

УДК 523.94

Двумерная нестационарная магнитогрануляция**А. С. Гадун**Главная астрономическая обсерватория НАН Украины
03680, ГСП, Киев-127, Голосиив

Детально проанализированы расчеты двумерной нестационарной магнитогрануляции: механизмы и сценарии образования и разрушения магнитных трубок, режимы их устойчивости, различия яркостных характеристик магнитогрануляции и смоделированной немагнитной грануляции, приведены зависимости параметров компактных магнитных элементов от их горизонтальных размеров и интенсивности поля. Отмечается, что магнитное поле оказывает стабилизирующее действие на термическую конвекцию — при его наличии уменьшается сдвиговая неустойчивость, гранулы имеют меньшие размеры. В свою очередь, эволюция термических потоков непосредственно определяет поведение мелкомасштабного магнитного поля. Подтвержден вывод Ванкатакришнана о зависимости эффективности термического механизма усиления поля внутри трубок от их горизонтального размера области нисходящих потоков. Определены два режима существования магнитной трубки: переход с одного режима к другому осуществляется при отношении магнитного давления к газовому $\beta \approx 2.0$ — 2.5 . По вкладу трубок в их общую площадь доминируют трубки с размерами около 150 км.

ДВОВИМІРНА НЕСТАЦІОНАРНА МАГНІТОГРАНУЛЯЦІЯ, Гадун О. С.
— Детально проаналізовані розрахунки двовимірної нестационарної магнитогрануляції: механізми та сценарії формування та руйнування магнітних трубок, режими їхньої стабільності, відмінності в полях яскравості магнитогрануляції та змодельованої немагнітної грануляції, наведені залежності параметрів компактних магнітних елементів від їх горизонтальних розмірів та інтенсивності поля. Відзначається, що магнітне поле стабілізує термічну конвекцію — при його наявності зменшується зсувна нестабільність, гранули мають менші розміри. В свою чергу, еволюція термічних потоків безпосередньо визначає поведінку дрібномасштабного магнітного поля. Підтверджується висновок Ванкатакришнана про залежність ефективності термічного механізму підсилення поля всередині трубок від їхнього горизонтального розміру. Встановлені два режими існування магнітної трубки: перехід з одного режиму до іншого відбувається при відношенні магнітного тиску до газового $\beta \approx 2.0$ — 2.5 . Трубки з розмірами близько 150 км домінують по їхньому внеску в загальну площу магнітних концентрацій.

TWO-DIMENSIONAL NONSTATIONARY MAGNETOGRANULATION, by Gadun A. S. — 2-D simulation of nonstationary magnetogranulation is analyzed in detail: mechanisms and scenarios leading to formation or cancellation of small-scale magnetic elements, regimes of their stability, size-dependent and field-dependent properties of the tubes formed, as well as brightness properties of simulated magnetogranulation to be compared with the corresponding modeling of non-magnetic granulation. It is noted that magnetic field stabilizes the thermal convection — shearing instability decreases, simulated granules become smaller. On the other hand, thermal convective flows directly influence the evolution of the small-scale magnetic field. This simulation confirms Vankatakrishnan's conclusion that the thermal mechanism which strengthens the intrinsic magnetic field of thin tubes is highly sensitive to their horizontal sizes. Two regimes of magnetoconvection were found. A change of regimes is detected for the ratio β between gas and magnetic pressure equal approximately to 2.0—2.5. Simulated tubes with a horizontal size of about 150 km are the most frequent contributors to the total area of magnetic tubes.

ВВЕДЕНИЕ

Наблюдательные данные о компактных магнитных элементах в солнечной фотосфере получены в рамках трех групп независимых методов — это непрямые методы стокс-диагностики, прямое измерение магнитных полей, а также прямое определение характеристик ярких точек, которые связаны с компактными магнитными образованиями.

Методы стокс-диагностики базируются на анализе спектрополяриметрических наблюдений, полученных с низким пространственным разрешением для желательного большого числа линий одновременно (наблюдения на фурье-спектрометре) в видимой и, предпочтительно, в ИК-области спектра. Хотя вся наблюдательная информация о внутренних физических свойствах элементов получена в рамках этих подходов (или с использованием инверсионных кодов), она не может считаться абсолютно достоверной, поскольку в большей или меньшей мере определяется исходными посылками — например, геометрией образований или даже предварительно выбранными модельными представлениями. Дальнейшим развитием этого направления являются поляриметрические наблюдения с высоким пространственным и временным разрешением [31], позволяющие получить подробную информацию о динамике и тонкой структуре компактных магнитных образований.

Прямые магнитометрические методы лишены отмеченных недостатков, но в большей мере, чем спектральные наблюдения, ограничены пределом пространственного разрешения [22].

Еще более неопределенная ситуация связана с изучением сетки ярких точек. Из наблюдений статистически подтверждается их связь с сеткой магнитных элементов [22]. Однако успешные их наблюдения (ссылки приведены в [33, 22]) подтверждают теоретические оценки, что «светятся» лишь магнитные образования с эффективным горизонтальным размером менее 300 км. Более масштабные элементы — серые или темные, из-за неэффективности их прогрева горизонтальным лучистым переносом. Более того, даже мелкомасштабные образования, в зависимости от эволюционной стадии, также не всегда видны как яркие точки, а размеры индивидуальных ярких точек, строго говоря, не соответствуют размерам магнитных образований. Наконец, яркие точки наблюдают в белом свете, в ядрах сильных фотосферных и крыльях хромосферных линий, в молекулярных полосах. Поскольку структура магнитных образований активно изменяется с высотой, то характеристики таких ярких точек тоже будут различаться.

В настоящее время компактные магнитные элементы по своим характеристикам разделяются на три класса: это образования, расположенные в

области супергрануляционной сетки спокойного Солнца; элементы, формирующие факельные площадки, а также исключительно компактные образования, отвечающие за внутрисеточное магнитное поле спокойного Солнца. Полнота исследований их различна.

Наиболее полно изучены элементы в супергрануляционной сетке. Они зачастую расположены изолированно друг от друга, имеют сильные поля (около 150—170 мТл) и ориентацию, близкую к вертикальной. Сравнение магнитограмм с фильтрограммами и снимками в белом свете показывает, как правило, хорошую корреляцию между положением магнитных образований и сеткой ярких точек. По их наблюдениям в белом свете построены даже соответствующие распределения по размерам [23, 10] — размеры ярких точек оцениваются в 0.2—0.6" при характерном масштабе в 150 км [22].

Более сложная картина наблюдается в активных областях факельных площадок. Хотя из непрямых методов стокс-диагностики следует, что компактные магнитные образования в активных областях обладают такими же напряженностями магнитных полей, что и магнитные элементы сетки, а характеристики их скоростей близки [34], прямые же методы свидетельствуют о том, что магнитные образования в факельных площадках представляют собой кластеры, состоящие из отдельных интенсивных магнитных образований. Причем они не всегда проявляются как яркие точки, а те яркие точки, которые видны, имеют размеры меньшие, чем кластеры. Наблюдения ярких точек активных областей в G-полосе СН [11] показали иное их распределение по размерам, чем аналогичные наблюдения ярких точек сетки [23, 10] — яркие точки в факельных площадках оказываются более крупными. Однако неясно, можно ли сравнивать эти распределения, поскольку они относятся к различным уровням атмосферы.

С еще более сложной задачей сталкиваются наблюдатели при изучении образований внутрисеточного поля — их поля слабы (до 100 мТл), они не проявляются как яркие точки и, к тому же, для них характерно наличие образований смешанной полярности, тесно соседствующих друг с другом [22, 35].

Для изучения механизмов формирования компактных магнитных полей и интерпретации их наблюдений разработано большое число теоретических и полуэмпирических моделей [32, 30]. В настоящее время принято считать, что за формирование ответственны три эффекта — кинематический, термический и поверхностный. Роль кинематического механизма сводится к выталкиванию магнитного поля из конвективных ячеек и собиранию его у границ грануляционных и супергрануляционных потоков [26]. Однако из-за противодействия силы Лоренца этот механизм не позволяет получить магнитные концентрации выше уровня равномерного распределения. Дальнейшее увеличение напряженности магнитного поля осуществляется за счет термического (сверхадиабатического) механизма, предложенного Паркером [27]: из-за подавления конвективных потоков первоначально сконцентрированным полем, происходит резкое охлаждение магнитной конфигурации, что приводит к развитию ее сверхконвективной неустойчивости [27]. Область начинает опускаться вниз, вытягивая силовые линии и концентрируя их по всей длине образующейся силовой трубки.

Поверхностный механизм обусловлен важной особенностью термической конвекции — ее нестационарностью — и является исключительно эффективным в приповерхностных слоях солнечной конвективной оболочки: фрагментация крупномасштабных термических потоков приводит к образованию в нижней фотосфере вблизи видимой поверхности нисходящих струй, которые захватывают фотосферное магнитное поле и увлекают его в подфотосферные слои, изменяя ориентацию магнитных силовых линий с

горизонтальной на вертикальную. Дальнейшее усиление поля происходит за счет термического эффекта. Поверхностный механизм был предсказан на основе двумерного (2D) моделирования солнечной магнитогрануляции и детально описан в [8].

Особенности формирования и устойчивости магнитных конфигураций изучались в рамках различных подходов, начиная с аппроксимации тонкой магнитной трубки в магнитогидростатическом равновесии [38, 44] и заканчивая многомерным моделированием радиационной магнитоконвекции [1—3, 8, 13, 17, 24, 42, 43].

