

УДК 523.9

В. А. Шеминова

Главная астрономическая обсерватория НАН Украины
03680 Киев ГСП, ул. Академика Заболотного 27**Двумерные МГД-модели солнечной магнитогрануляции.
Динамика магнитных элементов**

Исследованы динамические характеристики мелкомасштабных магнитных элементов в спокойных областях Солнца с помощью статистического анализа доплеровских сдвигов и асимметрии V-профилей линии Fe I λ 630.25 нм, которые были вычислены на основании нестационарных магнитогидродинамических моделей. Получено распределение вертикальных скоростей и определена их корреляция с основными характеристиками магнитного поля. Найдено, что в среднем в магнитных элементах на уровне фотосферы преобладают направленные вниз движения со скоростью 0.5 км/с. Внутри сильных магнитных трубок средние скорости достигают 3 км/с, а максимальные 8—9 км/с. В слабых диффузных магнитных полях преимущество имеют восходящие движения со средней скоростью 0.5 км/с и максимальной 3 км/с. Вычисленные V-профили с высоким пространственным разрешением (35 км) имеют среднее значение асимметрии амплитуд и площадей, близкое к нулю (-1%) с размахом $\pm 70\%$ для слабых V-профилей и $\pm 10\%$ для сильных. Найдено, что пространственное усреднение профилей влияет на асимметрию амплитуд больше, чем на асимметрию площадей. Это является одной из причин наблюдаемого эффекта превышения асимметрии амплитуд над асимметрией площадей. Между асимметрией V-профилей и скоростью обнаружена слабая корреляция. В среднем направленные вверх движения обуславливают отрицательную асимметрию, а направленные вниз движения — положительную. Получены также вариации скоростей в магнитных элементах от центра к краю диска Солнца. Средняя скорость, начиная с $\cos\theta = 0.9$, резко увеличивается до 2 км/с и затем мало изменяется к краю. Исследованы изменения скорости со временем и обнаружены нелинейные колебания скорости с пиками мощности в пяти- и трехминутных полосах. Причиной нелинейного характера колебаний скорости являются пульсации напряженности магнитного поля. Полученные результаты для пространственно усредненных V-профилей удовлетворительно согласуются с результатами FTS-наблюдений и с рядом других наблюдений, выполненных с более высоким пространственным разрешением.

ДВОВИМІРНІ МГД-МОДЕЛІ СОНЯЧНОЇ МАГНІТОГРАНУЛЯЦІЇ. ДИНАМІКА МАГНІТНИХ ЕЛЕМЕНТІВ, Шемінова В. А. — Досліджені динамічні характеристики дрібномасштабних магнітних елементів у спокійних ділянках Сонця за допомогою статистичного аналізу доплерівських зміщень та асиметрії обчислених профілів лінії Fe I λ 630.25 нм, які були розраховані на підставі нестационарних магнітогідродинамічних моделей. Отримано розподіл вертикальних швидкостей і їхню кореляцію з основними характеристиками магнітного поля. Знайдено, що в середньому у магнітних елементах на рівні фотосфери переважають спрямовані вниз рухи магнітної плазми із швидкістю 0.5 км/с. Всередині найсильніших вертикальних магнітних трубок середні швидкості дорівнюють 3 км/с, а максимальні — 8—9 км/с. У слабких дифузних магнітних полях перевагу мають спрямовані вгору рухи з середньою швидкістю 0.5 км/с та максимальною 3 км/с. Синтезовані V-профілі з високим просторовим розділенням (35 км) мають середнє значення асиметрії амплітуд та площин, близьке до нуля (-1%) з розмахом значень $\pm 70\%$ для слабких V-профілів та $\pm 10\%$ для сильних. Знайдено, що просторове усереднення профілів впливає на асиметрію амплітуд більше, ніж на асиметрію площ. Це є одною з причин спостережуваного переважання асиметрії амплітуд над асиметрією площин. Виявлена слабка кореляція асиметрії V-профілів зі швидкістю. В середньому рухи, спрямовані вгору, зумовлюють негативну асиметрію, а спрямовані вниз — позитивну. Отримані також варіації швидкості у магнітних елементах від центра до краю диска Сонця. Середня швидкість, починаючи з $\cos\theta = 0.9$, стрімко збільшується до 2 км/с, і потім мало змінюється до краю диску. Досліджено флуктуації швидкостей і знайдено нелінійні коливання швидкості з піками потужності в п'яти- та трихвилинних смугах. Причиною нелінійного характеру коливань швидкостей є пульсації магнітного поля. Отримані результати для просторово усереднених V-профілів задовільно узгоджуються з результатами FTS-спостережень, а також з рядом інших спостережень, виконаних з високим просторовим розділенням.

2-D MHD MODEL OF SOLAR MAGNETOGRANULATION. DYNAMICS OF MAGNETIC ELEMENTS, by Sheminova V. A. — Dynamic characteristics of small-scale magnetic elements in the quiet Sun are investigated using a statistical analysis of Doppler shifts and asymmetry of V profiles of the Fe I 630.25 nm line calculated with nonstationary magnetohydrodynamic models. Distribution of vertical velocities was obtained and their correlation with the main characteristics of magnetic field was found. On the average, the downflows predominate with an average velocity of 0.5 km/s within magnetic elements. In strong magnetic tubes the average velocities are equal to 3 km/s and the maximum velocities are as high as 8—9 km/s. In weak diffuse magnetic fields upflows predominate with an average velocity of 0.5 km/s and a maximum velocity of 3 km/s. The profiles calculated with high spatial resolution (35 km) have an average value of amplitude and area asymmetries close to zero (-1%). For weaker V amplitudes the scatter of asymmetry is $\pm 70\%$, and for stronger ones it is $\pm 10\%$. It was found that the spatial averaging of profiles influences the amplitude asymmetry more than the area asymmetry. This is a reason of the observed effect of excess of amplitude asymmetry over area asymmetry. A weak correlation between the asymmetry of V profiles and the velocity is found. Upflows cause, on the average, a negative asymmetry and downflows a positive one. Center-to-limb variations of velocities were found in magnetic elements. The average velocity increases sharply up to 2 km/s, beginning from $\cos\theta = 0.9$, and then it varies weakly,

approaching the limb. Velocity oscillations are investigated, and their power peaks in 5 and 3 minute bands are found. The non-linear character of velocity oscillations are caused by field strength fluctuations. The Doppler shifts and asymmetry parameters obtained for spatially averaged V profiles are consistent with the results of FTS-observations as well as with other observations made with high spatial resolution.

ВВЕДЕНИЕ

Общим свойством магнитных полей Солнца является их тонкая структура, в основе которой лежит тонкая структура как самой поверхности Солнца, так и активных его областей [8]. В 1960-х годах прошлого столетия были найдены первые подтверждения тонкой структуры магнитных полей сначала в сильных полях пятен, а затем и в спокойных областях [8]. Было установлено, что вне пятен магнитные поля распределены неравномерно по поверхности, в виде концентрированных магнитных потоков в очень малых ($\approx 1''$) площадках. Килогауссовая напряженность этих компактных магнитных образований первоначально была измерена в факелах и в супергрануляционной сетке с помощью метода отношения двух линий [24, 45, 47]. В дальнейшем эти результаты были подтверждены многократно. Согласно [45] типичный размер магнитных концентраций — 100—300 км, типичная напряженность — 100—200 мТл, типичная скорость не превышает 1.2 км/с, и в среднем равняется 0.5 км/с. Разброс найденных значений напряженности был очень мал. В работе [24] сделан вывод, что 90 % фотосферного магнитного поля сосредоточено в компактных килогауссовых структурах, а 10 % полей составляют поля спокойных областей Солнца со средней плотностью потока 0.2—0.3 мТл. Дальнейшие исследования показали, что тонкие концентрированные магнитные образования имеют нитевидную форму, или форму трубок, расширяющихся в диаметре с высотой в атмосфере (эффект «mushroom» или «сапору»). Их угол наклона имеет наиболее вероятное значение 10° [20, 32]. Они горячее в средней и верхней фотосфере и холоднее в нижней фотосфере по сравнению со спокойным Солнцем. Причем хромосферное увеличение температуры начинается в более глубоких слоях, чем в спокойном Солнце [39]. Анализ всех полученных данных обнаружил их удивительное свойство. Несмотря на некоторые различия в размерах, напряженности и в ориентации, эти магнитные образования практически похожи между собой как по форме, так и по своим магнитным и температурным свойствам. Поэтому их объединили в отдельный класс солнечных магнитных структур и стали называть мелко-масштабными магнитными элементами, или магнитными трубками [36, 39]. Количество магнитных трубок на солнечной поверхности увеличивается с уменьшением их размера. И хотя каждый магнитный элемент дает очень малый вклад в общий поток солнечной радиации, миллионы магнитных элементов не только компенсируют энергию, блокируемую пятнами, но даже создают дополнительную радиацию около 0.1 % [40]. Магнитные трубки могут образовывать кластеры различных размеров. Полагают, что эти кластеры формируют большие по размерам магнитные образования, такие как активная супергрануляционная сетка, факелы и флоккулы. В настоящее время самые малые магнитные элементы, которые удается наблюдать (120 км), — это так называемые яркие точки в магнитной сетке [16].

В спокойных участках Солнца вне активных центров также постоянно велись измерения магнитного поля [6, 24], которое называлось фоновым. Сейчас можно предположить, что это были поля спокойной магнитной сетки, эфимеральных областей и межсеточные поля со смешанной полярностью [26, 30]. Повышение пространственного разрешения ($< 1''$) позволило

измерять поля спокойного Солнца внутри супергрануляционной сетки, т. е. межсеточные или IN-поля, напряженность которых ниже 100 мТл [26, 52]. Прямые измерения этих полей по величине зеемановского расщепления в линиях ИК-спектра [27, 29] показали, что напряженность полей внутри сетки может быть даже ниже уровня равномерного распределения магнитной энергии и кинетической, т. е. ниже 40—50 мТл. Сегодня многие исследователи ищут ответ на вопрос, содержат ли межсеточные поля наряду со слабыми полями тонкие килогауссовы трубки? В работе [29] были найдены внутри сетки слабые гранульные магнитные поля с напряженностью 20—100 мТл. Эти поля встречаются в межгранульных промежутках и действительно могут быть в виде тонких трубок с напряженностью соответствующей уровню равномерного распределения, или даже килогауссовой. В исследовании [27] подтверждается наличие сильных магнитных трубок в спокойных областях, но в незначительном количестве, хотя полученное распределение магнитных полей в гранулах имеет пик около 30 мТл, а в межгранульных областях — около 50 мТл. В то же время в работе [52] не найдено доказательств сильных трубок в спокойных областях. Согласно этим данным 93 % потока спокойного Солнца обусловлено полями слабее 50 мТл. Кроме этого, появились доказательства для очень слабых (0.4—4 мТл) турбулентных полей, обнаруженных с помощью Ханле-эффекта [49]. Эти диффузные поля, по-видимому, заполняют всю поверхность Солнца, и их можно называть вездесущими. Из анализа наблюдений последних лет в работе [30] сделан вывод, что магнитное поле самых спокойных областей, или межсеточное поле, состоит из двух составляющих. Первая — это гранульные поля в виде тонких трубок с напряженностью 20—100 мТл. Вторая — это слабые диффузные поля с напряженностью ниже 20 мТл, которые в зависимости от величины напряженности охватывают площади от нескольких гранул до всей поверхности. В итоге можно сказать, что согласно современным данным значения нижней границы типичных размеров магнитных трубок стали существенно меньшими, чем ранее полученные по наблюдениям с низким разрешением методом отношения двух линий. Прямые методы измерения напряженности по ИК-профилям Стокса указывают, что средний размер тонких трубок около 40 км с напряженностью ниже 100 мТл [27].

