

УДК 523.947

К ПРОБЛЕМЕ НАГРЕВА СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

© 2007 г. О. Г. Бадалян*, В. Н. Обридко

*Институт земного магнетизма, ионосферы
и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, Троицк*

Поступила в редакцию 11.09.2006 г.

Рассмотрен вопрос об адекватности различных теорий нагрева солнечной короны. Показано, что полезным в этом исследовании может оказаться сопоставление яркости зеленой корональной линии 530.5 нм FeXIV с рассчитанной напряженностью магнитных полей в короне. Нами такое сопоставление было проведено для корональных структур и магнитных полей больших пространственных и временных масштабов. Выявленная связь обнаруживает сильную зависимость как от фазы солнечного цикла, так и от широты. По-видимому, эффективность того или иного механизма нагрева короны определяется соотношением площади, занимаемой низкими и высокими петлями (включая открытые структуры). В приэкваториальной зоне более эффективны токовые модели, основанные на медленной диссипации поля (DC), а в полярной зоне — волновые модели, основанные на диссипации альвеновских и магнитозвуковых волн (AC).

Ключевые слова: Солнце, солнечная корона, зеленая корональная линия, магнитные поля, нагрев короны.

TO THE PROBLEM OF SOLAR CORONAL HEATING, *by O. G. Badalyan and V. N. Obridko.* We consider the adequacy of various solar coronal heating models. We show that the correlation between the intensity of the coronal FeXIV 530.5 green line and the calculated magnetic field strength in the solar corona can be a useful tool for this purpose. We have established this correlation for coronal structures and magnetic fields of large spatial and temporal scales. The correlation found exhibits a strong dependence on both solar cycle phase and heliolatitude. The efficiency of a particular coronal heating mechanism is probably determined by the relative area occupied by low and high loops (including open structures). The direct current models based on slow field dissipation (DC) and the wave models based on Alfvén and magnetosonic wave dissipation (AC) are more efficient in the equatorial and polar zones, respectively.

PACS numbers : 96.60.Hv; 96.60.P-; 96.60.Q-; 96.60.Tf

Key words: Sun, solar corona, coronal green line, magnetic loops, coronal heating.

ВВЕДЕНИЕ

Теория нагрева корон Солнца и звезд до сих пор относится к числу важных, не решенных до конца проблем астрофизики. К настоящему времени предложено и детально рассмотрено большое количество механизмов нагрева короны (см. Голуб, Пасакофф, 1997; Мандрини и др., 2000; Климчук, 2002; Ульмшнайдер, 2003; Ашванден, 2004). Так, Мандрини и др. (2000) приводят в своей обзорной работе 22 возможных масштабных закона (scaling laws) для различных механизмов нагрева. При этом выбор конкретной модели сделать не удается. Это связано с тем, что, по-видимому, существует несколько реальных механизмов нагрева короны, и

в разных областях (активные области, спокойное Солнце, корональные дыры) роль этих механизмов различна. Это, в свою очередь, скорее всего, определяется вкладом полей различных масштабов, их внутренней структурой, комбинацией низких и высоких петель, вкладом открытых магнитных полей. Поэтому для выяснения механизмов влияния магнитного поля на физические процессы в короне необходимы работы по количественной оценке связи характеристик свечения солнечной короны с магнитным полем.

Для решения проблемы нагрева короны перспективным представляется сопоставление характеристик излучения зеленой корональной линии 530.3 нм FeXIV с характеристиками магнитного поля. Свечение этой линии характеризует уровень

* Электронный адрес: badalyan@izmiran.troitsk.ru

активности в короне Солнца. Областями наиболее яркого свечения зеленой линии являются плотные петли и скопления петель внутренней короны. Температура петель ~ 2 МК является наиболее распространенной температурой нижней короны. Можно полагать, что именно при этой температуре устанавливается баланс притока и оттока энергии в петлях. Увеличение плотности в петлях приводит к усилению свечения зеленой линии, поскольку ее яркость пропорциональна квадрату плотности. Области пониженного свечения зеленой линии генетически связаны с корональными дырами (см., например, Фишер, Мусман, 1975; Летфус и др., 1980; Сикора, 1992; Гухатакурта и др., 1996), т.е. с областями открытых магнитных конфигураций. Большим достоинством индекса, характеризующего свечение зеленой линии, является то, что он определяется практически одновременно для всех гелиографических широт. Зеленая линия позволяет, таким образом, изучать влияние поля как в экваториальных, закрытых конфигурациях, так и в открытых областях типа корональных дыр.

Имеется небольшое количество работ, в которых проведено сопоставление свечения короны в зеленой корональной линии с магнитным полем (см., например, Гухатакурта и др., 1993; Ванг и др., 1997; Рушин, Рыбанский, 2002). В работе Ванга и др. (1997) показано, что плотность в основании трубок магнитного поля связана с величиной магнитного поля следующим соотношением $n_{\text{foot}} \propto \langle B_{\text{foot}} \rangle^{0.9}$. Соотношения такого типа рассматриваются в ряде теоретических работ. Бадалян, Обридко (2004, 2006) провели сопоставление пространственного распределения яркости I зеленой корональной линии 530.3 нм с напряженностью магнитного поля B и его компонентами за период 1977–2001 гг. (21, 22 и текущий 23 циклы активности). Выяснилось, что связь между величинами B и I достаточно сложна и зависит от гелиошироты и фазы цикла.

В данной работе наблюдаемые закономерности связи яркости зеленой корональной линии с напряженностью магнитного поля в различных широтных зонах сопоставляются с результатами теоретических расчетов для ряда моделей нагрева солнечной короны. Анализ направлен на изучение крупномасштабной структуры медленно меняющейся короны. Сопоставление с теоретическими моделями проводилась для минимума цикла солнечной активности, когда ситуация относительно проста и все закономерности проявляются наиболее четко. Наши расчеты показывают, что не удастся подобрать единую модель, адекватно описывающую нагрев короны в низкоширотной зоне с большим количеством плотных корональных петель и в полярной зоне, где в значительной мере преобладают структуры с открытой магнитной конфигурацией.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И МЕТОДЫ РАСЧЕТА

Для исследования количественной связи между яркостью зеленой корональной линии 530.5 нм FeXIV и напряженностью магнитного поля в короне и его компонентами нами была вычислена кросс-корреляция соответствующих синоптических карт за период 1977–2001 гг. (Бадалян, Обридко, 2004, 2006).