Настоящая статья является продолжением работы [8], в которой были представлены предварительные результаты 2D-МГД-моделирования полностью нестационарной магнитогрануляции общей продолжительностью в два часа солнечного времени. Там было показано, что характер эволюции термических потоков существенно отражается на развитии магнитных конфигураций — диссипация гранул, и следовательно, слияние межгранульных промежутков может приводить к исчезновению (диссипации) мелкомасштабного магнитного поля или к образованию структур, подобных кластерам. Тогда как фрагментация гранул, при наличии фотосферных горизонтальных полей, приводит к образованию новых мелкомасштабных конфигураций. Этот новый механизм их формирования был назван поверхностным [8]. Как следует из расчетов, он может играть существенную роль в формировании наблюдаемого мелкомасштабного магнитного поля.

Эта статья посвящена дальнейшему и детальному исследованию характеристик и эволюционных особенностей магнитных элементов в двумерном моделировании. Мы также комплексно рассмотрим основные механизмы, ответственные за формирование и разрушение мелкомасштабных магнитных образований.

Так же как и в [8], мы будем условно называть компактные магнитные структуры трубками в тех случаях, когда речь идет о теоретических модельных представлениях.

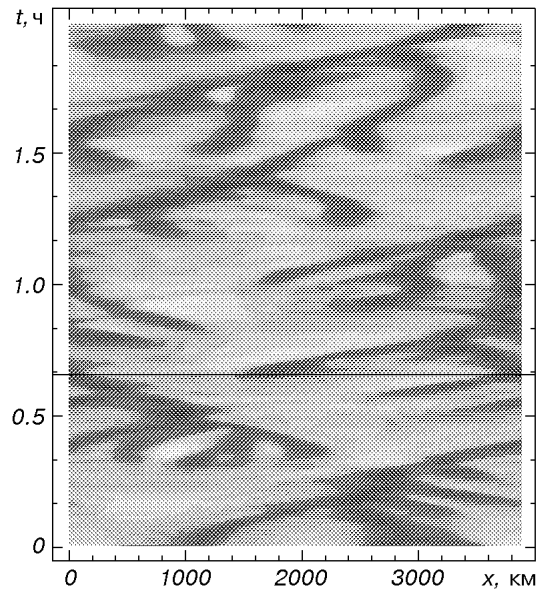
ДВУМЕРНАЯ РАДИАЦИОННАЯ МАГНИТОГИДРОДИНАМИКА

Система уравнение радиационной МГД и основные приближения в расчетах подробно описаны в серии публикаций [3, 5—8]. Здесь лишь заметим, что размер области моделирования составлял 3920×1820 км с пространственным шагом в 35 км, атмосферные слои занимали около 700 км. Такой пространственный шаг безусловно не позволяет детально изучить внутреннюю структуру тонких магнитных конфигураций, но является достаточным для того, чтобы проследить закономерности их эволюции и уменьшить затраты на их расчеты. Общая продолжительность моделирования составила 2 ч солнечного времени.

Начальные условия: в качестве начальной модели для МГД-моделирования была взята одна из немагнитных двумерных моделей, расчеты которых полностью основывались на подходах, предложенных в [7]. Эволюция искусственной грануляции в этом ГД-моделировании показана на рис. 1. Светлые области соответствуют гранулам, темные — межгранульным промежуткам. Разделение на гранулы и межгранульные области здесь и дальше проводилось для выходящей монохроматической интенсивности в $\lambda = 500$ нм: пик яркости, превышающий средний уровень интенсивности для выбранной модели, отождествлялся как гранула, соответственно межгранульными промежутками считались области с интенсивностями меньшими, чем этот средний уровень.

На рис. 1 хорошо видны основные закономерности поведения двумерной грануляции [25] — межгранульные линии никогда не прерываются, они

Рис. 1. Пространственно-временная эволюция выходящей монохроматической интенсивности в длине волны 500 нм, рассчитанная по двумерным немагнитным ГД-моделям. Сплошная горизонтальная линия показывает модель, которая была взята в качестве начальной для МГД-расчетов



только сливаются, образуя непрерывную последовательность. Гранулы, с которыми, как правило, ассоциируются восходящие конвективные потоки, ведут себя по-другому: они либо исчезают (диссипируют), либо фрагментируют, порождая новые нисходящие потоки (межгранульные промежутки).

ГД-модель, которая была взята в качестве начальной для МГД-серии, обозначена на рис. 1 горизонтальной линией и показана на рис. 1 в работе [8] совместно с начальным распределением магнитного поля.

Заметим, что результаты МГД-моделирования сильно зависят от начального магнитного поля, его конфигурации и напряженности [1, 3, 13, 17]. Большая часть работ по самосогласованному численному моделированию солнечной магнитогрануляции выполнена в предположении, что начальное поле имеет глобальную природу, поэтому оно однородно, вертикально ориентировано и заполняет всю расчетную область. В этом случае эволюция магнитогрануляции зависит от его начальной напряженности. Результаты таких численных экспериментов приведены в [1, 2, 17]. Идея слабого и компактного затравочного поля была реализована в [3].

Особенность задания начального поля состоит в том, что магнитное поле и модельные параметры не являются самосогласованными в начальный момент времени. Поэтому начальное поле должно в наибольшей степени соответствовать топологии течений и особенностям условия равнораспределения. Варьируя возможные конфигурации магнитного поля, мы провели серию предварительных расчетов, из которой установлено, что петлеобразная конфигурация магнитного поля [8, рис. 1] с переменной по глубине напряженностью является наиболее естественной (в смысле равнораспределения и топологии течений в выбранной ГД-модели), а также обеспечивает наилучшие условия для численной устойчивости решения в начальный момент моделирования. Таким образом, начальное распределение магнитного поля представляло собой двухполярную конфигурацию с уменьшающейся по высоте напряженностью поля. Среднее значение B во всей расчетной области было равно 5.4 мТл.

Выбор граничных условий для магнитного поля. На рис. 2 показаны зависящие от времени интегральные характеристики магнитного поля в основной серии МГД-расчетов, а также в двух тестовых вариантах. В первом из них начальные условия для магнитного поля совпадали с теми, которые показаны на рис. 1 в работе [8], а верхние и нижние условия для B задавались как $\partial B / \partial z = 0$. Во втором постулировались аналогичные

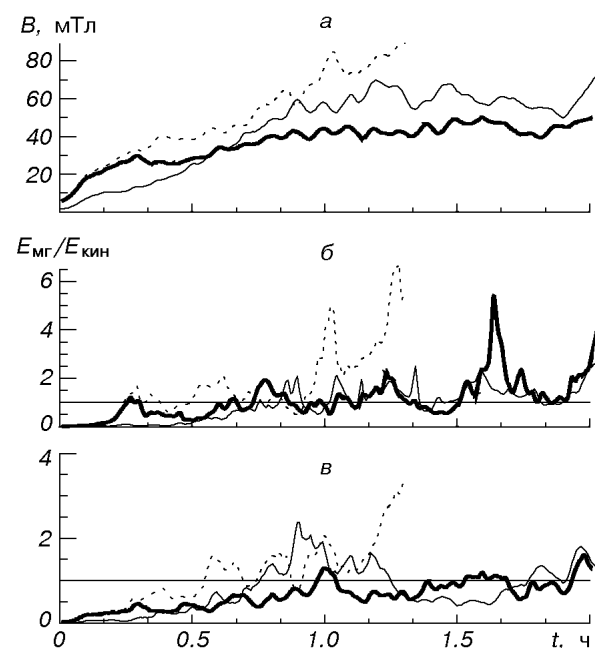


Рис. 2. Временная эволюция средней напряженности магнитного поля в расчетной области (а), а также отношение магнитной и кинетической энергий в атмосферных слоях (б) и в оболочке (в). Сплошные жирные линии — результаты основных расчетов, представляемых в работе; сплошные тонкие линии — МГД-расчеты для начального однородного продольного поля и граничного условия $\partial B/\partial z = 0$; пунктир — для петлеобразного переменного с глубиной начального поля и условия $\partial B/\partial z = 0$ на верхней и нижней границах. Детали приведены в тексте

граничные условия для вектора индукции магнитного поля ($\partial \mathbf{B}/\partial z = 0$), но при однородном вертикальном начальном магнитном поле со средней напряженностью в 1.43 мТл.

Их сравнение свидетельствует о том, что помимо проблемы начального поля критичным является также формулировка граничных условий для магнитного поля. Неисчезновение горизонтальной составляющей поля на верхней и нижней границах области моделирования способствует его обратному проникновению в нее из-за осцилляционных (верхняя граница) или конвективных (нижняя) движений и к общему преобладанию энергии магнитного поля над энергией механических движений как в атмосфере (рис. 2, б), так и в оболочке (рис. 2, в) при этих конкретно сформулированных начальных условиях. Поэтому не удивительно, что во втором тесте была получена более высокая статистически устойчивая средняя напряженность поля в расчетной области, чем в основной серии вычислений, хотя напряженность однородного вертикального начального поля была ниже (1.43 мТл против 5.4 мТл).

Наш выбор граничных условий основан на том наблюдательном представлении, что магнитное поле должно иметь глобальную конфигурацию, а не образовывать замкнутые структуры в пределах пространственно-ограниченной области моделирования.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ИСКУССТВЕННОЙ МАГНИТОГРАНУЛЯЦИИ

Характер эволюции поля яркости (выходящей монохроматической интенсивности в $\lambda = 500$ нм), а также температуры, давления, вертикальной составляющей вектора индукции, угла наклона магнитного поля от вертикали и вертикальной скорости для уровня формирования непрерывного спектра ($\lg \tau_R = 0$, где τ_R — росселандова оптическая глубина) показаны на рис. 3.

