

6. Баранов А.В. Расчет профилей Стокса линий со сложным расщеплением и малым фактором Ланде в спектрах солнечных пятен //Всероссийская конференция «Солнечная и солнечно-земная физика». С-Пб. 3-9.10.10.Труды.2011. С. 39-43.

7. Гуртовенко Э. А., Костык Р. И. Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. Киев: Наукова думка, 1989. 200 с.

8. Лозицкий В.Г., Коломиец Д.Г. Особенности расщепления зеемановской π -компоненты линии FeI λ 630.25 нм в спектрах солнечных пятен и вспышек // Солнечная активность и ее влияние на Землю. Владивосток: Дальнаука, 2006. С. 79–96 (Тр. УАФО; т. 9, вып. 9).

9. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука. 1985. С. 256.

10. Рачковский Д.Н. Эффекты магнитного вращения в спектральной линии //Известия Крым. астрофиз. обсерватории. 1962. Т.28. С.259–270.

11. <ftp://ftp.noao.edu/fts/linelist/Moore>.

12. <http://kurucz.harvard.edu/lineslists.html>

13. <http://ams.astro.univie.ac.at/>

14. Moore.C.E. Atomic energy levels, vol. II. Circ. Nat. Bur. Stand. Washington, 1971. N3.

15. Moore C.E., Minnaert M.G., Houtgast J. The solar spectrum 2935 to 8770 Å. Washington: National Bureau of Standards. Washington. 1966. 349 p.

16. Simmons G. J and Blackwell D. E. A nalysis of FeI Lines (0.00 eV</> 2.6eV) in the Solar Spectrum Using Improved Damping Constants and Accurate Oscillator Strengths: Test of a Solar Model Atmosphere //Astron. Astrophys. 1982. V. 112. P. 209-214.

УДК 523.62-726

Д.В. Ерофеев

ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ СКОРОСТЬЮ И МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Хорошо известно, что для волн Альвена характерна линейная зависимость между вариациями скорости плазмы и магнитного поля, причем знак их корреляции зависит от направление постоянного магнитного поля. В силу этой зависимости компоненты вектора скорости, выраженные в функции компонент магнитного поля, обладают определенной симметрией. Такая симметрия может быть использована для исследования альвеновских волн в солнечном ветре (СВ). Для этого нами использованы среднечасовые значения скорости и магнитного поля, измеренные на околоземных орбитах в 1974-2010 гг. и собранные в базе данных OMNI-2. По этим данным рассчитаны зависимости поперечных (по отношению к радиальному направлению) компонент скорости от направления магнитного поля. Эти зависимости обладают симметрией, характерной для альвеновских волн, хотя пониженные значения амплитуд скорости указывают также на присутствие сильной «не-альвеновской» турбулентности. По ориентации осей симметрии зависимостей скорости от магнитного поля найдено, что альвеновские волны распространяются параллельно гелиоэкватору (по крайней мере, в среднем за большой интервал времени) во всем диапазоне радиальных скоростей V_R течения СВ. При $V_R \approx 300$ км/с направление распространения волн почти радиально, но с ростом скорости оно быстро отклоняется от радиального направления в сторону направления регулярного магнитного поля (спирали Паркера). В высокоскоростных потоках СВ ориентация осей симметрии у зависимостей скорость-магнитное поле определяется не вполне однозначно, что, вероятно, указывает на значительный разброс направлений распространения альвеновских волн. Не исключено также, что это эффект присутствия анизотропной «не-альвеновской» турбулентности.

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные данные указывают на существование потока альвеновских волн, распространяющихся в солнечном ветре

(СВ) преимущественно в направлении от Солнца [4,5,7,13]. Наибольший вклад по отношению к другим видам турбулентности эти волны дают в высокоскоростных потоках СВ. Хорошо изучены сравнительно высокочастотные альвеновские волны, имеющие наблюдаемые периоды от секунд до часа. На гелиоцентрических расстояниях 1 а.е. и больше этот частотный диапазон представляет собой инерционный интервал турбулентности межпланетной плазмы, в котором наблюдаются волны, сгенерированные в процессе распространения СВ за счет постепенной передачи энергии от волн большего масштаба. Методом минимума дисперсии по флуктуациям магнитного поля и скорости найдено, что альвеновские волны с частотами из инерционного интервала распространяются преимущественно параллельно среднему магнитному полю (см., например, [8]). Более низкочастотные волны, как считается, возникают в солнечной короне и, возможно, играют важную роль в ускорении СВ. Волны альвеновского типа с большими периодами, однако, исследовались значительно меньше, чем высокочастотные. Это связано отчасти с тем, что относительный вклад альвеновских волн в энергию флуктуаций плазмы с периодами короче 1 ч сравнительно мал из-за сильной неоднородности течения СВ, присутствия структур неальвеновского типа и транзитов. Есть данные, что низкочастотные волны распространяются со значительным отклонением от направления среднего магнитного поля в сторону радиального направления [10].

Для диагностики альвеновских волн может быть использована характерная для них связь между вариациями магнитного поля и скорости плазмы (которая и послужила основой для обнаружения этих волн в СВ [4]). Пусть волна распространяется в положительном направлении оси X ортогональной системы координат XYZ , тогда при произвольной ориентации осей Y и Z компоненты векторов скорости \mathbf{V} и магнитного поля \mathbf{B} связаны хорошо известными соотношениями [1]

$$V_x = 0 \quad (1a)$$

$$V_{y,z} = -\text{sgn}(B_x) \frac{B_{y,z}}{\sqrt{4\pi\rho}}, \quad (16)$$

где $\text{sgn}(B_x)$ – знак B_x , ρ – плотность плазмы. Мы не учитываем не зависящие от магнитного поля составляющие скорости, которые формально могут быть включены в (1) как дополнительные слагаемые. Формулы (1) применимы не только для слабых (линейных) волн, но и для волн большой амплитуды, причем в последнем случае они верны для полных векторов магнитного поля и скорости, а не их малых приращений. В случае вращательных (альвеновских) разрывов соотношения (1) связывают изменения составляющих скорости и магнитного поля на поверхности разрыва [1].