Карты распределения яркости зеленой линии построены по данным патрульных наблюдений ряда корональных станций, сведенных в единую фотометрическую систему. Здесь мы используем базу данных, составленную Ю. Сикорой. Процесс гомогенизации данных (т.е. приведения к единой системе) описан Сикорой (1971). Детальное описание базы данных можно найти в работах Сторини, Сикоры (1997), Сикоры, Рыбака (2005). В базе данных интенсивности зеленой линии даны в абсолютных корональных единицах, с шагом $\sim 13^\circ$ по долготе (один день) и с шагом 5° по широте (абсолютная корональная единица есть одна миллионная яркости центра солнечного диска в полосе в 0.1 нм соседнего с линией континуума). Данные на те дни, для которых наблюдения отсутствуют, интерполированы (примерно 15%). Все данные приведены к высоте $60''$ над лимбом. С использованием построенных карт нами был создан кинофильм, представляющий собой визуализацию данных о пространственно-временном распределении яркости зеленой корональной линии (Бадалян и др., 2004, 2005). Кинофильм и некоторые дополнительные материалы находятся по адресу <http://helios.izmiran.rssi.ru/hellab/Badalyan/green/>.

Расчеты напряженности магнитного поля в короне были проведены в потенциальном приближении на основе наблюдений на уровне фотосферы Wilcox Solar Observatory (данные получены через Интернет, <http://quake.stanford.edu/~wso/wso.html>). Магнитное поле в короне рассчитано нами с использованием известного метода, описанного в работах Хоексемы, Шерпера (1986), Хоексемы (1991). Для данной работы мы использовали программу, которая позволяет вычислять все компоненты магнитного поля для любого расстояния от поверхности фотосферы до поверхности источника (Харшиладзе, Иванов, 1994). Магнитное поле может быть рассчитано на любой момент времени, который в расчетах является датой прохождения центрального меридиана. Как исходные наблюдения, так и рассчитанные данные о магнитном поле ограничены широтным диапазоном $\pm 70^\circ$. Результаты расчета представляются в виде сетки размером 80 точек по долготе на 100 точек по широте, т.е. синоптическая карта для каждого оборота имеет

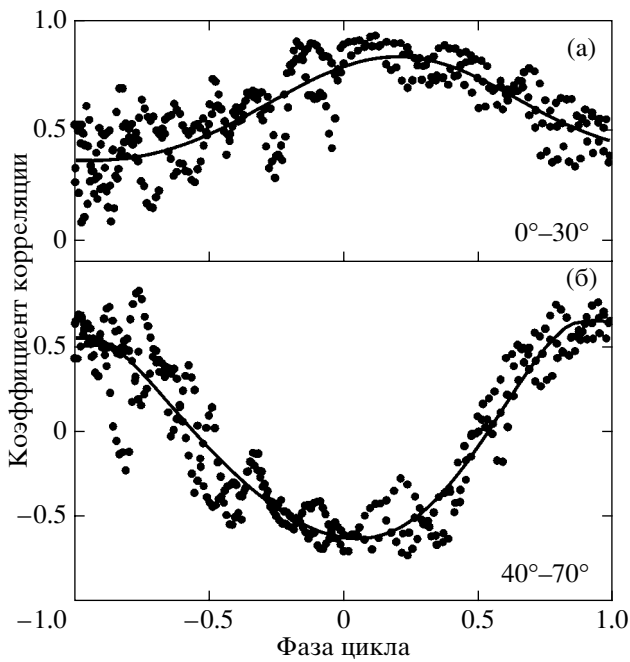


Рис. 1. Коэффициенты корреляции между яркостью зеленой корональной линии и напряженностью магнитного поля в зоне пятнообразования (а) и в высокоширотной зоне (б) в зависимости от фазы цикла активности.

шаг $4:5$ по долготе и $1:4$ по широте. Для последующего анализа нами была рассчитана полная напряженность магнитного поля $B = \sqrt{B_t^2 + B_r^2}$, где B_t и B_r — тангенциальная и радиальная компоненты магнитного поля, соответственно. Расчеты выполнены для расстояния $1.1R_\odot$, близкого к высоте $60''$, к которой приведены данные о яркости зеленой корональной линии в используемой нами базе данных. В расчетах выполнялось суммирование по десяти гармоникам и вводилась полярная коррекция, учитывающая недостаточную надежность измерений магнитного поля вблизи полюсов (Обридко, Шельтинг, 1999).

Наблюдательные данные по зеленой линии и рассчитанное магнитное поле были усреднены за шесть последовательных кэррингтоновских оборотов. Такие сглаженные по шести оборотам карты позволяют проследить крупномасштабные долгоживущие образования в короне на высоте свечения зеленой линии. Организованные таким образом данные по яркости зеленой линии и магнитному полю имеют эффективное пространственное разрешение примерно 15° . При таком достаточно большом временном усреднении из рассмотрения фактически исключаются динамические явления, для которых потенциальное приближение становится уже некорректным.

ДВА ВИДА СВЯЗИ ЯРКОСТИ ЗЕЛЕННОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Для количественного выражения связи яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля вычислялись коэффициенты корреляции r_B между этими параметрами в тех точках синоптических карт, для которых в базе данных приведены значения яркости зеленой линии (т.е. с шагом 13° по долготе и 5° по широте). Поведение коэффициента корреляции r_B изучалось в двух широтных зонах: в низкоширотной зоне пятнообразования $|\varphi| \leq 30^\circ$ и в зоне $|\varphi| > 40^\circ$, которую далее мы условно будем называть высокоширотной зоной (северное и южное полушария объединены). Общее число точек в каждой из этих зон примерно равно 400, что дает среднюю ошибку определения каждого коэффициента корреляции $0.02-0.03$, и даже при очень малых значениях коэффициента эта ошибка не превышает 0.05 (детали расчета см. в работах Бадалян, Обридко, 2004, 2006).

Выяснилось, что коэффициенты корреляции r_B , вычисленные отдельно для зоны пятнообразования $|\varphi| \leq 30^\circ$ и для более высокоширотной зоны, имеют выраженный циклический ход. На рис. 1а,б приведены коэффициенты r_B для зоны пятнообразования и высокоширотной зоны в зависимости от фазы цикла Φ . Фаза цикла рассчитана согласно определению Митчелла (1929) как $\Phi = (\tau - m)/(|M - m|)$, где τ — текущий момент времени, M и m — моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла соответственно. В минимуме цикла $\Phi = 0$, на ветви роста фаза положительна, на фазе спада отрицательна. Рисунок 1 показывает что изменения r_B в зоне пятнообразования и в более высокоширотной зоне происходят в противофазе. В низкоширотной зоне коэффициент корреляции r_B всегда имеет положительный знак. Здесь в минимуме активности он достигает наибольших значений, а к максимуму значительно уменьшается. Напротив, в зоне средних и высоких широт коэффициент r_B достигает наибольших положительных значений в максимуме цикла активности, а примерно таких же по абсолютной величине, но отрицательных значений — в минимуме. Переход r_B через ноль в высокоширотной зоне происходит примерно в начале ветви роста и в конце ветви спада циклов.

