

УДК 550.38:551.510.53

## СОСТАВЛЯЮЩИЕ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ С ЧАСТОТАМИ ПРИЛИВНЫХ ВОЛН

© 2011 г. О. В. Шереметьева

Учреждение РАН Институт космических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН,  
с. Паратунка (Камчатский край)  
e-mail: sheremolga@yandex.ru

Поступила в редакцию 20.01.2010 г.  
После доработки 28.06.2010 г.

В работе исследовались регулярные вариации, вызванные воздействием приливных волн  $O_1$  и  $M_2$  на магнитосферные токовые системы. С использованием параболоидной модели магнитного поля был рассчитан отклик на приливное воздействие. В статье разработана модель возникновения геомагнитных вариаций (ГМВ) с периодами приливных волн  $O_1$  и  $M_2$ . Оценка значений таких вариаций, возникающих вследствие приливных деформаций системы токов в магнитосфере составляет  $0.2 \div 0.9$  нТл. Полученные расчетные значения совпадают по порядку величин с обработанными геомагнитными измерениями геофизической обсерватории Паратунка.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Источниками магнитного поля Земли являются сложные МГД-процессы в ядре Земли и кольцевые токи в магнитосфере [Тверской, 2004]. Естественное магнитное поле испытывает постоянные возмущения. Источники вариаций магнитного поля Земли находятся в жидком ядре, магнитосфере, ионосфере, литосфере, на Солнце [Гохберг и др., 1988; Яновский, 1978; Кролевец и Шереметьева, 2004]. Вариации магнитного поля делятся на регулярные, из которых наиболее выражена суточная вариация, и иррегулярные (возмущения) [Гальпер, 1999; Тверской, 2004; Будько и др., 2005]. В работе исследуются регулярные вариации, вызванные воздействием приливных волн  $O_1$  (период составляет 25.8 ч.) и  $M_2$  (период составляет 12.4 ч.) [Мельхиор, 1968] на асимметричный кольцевой ток, который рассматривается как семейство пространственных токовых контуров, в северном и южном полушариях, состоящих из участков частичного кольцевого тока в плоскости геомагнитного экватора, замыкающихся через ионосферу системой продольных токов (рис. 1) [Будько и др., 2005]. Кольцевой ток в магнитосфере сосредоточен на расстояниях  $(4 \div 5) R_E$  ( $R_E$  — радиус Земли) и занимает область торовой формы между полярными шапками (областями инжекции электронов) [Тверской, 2004]. Вблизи Земли, на расстояниях  $(4 \div 5) R_E$ , силовые линии дипольного геомагнитного поля и находящаяся на них плазма ионосферного происхождения вращаются вместе с планетой. Суточное вращение Земли вместе с геомагнитным полем увлекает за собой и плазму магнитосферы вплоть до высот  $(4 \div 5) R_E$  в экваториальной плоскости [Колесник, 2007]. В связи с этим, считаем, что весь объем Земли и плазма магнито-

сферы вплоть до высот  $(4 \div 5) R_E$ , а как следствие, и токовые системы в магнитосфере Земли, откликаются на приливные воздействия.

Целью настоящей работы является оценка ГМВ, возникающих вследствие приливных деформаций асимметричного кольцевого тока в магнитосфере и сравнение полученных расчетных значений с обработанными данными геофизической обс. Паратунка [Шереметьева и Смирнов, 2007].

### 2. ПРИРОДА ПРИЛИВНЫХ ВАРИАЦИЙ ПЛАНЕТАРНОГО ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Магнитное поле Земли порождается токами, которые протекают в магнитосфере и ядре Земли. Полагаем, что приливные деформации испытывает весь объем Земли и плазма магнитосферы вплоть до высот  $(4 \div 5) R_E$  в экваториальной плоскости. Приливная деформация плазмы приводит к деформированию асимметричного кольцевого тока в магнитосфере и порождает ГМВ с приливными частотами.