В последние годы одновременно с усовершенствованием техники наблюдений активно разрабатываются теоретические модели магнитоконвекции спокойных областей Солнца. Много работ было выполнено по численному моделированию магнитных элементов, их формированию и взаимодействию с конвективными движениями (см. обзор [36]). Так как в этой работе были использованы двумерные МГД-модели А. С. Гадуна, мы сделаем краткий обзор серии его работ, посвященных этим моделям [4, 5, 14, 17, 18, 33—35]. В отличие от других он применил оригинальный подход для решения системы уравнений радиационной магнитогидродинамики [5], которые описывают сжимаемую, гравитационно стратифицированную турбулентную среду. Магнитное поле описывается посредством вектор-потенциала. Таким образом, гарантируется, что в моделируемой области дивергенция напряженности всегда равна нулю. Начальное магнитное поле задается двухполярной магнитной конфигурацией. Первая последовательность МГД-моделей [4] как результат двумерного моделирования полностью нестационарной солнечной магнитогрануляции имеет большую временную продолжительность (два часа солнечного времени). Это свойство позволяет детально исследовать эволюцию солнечных магнитных элементов, их структуру и динамику в масштабах, значительно меньших, чем пространственное разрешение современных наблюдений. Безусловно, трехмерные модели, подобные моделям [42], дают более реальную информацию

о топологии потоков, тогда как двумерные лучше представляют мелкомасштабные явления. Они на определенном этапе теоретического моделирования были и остаются очень полезными в изучении свойств магнитных элементов. Из результатов анализа двумерного моделирования конвекции [17, 35], а также магнитоконвекции [1, 2, 22, 44] следует, что двумерные модели достаточно хорошо воспроизводят много явлений трехмерной конвекции. Основные результаты двумерного моделирования магнитоконвекции грануляционных размеров, полученные А. С. Гадуню, приведены в работе [4]. Исследования механизмов образования и разрушения магнитных трубок и режимов их устойчивости показали, что главная роль в развитии мелкомасштабного магнитного поля принадлежит термическим потокам. Фрагментация крупномасштабных термических потоков может приводить к образованию вертикальных магнитных элементов из поверхностных горизонтальных магнитных потоков. Этот ранее неизвестный механизм формирования магнитных трубок был назван поверхностным [5, 18]. Также исследован механизм образования килогауссовых магнитных трубок путем конвективного коллапса, и найдены секстрополяриметрические признаки этого процесса [14]. На основании МГД-моделей [4] были обнаружены процессы всплытия, пересоединения и цикличность (recycling) магнитного потока вблизи поверхности, которые продемонстрированы в [34]. Нестационарные МГД-модели [4] могут служить аналогом наблюдаемых областей фотосферы, величина напряженности которых без учета знака в среднем равняется 40—50 мТл. Они также были использованы для вычисления профилей Стокса фотосферных линий. В работах [11, 13, 34] представлены первые результаты анализа профилей Стокса, синтезированных на основании этих неоднородных более реалистичных моделей по сравнению с двухкомпонентными моделями. В частности, в работе [13] из анализа V -профилей инфракрасной линии Fe I λ 1564.8 нм получено распределение напряженности магнитных полей, которое хорошо согласуется с результатами наблюдений магнитного поля в спокойных областях [27], а также подтверждает двухкомпонентную структуру межсеточных полей.

В солнечной плазме магнитное поле непосредственно связано с полем скоростей. Связь между ними как внутри пятен, так и для невозмущенной атмосферы Солнца остается одной из труднейших проблем физики Солнца. «Приклеенность» поля к движущейся плазме, или, другими словами, «жесткая» связь между магнитным полем и полем скоростей может быть ослаблена благодаря тонкой структуре магнитного поля [8]. Поэтому исследование динамических процессов в магнитных элементах, в частности внутри сильных магнитных трубок, методами теоретического моделирования магнитоконвекции является весьма актуальным, потому что магнитные элементы, вследствие своих малых горизонтальных размеров, остаются до сих пор практически пространственно неразрешенными. С помощью численного МГД-моделирования [1, 44] было предсказано, что внутри и вне трубок на масштабах в несколько сот километров следует ожидать большое разнообразие динамических процессов. Недавно были опубликованы результаты высокоточных поляриметрических наблюдений в спектральной линии Fe I λ 630.25 нм с пространственным разрешением лучше 700 км [37]. Полученные статистические зависимости параметров наблюдаемых V -профилей Стокса указывают на значительные систематические движения в магнитных элементах сетки, факелов и спокойных областей. На наш взгляд, представляется интересным с помощью двумерных МГД-моделей [4] воспроизвести обнаруженные в работах [28, 32, 37] наблюдаемые секстрополяриметрические эффекты.

Главной целью нашей работы является определение динамических характеристик магнитных элементов в фотосфере Солнца. Ниже будут

приведены основные результаты наблюдений динамики магнитных элементов, охарактеризованы используемые двумерные МГД-модели, представлены результаты применения метода отношения двух линий к этим моделям и проанализированы результаты вычислений V -профилей Стокса, их сдвигов, асимметрий и изменений центр — край на масштабах, меньших и сравнимых с пространственным разрешением наблюдений.

НАБЛЮДАЕМЫЕ СДВИГИ И АСИММЕТРИЯ V -ПРОФИЛЕЙ

В исследованиях, основанных на магнитографических наблюдениях магнитных полей совместно с лучевыми скоростями, было получено, что вертикальные скорости как на границах хромосферной сетки, так и внутри ее ячеек в среднем равны нулю [9]. В то же время лучевые скорости, найденные из спектрополяриметрических наблюдений, имели противоречивые значения [36].

Первые наиболее обширные поляриметрические наблюдения на фурье-спектрометре (FTS-наблюдения) с высоким спектральным и низким пространственным и временным разрешением (около $10''$ и 30 мин) показали, что внутри магнитных трубок нет значительных систематических движений с точностью 0.25 км/с [41]. Этот результат существенно отличался от полученного ранее в работе [45] среднего значения скорости 0.5 км/с. Около десяти лет считалось, что в магнитных трубках нет систематических движений, пока не появились наблюдения с высоким пространственным разрешением. В работе [32] по наблюдениям с пространственным разрешением около $1''$ было найдено небольшое преобладание нисходящих движений со средней скоростью около 0.2 км/с и зависимость величины скорости от размеров магнитных элементов. В областях с малым фактором заполнения было обнаружено усиление потоков вниз (знак плюс) и увеличение разброса значений скоростей от -0.5 км/с до 1.5 км/с. В работе [20] получено среднее значение скоростей около 0.8 км/с с разбросом значений, увеличивающимся с уменьшением степени поляризации. Результаты теоретического моделирования взаимодействия конвекции с магнитным полем [1, 22] также подтверждали наличие систематических движений внутри и вне трубок на малых пространственных и временных масштабах. Наиболее убедительные доказательства усиления динамических процессов внутри магнитных элементов были недавно представлены в работах [27, 37]. По этим наблюдениям с пространственным разрешением $0.8-1''$ нисходящие систематические движения имели средние скорости 0.5—0.7 км/с. В магнитных элементах с малым фактором заполнения скорости достигали ± 5 км/с, в то время как в элементах с большим фактором заполнения, или кластерах, скорости были меньшими. Также появились доказательства больших горизонтальных скоростей около 2 км/с в магнитных элементах по данным работы [51].

Кроме доплеровских сдвигов нулевого пересечения, для диагностики движений в трубках используют также асимметрию наблюдаемых V -профилей, которая впервые была обнаружена по FTS-наблюдениям вблизи центра диска [38]. Найденная асимметрия была «голубой», т. е. амплитуда и площадь для голубого пика в среднем большая, чем для красного. При этом асимметрия амплитуд в несколько раз превышала асимметрию площадей. Эти найденные в [38] закономерности пока устойчиво подтверждаются наблюдениями с различным разрешением, тогда как абсолютные значения асимметрии слегка уменьшаются с увеличением разрешения. Как показали многочисленные исследования, причиной асимметрии есть комбинация градиентов магнитного поля и поля скоростей внутри и вокруг трубки [36]. Недавно по данным наблюдений с разрешением меньше 700 км было

обнаружено значительное число профилей с экстремально большой асимметрией. Так, например, по данным [37] для линии Fe I λ 630.25 нм количество таких профилей составляет 3 % от всех наблюдаемых в областях сетки и факелов. В последнее время наибольший интерес вызывают аномальные V-профили, особенно те, которые имеют практически только одно крыло. В работе [34] на основании результатов МГД-моделирования было показано, что они появляются в основном на периферии магнитных элементов. Причиной экстремально большой асимметрии могут быть сильные, направленные вниз потоки вещества ниже «сапору» у границ магнитных трубок.

Итак, с повышением пространственного разрешения поляриметрических наблюдений выяснилось, что параметры динамических характеристик магнитных элементов имеют значительно больший диапазон значений, чем ранее предполагалось. Что же можно ожидать от наблюдений, когда будет разрешена внутренняя структура магнитных элементов? На этот вопрос мы попытались найти ответ с помощью результатов двумерного МГД-моделирования магнитных элементов и синтеза профилей Стокса спектральной линии Fe I λ 630.25 нм.

ДВУМЕРНЫЕ МГД-МОДЕЛИ

Мы кратко охарактеризуем используемую последовательность МГД-моделей. Для более детального ознакомления с результатами двумерного МГД-моделирования магнитоконвекции можно обратиться к работам [4, 5, 18]. Размер моделируемой области 3920×1820 км. Она содержит 112 вертикальных колонок (лучей) с пространственным шагом 35 км. В начале моделирования была принята конвективная ГД-модель с двухполярной конфигурацией магнитного поля, уменьшающегося с высотой и средним значением напряженности 5.4 мТл. В течение двух часов моделирования магнитное поле эволюционирует и достигает в среднем 50 мТл. В начальный период направленные конвективные движения способствуют образованию локальных слабых магнитных концентраций, которые затем диссипируют и магнитное поле приобретает хаотичный характер. В дальнейшем происходит усиление поля в межгранульных областях и образование тонких магнитных трубок. После 50 мин моделирования формируются сильные магнитные трубки ($B > 100$ мТл), которые затем разрушаются и вновь образуются. На рис. 1 показан один временной срез (snapshot) МГД-моделей, где две килогауссовые трубки различной полярности находятся в процессе сближения с последующим вскоре взаимным разрушением. Горизонтальные размеры магнитных трубок на уровне видимой поверхности ($lgr = 0$) в течение эволюции изменяются от 35 км до 350 км и, соответственно, изменяется их максимальное поле от 40 мТл до 250 мТл. Наибольший вклад (около 50 %) в общую площадь за время всего моделирования вносят трубки с диаметром 80—180 км и с напряженностью 100—200 мТл [4].