Можно сделать вывод, что, на низких и высоких широтах в короне существует совершенно разная связь яркости зеленой линии с магнитным полем. Изменение этой связи со временем имеет циклический характер.

Различным является и само поведение яркости зеленой корональной линии и напряженности магнитного поля в цикле активности в различных

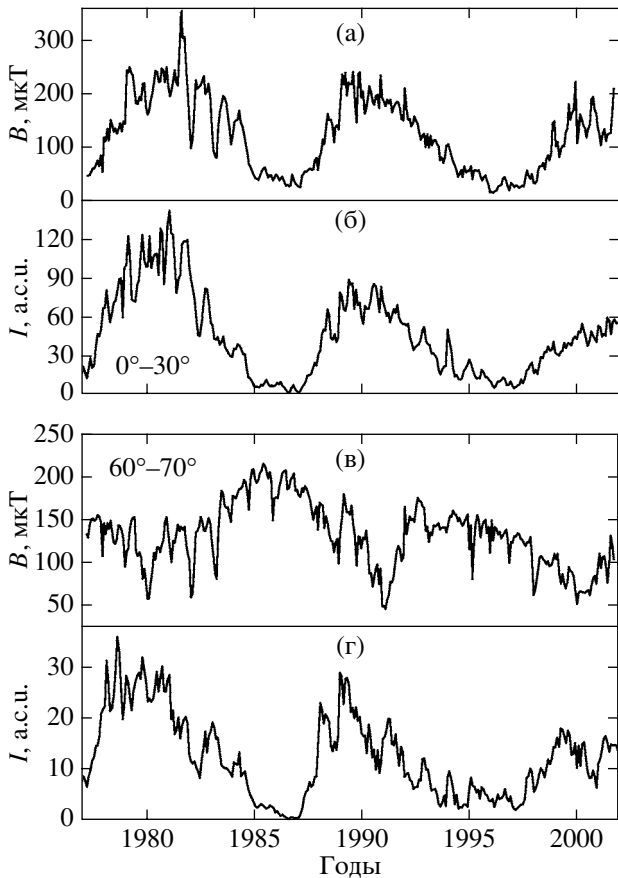


Рис. 2. Зависимость яркости зеленой линии и напряженности магнитного поля от времени в зоне пятнообразования (а, б) и в полярной зоне (в, г).

широтных зонах. На рис. 2 приведены зависимости яркости зеленой линии (в абсолютных корональных единицах а.с.е.) и напряженности магнитного поля от времени для двух широтных зон. На рис. 2а,б даны эти зависимости для зоны пятнообразования $|\varphi| \leq 30^\circ$. Видно, что яркость зеленой линии и напряженность магнитного поля изменяются со временем аналогичным образом. Оба обсуждаемых параметра возрастают к максимуму активности и уменьшаются к минимуму.

На рис. 2в,г показано поведение этих параметров в полярной зоне $|\varphi| = 60^\circ - 70^\circ$. Здесь яркость зеленой линии и напряженность магнитного поля изменяются в противофазе. Яркость зеленой линии, как и на всех других широтах, возрастает в максимуме активности и уменьшается в минимуме. Магнитное поле, напротив, уменьшается в максимуме активности и увеличивается в минимуме. Известно, что на высоких широтах доминирует крупномасштабное магнитное поле, которое именно таким образом изменяется с циклом активности. Тот факт, что яркость зеленой линии изменяется в противофазе с крупномасштабным полем, может

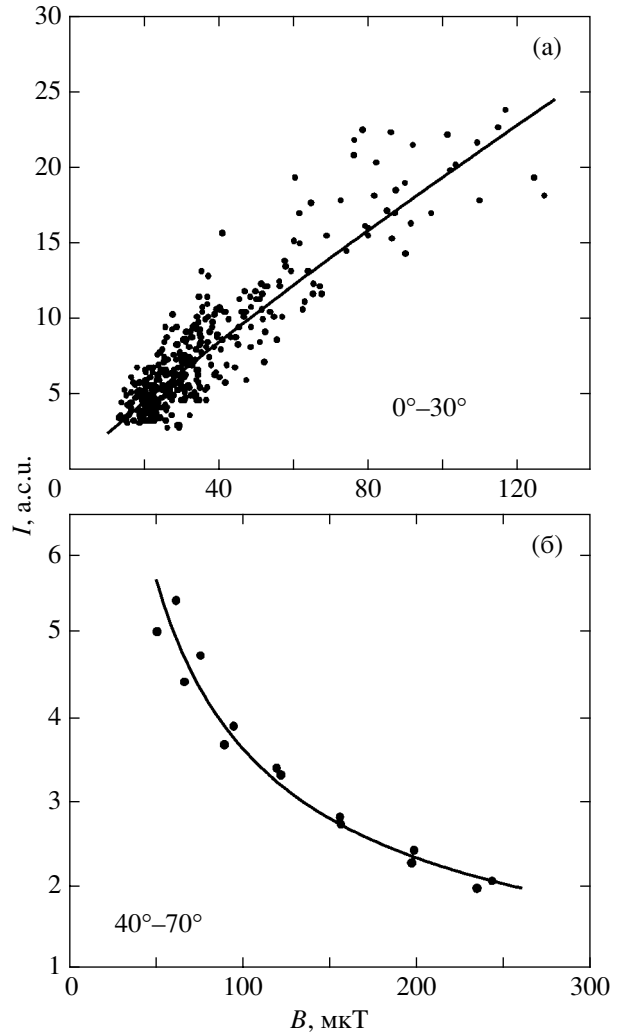


Рис. 3. Связь между яркостью зеленой корональной линии и напряженностью магнитного поля в зоне пятнообразования (а) и в высокоширотной зоне (б).

иметь следующее объяснение. На высоких широтах именно крупномасштабное магнитное поле в значительной степени влияет на формирование условий излучения в зеленой линии, т.е. на формирование “структур”, излучающих в зеленой линии, — например, более сильное крупномасштабное поле способствует образованию разреженных областей типа корональных дыр. Излучение зеленой линии в таких структурах ослаблено вследствие уменьшения в них температуры и плотности. Увеличение напряженности крупномасштабного полярного поля приводит к возникновению большего количества образований с открытой магнитной конфигурацией.

