

УДК 523.9-327:519.246.8:517.443:519.71

Широтный дрейф дисбаланса солнечных магнитных полей

Я.И. Зельк¹, О.А. Андреева², Н.Н. Степанян²

¹ Институт космических исследований НАНУ-НКАУ, просп. ак. Глушкова, 40, Киев-187, 03680, Украина
adapt@space.is.kiev.ua

² НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 98409, Украина, Крым, Научный
nataly@crao.crimea.ua, olga@crao.crimea.ua

Поступила в редакцию 31 октября 2008 г.

Аннотация. Определен широтный дрейф потока дисбаланса магнитных полей в целом и широтный дрейф составляющих потока дисбаланса, обладающих определенными значимыми периодами вращения. Сравнение этих двух типов дрейфа проводилось для разных интервалов напряженности магнитного поля на материале наблюдений в 26 лет. Использовалась математическая модель представления дисбаланса как стационарного случайного процесса.

В результате анализа получены следующие факты:

- структуры, вращающиеся с одним и тем же значимым периодом, наблюдаются в широком диапазоне широт;
- в спектре мощности для одной и той же широты существует несколько значимых периодов;
- характер широтного дрейфа потока дисбаланса магнитных полей в целом и структур дисбаланса, вращающихся со значимыми периодами, одинаков для полей с близкими напряженностями;
- для полей каждой из рассмотренных напряженностей существует широтная зона, в которой отсутствует дрейф по меридиану.

LATITUDINAL DRIFT OF THE SOLAR MAGNETIC FIELDS IMBALANCE, *by Ya.I. Zelyuk, O.A. Andreyeva, N.N. Stepanian.* The latitudinal drift of the magnetic fields imbalance stream as a whole and the latitudinal drift of the imbalance stream components, possessing certain significant rotation periods are determined. The comparison of these two drift types was performed for the different magnetic field strength ranges on the observation material in the interval of 26 years. The mathematical model of representation of the imbalance in the allocated 5-degree latitudinal bands as multidimensional stationary random process was used.

As a result of the analysis the following facts are established:

- the structures rotated with the same significant period, are observed in the broad latitudinal range;
- in the power spectrum for the same latitude there are some significant periods;
- character of the imbalance magnetic fields latitudinal drift as a whole and the imbalance structures drift rotated with the significant periods, is identical to the fields with nearly equal strengths;
- for the fields of each considered strength range there is a latitudinal band in which a drift on a meridian is absent.

Ключевые слова: Солнце, магнитные поля, широтный дрейф, вращение

1 Введение

Широтный дрейф солнечных образований хорошо известен в физике Солнца. Обычно он трактуется как дрейф областей возникновения этих образований.

Смещение зоны пятнообразования к экватору по закону Шперера происходит со скоростью 2–3 м/с (Койпер, 1957). Наблюдаемые движения волокон, ограничивающих униполярные структуры фоновых магнитных полей к полюсам, происходят со скоростями порядка 5–15 м/с (Койпер, 1957; Степанян, 1985; Макаров, 1984).

Целью настоящей работы является определение широтного дрейфа потока дисбаланса магнитных полей в целом и широтного дрейфа составляющих потока дисбаланса, обладающих определенными значимыми периодами вращения, и сравнение этих двух типов дрейфа.

2 Исходные данные

В настоящей работе, являющейся продолжением работы (Степанян и др., 2009), были использованы построенные в ней временные ряды значений потока дисбаланса магнитных полей, отражающие значения зависимостей вида

$$(|N| - |S|)(B_k, \varphi_n, t_l), \quad (1)$$

где $(|N| - |S|)$ – разность абсолютных значений потоков магнитных полей “+” (N) и “–” (S) полярности.

Для каждого из 7 ($k = \overline{1, 7}$) выбранных интервалов модуля напряженности B_k магнитных полей, отображенных в таблице 1, получается по 28 временных рядов, соответствующих 28-ми 5-градусным широтным зонам φ_n ($n = \pm 5, \pm 10, \pm 15, \dots, \pm 70$) в диапазоне широт $[-70^\circ; +70^\circ]$.

Таблица 1. Интервалы модуля напряженности солнечных магнитных полей

№ интервала, k	Граничные напряженности по модулю, Гс
1	0 – <5
2	5 – <10
3	10 – <20
4	20 – <50
5	50 – <200
6	200 – <700
7	700 – <1500

Для каждого из 7 интервалов напряженности в каждом из 28 рядов длиной по 128520 временных отсчетов член ряда представляет собой поток дисбаланса магнитных полей напряженностью B_k на центральном меридиане Солнца от элементарной площадки в широтной зоне φ_n шириной 1° долготы и высотой 5° широты в момент времени t_l ($l = \overline{1, 128520}$). Интервал времени между соседними отсчетами в каждом временном ряду составляет $\Delta t = 0.0757$ суток, что соответствует 1° по долготе. Поток от элементарной площадки измеряется в относительных единицах.

Как показано в работах (Северный, 1964; Северный, 1965), на Солнце нет когерентного общего магнитного поля. Оно складывается из мелких элементов разного размера, напряженности и знака. Только значительное осреднение позволяет говорить о преобладании того или иного знака поля. Поэтому для достоверности получаемых результатов для рядов, представляемых зависимостями (1), были построены сглаженные ряды, получающиеся в результате осреднения исходных рядов в скользящем временном окне. Скользящее окно осреднения имело ширину в 1 год (4820 отсчетов ряда), а его последовательный сдвиг составлял 1 временной отсчет (соответствует 1°).

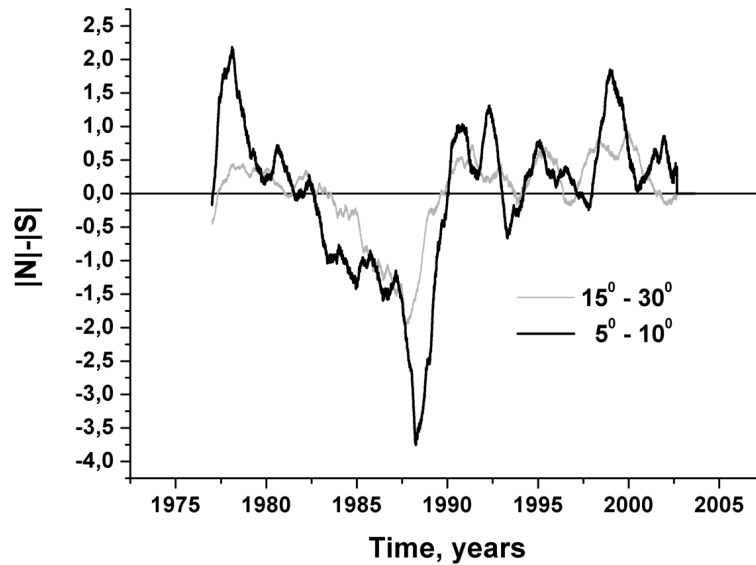


Рис. 1. Изменение потока дисбаланса магнитных полей со временем в диапазоне напряженностей 0–5 Гс для двух интервалов широт

На рис. 1 на одном графике отображены 2 усредненных ряда потоков дисбаланса магнитных полей в интервале напряженностей [0; 5] Гс для широтных зон ($5\text{--}10^\circ$ и $15\text{--}30^\circ$) северной полусферы Солнца.