Для данного исследования мы выбрали получасовую последовательность МГД-моделей после 94 мин моделирования с шагом 30 с. В этот период активно эволюционируют сильные магнитные трубки. Часто в области моделирования одновременно формируются две трубки с противоположными полярностями. Как правило, возле магнитной трубки одной полярности образуется слабое поле противоположной полярности. В верхних боковых слоях трубки появляются горячие области, как следствие торможения сильных грануляционных потоков у стенок трубки. Эти горячие области, по-видимому, могут быть аналогами наблюдаемых ярких точек [16]. В центральных частях гранульных ячеек преобладают горизонтальные магнитные поля. Все эти перечисленные особенности моделируемой магнито-

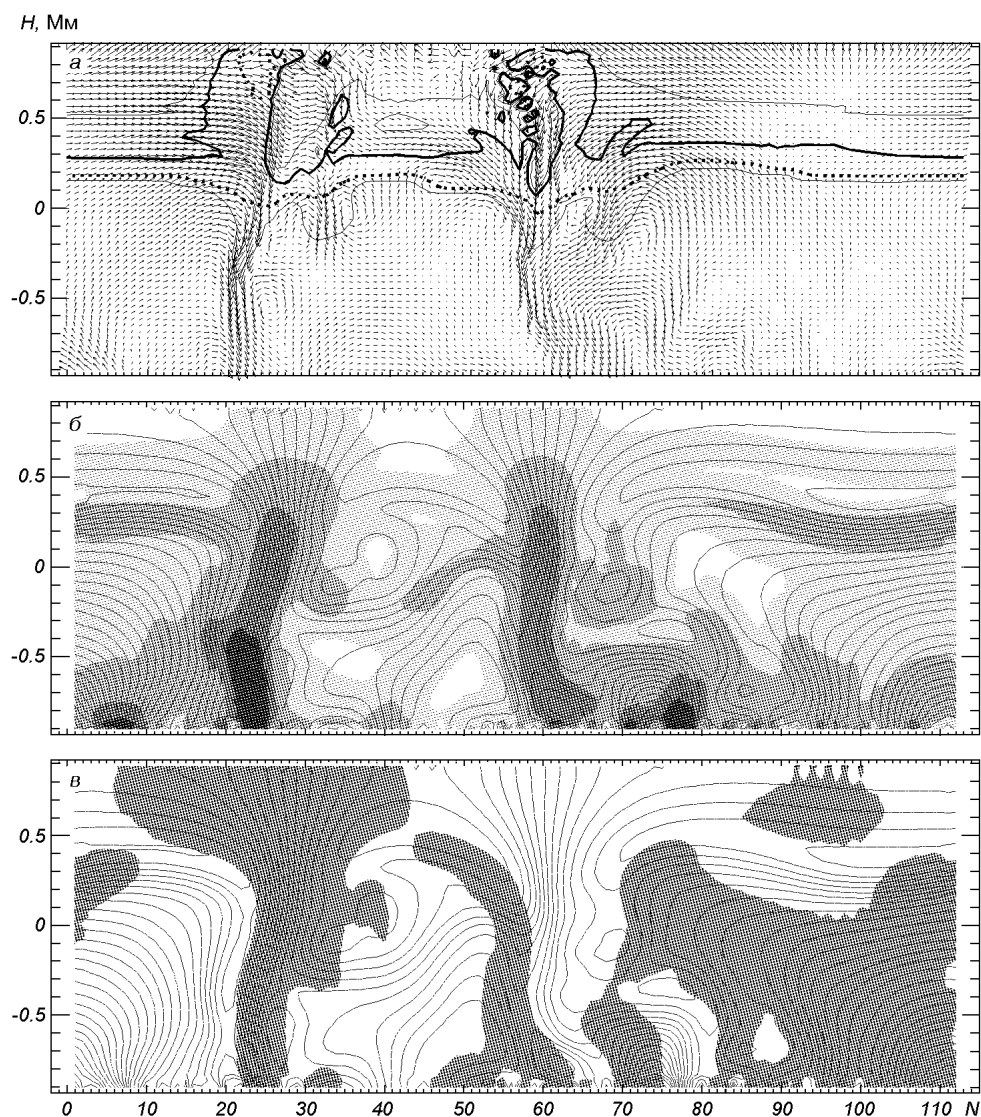


Рис. 1. Вертикальный разрез МГД-модели в момент моделирования 95.5 мин: *a* — поле скоростей (длина стрелки пропорциональна величине скорости) и изотермы 4000 К (тонкая линия), 5000 К (жирная линия), 6500 К (пунктир), 10000 К (тонкая линия); *б* — силовые линии и напряженность магнитного поля (плотность штриховки пропорциональна значениям поля 1, 20, 50, 100, 150 мТл); *в* — силовые линии и полярность магнитного поля (серый цвет — положительная полярность, белый — отрицательная). По осям: H — геометрическая высота, N — номер колонки в МГД-модели; расстояние между колонками 35 км

грануляции видны на вертикальном разрезе моделируемой области (рис. 1). Мы полагаем, что с чисто наблюдательной точки зрения избранная последовательность моделей может представлять магнитогрануляцию в областях спокойного Солнца (и возможно в спокойной сетке), так как мода распределения напряженности в моделируемой области равна 35 мТл, а плотность потока составляет 0.2 мТл [13].

ТЕСТИРОВАНИЕ МГД-МОДЕЛЕЙ

В работе [11] уже было выполнено тестирование используемых МГД-моделей. Здесь мы представляем результаты нового тестирования МГД-моделей

с помощью применения метода отношения измеренных напряженностей в двух спектральных линиях. Детальное описание метода можно найти в [45]. Этот хорошо известный метод интенсивно применялся для диагностики сильных магнитных полей вне активных областей на Солнце в спектрах с низким пространственным разрешением 1—4" [19, 24, 45, 47] и применяется в настоящее время для спектров с высоким разрешением ($< 1''$) [25, 52]. Следует отметить, что метод отношения двух линий зависит от выбранной для калибровки напряженности магнитного поля атмосферной модели. Поэтому он также нуждается в тестировании на более реалистичных моделях, чем двухкомпонентные модели, которые обычно используют для калибровки [25]. Применяя этот метод к МГД-моделям, мы решили две задачи. С одной стороны, проверили модели, а с другой — сам метод.

Как и в наблюдениях, мы выбрали две линии Fe I $\lambda\lambda$ 524.71 нм и 525.02 нм. Они имеют почти одинаковые атомные параметры, кроме факторов Ланде, отношение которых равно 1.5. Поэтому получаемые из наблюдений отношения калиброванных сигналов магнитографа в двух линиях $B_{525.0}/B_{524.7}$ или $V_{525.0}/(1.5V_{524.7})$ будут нечувствительны ко всем атмосферным параметрам, кроме напряженности поля, угла наклона магнитного поля и поля скоростей. Как было показано в работах [7, 46, 47], значение «магнитного отношения» зависит также от положения выбранного участка V -профиля относительно его центральной части: по мере приближения щелей магнитографа к центру линии оно уменьшается. Кроме этого, отношение двух линий зависит также от фактора заполнения магнитным полем в разрешаемой области и от бокового профиля магнитного поля. Все это значит, что найденное значение магнитного поля зависит от пространственного и спектрального разрешения наблюдаемых спектров.

Мы определили отношение между V -сигналами в зависимости от расстояния до центра линий $MLR(\Delta\lambda) = V_{525.0}(\Delta\lambda)/[1.5V_{524.7}(\Delta\lambda)]$ для профилей в различных областях моделирования. Доплеровские сдвиги V -профилей относительно центральной длины волны I -профиля были компенсированы. На рис. 2 показаны три найденные зависимости $MLR(\Delta\lambda)$. Первая зависимость получена из профилей, усредненных по области (3"), в которой расположена относительно слабая субкилогауссовая трубка ($B_0 \leq \leq 90$ мТл). Вторая относится к области такого же размера, но в ней расположены две сильные магнитные трубки с $B_0 \leq 190$ мТл. Третья зависимость получена из профилей без пространственного усреднения, относящихся к оси сильной магнитной трубки с напряженностью $B_0 \geq 180$ мТл на уровне $\lg\tau_5 = 0$. Показаны также зависимости отношения $B_{525.0}/B_{524.7}$ из наблюдений

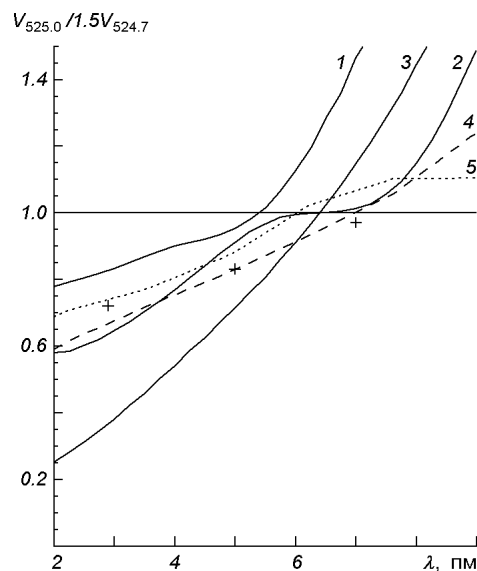
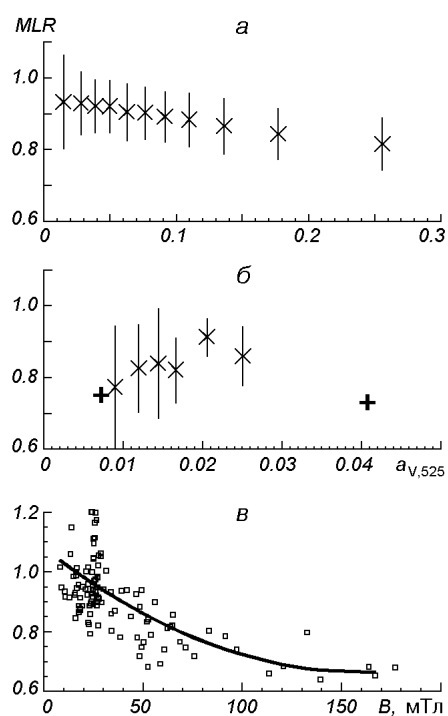


Рис. 2. Отношения V -профилей линий Fe I $\lambda\lambda$ 525.0 и 524.7 нм в зависимости от расстояния от центра V -профиля. Сплошные линии получены из МГД-моделей: кривая 1 — для области с одной субкилогауссовой трубкой, 2 — для области с двумя килогауссовыми трубками, 3 — для оси килогауссовой трубки; крестики — наблюдения [7] вне активных областей, линия 4 — наблюдения [47] для сильных факелов, линия 5 — наблюдения [47] для слабых факелов

согласно [7] и отношения $V_{525.0}(\Delta\lambda)/[1.5V_{524.7}(\Delta\lambda)]$, выведенные из FTS-наблюдений [48] для сильных и слабых факельных областей. Полученное нами магнитное отношение увеличивается при удалении от центра линии, и в далеких крыльях становится большим единицы. Чем меньше разрешение, тем менее крутая зависимость и меньшие значения магнитного отношения (ср. 2 и 3). Ход второй зависимости, полученной для области с двумя сильными трубками и с низким разрешением, удовлетворительно согласуется с данными наблюдений. Факт совпадения вычисленных и наблюдаемых зависимостей MLR подтверждает сделанные нами ранее выводы [11], что используемые теоретические МГД-модели [4] удовлетворительно описывают реальные магнитные поля Солнца.

Ход зависимостей $MLR(\Delta\lambda)$, полученных из МГД-моделей, для разных магнитных потоков такой же, как и для полученных ранее с двухкомпонентными моделями [7, 46]. Эти зависимости в общем отражают различные значения магнитного насыщения и длинноволнового сдвига V -сигналов в различных участках профилей двух линий. Килогауссовы поля не только уменьшают амплитуду V -профиля, но также существенно изменяют его форму. В сильных полях профиль $V_{525.0}$ становится ниже и шире, чем профиль $V_{524.7}$, и на расстоянии 5—7 пм от центра линии соотношение магнитных насыщений в двух линиях изменяется на противоположное: MLR становится больше единицы. Таким образом, полученные $MLR(\Delta\lambda)$ наглядно показывают, что измеряемые магнитные поля с помощью метода отношения двух линий сильно зависят от выбранного для измерений участка линии, т. е. от $\Delta\lambda$.