В разрабатываемой модели, асимметричный кольцевой ток считаем сосредоточенным на незамкнутой в подсолнечной области торовой поверхности (рис. 1) [Будько и др., 2005] (область радиационных поясов Земли), уравнение которой в сферических координатах имеет вид  $R = 4R_E \cos^2 \varphi_m$ , где  $R_E$  — радиус Земли,  $\varphi_m$  — геомагнитная широта [Гальпер, 1999]. Воздействие приливных волн на весь объем Земли и окружающего ее пространства приводит к деформации торовой поверхности и токовых систем. Исчезновение тока в каждом недеформированном токовом контуре на торовой поверхности и появление его в деформированном приводит к возникновению суммарной по всем то-

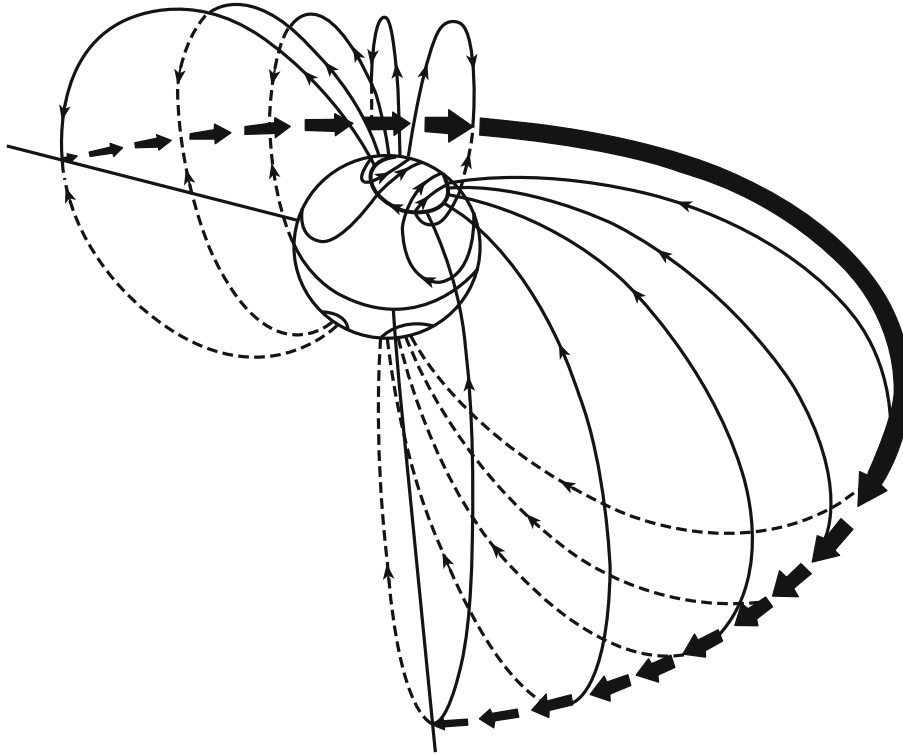


Рис. 1. Трехмерная структура токов в магнитосфере и ионосфере, замкнутая на кольцевой магнитосферный ток.

ковым контурам составляющей ГМВ с приливными частотами в масштабе планеты.

Такая деформация может быть рассмотрена следующим образом: разобьем токовые контуры на недеформированной торовой поверхности на элементы  $dl$ , каждый с током  $I_0$ . В результате приливных деформаций каждый из элементов  $dl$  контура на недеформированной торовой поверхности смещается на вектор  $\mathbf{h}$  приливной деформации. Смещение из-за приливных деформаций элементов тока эквивалентно наложению на контур на недеформированной торовой поверхности замкнутых заполняющих сегменты целиком элементарных контуров с током  $I_0$  (рис. 2). Токи смежных сторон соседних элементарных контуров компенсируют друг друга, а ток контура на недеформированной поверхности компенсируется токами наложенных на него всех элементарных контуров. Таким образом, это приведет к смещению элементарных площадок  $dS$  торовой поверхности на вектор  $\mathbf{h}$  приливной деформации. Тогда магнитный момент каждой элементарной площадки  $dS$  торовой поверхности рассчитывается по формуле [Ландау и Лифшиц, 1941]:

$$d\mathbf{M} = \left[ (\mathbf{I}dS) \times \left( \mathbf{h} \frac{r_M}{R_E} \right) \right] = \frac{r_M}{R_E} [\mathbf{I} \times \mathbf{h}] dS, \quad (1)$$

где  $r_M$  – расстояние до системы токов в магнитосфере Земли,  $I$  – сила тока на торовой поверхности, определяемая на основании того, что величина