Из анализа всех рядов для потока дисбаланса магнитных полей следует, что в близких 5-градусных широтных зонах временные ряды являются похожими. Характер временных зависимостей в каждой широтной зоне соответствует стационарному случайному процессу, в котором присутствует лишь несколько значащих периодичностей. Сходство графиков временных рядов в соседних широтных зонах позволяет сделать предположение о наличии одних и тех же периодичностей (возможно и нескольких) в нескольких соседних широтных зонах, а также о наличии лишь сдвига фаз между одноименными периодичностями в этих зонах. На определении этих сдвигов фаз основано оценивание дрейфа составляющих потока дисбаланса, обладающих значимыми периодами вращения.

При оценивании широтного дрейфа потока дисбаланса магнитных полей в целом и широтно-го дрейфа отдельных составляющих потока дисбаланса, обладающих определенными значимыми периодами вращения, на 26-летнем интервале наблюдений используется математическая модель представления дисбаланса в каждой широтной зоне как стационарного случайного процесса (Бендат, Пирсол, 1983; Бендат, Пирсол, 1989). В рамках этой модели решаются стационарные задачи определения дрейфа потока дисбаланса в целом и дрейфа составляющих потока дисбаланса, вращающихся со значимыми периодами, как преобладающих тенденций (дрейф и вращение) на продолжительном интервале наблюдений.

3 Широтный дрейф потока дисбаланса магнитных полей в целом

При оценивании широтного дрейфа потока дисбаланса использовался метод определения временно-го запаздывания потока дисбаланса в целом как цуга волн в широтной зоне с широтой $|n - 1|$ относительно потока дисбаланса в соседней зоне с широтой $|n|$, основанный на определении задержки $\tau = \text{Lag}$ кросскорреляционной функции $R_{nn-1}(\tau)$, которая соответствует абсолютному максимуму этой функции (Бендат, Пирсол, 1983; Бендат, Пирсол, 1989):

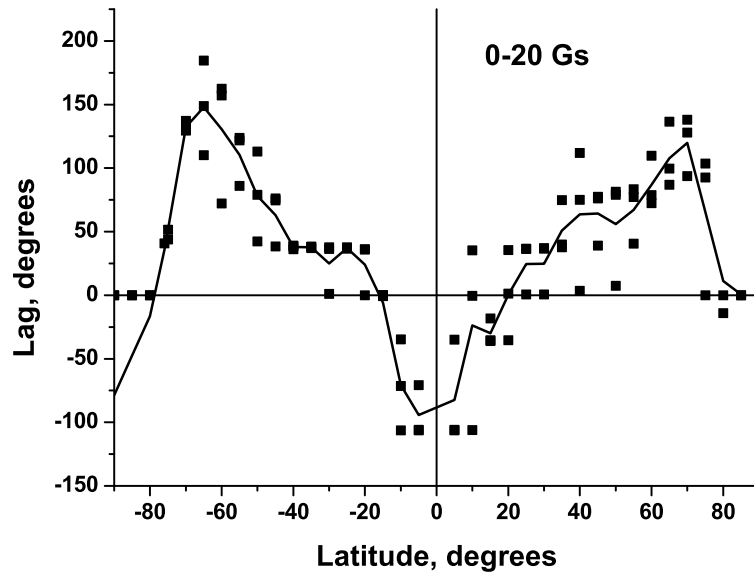


Рис. 2. Изменение с широтой на Солнце сдвигов кросскорреляционной функции в соседних широтных зонах для потока дисбаланса магнитных полей с напряженностью в диапазонах 0–5, 5–10 и 10–20 Гс

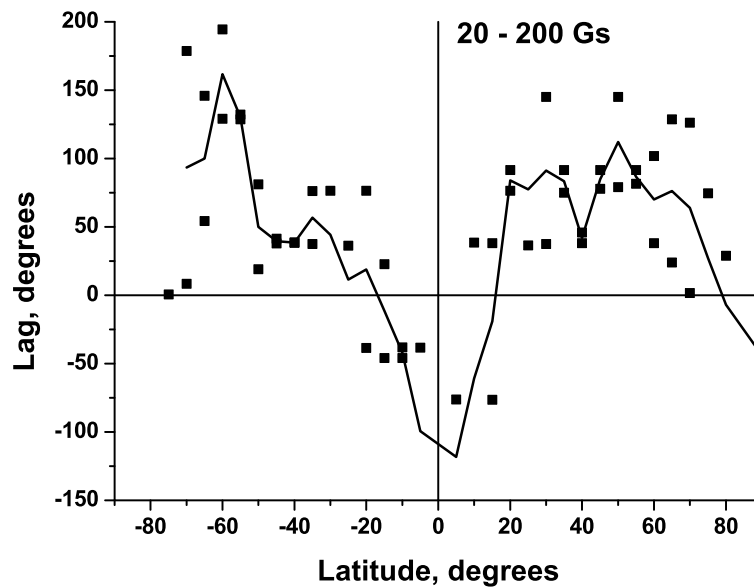


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для магнитных полей с напряженностью в диапазонах 20–50 и 50–200 Гс

$$Lag = arg \left\{ \max_{\tau} R_{nn-1}(\tau) \right\}. \quad (2)$$

Широты зон $|n-1|$ и $|n|$ специально взяты по модулю, чтобы как в южной, так и в северной полусферах Солнца зона $|n|$ соответствовала более высокой соседней широте, чем зона $|n-1|$.