Из рис. 2 и 3 следует, что все моделирование условно можно разделить на три этапа — начальный период (до 20 мин), который определяется в основном начальными условиями: из-за кинематического эффекта направленные конвективные движения выталкивают силовые линии поля в район нисходящих потоков (см. [8]). Позже имело место частичное пересоедине-

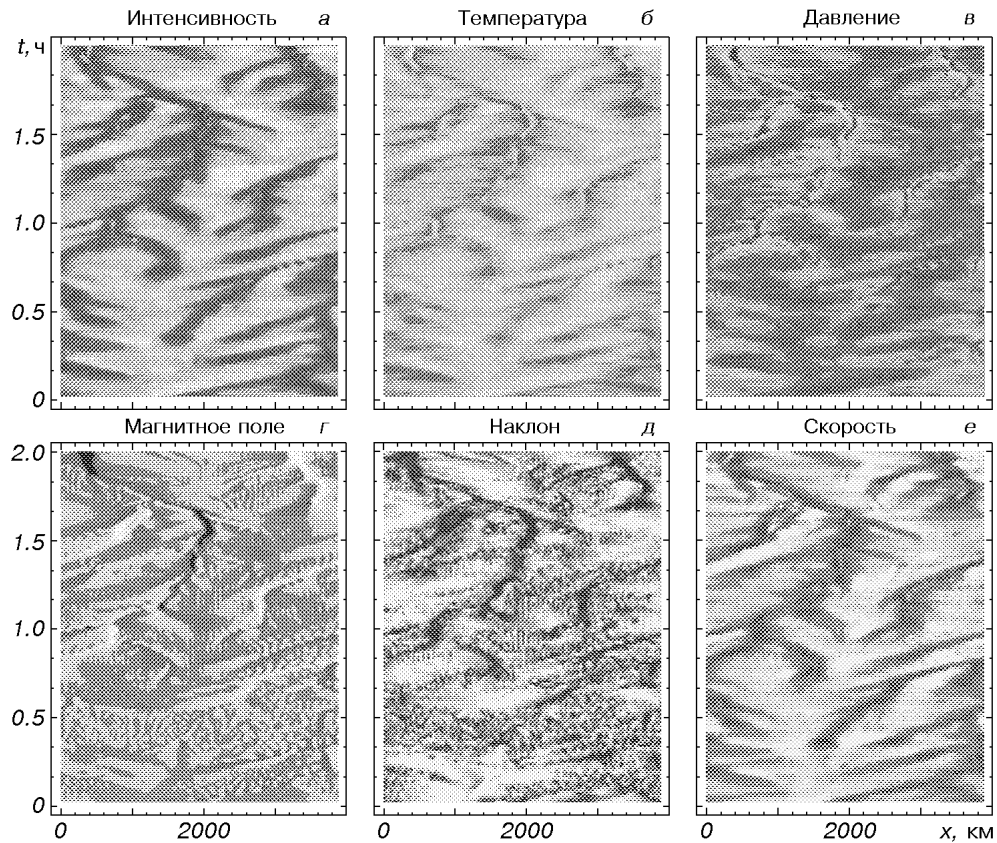


Рис. 3. Пространственно-временная эволюция выходящей монохроматической интенсивности в длине волны $\lambda = 500$ нм (а, светлая штриховка соответствует гранулам, темная — межгранульным областям), температуры (б, линейная градация от низкой к высокой температуре показана штриховкой от темной к светлой), давления (в, более низкое давление показано темной штриховкой), напряженности магнитного поля (г, отрицательная полярность показана темной штриховкой, положительная — светлой), угла наклона вектора индукции магнитного поля к вертикали (д, малые углы представлены темной штриховкой, горизонтальные поля — светлой) и вертикальной скорости (е, опускание отмечено темной штриховкой, подъем — светлой). Все параметры (кроме интенсивности) определялись для уровня формирования континуума, $\lg \tau_R = 0$

ние силовых линий, и локальные концентрации магнитного поля диссипировали.

В последующий период примерно с 20 до 35 мин магнитному полю нельзя приписать наличие четко выраженных образований. Это видно по распределению B_z (рис. 3, г) и по наклону силовых линий поля (рис. 3, д) — т. е. можно говорить о хаотичном (турбулентном) распределении магнитного поля.

В дальнейшем совершенно очевидно прослеживается организационная структурность его концентрации. Ее характерные особенности: усиление поля имеет место в области межгранульных промежутков, начало образования новых тонких магнитных трубок соответствует моменту фрагментации гранул; поле разделяется в зависимости от его полярности, наклон поля в сильных трубках стремится к вертикальному ($\gamma = 0$), в то время как над гранулами оно более горизонтальное.

После 50 мин наблюдаются эффекты воздействия компактных усилений магнитного поля: трубки начинают светиться (рис. 3, а). Это видно как появление ярких точек в межгранульных промежутках. Ничего подобного

не обнаруживалось в ГД-моделях (рис. 1), а также в начальные 50 мин моделирования. Положения ярких точек соответствуют областям сильного магнитного поля (рис. 3, *з*) с преобладающей вертикальной или близкой к вертикальной ориентацией (рис. 3, *д*), а также увеличению температуры (рис. 3, *б*), уменьшению давления (рис. 3, *в*) и появлению осциллирующих восходяще-нисходящих потоков в районе межгранульных промежутков. Как было получено в [3] и подтверждается представляемыми моделями, из-за эффекта горячих стенок свечение трубок раньше начинается не в центре диска, а ближе к его краю. Это открывает возможности для ранней наблюдательной диагностики тех магнитных элементов, которые только формируются.

Также следует обратить внимание на то обстоятельство, что вблизи сформированных компактных структур с сильным магнитным полем могут находиться области относительно слабого поля с противоположной полярностью. Это видно из рис. 3, *з* и имеет наблюдательное подтверждение [20, 21], на что обращалось внимание в [8]. По мере старения поля происходит более отчетливое разделение его полярности и фиксации его вертикальной ориентации (рис. 3, *з* и *д*).

Характер грануляции (рис. 1) отличается от магнитогрануляции (рис. 3, *а*). Эти отличия хорошо заметны из простого сравнения рисунков: для грануляции без магнитного поля характерно наличие гранул больших размеров и большая сдвиговая нестабильность. Магнитное поле же оказывает стабилизирующее влияние — гранулы имеют меньшие размеры и отсутствуют столь заметные горизонтальные сдвиговые смещения.

Этот качественный вывод подтверждается рис. 4, где показаны гистограммы относительного распределения гранул/межгранульных промежутков и их соответственный вклад в общую «площадь». Распределение гранул в магнитогрануляции отличается от немагнитной грануляции более значительным вкладом мелкомасштабных ярких образований с размерами меньшими 200—300 км, которые связаны с яркими точками магнитных трубок, а также меньшей частотой встречаемости ярких структур с размерами более 1100 км (рис. 4, *а*). По вкладу в общую площадь (рис. 4, *б*), эти два типа грануляции различаются еще более разительно: вклад мелкомасштабных образований с размерами менее 1200 км в магнитогрануляции оказывается доминирующим, и пик распределения находится в области 700—1000 км. В немагнитном моделировании распределение более сглаженное с максимумом между 900 и 1300 км.

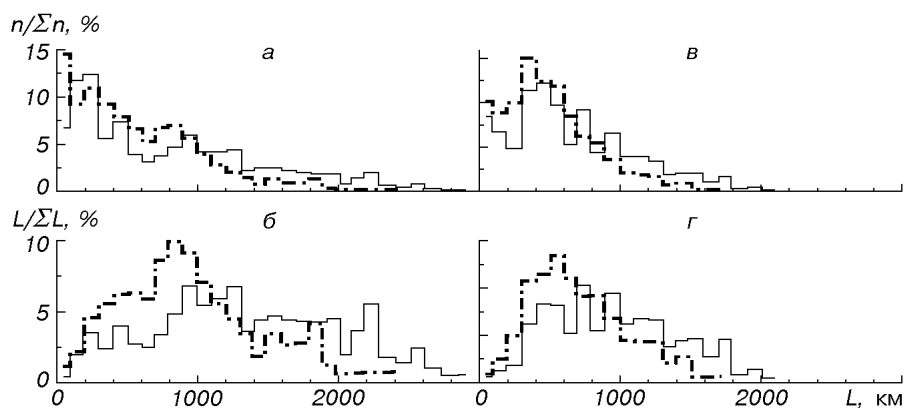


Рис. 4. Гистограммы распределения гранул и межгранульных областей в 2D-ГД-моделях (тонкие сплошные линии) и МГД-моделях (штрих-пунктирные линии); *а* и *в* — относительное число гранул и межгранульных областей в зависимости от их горизонтальных размеров, *б* и *г* — вклад гранул и межгранульных областей в их общую «площадь»

Для соответствующих распределений межгранульных промежутков (рис. 4, δ и ζ) характерны аналогичные закономерности — статистически в магнитогрануляции межгранульные области более узкие. Отчасти этот вывод связан с тем, что яркие точки отождествлялись как мелкомасштабные гранулы, и тем самым дробились единые межгранульные промежутки.

Очевидно, что эти результаты допускают простую наблюдательную проверку.

ФОРМИРОВАНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ТРУБОК

В моделировании плоской магнитоконвекции проявляется действие трех механизмов, которые собственно и приводят к формированию мелкомасштабных магнитных конфигураций: кинематического, термического и поверхностного.

В начальный период моделирования, первоначальное и диффузионное (диффундирующее в модельную область) магнитные поля накапливаются в глубоких слоях модели, где по условию равномерного распределения его величина должна быть больше. Возможные механизмы — влияние градиента плотности и топологическая накачка [4]. Одновременно кинематический механизм обеспечивает концентрацию силовых линий в районе нисходящих потоков.

В последующий период хаотического («турбулизованного») решения наблюдается два процесса — идет закручивание, вытягивание и усиление силовых линий возвратными конвективными потоками. В результате этого происходит затем пересоединение линий и поле в верхней части конвективных потоков (вблизи поверхности) ослабевает. Следующий процесс — перенос магнитного поля из глубинных слоев модели к поверхности за счет направленных конвективных движений и концентрация его у границ конвективных ячеек. Как только поле в межячейковых областях становится квазимонопольным и достигает уровня равномерного распределения (50—70 мТл на уровне поверхности), включается термический эффект. Он ответственен за образование килогауссовых конфигураций. Поверхностный механизм проявляется при фрагментации конвективных потоков (ячеек) и приводит к формированию компактных магнитных образований из слабого горизонтального поля. Ниже мы рассмотрим эти механизмы подробнее.