Из (1) следует, что каждая из компонент скорости V_y и V_z , заданная как функция трех компонент магнитного поля, обладает определенной симметрией по отношению к отражениям и поворотам координатных осей. Обычно применяемые методы анализа данных о СВ используют это обстоятельство, но лишь косвенно, имея дело с усредненными значениями определенных комбинаций из компонент скорости и магнитного поля (таких как переменные Эльзассера, ковариационная матрица, кросс-спиральность и т.п.). Усреднение проводится по выборке, содержащей измерения с разными направлениями магнитного поля; так как наиболее вероятны направления, близкие к направлению регулярного поля (спирали Паркера), именно они и дают основной вклад в значения указанных параметров. В полной же мере упомянутая симметрия скорости проявляется в 3-мерном пространстве компонент магнитного поля (B_x, B_y, B_z) . В настоящей работе мы исследуем эту симметрию с целью получения дополнительных сведений о низкочастотных альвеновских волнах в солнечном ветре.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОД ИХ ОБРАБОТКИ

Экспериментальные данные представляют собой среднечасовые значения параметров СВ (компонент векторов магнитного поля и скорости, а также концентрации протонов), измеренных космическими аппаратами на околоземных орбитах в 1974-2010 гг. Эти измерения собраны в хорошо известной базе данных OMNI-2 [14]. Данные представлены в координатной системе RTN, имеющей на-

чало отсчета в точке наблюдения и следующие направления осей: орт \mathbf{R} направлен радиально от Солнца, $\mathbf{T}=[\mathbf{W},\mathbf{R}]$, $\mathbf{N}=[\mathbf{R},\mathbf{T}]$, где \mathbf{W} – единичный вектор, параллельный солнечной оси вращения. Плоскость \mathbf{RT} имеет наклон к плоскости гелиоэкватора, изменяющийся в течение года в пределах $\pm 7.25^\circ$, так что в среднем за большой интервал времени наклон равен нулю. Направление любого вектора в системе \mathbf{RTN} можно задать двумя направляющими углами: азимутом φ (отсчитывается в плоскости \mathbf{RT} от положительного направления оси \mathbf{R} , в сторону отрицательного направления оси \mathbf{T}) и наклоном θ (отсчитывается на север от плоскости \mathbf{RT}). Следует отметить, что измерения поперечной (по отношению к направлению распространения СВ) скорости плазмы имеют меньшую относительную точность, чем измерения магнитного поля, и содержат систематические ошибки из-за небольших погрешностей в ориентации космических аппаратов. Так как нет оснований считать, что эти ошибки скоррелированы с вариациями магнитного поля, они могут быть устранены при обработке данных путем вычитания средних по выборке значений скорости.

Имеющийся объем экспериментальных данных позволяет достаточно подробно проанализировать поведение скорости на двумерных проекциях 3-мерного пространства компонент вектора магнитного поля, применяя усреднение по третьей компоненте. Это ограничение связано с тем, что направление вектора магнитного поля, также как величины его отдельных компонент, имеют весьма неравномерные распределения вероятностей [2,11], и для достаточно плотного заполнения экспериментальными данными существенной области 3-мерного пространства (B_x, B_y, B_z) данных потребуется очень много. Проекции можно выбрать по-разному. Наиболее информативными представляются зависимости составляющих скорости от направления магнитного поля. Последнее удобно задать парой направляющих углов φ и θ (см. определение углов в Разд. 2). Таким образом, мы исследуем средние значения компонент скорости V_N и V_T , заданные как функции направления магнитного поля (радиальная компонента скорости V_R для анализа не используется по причинам, изложенным в разделе 3). Усреднение проводится по времени и по величине напряженности магнитного поля, так что по-

лученные зависимости формально являются функциями, заданными на сфере единичного радиуса (ниже называемой «координатной сферой»). Назовем эти функции угловыми зависимостями. В разделах 3–4 описано, какие свойства угловых зависимостей могут использоваться для извлечения информации об альвеновских волнах в СВ.

Рассчитывались угловые зависимости следующим образом. Области изменения переменных $\sin\theta$ и φ были разделены на 12 интервалов каждая, что соответствует разбиению координатной сферы на 144 ячейки одинаковой площади. Затем данные были распределены по ячейкам в соответствии с измеренными направлениями вектора \mathbf{B} . Для каждой ячейки рассчитаны средние значения компонент скорости V_N и V_T , а также их вероятные статистические ошибки. Кроме того, из полученных угловых зависимостей были удалены средние по поверхности сферы значения компонент скорости (эти средние относительно невелики и, скорее всего, связаны с наличием систематических ошибок в измерениях скорости). Расчеты делались для нескольких диапазонов радиальной скорости течения СВ V_R .

Для исследования угловых зависимостей удобно применить сферический гармонический анализ. Как известно, любую скалярную функцию $V(\theta, \varphi)$, заданную на сфере, можно представить в виде разложения по сферическим гармоникам (для краткости называемого ниже спектром):

$$V(\theta, \varphi) = a_0 + \sum_{j=1}^N \sum_{m=0}^j a_{jm} Y_{jm}(\cos\theta') \cos[m(\varphi - \Phi_{jm})], \quad (6)$$

$$Y_{jm}(\cos\theta') = \sqrt{\frac{(2j+1)(j-m)!}{2\pi(j+m)!}} P_{jm}(\cos\theta'), \quad (7)$$

где $\theta' = 90^\circ - \theta$, P_{jm} – присоединенные функции Лежандра, $a_{jm} \geq 0$ при $m > 0$. Компоненты спектров с определенными значениями j, m будем называть гармониками и в тексте обозначать G_{jm} . Амплитуда гармоники G_{jm} равна a_{jm} , мощность $(a_{jm})^2$, а фаза Φ_{jm} . Максимальное зна-

чение $j=N$ на практике ограничено угловым разрешением исследуемой функции, в нашем случае $N=4$.