Величины сдвигов кросскорреляционной функции Lag были определены для каждого из 7 диапазонов напряженности магнитных полей B_k для каждой пары широтных зон $|n-1|$ и $|n|$ из

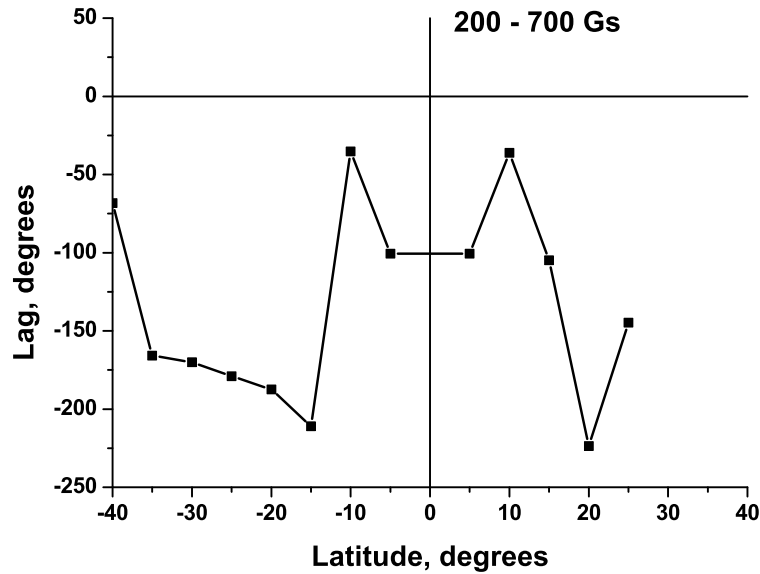


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, для магнитных полей с напряженностью в диапазонах 200–700 Гс

общего их количества 28 с использованием сглаженных временных рядов, представляющих зависимости (1).

Если принять, что изменение Lag с широтой объясняется широтным дрейфом потока дисбаланса магнитных полей в целом как цуга волн, то $Lag > 0$ соответствует дрейфу к полюсам, а $Lag < 0$ – дрейфу к экватору. Зоны, в которых Lag близок к нулю, не могут быть объяснены такой моделью. Скорее всего, это области, в которых происходит всплытие структур дисбаланса. Они занимают широтную зону в 2 и более 5-градусных интервала.

На практике величина Lag определялась в градусах долготы. Интервал времени Δt между соседними отсчетами в каждом временном ряду составляет 1° долготы или 0.0757 суток. Временной сдвиг τ кросскорреляционной функции $R_{nn-1}(\tau)$ (в сутках), соответствующий найденному ее абсолютному максимуму Lag , будет определяться следующим образом:

$$\tau = \Delta t * Lag = 0.0757 * Lag(\text{суток}). \quad (3)$$

Скорость этого дрейфа определяется по простой формуле:

$$V = \frac{\Delta l}{\tau}, \quad (4)$$

где Δl – расстояние между центрами соседних 5-градусных широтных зон.

Значения Lag на основании (2) и соответствующие им τ согласно (3) были найдены для каждой пары широтных зон $|n-1|$ и $|n|$. Это было сделано для временных рядов значений потока дисбаланса магнитных полей во всех диапазонах напряженности магнитных полей из таблицы 1.

Результаты определения величин Lag представлены на рис. 2–4.

Сплошной линией на рис. 2 и 3 отображены усредненные в одном окне широтные зависимости величины Lag по всем представленным в этом окне ее зависимостям для различных диапазонов напряженности магнитных полей.

Скорости широтного дрейфа потока дисбаланса полей разной напряженности отображены на рис. 5–7.

Из анализа графиков на рис. 2–7 вытекают следующие выводы:

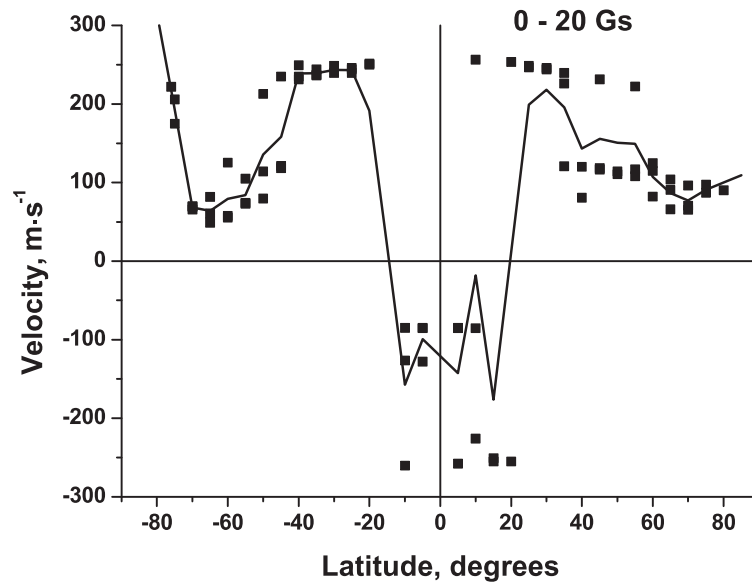


Рис. 5. Зависимость от широты скоростей широтного дрейфа потока дисбаланса магнитных полей с напряженностью 0–20 Гс

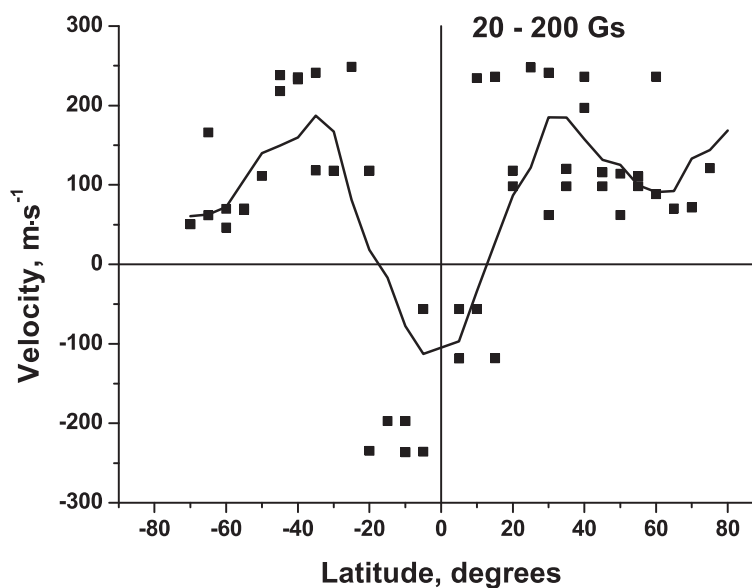


Рис. 6. То же, что и на рис. 5, для магнитных полей с напряженностью в диапазонах 20–200 Гс

- для полей с напряженностью 0–200 Гс картина изменения скорости широтного дрейфа качественно похожа для всех диапазонов напряженности, входящих в этот интервал. От широт $\pm(15\text{--}20^\circ)$ имеет место дрейф потока дисбаланса в каждой полусфере Солнца в сторону высоких и низких широт. С удалением от этого интервала широт скорость дрейфа уменьшается;
- для полей 200–700 Гс картина существенно другая. Так как на всех широтах $Lag < 0$ и скорость широтного дрейфа отрицательна, то наблюдается лишь движение от высоких широт к низким;
- для полей всех значений напряженности существует заметная разница в скоростях смещений по широте потока дисбаланса между северным и южным полушарием Солнца;