Связь яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля и его компонентами можно представить в виде функциональной зависимости. Вблизи минимума активности, когда магнитное по-

ле имеет относительно более простую организацию, зависимость между яркостью зеленой линии и напряженностью магнитного поля для двух рассматриваемых широтных зон может быть представлена степенной зависимостью типа

$$I \propto B^q. \quad (1)$$

На рис. 3 показаны примеры такой связи. Для зоны пятнообразования регрессия, приведенная на рис. 3а, описывается формулой $I = 0.314B^{0.896}$. Совокупность точек на этом рисунке относится к соответствующей синоптической карте, построенной по усредненным данным за обороты 1783–1788 ($13 \times 27 = 351$ точка). Это начало 1987 г., т.е. начало возрастания активности в цикле 22. Для других случаев, незадолго до и сразу после минимумов активности, показатель степени q также положительный и изменяется в пределах от 0.75 до 1.00.

Для зоны $|\varphi| = 40^\circ - 70^\circ$ в период минимума показатель степенной зависимости q имеет отрицательный знак. На рис. 3б эта зависимость дана для карты, построенной для оборотов 1777–1782. Это 1986 год, минимум цикла 21. Здесь зависимость достаточно хорошо аппроксимируется формулой $I = 71B^{-0.644}$. Видно, что напряженность магнитного поля здесь примерно в два раза больше, чем в низкоширотной зоне (верхняя панель). Яркость же зеленой линии очень мала. Поэтому на рис. 3б мы привели средние за шесть кэррингтоновских оборотов значения для каждой широты, с шагом 5° отдельно для северного и южного полушарий (пары точек на графике). Видно, что напряженность магнитного поля значительно возрастает с широтой и на широте 70° (крайняя правая пара точек) она приближается к 250 мкТ. Несмотря на большую неопределенность каждой отдельной регистрации, яркость зеленой корональной линии на высоких широтах в период малой активности и, соответственно, слабого свечения короны в этой линии, аппроксимирующая степенная зависимость с отрицательным показателем определяется здесь достаточно надежно (общее число исходных значений, по которым определяется яркость в каждой точке на нижнем графике, составляет 162). Для других карт периодов минимума активности показатель степени q изменяется в пределах от -0.6 до -0.8 .

СОПОСТАВЛЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ С МОДЕЛЯМИ НАГРЕВА КОРОНЫ

Итак, вблизи минимума активности яркость зеленой линии в экваториальной зоне увеличивается с ростом напряженности магнитного поля почти линейно. В высокоширотной зоне в минимуме активности яркость зеленой корональной линии

с ростом напряженности поля и его компонент уменьшается. Связь между яркостью линии и магнитным полем в этой зоне может быть описана степенной функцией с отрицательным показателем. Эти выводы позволяют перейти к сопоставлению полученных результатов с различными моделями нагрева короны.

Тепловой баланс короны определяется соотношением между притоком тепла и его потерями. В замкнутых магнитных структурах, которые преобладают в зоне пятнообразования, баланс энергии определяется нагревом, радиационными потерями и теплопроводностью. В большинстве случаев в не сильно разреженных петлях потери определяются в основном радиацией (Ашванден, 2004). Предполагая, что излучение короны в зеленой линии пропорционально общему радиационному потоку из короны, мы можем непосредственно сопоставить наши результаты с моделями нагрева. Конечно, модели нагрева определяются большим количеством параметров, но все они взаимосвязаны и их можно свести к одному независимому параметру, в нашем случае к величине магнитного поля B .

Несколько сложнее ситуация в высоких широтах, где в период минимума преобладают корональные дыры, т.е. структуры с открытой магнитной конфигурацией. В этой зоне потери через солнечный ветер выше, чем радиационные потери. Поэтому увеличение скорости солнечного ветра и площади корональных дыр, которые растут с эффективным увеличением крупномасштабного магнитного поля, могут приводить к уменьшению радиационных потерь, т.е. к уменьшению излучения короны. Однако, как будет видно из дальнейшего, существуют модели нагрева, которые и непосредственно приводят к понижению яркости короны с ростом магнитного поля.

Рассмотрим этот вопрос несколько подробнее. Масштабный закон в виде (1) можно сопоставить с масштабным законом нагрева короны через следующее соотношение (см. Мандрини и др., 2000):

$$H \propto B^a L^b \rho^c V^d R^e, \quad (2)$$

где H — мощность эффективного нагрева короны, L — длина петли, ρ — плотность плазмы в петле, V — поперечная скорость в основании короны; параметры a, b, c, d, e для разных моделей приведены в работе Мандрини и др. (2000). Смысл параметра R в работе Мандрини и др. (2000) определен не вполне четко; указано лишь, что в одних моделях под R понимается радиус петли, в других — характерный пространственный масштаб изменения магнитного поля. Для дальнейшего анализа необходимо знать зависимости $B \propto L^\delta$ и $\rho \propto L^\epsilon$, и тогда, пренебрегая модельной зависимостью V и R , можно (2) выразить в виде

$$H \propto L^\alpha. \quad (3)$$

Зависимость $B \propto L^\delta$ предложили Климчук, Портер (1995). Заметим, что, вообще говоря, масштабные закономерности указанного типа в силу их общности вполне применимы к петлям любого размера, в том числе и к уходящим высоко в корону вплоть до поверхности источника.

Климчук, Портер (1995) показали, что три рассмотренные ими модели (скрученное в жгут поле, искривленное поле и резонансное поглощение альвеновских волн) согласуются с наблюдениями излучения короны на телескопе SXT (Yohkoh) только при $\delta = -0.5, 0$ и -2 соответственно. Ранее Голуб и др. (1980) по данным Skylab получили $\delta \approx -0.7$.

Мандрини и др. (2000) для сравнения теории с наблюдениями использовали экспериментальное значение α . Они рассчитали теоретическое значение α согласно (2) для 22 различных теорий нагрева короны и сравнили его с найденной экспериментально величиной $\alpha = -2.0$ (Климчук, Портер, 1995). При этом в расчетах были приняты значения $\delta = -0.88 \pm 0.3$ и $\varepsilon = -0.90$. Оказалось, что модели, опирающиеся на медленную диссипацию поля, или *токовые* модели (DC), дают значения α , значительно отличающиеся от наблюдаемых (от -3.0 до -4.0). Волновые модели (AC), опирающиеся на диссипацию альвеновских и магнитозвуковых волн, дают значения α от -3 до 1.5 .

