Доклады Академии Наук СССР
1953. Том XCI, № 5

АСТРОНОМИЯ

А. Б. СЕВЕРНЫЙ

О МАГНИТОГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ДВИЖЕНИЯХ В СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ

(Представлено академиком Г. А. Шайном 12 VI 1953)

Как показывают наблюдения (1), движения узлов и струй в протуберанцах протекают вдоль искривленных траекторий, весьма сходных с силовыми линиями магнитных полей солнечных пятен. Эти движения сплошь и рядом совершаются вдоль поверхности Солнца с почти равномерной скоростью; ускорения до 10^4 см/сек^2 возникают лишь при отрыве узлов от основной массы протуберанца или при их падении на поверхность. Трактовка этих явлений как своеобразного разряда не в состоянии объяснить причину движений вдоль силовых линий магнитного поля и сил, вызывающих это движение. Сравнительно холодное солнечное пятно, окруженное горячей атмосферой, наблюдаемые на диске Солнца движения волокон, хромосферных вспышек относительно пятен, эффект Эвершеда в пятнах, неоднородность хромосферной сетки, «грубость» поверхности Солнца — все эти факты свидетельствуют о возникновении на Солнце локальных, нарушающих гидростатическое равновесие перепадов (градиентов) давления, вызывающих течения в том или ином (преимущественно горизонтальном) направлении. В этом смысле обстановка у поверхности Солнца подобна метеорологической обстановке на Земле с той существенной разницей, что солнечная атмосфера есть плазма, на гидродинамическое поведение которой влияет как внешнее общее магнитное поле Солнца, так и поле солнечных пятен в особенности.

Существующие магнитогидродинамические теории явлений на Солнце (2) обладают очень важными недостатками — это пренебрежение сжимаемостью газа и гравитацией. Несостоятельны также попытки рассматривать движения в пренебрежении индуцированным полем (3). Предлагаемые ниже соображения, свободные от этих допущений, базируются на основных уравнениях магнитогидродинамики для малых движений возле состояния гидростатического равновесия плазмы во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0$ (вдоль оси z) и поле гравитации $\mathbf{g}_0$. Система основных уравнений магнитогидродинамики

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}, \quad \mathbf{j} = \lambda\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}\mathbf{v}\times\mathbf{H}\right\}; \tag{1}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{H}}{\partial t}; \tag{2}$$

$$\rho\frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \frac{1}{c}\mathbf{j}\times\mathbf{H} - \nabla p + \mathbf{g}_0\rho; \tag{3}$$

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\operatorname{div}\rho\,\mathbf{v}; \tag{4}$$

$$p\frac{D}{Dt}\frac{1}{\rho}+\frac{D\mathcal{E}}{Dt}=0 \qquad (5)$$

в силу условия равновесия $\nabla p_0 = -g_0\rho_0$ приводит, с точностью до членов первого порядка, к следующим основным уравнениям для возмущений:

$$-\frac{\partial^2\sigma}{\partial t^2}=\frac{H_0}{4\pi\rho_0}\left[\frac{\partial}{\partial x}(\mathrm{rot}\,\mathbf{H}')_y-\frac{\partial}{\partial y}(\mathrm{rot}\,\mathbf{H}')_x\right]-c_0^2\nabla^2\sigma+\mathbf{g}_0\nabla\sigma; \qquad (6)$$

$$\frac{\partial^2 H_x'}{\partial t^2}=\frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}(\mathrm{rot}\,\mathbf{H}')_y-H_0c_0^2\frac{\partial^2\sigma}{\partial x\,\partial z}+H_0g_{0x}\frac{\partial\sigma}{\partial z}; \qquad (7)$$

$$\frac{\partial^2 H_y'}{\partial t^2}=-\frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}\frac{\partial}{\partial z}(\mathrm{rot}\,\mathbf{H}')_x-H_0c_0^2\frac{\partial^2\sigma}{\partial y\,\partial z}+H_0g_{0y}\frac{\partial\sigma}{\partial z}; \qquad (8)$$

$$\frac{\partial^2 H_z'}{\partial t^2}=\frac{H_0^2}{4\pi\rho_0}\left[\frac{\partial}{\partial y}(\mathrm{rot}\,\mathbf{H}')_x-\frac{\partial}{\partial x}(\mathrm{rot}\,\mathbf{H}')_y\right]+$$
$$+c_0^2H_0\left(\frac{\partial^2\sigma}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\sigma}{\partial y^2}\right)-H_0\left(g_{0x}\frac{\partial\sigma}{\partial x}+g_{0y}\frac{\partial\sigma}{\partial y}\right), \qquad (9)$$