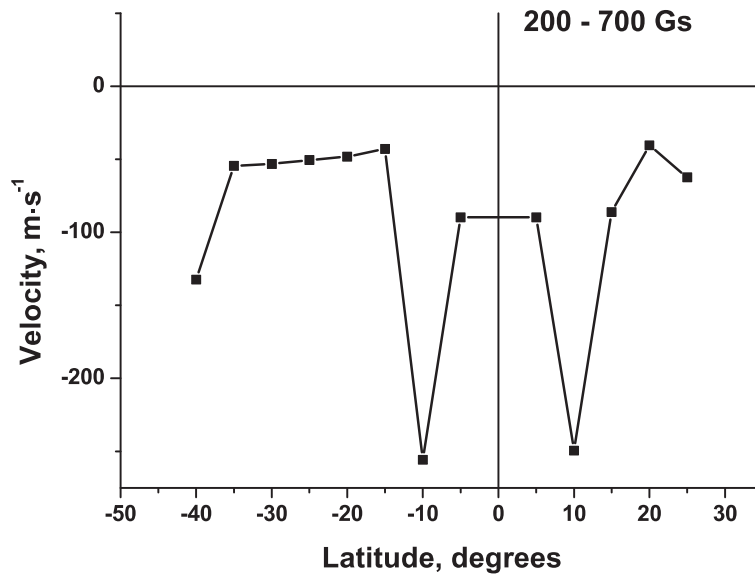


Рис. 7. То же, что и на рис. 5, для магнитных полей с напряженностью в диапазонах 200–700 Гс

- общей особенностью широтного дрейфа потока дисбаланса полей во всех указанных диапазонах напряженности является наличие выделенных широт на Солнце, на которых скорости движения максимальны. Это широты 10–20° в обеих полушарах. Для полей 0–200 Гс от этих широт имеет место дрейф к полюсам и экватору с уменьшающейся скоростью. Для полей 200–700 Гс скорость дрейфа не меняет знак, но величина скорости также уменьшается при переходе к экватору и полюсам от этой зоны. На высоких широтах снова происходит рост скорости.

Как мы говорили выше, смену знака *Lag* в области широт $\pm(10\text{--}20^\circ)$ можно интерпретировать как всплытие структур достаточно большого размера. Поэтому высокие скорости, полученные при переводе сдвигов в скорости для этих широт, не должны рассматриваться как реальные. Тем не менее, и для остальных широт мы получили более высокие скорости дрейфа, чем другие авторы. Наиболее близкими к полученным нами скоростям дрейфа являются скорости, найденные в работе (Гопасюк, Гопасюк, 2004). В ней из теоретических соображений получен вывод об увеличении скорости дрейфа к полярным зонам с ростом напряженности фоновых полей и достижении величины 25 м/с для полей с напряженностью 150 Гс.

Наши результаты не дают четкого ответа об увеличении скорости с ростом напряженности.

4 Широтный дрейф составляющих потока дисбаланса, обладающих определенными значимыми периодами вращения

4.1 Особенности спектров мощности дисбаланса магнитных полей

Для определения природы широтного дрейфа потока дисбаланса магнитных полей важен вопрос о связи дрейфа с вращением для отдельных составляющих потока.

Изложенный выше метод определения широтного дрейфа оценивает дрейф потока дисбаланса в целом в текущей широтной зоне. Но он не позволяет оценить связь широтного дрейфа магнитных структур с их вращением.

В рамках принятой модели потока дисбаланса магнитных полей как стационарного случайного процесса на 26-летнем интервале наблюдений адекватным аппаратом оценивания дифференциального вращения солнечных магнитных полей является Фурье-анализ. Информативной характеристикой, позволяющей оценить отдельные значимые периодичности в процессе вращения, является

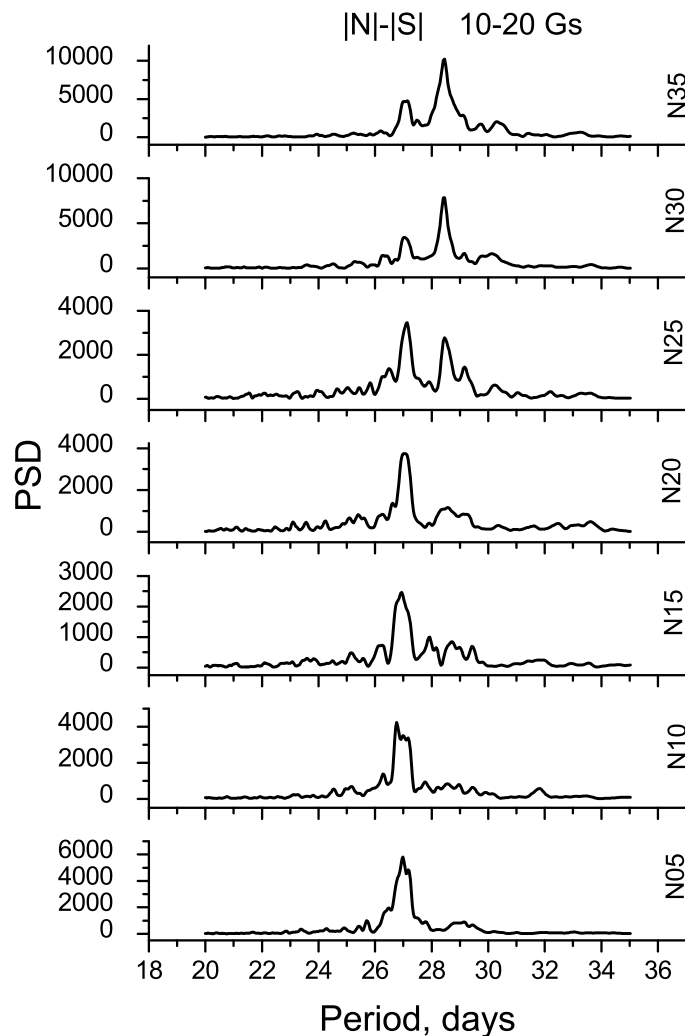


Рис. 8. Зависимости спектральных плотностей мощности от периода в интервале периодов 20–35 суток для временных рядов дисбаланса магнитных полей напряженностью 10–20 Гс в интервале широтных зон 5–35° северной полусферы Солнца

спектральная плотность мощности (Power Spectral Density (PSD)) 28-мерного процесса $G_n(P)$ как функция периода P в каждом диапазоне напряженности в каждой широтной зоне n ($n = \overline{1,28}$) (Андреева и др., 2008). Широтный же дрейф отдельных значимых периодичностей, определяемых по значимым пикам PSD в зависимостях $G_n(P)$, может быть оценен с привлечением другой информативной характеристики – взаимной спектральной плотности $G_{nn-1}(P)$ (Cross Power Spectral Density ($CPSD$)) в соседних широтных зонах n и $n - 1$ ($n = \overline{2,28}$).