Кинематический эффект был первым предложен для объяснения усиления магнитного поля конвективными движениями [26] и исследовался во многих работах (обзоры приведены в [28, 30]). Его результирующее действие состоит в выталкивании магнитного поля из центральных частей конвективных ячеек и в собирании силовых линий на их границах. Однако применительно к реальным условиям солнечной магнитоконвекции следует заметить, что конвективные потоки не образуют замкнутых ячеек, и эффект закручивания силовых линий значительно менее выражен, чем в ранних численных экспериментах [16]. Тогда главным эффектом, который обеспечивает выталкивание магнитного поля из центральных частей ячеек, является не пересоединение закрученных силовых линий, а их «выметание» восходящими конвективными движениями. Последнее объясняется наличием узкой области конвективной неустойчивости, которая в восходящих потоках расположена на глубинах около 100 км под видимой поверхностью, и которая связана с областью частичной ионизации водорода. Все обстоятельства, связанные с существованием этой зоны, рассмотрены в работах [15, 29, 41]. В этой области развиваются резкие восходящие потоки, которые и обеспечивают реализацию выше обозначенного эффекта.

Рис. 5 иллюстрирует это качественное описание. На нем приведены относительное число ионизованных атомов водорода, отношение удельных теплоемкостей и работа сил плавучести ($W_b = gV_z \Delta\rho$, где $\Delta\rho = \rho - \bar{\rho}$ —

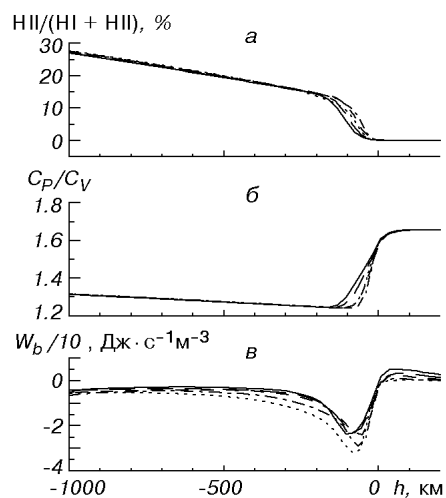


Рис. 5. Зависимость от высоты доли ионизованного водорода, отношения удельных теплоемкостей и работы сил плавучести для области неустойчивости, связанной с частичной ионизацией водорода. Термические восходящие потоки в немагнитных одномасштабных 2D-ГД-моделях с горизонтальными размерами области моделирования: 180 км (пунктирные линии), 528 км (штрих-пунктирные линии), 1008 км (короткие штрихи), 1680 км (длинные штрихи) и 2380 км (сплошные линии)

пространственные вариации плотности относительно средней величины) для восходящих термических потоков в конвективных ячейках с различными горизонтальными размерами. Они были рассчитаны для серии одномасштабных квазистационарных двумерных ГД-моделей с горизонтальными размерами области моделирования 180, 528, 1008, 1680 и 2380 км [15]. Эти модели характеризуются тем, что

- в области моделирования находится только одна конвективная ячейка с восходящим потоком в центре и нисходящими вдоль боковых границ;
- конвективные ячейки квазистационарны во времени, они не изменяют свои горизонтальные размеры и могут только осциллировать;
- усредненный выходящий интегральный поток каждой такой модели соответствует солнечному.

Подобные модели являются удобным средством для изучения зависимости свойств термической конвекции от горизонтальных масштабов «идеальных» конвективных ячеек. Свойства подобного класса моделей, включая их способность воспроизводить наблюдаемые спектральные эффекты, подробно рассмотрены в [5, 14, 15].

На рис. 5 хорошо различима область конвективной неустойчивости в зоне частичной ионизации водорода. Причем хорошо видно, что крупномасштабные восходящие потоки в среднем демонстрируют меньшую эффективность работы сил плавучести из-за воздействия сил давления, чем мелкомасштабные (масштабно-зависимые свойства термической конвекции детально обсуждаются в работах [15, 40]).

Эффект переноса силовых линий магнитного поля иллюстрируется рис. 6. Очевидно, что вследствие переноса (и всплывания) петлеобразного магнитного поля изменяется напряженность и полярность внутри восходящего конвективного потока. Концентрация же поля в районе нисходящих потоков вещества вызывается топологической асимметрией между восходящими и нисходящими потоками и влиянием возвратных течений.

Следующая особенность кинематического эффекта связана с диапазоном его активного проявления в реальных условиях. Очевидно, что кинематический механизм эффективен до тех пор, пока магнитное поле остается замороженным в плазму, т. е. пока поле не достигает уровня равномерного распределения. Однако из-за топологической асимметрии между восходящими и нисходящими потоками, что является фундаментальным свойством термической конвекции в стратифицированной среде, этот уровень различается для восходящих и нисходящих потоков. Рис. 7 доказывает это обстоятельство. На нем приведены усредненные значения напряженности магнитного

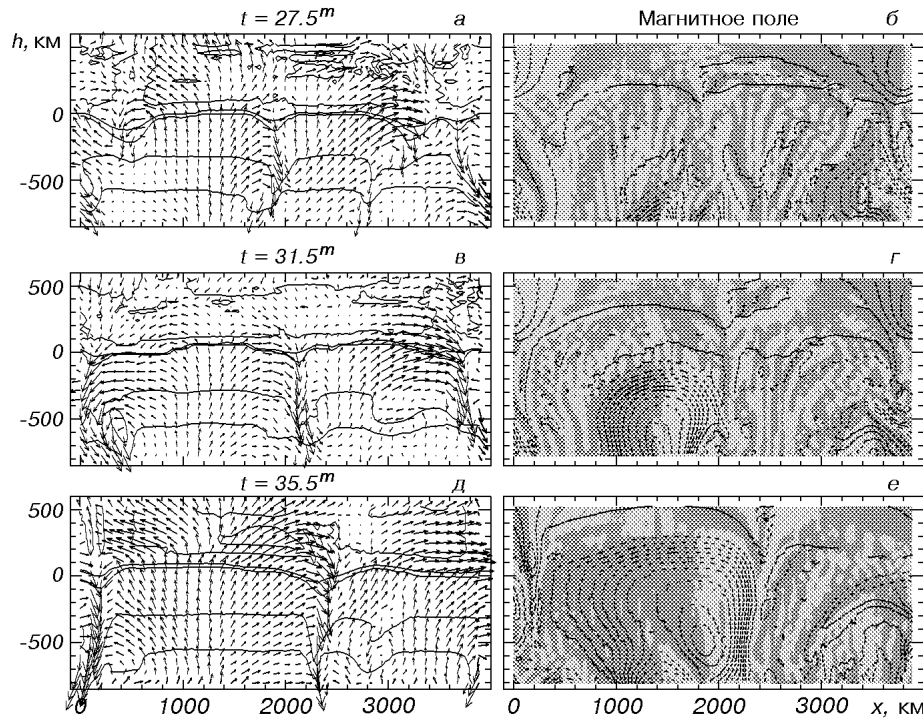
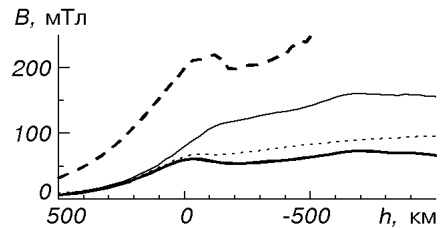


Рис. 6. Пример «выметания» магнитного поля восходящими термическими потоками: слева — поле скоростей и температура (изотермы сверху вниз 4000, 5000, 6000, 7000, 12000 и 13000 К), справа — магнитные силовые линии и полярность поля (отрицательная полярность показана темной штриховкой, положительная — светлой)

Рис. 7. Магнитное поле, которое следует из условия равнораспределения. Результаты получены для поля скоростей немагнитных 2D-ГД-моделей (рис. 1) усреднением по всей эволюционной последовательности. Тонкая сплошная линия — опускающиеся потоки; пунктирная линия — термические поднимающиеся потоки; жирная сплошная линия — поле, следующее только из горизонтальных скоростей; жирная штриховая линия — экстремально высокие значения поля, которые получены из горизонтальных скоростей



поля, которые получены из условия равнораспределения для восходящих и нисходящих потоков отдельно. Показана также напряженность поля, которая соответствует уровню равнораспределения только для горизонтальных скоростей. Расчеты выполнены для немагнитных ГД-моделей (рис. 1). Усреднение проводилось по пространству и по всему времени моделирования. Из рис. 7 следует, что кинематический эффект может приводить к образованию магнитных конфигураций, в районе нисходящих потоков, напряженностью в 70—100 мТл на уровне излучающего слоя. Однако с учетом зависимости конвективного поля скоростей от горизонтальных масштабов потоков эти величины могут быть больше. На рис. 7 показаны напряженности для экстремально высоких значений горизонтальных скоростей растекания — они превосходят напряженности в 100 мТл.

Термический эффект. Как уже отмечалось, в силу противодействия силы Лоренца кинематический эффект не может создавать конфигурации с напряженностями, превосходящими уровень равнораспределения. Для объяснения существования более интенсивных образований Паркер [27]

предложил идею суперadiaбатического эффекта (конвективного коллапса): первоначально сконцентрированное в районе нисходящих потоков магнитное поле препятствует проникновению возвратных течений в магнитную конфигурацию, что приводит к ее переохлаждению и развитию сверхконвективной неустойчивости. Область опускается, магнитные линии вытягиваются. При этом в верхней части магнитной конфигурации развивается частичная вакуумизация, которая в дальнейшем служит причиной развития осцилляционных движений и неустойчивости самого образования. Этот механизм изучался в серии работ, например [3, 17—19, 42, 43, 45], обзор ранних работ приведен в [30].