Иногда в поляриметрических наблюдениях используют отношение амплитуд V -профилей $MLR = a_{V,525.0}/(1.5a_{V,524.7})$ [47], которое не зависит от $\Delta\lambda$. Мы нашли это отношение амплитуд для вычисленных в каждой колонке МГД-моделей 5824 V -профилей и представили полученные результаты на рис. 3, а. Между «магнитным отношением» и амплитудой $a_{V,525.0}$ наблюдается корреляционная зависимость. Это означает, что в среднем при повышении амплитуды V -профиля отношение уменьшается, указывая на увеличение магнитного поля. Магнитное отношение также было определено для усредненных профилей с разрешением в 1". Пространственное усреднение профилей сильно повлияло на величину амплитуды V -профилей и тем самым на отношение MLR (рис. 3, б). Значительно увеличился разброс значений MLR в каждом интервале, и нарушилась корреляционная связь между значениями MLR и амплитудой про-



филью V -профиля отношение уменьшается, указывая на увеличение магнитного поля. Магнитное отношение также было определено для усредненных профилей с разрешением в 1". Пространственное усреднение профилей сильно повлияло на величину амплитуды V -профилей и тем самым на отношение MLR (рис. 3, б). Значительно увеличился разброс значений MLR в каждом интервале, и нарушилась корреляционная связь между значениями MLR и амплитудой про-

Рис. 3. Зависимость «магнитного отношения» $MLR = a_{V,525.0}/(1.5a_{V,524.7})$ от величины $a_{V,525.0}$: а — без усреднения, б — с пространственным усреднением 700 км. Средние квадратичные отклонения показаны для выбранных интервалов с равным количеством точек. в — зависимость MLR от магнитного поля B по данным МГД-модели, представленной на рис. 1

филя. Анализ вычисленных профилей показал, что чем слабее V -профили, тем больше среди них профилей с аномальной формой (однокрылые профили, или с несколькими крыльями). Это может сказаться на точности вычислений средних амплитуд V -профилей. Следует отметить, что профили линий Fe I λ 524.71 нм и 525.02 нм являются очень узкими и сильно чувствительными к температуре. Поэтому для названных линий эффект экстремальной асимметричности слабых V -профилей усиливается, чем и объясняется увеличение разброса значений MLR для малых амплитуд V -профилей.

Чтобы перевести значения MLR в напряженности, мы их прокалибровали. Для этого были использованы данные МГД-модели, приведенной на рис. 1. Для каждой колонки модели мы получили значения MLR и вычислили эффективные высоты образования пиков V -профилей. Определив уровень, на котором данный метод фиксирует магнитное поле, мы для него получили непосредственно из модели напряженность поля и построили зависимость MLR от B (рис. 3, в). Используя эту зависимость, мы получили, что уменьшение MLR от 0.94 до 0.82 (рис. 3, а) соответствует увеличению B от 30 до 62 мТл (рис. 3, в). Это означает, что согласно методу отношения двух линий максимальное значение поля в моделируемой области в среднем достигает 60 ± 30 мТл, т. е. метод не зафиксировал присущие данным МГД-моделям сильные поля около 150 мТл. Если мы найдем усредненное значение MLR , которое равно 0.88 ± 0.10 , то получим среднюю напряженность в моделируемой области 43 мТл. Это значение находится в хорошем согласии с результатами моделирования, согласно которым усредненная напряженность данной последовательности МГД-моделей 40—50 мТл. Кроме этого, оно совпадает с результатами наблюдений [52], где применялся этот метод и эта же пара линий для обработки V -профилей, наблюдаемых в спокойных областях Солнца с высоким пространственным разрешением. Значительного отклонения MLR от единицы не найдено, из чего сделан вывод, что межсеточные поля не содержат килогауссовых структур, а полученная типичная напряженность составляет 20—50 мТл. Тот факт, что данные [52] совпадают со средней напряженностью используемых МГД-моделей, позволяет нам предположить, что моделируемая область подобна области спокойного Солнца.

Итак, тестирование используемых МГД-моделей с помощью метода отношения двух линий Fe I λ 524.71 нм и 525.02 нм показало, что вычисленные и наблюдаемые значения магнитного отношения в зависимости от расстояния относительно центра V -профиля удовлетворительно согласуются. Это свидетельствует, что МГД-модели [4] удовлетворительно описывают тонкую структуру реальных магнитных полей спокойного Солнца. Кроме этого, результаты тестирования показали, что с помощью метода отношения двух линий нельзя детектировать поля сильнее 100 мТл с факторами заполнения (1—5 %) в областях спокойного Солнца, так как метод зависит от пространственного разрешения. Тем не менее этот метод может дать надежную оценку средней напряженности в наблюдаемых спокойных областях Солнца.

РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА СИНТЕЗИРУЕМЫХ V -ПРОФИЛЕЙ

Профили Стокса линии Fe I λ 630.25 нм для каждой колонки используемых МГД-моделей были получены путем интегрирования уравнений Унно — Рачковского для переноса поляризованного излучения в приближении ЛТР [10]. Умеренно-сильная фотосферная линия Fe I λ 630.25 нм была нами выбрана для данного анализа, потому что ее совместно с линией Fe I λ 630.15 нм наиболее часто используют в поляриметрических измерениях

[15, 28, 30, 31, 37]. Наличие теллурической линии O_2 в крыле I -профиля не отражается на V -профиле. Линия $Fe\ I\ \lambda\ 630.25$ нм стала весьма популярной в анализе V -профилей не только из-за чистого неблендированного V -профиля, но также благодаря высокой чувствительности к магнитному полю и значительно меньшей чувствительности к температурным неоднородностям по сравнению с магнитными линиями $Fe\ I\ \lambda\lambda\ 524.7$ и 520.5 нм. V -профили линии $Fe\ I\ \lambda\ 630.25$ образуются довольно глубоко в фотосфере, в среднем на уровне $lg\tau_5 = -1$, и это позволяет нам использовать ЛТР-приближение для их вычислений. Кроме этого, мы хотим подчеркнуть, что исследуемые с помощью этой линии характеристики динамики магнитных элементов следует относить также к этому уровню фотосферы. Это особенно надо помнить, когда речь идет о градиентах скорости и магнитного поля, которые в сильно неоднородной среде, например на периферии компактных магнитных образований, могут резко изменяться. Поэтому найденные здесь величина и знак асимметрии, свидетельствующие о наличии градиентов, а также связь асимметрии с другими параметрами могут отличаться от данных, полученных при использовании других линий.

Для сравнения с наблюдениями мы использовали данные FTS-наблюдений, любезно предоставленные нам Я. Стенфло и С. Соланки. Эти наблюдения были выполнены в элементах спокойной сетки и в активных факельных областях на Фурье спектрографе телескопа Мак-Масс в 1979 г. с большим спектральным разрешением (420 000) и низким пространственным ($10''$) и временным (35—52 мин) разрешением. Детальное описание их можно найти в работе [48]. Мы использовали только V -профили спектральных линий $Fe\ I$ и $Fe\ II$ в диапазоне длин волн $\lambda\lambda = 445.0...557.0$ нм. Для этих линий были вычислены параметры V -профилей по кодам С. Соланки, а абсолютные сдвиги нулевого пересечения были получены методом, предложенным в работе [3].

В данном анализе были рассмотрены следующие параметры V -профилей. 1. Средняя амплитуда голубого (b) и красного (r) крыльев $a_v = (|a_b| + |a_r|)/2$. 2. Доплеровский сдвиг нулевого пересечения относительно абсолютного значения длины волны, преобразованный в лучевые скорости V_z согласно классической формуле. 3. Асимметрия амплитуд $\delta a = (|a_b| - |a_r|)/(|a_b| + |a_r|)$ и асимметрия площадей $\delta A = (|A_b| - |A_r|)/(|A_b| + |A_r|)$. Амплитуды голубого (a_b) и красного (a_r) крыльев и положение нулевого пересечения вычислялись путем сопоставления соответствующих участков профилей с полиномами. Площади A_b и A_r были получены интегрированием профиля V/I_c от нулевого пересечения до 0.005 % в красном и голубом крыльях.

По аналогии с данными наблюдений [37] мы использовали только профили с амплитудами больше 0.15 % и профили правильной формы, т. е. V -профиль с двумя крыльями различного знака и с одним нулевым пересечением. Таких профилей оказалось 3755. Остальные были или очень слабыми, или имели аномальную форму (симметричные, однокрылые, с несколькими нулевыми пересечениями) и были исключены из анализа.

Средняя амплитуда V -профилей. На рис. 4 (первый ряд) демонстрируется распределение средних амплитуд V -профилей, вычисленных без пространственного усреднения и с усреднением $1''$. Сравнивая гистограмму, полученную для всех профилей без исключения, с гистограммой для профилей правильной формы (без сильных аномалий), можно отметить уменьшение числа слабых профилей. Это значит, что сильно асимметричные профили в основном слабы. Существенно изменяется вид распределения вследствие пространственного усреднения профилей. Напомним, что максимальный диаметр моделируемых трубок около 350 км. Поэтому

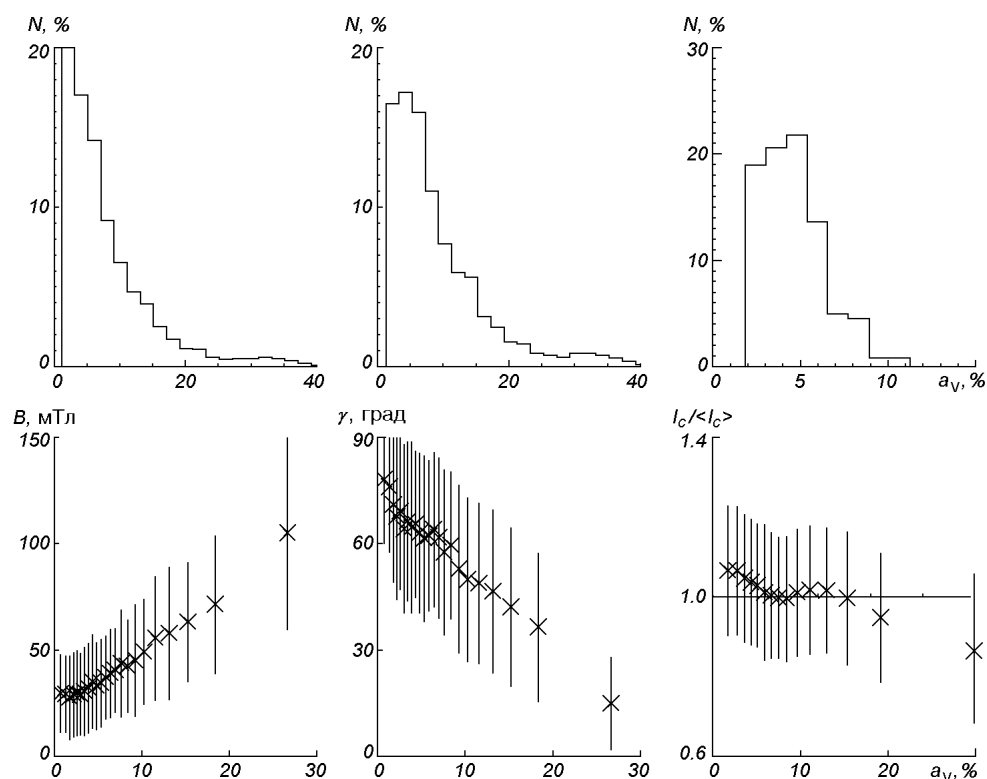


Рис. 4. Первый ряд — распределения вычисленных V -профилей по значениям средней амплитуды a_v для 52 МГД-моделей; слева — для всех 5824 профилей ($\bar{a}_v = 7$), по центру — с исключением аномальных профилей (всего 3755; $\bar{a}_v = 9$), справа — для пространственно усредненных профилей с шагом 700 км (всего 243; $\bar{a}_v = 4$). Второй ряд — зависимости напряженности, угла наклона магнитного поля и контраста непрерывного излучения от амплитуды a_v

усредненные профили по области 700 км пространственно не разрешают внутреннюю структуру магнитных трубок, и профилей с амплитудами больше 10 % нет на гистограмме.

