

УДК 523.98

Бессиловая модель тонкоструктурного магнитного элемента

А. А. Соловьев, В. Г. Лозицкий

Предложена теоретическая модель, объясняющая существование на Солнце мелко-масштабных (не более 10^7 см) магнитных элементов со следующими свойствами: а) напряженность $H \leq 1$ Тл; б) «квантованность» H ; в) резкая концентрация поля к оси; г) мультиполярный профиль H ; д) высокий вертикальный градиент H (около -1 мТл/км).

A FORCE-FREE MODEL OF A SMALL-SCALE MAGNETIC ELEMENT, by Solov'ev A. A., Lozitskij V. G.—A theoretical model is proposed, which interprets the existence of the solar small-scale ($\leq 10^7$ cm) magnetic elements with the following characteristics: a) magnetic field strength $H \leq 1$ T; b) «quantization» of H ; c) essential magnetic field concentration to the axis; d) multipolar H -profile; e) large vertical gradient of H (about -1 mT/km).

Введение. В работах [4—8] показано, что в фотосфере активной области (вне пятен) возможно существование чрезвычайно мелкомасштабных (не более 10^2 км в сечении) дискретных магнитных структур, имеющих очень высокие напряженности — примерно до 1 Тл. Обнаружение признаков существования мелкомасштабных полей с такими напряженностями в основном было связано с применением нового метода анализа эффекта Зеемана в солнечном спектре. Главная особенность этого метода — использование результатов детального сравнения измеренных зеемановских расщеплений $\Delta\lambda_H$ на разных расстояниях $\Delta\lambda$ от центров магниточувствительных линий, включая расстояния, соответствующие сдвигам зеемановских σ -компонент полями напряженностью H около 1 Тл и выше. Последнее принципиально важно в смысле возможностей обнаружения предельно слабых по интенсивности, но сильно разнесенных по длинам волн спектральных вкладов аномально сильных тонкоструктурных полей. Для этого в работах [4—8] использовалось много (13—18) спектральных линий, в том числе линии с невысокой магнитной чувствительностью $g\lambda^2$ и большой полушириной $\Delta\lambda_{1/2}$ (≈ 30 пм). Использование небольшого числа линий, притом спектрально узких и с большими факторами $g\lambda^2$ [9, 11, 12], по методическим причинам приводит к искусственному ограничению диапазона поиска истинных напряженностей в субтелескопических структурах.

Из наблюдений названным методом получены основные свойства мелкомасштабных магнитных структур: 1. Напряженности в тонкоструктурных магнитных элементах достигают $H \sim 1$ Тл; 2. Отмечается дискретность («квантованность») напряженностей в элементах; в среднем они равны 0,4, 0,7 и 1,3 Тл (рис. 1); 3. Магнитное поле практически сосредоточено вблизи центра каждого элемента. В первом приближении можно считать, что вблизи центра элемента боковой (радиальный) профиль напряженности прямоугольный; 4. На периферии сечений элементов отмечается сильная дисперсия напряженностей и (или) углов ориентации силовых линий, так что в целом весь профиль напряженности в элементах существенно немонополярный; 5. Нетепловые скорости в элементах практически полностью подавлены, а скорости направленного движения не превышают 1 км/с; 6. Высотный градиент магнитного поля в элементах отрицательный, весьма значительный (около -1 мТл/км).

На пункте 6 остановимся подробнее. О различии напряженностей на уровнях формирования разных линий свидетельствует некоторый

разброс положений максимумов на индивидуальных зависимостях $\Delta\lambda_H$ от $\Delta\lambda/g\lambda^2$ (рис. 2). Для линий типа Fe I λ 525.0 нм различие напряженностей составляет около 10^2 мТл. Поскольку разность глубин залегания таких линий — примерно 10^2 км, то отсюда $\left| \frac{\partial H}{\partial z} \right| \sim 1$ мТл/км. Отрицательный знак градиента следует из того, что, согласно рис. 2, величина H оказывается тем больше, чем глубже образуется спектральная линия. Такие же величина и знак градиента получаются и по результатам наблюдений вспышки 26 июля 1981 г. балла 2B, в которой