Мы сопоставляли другие характеристики, а именно яркость зеленой корональной линии и напряженность магнитного поля. Таким образом, мы имеем экспериментальное значение величины q из (1). Оказалось, однако, что ее легко связать с параметрами моделей нагрева. Если, как это принято, считать, что яркость зеленой линии короны пропорциональна нагреву, из формул (1)–(3) следует

$$q = \alpha/\delta = a + b/\delta + \varepsilon c/\delta. \quad (4)$$

Это дает возможность провести независимую проверку адекватности различных моделей нагрева короны с использованием полученной нами зависимости между яркостью зеленой линии короны и величиной магнитного поля. С этой целью мы провели расчеты теоретических значений параметра q для всех моделей, приведенных Мандрини и др. (2000). При этом для последующего сопоставления (см. таблицу) мы использовали те же предположения, что и Мандрини и др. (2000), т.е. $\delta = -0.88$ и $\varepsilon = -0.90$, хотя, как это будет видно из дальнейшего, они не совсем соответствуют нашим наблюдениям с низким разрешением. Для расчетов мы использовали масштабные закономерности в том виде, как они приведены в работе Мандрини и др. (2000), и сохранили нумерацию моделей (первый столбец в таблице). Кроме того, под номером 23 мы добавили в таблицу модель Схрайвера

и др. (2004). Ссылки на соответствующие публикации приведены во втором столбце таблицы.

Заметим, что, несмотря на кажущееся большое разнообразие моделей, основная схема в них является общей. Исходным предположением во всех моделях является то, что в основании силовых трубок существует какая-то форма движений. Иногда это медленные случайные движения (Старрок, Учида, 1981; Паркер, 1983; Бергер, 1991), иногда схема движений предписывается заранее, например вращение концов трубок в противоположных направлениях (Гальсгаард, Нордлунд, 1997). Движения могут быть довольно слабыми (турбулентность) или быстрыми и мощными, вплоть до всплывания дополнительного магнитного потока, что может приводить к нановспышкам (Паркер, 1988; Дмитрук, Гомес, 1997). В зависимости от структуры и величины магнитного поля последствия фотосферных движений могут быть различными. В низко расположенных замкнутых петлях в экваториальной зоне эти движения приводят к отклонению от потенциальности и возникновению токовых слоев, стрессов и еще более сложных систем. Надпотенциальная токовая энергия при этом будет выделяться либо непрерывно путем диссипации, сохраняя сложность структуры (например, модель 12 — Хейваертс, Прист, 1992; Инверарити и др., 1995; Инверарити, Прист, 1995а; и модель 13 — Милано и др., 1997), либо проходя через последовательность квазипотенциальных состояний (модель 9 — Али, Амари, 1997; и модель 10 — Хейваертс, Прист, 1984; Браунинг, Прист, 1986; Векштейн и др., 1993). В открытых структурах и в гигантских петлях фотосферные движения вызывают возникновение магнитозвуковых волн, резонансное поглощение или джоулевая диссипация которых и приводят к нагреву короны (модель 15 — Офман и др., 1995; Рудерман и др., 1997; модель 16 — Хальберштадт, Гоедблоед, 1995; модель 18 — Инверарити, Прист, 1995б). При этом следует иметь в виду, что резонансное поглощение может быть обусловлено джоулевой диссипацией. Масштабные законы и параметры этих законов даны в третьем и четвертом столбцах таблицы: R_m — магнитное число Райнольдса, θ — угол между скрученными силовыми линиями на внешнем краю соседних трубок, ϕ — критический угол скручивания, V_{ph} — значение V на фотосфере (обычно скорость перемещения трубок в короне V принимается равной V_{ph}).

В пятом столбце таблицы помещены значения параметра α , рассчитанные нами при тех же предположениях, что и в работе Мандрини и др. (2000). Полученные таким образом количественные значения этого параметра полностью согласуются с приведенными на рис. 8в (Мандрини и др., 2000).

Сводка масштабных законов для различных моделей нагрева короны

Номер модели	Ссылки	Масштабный закон	Параметры	α	q	q_{LS}
DC-модели						
1	1	$B^2 L^{-2} V^2 \tau$	—	-3.76	4.27	1.88
2	2	$B^2 L^{-1} V \operatorname{tg} \theta$	—	-2.76	3.14	1.38
3	3	$B^2 L^{-2} V R \phi$	—	-3.76	4.27	1.38
4	4	$B L^{-2} \rho^{1/2} V^2 R$	—	-3.33	3.78	1.17
5	5	$B^{3/2} L^{-3/2} \rho^{1/4} V^{3/2} R^{1/2}$	—	-3.045	3.46	1.27
6	6	$B^2 L^{-2} V^2 \tau \lg R_m$	—	-3.76	4.27	1.88
7	7	$B^2 L^{-2} V^2 \tau S^{0.1}$	—	-3.76	4.27	1.88
8	8	$B^2 L^{-2} V^2 \tau$	—	-3.76	4.27	1.88
9	9	$B^2 L^{-1} R^{-1} V_{\text{ph}}^2 \tau$	—	-2.76	3.14	1.13
10	10	$B^2 L^{-2} V_{\text{ph}}^2 \tau$	—	-3.76	4.27	1.88
11	11	$B^{3/2} L^{-3/2} \rho^{1/4} V^{3/2} R^{1/2}$	—	-3.045	3.46	1.27
12	12	$B^{5/3} L^{-4/3} \rho^{1/6} V^{4/3} R^{1/3}$	—	-2.95	3.35	1.31
13	13	$B^{s+1} L^{-1-s} \rho^{(1-s)/2} V^{2-s} R^s$	$s = 0.7, m = -1$	-3.331	3.79	1.32
14	—	—	$s = 1.1, m = -2.5$	-3.813	4.33	1.36
23	19	—	—	-1.915 ± 0.7	2.18 ± 0.8	1.09 ± 0.35
AC-модели						
15	14	$B^{1+m} L^{-3-m} \rho^{-(1+m)/2}$	$m = -1$	-2.0	2.27	1.0
16	—	—	$m = -2$	-1.45	1.65	0.72
17	15	$B^{1+m} L^{-1-m} \rho^{-(1+m)/2}$	$m = -1$	0.0	0.0	0.0
18	—	—	$m = -2$	1.43	-1.62	-0.72
19	16	$B^{1+m} L^{-m} \rho^{-(m-1)/2}$	$m = -1$	0.10	-0.11	-0.05
20	—	—	$m = -2$	1.53	-1.74	-0.74
21	17	$B L^{-1} \rho^{1/2} V^2$	—	-1.43	1.62	0.72
22	18	$B^{5/3} L^{-4/3} R^{1/3}$	—	-3.10	3.52	1.38