электрического тока в магнитосфере составляет  $10^6$  А [Яновский, 1978]. Приливная составляющая магнитного поля, которая является источником ГМВ с приливными частотами, вычислялась как суммарный вклад всех элементарных площадок. Вектор приливной деформации  $\mathbf{h}$  оценим следующим образом:

1) для каждой из приливных волн будем считать вектор приливной деформации  $\mathbf{h}$  сонаправленным вектору приливной силы  $(-\nabla W)$ , где

$$W_{O_1} = A_{O_1} \sin(2\varphi) \cos\left(\frac{2\pi}{T_{O_1}} t + \lambda - \lambda_0\right), \quad (2)$$

$$W_{M_2} = A_{M_2} \cos^2(\varphi) \cos\left(\frac{2\pi}{T_{M_2}} t + 2(\lambda - \lambda_0)\right), \quad (2')$$

$W_i$  – потенциал приливной силы,  $T_i$  – периоды приливных волн  $O_1$  (25.8 ч) и  $M_2$  (12.4 ч),  $\varphi$  – широта,  $\lambda$  – долгота,  $\lambda_0$  – долгота точки наблюдения,  $A_i$  – амплитуды приливных волн  $O_1$  и  $M_2$ ;  $t$  – время, отсчитываемое для каждой волны с момента, когда в точке наблюдения ( $\lambda_0$ ) соответствующий приливный потенциал принимает максимальное значение [Кролевец и Копылова, 2003];

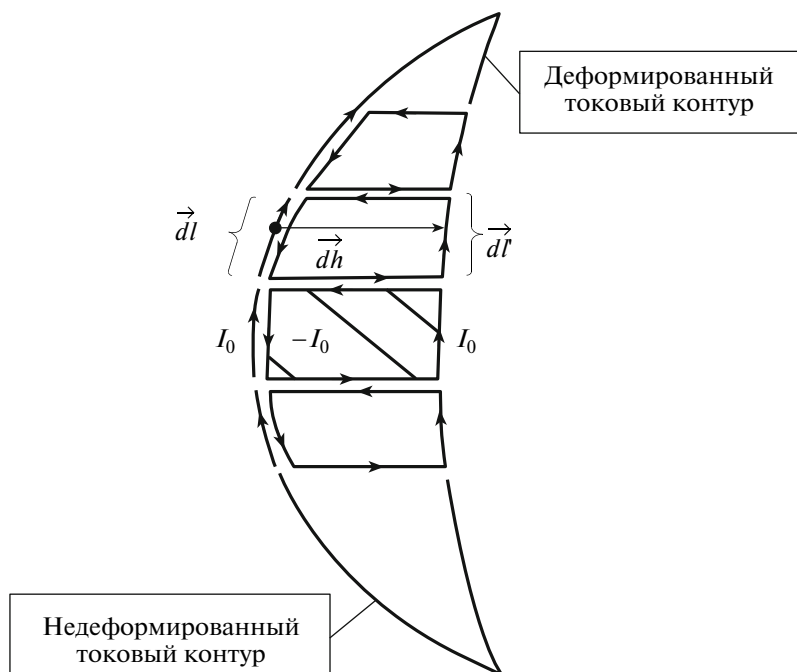


Рис. 2. Изменение формы токового контура в результате воздействия суточных приливных волн.

2) приливное смещение токовых элементов магнитосферы считаем равными тем, какие были бы в полностью жидком теле [Мельхиор, 1968]:

$$h_z = \frac{r_M W}{R_E g}, \quad (3)$$

где  $g$  — ускорение свободного падения, а система координат связана с точкой наблюдения с географическими координатами  $(\varphi_0, \lambda_0)$  (ось  $X$  направлена на север,  $Y$  — на восток,  $Z$  — к центру Земли). После выполнения дифференцирований (2) и (2') и используя (3) получим следующие выражения для компонент вектора приливной деформации  $\mathbf{h}$  для волны  $O_1$ :

$$h_x = 2 \frac{A_{O_1} r_M}{g R_E} \cos(2\varphi) \cos(\Phi_{O_1}),$$

$$h_y = 2 \frac{A_{O_1} r_M}{g R_E} \sin(\varphi) \sin(\Phi_{O_1}),$$

$$h_z = -\frac{A_{O_1} r_M}{g R_E} \sin(2\varphi) \cos(\Phi_{O_1}),$$

и для волны  $M_2$ :