Кроме описанных выше угловых зависимостей, можно исследовать другие 2-мерные проекции пространства компонент магнитного поля. В Разделе 6 рассматриваются зависимости составляющих скорости от компонент магнитного поля B_R и B_T , усреднение при этом проводится по компоненте магнитного поля B_N . Назовем такие зависимости RT-проекциями; связанные с их расчетом подробности приведены в Разделе 6.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ

3.1 Свойства симметрии и координатные системы

Используя введенную в разделе 1 систему координат XYZ, рассмотрим поперечные составляющие скорости, V_Y и V_Z , как функции, заданные в пространстве компонент вектора магнитного поля (B_X, B_Y, B_Z) . Из соотношений (1) следует, что у каждой из этих компонент скорости в пространстве (B_X, B_Y, B_Z) имеется две плоских границы, на которых направление скорости изменяется на противоположное. Одна из этих границ (назовем ее главной плоскостью симметрии) – плоскость $B_X=0$, она является общей для обеих компонент скорости, V_Y и V_Z , причем положение ее физически выделено направлением распространения альвеновской волны. Второй границей в случае V_Y является плоскость $B_Y=0$, а в случае V_Z – плоскость $B_Z=0$ (назовем эти границы второстепенными). Так как соотношения (1) верны при произвольной ориентации осей Y и Z, симметрия указанного типа имеет место для любой линейной комбинации поперечных компонент скорости

$$V_L = aV_Y + bV_Z, \quad (2)$$

с ненулевыми коэффициентами. Однако ориентация второстепенной плоскости симметрии у V_L будет не такой, как у V_Y или V_Z . Это следует из того, что преобразование (2) можно представить как резуль-

тат поворота координатной системы вокруг оси X на некоторый угол и умножения на константу.

Ориентация осей введенной выше координатной системы XYZ (назовем ее собственной системой волн) априори неизвестна, а данные измерений скорости и магнитного поля могут быть заданы в произвольно выбранной системе отсчета, которую назовем системой данных. В качестве таковой мы будем использовать описанную в разделе 2 систему RTN. При переходе от системы XYZ к системе RTN, который представляет собой 3-хмерное вращение, преобразуются как вектор магнитного поля \mathbf{B} , так и вектор скорости \mathbf{V} . Преобразование вектора \mathbf{B} приведет к тому, что плоскости симметрии $B_X=0$, $B_Y=0$ и $B_Z=0$ в системе данных уже не совпадают с координатными плоскостями. Так как $V_X=0$, три компоненты скорости в системе RTN связаны с двумя компонентами в системе XYZ соотношениями вида

$$V_i = c_{iY}V_Y + c_{iZ}V_Z, \quad (3)$$

где индекс i маркирует оси R, T, N, c_{ij} –коэффициенты преобразования. Эти соотношения имеют тот же вид, что и (2). Следовательно, у каждой из трех компонент скорости в системе данных имеется симметрия такого же типа, как и у поперечных компонент в собственной системе волн, и с той же главной плоскостью симметрии $B_X=0$ (которая в системе данных, вообще говоря, не совпадает ни с одной из координатных плоскостей). При этом второстепенные плоскости симметрии у V_R , V_T и V_N хотя и ортогональны главной плоскости, но могут быть не ортогональными друг другу. Действительно, совокупность коэффициентов c_{ij} описывает 3-мерное, а не 2-мерное вращение, поэтому соотношения (3) при разных i , вообще говоря, соответствуют поворотам на разные углы вокруг оси X, а также умножению компонент скорости на разные масштабные множители.

Направление распространения волн (ось X) в системе данных RTN удобно задать двумя направляющими углами, азимутом Φ_0 и наклоном Θ_0 (определения направляющих углов даны в разделе 2). Так как ориентация осей Y и Z произвольна, примем, что ось Y

лежит в плоскости RT. Тогда преобразование вектора скорости, записанное в матричной форме, имеет вид:

$$\begin{pmatrix} V_R \\ V_T \\ V_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta_0 \cos \Phi_0 & \sin \Phi_0 & -\sin \Theta_0 \cos \Phi_0 \\ -\cos \Theta_0 \sin \Phi_0 & \cos \Phi_0 & \sin \Theta_0 \sin \Phi_0 \\ \sin \Theta_0 & 0 & \cos \Theta_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_X \\ V_Y \\ V_Z \end{pmatrix} \quad (4)$$

Если наклон оси X к плоскости RT отсутствует ($\Theta_0 = 0$), то, учитывая что $V_X = 0$, получаем

$$V_R = V_Y \sin \Phi_0 \quad (5a)$$

$$V_T = V_Y \cos \Phi_0 \quad (5б)$$

$$V_N = V_Z \quad (5в)$$

В этом случае (как показано ниже, имеющем отношение к реальности) имеется простая связь между парами компонент скорости в разных системах: V_R и V_T зависят только от V_Y , а V_N – только от V_Z . Поэтому у V_R и V_T второстепенные плоскости симметрии совпадают, и обе они ортогональны второстепенной плоскости симметрии компоненты V_N (кроме вырожденных случаев $\Phi_0 = 0, \pm 90^\circ$).