Главной особенностью проявления этого механизма в реальных солнечных условиях является его зависимость от горизонтального размера области нисходящих потоков: чем уже эта область, тем более эффективен ее прогрев со стороны более горячих восходящих потоков, и следовательно, создания все более нивелирующих условий для развития конвективной неустойчивости. На рис. 8, а показана усредненная вертикальная стратификация работы сил плавучести в нисходящих потоках для серии одномасштабных немагнитных двумерных моделей. В отличие от восходящих потоков (рис. 5), зона резкой конвективной неустойчивости локализована в нисходящих потоках глубже, и работа сил плавучести сильно зависит от горизонтального масштаба нисходящих потоков (размера конвективной ячейки). Зависимость максимального значения $|W_b|$ от размера ячейки показана на рис. 8, б. Очевидно, что эта зависимость не является монотонной и резко отличается для мелко- и крупномасштабных конвективных потоков — эффективность лучистого горизонтального переноса для мелкомасштабных нисходящих потоков больше, в то время как крупномасштабные обладают большей адиабатичностью [15, 40]. При наличии магнитного поля это влечет за собой различную степень разброса величины магнитного поля в трубках в зависимости от горизонтальных масштабов конвективных ячеек (опускающихся потоков): для мелкомасштабных потоков термический механизм не может быть достаточно эффективным, и напряженность поля магнитных элементов не должна сильно отличаться от уровня равномерного распределения, в то время как в области крупномасштабных ячеек (и связанных с ними широких нисходящих потоков) можно ожидать наличия значительного разброса в значениях напряженности элементов — от уровня равномерного распределения до килогауссовых полей в зависимости от эволюционной стадии конфигурации. Этот вывод, основанный на детальном просчете термической конвекции, был предвосхищен в [44], где использовалась простейшая аппроксимация тонкой магнитной трубки.

Соланки и др. [35] предприняли попытку наблюдательной проверки этого результата. При этом они использовали тот вывод [44], что резуль-

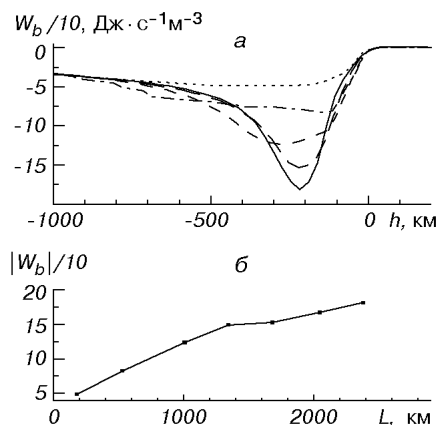
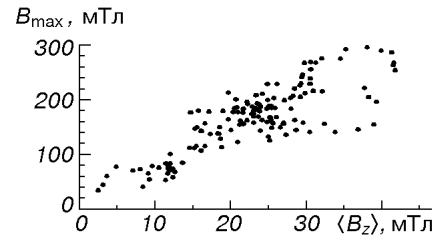


Рис. 8. Работа сил плавучести в нисходящих потоках в немагнитных одномасштабных 2D-ГД-моделях: а — распределение W_b с глубиной для серии моделей, обозначения которых соответствуют рис. 5; б — зависимость максимального значения $|W_b|$ от размера конвективной ячейки

Рис. 9. Зависимость максимальной величины магнитного поля на уровне формирования непрерывного спектра от средней величины продольного поля в МГД-моделях



тирующая напряженность в магнитных элементах должна зависеть немонотонно в зависимости от радиуса (площади) магнитной трубки — более резкое увеличение для мелкомасштабных и плавное изменение для крупномасштабных. Этот вывод подтвердился, хотя в качестве параметра, характеризующего площадь магнитных элементов, была использована величина пространственно усредненного продольного поля (его можно грубо увязать с размерами магнитных конфигураций).

На рис. 9 приведена зависимость, аналогичная рис. 2 из [35], но полученная непосредственно из обсуждаемых МГД-моделей. Показано распределение максимальной напряженности внутри магнитных трубок на уровне излучающего слоя в зависимости от пространственно усредненной величины вертикальной составляющей магнитного поля (B_z). Из рис. 9 хорошо видно существование двух вышеописанных зависимостей с различной дисперсией (разбросом) B_{\max} внутреннего поля трубок, что является видимым подтверждением существования термического механизма. Ниже (рис. 14, e) будет также обсуждаться непосредственная зависимость магнитного поля трубки от ее размера. Здесь лишь заметим, что результаты МГД-моделирования блестяще подтверждают вывод [44], как очевидно следует из рис. 14, e.

Поверхностный механизм обусловлен фрагментацией крупномасштабных поднимающихся потоков. Он подробно описан в [8]. Обсуждаемые в этой статье МГД-модели показывают, что при наличии магнитного поля фрагментация крупномасштабных потоков приводит к формированию компактных магнитных элементов из слабого горизонтального поля. Поскольку фотосферное горизонтальное поле является слабым (20—40 мТл), то для него выполняется условие вмороженности и нисходящие струи фрагментирующих гранул захватывают это горизонтальное поле гранул, увлекают его в глубокие слои, меняя ориентацию поля с горизонтальной на вертикальную, и усиливают последнее за счет термического эффекта.

Из общих соображений можно было бы ожидать, что этот механизм не будет действенным из-за полного перезамыкания силовых линий. Действительно, в начальный период моделирования при симметричном поле скоростей внутри фрагментирующего потока имело место несколько примеров такого перезамыкания. Один из них показан на рис. 10. Однако в дальнейшем этот механизм становится исключительно эффективным. Как следует из рис. 3, моменты начала формирования новых магнитных трубок совпадают с фрагментацией крупномасштабных гранул. Это объясняется тем, что

— поле скоростей внутри фрагментирующих термических потоков, как правило, асимметрично, и за счет кинематического эффекта одна из составляющих поля начинает сразу же усиливаться при продвижении магнитной струи внутрь конвективной ячейки;

— как уже отмечалось, одной из особенностей кинематического механизма является вытеснение («выметание») поля из поднимающихся потоков. В реальных условиях это приводит к тому, что в процессе эволюции магнитоконвекции конвективные ячейки из хаотичного многополярного распределения внутриячейкового поля эволюционируют в сторону квазимо-

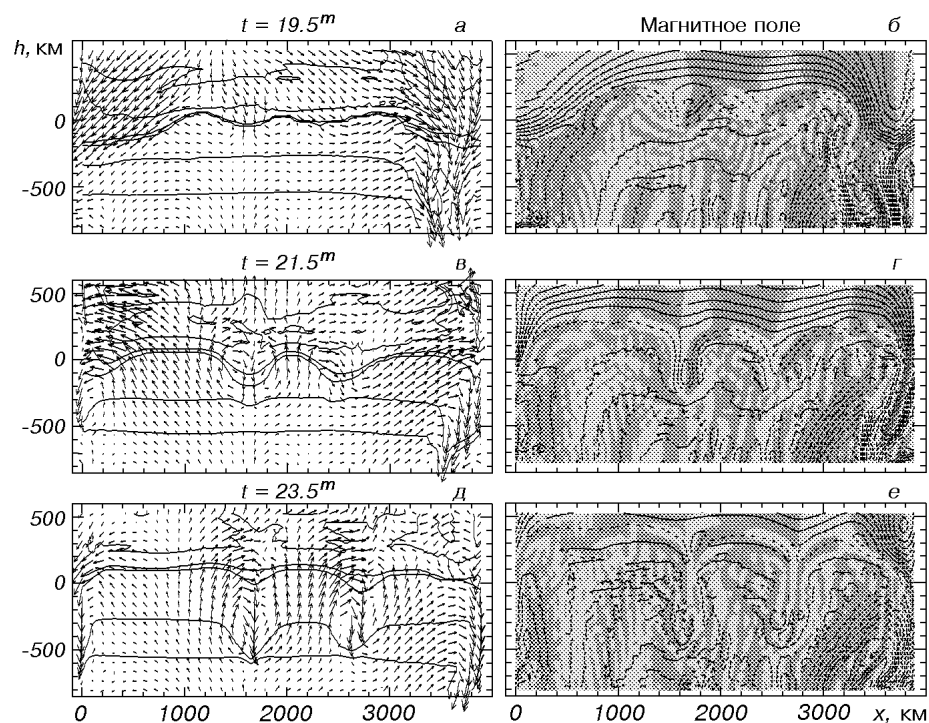


Рис. 10. Пример перезамыкания силовых линий при фрагментации термического потока. Обозначения см. на рис. 6

нополярного, которое к тому же увеличивается с глубиной в силу условия равнораспределения. Это также способствует тому, что одна из составляющих вновь формирующейся трубки будет усиливаться, а другая — ослабевать.

РАЗРУШЕНИЕ МАГНИТНЫХ ТРУБОК

Серия численных 2D-экспериментов [17, 42, 43] и настоящие МГД-расчеты показывают наличие трех основных механизмов разрушения магнитных трубок — уничтожение магнитных конфигураций из-за пересоединения силовых линий, разрушение трубок из-за неустойчивости перестановочного типа и из-за опрокидывания конвективного коллапса.

Уничтожение поля, как следует из наблюдений [33], представляется наиболее распространенным механизмом диссипации магнитных элементов. В нашем моделировании он также является основным. Пример разрушения трубок таким путем показан на серии рис. 4 в [8]. Очевидно, что такого типа механизм работает в том случае, когда имеет место диссипация термического конвективного потока (гранулы). На рис. 4 в работе [8] такой конвективный поток находится между $x = 600$ и 2000 км. В течение примерно 8 мин он диссипирует, что влечет за собой «принудительное» соединение двух трубок противоположных полярностей. Очевидно, что аналогичный процесс может приводить к усилению поля, если такие трубки будут иметь одинаковые полярности (рис. 11, $a—г$).