Использование взаимной спектральной плотности для оценивания широтного дрейфа обладает по сравнению с рассмотренным выше кросскорреляционным методом тем преимуществом, что дрейф определяется для отдельных значимых периодических составляющих вращения. Другим важным преимуществом взаимного спектрального анализа является то, что получаемые результаты справедливы для дисперсной среды (скорость широтного дрейфа зависит от периода вращения), какой как раз и является среда на уровне фотосферы, где наблюдаются солнечные магнитные поля.

К таким продолжительным временным рядам потоков дисбаланса магнитных полей эффективно применяется Welch-method спектрального анализа, основанный на преобразовании Фурье,

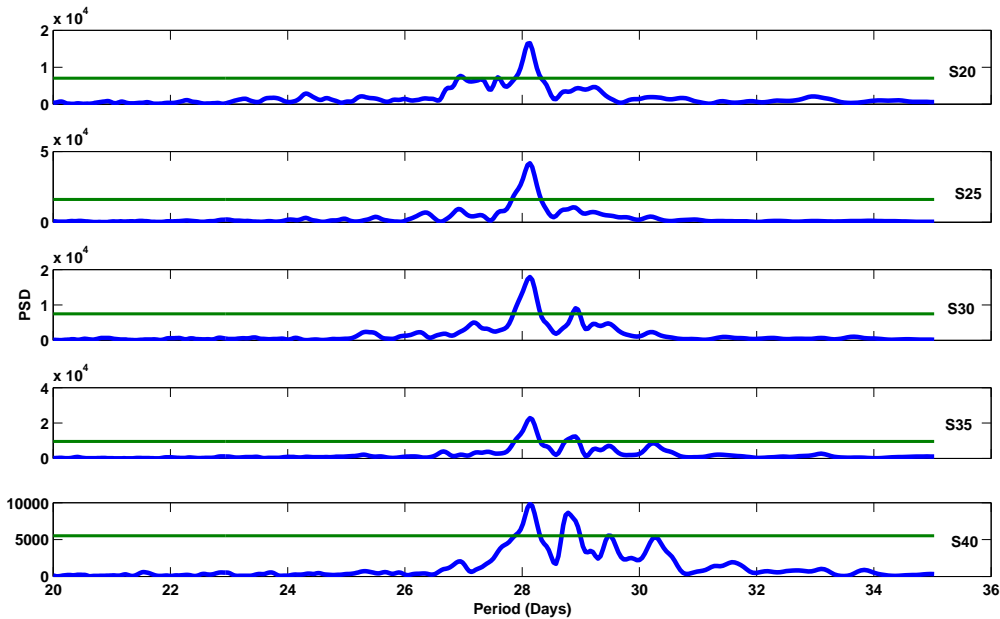


Рис. 9. Спектральная плотность мощности потока дисбаланса магнитных полей. Значимый период $P = 28.1$ суток в широтном интервале $[-40; -20]$. Диапазон напряженностей магнитных полей 20–50 Гс

временном сглаживании и усреднении по перекрывающимся временным интервалам, на которые разбивается каждый исходный ряд (Зельк и др., 2007; Бендат, Пирсол, 1989; Уэлч, 1967). С помощью Welch-method оцениваются как $PSD G_n(P)$, так и $CPSD G_{nn-1}(P)$.

В работе (Андреева и др., 2008) для магнитных полей разных напряженностей и полярности показано, что зависимость спектральной плотности мощности от периода вращения в интервале периодов [20; 35] суток содержит в каждой широтной зоне от одного до четырех ярко выраженных пиков, значимость которых превышает 3σ . Здесь σ – среднеквадратичное отклонение полученной оценки PSD как случайной функции периода. Такая же картина характерна и для PSD дисбаланса магнитных полей, и именно периоды, соответствующие значимым пикам, по-своему определяют вращение потока в каждой широтной зоне. Значимые пики PSD с одним и тем же периодом вращения занимают в большинстве случаев целый интервал соседних широтных зон. Разные периоды вращения, присутствующие в некоторой зоне, распространяются на разные по величине интервалы соседних широтных зон каждый. Пример зависимости спектральных плотностей мощности от периода в интервале периодов [20; 35] суток для временных рядов дисбаланса магнитных полей напряженностью 10–20 Гс в интервале широтных зон $[5^\circ; 35^\circ]$ северной полушеры Солнца приведен на рис. 8.

Из графиков на рис. 8 следует, что период вращения не увеличивается монотонно с ростом широты. Зависимость периодов значимых пиков 27 и 28.5 суток от широты следующая. Период 27 суток наблюдается на всех широтах из представленного интервала $[5^\circ; 35^\circ]$. Высота значимого пика с периодом вращения 27 суток примерно одинакова на широтах из интервала $[5^\circ; 25^\circ]$. На более высоких широтах она значительно уменьшается. Период 28.5 суток отсутствует на широтах из интервала $[5^\circ; 15^\circ]$, в широтной зоне 20° соответствующий ему пик имеет малую величину. В широтной зоне 25° величина значимого пика с периодом вращения 28.5 суток сравнивается с величиной пика 27 суток, а на более высоких широтах и превышает ее.

Поскольку спектральные плотности мощности построены по временным рядам длиной в 26 лет,

наличие в них нескольких значимых пиков может означать либо изменение со временем периода вращения, либо наличие на диске Солнца одновременно нескольких магнитных структур с разными периодами вращения. В рамках стационарной задачи оценивания широтного дрейфа мы принимаем второе допущение.

В таблице 2 приведены значения установленных периодов, которые соответствуют значимым пикам, встречающимся, как минимум, в трех соседних широтных зонах и в двух интервалах напряженности (столбец 1). В столбцах 2–5 указаны интервалы широт, в которых они встречаются в спектрах, построенных для пяти интервалов напряженности.

Из анализа таблицы 2 следует, что средняя ширина широтной зоны, в которой наблюдается один и тот же значимый период вращения, составляет 20° . Наиболее широкую зону для магнитных полей всех диапазонов напряженности занимает период 28.092 суток.