Ссылки: 1 — Старрок, Учида (1981); Бергер (1991); 2 — Паркер (1988), Бергер (1993); 3 — Гальсгаард, Нордлунд (1997); 4 — Паркер (1983); 5 — Паркер (1983), модифицированная модель; 6 — ван Баллегоойен (1986); 7 — Хендрикс и др. (1996); 8 — Гальсгаард, Нордлунд (1996); 9 — Али, Амари (1997); 10 — Хейваертс, Прист (1984), Браунинг, Прист (1986), Векштейн и др. (1993); 11 — Эйнаути и др. (1996), Дмитрук, Гомес (1997); 12 — Хейваертс, Прист (1992), Инверарити и др. (1995), Инверарити, Прист (1995а); 13 — Милано и др. (1997); 14 — Хольвег (1985); 15 — Офман и др. (1995), Рудерман и др. (1997); 16 — Хальберштадт, Гоедблоед (1995); 17 — Гальсгаард, Нордлунд (1996); 18 — Инверарити, Прист (1995б); 19 — Схрайвер и др. (2004).

В шестом столбце таблицы даны рассчитанные нами значения модельного параметра q .

Из таблицы следует, что все DC (токовые) модели дают очень высокие, строго положительные значения q . В то же время AC (волновые) модели могут давать как положительные, так и отрицательные значения q . Так, AC-модели 15 и 16 дают q , равные 2.27 и 1.65 (Холльвег, 1985), модель 21 дает $q = 1.62$ (Гальсгаард, Нордлунд, 1996); по модели 22 $q = 3.52$ (Инверарити, Прист, 1995б). Модель 18, рассмотренная Офманом и др. (1995) и Рудерманом и др. (1997), а также две волновые модели 19 и 20, описанные Хальберштадтом, Гоедблоедом (1995), дают отрицательные значения q .

Таким образом, ни одна из моделей не согласуется с найденными нами экспериментальными значениями q . Следует, однако, иметь в виду, что нами (Бадалян, Обридко, 2006; а также в данной работе) определялся только экспериментальный параметр q . Модельные параметры, необходимые для расчетов, заимствованы нами из других публикаций. При этом не все из принятых в работе Мандрини и др. (2000) предположений соответствуют используемым нами наблюдениям крупномасштабных корональных структур:

1. Использованное выше значение $\delta = -0.88$ получено Климчуком, Портер (1995) для петель относительно небольших размеров, сравнимых с размерами активной области или меньше. Ошибка в определении этой величины составляет ± 0.3 . Наша работа оперирует с крупномасштабным полем. Для больших масштабов в работе Мандрини и др. (2000) указаны значения $\delta = -2.0$.

2. Не совсем ясно, почему в расчетах Мандрини и др. (2000) не учитывается зависимость от R . Действительно, Климчук и Портер (1995) показали, что радиусы и длины петель слабо зависят друг от друга. Однако этот вывод получен при анализе петель небольших размеров. При наблюдениях с низким разрешением увеличивается вклад протяженных петель, для которых вполне допустимым является предположение $R \propto L$.

3. Зависимость от ρ в большинстве моделей слаба (величина $c \ll 1$), и поэтому принятое значение ϵ слабо влияет на расчеты.

4. Оценить вклад поперечной скорости V трудно. Возможно, что именно этот вклад определяет собой обнаруженное Бадалян, Обридко (2006) различие в связи яркости короны с радиальной и тангенциальной компонентами магнитного поля.

Поэтому мы провели также расчеты величины q_{LS} со значением $\delta = -2.0$ и с учетом связи $R \propto L$. Полученные таким образом значения q_{LS} приведены в последнем столбце таблицы и на рис. 4. Значения q нанесены на рисунке черными

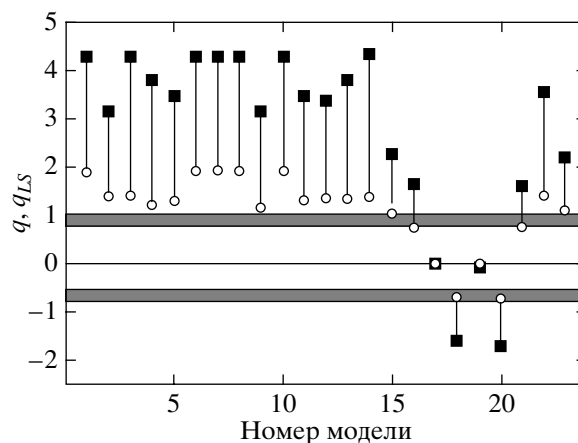


Рис. 4. Сопоставление наблюдаемых значений q (области, окрашенные серым цветом) с рассчитанными значениями q (черные квадратики) и значения q_{LS} (открытые кружки).

квадратиками, значения q_{LS} — открытыми кружками. Области найденных из наблюдений значений показателя степенной зависимости в (1) для двух широтных зон показаны на рис. 4 горизонтальными полосками серого цвета.

Рассчитанные таким образом значения q_{LS} существенно ближе к наблюдаемым значениям q . В экваториальной зоне близкие к наблюдениям значения q_{LS} дают DC-модели с пересоединением в токовых слоях и на тангенциальных разрывах: 4 — Паркер, 1983; 9 — Али, Амари, 1997; 23 — Схрайвер, 2004, а также резонансные AC-модели: 15 и 16 — Хольвег, 1985; 17 — Галсгаард, Нордлунд, 1996. В полярной области наблюдениям соответствуют только AC-модели (18 — Офман и др., 1995; Рудерман и др., 1997; 20 — Хальберштадт, Гоедблоед, 1995).

Следует отметить две работы, опубликованные уже после выхода обзорной работы Мандрини и др. (2000).

Схрайвер и др. (2004) в формуле (2) полагают $a = 1.04 \pm 0.3$, $b = -1.0 \pm 0.5$, что соответствует DC-пересоединению на тангенциальных разрывах. В то же время зависимость от ρ , R и V Схрайвер и др. (2004) не учитывают. При этих значениях a и b , принимая (как и Мандрини и др., 2000), $\delta = -0.88$, получим α , близкое к -2 , что согласуется с экспериментальным значением (Мандрини и др., 2000). Однако при этом значении δ вычисленное значение q составляет 2.0 ± 1.0 , что по-прежнему несколько выше полученных нами экспериментальных значений этого параметра. Заметим, что при более высоких по модулю значениях δ , соответствующих крупномасштабному полю, вычисленные значения q_{LS} уменьшаются и приближаются к 1.0, т.е. к

значениям q , полученным нами для зоны пятнообразования (см. рис. 4, модель 23).