Неустойчивость перестановочного типа. Ориентация интенсивных магнитных трубок изменяется со временем (см. ниже) и может отклоняться от вертикальной. Эффект всплывания сильного неперодольного магнитного поля влечет за собой развитие желобковой неустойчивости, которая в плоском случае трансформируется в процесс разделения (ослабления) силь-

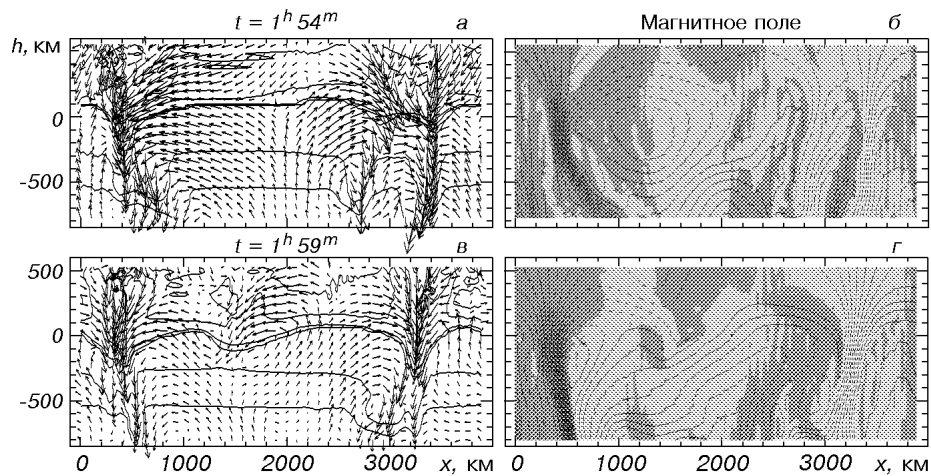


Рис. 11. Пример слияния двух мелкомасштабных магнитных трубок. Обозначения см. на рис. 6

ной компактной трубки. Такого типа эффект смоделирован в [1]. В наших расчетах он приводит к ослаблению трубок.

Обратный конвективный коллапс [17]. Развитие конвективного коллапса влечет за собой, как отмечалось, сильную вакуумизацию в верхней части магнитной трубки [17, 19, 42, 43], которая становится причиной осцилляционной неустойчивости и даже разрушения трубки. Сильная вакуумизация приводит к опрокидыванию конвективного коллапса, и нисходящие потоки заменяются на восходящие, которые достигают сверхзвуковых значений в атмосферных слоях.

В работе [17] показано, что при 2D-моделировании солнечной магнитоконвекции эффект разрушения достигается при весьма значительном начальном магнитном поле — однородном продольном поле напряженностью в 40 мТл. При меньших напряженностях (10, 20 мТл) сформированные трубки являются вполне устойчивыми. Следует заметить, что этот результат во многом определяется также формулировкой верхних граничных условий для магнитного поля. Условие исчезновения горизонтальной составляющей является основным в этом сценарии. В случае иного условия, $\partial \mathbf{V} / \partial z = 0$, которое используется в [1] и в ряде наших тестов, вакуумизация не достигает столь значительной степени, поскольку горизонтальные возвратные потоки в этом случае имеют возможность проникать в магнитную трубку. Поэтому ни в [1], ни в ряде наших тестов значимый эффект обратного конвективного коллапса, разрушающий трубку, не наблюдался. В представляемом моделировании вакуумизация трубок порождает значительные осцилляции, ослабляющие трубку.

ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕЖГРАНУЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Итак, в настоящем моделировании магнитной конвекции существует два сценария образования магнитных трубок: концентрирование магнитного поля в межячейных областях и интенсификация его до уровня равномерного распределения за счет кинематического механизма, после чего возможно дальнейшее его усиление вследствие развития сверхконвективной неустойчивости. Другая возможность — формирование трубки в процессе разрушения термического конвективного потока. Магнитная трубка в этом случае также проходит две стадии — когда напряженность поля еще не достигает уровня равномерного распределения и трубка находится в состоянии конвективной неста-

бильности, и последующая стадия более сильного поля, когда верхняя часть трубки переходит в стадию лучистого равновесия с колебательной неустойчивостью.

Эти два режима хорошо видны в распределении параметров межгранульных областей в зависимости от силы магнитного поля (рис. 12). Все величины на рис. 12 получены для уровня поверхности и в таком качестве будут обсуждаться ниже. Переход с одного режима к другому происходит при $B \approx 120\text{--}130$ мТл ($\beta \approx 2\text{--}2.5$) и особенно отчетливо виден на зависимости температуры (рис. 12, а) и уровня формирования поверхности (рис. 12, д) от B .

В финале кинематической стадии температура (рис. 12, а) понижается, поскольку магнитное поле начинает препятствовать проникновению возвратных течений в трубку. При этом плотность остается практически неизменной (рис. 12, в), в то время как газовое давление (рис. 12, б) уменьшается из-за увеличения влияния магнитного (рис. 12, ж). Это должно иметь своим наблюдаемым проявлением потемнение таких межгранульных областей (рис. 12, г). На рис. 12, г из-за большого разброса значений эта закономерность просматривается не столь отчетливо, но она была ясно смоделирована в [3].

После «включения» конвективного коллапса ситуация резко изменяется, уровень видимой поверхности магнитной трубки очевидно и более резко становится зависимым от B (рис. 12, д), вильсоновская депрессия увеличивается, также увеличивается температура на этом уровне (рис. 12, а) поскольку видимая поверхность смещается в более глубокие слои и начинается активный прогрев конфигурации со стороны более горячих соседних термических потоков. При этом газовое давление уменьшается (рис. 12, б) из-за роста магнитного (рис. 12, ж); плотность также уменьшается (рис. 12, в). Примечательно, что вертикальные скорости демонстрируют в

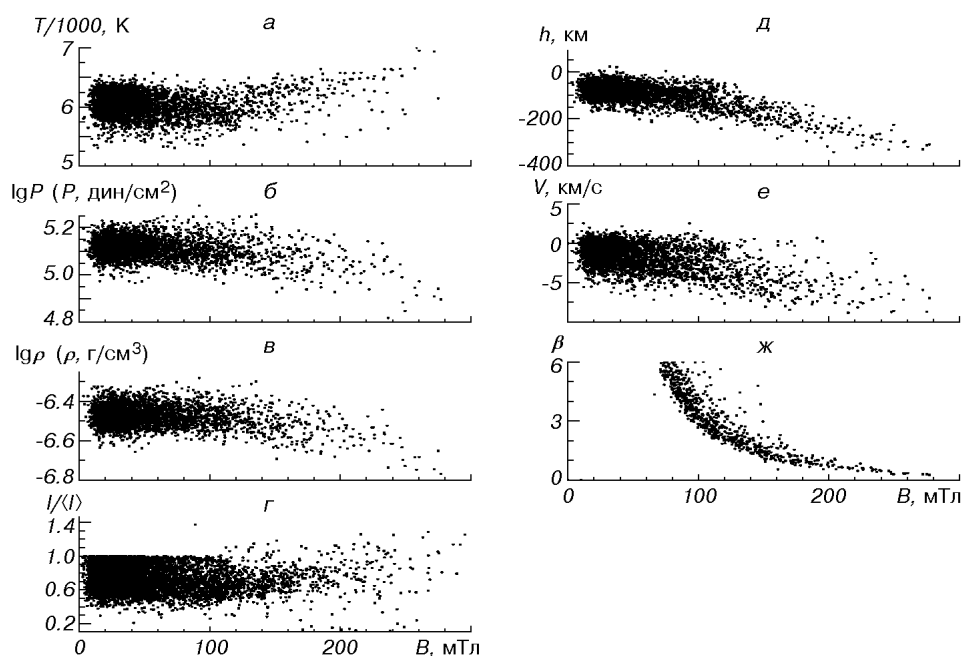
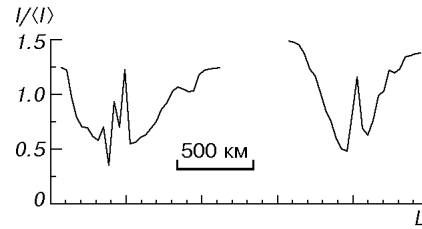


Рис. 12. Зависимость модельных величин в районе магнитных трубок от значений магнитного поля: а, б и в — температура, давление и плотность, г — относительная монохроматическая интенсивность в длине волны $\lambda = 500$ нм, д — уровень поверхности в магнитных трубках, е и ж — вертикальные скорости и отношение газового давления к магнитному. Данные показаны для уровня поверхности

Рис. 13. Примеры распределения выходящей монохроматической интенсивности в трубках различных горизонтальных размеров



этом случае широкий разброс (рис. 12, *e*), свидетельствуя об осцилляционной неустойчивости конфигурации. Также широкий разброс показывает и относительная интенсивность (рис. 12, *z*). Помимо того, что трубки начинают светиться, и выходящая интенсивность превышает средний уровень, они также оказываются очерченными промежутками пониженной яркости. Последние отражают существование интенсивных каналов нисходящего вещества вблизи трубок. В более широких трубках пик яркости расщепляется (рис. 13) — начинает сказываться эффект большего горизонтального масштаба, который приводит к уменьшению эффективности бокового прогрева. Это приводит к росту общего контраста трубок.

Следует заметить, что такой переход магнитных трубок с одного режима к другому при $\beta \approx 2$ был предсказан в работах [36, 38].

МАСШТАБНОЗАВИСИМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРУБОК

Характеристики трубок в зависимости от их горизонтальных размеров на уровне формирования континуума показаны на рис. 14. Все величины также отнесены к уровню $I_{gt_R} = 0$.