Значения средней амплитуды наиболее часто используются в анализе наблюдаемых профилей Стокса или как заменитель фактора заполнения, или как индикатор продольного магнитного поля в наблюдаемых областях. На рис. 4 (второй ряд) мы также представляем статистические зависимости от a_v , усредненных по интервалам значений напряженности B и угла наклона γ магнитного поля, полученные непосредственно из МГД-моделей на оптической глубине $\lg \tau_{500} = -1$ и контраста непрерывного излучения $I_c / \langle I_c \rangle$. Здесь I_c — интенсивность непрерывного излучения, вычисленная для конкретной колонки модели, а $\langle I_c \rangle$ — интенсивность непрерывного излучения, усредненная по всей моделируемой области данной модели. Между напряженностью магнитного поля и амплитудой a_v , а также между углом наклона и a_v имеется тесная корреляционная связь. Тогда как зависимость между контрастом и a_v имеет более сложную форму и свидетельствует, что самые слабые профили соответствуют областям с повышенным контрастом, самые сильные — с пониженным, а умеренные — с малоизменяющим контрастом.

Итак, почти линейная связь между a_v и B , найденная с использованием вычисленных V -профилей свидетельствует, что средняя амплитуда V -про-

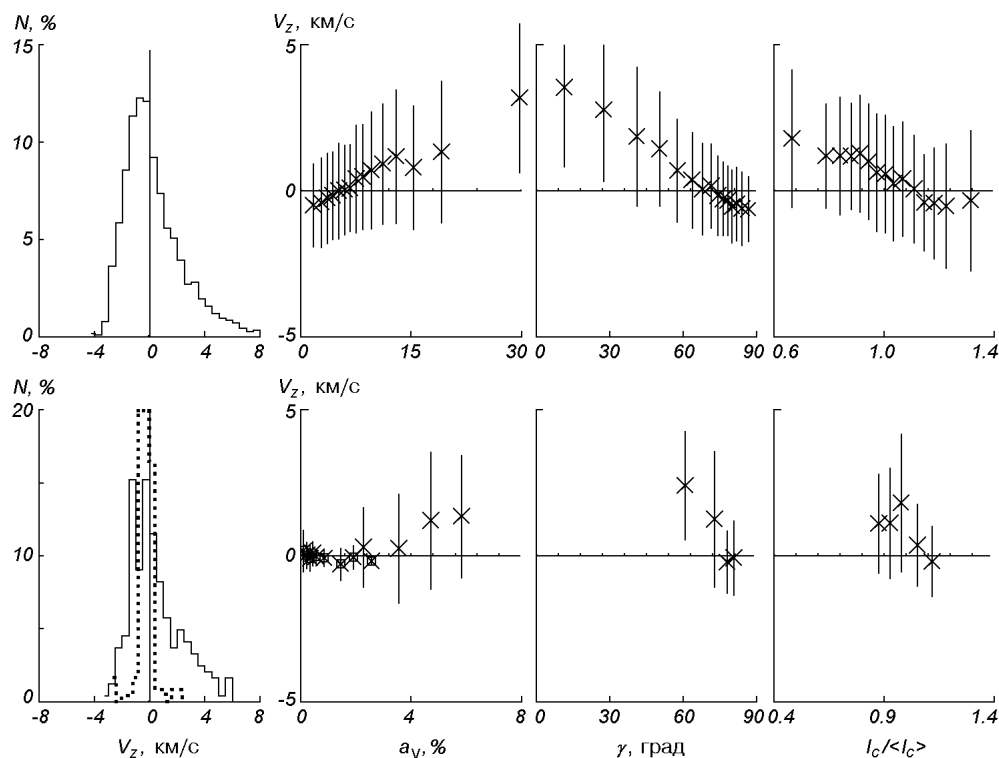


Рис. 5. Гистограммы скоростей V_z , вычисленных из сдвигов нулевого пересечения V -профилей, и их зависимости от амплитуды a_V , угла наклона γ и контраста: первый ряд — по всем анализируемым профилям, второй ряд — по усредненным (с шагом 700 км) профилям. Пунктирная линия и квадратики — данные FTS-наблюдений

филей, может быть использована в статистическом анализе вычисленных и наблюдаемых профилей Стокса в качестве индикатора магнитного поля.

Сдвиги нулевого пересечения. Доплеровские сдвиги V -профилей, или, как еще принято называть, сдвиги нулевого пересечения, характеризуют лучевые скорости, или скорости вертикальных потоков исключительно в магнитной плазме. Положительные (красные) сдвиги указывают на движения вниз, а отрицательные (голубые) — на движения вверх. Вычисленные сдвиги нулевого пересечения, конвертированные в значения скоростей V_z , представлены на рис. 5 (первый ряд) в виде гистограмм и зависимостей от основных параметров, полученных из профилей, которые обычно определяют при анализе наблюдений. К ним относится средняя амплитуда V -профиля a_V , которая является индикатором напряженности магнитного поля, угол наклона вектора магнитного поля γ и контраст интенсивности $I_c / \langle I_c \rangle$. Этих трех параметров достаточно, чтобы выяснить, какой силы и наклона магнитные элементы есть в области, и где они расположены — в гранулах или в межгранулах. Угол наклона был получен из соотношения амплитуд профилей поляризованного излучения: $\text{tg}^2 \gamma \approx (Q^2 + U^2)^{1/2} / V^2$.

Из рис. 5 видно, что относительное распределение вычисленных скоростей отражает четко выраженную асимметрию между потоками направленными вверх и вниз. Это подтверждает фундаментальное свойство магнито-конвекции об асимметричности восходящих и нисходящих потоков вещества, в которое вморожено магнитное поле. Максимум распределения скоростей равен примерно -1 км/с. Среднее значение 0.53 км/с и большой

размах значений от -3 км/с до 9 км/с свидетельствуют, что в магнитной плазме преобладают нисходящие потоки. Между скоростью и основными параметрами есть корреляционная связь. Изменение скорости в среднем от -0.5 до 3 км/с с увеличением a_v , γ и $I_c/\langle I_c \rangle$ указывает, что наиболее скоростная магнитная плазма находится в сильных (120 мТл) почти вертикальных трубках (10°) с пониженным контрастом (0.7), что соответствует более темным межгранульным промежуткам. Найденные корреляционные связи подтверждаются физическими свойствами конвективных движений и тонкой грануляционной структурой фотосферы, которая влияет на распределение скоростей и магнитных полей в спокойных областях. Это видно также из схематического изображения поля скоростей в вертикальном разрезе МГД-модели (рис. 1).

Пространственное усреднение профилей сказывается на относительном числе очень слабых профилей с отрицательными скоростями и очень сильных профилей с большими положительными скоростями и это соответственно отражается на корреляционных зависимостях, представленных во втором ряду рис. 5. В результате пространственного усреднения среднее значение скоростей увеличилось и равно 0.72 км/с. Все зависимости, представленные во втором ряду рисунка, сохранили тенденции, четко выраженные в первом ряду.

Полученные результаты удовлетворительно согласуются с наблюдениями магнитных областей вне центров активности, представленными в [37], где было найдено среднее значение скорости 0.73 км/с, размах распределения от -6 до 6 км/с. В [27] получены $\bar{V}_z = 0.25$ км/с и размах от -3 до 5 км/с. На рис. 5 также приведены данные FTS-наблюдений [48] (среднее значение скорости $\bar{V}_z = -0.04$ км/с). В тех участках, где совпадают значения амплитуд a_v , наблюдаемые скорости удовлетворительно согласуются с нашими результатами.

Осцилляции. Несмотря на трудности прямого детектирования волновых процессов в пространственно неразрешенных магнитных трубках, различные наблюдатели сообщают об осцилляционных движениях в основном вдоль трубок с периодом 5 мин [39]. Имеются также доказательства для колебаний с более коротким периодом [51]. В работе [15] по наблюдениям с высоким пространственным разрешением найден осцилляционный характер скоростей с флуктуациями, которые достигают 1 км/с. Теория предсказывает большое разнообразие волновых мод в солнечных магнитных трубках и их важную роль в нагревании хромосферы и короны. Согласно результатам двумерного МГД-моделирования [4] вертикальные скорости демонстрируют широкий разброс значений (см. рис. 5), что свидетельствует об осцилляционной неустойчивости областей магнитогрануляции. Чтобы исследовать характер изменения скоростей со временем в данной области моделирования, мы использовали полную двухчасовую последовательность МГД-моделей с интервалом 1 мин для вычислений V -профилей, которые затем были усреднены в каждый момент времени по всей моделируемой области. Полученные сдвиги нулевого пересечения усредненных профилей были преобразованы в вертикальные скорости движения магнитной плазмы и представлены на рис. 6, a в зависимости от времени. Также был вычислен спектр мощности колебаний скорости (рис. 7, a), на котором четко видны два пика мощности в 5 -мин полосе ($2 < \nu < 4.5$ мГц) и 3 -мин полосе ($4.5 < \nu < 7$ мГц). Максимальная мощность достигается на частоте $\nu \approx 2.8$ мГц (5.9 мин), а меньший пик на $\nu \approx 4.7$ мГц (3.5 мин). Горизонтальной линией на рисунке показан 99 %-й доверительный уровень, который был вычислен согласно [23] из среднего значения мощности в интервале 5.5 — 8.3 мГц. Отметим, что частота Найквиста для данного спектра мощности равна 8.3 мГц.

