеет два максимума во время главной фазы бури. Магнитный поток Φ_0 возрастает дважды, на главной фазе и на фазе восстановления. Возрастание потока Φ_0 и уменьшение значений R_1 на главной фазе отражаются в двух понижениях величины H_2 . Увеличение же давления солнечного ветра P приводит к возрастанию H_1 . Магнитные поля H_1 и H_2 меняются в противофазе, частично взаимно компенсируя друг друга. Но вклад члена H_2 , определяемого полем токовой системы хвоста и размером внутренней магнитосферы, превышает значения H_1 . В сумме три слагаемые составляют модельное значение H_m , которое достаточно хорошо описывает наблюдаемую *Dst*-вариацию для обоих вариантов R_1 . Для этой бури $r = 0.87$ при $\sigma = 21.6$ нТл.

Следует заметить, что при обсуждении среднестатистического портрета магнитной бури в [6] заключено, что *Dst*-вариация контролируется, в

06–08.05.1988

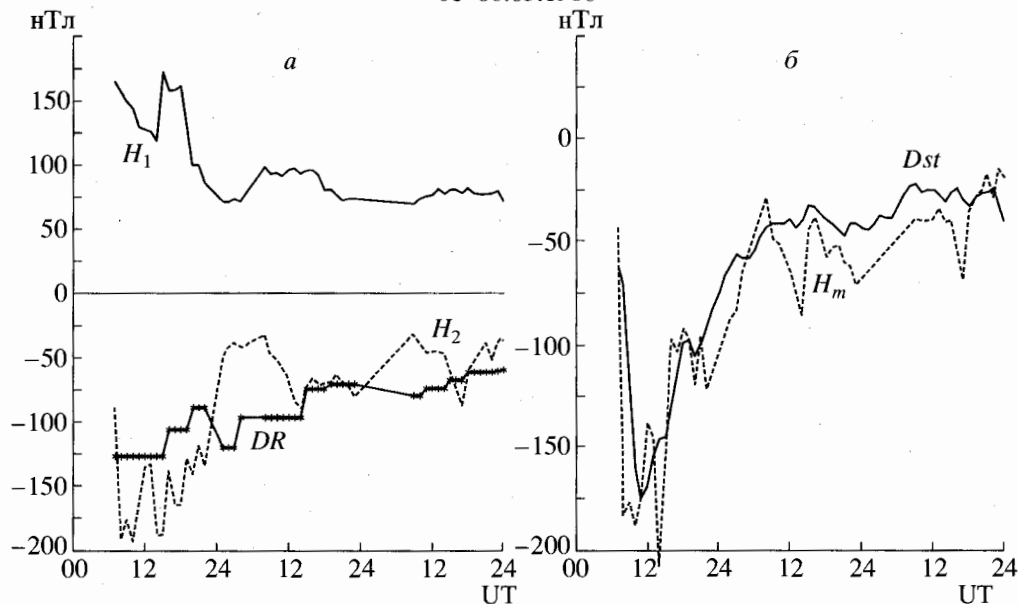


Рис. 5. Результаты модельного расчета для магнитной бури 6–8 мая 1988 г.: (а) составляющие модельного магнитного возмущения H_1 (сплошная линия), H_2 (штриховая линия) и DR (звездочки); (б) сопоставление наблюдаемой *Dst*-вариации (сплошная линия) и модельного магнитного поля H_m (штриховая линия).

основном, токами в хвосте магнитосферы и на магнитопаузе. Эффектами кольцевого тока при описании магнитной бури можно пренебречь. Результаты анализа вариаций поля в течение двух магнитных бурь больше свидетельствует о соизмеримом вкладе всех трех токовых систем в наблюдаемую *Dst*-вариацию.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен сравнительный анализ вклада различных источников в наблюдаемую на поверхности Земли *Dst*-вариацию на основе методики, предложенной в [1]. На примере двух бурь показано, что соотношение $H_m = \sqrt{2\mu_0 P} + DR - \Phi_0 / (2S)$ достаточно хорошо описывает наблюдаемую *Dst*-вариацию геомагнитного поля. Слагаемые, контролируемые токовыми системами в хвосте магнитосферы и в радиационной зоне, вносят примерно равные вклады в наблюдаемую на поверхности Земли *Dst*-вариацию. Однако в моменты экстремумов *Dst* модельные значения превосходят наблюдаемые, что свидетельствует о завышении вклада члена, связанного с магнитным потоком во внешней магнитосфере. В целом вклады всех трех составляющих в геомагнитное возмущение в интервале геомагнитной бури соизмеримы, однако эффект токов плазменного слоя хвоста магнитосферы, возрастающий в главную фазу бури, компенсируется возрастающим в этот же интервал эффектом токов на магнитопаузе вследствие увеличения динамического давления солнечного ветра и приближения магнитопаузы к Земле.

Авторы благодарят М. Гринспен за данные об ионах со спутника АМРТЕ/ССЕ, И.И. Алексева, В.В. Калегаева и Ю.П. Мальцева за полезные дискуссии, А. Графе и Л.И. Громову за участие в вычислениях *Dst*-индекса. Работа поддержана ча-

стично грантами РФФИ 96-05-66279 и ИНТАС-РФФИ-95-0932.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Arykov A.A., Maltsev Yu.P.* Direct-driven mechanism for geomagnetic storms // *Geophys. Res. Lett.* 1996. V. 23. P. 1689.
2. *Chapman S., Bartels J.* *Geomagnetism* // Oxford University, Oxford, 1940.
3. *Takahashi S., Takeda M., Yamada Y.* Simulation of storm-time partial ring current system and the dawn-dusk asymmetry of geomagnetic variation // *Planet. Space Sci.* 1991. V. 39. P. 821.
4. *Mead G.D.* Deformation of the geomagnetic field by the solar wind // *J. Geophys. Res.* 1964. V. 69. P. 1181.
5. *Мальцев Ю.П.* Связь *Dst*-вариации с геометрией магнитосферы // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 1991. Т. 31. С. 567.
6. *Арыков А.А., Мальцев Ю.П.* Вклад различных источников в поле геомагнитной бури // *Геомагнетизм и аэронавигация.* 1993. Т. 33. С. 67.
7. *Maltsev Yu.P., Arykov A.A., Belova E.G. et al.* Magnetic Flux Technique for Calculating Storm-time depression // In International Conference on Magnetic Storms, Rikubetsu, Hokkaido, Japan, Oct. 6–8, 1994. STEL, Nagoya Univer. 1994. P. 127.
8. *Spreiter J.R., Sumner A.L., Alksne A.Y.* Hydromagnetic flow around magnetosphere // *Planet. Space Sci.* 1966. V. 14. P. 223.
9. *Newell P.T., Feldstein Ya.I., Galperin Yu.I., Meng C.-I.* The morphology of nighttime precipitation // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 10 737.
10. *Pulkkinen T.I.* A study of magnetic field and current configuration in the magnetotail at the time of a substorm onset // *Planet. Space Sci.* 1991. V. 39. P. 833.
11. *Shue J.-H., Chao J.K., Fu H.C. et al.* A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape // *J. Geophys. Res.* 1997. V. 102. P. 9497.
12. *Alexeev I.I., Belenkaya E.S., Kalegaev V.V. et al.* Magnetic storms and magnetotail currents // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. P. 7737.