Таблица 2. Интервалы широт (градусы) с установленными периодами значимых пиков PSD для магнитных полей в 5 диапазонах напряженности

Длина периода, сутки	Интервалы напряженности, Гс				
	0–5	5–10	10–20	20–50	50–200
26.912		$-25 \div -5$	$-15 \div +15$	$-20 \div +35$	
27.717	$-45 \div -15$	$-35 \div -15$	$-25 \div -15$		
28.092	$-65 \div -25$	$-65 \div -20$	$-65 \div -20$	$-40 \div -20$	$-30 \div -20$
28.414	$5 \div 50$	$20 \div 50$	$25 \div 40$		
29.512		$60 \div 70$	$-65 \div -40$ $65 \div 70$		$60 \div 70$
30.323	$45 \div 70$	$45 \div 70$	$45 \div 70$	$-65 \div -45$ $0 \div 65$	
30.603	$55 \div 70$	$60 \div 70$			
31.376	$-65 \div -50$	$-65 \div -45$			

4.2 Суть метода оценивания широтного дрейфа составляющих потока дисбаланса, обладающих значимыми периодами вращения

Для определения широтного дрейфа составляющих потока дисбаланса, вращающихся со значимыми периодами, необходимо, прежде всего, для каждого диапазона напряженностей магнитных полей в каждой широтной зоне оценить для имеющихся временных рядов спектральную плотность мощности $G_n(P)$ ($n = \overline{1, 28}$) и взаимную спектральную плотность $G_{nn-1}(P)$ в соседних широтных зонах n и $n-1$ ($n = \overline{2, 28}$).

По спектральной плотности мощности $G_n(P)$ оцениваются значимые периоды вращения. На рис. 9 отображена зависимость от периода P из интервала $[20; 35]$ суток спектральной плотности мощности потока дисбаланса $G_n(P)$ в диапазоне напряженностей магнитных полей 20–50 Гс в интервале широтных зон $[-40; -20]$. Горизонтальная линия на каждом графике соответствует уровню 3σ , где σ – среднее квадратичное отклонение полученной оценки PSD как случайной функции периода. Назовем “значимым” период, мощность которого превышает 3σ . Как видно, в широтном интервале $[-40; -20]$ имеет место значимый период $P = 28.1$ суток.

Значимые пики PSD -типа, отображенные на рис. 9, характеризуют мощные периодические составляющие вращения процесса дисбаланса с соответствующими периодами P_{peak} в целом интервале 5-градусных широтных зон. Спектральный анализ, основанный на преобразовании Фурье, действует как семейство узкополосных (по частоте или периоду) гребенчатых фильтров. Каждая гребенка выделяет из исходного процесса вращения потока дисбаланса отдельную гармоническую составляющую со своим периодом вращения P , в том числе и с P_{peak} . Мы не видим этих отдельных

гармонических составляющих во временной области, а в каждой широтной зоне можем наблюдать в спектральной области зависимость спектральной плотности PSD от периода со значимыми пиками, типа отображенных на рис. 8.

В каждой 5-градусной широтной зоне n на Солнце мощное вращение с периодом P структуры магнитного потока имеет место в фиксированной точке со своей долготой $L(P, n)$. Таким образом, между точками в соседних широтных зонах с номерами n и $(n-1)$, в которых имеет место вращение с одним и тем же значимым периодом P , существует некоторая разность долгот, выражаемая некоторым углом фазового сдвига в градусах (радианах). Этот фазовый угол, выражающий указанную разность долгот между точками в соседних широтных зонах, может быть определен как фазовый угол $\theta_{nn-1}(P)$ взаимной спектральной плотности $G_{nn-1}(P)$ ($n = 2, 28$). Из-за разности долгот при вращении с периодом P эти точки будут проходить центральный меридиан Солнца со сдвигом по фазе, измеряемым в градусах угла вращения (градусах долготы).

Имея взаимные спектральные плотности $G_{nn-1}(P)$ для каждого значимого периода P можно оценить фазовый угол $\theta_{nn-1}(P)$, который представляет собой угол фазового сдвига между периодической составляющей спектра процесса вращения с периодом P (гармоникой периода P) в широтной зоне $(n-1)$ по отношению к гармонике периода P в широтной зоне n .

Приведем соотношения для определения фазового угла $\theta_{nn-1}(P)$ через действительную и мнимую части взаимной спектральной плотности $G_{nn-1}(P)$ как комплексной функции периода P .

Взаимная спектральная плотность, в частности односторонняя $G_{nn-1}(P)$, определяется математически как преобразование Фурье от взаимной корреляционной функции $R_{nn-1}(\tau)$ (τ – временной сдвиг) (Бендат, Пирсол, 1983; Бендат, Пирсол, 1989):

$$G_{nn-1}(P) = 2 \int_0^{\infty} R_{nn-1}(\tau) e^{-j2\pi \frac{\tau}{P}} d\tau = C_{nn-1}(P) - jQ_{nn-1}(P), \quad (5)$$

где $C_{nn-1}(f) = \text{Re} \{G_{nn-1}(P)\}$, $Q_{nn-1}(P) = -\text{Im} \{G_{nn-1}(P)\}$ и представляет собой комплексную функцию периода P .

В экспоненциальной форме представления $G_{nn-1}(P)$ имеет вид:

$$G_{nn-1}(P) = |G_{nn-1}(P)| e^{-j\theta_{nn-1}(P)},$$

где $|G_{xy}(P)| = \sqrt{C_{xy}^2(P) + Q_{xy}^2(P)} = \sqrt{\text{Re}^2 \{G_{xy}(P)\} + \text{Im}^2 \{G_{xy}(P)\}}$ – модуль взаимной спектральной плотности, а

$$\theta_{nn-1}(P) = \text{arctg} \frac{C_{nn-1}(P)}{Q_{nn-1}(P)} = \text{arctg} \frac{-\text{Im} \{G_{nn-1}(P)\}}{\text{Re} \{G_{nn-1}(P)\}} (\text{rad.}) = \text{arctg} \frac{-\text{Im} \{G_{nn-1}(P)\}}{\text{Re} \{G_{nn-1}(P)\}} * \frac{180}{\pi} (\text{grad.}) - \quad (6)$$

фазовый угол взаимной спектральной плотности при каждом значении периода P . Пределы изменения фазового угла: $-\pi \leq \theta_{nn-1}(P) \leq \pi$ (в радианах) или $-180^\circ \leq \theta_{nn-1}(P) \leq 180^\circ$.

Знак фазового угла (6) определяется значениями составляющих $\text{Re} \{G_{nn-1}(P)\}$ и $\text{Im} \{G_{nn-1}(P)\}$.

Положительный фазовый угол $\theta_{nn-1}(P) > 0$ в широтной зоне n показывает, на сколько градусов по долготе гармоническая составляющая с периодом P процесса вращения потока дисбаланса полей в широтной зоне $(n-1)$ отстает от гармонической составляющей с периодом P в зоне n .

Отрицательный фазовый угол $\theta_{nn-1}(P) < 0$ в широтной зоне n показывает, на сколько градусов по долготе гармоническая составляющая с периодом P процесса вращения потока дисбаланса полей в широтной зоне $(n-1)$ опережает гармоническую составляющую с периодом P в зоне n .