$$h_x = -\frac{A_{M_2} r_M}{g R_E} \sin(2\varphi) \cos(\Phi_{M_2}),$$

$$h_y = 2 \frac{A_{M_2} r_M}{g R_E} \cos(\varphi) \sin(\Phi_{M_2}),$$

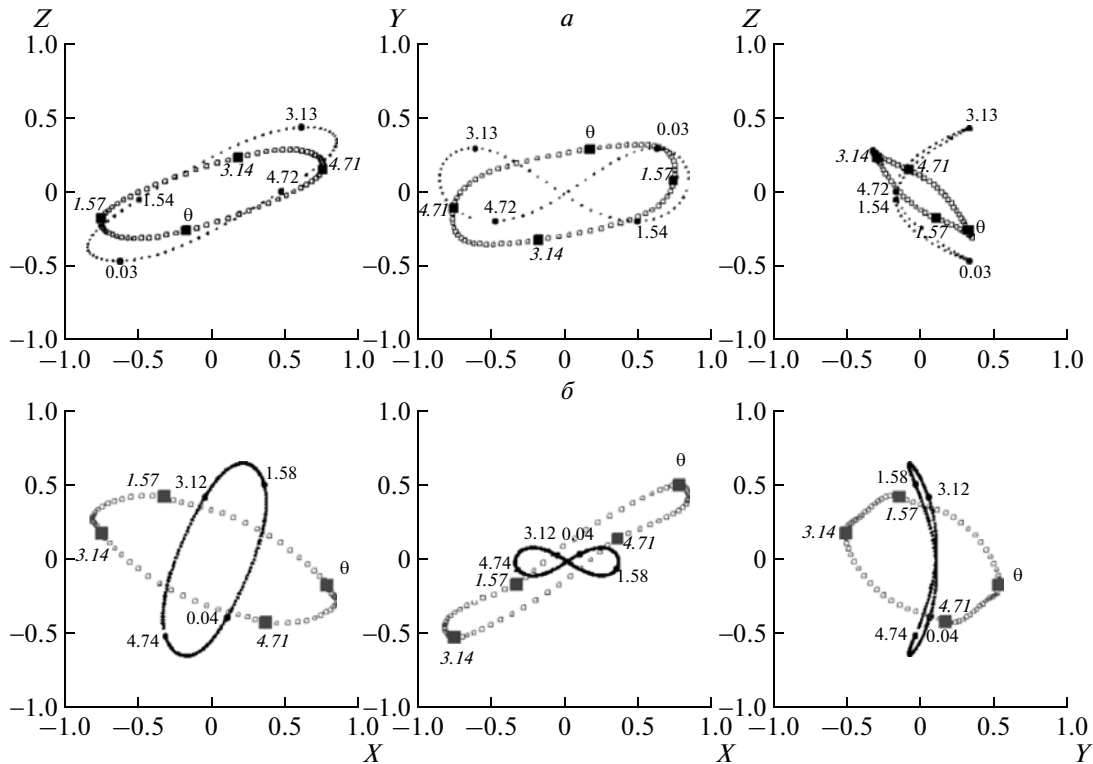
$$h_z = -\frac{A_{M_2} r_M}{g R_E} \cos^2(\varphi) \cos(\Phi_{M_2}),$$

где  $\Phi_{O_1} = \frac{2\pi}{T_{O_1}} t + \lambda - \lambda_0$ , а  $\Phi_{M_2} = \frac{2\pi}{T_{M_2}} t + 2(\lambda - \lambda_0) -$

фазы приливных волн. Амплитуда  $A_{O_1}$  совпадает с амплитудой изменения приливного потенциала  $W_{O_1}$  в точке со значением широты  $\varphi = 45^\circ$  для волны  $O_1$ , а амплитуда  $A_{M_2}$  совпадает с амплитудой изменения приливного потенциала  $W_{M_2}$  в точке со значением широты  $\varphi = 0^\circ$  для волны  $M_2$ . Эти амплитуды подвержены вековым (18.6-летним) вариациям. Для вычислений выбран период 2001–2003 гг. Вычисления проводились для всех географических широт и долгот с шагом  $5^\circ$ . В точках с соответствующими географическими координатами с шагом 1 ч выполнялись прямые вычисления приливного потенциала по значениям склонений Луны и Солнца и расстояний до этих светил. Далее из полученных годовых рядов (для  $\varphi = 45^\circ$  и  $\varphi = 0^\circ$ ) выделялись гармонические составляющие: из первого ряда — с периодом волны  $O_1$ , из второго — с периодом волны  $M_2$ . Начальный момент времени  $t$  принят равным нулю и долгота  $\lambda_0 = 158^\circ 15.02'$ . Полученные значения амплитуд  $A_{O_1}$  и  $A_{M_2}$  соответственно равны 0.03 м и 0.024 м.