Все приведенные выше рассуждения относятся к идеализированному случаю, когда, во-первых, имеется единственное и неизменное (или слабо изменяющееся) направление распространения альвеновских волн, и, во-вторых, отсутствуют флуктуации параметров плазмы, не связанные с волнами Альвена. Первое из этих условий, судя по имеющимся данным, приблизительно верно; уточнение его по существу является одной из целей настоящей работы. Второе условие не выполняется, но его можно смягчить, предположив что «не-альвеновская» турбулентность не порождает статистическую зависимость между скоростью и направлением магнитного поля, подобную (1). Априори такое предположение не верно в случае радиальной компоненты скорости V_R , которая подвержена сильным вариациям вследствие пространственно-временной неоднородности

течения СВ. Эти вариации связаны с изменениями направления магнитного поля вследствие известной зависимости между углом спирали Паркера и скоростью течения (см. [3] и приведены там ссылки). Поэтому мы будем анализировать две компоненты скорости, V_N и V_T , а компонента V_R будет использоваться только для разделения потоков СВ с разной скоростью течения. Следует также отметить, что присутствие в СВ турбулентности, не являющейся альвеновскими волнами, может оказывать влияние на результаты анализа, даже если она не вызывает корреляции между флуктуациями скорости и магнитного поля. Такая «не-альвеновская» турбулентность приводит к случайному рассеянию значений скорости и магнитного поля относительно линейных зависимостей, заданных соотношениями (1). А это дает определенные статистические эффекты (см. следующий параграф).

3.2 Угловые зависимости и их спектры

Рассмотрим, как связанная с альвеновскими волнами симметрия должна проявляться в свойствах зависимостей компонент скорости V_T и V_N от направления вектора магнитного поля (которые названы нами «угловыми зависимостями», см. раздел 2). В общем случае из свойств симметрии, описанных в предыдущем параграфе, следует, что координатная сфера разделена двумя ортогональными плоскостями на 4 области, такие, что в соседних областях направления скорости противоположны (причем одна из этих плоскостей – общая для обеих компонент скорости, второстепенные же плоскости у них могут быть разными). Следовательно, разложения угловых зависимостей по сферическим гармоникам (их спектры) будут содержать только гармоники с четными j . В важном частном случае $\Theta_0 = 0$ главная плоскость симметрии ортогональна «экватору» (плоскости $\theta = 0$). Из соотношения (5в) в этом случае следует, что второстепенная плоскость симметрии у компоненты скорости V_N совпадает с плоскостью $\theta = 0$. Поэтому в спектре угловой зависимости V_N отличными от нуля будут только тессеральные гармоники с нечетными j – m , антисимметричные относительно экватора; низшая из этих гармоник – G_{21} . Из (5б) следует, что у компоненты V_T в случае $\Theta_0 = 0$

обе плоскости симметрии ортогональны к экватору. Поэтому в спектре угловой зависимости V_T будут присутствовать только секторные и тессеральные гармоники с четными $j-m$, низшая из которых – G_{22} . Кроме того, при $\Theta_0 = 0$ фазы низших гармоник в спектрах связаны с азимутальным углом распространения альвеновских волн следующими соотношениями:

$$\Phi_{21} = \Phi_0 + 180^\circ \quad (\text{для } V_N) \quad (6a)$$

$$\Phi_{22} = \Phi_0 - 45^\circ \quad (\text{для } V_T) \quad (6b)$$

Чтобы соотнести эти выводы с алгоритмом обработки данных, нами были рассчитаны модельные угловые зависимости, следующим образом. В одном случае, который можно назвать «идеальной» моделью, угловые зависимости вычислялись по описанной в разделе 2 схеме обработки экспериментальных данных, с использованием реально измеренных значений вектора магнитного поля; однако вместо измеренных значений V_N и V_T брались компоненты скорости, рассчитанные по формулам (1) для заданного направления распространения альвеновских волн (оси X). С этой целью в (1) подставлялись измеренные значения магнитного поля и плотности плазмы. Скорости рассчитывались в собственной координатной системе волн, а затем преобразовывались в систему данных. Во втором случае, кроме всего описанного выше, к каждой из компонент скорости и магнитного поля добавлялись независимые случайные величины с заданными дисперсиями, чтобы хотя бы грубо учесть вклад «не-альвеновской» турбулентности. Расчеты проделаны для ряда направлений оси X и нескольких значений дисперсии «не-альвеновской» компоненты.

Модельные расчеты показали следующее. В «идеальном» случае (отсутствие «не-альвеновской» турбулентности) в спектрах угловых зависимостей скорости, кроме низших гармоник G_{21} и G_{22} , имеются довольно интенсивные высшие гармоники с четными j (это обусловлено присутствием разрывной функции $\text{sgn}(B_X)$ в (1)). В случае $\Theta_0 = 0$ направление оси X (т.е. угол Φ_0) определяется из соотношений (6) с точностью в единицы градусов (эта точность характери-

зует внутреннюю статистическую ошибку процесса обработки данных). В результате введения случайных флуктуаций магнитного поля, имитирующих «не-альвеновскую» турбулентность, амплитуда скорости на угловых зависимостях, а также интенсивности всех гармоник в их спектрах, уменьшаются. Это уменьшение связано со случайными флуктуациями \mathbf{B} , но не зависит от уровня флуктуаций скорости (последний влияет только на дисперсию оценок средних значений V_N и V_T). При среднеквадратичном значении флуктуаций \mathbf{B} , сравнимым с модулем среднего магнитного поля (≈ 5 нТ), амплитуды основных гармоник G_{21} и G_{22} в спектрах падают по сравнению с «идеальным» случаем весьма значительно, в 2-3 раза. При этом высшие гармоники уменьшаются еще сильнее, так что их вклад в спектры становится незначительным. Таким образом, влияние «не-альвеновской» турбулентности проявляется статистически как сильное сглаживание угловых зависимостей компонент скорости. Отмечены также систематические (зависящие от Φ_0) отклонения фаз гармоник от предписанных соотношениями (6), однако даже при уровне флуктуаций ≈ 5 нТ они не превышают нескольких градусов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