На рис. 10 отображена зависимость фазового угла $\theta_{nn-1}(P)$ взаимной спектральной плотности $G_{nn-1}(P)$ от периода P в интервале периодов [20; 35] суток для диапазона напряженностей магнитных полей 20–50 Гс в интервале широтных зон [–35; –20], в котором имеется значимый период вращения $P = 28.1$ суток. На рис. 10 на всех графиках в небольшой окрестности значимого периода $P = 28.1$ суток явно проявляется монотонный характер зависимости фазового угла $\theta_{nn-1}(P)$ от периода. В этой окрестности фазовый угол остается малым по абсолютной величине и при переходе через значение $P = 28.1$ суток меняет знак. Это отражает характерное поведение фазовой характеристики системы вообще в окрестности значимой периодичности вращения с периодом $P = 28.1$

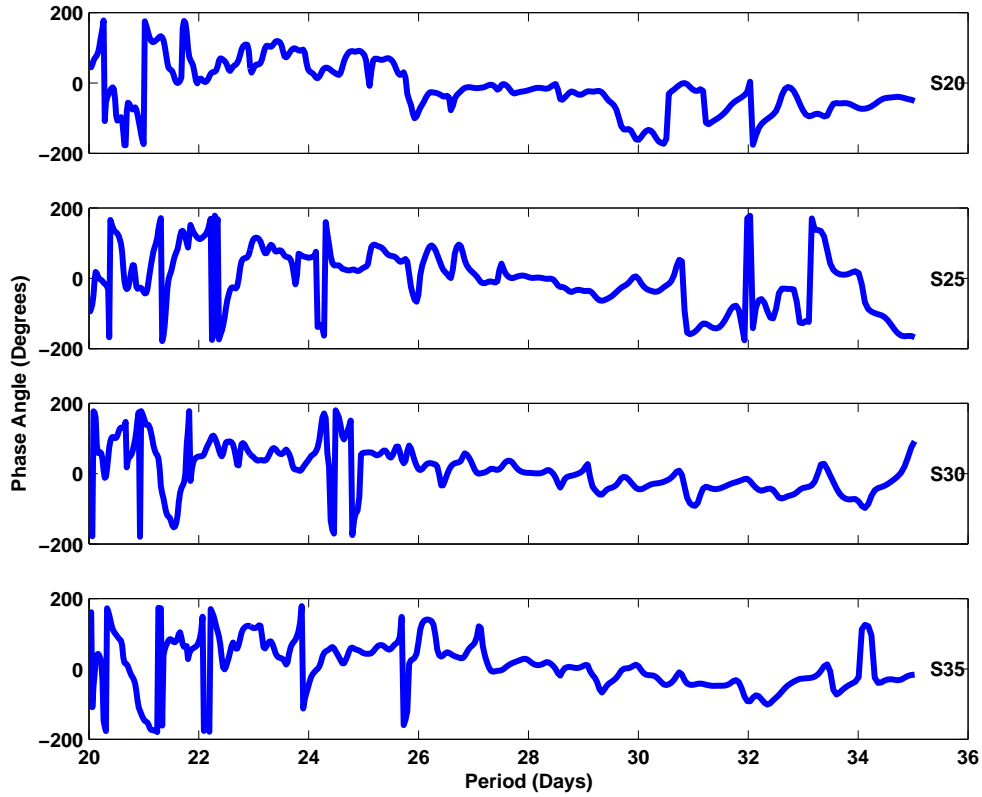


Рис. 10. Зависимость фазового угла от периода и монотонный характер его изменения в окрестности значимого периода $P = 28.1$ суток для диапазона напряженностей магнитных полей 20–50 Гс

суток. Из анализа графиков рис. 10 видно, что при других значениях периодов, отличающихся от значимого периода вращения, особенно в интервале периодов [20; 26] суток, фазовая характеристика $\theta_{nn-1}(P)$ значительно осциллирует, принимая для некоторых периодов значения $\pm 180^\circ$ и демонстрируя факт отсутствия значимых периодов вращения в этом диапазоне периодов.

С фазовым сдвигом, вычисляемым согласно (6) с использованием оценки взаимной спектральной плотности (5), однозначно связан временной сдвиг, который определяется по фазовому сдвигу (6) следующим образом (Бендат, Пирсол, 1983; Бендат, Пирсол, 1989):

$$\tau_{nn-1}(P) = \theta_{nn-1}(P)_{рад.} \times P / (2\pi) (\text{сутки}). \quad (7)$$

Временной сдвиг $\tau_{nn-1}(P)$ показывает, на сколько суток гармоническая составляющая с периодом P процесса вращения потока дисбаланса полей в широтной зоне $(n-1)$ отстает от гармонической составляющей с периодом P или опережает ее в зоне n и совпадает по знаку с фазовым сдвигом.

После определения согласно (7) временного сдвига $\tau_{nn-1}(P)$ для любого значения значимого периода вращения можно оценить скорость широтного дрейфа гармонической составляющей с периодом P процесса вращения потока дисбаланса магнитных полей:

$$V_{nn-1}(P) = \frac{d_{nn-1}}{\tau_{nn-1}(P)} \frac{м}{сутки} = \frac{d_{nn-1}}{\tau_{nn-1}(P) * 86400 \text{ сек.}}, \quad (8)$$

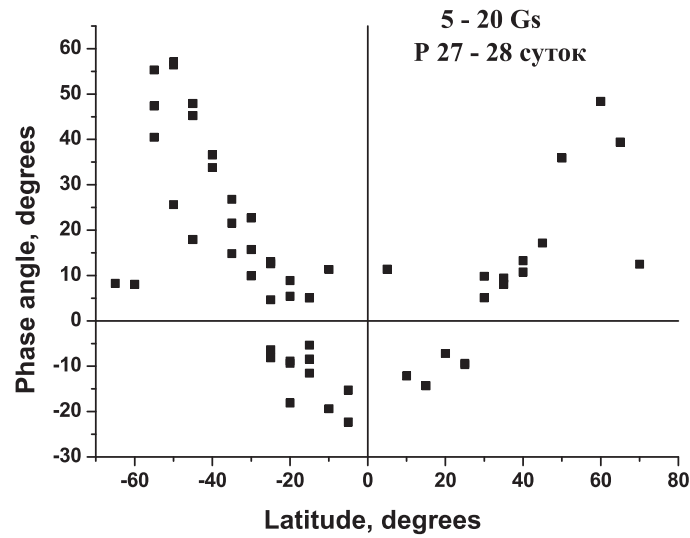


Рис. 11. Широтные зависимости фазового сдвига составляющих потока дисбаланса, вращающихся с периодами в интервале 27–28 суток для магнитных полей напряженности 5–20 Гс