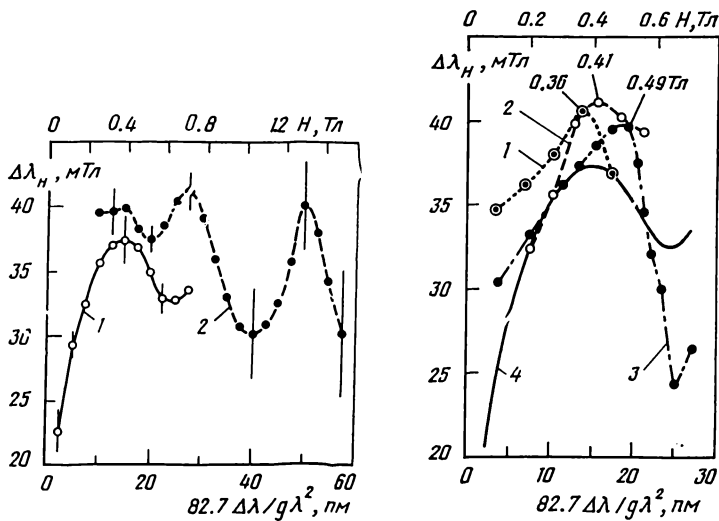


Рис. 1. Усредненные зависимости $\Delta\lambda_H = f(\Delta\lambda/g\lambda^2)$ (согласно работе [8]): 1 — для девяти линий типа Fe I λ 525.0 нм ($\Delta\lambda_{1/2} \approx 10$ пм); 2 — для семи линий типа Fe I λ 523.3 нм ($\Delta\lambda_{1/2} \approx 30$ пм). В верхней части рисунка дана соответствующая шкала напряженностей, показывающая, что напряженности в неразрешимых элементах в среднем равны 0,4, 0,7 и 1,3 Тл. Вертикальными черточками показан среднеквадратичный разброс ($\pm\sigma$) усредненных значений

Рис. 2. Индивидуальные зависимости $\Delta\lambda_H = f(\Delta\lambda/g\lambda^2)$ для трех линий типа Fe I λ 525.0 нм (1—3) и усредненная зависимость (4) для всех девяти линий этого типа. Линия: 1 — Ca I λ 610.3 нм; 2 — Fe I λ 525.3 нм; 3 — Fe I λ 528.8 нм. Различие в положениях максимумов по этим линиям может указывать на значительный вертикальный градиент магнитного поля в элементах, так как линия 2 образуется в атмосфере Солнца глубже, чем линия 1, а линия 3 — глубже, чем линия 2

по нескольким признакам (чрезвычайно малая ширина и сильное зеемановское расщепление небольшой части эмиссии, незначительный ее доплеровский сдвиг) также существовали мелкомасштабные силовые трубки с высокими напряженностями, заполненные светящимся веществом вспышки [3]. По четырем линиям Fe I с близкими эквивалентными ширинами определено, что напряженность во вспышке составляла 160—320 мТл (ошибки измерений не превышали 20 мТл) и были тем больше, чем выше потенциал возбуждения χ . Поскольку разность глубин залегания рассматриваемых линий Fe I также около 10^2 км, то и в этом случае $\frac{\partial H}{\partial z} \sim -1$ мТл/км.

В настоящей работе не обсуждается подробно методика получения и степень достоверности изложенных результатов. Цель работы — построить магнитоэлектростатическую модель магнитного элемента, способную объяснить описанную совокупность наблюдательных фактов.

Линейное бессиловое поле. Поскольку мы хотим описать квазиравновесную конфигурацию сильного магнитного поля, давление которого (по крайней мере, в центральной части элемента) значительно превы-

шает газовое давление фотосферной плазмы, имеет смысл рассматривать бессильную структуру поля

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \alpha \mathbf{H}, \quad (1)$$

где α таково, что $\nabla \alpha \mathbf{H} = 0$.

Предположим также аксиальную симметрию системы: $\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0$ (система координат цилиндрическая: r, φ, z). Простейшее знакопеременное решение (1) — распределение поля с $\alpha = \text{const}$ (линейное бессильное поле). Это решение, приведенное в работах [2, 10], может быть записано в виде

$$\mathbf{H}(r, \varphi, z) = H(0) \exp(-\gamma z) \{ (\gamma/\lambda) J_1(\lambda r) \mathbf{i}_r + \sqrt{1 - (\gamma^2/\lambda^2)} J_1(\lambda r) \mathbf{i}_\varphi + J_0(\lambda r) \mathbf{i}_z \}, \quad (2)$$

где J_0 и J_1 — функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно; $H(0)$ — напряженность поля на оси; λ и γ — некоторые константы, связанные с бессильным параметром α соотношением $\alpha^2 = \lambda^2 - \gamma^2$.