4.1 Анализ угловых зависимостей

Зависимости компонент скорости от направления магнитного поля (угловые зависимости), полученные из экспериментальных данных, показаны на рис.1. Они имеют хорошо выраженную регулярную структуру, которая вполне согласуется со свойствами симметрии, характерными для альвеновских волн: имеется четыре области на координатной сфере с разным направлением скорости. При этом структура угловых зависимостей соответствует специально отмеченному выше случаю, когда альвеновские волны распространяются вдоль плоскости гелиоэкватора (но не радиально). Это видно по распределению на угловых зависимостях областей с разным направлением скорости: в случае V_T они расположены симметрично, а в случае V_N – антисимметрично относительно плоскости $\theta = 0$ (рис. 1). В соответствии с такой симметрией угловых зависимо-

стей, применение сферического гармонического анализа показало доминирование в их спектрах либо гармоники G_{22} (в случае компоненты V_T), либо гармоники G_{21} (в случае V_N), причем $a_{22} \approx a_{21}$. Указанные спектральные составляющие превосходят остальные компоненты спектров в 8-10 раз по амплитуде (или на полтора-два порядка по мощности). Все высшие гармоники практически находятся на уровне статистических флуктуаций, что, судя по модельным расчетам, говорит о высоком уровне «не-альвеновской» турбулентности в СВ (этот вывод, конечно, не является неожиданным).

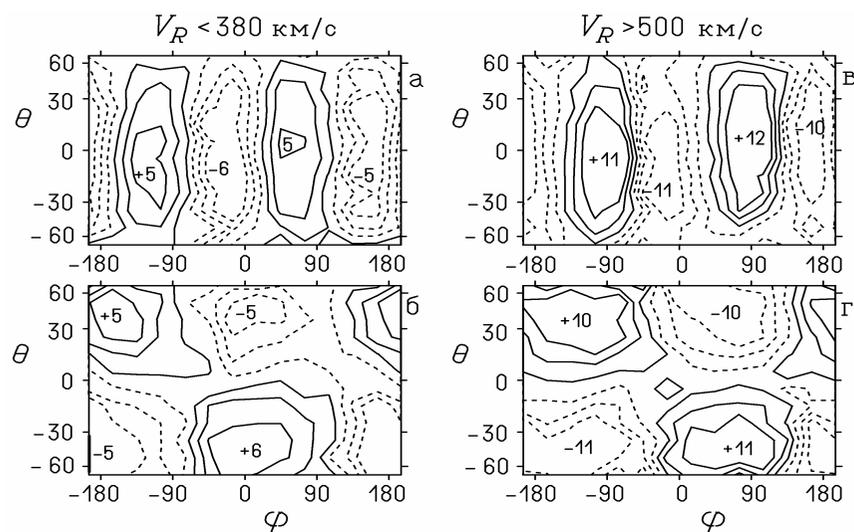


Рис.1. Слева: зависимости компонент скорости V_T (а) и V_N (б) от направления магнитного поля, заданного азимутальным углом φ и наклоном θ , в случае низкоскоростного СВ ($V_R < 380$ км/с). Справа: то же для высокоскоростных потоков СВ ($V_R > 500$ км/с). Изолинии для положительных и отрицательных значений показаны сплошной и штриховой линиями, числами на графиках отмечены экстремальные значения скорости (в км/с)

Как можно видеть на рис.1, в качественном отношении свойства угловых зависимостей скорости одинаковы как для низкоскоростных потоков, так и для высокоскоростного СВ. Это проявляется и в одинаковой структуре их спектров. В то же время количественные

характеристики угловых зависимостей зависят от скорости течения СВ, V_R . На рис.1 видно, что амплитуда скорости на угловых зависимостях возрастает от 5–6 км/с в диапазоне $V_R < 380$ км/с до 10–12 км/с при $V_R > 500$ км/с; такое же возрастание демонстрируют и амплитуды основных гармоник в спектрах угловых зависимостей (см. рис. 2).

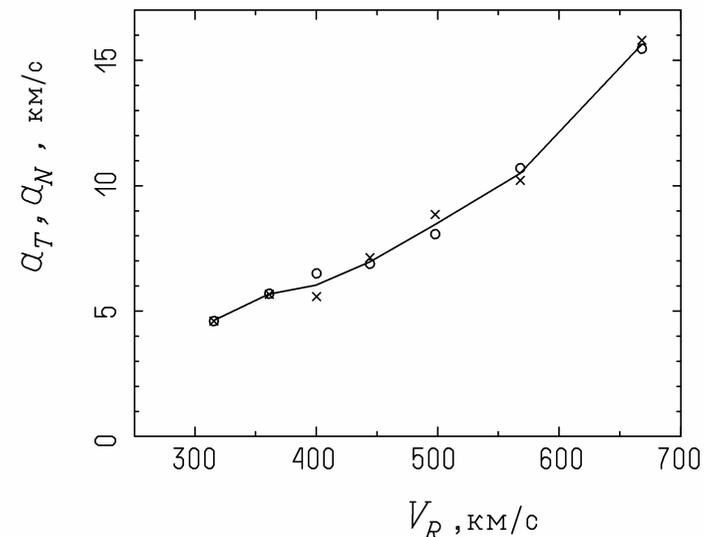


Рис.2. Амплитуды основных гармоник в спектрах поперечных компонент скорости плазмы, для разных диапазонов скорости течения СВ V_R . Кружки – амплитуда для V_T -компоненты скорости, крестики – амплитуда для V_N -компоненты скорости, линия – их среднее значение

Следует также отметить, что при всех значениях V_R амплитуды основных гармоник спектров, G_{21} и G_{22} , в несколько раз меньше теоретических значений, полученных из соотношений (1) (точнее, по «идеальной» модели, см. раздел 3). Судя по результатам модельных расчетов, столь малые значения амплитуд основных гармоник, также как и относительно низкий уровень высших гармоник в спектрах угловых зависимостей, являются статистическими эффектами, вызванными интенсивной «не-альвеновской» турбулентно-

стью. С ростом скорости течения СВ отношения амплитуд к их «идеальным» теоретическим значениям заметно возрастают (примерно от 0.25 при $V_R < 350$ км/с до 0.40 при $V_R > 600$ км/с), и это согласуется с известным фактом, что при фиксированном гелиоцентрическом расстоянии в высокоскоростном СВ уровень альвеновской турбулентности выше, чем в низкоскоростном [6].