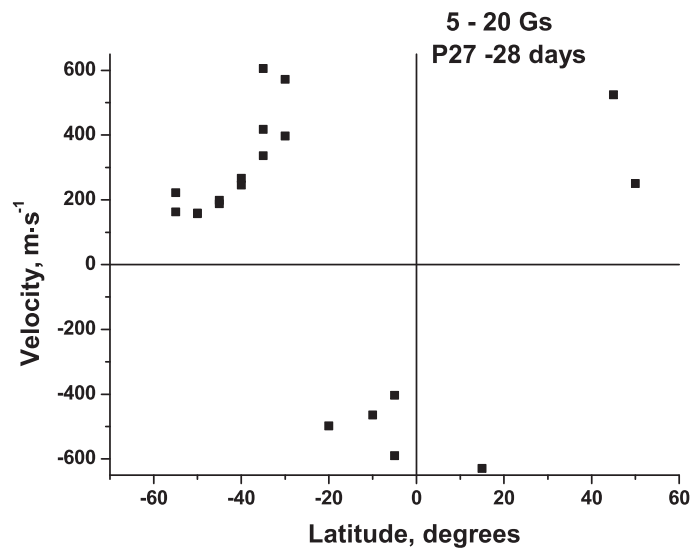


Рис. 12. Изменение с широтой скорости широтного дрейфа магнитных полей с напряженностью 5–20 Гс, вращающихся с периодами 27–28 суток

$$\text{где } d_{nn-1} = \frac{2\pi R_{Sun}}{360} * 5 = \frac{2\pi 696000000}{360} * 5 = 60700000 \text{ м} \quad (9)$$

расстояние по меридиану между средними линиями соседних 5° широтных зон (м), а R_{Sun} – радиус Солнца.

Знак скорости широтного дрейфа $V_{nn-1}(P)$ совпадает со знаком временного сдвига $\tau_{nn-1}(P)$ и, соответственно, фазового сдвига $\theta_{nn-1}(P)$.

4.3 Результаты определения широтного дрейфа составляющих потока дисбаланса, обладающих значимыми периодами вращения

Зависимости $\theta_{nn-1}(P)$ согласно (6), $\tau_{nn-1}(P)$ согласно (7) и, в конечном итоге, скорости широтного дрейфа $V_{nn-1}(P)$ потока дисбаланса были определены для всех значений периодов P из интервала [20; 35] суток, всех широтных зон, всех диапазонов напряженности магнитных полей.

Для дальнейшего анализа были выбраны, согласно таблице 1, лишь существенно значимые периоды вращения P_{peak} гармонических составляющих потока дисбаланса.

В качестве примера на рис. 11 и рис. 12 представлены зависимости фазового угла и скорости широтного дрейфа от модуля широты для составляющих потока магнитных полей, вращающихся с периодами в интервале 27–28 суток для диапазона напряженности магнитных полей 0–200 Гс.

Широтные изменения фазового угла взаимной спектральной плотности, отображенные на рис. 11, качественно совпадают с широтными зависимостями сдвигов кросскорреляционной функции в соседних широтных зонах Lag для потока дисбаланса магнитных полей с напряженностью 0–200 Гс, которые отображены на рис. 2 и рис. 3.

Как для потока дисбаланса магнитных полей в целом (рис. 2, рис. 3), так и для составляющих этого потока, вращающихся с периодами из интервала 27–28 суток при напряженностях полей 5–200 Гс (рис. 11), выше широт 10–20° в обоих полушариях Солнца смещение происходит к полюсам, а ниже этих широт – к экватору. Смещения (в градусах) в зонах $\pm(20-60^\circ)$ для этих рассматриваемых двух типов дрейфа близки и по величине. Количественные различия более существенны вне этих зон, где, помимо периодов 27–28 суток, заметными становятся и другие периоды, не отображенные на рис. 11 (29–31 суток – на высоких широтах и 25–26 суток – на низких).

Если считать полученные сдвиги результатом движения вещества, а не стационарным распределением скорости вращения по широте, то, так же как и для случая потока дисбаланса, фазовый сдвиг между соседними широтными зонами, близкий к нулю, вряд ли можно интерпретировать как мгновенное перемещение вдоль широты структур с одинаковым вращением. Скорее, нулевой сдвиг между несколькими широтными зонами определяет размер отдельной структуры вдоль широты, всплывающей как единое целое.

На рис. 12 показано изменение скорости широтного дрейфа магнитных полей с напряженностью 5–20 Гс, вращающихся с периодами 27–28 суток. Из общего списка данных, использованных при построении рис. 11, исключены случаи со сдвигами менее 10°. Для полей с напряженностью 20–200 Гс картина широтного дрейфа близка к представленной на рис. 12. Для более сильных полей картина менее ясная из-за малого количества данных для периодов 27–28 суток.

5 Заключение

Нами получены следующие результаты:

- структуры дисбаланса магнитных полей, вращающиеся с одним и тем же значимым периодом, наблюдаются в широком диапазоне широт;
- в спектре мощности для одной и той же широты существует несколько значимых периодов вращения;
- характер широтного дрейфа потока дисбаланса магнитных полей и структур дисбаланса, вращающихся со значимыми периодами, одинаков для полей с близкими напряженностями;
- для полей каждой из рассмотренных напряженностей существует широтная зона, в которой отсутствует дрейф по меридиану.

Использованные в настоящей работе данные NSO/Kitt Peak получены при кооперации NSF/NOAO, NASA/GSFC и NOAA/SEL.

Литература

- Андреева О.А., Зельк Я.И., Степанян Н.Н. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2008. Т. 104. №. 1. С. 5.
- Бендат Дж., Пирсол А. // Применения корреляционного и спектрального анализа. М: Мир. 1983.
- Бендат Дж., Пирсол А. // Прикладной анализ случайных данных. М: Мир. 1989.
- Гопасюк С.И, Гопасюк О.С. // Кинем. и физ. небесн. тел. 2004. Т. 20. №. 3. С. 234.
- Зельк Я.И., Степанян Н.Н., Андреева О.А. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2007. Т. 103. №. 1. С. 56.
- Койпер Дж.П. // Солнце. М.: Изд-во иностр. лит. 1957.
- Макаров В.И. // Солнечные данные. 1984. №. 9. С. 52.
- Северный (Severny A.) // XII General Assembly IAU. Hamburg. Aug.-26. 1964.
- Северный А.Б. // Астрон. журн. 1965. Т. 42. №. 2. С. 217.
- Степанян Н.Н. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 1985. Т. 71. С. 62.
- Степанян Н.Н., Андреева О.А., Зельк Я.И. // Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв. 2009. Т. 105. (в печати).
- Уэлч (Welch P.D.) // IEEE Trans. Audio Electroacoustics. 1967. V. 1. P. 70.