Очевидно, $\lambda \geq \gamma$. Случай $\lambda = \gamma$ соответствует нескрученному полю ($H_\varphi = 0$). Обратные величины λ^{-1} и

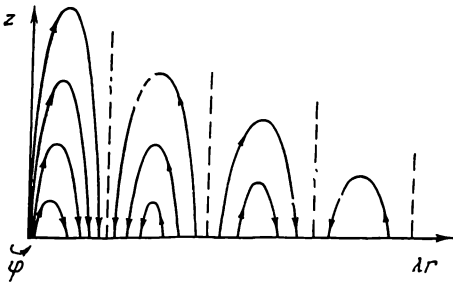


Рис. 3. Конфигурация силовых линий в предлагаемой модели мелкомасштабного элемента в проекции на плоскость $\varphi = \text{const}$

γ^{-1} определяют, как следует из выражения (2), характерный поперечный и вертикальный масштабы системы. Условие $\lambda \geq \gamma$ означает, что поперечный масштаб не превышает вертикальный. Качественно вид силовых линий в проекции на плоскость $\varphi = \text{const}$ представлен на рис. 3.

Магнитный жгут, описываемый распределением (2), как и всякая силовая трубка на Солнце, должен иметь, естественно, конечный радиус поперечного сечения a . На границе магнитного жгута с фотосферой, по определению магнитной силовой трубки, нормальная к границе составляющая поля должна обращаться в нуль. В данном случае это означает, что $H_r(a) = 0$, т. е.

$$J_1(\lambda a) = 0, \quad \lambda a = \mu_k, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (3)$$

где μ_k — k -й корень функции J_1 . Иными словами, в силу знакопеременности радиального поля в объеме экранированного жгута может укладываться лишь целое число «полупериодов» функции J_1 .

Из формул (2) и (3) следует, что и $H_\varphi(a) = 0$. Поэтому баланс давлений на границе жгута с фотосферой представим выражением

$$H_k^2(0) \exp(-2\gamma z) J_0^2(\mu_k) = 8\pi P_{ex}(z). \quad (4)$$

Давление плазмы внутри жгута считаем пренебрежимо малым. Напряженность поля в центре жгута $H(0)$ мы обозначили буквой k , подчеркнув тем самым, что эта величина, играющая роль нормировочной константы, может быть различной в магнитных жгутах разного типа (в жгутах с разными значениями k). При заданной топологии поля, т. е. при заданном значении k , величина $H_k(0)$ устанавливается автоматически в соответствии с балансом давлений (4) за счет бокового сжатия (или расширения) элемента.

Давление внешней среды можно считать в первом приближении распределенным по барометрическому закону

$$P_{ex}(z) = P_{ex}(0) \exp(-Kz) = P_{\text{фот}} \exp(-Kz). \quad (5)$$

Для того, чтобы равновесие осуществлялось для всех z , необходимо, согласно выражению (4), положить $K=2\gamma$. Тогда

$$H_k(0) J_0(\mu_k) = \sqrt{8\pi P_{\text{фот}}} \simeq 0.25 \text{ Тл.} \quad (6)$$

В силу того, что $J_0(\mu_k)$ образует дискретное множество (ряд убывающих значений), мы получим дискретный набор значений напряженности магнитного поля в центре жгута

$$\left. \begin{aligned} H_1(0) J_0(\mu_1) &= \text{const,} \\ H_2(0) J_0(\mu_2) &= \text{const,} \\ \dots & \\ H_i(0) J_0(\mu_i) &= \text{const,} \\ \dots & \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Если для величины $\sqrt{8\pi P_{\text{фот}}}$ принять оценку (6), т. е. 0.25 Тл, то $H_k(0) = \{0.25; 0.62; 0.83; 1.0; 1.15; 1.28; \dots\}$ ($H_k(0)$ выражены в теслах). Найденные значения вполне удовлетворительно согласуются с наблюдаемыми величинами.

Таким образом, суть обсуждаемого эффекта сводится к тому, что при одном и том же давлении внешней среды магнитные жгуты с разным числом «полупериодов» полей H_φ и H_r имеют различную степень концентрации продольного поля к центру.

В этом и состоит основное своеобразие предложенной магнитостатической модели, которая объясняет основные черты наблюдавшихся магнитных структур: а) наличие сильных, пространственно строго локализованных магнитных полей в центральной части элемента; б) «квантованный» характер максимальной напряженности поля; в) знакопеременную мелкомасштабную структуру поля в периферийной части; г) значительный вертикальный градиент поля $H \sim \exp(-\gamma z)$, $\frac{\partial H}{\partial z} = -\gamma H \simeq -(0.1 \div 1) \text{ Тл}/100 \text{ км} = -(1 \div 10) \text{ мТл}/\text{км}$; д) малый поперечный размер системы; из условия $\lambda \geq \gamma$ с учетом того, что, согласно выражению (5), γ^{-1} — порядка высоты однородной атмосферы $RT/\mu g \simeq 130 \text{ км}$, следует, что характерный поперечный масштаб λ^{-1} не превышает 10^7 см .

Время жизни магнитного элемента. Согласно предложенной модели, сильное магнитное поле сосредоточено в малом объеме пространства, так что омической диффузией поля уже нельзя пренебречь.