Теоретически, формулы (6а–6б) дают возможность определить направление распространения волн Альвена (азимутальный угол Φ_0) по фазам основных гармоник в спектрах угловых зависимостей скорости. Результаты оценок Φ_0 для разных диапазонов скорости СВ показаны на рис. 3.

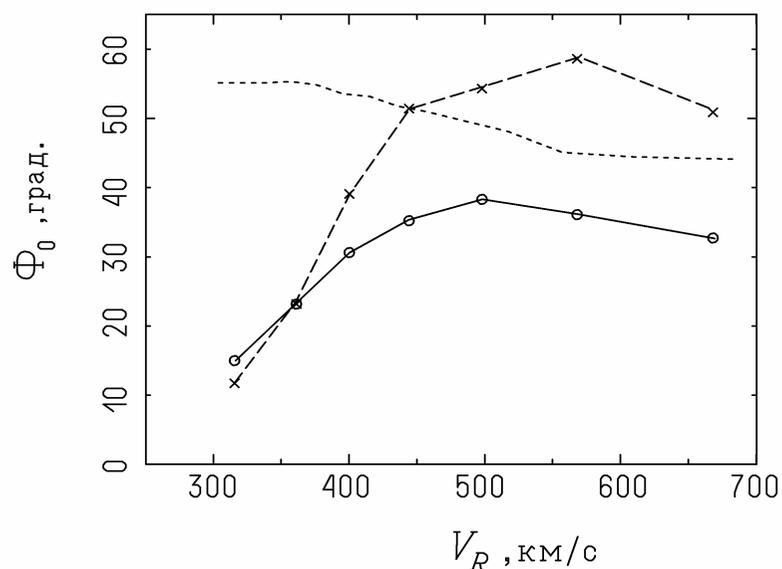


Рис.3. Оценки угла Φ_0 между радиальным направлением и направлением распространения низкочастотных альвеновских волн, полученные по компонентам скорости V_T (кружки и сплошная линия) и V_N (крестики и длинный штрих), для разных диапазонов скорости течения СВ. Для сравнения пунктирной линией показана зависимость угла спирали магнитного поля от скорости СВ (рассчитана по методике, описанной в [3])

Как можно видеть на рис.3, в низкоскоростном СВ ($V_R < 350$ км/с) волны распространяются в направлениях, более близких к радиальному, чем к направлению среднего магнитного поля, причем оценки азимутального угла, полученные независимо по измерениям компонент скорости V_T и V_N , неплохо согласуются. При $V_R \approx 300$ км/с отклонение направления распространения волн от радиального составляет около 10° , затем с ростом скорости СВ оно сначала быстро возрастает, но при $V_R > 450$ км/с стабилизируется. Однако в диапазоне $V_R > 400$ км/с значения азимутального угла, полученные по компоненте скорости V_N , примерно на 20° выше, чем найденные по компоненте V_T . Если взять среднее по этим двум значениям, то получим, что в высокоскоростном СВ ($V_R > 500$ км/с) направление распространения волн имеет азимут $40\text{--}45^\circ$ и приблизительно совпадает с направлением регулярного магнитного поля (спирали Паркера).

Случайные ошибки определения Φ_0 составляют единицы градусов, следовательно, отмеченное выше расхождение в 20° между двумя оценками направления распространения волн является систематическим. Судя по результатам моделирования, оно не объясняется присутствием «не-альвеновской» турбулентности, при условии, что для нее не характерна связь между компонентами скорости и магнитного поля, подобная соотношениям (1). Нельзя исключить, что данное условие в действительности не выполняется, хотя это и представляется маловероятным.

В качестве другого возможного объяснения обсуждаемого расхождения можно предложить эффект разброса направлений распространения альвеновских волн. Разброс может быть следствием как пространственной, так и временной неоднородности СВ. В обоих случаях усредненные по времени угловые зависимости скорости будут содержать вклады от волн, имеющих разные направления распространения, причем эти вклады суммируются с определенными весовыми множителями. Весовые множители для компонент скорости V_N и V_T будут разными, что следует из соотношений (5). В компоненту скорости V_T альвеновские волны будут давать тем меньший вклад, чем больше наклон направления их распространения к радиальному направлению (за счет множителя $\cos \Phi_0$). У компоненты V_N зависящего от азимута множителя нет, и поэтому отно-

сительные вклады от волн, распространяющихся в плоскости RT под разными углами к радиальному направлению, будут одинаковыми. Если направления распространения волн распределены приблизительно симметрично относительно радиального направления (что, по-видимому, имеет место при самых низких скоростях СВ), то по обеим компонентам скорости будут получаться близкие значения Φ_0 . Если же волны распространяются преимущественно под положительными углами к оси R (что, судя по всему, имеет место при средних и высоких скоростях СВ) и имеют значительный разброс в направлениях распространения, то по компоненте скорости V_N будет получено большее значение Φ_0 , чем по компоненте V_T . Предложенное объяснение подтверждается, по крайней мере отчасти, приведенными ниже результатами дополнительного анализа данных.

4.2 Анализ RT-проекций

Рассмотрим теперь зависимости составляющих скорости от компонент магнитного поля B_R и B_T , усредняя по компоненте B_N (назовем такие зависимости RT-проекциями). Так как составляющая скорости V_N антисимметрична относительно плоскости $B_N = 0$ (это результат предыдущего параграфа), при расчете RT-проекций значения V_N при $B_N < 0$ брались с обратным знаком. Расчет RT-проекций производился путем разбиения плоскости $B_N=0$ на квадратные ячейки размером 2×2 нТ, разнесения данных по ячейкам и вычисления для каждой ячейки средних значений компонент скорости; области определения RT-проекций ограничены теми ячейками, куда попадало более 10 экспериментальных точек.

