

О волнах в фотосфере Солнца
Горяева Виктория Николаевна
Калмыцкий государственный университет
poltinnikd@mail.ru

Целый ряд явлений, наблюдаемых на Солнце, имеет волновую природу и является следствием процессов, происходящих на большой глубине, и особого состояния вещества в подфотосферных слоях. В настоящей статье дано новое объяснение грануляционным «цепям» и «дорожкам», а также причина сравнительно малых размеров гранул ($\lambda \sim 150$ км) в фотосфере на границе с полутенью пятна [1]. Сделана также попытка в свете имеющейся между слоями солнца связи объяснить явление концентрации сильно магнитных полей в чрезвычайно малых областях ($0'',2 \times 0'',2$) на Солнце.

Наблюдаемые на Солнце магнитные поля в масштабах длин $\lambda \sim 10^3 - 10^4$ км имеют весьма сложную структуру, представляющую собой переплетение кантов и жгутов с полями $H \sim 10^{20} - 10^{30}$ Гс. Глобальная МГД - генерация полей таких относительно небольших линейных масштабов с сильно переплетенными силовыми линиями вряд ли возможна. В то же время ферромагнитная концепция может вполне удовлетворительно объяснить их возникновение, поддержание и динамику.

Наиболее вероятный источник локальных полей находится в подфотосферном слое на глубине порядка нескольких тысяч километров, т.е. на глубинах, где еще не сказывается диллюция магнитных силовых линий. Температура и концентрация электронов в этом слое порядка $T_e = 4 \cdot 10^{-12}$ эрг, $n_e = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³, соответственно средняя тепловая скорость при этом $v_e \sim 10^8$ см/с, а среднее расстояние между частицами $r \sim 0,5 \cdot 10^{-6}$ см.

Магнитный момент электрона, обусловленный его орбитальным движением, - порядка $\mu_{op} \sim \frac{e}{c} r v_e \sim 10^{-18}$ CGS генерируемое при этом поле имеет напряженность $H \sim 4\pi n_e \mu_{op} \sim 300$ Гс, что достаточно для объяснения полей в магнитных волокнах.

Межчастичные силы, приводящие к образованию доменных областей, как и в случае обычных ферромагнитных материалов, имеют обменную природу. Обменные квантовые силы в плазме в непрерывном спектре рассмотрены в работах [2]. Эти силы могут сказываться на расстояниях порядка $1,0 - (10\lambda)$, где $\lambda = \frac{\hbar}{m_e v_e} \cong 10^{-7}$ см - длина волны де Бройля электрона, т.е. на расстояниях, сравнимых с

расстоянием между частицами в подфотосферном слое. Выигрыш в энергии взаимодействия частиц, обусловленный обменными силами, - порядка нескольких единиц $e^2 n^{1/3}$, т.е. сравним с тепловой энергией, поэтому тепловое движение при не слишком высоких температурах $T_e \leq 3 \cdot 10^4$ К не разрушает доменных областей. Турбулентные движения плазмы могут «гасить» возникающие описанным выше образом магнитные поля. Действительно, энергия сцепления частиц в единице объема $\sim \frac{1}{2} n_e \mu_{op} H \sim \frac{H^2}{2\pi}$, тогда как энергия турбулентных пульсаций ρv^2 , где v - скорость газа в пульсациях. Поэтому в волокнах должно быть $v < \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}} \sim v_n \sim 10^4 - 10^5$ см/с, в противном случае волокна разрушаются за время $\tau_0 < \frac{\lambda}{v} \sim 10^3 - 10^4$ с. Если

же $v_n \gg v$, то волокна разрушаются за время $\tau \gg \tau_0$ вследствие стохастического действия пульсации [2]. Именно согласно пуассоновскому распределению отдельные толчки набирают необходимую для воздействия на волокно скорость за время

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{v}{3v_n} \right)^{v/v_n} \quad (1)$$