На рис. 14, *a* показана максимальная относительная интенсивность в трубках. В сущности она мало изменяется в зависимости от их размера, но

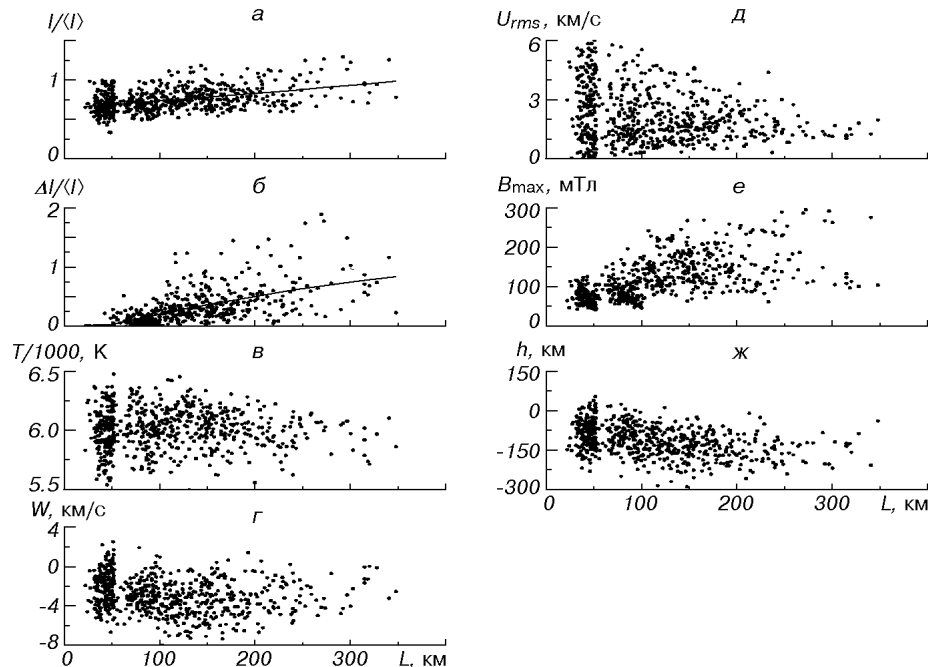


Рис. 14. Зависимость характеристик трубок от их горизонтальных размеров. Все величины (кроме интенсивности) отнесены к уровню поверхности; *a* и *б* — максимальная относительная интенсивность и контраст для длины волны $\lambda = 500$ нм; *в*, *г* и *д* — температура, вертикальные и средние квадратичные горизонтальные скорости, *e* — максимальное значение магнитного поля в трубках различных размеров, *ж* — уровень видимой поверхности в трубках

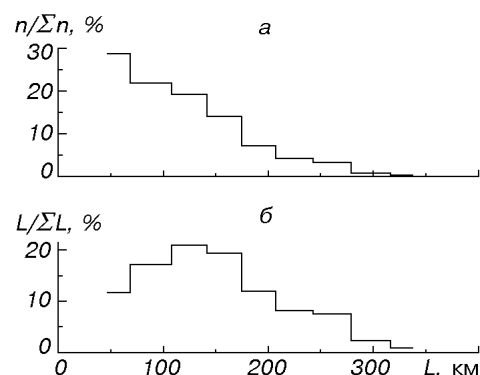


Рис. 15. Гистограммы относительного числа трубок различных размеров (а) и их вклада в общую «площадь» трубок (б)

демонстрирует тенденцию к увеличению для больших трубок. Однако значения для мелкомасштабных трубок с размерами менее 100 км не могут считаться достоверными из-за относительно крупного пространственного шага при моделировании. Увеличение внутреннего контраста трубок демонстрирует рис. 14, б. Очевидно, что в крупных трубках он больше, о чем речь шла выше. Для средней температуры (рис. 14, в) характерно небольшое повышение для трубок с размерами около 150 км. Аналогичное поведение получено и для средней выходящей интенсивности.

Внутренние усредненные скорости опускания (рис. 14, г) также увеличиваются в трубках с увеличением их горизонтального размера до $L \approx \approx 150\text{—}200$ км, затем начинают уменьшаться — вещество внутри трубки переходит в более статичное состояние. Эта же тенденция характерна для среднеквадратичных горизонтальных скоростей (рис. 14, д).

Эффект, предсказанный в [44], блестяще подтверждается рис. 14, е — мелкомасштабные трубки показывают меньший разброс максимальных напряженностей поля, чем крупномасштабные (этот эффект подробно обсуждался выше). Критичным является размер трубок в 150—180 км. Трубки с большими размерами демонстрируют особенно большой разброс значений величины поля. Заметим, что аналогичное поведение демонстрируют и средние значения поля для трубок.

Также очевидно, что вильсоновская депрессия (рис. 14, ж) больше для крупномасштабных трубок.

Распределение трубок по размерам показывает систематическое увеличение числа мелкомасштабных трубок (рис. 15, а), но по вкладу в общую площадь доминируют трубки с размерами около 150 км (рис. 15, б).

ЭВОЛЮЦИЯ ТРУБОК

Изменение параметров типичной трубки со временем показано на рис. 16. Все параметры отнесены к уровню формирования континуума. Шкала времени — относительная.

Отчетливо видно, что увеличение напряженности поля (рис. 16, д) определяется процессом опускания конфигурации (рис. 16, з), т. е. развитием конвективной неустойчивости. При этом вильсоновская депрессия (уровень видимой поверхности) отчетливо коррелирует с профилем вертикальных скоростей. Период осцилляционной неустойчивости безусловно следует как результат развития сверхконвективной неустойчивости: после каждого периода резкого смещения магнитной конфигурации вниз наступает период ослабления конвективного коллапса. Пример этого можно рассмотреть на рис. 16, г для двух крайних случаев конвективной неустойчивости, ее резкого развития при $t \approx 510$ с и ослабления при $t \approx 630$ с.

При развитии сверхконвективной неустойчивости $t \approx 510$ с: скорости

Рис. 16. Пример эволюции магнитной конфигурации в ее параметрах: *a* и *б* — горизонтальный размер трубки и выходящая монохроматическая интенсивность в длине волны $\lambda = 500$ нм (сплошная линия — средняя по трубке, штрих-пунктирная линия — максимальная интенсивность); *в*, *г* и *д* — температура, вертикальная скорость и максимальная величина магнитного поля, *е* и *ж* — угол наклона магнитной трубки и уровень ее видимой поверхности

опускания увеличиваются (рис. 16, *з*), поле усиливается (рис. 16, *д*), горизонтальный размер трубки уменьшается (рис. 16, *а*), температура повышается (рис. 16, *в*), наклон трубки становится более вертикальным (рис. 16, *е*), уровень видимой поверхности смещается в более глубокие слои (рис. 16, *ж*).

Опрокидывание конвективного коллапса ($t \approx 630$ с) приводит к прямо противоположным последствиям: размер трубки увеличивается, температура и сила поля уменьшаются, наклон становится более горизонтальным, а уровень видимой поверхности поднимается. Прослеживается также очевидные закономерности: чем сильнее коллапс, тем сильнее затем развивается его опрокидывание, которое в принципе может привести к разрушению трубки [17, 42, 43].

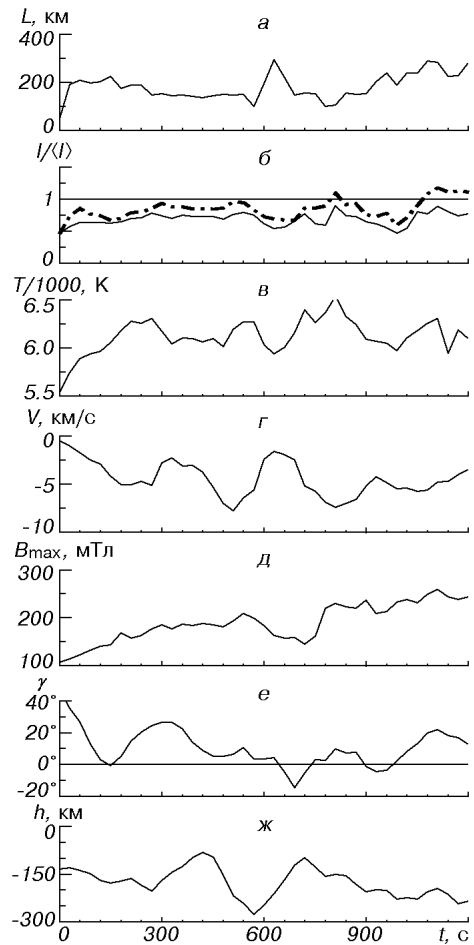
Нельзя не отметить, что из-за изменения динамической ситуации (в том числе и в окрестности магнитной трубки), ее наклон изменяется со временем (осциллирует — см. рис. 16, *е*). Это может приводить к возбуждению волн, распространяющихся вдоль магнитных трубок и ответственных, в том числе, за нагрев короны [37, 42].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, продолжительное численное моделирование эволюции плоской магнитоконвекции грануляционных масштабов позволило получить некоторые результаты, которые расширяют прежние представления о механизмах формирования мелкомасштабных магнитных элементов и об их эволюции. Основные его итоги могут быть сформулированы следующим образом.

— Магнитное поле оказывает стабилизирующее действие на термическую конвекцию грануляционных масштабов — гранулы в МГД-расчетах имеют меньшие размеры и уменьшается сдвиговая неустойчивость.

— Конвективная неустойчивость, связанная с зоной частичной ионизации водорода, играет важную роль в эволюции магнитного поля внутри конвективных ячеек. Она способствует активному переносу магнитных силовых линий из глубоких слоев и их эволюции к квазимонополярному состоянию. Эффект закручивания силовых линий выражен в 2D-моделях слабо, так как конвективные потоки не образуют замкнутых ячеек.