Вклад  $d\mathbf{B}$  в магнитные вариации от каждого элементарного контура рассчитывался по формуле Био–Савара–Лапласа с учетом формулы (1) [Ландау и Лифшиц, 1941]:

$$d\mathbf{B} = \mu \frac{dS r_M}{4\pi R_E} \left( \frac{3\mathbf{r}_M ([\mathbf{I} \times \mathbf{h}] \mathbf{r}_M)}{r_M^5} - \frac{[\mathbf{I} \times \mathbf{h}]}{r_M^3} \right). \quad (4)$$



**Рис. 3.** Проекция рассчитанных годографов (изображены квадратами, фазы выделены курсивом) и годографов, полученных после обработки наблюдательных данных за период 2001–2003 гг. (изображены точками), составляющих вектора магнитной индукции с периодом волны  $M_2$  (а) и с периодом волны  $O_1$  (б) в точке наблюдения  $\varphi = 52^\circ 58.33'N$ ,  $\lambda = 158^\circ 15.02'E$  (обс. Паратунка). Измерения по осям приведены в нТл.

Полные вариации  $\mathbf{V} = \int_l d\mathbf{V}$  вычислялись на основании формулы (4) для различных фаз приливных волн  $O_1$  и  $M_2$  в точке наблюдения с географическими координатами  $\varphi = 52^\circ 58.33'$ ,  $\lambda = 158^\circ 15.02'$  (координаты геофизической обс. Паратунка).

Данная модель позволила оценить значения вариаций магнитной индукции для различных фаз приливных волн  $O_1$  и  $M_2$  в точке наблюдения — обс. Паратунка. Для составляющей вектора магнитной индукции с периодом приливной волны  $O_1$  интервал изменения значений вариаций составил  $0.3 \div 0.9$  нТл, причем наибольшие значения соответствуют фазам  $0.9\pi$  ( $155^\circ$ ) и  $1.9\pi$  ( $335^\circ$ ), а наименьшие значения — фазам  $0.4\pi$  ( $65^\circ$ ) и  $1.4\pi$  ( $245^\circ$ ). Для составляющей вектора магнитной индукции с периодом приливной волны  $M_2$  интервал изменения значений вариаций  $0.3 \div 0.8$  нТл, причем наибольшие значения соответствуют фазам  $0.4\pi$  ( $65^\circ$ ) и  $1.4\pi$  ( $245^\circ$ ), а наименьшие значения — фазам  $0.9\pi$  ( $155^\circ$ ) и  $1.9\pi$  ( $335^\circ$ ). Амплитуда рассчитанных значений вариаций с периодом приливной волны  $O_1$  равна  $0.9$  нТл и с периодом волны  $M_2$  равна  $0.8$  нТл.

Проекция годографов вектора вариаций магнитной индукции на плоскость, перпендикулярную оси  $O_y$ , имеют форму эллипсов. На рисунке 3 приве-

дены проекции рассчитанных годографов составляющих вектора геомагнитных вариаций (проекция изображены квадратами, фазы выделены курсивом) с периодами волн  $M_2$  (а) и  $O_1$  (б) за период 2001–2003 гг. и указано изменение фаз приливных волн от 0 до  $2\pi$ .

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Ранее в работе [Шереметьева и Смирнов, 2007] было установлено, что вариации геомагнитного поля в районе обс. Паратунка за период 2001–2003 гг. содержат приливные составляющие с частотами волн  $O_1$  (амплитуда  $0.7$  нТл) и  $M_2$  (амплитуда  $0.94$  нТл), годографы составляющих вектора магнитной индукции с частотами волн  $O_1$  и  $M_2$  принадлежат параболическим цилиндрам, оси которых перпендикулярны оси, направленной на восток, а проекции годографов на плоскость, перпендикулярную оси, направленной на восток (ось  $O_y$ ), имеют форму эллипсов. На рис. 3 приведены проекции годографов составляющих вектора геомагнитных вариаций, полученных после обработки наблюдательных данных за период 2001–2003 гг. (проекция изображены точками), с периодами волн  $M_2$  (а) и

$O_1$  (б) и указано изменение фаз приливных волн от 0 до  $2\pi$ .