Слабая турбулентность практически не разрушает магнитные трубки, лишь деформирует их. Магнитные элементы имеют относительно малые размеры - $\lambda \leq 150,0$ км [1]. Этот факт создает особые трудности для теории МГД - генерации, но не для рассмотренной здесь ферромагнитной теории. Наблюдения показывают, что цепи магнитных элементов образуют «дорожки», вытянутые в активных областях. Этот факт подтверждает подобие снимков фотосферы структуре поверхности магнитной жидкости, помещенной в магнитное поле [3]. Магнитную жидкость можно представить как суспензию ферромагнитных элементов ($\mu \gg 1$) магнитных трубок на диамагнитной основе ($\mu = 1$, где μ - магнитная проницаемость вещества). Выстраивание в цепи, в которых среднее число «частиц» v в разреженном «газе» [4] ферромагнитных элементов происходит по закону

$$v = \frac{1}{1 - 2n|B_\infty|}, \quad (2)$$

где n – число «частиц» в единице объема, B – второй вириальный коэффициент, равный нулю, если намагниченность M стремится к нулю. B_∞ стремится к 1 при максимальных полях (индекс ∞ означает максимальное поле H). Таким образом, в соответствии с магнитным полем H меняется и длина $L(L \sim v)$. Коснемся вопроса существования квазиспиновых волн в фотосфере и в связи с этим возможности появления мелкомасштабных волн вблизи активной области. Как известно [4], спиновые волны возможны не только в ферромагнитных телах, но и в аморфных веществах [5] и в магнитных жидкостях (μ здесь колеблется от 1 до 3). Квазиспиновые волны, возбужденные в подфотосферных слоях, скажем под пятнами, вследствие взаимодействия турбулентных вихрей с упорядоченной структурой спинов далее выносятся наружу; пятна служат волноводами.

Дисперсионное соотношение для случая волноводного распространения одновременно «гравитационных» и квазиспиновых волн можно привести к следующему виду [3, 4]:

$$\rho_{\text{экс}} \omega^2 = (\rho_a - \rho_b) g k + I(\mu) \cdot k^4, \quad (3)$$

что соответствует акустической ветви квазиспиновых волн. Здесь ρ_a, ρ_b – плотности слоев в волноводе a и в окружающей среде b ;

$$\rho_{\text{экс}} = \rho_a \text{cth}(ka) + \rho_b \text{cth}(kb). \quad (4)$$

Как видно из (4), $\rho_{\text{экс}}$ зависит от величины (ka) , т.е. от параметров волновода. Далее $I(\mu)$ – величина, характеризующая магнитные свойства вещества μ , $k \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число, g – ускорение силы тяжести. Сравнение членов правой части формулы (3) показывает, что квазиспиновые волны существенны при малых длинах волн ($\lambda \ll 150$ км) и при малых перепадах плотностей $\frac{\Delta\rho}{\rho} < 10\%$ когда фазовые и групповые скорости v_g «гравитационных» волн весьма малы; мала и переносимая энергия $E(E \sim \lambda v_g \Delta\rho)$ гравитационных волн, которые в числе других волн, объясняющих видимую структуру грануляции, являются значительными по мощности [1].

Список публикаций:

- [1] Крат В.А. – Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т. XX, № 9.
 [2] Румянцев А.А. – ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 926-932.
 [3] Шлиомис М.И. – УФН, 1974, т. 112, вып. 3.
 [4] Архиезер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967.
 [5] Хандрик К. Аморфные ферромагнетики и ферримангнетики. – М.: Мир, 1982.

Исследование параметров вращения чёрных дыр

Меджитов Руслан¹

Назаров Сергей^{1,2}

¹Севастопольский государственный университет

²Крымская астрофизическая обсерватория

astrotourist@gmail.com

Исследование сверхмассивных черных дыр (СМЧД) является одной из самых передовых областей фундаментальной науки. Интерес к СМЧД в первую очередь вызван их огромным энерговыделением, порядка 10^{48} эрг/с, в процессе дисковой аккреции вещества на СМЧД внутри активного ядра галактики (АЯГ). [1]

Черные дыры (ЧД) характеризуются тремя основными параметрами – массой, зарядом и вращением (спином). На данном этапе развития науки массы черных дыр измеряются несколькими методами. Оценки заряда еще не представляются возможными. А практические оценки параметра вращения ЧД только начинаются и представляют собой весьма перспективную тему для исследований.

Разница между медленно и быстро вращающейся черной дырой заключается в расположении ближайшей к ЧД устойчивой орбиты. Это влияет на размеры и светимость аккреционного диска. На основе теории стандартного аккреционного диска Н.И. Шакуры и Р.А. Сюняева в 1970-х годах ученые разработали способ определения величины спина ЧД, суть которого представлена в уравнении (1):