Замечательная особенность линейных бессилловых полей состоит в том, что в однородной резистивной среде они затухают без изменения своей геометрии, оставаясь себе подобными [1]; изменяется лишь модуль напряженности поля

$$H(r, t) = H(r, 0) \exp(-c^2 \alpha^2 t / 4\pi \sigma), \quad (8)$$

где σ — проводимость плазмы. Однако в нашем случае абсолютная величина напряженности магнитного поля задается значением давления внешней среды и топологией магнитного поля. Равновесное значение $H_k(0)$, определяемое по выражению (7), восстанавливается с альвеновской скоростью, т. е. за время порядка 1—10 с, что значительно меньше диффузионного времени.

Таким образом, омическая диссипация токов в данной модели сводится, по-видимому, к тому, что внутри элемента будет «выгорать» азимутальная компонента поля ($\lambda \rightarrow \gamma$, $\alpha \rightarrow 0$), но напряженность поля в центре жгута сохранится. Несколько иная ситуация наблюдается на границе магнитного элемента с фотосферой. Здесь условие бессиллового поля нарушается (вся конфигурация в целом не является бессилловой),

и время диффузионного размытия этой границы можно оценить по обычной формуле

$$\tau_D = 4\pi\sigma_{\text{фот}}\lambda^{-2}/c^2 = 4\pi\sigma_{\text{фот}}a^2/c^2\mu_k^2, \quad (9)$$

где $\sigma_{\text{фот}} \simeq 10^{11} \text{с}^{-1}$ — проводимость фотосферной плазмы. Поскольку $a \ll \leq 10^7$ см, то $\tau_D \approx 10^5/\mu_k^2$ секунд и быстро убывает с повышением μ_k , т. е. с увеличением напряженности поля в центральной части жгута.

Заключение. Представленная в начале статьи совокупность наблюдательных данных получает довольно простое и наглядное толкование в магнитостатической модели, основанной на аксиально-симметричном решении для линейного бессилового поля. Модель описывает достаточно эфемерное ($\tau_D < 1^d$), четко локализованное (по высоте и радиусу) магнитное образование (жгут) с резко выраженной концентрацией поля к центру и мультиполярной периферией. Последнее свойство в сочетании с требованием экранирования поля приводит к дискретному набору равновесных значений сильного магнитного поля.

1. Альвен Г., Фельтхаммер К.-Г. Космическая электродинамика.— М.: Мир, 1967.— 260 с.
2. Гопасюк С. И. Пространственная неоднородность проводимости и бессильные магнитные поля. I // Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.— 1970.— 41/42.— С. 168—173.
3. Лоцицкая Н. И., Лоцицкий В. Г. Существуют ли «магнитные транзенты» в солнечных вспышках? // Письма в Астрон. журн.— 1982.— 8, № 8.— С. 500—505.
4. Лоцицкий В. Г. О калибровке магнитографических наблюдений с учетом пространственно неразрешимых неоднородностей // Phys. Solariterg., Potsdam.— 1980.— N 14.— P. 88—94.
5. Лоцицкий В. Г. Измерения магнитных полей в активных областях Солнца: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Киев, 1984.— 16 с.
6. Лоцицкий В. Г. Мелкомасштабная структура солнечных магнитных полей // Кинематика и физика небес. тел.— 1986.— 2, № 1.— С. 28—35.
7. Лоцицкий В. Г., Долгополов В. И. К вопросу о калибровке измерений солнечного магнитографа. II // Солнеч. данные.— 1983.— № 5.— С. 71—76.
8. Романчук П. Р., Криводубский В. Н., Лоцицкий В. Г., Нуждина М. А. Новые направления исследований Солнца и солнечно-земных связей в Астрономической обсерватории Киевского университета // Вестн. Киев. ун-та. Астрономия.— 1984.— Вып. 26.— С. 45—60.
9. Koutchmy S., Stellmacher G. Photospheric faculae. II. Line profiles and magnetic field in the bright network of the quiet Sun // Astron. and Astrophys.— 1978.— 67, N 1.— P. 93—102.
10. Schatzman E. Model of a force free field // IAU Symp. N 22 «Stellar and solar magnetic fields».— Amsterdam, 1965.— P. 337.
11. Stenflo J. O. Magnetic-field structure of the photospheric network // Solar Phys.— 1973.— 32, N 1.— P. 41—63.
12. Wiehr E. A unique magnetic field range for non-spot solar magnetic regions // Astron. and Astrophys.— 1978.— 69, N 2.— P. 279—284.

Калмыцкий ун-т, Элиста,
Астрон. обсерватория
Киев. ун-та им. Т. Г. Шевченко, Киев

Поступила в редакцию 02.07.85,
после доработки 03.03.86