Значения вариаций, исходя из принятой в данной работе модели, качественно совпали с измеренными значениями для составляющих с периодами волн  $O_1$  и  $M_2$ . Но ориентация годографа расчетного вектора геомагнитных вариаций не полностью совпадает с ориентацией годографа, полученного на основании данных обс. Паратунка (рис. 3). Несовпадение ориентаций может быть вызвано сложностью процессов, влияющих на изменение состояния магнитосферы, в том числе в геомагнитные вариации могут вносить существенный вклад локальные источники, на что ранее указывалось в работе [Шереметьева и Смирнов, 2007]. Несовпадение ориентаций также может определяться особенностями модели. Принятая в работе модель рассматривает процессы, происходящие в магнитосфере в магнитоспокойные дни, в которые сила тока достигает значений  $10^6$  А [Яновский, 1978], однако эти значения могут варьироваться в сторону уменьшения [Будько и др., 2005], что приводит к уменьшению амплитуды рассчитанных значений вариаций. Величина вектора приливных деформаций оценивалась с точки зрения магнитогидродинамического подхода пропорционально расстоянию, но процессы в магнитосфере носят сложный характер и не всегда могут быть описаны только с этих позиций. В модели принята идеальная форма токовых систем в магнитосфере, тогда как в действительности токовые системы в магнитосфере могут испытывать значительные деформации и за счет иных источников, в том числе электромагнитной природы [Будько и др., 2005; Колесник, 2007], что в работе не учитывалось и также может влиять на направление вектора приливных деформаций и его величину, а следовательно, и на форму годографа и его ориентацию.

## 5. ВЫВОДЫ

1. Рассчитанные амплитуды вариаций вектора магнитной индукции, обусловленных приливными воздействиями, для геофизической обс. Паратунка

составляют 0.9 нТл с периодом приливной волны  $O_1$  и 0.8 нТл с периодом приливной волны  $M_2$ .

2. Рассчитанный вектор приливных вариаций магнитной индукции описывает в пространстве эллипс, ориентация которого не полностью совпадает с ориентацией годографа, полученного на основании наблюдательных данных [Шереметьева и Смирнов, 2007].

3. Рассчитанные значения вариаций геомагнитного поля с периодами волн  $O_1$  и  $M_2$  качественно совпали по порядку величин и интервалу изменений с обработанными геомагнитными измерениями геофизической обс. Паратунка [Шереметьева и Смирнов, 2007], что подтверждает правильность принятой теоретической модели.

Работа выполнена при поддержке гранта ДВО РАН № 09-III-B-08-476.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Будько Н.Н., Зайцев А.Н., Карпачев А.Т., Козлов А.Н., Филиппов Б.П. Космическая среда вокруг нас. Троицк: ТРОВАНТ, 231 с. 2005.
- Гальпер А.М. Радиационный пояс Земли // СОЖ. № 6. С. 75–81. 1999.
- Гохберг М.Б., Моргунов В.А., Похотелов О.А. Сейсмо-электромагнитные явления. М.: Наука, 174 с. 1988.
- Колесник А.Г. Волны в околоземной плазме. Томск: изд-во “ТМЛ-Пресс”, 222 с. 2007.
- Кролевец А.Н., Копылова Г.Н. Приливные составляющие в электротеллурическом поле // Физика Земли. № 5. С. 251–257. 2003.
- Кролевец А.Н., Шереметьева О.В. Возможный механизм магнитных вариаций // Вулканология и сейсмология. № 4. С. 16–21. 2004.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Гостехиздат, 283 с. 1941.
- Мельхиор П. Земные приливы. М.: Мир, 374 с. 1968.
- Тверской Б.А. Основы теоретической космофизики. М.: Едиториал УРСС, 2004. 376 с.
- Шереметьева О.В., Смирнов С.Э. Приливные компоненты геомагнитных вариаций // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 47. № 5. С. 1–10. 2007.
- Яновский Б.М. Земной магнетизм. Л.: изд-во Ленингр. ун-та, 592 с. 1978.