Какие свойства RT-проекций скорости можно ожидать, исходя из соотношений (1)? Результаты предыдущего раздела свидетельствуют, что направление распространения волн (ось X) лежит в плоскости (B_R, B_T) . Тогда из соотношений (1), с учетом сказанного в Разделе 3, следует, что компонента скорости V_T как функция B_R и B_T будет иметь четыре области (сектора), в пределах каждого из которых знак скорости постоянен. Границами секторов будут две взаимно ортогональные прямые линии, проходящие через начало отсчета. Эти линии соответствуют пересечениям плоскостей симметрии, за-

данных соотношениями (1), с плоскостью $B_N = 0$. Наклон этих линий к координатным осям B_R и B_T соответствует углу Φ_0 , т.е. направлению распространения волн. В случае компоненты V_N секторов будет только два, и соответственно только одна разделяющая их прямолинейная граница, причем последняя будет ортогональна к направлению Φ_0 .

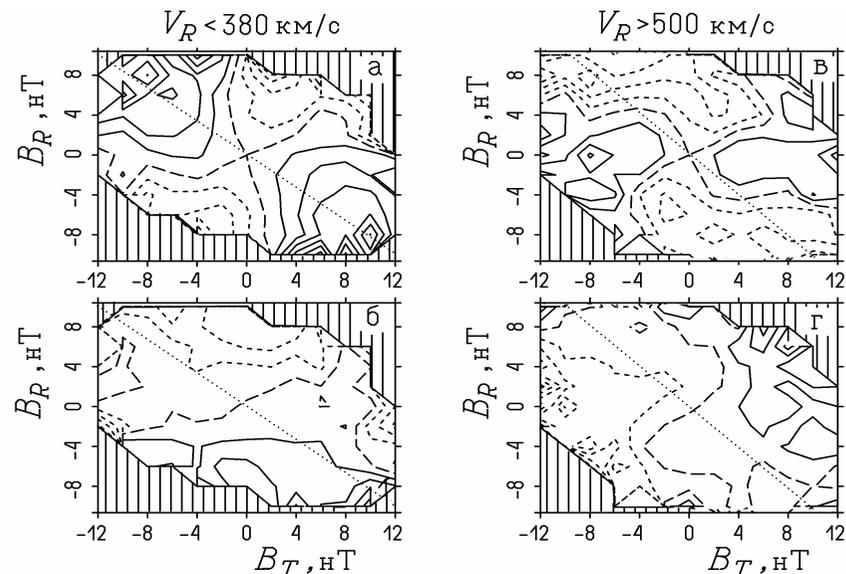


Рис.4. Слева : поперечные компоненты скорости СВ V_T (а) и V_N (б) как функции компонент магнитного поля B_T и B_R , для низкоскоростного СВ ($V_R < 380$ км/с). Справа : то же для высокоскоростных потоков СВ ($V_R > 500$ км/с). Изолинии для положительных и отрицательных значений показаны сплошной линией и коротким штрихом, длинный штрих – линии нулевых значений. Пунктирными прямыми показано направление регулярного магнитного поля. В заштрихованных областях значения параметров не определены из-за недостатка данных

Свойства симметрии, подобные описанным выше, действительно присущи RT-проекциям в случае низкоскоростного СВ (рис.4, слева). По наклону границ, разделяющих на плоскости (B_R, B_T) секторы с разным знаком скорости, можно заключить, что на-

правление распространения альвеновских волн отклоняется на угол $\approx 15^\circ$ от радиального направления. Это согласуется с результатами анализа угловых зависимостей скорости в предыдущем параграфе.

Более сложная ситуация имеет место в диапазонах средних и, особенно, высоких скоростей СВ. Как можно видеть на рис. 4 (справа), при высоких скоростях СВ границы секторов являются приблизительно прямолинейными только при небольших значениях модуля магнитного поля $|\mathbf{B}| < 4$ нТ. Если ограничиться только этим диапазоном $|\mathbf{B}|$, то азимутальный угол направления распространения волн можно оценить в $35\text{--}40^\circ$, что лишь немного меньше азимутального угла регулярного магнитного поля. При значениях $|\mathbf{B}| \approx 4$ нТ границы секторов резко поворачиваются в одну сторону (на рис. 4 – против часовой стрелки), и этот поворот имеет явно не случайный характер. Хотя в результате его порядок симметрии RT-проекций (т.е. число секторов с разным знаком скорости) не изменяется, в целом они уже не соответствуют системе альвеновских волн, распространяющихся в одном направлении. Таким образом, при $|\mathbf{B}| < 4$ нТ положение границ секторов соответствует альвеновским волнам, распространяющимся под азимутальными углами, близкими к углу спирали регулярного магнитного поля, а при $|\mathbf{B}| > 4$ нТ – под значительно большими азимутальными углами. Такое поведение RT-проекций скорости может отражать присутствие двух или большего числа альвеновских волн, имеющих существенно разные направления распространения. Нельзя, однако, исключить, что в этом проявляется двухкомпонентная структура турбулентности СВ, включающая в себя, помимо альвеновской, также анизотропную неальвеновскую составляющую [6, 9, 12].

7. ВЫВОДЫ

Поперечные (по отношению к радиальному направлению) компоненты скорости СВ обнаруживают регулярные зависимости от направления магнитного поля, которые обладают симметрией, характерной для альвеновских волн. Исследование этих зависимостей позволило сделать следующие выводы.

Во всем диапазоне радиальных скоростей течения СВ низкочастотные альвеновские волны распространяются параллельно плоскости гелиоэкватора (по крайней мере, в среднем за большой промежуток времени).

При низких скоростях СВ направление распространения альвеновских волн ближе к радиальному направлению, чем к направлению регулярного магнитного поля; отклонение от радиальности при $V_R \approx 300$ км/с составляет около 10° , но быстро возрастает с ростом V_R .