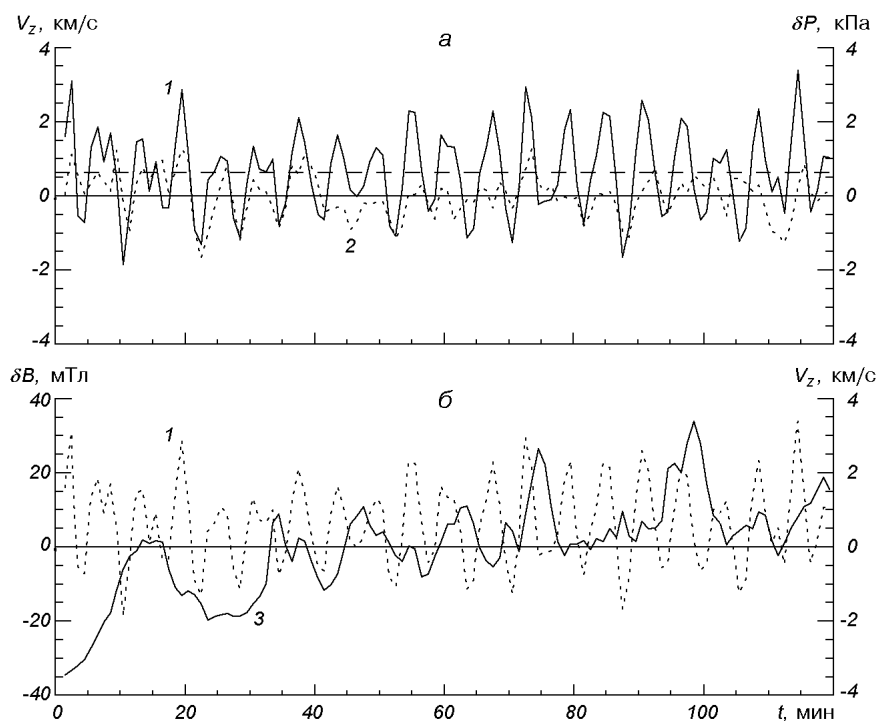
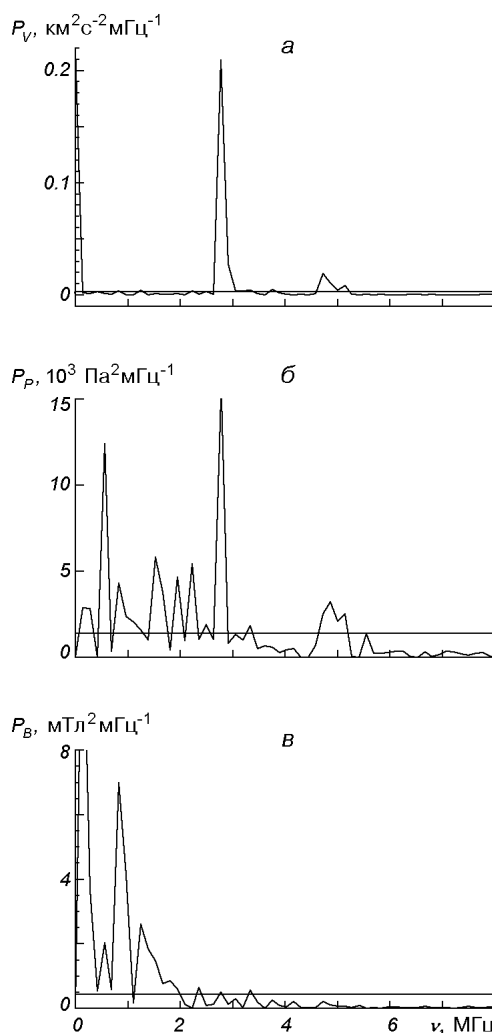


Рис. 6. Сравнение осцилляций вертикальных скоростей (линия 1), вычисленных из сдвигов нулевого пересечения V -профилей, флуктуаций газового давления (линия 2) и напряженности магнитного поля на уровне $\lg \tau_5 = 0$ (линия 3). Штриховой прямой отмечено среднее значение скорости 0.6 ± 1.1 км/с

Из результатов трехмерного моделирования солнечной поверхностной конвекции без учета магнитного поля в работе [43] были также получены осцилляции скорости с частотами 2.57, 3.88, и 5.58 мГц. Авторы считают, что причиной возбуждения осцилляций p -моды являются случайные неадиабатические флуктуации давления вблизи поверхности Солнца. Они создаются радиационным охлаждением, которое локально в короткие моменты времени может отклоняться от состояния баланса с теплом конвективных движений. На рис. 6, а показаны вычисленные по нашим моделям флуктуации газового давления $\delta P_g = P_g - \langle P_g \rangle$. Здесь P_g — давление, усредненное по одной модели в конкретный момент времени, а $\langle P_g \rangle$ — давление, усредненное по всем моделям в интервале времени 120 мин. Сравнение колебаний скорости и давления показывает, что между ними должна быть связь. На вычисленном спектре мощности для флуктуаций давления (рис. 7, б) мы также обнаружили пики мощности на тех самых частотах, что были получены для осцилляций скорости в пяти- и трехминутных полосах.

Чтобы проследить влияние магнитного поля на осцилляции вертикальных скоростей, мы таким же способом получили флуктуации напряженности магнитного поля δB (рис. 6, б) и их спектр мощности (рис. 7, в). Прежде всего можно отметить как постоянное увеличение магнитного поля, так и достаточно выраженные его колебания, которые связаны с процессами развития и разрушения сильных магнитных трубок в моделируемой области. Сильный пик мощности колебаний напряженности магнитного поля обнаружен для $\nu = 0.83$ мГц (20 мин) и меньший пик для 1.25 мГц (13 мин). Сравнивая колебания магнитного поля с вертикальными колебаниями

Рис. 7. Спектры мощности осцилляций скоростей V_z , флуктуаций газового давления δP и напряженности магнитного поля δB на уровне $1g\tau_5 = 0$. Прямой линией указан 99-процентный доверительный уровень, который определен согласно [23]



скорости V_z , мы обнаружили, что в моменты усиления магнитного поля почти исчезает отрицательная составляющая скорости и усиливается положительная, т. е. восходящие потоки становятся более медленными, а нисходящие — более быстрыми. А это значит, что осцилляции скорости приобретают нелинейный характер. В работе [21] уже были предсказаны подобные квазиосцилляционные движения в магнитных трубках. Нелинейные осцилляции рассматривались как суперпозиция восходящих и нисходящих потоков с различными амплитудами и различной длительностью. Они нашли значения восходящих скоростей около -0.5 км/с, а нисходящих — около 2 км/с. Наши результаты в моменты усиления магнитного поля бывают довольно близкими к этим данным. Как

видно из рис. 6, а, магнитное поле модулирует осцилляции скорости. Исходя из результатов МГД-моделирования [4], этот эффект можно объяснить конвективной неустойчивостью в межгранульных промежутках. Приблизительно через 10 — 12 мин от начала формирования сильной трубки создаются условия для конвективного коллапса, в результате которого создается килогауссовое поле. Затем трубка некоторое время (≤ 10 мин) находится в квазистойчивом состоянии. При этом она становится более узкой и вертикальной, температура повышается, увеличивается напряженность поля, вильсоновская депрессия коррелирует с вертикальной скоростью. В области магнитной трубки усиливаются осцилляционные нисходящие движения. После каждого резкого смещения магнитной конфигурации вниз наступает период ослабления конвективного коллапса. Эти осцилляции продолжаются до тех пор, пока сильная вакуумизация в верхней части магнитной трубки начнет разрушать магнитную трубку, т. е. до начала обратного конвективного коллапса. В этот период нисходящие потоки заменяются на восходящие потоки со сверхзвуковыми скоростями. Трубка начинает быстро диссипировать в течение нескольких минут. Размер и наклон трубки увеличиваются, магнитное поле и температура ослабевают, вильсоновская депрессия уменьшается. Из-за изменения динамической ситуации наклон магнитных трубок также изменяется со временем, т. е.

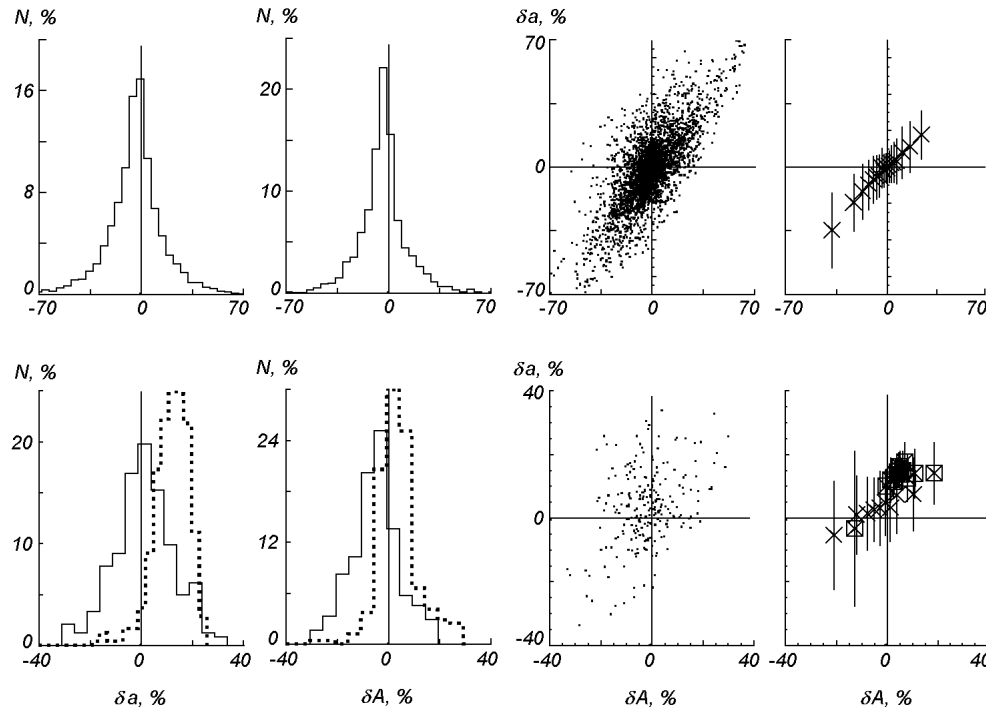


Рис. 8. Гистограммы распределений V -профилей по значениям параметров асимметрии амплитуд δa и площадей δA (средние значения соответственно $\delta a = -1$, $\delta A = -1$), графики их рассеивания и их корреляционная связь: первый ряд — по всем анализируемым профилям, второй ряд — по усредненным (с шагом 700 км) профилям (средние значения $\delta a = 3$, $\delta A = -2$). Пунктирная линия и квадратик — данные FTS-наблюдений

осциллирует. Это может привести к возбуждению волн, распространяющихся вдоль магнитных трубок [44].

Таким образом, процессы конвективной и сверхконвективной неустойчивости происходящие в сильных магнитных трубках вносят нелинейность в осцилляционные движения магнитной плазмы в моделируемой области.

Асимметрия. Рис. 8 демонстрирует относительное распределение асимметрии амплитуд δa и площадей δA и соотношение между ними. Для неусредненных профилей значения асимметрии амплитуд изменяются в широких пределах $\pm 70\%$ для профилей с малыми амплитудами. Асимметрия площадей имеет похожее распределение, но с меньшим разбросом значений. Асимметрия амплитуд коррелирует с асимметрией площадей. Причем для положительных значений эта связь почти прямо пропорциональная. Это означает, что асимметрию амплитуд и площадей, по-видимому, вызывают одни и те же причины — градиенты поля скоростей и магнитного поля. Средние значения асимметрий (указанные на рисунке) близки к нулю и увеличиваются для усредненных профилей. В общем пространственное усреднение сильно уменьшает связь между δa и δA и изменяет наклон зависимости между ними, т.е. асимметрия амплитуд становится более положительной. Это может означать, что пространственное разрешение также является одной из причин асимметрии наблюдаемых профилей. Причем асимметрия амплитуд более чувствительная к усреднению, чем асимметрия площадей. Возможно поэтому она, как правило, имеет большее значение по результатам наблюдений. Так, в работах [37, 20] по наблюдениям линий Fe I λ 630.15 и 630.25 нм были найдены средние

значения $\delta a = 15\%$, а $\delta A = 6$ и 4% соответственно. На рис. 8 представлены также значения асимметрии амплитуд и площадей, найденные по FTS-наблюдениям [48]. Наблюдаемые средние значения асимметрии значительно превышают вычисленные. Причиной расхождения, по-видимому, является существенная разница в пространственном и временном усреднении, а также различие в активности наблюдаемых и моделируемой областей.