В работе Уоррена, Вайнбаргера (2006) выполнено прямое сопоставление излучения короны в рентгеновском диапазоне над активными областями с величиной магнитного поля и длиной петель. Оказалось, что эту связь можно аппроксимировать формулой $I \sim B^a L^b$. При этом наилучшая аппроксимация достигается при $a = 1$ и слабо зависит от b в широком диапазоне его значений (от 0 до -2). Это согласуется с полученными нами результатами для экваториальной зоны (см. формулу (1) и рис. 3а).

Таким образом, ни один из рассмотренных механизмов не может объяснить связь яркости зеленой корональной линии и магнитного поля во всем диапазоне гелиоширот в рамках одной модели. Можно полагать, что, вообще нет единого механизма нагрева короны. В каждой зоне на Солнце действуют как DC, так и AC-механизмы, которые могут приводить к противоположным по знаку значениям q . Таким образом, одновременное действие этих двух механизмов приводит к эффективному уменьшению абсолютной величины q по сравнению с ее теоретическими значениями. Вклад этих механизмов зависит от структуры и пространственных размеров излучающей области, от напряженности магнитного поля, и меняется с широтой и фазой цикла. Можно полагать, что, по-видимому, в минимуме, когда структура поля наиболее простая, в высокоширотной зоне доминируют волновые AC-механизмы, а в приэкваториальной — DC-механизмы.

Напомним, что экспериментальный параметр q в аппроксимационной формуле (1) определялся на основе наблюдений крупномасштабных структур короны с низким пространственным и временным разрешением. Поэтому нестационарные процессы, приводящие к нагреву короны, в нашей работе непосредственно не учитывались. Кроме того, при таком усреднении возможные отклонения от потенциальности в центральных частях больших активных областей не играют существенной роли. Отметим также, что мы, по существу, приравнивали нагрев к радиационным потерям. Это не совсем точно в высоких широтах, где потери за счет нерадиационных механизмов (солнечный ветер и теплопроводность) играют доминирующую роль.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Магнитное поле является определяющим параметром, под воздействием которого формируются различные корональные структуры и создаются физические условия, при которых возникает излучение в зеленой линии. Этими условиями являются температура существования иона FeXIV (около

2 МК) и достаточно высокая плотность. Тепловой режим короны является результатом сложного взаимодействия механизмов притока и оттока вещества и энергии.

Нами показано, что связь яркости зеленой корональной линии с напряженностью магнитного поля различна в зоне пятнообразования и в высокоширотной зоне. Коэффициенты корреляции r_{B} между этими параметрами в двух широтных зонах изменяются в противофазе. В низкоширотной зоне коэффициенты корреляции всегда положительны, достигают наибольших значений в минимуме активности и значительно уменьшаются к максимуму. В высокоширотной зоне коэффициенты корреляции достигают наибольших положительных значений в максимуме цикла активности, а в минимуме достигают отрицательных, но примерно таких же по абсолютной величине значений.

В минимуме активности (когда магнитное поле имеет относительно простую организацию) зависимость между яркостью зеленой линии и напряженностью магнитного поля и его компонент может быть представлена степенной зависимостью типа $I \propto B^q$. В экваториальной зоне показатель степени положителен, яркость зеленой линии увеличивается с ростом напряженности магнитного поля. В высоких широтах яркость зеленой линии уменьшается с ростом напряженности магнитного поля, показатель степенной функции отрицателен и по абсолютной величине он практически не превышает единицы.

Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что механизмы притока и оттока вещества и энергии и их взаимодействие различны в различных широтных зонах Солнца. Устанавливающиеся в результате взаимодействия этих механизмов условия баланса энергии и вещества в экваториальной и полярной зонах также оказываются различными. В низкоширотной зоне возникает большое количество плотных низких петель с высокой температурой. Здесь зеленая линия яркая. В высокоширотной зоне преобладают области с открытой магнитной конфигурацией, усиливается отток вещества и энергии, и динамический баланс устанавливается при более низкой температуре и значительно более низкой плотности, чем в низких широтах. При увеличении напряженности поля вблизи минимума активности количество таких областей возрастает, яркость зеленой линии падает.

Проведенное нами сопоставление экспериментальных значений показателя степенной зависимости q с различными теоретическими моделями показало, что ни один из рассмотренных механизмов нагрева короны не дает значений q , близких к наблюдаемым, для всех широт. Иначе говоря, невозможно выбрать единый механизм, который бы адекватно описывал баланс притока и оттока

энергии и вещества в короне на всех широтах. На Солнце, по-видимому, происходит одновременное действие механизмов DC (диссипация токов) и AC (диссипация альвеновских и магнитозвуковых волн). Эти механизмы могут приводить к значениям q с противоположным знаком. Одновременное действие этих двух механизмов может приводить к эффективному уменьшению абсолютной величины q по сравнению с теоретическими значениями для каждого из этих механизмов. Вклад DC и AC зависит от структуры, пространственных размеров излучающей области и напряженности магнитного поля и меняется с широтой и фазой цикла.