В высокоскоростных потоках СВ направление распространения альвеновских волн в среднем близко к направлению регулярного магнитного поля (наклон к радиальному направлению составляет около 45°). Однако имеются нарушения симметрии соотношений между скоростью и магнитным полем, которые, вероятно, указывают на присутствие альвеновских волн с существенно разными направлениями распространения.

Интенсивность низкочастотных альвеновских волн в несколько раз ниже интенсивности «не-альвеновской» турбулентности во всем диапазоне скоростей течения СВ. При этом относительный вклад альвеновских волн заметно возрастает с ростом V_R , что согласуется с известными ранее данными, например [6].

Выводы о направлении распространения альвеновских волн сделаны в предположении, что «не-альвеновская» турбулентность не дает корреляции магнитного поля и скорости с тем же типом симметрии, как в случае волн Альвена. Известно, что в СВ имеется сильная анизотропная составляющая турбулентности с осью симметрии, приблизительно перпендикулярной к локальному магнитному полю [6, 9, 12], причем вклад этой составляющей максимален при низких скоростях СВ [6]. Характер корреляции между флуктуациями скорости и магнитного поля у такой «квазиперпендикулярной» турбулентности еще не изучен. Поэтому нельзя исключить возможности влияния ее на оценки направления распространения альвеновских волн.

Приведенные выше результаты получены из анализа параметров СВ, измеренных на околоземных орбитах, и верны при следующих условиях: гелиоцентрическое расстояние 1 а.е., отклонение

по широте от плоскости гелиоэкватора $\leq 7.25^\circ$, периоды флуктуаций скорости и магнитного поля ≥ 1 ч. Кроме того, все результаты характеризуют среднее за большой период времени поведение исследованных параметров СВ.

Использованные данные предоставлены National Space Science Data Center, NASA. Работа выполнена при поддержке грантов ДВО РАН 09-I-П7-01, 09-II-СО_02-002 и 09-III-A-02-49.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И. и др. Электродинамика плазмы. М. Наука. 719 с. 1974.
2. Веселовский И.С., Тарсина М.В. Угловое распределение вектора межпланетного магнитного поля. // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 41. С. 471-476. 2001.
3. Ерофеев Д.В. Зависимость между азимутальным углом межпланетного магнитного поля и скоростью солнечного ветра // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 48, № 2. С.147-152. 2008.
4. Balcher J.W., Davis L. Large amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium // J. Geophys. Res., V. 76. P. 3534-3563. 1971.
5. Bruno R., Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory // Living Reviews in Solar Physics. V. 2. № 4. (<http://solarphysics.livingreviews.org/articles/lrsp-2005-4>). 2005.
6. Dasso S., Milano L.J., Matthaeus W.H. Anisotropy in fast and slow solar wind fluctuations // Astrophys. J. V. 635. P. L181-L184. 2005.
7. Goldstein M.L., Roberts D.A., Matthaeus W.H. Magnetohydrodynamic turbulence in the solar wind // Annu. Rev. Astron. Astrophys., V. 33. P. 283-325. 1995.
8. Klein L., Bruno R., Bavassano B., Rosenbauer H. Anisotropy and minimum variance of magnetohydrodynamic fluctuations in the inner heliosphere // J. Geophys. Res., V. 98. P. 17,461-17,446. 1993.
9. Matthaeus W.H., Goldstein M.L., Roberts D.A. Evidence for the presence of quasi-two-dimensional nearly incompressible fluctuations in the solar wind. // J. Geophys. Res. V. 95 P. 20,673-20,683, 1990
10. Neugebauer M. Anisotropy and alfvénicity of hourly fluctuations in the fast polar solar wind // J. Geophys. Res., V. 109. A02101. doi:10.1029/2003JA009947. 2004.
11. Padhye N.S., Smith C.W., Matthaeus W.H. Distribution of magnetic field components in the solar wind plasma // J. Geophys. Res. V. 106 P. 18,635-18,650, 2001
12. Bieber J.W., Wanner W., Matthaeus W.H. Dominant two-dimensional solar wind turbulence with implication for cosmic ray transport. // J. Geophys. Res., V.101 No A2, P. 2511-2522, 1996
13. Tu C.-Y., Marsch E. MHD structures, waves, and turbulence in solar wind: observations and theories. // Space Sci. Rev., V. 73. P. 1-210. 1995.
14. ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data/omni/

УДК 523.62-726

Д.В. Ерофеев

ЛОКАЛЬНАЯ И КРУПНОМАСШТАБНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Исследована двумерная пространственная корреляционная функция (КФ) флуктуаций магнитного поля, измеренного на околоземных орбитах в 1965–2010 гг. Целью работы был поиск нелокальных свойств анизотропии турбулентности солнечного ветра (СВ). Показано, что известная по предыдущим исследованиям симметричная форма КФ в виде «мальтийского креста» (см. Matthaeus W.H., Goldstein M.L., Roberts D.A. // J. Geophys. Res. V. 95, 1990) обусловлена применением при анализе данных априорных предположений о том, что турбулентность аксиально симметрична по отношению к локальному магнитному полю, а свойства ее не зависят от ориентации последнего. При отказе от этих предположений выявляется существенное дополнительное свойство КФ. Оно состоит в том, что длина корреляции увеличивается с ростом угла между вектором локального магнитного поля и направлением регулярного поля (спирали Паркера). Дополнительный анализ взаимной корреляции магнитного поля и скорости указывает на то, что причиной обнаруженного эффекта, скорее всего, является крупномасштабная анизотропия СВ в отношении фазовой скорости альвеновских волн, которые распространяются преимущественно вдоль спирали Паркера, а не вдоль локального магнитного поля.

ВВЕДЕНИЕ

С целью получения информации о структуре турбулентности в солнечном ветре (СВ), в работах [3,5] исследовалась двумерная корреляционная функция (КФ) магнитного поля. Было найдено, что КФ имеет симметричную форму (по мнению авторов [5], напоминающую «мальтийский крест»),