Известно, что наблюдаемая асимметрия площадей в 2-3 раза больше асимметрии амплитуд. Причина такого различия до сих пор достоверно не установлена. Согласно нашим результатам это различие может быть обусловлено недостаточным высоким пространственным разрешением наблюдений и атмосферными эффектами. При улучшении качества наблюдений и пространственного разрешения увеличится относительное количество сильных V -профилей, наблюдаемых внутри килогауссовых магнитных трубок. Как показывают наши вычисления в таких профилях асимметрия значительно меньше. Это происходит потому, что внутри магнитных трубок нет таких резких градиентов скорости и магнитного поля, как на периферии трубок или в областях слабых турбулентных полей со смешанной полярностью. Именно этим объясняется и тот наблюдательный факт, что слабые V -профили имеют большой разброс значений асимметрий до $\pm 70\%$, а сильные — очень малый.

Анализируя асимметрию наблюдаемых V -профилей, всегда рассматривают связь ее с основными параметрами. Мы также получили корреляционные зависимости асимметрии от амплитуды a_v , скорости V_z , угла наклона γ и контраста. Из них следует (рис. 9), что связь δa с этими параметрами довольно слабая. Здесь можно лишь отметить заметный рост положительной асимметрии с увеличением скорости восходящих движений, в то же время

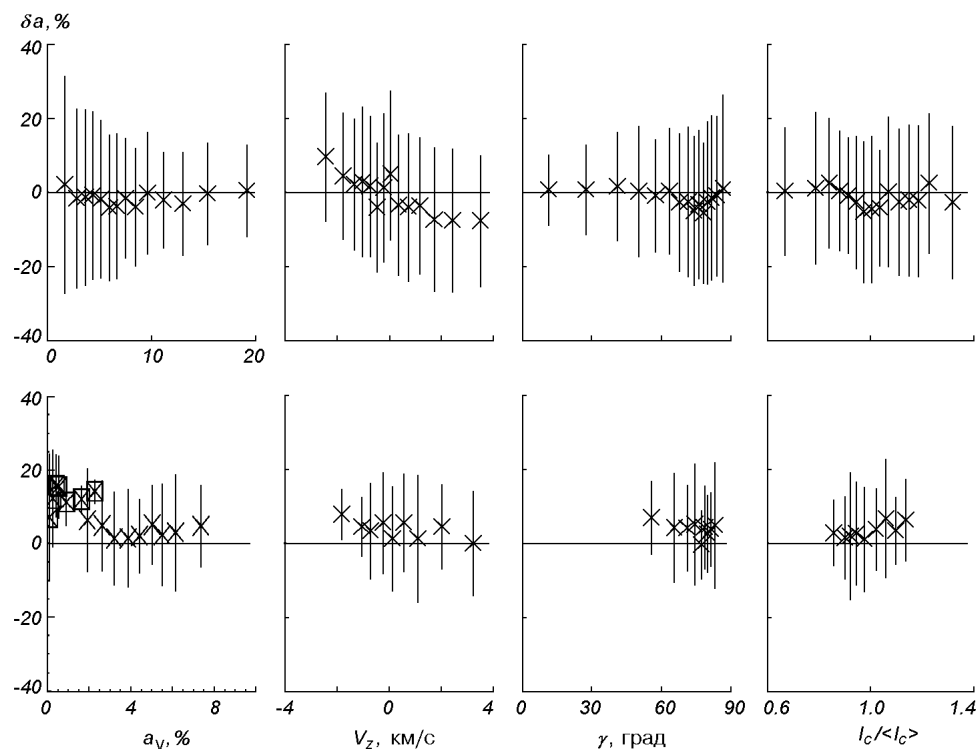


Рис. 9. Зависимость асимметрии амплитуд от средней амплитуды, скорости, угла наклона магнитного поля и контраста непрерывного излучения: первый ряд — по всем профилям, второй ряд — по усредненным (с шагом 700 км) профилям

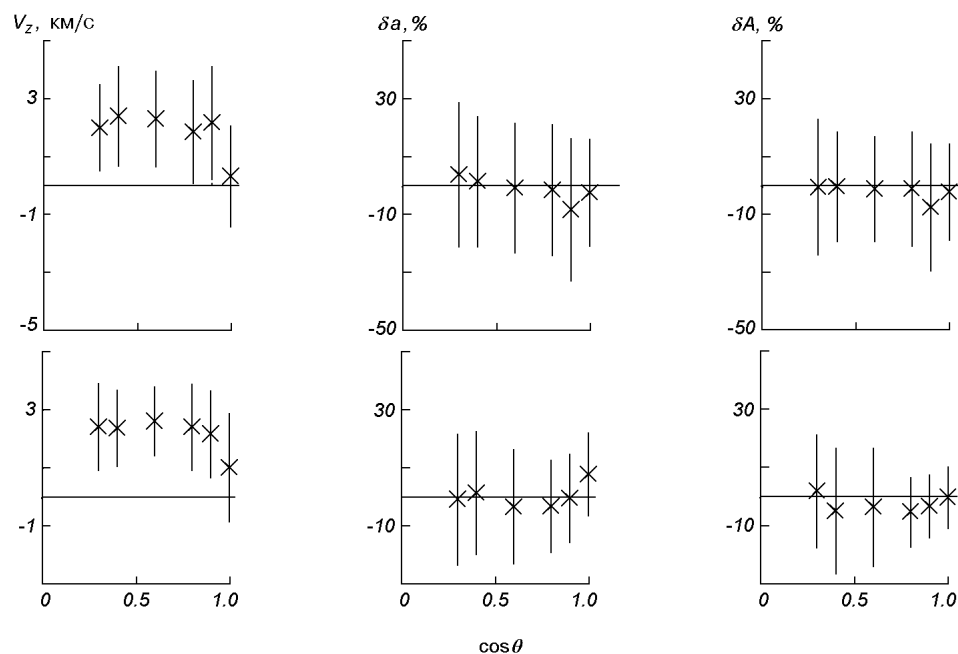


Рис. 10. Изменения от центра к краю вертикальной скорости и параметров асимметрии амплитуд и площадей: первый ряд — по всем профилям, второй ряд — по усредненным (с шагом 700 км) профилям

нисходящие потоки в среднем чаще обуславливают отрицательную асимметрию амплитуд.

Изменение от центра к краю. Для исследования изменений центр — край сдвигов V -профилей и их асимметрий мы взяли меньшую последовательность МГД-моделей, состоящую из 10 моделей. Этим мы смогли сократить объем вычислений, который значительно возрастает для исследования вариаций центр — край. Результаты изменения средних значений исследуемых параметров в зависимости от положения на диске ($\mu = \cos \theta$) и от пространственного разрешения представлены на рис. 10. Вне центра диска средние значения скорости V_z положительные (преобладание нисходящих потоков) и начиная с $\mu = 0.9$ они достигают в среднем 2 км/с и мало изменяются к краю диска.

Пространственное усреднение мало влияет на ход зависимости средней скорости от μ . Наблюдения [32] показывают, что в центре диска преобладают нисходящие потоки, а на краю сдвиги профилей в среднем близки к нулю. Причины расхождения наших результатов с наблюдениями могут быть различными. Мы предполагаем, что увеличение скорости, полученное по нашим вычислениям, может быть следствием эффекта «сапору» в верхних частях магнитных трубок, где образуются профили, вычисленные для $\cos \theta \neq 1$. Как показывают результаты МГД-моделирования [4], в верхних слоях преобладают сильные наклонные потоки вещества, направленные слегка вниз и к центру межгранул (см. рис. 1). Второй причиной могут быть особенности используемых МГД-моделей. Вследствие близости к верхним граничным условиям верхние слои модели не соответствуют реальным условиям верхней фотосферы. Это может также сказаться на расчетах профилей линий, которые вне центра диска формируются тем выше в фотосфере, чем дальше они находятся от центра. Но с другой стороны, следует заметить, что точность наблюдений ближе к краю диска

также становится меньшей. Мы также хотим отметить, что уже имеются наблюдательные доказательства больших горизонтальных скоростей [51], которые достигают 2 км/с. Эти данные лучше согласуются с нашими результатами.

Изменения средних значений асимметрии δa от центра к краю, в особенности полученные для усредненных профилей, удовлетворительно согласуются с данными наблюдений. Так, в работе [50] по FTS-наблюдениям найдено, что асимметрия амплитуд при переходе от центра к краю диска уменьшается от 10—15 % до нуля. Согласно [20] средние значения δa изменяются от 15 % (центр) до -5 % (край) с точкой пересечения около $\cos\theta = 0.7$. Близкие к этим данным результаты получены также в [32], но с одной особенностью. Как δa , так и δA слегка увеличиваются около $\cos\theta = 0.86$ и затем монотонно убывают к краю диска.

Асимметрии площадей, полученная нами, в основном отрицательная и незначительная по величине (рис. 10). В то время по FTS-наблюдениям [50] положительная асимметрия в центре уменьшается к краю диска и становится отрицательной. Т. е. δA изменяет знак при переходе к краю диска. Отметим, что в [32] были обнаружены в центре диска отрицательные значения асимметрии площадей у профилей, которые встречаются в областях с малым фактором заполнения.

Из рис. 10 отчетливо видно, что пространственное усреднение профилей в наибольшей степени сказалось на величине асимметрии амплитуд, особенно в центре диска. Мы подчеркиваем еще раз, что асимметрия амплитуд наиболее чувствительный из исследуемых здесь параметров к пространственному усреднению.

ВЫВОДЫ

В данной работе на основании результатов двумерного МГД-моделирования магнитоконвекции [4] были впервые исследованы с высоким пространственным разрешением (0.05") движения вещества в магнитных элементах спокойных областей фотосферы Солнца. Теоретические МГД-модели и выполненный анализ вычисленных V -профилей линии Fe I λ 630.25 нм предсказывают, что в центре диска в областях со средней плотностью магнитного потока 0.2 мТл вертикальная скорость движений магнитной плазмы будет иметь следующие основные характеристики и зависимости.

1. Среднее значение скорости равно 0.5 ± 2 км/с с размахом значений от -3 до 9 км/с. В межгранульных областях внутри сильных вертикальных трубок преобладают нисходящие движения со средней скоростью 3 ± 2 км/с, а в гранульных областях вне трубок преобладают восходящие потоки со средним значением скорости 0.5 ± 2 км/с.

2. Между скоростью и асимметрией амплитуд и площадей V -профилей заметна корреляционная связь. С увеличением скорости восходящих потоков положительная асимметрия в среднем увеличивается. Отрицательная асимметрия чаще встречается у профилях, которые формируются в местах, где в основном потоки направлены вниз. Среднее значение асимметрии амплитуд и площадей V -профилей равно -1 % с размахом значений ± 70 % для слабых V -профилей и ± 10 % для сильных.

3. Временные изменения средней скорости носят осцилляционный нелинейный характер. Спектр мощности скоростей указывает на два пика. Один — более мощный в 5-минутной полосе и второй — значительно слабее в 3-минутной полосе. Колебания скорости коррелируют с флуктуациями газового давления на уровне поверхности и зависят также от флуктуаций магнитного поля. Спектр мощности флуктуаций напряженности показывает

пики с 20- и 13-минутными периодами. Периодические изменение напряженности магнитного поля связаны с процессами интенсификации и диссипации магнитного поля в сильных трубках. В периоды усиления поля возрастают осцилляционные нисходящие движения, которые приводят к нелинейности осцилляций средней скорости.

4. Среднее значение скорости существенно изменяется от центра к краю диска Солнца вследствие сильных наклонных движений в верхних слоях области моделирования. На небольшом расстоянии от центра диска ($\cos\theta = 0.9$) средняя скорость уже достигает 2 км/с и мало изменяется при приближении к краю диска. Асимметрия амплитуд уменьшается и изменяет знак с положительного на отрицательный при переходе от центра к краю. В то же время на краю диска увеличивается отрицательная асимметрия площадей.