— Представленные МГД-расчеты подтверждают вывод, ранее полученный в [44], о том, что эффективность термического механизма в усилении магнитного поля существенно определяется горизонтальным масштабом области нисходящих потоков: в мелкомасштабных межячейстых областях он не эффективен из-за активного прогрева их со стороны соседних термических потоков.

— Кинематический механизм может в принципе приводить к образованию компактных магнитных структур с полями более 100 мТл в случае экстремально больших горизонтальных скоростей, что характерно для крупномасштабных конвективных ячеек.

— В распределении параметров магнитных трубок от величины магнитного поля отчетливо проявляется два режима их существования. Первый связан с тем, что трубка эволюционирует благодаря кинематическому механизму и находится в стадии конвективной неустойчивости. Второй режим отмечен для трубок с полями сильнее 120—130 мТл. Для них характерно увеличение вакуумизации атмосферной части трубки и переход в режим осцилляционной неустойчивости. Переход с одного режима к другому происходит при отношении β газового давления к магнитному, равному примерно 2—2.5.

— Главным результатом, тем не менее, является установление роли типа эволюции термических потоков в развитии мелкомасштабного магнитного поля. Расчеты демонстрируют, что фрагментация крупномасштабных термических потоков может приводить к формированию компактных магнитных элементов с околоразвертикальной ориентацией из горизонтального фотосферного поля, которое в принципе может быть локальным (турбулентным) по своей природе. Диссипация же конвективных потоков может обеспечивать слияние соседних магнитных элементов и, как результат: а) диссипацию (уничтожение) разнополярных магнитных элементов вследствие перезамыкания силовых линий или б) их укрупнение в случае их одинаковой полярности. Феномен мелкомасштабного магнитного поля оказывается в этом случае существенно поверхностным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Швейцарского Национального Научного Фонда. Автор благодарен С. Соланки, В. Шеминовой и С. Плонеру за всестороннюю помощь и полезные дискуссии.

1. *Апрощенко И. Н., Шеминова В. А.* Численное моделирование взаимодействия солнечных гранул с мелкомасштабными магнитными полями // *Кинематика и физика небес. тел.*—1996.—12, № 4.—С. 32—45.
2. *Апрощенко И. Н., Шеминова В. А.* Моделирование спектральных эффектов на основании двумерных магнитогидродинамических моделей солнечной фотосферы // *Кинематика и физика небес. тел.*—1996.—12, № 5.—С. 32—47.
3. *Брандт П. Н., Гадун А. С.* Изменения параметров спектральных линий Fe II в зависимости от величины магнитного поля (центр солнечного диска) // *Кинематика и физика небес. тел.*—1995.—11, № 4.—С. 44—59.
4. *Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А.* Турбулентное динамо в астрофизике. — М: Наука, 1980.—352 с.
5. *Гадун А. С.* Многомерные гидродинамические модели атмосферы Солнца: эффекты переноса излучения в многомерной возмущенной среде // *Кинематика и физика небес. тел.*—1995.—11, № 3.—С. 54—72.
6. *Гадун А. С., Воробьев Ю. Ю.* Характеристики искусственных гранул в двумерном численном гидродинамическом моделировании солнечной грануляции // *Астрон. журн.*—1996.—73, № 4.—С. 623—632.
7. *Гадун А. С., Пикалов К. Н.* Двумерное численное гидродинамическое моделирование солнечной грануляции. Спектры мощности искусственной грануляции // *Астрон. журн.*—1996.—73, № 4.—С. 633—642.
8. *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.

9. Карпинский В. Н., Правдюк Л. М. Фрактальна ли солнечная грануляция? // Кинематика и физика небес. тел.—1998.—14, № 2.—С. 119—129.
10. Auffret H., Muller R. Center-to-limb variation of the network bright points in the solar photosphere // *Astron. and Astrophys.*—1991.—246, N 1.—P. 264—279.
11. Berger T. E., Schrijver C. J., Shine R. A., et al. New observations of subarcsecond photospheric bright points // *Astrophys. J.*—1995.—454, N 1.—P. 531—544.
12. Bray R. J., Loughhead R. F., Durrant C. J. *The Solar Granulation.* — Cambridge: Univ. press, 1984.
13. Dorch S. B. F., Nordlund Æ. Numerical 3D simulations of buoyant magnetic flux tubes // *Astron. and Astrophys.*—1998.—338, N 2.—P. 329—339.
14. Gadun A. S., Hanslmeier A., Pikalov K. N. Bisectors and line-parameter variations over granular and intergranular regions in 2-D artificial granulation // *Astron. and Astrophys.*—1997.—320, N 3.—P. 1001—1012.
15. Gadun A. S., Solanki S. K., Ploner S. R. O., et al. Scale-Dependent Properties of 2-D Artificial Solar Granulation. — Kiev: MAO, 1998.—80 p.—(Preprint / MAO-98-4E).
16. Galloway D. J., Weiss N. O. Convection and magnetic fields in stars // *Astrophys. J.*—1981.—243, N 3.—P. 945—953.
17. 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.
18. Hasan S. S. Convective instability in a solar flux tube. II. Nonlinear calculations with horizontal radiative heat transport and finite viscosity // *Astron. and Astrophys.*—1985.—143, N 1.—P. 39—45.
19. Hurlburt N. E., Toomre J. Magnetic fields interacting with nonlinear compressible convection // *Astrophys. J.*—1988.—327, N 2.—P. 920—932.
20. Koutchmy S. High spatial resolution observations of magnetic flux elements // *Solar Polarimetry. Sunspot: NSO, 1991.*—P. 237—250.
21. Koutchmy S., Zirker J. B., Darvann T., et al. High spatial resolution *V*-Stokes polarimetry to measure the Zeeman effect in flux tubes and prominence filament threads // *Solar Polarimetry. Sunspot: NSO, 1991.*—P. 263—271.
22. Muller R. Properties of small magnetic elements // *Solar Surface Magnetism.* — Dordrecht: Kluwer, 1994.—P. 55—72.
23. Muller R., Keil S. L. The characteristic size and brightness of facular points in the quiet photosphere // *Solar Phys.*—1983.—87, N 1.—P. 243—250.
24. Nordlund Æ. 3-D model calculations // *Small Magnetic Flux Concentrations in the Solar Photosphere.* — Güttingen: Vandenhoeck and Ruprecht, 1986.—P. 83—102.
25. Ploner S. R. O., Solanki S. K., Gadun A. S., Hanslmeier A. Temporal evolution of artificial solar granules // *Space Sci. Rev.*—1998.—85.—P. 261—268.
26. Parker E. N. Kinematical hydromagnetic theory and its application to the low solar photosphere // *Astrophys. J.*—1963.—138, N 2.—P. 552—575.
27. Parker E. N. Hydraulic concentration of magnetic fields in the solar photosphere. VI. Adiabatic cooling and concentration in downdrafts // *Astrophys. J.*—1978.—221, N 1.—P. 368—377.
28. Priest E. R. *Solar Magnetohydrodynamics.* — Dordrecht: Reidel, 1982.
29. Rast M. P., Nordlund Æ., Stein R. F., Toomre J. Ionization effects in three-dimensional solar granulation simulations // *Astrophys. J.*—1993.—408, N 1.—P. L53—L56.
30. Schüssler M. Theoretical aspects of small-scale photospheric magnetic fields // *Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic Fields.* — Dordrecht, Kluwer, 1990.—P. 161—179.
31. Sigwarth M., Balasubramaniam K. S., Knülker M., Schmidt W. Dynamics of solar magnetic elements // *Astron. and Astrophys.*—1999.
32. Solanki S. K. Empirical models of photospheric flux tubes // *Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic Fields.* — Dordrecht: Kluwer, 1990.—P. 103—120.
33. Solanki S. K. Small-scale solar magnetic fields: an overview // *Space Sci. Rev.*—1993.—63.—P. 1—188.
34. Solanki S. K., Stenflo J. O. Properties of solar magnetic fluxtubes as revealed by Fe I lines // *Astron. and Astrophys.*—1984.—140, N 1.—P. 185—198.
35. Solanki S. K., Zufferey D., Lin H., et al. Infrared lines as probes of solar magnetic features. XII. Magnetic flux tubes: evidence of convective collapse? // *Astron. and Astrophys.*—1996.—310, N 3.—P. L33—L36.
36. Spruit H. C. Convective collapse of flux tubes // *Solar Phys.*—1979.—61, N 2.—P. 363.
37. Spruit H. C. Motion of magnetic flux tubes in the solar convection zone and chromosphere // *Astron. and Astrophys.*—1981.—98, N 1.—P. 155—160.
38. Spruit H. C., Zweibel E. G. Convective instability of thin flux tubes // *Solar Phys.*—1979.—62, N 1.—P. 15—22.
39. Spruit H. C., Nordlund Æ., Title A. M. Solar convection // *Annu. Rev. Astron. and Astrophys.*—1990.—28.—P. 263—301.

40. *Steffen M., Ludwig H.-G., Krüss A.* A numerical simulation study of solar granular convection in cells of different horizontal dimension // *Astron. and Astrophys.*—1989.—**213**, N 1/2.—P. 371—382.
41. *Stein R. F., Nordlund Æ.* Simulations of solar granulation. I. General properties // *Astrophys. J.*—1998.—**499**, N 2.—P. 914—933.
42. *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.
43. *Steiner O., Grossmann-Doerth U., Schüssler M., Knülker M.* Polarized radiation diagnostics of magnetohydrodynamic models of the solar atmosphere // *Solar Phys.*—1996.—**164**, N 1.—P. 223—242.
44. *Venkatakrishnan P.* Inhibition of convective collapse of solar magnetic flux tubes by radiative diffusion // *Nature.*—1986.—**322**, N 6075.—P. 156—157.
45. *Webb A. R., Roberts B.* Vertical motions in an intense magnetic flux tube. II. Convective instability // *Solar Phys.*—1978.—**59**, N 2.—P. 249—274.

Поступила в редакцию 28.02.00