Результаты нашей работы указывают на то, что, по-видимому, в минимуме цикла, когда структура поля наиболее простая, в высокоширотной зоне доминируют волновые механизмы (AC), а в зоне пятнообразования — токовые DC-механизмы.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 05-02-16090).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Али, Амари (J.J. Aly and T. Amari), *Astron. Astrophys.* **319**, 699 (1997).
2. Ашванден (M.J. Aschwanden), *Physics of the Solar Corona: An Introduction* (Praxis Publishing, Chichester, and Springer, Berlin, 2004).
3. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., *Астрон. журн.* **81**, 746 (2004).
4. Бадалян, Обридко (O.G. Badalyan and V.N. Obridko), *Solar Phys.* **238**, 271 (2006).
5. Бадалян и др. (O.G. Badalyan, V.N. Obridko, and J. Šýkora), *Astron. Astrophys. Trans.* **23**, 555 (2004).
6. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Сикора Ю., *Астрон. журн.* **82**, 535 (2005).
7. Бергер (M.A. Berger), *Astron. Astrophys.* **252**, 369 (1991).
8. Бергер (M.A. Berger), *Phys. Rev. Lett.* **70**, 705 (1993).
9. Браунинг, Прист (P.K. Browning and E.R. Priest), *Astron. Astrophys.* **159**, 129 (1986).
10. Ван Баллегоойен (A.A. van Ballegoijen), *Astrophys. J.* **311**, 1001 (1986).
11. Ванг и др. (Y.-M. Wang, N.R.Jr. Sheeley, S.H. Hawley, et al.), *Astrophys. J.* **485**, 419 (1997).
12. Векштейн и др. (G.E. Vekstein, E.R. Priest, and C.D.C. Steele), *Astrophys. J.* **417**, 781 (1993).
13. Гальсгаард, Нордлунд (K. Galsgaard and A. Nordlund), *J. Geophys. Res.* **101**, 13445 (1996).
14. Гальсгаард, Нордлунд (K. Galsgaard and A. Nordlund), *J. Geophys. Res.* **102**, 219 (1997).
15. Голуб, Пасакофф (L. Golub and J.M. Pasachoff), *The Solar Corona* (Cambridge Univ. Press, 1997).
16. Голуб и др. (L. Golub, C. Maxson, R. Rosner, et al.), *Astrophys. J.* **238**, 343 (1980).
17. Гухатакурта и др. (M. Guhathakurta, R.R. Fisher, and R.C. Altrock), *Astrophys. J.* **414**, L145 (1993).
18. Гухатакурта и др. (M. Guhathakurta, R. Fisher, and K. Strong), *Astrophys. J.* **471**, L69 (1996).
19. Дмитриук, Гомес (P. Dmitruk and D.O. Gómez), *Astrophys. J.* **484**, L83 (1997).
20. Инверарити, Прист (G.W. Inverarity and E.R. Priest), *Astron. Astrophys.* **296**, 395 (1995a).
21. Инверарити, Прист (G.W. Inverarity and E.R. Priest), *Astron. Astrophys.* **302**, 567 (1995b).
22. Инверарити и др. (G.W. Inverarity, E.R. Priest, and J. Neuhaerts), *Astron. Astrophys.* **293**, 913 (1995).
23. Климчук (J.A. Klimchuk), *ASP Conf. Ser.* **277**, 321 (2002).
24. Климчук, Портер (J.A. Klimchuk and L.J. Porter), *Nature* **377**, 131 (1995).
25. Летфус и др. (V. Letfus, L. Kulčár, and J. Šýkora), *Solar and Interplanetary Dynamics* (Ed. M. Dryer, E. Tandberg-Hanssen, Dordrecht: Reidel, 1980), p. 49.
26. Мандрини и др. (C.H. Mandrini, J. Démoulin, and A. Klimchuk), *Astrophys. J.* **530**, 999 (2000).
27. Милано и др. (L.J. Milano, D.O. Gómez, and P.C.H. Martens), *Astrophys. J.* **490**, 442 (1997).
28. Митчелл (S.A. Mitchell), *Handbuch der Astrophysik* (Ed. G. Eberhard, A. Kohlschütter, H. Ludendorff, Berlin: Springer, 1929), v. 4, p. 231.
29. Обридко, Шельтинг (V.N. Obridko and B.D. Shelting), *Solar Phys.* **184**, 187 (1999).
30. Офман и др. (L. Ofman, J.M. Davila, and R.S. Steinolfson), *Astrophys. J.* **444**, 471 (1995).
31. Паркер (E.N. Parker), *Astrophys. J.* **264**, 642 (1983).
32. Паркер (E.N. Parker), *Astrophys. J.* **330**, 474 (1988).
33. Рудерман и др. (M.S. Ruderman, D. Berghmans, M. Goossens, and S. Poedts), *Astron. Astrophys.* **320**, 305 (1997).
34. Рушин, Рыбанский (V. Rušin and M. Rybanský), *Solar Phys.* **207**, 47 (2002).
35. Сикора (J. Šýkora), *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* **22**, 12 (1971).
36. Сикора (J. Šýkora), *Solar Phys.* **140**, 379 (1992).
37. Сикора, Рыбак (J. Šýkora and J. Rybák), *Adv. Space Res.* **35**, 393 (2005).
38. Старрок, Учидо (P.A. Sturrock and Y. Uchida), *Astrophys. J.* **246**, 331 (1981).
39. Сторини, Сикора (M. Storini and J. Šýkora), *Nuovo Cimento* **20C**, 923 (1997).
40. Схрайвер и др. (C.J. Schrijver, A.W. Sandman, M.J. Aschwanden, and M.L. DeRosa), *Proc. of the 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun* (Ed. F. Favata, G.A.J. Hussain, B. Battrick, Noordwijk: ESA SP-560, 2004), p. 65.
41. Ульмшнайдер (P. Ulmschneider), *The Physics of Chromospheres and Coronae* (Ed. H.M. Antia, A. Bhatnagar, P. Ulmschneider, Heidelberg: Springer, 2003), p. 232.
42. Уоррен, Вайнбаргер (H.P. Warren and A.R. Winebarger), *Astrophys. J.* **645**, 711 (2006).
43. Фишер, Мусман (R. Fisher and S. Musman), *Astrophys. J.* **195**, 801 (1975).
44. Хальберштадт, Гоедблоед (G. Halberstadt and J.P. Goedbloed), *Astron. Astrophys.* **301**, 559 (1995).

45. Харшиладзе А.П., Иванов К.Г., Геомагнетизм и аэрономия **34**, 22 (1994).
46. Хейваертс, Прист (J. Heyvaerts and E.R. Priest), *Astron. Astrophys.* **137**, 63 (1984).
47. Хейваертс, Прист (J. Heyvaerts and E.R. Priest), *Astrophys. J.* **390**, 297 (1992).
48. Хендрикс и др. (D.L. Hendrix, G. Van Hoven, Z. Mikic, and D.D. Schnack), *Astrophys. J.* **470**, 1192 (1996).
49. Хоексема (J.T. Hoeksema), *Solar Magnetic Fields – 1985 Through 1990* (Report CSSA-ASTRO-91-01, Center for Space Science and Astronomy, Stanford University, 1991).
50. Хоексема, Шерпер (J.T. Hoeksema and P.H. Scherrer), *The Solar Magnetic Fields – 1976 Through 1985* (WDCA Report UAG-94, NGDC, Boulder, 1986).
51. Хольвер (J.V. Hollweg), *Advances in Space Plasma Physics* (Ed. B. Buti, Singapore: World Scientific, 1985), p. 77.
52. Эйнаути и др. (G. Einaudi, M. Velli, H. Politano, and A. Pouquet), *Astrophys. J.* **457**, L113 (1996).