5. Среднее значение скорости зависит от пространственного усреднения профилей. Понижение разрешения значительно влияет как на величину амплитуд V -профилей, так и на средние значения других параметров. В результате их значения становятся ближе к наблюдаемым. Асимметрия V -профилей наиболее чувствительна к пространственному усреднению. Это особенно проявляется на параметрах асимметрии амплитуд. Вследствие усреднения асимметрия амплитуд растет значительно больше, чем асимметрия площадей. Это может быть одной из причин превышения наблюдаемой асимметрии амплитуд над асимметрией площадей.

Автор благодарит С. Соланки за предоставленную возможность работать в Институте Аэронауки им. Макса Планка, за представленные данные FTS-наблюдений и за полезные замечания. Автор благодарит С. Плонера за всестороннюю помощь, оказанную во время визита в Институт Аэронауки им. Макса Планка и полезные дискуссии, а также М. Шусслера за обсуждения результатов и Н. В. Харченко за полезные советы по методам статистики. Автор выражает благодарность рецензенту за ценные критические замечания. Эти исследования являются частью международного сотрудничества и частично финансировались NATO (CLG97501) и INTAS (project 00084) грантами.

1. Атрощенко И. Н., Шеминова В. А. Численное моделирование взаимодействия солнечной грануляции с мелкомасштабными магнитными полями // Кинематика и физика небес. тел.—1996.—12, № 4.—С. 32—45.
2. Атрощенко И. Н., Шеминова В. А. Моделирование спектральных эффектов на основании двумерных МГД-моделей солнечной грануляции // Кинематика и физика небес. тел.—1996.—12, № 5.—С. 32—47.
3. Брандт П. Н., Гадун А. С., Шеминова В. А. Абсолютные смещения солнечных спектральных линий Fe I и Fe II // Кинематика и физика небес. тел.—1997.—13, № 5.—С. 75—86.
4. Гадун А. С. Двумерная нестационарная магнитогрануляция // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 2.—С. 99—120.
5. Гадун А. С., Шеминова В. А., Соланки С. К. Формирование мелкомасштабных магнитных структур: поверхностный механизм // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 5.—С. 387—397.
6. Котов В. А., Степанян Н. Н., Щербакова З. Ф. Роль фонового магнитного поля и полей активных областей и пятен в общем магнитном поле Солнца // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1977.—56.—С. 75—83.
7. Рачковский Д. Н., Цап Т. Т. Изучение магнитных полей методом отношения измеренных напряженностей в линиях вне активных областей на Солнце // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1985.—71.—С. 79—87.
8. Северный А. Б. О природе магнитных полей на Солнце (тонкая структура поля) // Астрон. журн.—1965.—42, № 2.—С. 217—232.
9. Цап Т. Т., Лаба И. С. Магнитные поля и вертикальные движения в супергранулах // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.—1985.—73.—С. 62—70.
10. Шеминова В. А. Вычисление профилей Стокс-параметров магниточувствительных линий

- поглощения в звездных атмосферах. — Киев, 1990.—53 с. — (Деп. в ВИНТИ 30.05.90; № 2940-B90).
11. Шеминова В. А. Двумерные МГД-модели солнечной магнитограуляции. Тестирование моделей и методов Стокс-диагностики // Кинематика и физика небес. тел.—1999.—15, № 5.—С. 398—411.
 12. Шеминова В. А. Конвективные сдвиги линий железа в фотосфере Солнца // Кинематика и физика небес. тел.—2002.—18, № 1.—С. 18—31.
 13. Шеминова В. А. Линия Fe I λ 1564.8 нм и распределение магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел.—2003.—19, № 2.—С. 107—125.
 14. Шеминова В. А., Гадун А. С. Эволюция солнечных магнитных трубок по наблюдениям параметров Стокса // Астрон. журн.—2000.—77, № 10.—С. 790—800.
 15. Amer M. A., Kneer F. High spatial resolution spectropolarimetry of small-scale magnetic elements on the Sun // Astron. and Astrophys.—1993.—273, N 1.—P. 304—312.
 16. Berger T. E., Schrijver C. A., Shine R. A., et al. New observations of subarcsecond photospheric bright points // Astrophys. J.—1995.—454, N 1.—P. 531—544.
 17. Gadun A. S., Solanki S. K., Johannesson A. Granulation near the solar limb: observations and 2-D modelling // Astron. and Astrophys.—1999.—350, N 3.—P. 1018—1034.
 18. Gadun A. S., Solanki S. K., Sheminova V. A., Ploner S. R. O. A formation mechanism of magnetic elements in regions of mixed polarity // Solar Phys.—2001.—203, N 1.—P. 1—7.
 19. Gopasyuk S. I., Kotov V. A., Severny A. B., Tsap T. T. The comparison of the magnetographic magnetic field measured in different spectral lines // Solar Phys.—1973.—31, N 2.—P. 307—316.
 20. Grossmann-Doerth U., Keller C. U., Schüssler M. Observations of the quiet Sun's magnetic field // Astron. and Astrophys.—1996.—315, N 3.—P. 610—617.
 21. Grossmann-Doerth U., Schüssler M., Solanki S. K. The effect of non-linear oscillations in magnetic flux tubes of Stokes V asymmetry // Astron. and Astrophys.—1991.—249, N 1.—P. 239—242.
 22. Grossmann-Doerth U., Schüssler M., Steiner O. Convective intensification of solar surface magnetic fields: Results of numerical experiments // Astron. and Astrophys.—1998.—337, N 3.—P. 928—939.
 23. Groth E. J. Probability distributions related to power spectra // Astrophys. J. Suppl. Ser.—1975.—286, N 1.—P. 285—302.
 24. Howard R., Stenflo J. O. On the filamentary nature of solar magnetic fields // Solar Phys.—1972.—22, N 2.—P. 402—417.
 25. Keller C. U., Solanki S. K., Tarbel T. D., et al. Solar magnetic field strength determinations from high spatial resolution filtergrams // Astron. and Astrophys.—1990.—236, N 1.—P. 250—255.
 26. Keller C. U., Deubner F.-L., Egger U., et al. On the strength of solar intra-network fields // Astron. and Astrophys.—1994.—286, N 2.—P. 626—634.
 27. Khomenko E. V., Collados M., Solanki S. K., et al. Quiet-Sun intra-network magnetic fields observed in the infrared // Astron. and Astrophys.—2003.—408, N 3.—P. 1115—1135.
 28. Leka K. D., Steiner O. Understanding small solar magnetic structures: comparing numerical simulations to observations fields // Astrophys. J.—2001.—552, N 1.—P. 354—371.
 29. Lin H., Rimmele T. The granular magnetic fields of the quiet Sun // Astrophys. J.—1999.—514, N 1.—P. 448—455.
 30. Lites B. W. Characterization of magnetic flux in the quiet Sun // Astrophys. J.—2002.—573, N 1.—P. 431—444.
 31. Lites B. W., Skumanich A., Martinez Pillet V. Vector magnetic fields of emerging solar flux. I. Properties at the solar site of emergence // Astron. and Astrophys.—1998.—333, N 3.—P. 1053—1068.
 32. Martinez Pillet V., Lites, B. W., Skumanich A. Active region magnetic fields. I. Plage fields // Astrophys. J.—1997.—474, N 2.—P. 810—842.
 33. Ploner S. R. O., Schüssler M., Solanki S. K., Gadun A. S. An example of reconnection and magnetic flux recycling near the solar surface // ASP Conf. Ser.—2001.—236.—P. 363—370.—(Theory, Observation, and Instrumentation / Ed. M. Sigwarth).
 34. Ploner S. R. O., Schüssler M., Solanki S. K., et al. The formation of one-lobe Stokes V profiles in an inhomogeneous atmosphere // ASP Conf. Ser.—2001.—236.—P. 371—378.—(Theory, Observation, and Instrumentation / Ed. M. Sigwarth).
 35. Ploner S. R. O., Solanki S. K., Gadun A. S. The evolution of solar granules deduced from 2-D simulations // Astron. and Astrophys.—1999.—352, N 2.—P. 679—696.
 36. Schüssler M. Magneto-Convection // ASP Conf. Ser.—2001.—258.—P. 115—123.—(Magnetic Fields across the Hertzsprung-Russell Diagram / Eds G. Mathys, S. K. Solanki, and D. T. Wickramasinghe).
 37. Sigwarth M., Balasubramaniam K. S., Knülker M., Schmidt W. Dynamics of solar magnetic elements // Astron. and Astrophys.—1999.—349, N 3.—P. 941—955.

38. *Solanki S. K.* Stokes V asymmetry and shift of spectral lines // *Astron. and Astrophys.*—1989.—**221**, N 2.—P. 338—341.
39. *Solanki S. K.* Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Rev.*—1993.—**31**.—P. 1—188.
40. *Solanki S. K.* Small-scale photospheric structure of the solar magnetic fields outside Sunspots // *ASP Conf. Ser.*—2001.—**258**.—P. 45—53.—(Magnetic Fields across the Hertzsprung — Russell Diagram / Eds. G. Mathys, S. K. Solanki, and D. T. Wickramasinghe).
41. *Solanki S. K., Stenflo J. O.* Velocities in solar magnetic flux tubes // *Astron. and Astrophys.*—1986.—**170**, N 1—2.—P. 311—329.
42. *Stein R. F., Nordlund Æ.* Simulations of solar granulation. I. General properties // *Astrophys. J.*—1998.—**499**, N 2.—P. 914—933.
43. *Stein R. F., Nordlund Æ.* Solar oscillations and convection. II. Excitation of radial oscillations // *Astrophys. J.*—2001.—**546**, N 1.—P. 585—603.
44. *Steiner O., Grossmann-Doerth U., Knülker M., Schüssler M.* Dynamical interaction of solar magnetic elements and granular convection: results of a numerical simulation // *Astrophys. J.*—1998.—**495**, N 1.—P. 468—484.
45. *Stenflo J. O.* Magnetic-field structure of the photospheric network // *Solar. Phys.*—1973.—**32**, N 1.—P. 41—63.
46. *Stenflo J.* A model of the supergranulation network and of active-region plages // *Solar Phys.*—1975—**4**, N 1.—P. 79—105.
47. *Stenflo J. O., Harvey J. W.* Dependence of the properties of magnetic fluxtubes on area factor or amount of flux // *Solar Phys.*—1985.—**95**, N 1.—P. 99—118.
48. *Stenflo J. O., Harvey J. W., Brault J. W., Solanki S. K.* Diagnostics of solar magnetic fluxtubes using a Fourier transform spectrometer // *Astron. and Astrophys.*—1984.—**131**, N 2.—P. 333—346.
49. *Stenflo J. O., Keller C. U., Gandorfer A.* Differential Hanle effect and the spatial variation of turbulent magnetic fields on the Sun // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**329**, N 1.—P. 319—328.
50. *Stenflo J. O., Solanki S. K., Harvey J. W.* Center-to-limb variation of Stokes profiles and the diagnostics of solar magnetic fluxtubes // *Astron. and Astrophys.*—1987.—**171**, N 2.—P. 305—316.
51. *Volmer R., Kneer F., Bendlin C.* Short period waves in small-scale magnetic flux tubes on the Sun // *Astron. and Astrophys.*—1995.—**304**, N 1.—P. L1—L4.
52. *Zirin H., Cameron R.* Properties of the quiet-Sun magnetic fields as revealed by spectrovideomagnetograph // *IL Nuovo Cimento.*—2002.—**25 C**, N 5-6.—P. 557—563.

Поступила в редакцию 31.07.02