где $\mathbf{H}=\mathbf{H}_0+\mathbf{H}'$ — напряженность магнитного поля; $\mathbf{E}$ — напряженность электрического поля; $\mathbf{j}$ — плотность тока; $\mathbf{v}$ — скорость; p — давление; ρ — плотность; σ — конденсация; $\mathcal{E}$ — внутренняя энергия. При выводе принято, что проводимость $\lambda=\infty$ и теплообмен с окружением отсутствует; величина c_0^2 равносильна лапласовой скорости звука. Если решение уравнений (6) — (9) взять в виде

$$e^{\omega t+(\alpha x+\beta y+\gamma z)}, \qquad (10)$$

то для «амплитуд» A, B, C составляющих индуцированного поля $\mathbf{H}'$ и амплитуды D конденсации σ получим систему уравнений:

$$\frac{h^2}{H_0}(\alpha\gamma)A+\frac{h^2}{H_0}(\beta\gamma)B-\frac{h^2}{H_0}(\alpha^2+\beta^2)C+D(\omega^2+g-bc_0^2)=0;$$
$$(\omega^2-h^2\gamma^2)A+h^2(\alpha\gamma)C+D(H_0c_0^2\alpha\gamma-H_0g_{0x}\gamma)=0;$$
$$(\omega^2-h^2\gamma^2)B+h^2(\beta\gamma)C+D(H_0c_0^2\beta\gamma-H_0g_{0y}\gamma)=0;$$
$$h^2(\alpha\gamma)A+h^2(\beta\gamma)B+[\omega^2-h^2(\alpha^2+\beta^2)]C+D[H_0(\alpha g_{0x}+\beta g_{0y})-$$
$$-H_0c_0^2(\alpha^2+\beta^2)]=0, \qquad (11)$$

где

$$h^2=\frac{H_0^2}{4\pi\rho_0},\quad g=\alpha g_{0x}+\beta g_{0y}+\gamma g_{0z},\quad b=\alpha^2+\beta^2+\gamma^2. \qquad (12)$$

Нетривиальные решения будут существовать, если определитель системы (11) равен нулю. Это дает для ω^2 уравнение

$$\omega^2(\omega^2-h^2\gamma^2)\{\omega^4+\omega^2[g-b(h^2+c_0^2)]-bh^2(\gamma^2c_0^2-\gamma g_{0z})\}=0. \qquad (13)$$

Примем, что плоская стратификация слоев сохраняется при возмущениях ($\alpha=\beta=0$), что законно для малой части плазмы; тогда

$$\omega^2=(\gamma c_0)^2\left(1+\frac{g_{0z}}{\gamma c_0^2}\right)=\left(-\frac{1}{\sigma^2}\frac{\partial\sigma}{\partial z}\right)_0\left(\frac{\partial v_z}{\partial t}\right)_0. \qquad (14)$$

Устойчивость или неустойчивость равновесия ($\omega^2\lesseqgtr 0$) будет зависеть от знака $\dot{v}_z(0)$ $((\partial\sigma/\partial z)_0<0)$. Т. е., независимо от наличия магнитного поля, движение может возникнуть (равновесие неустойчивое) при некомпенсированном гравитацией градиенте давления; такая компенсация заведомо отсутствует при перепадах давления вдоль поверхности уровня. Рассмотрим линии тока при таком движении. В случае $\alpha = \beta = 0$, как нетрудно убедиться с помощью (11), линии тока суть прямые (без нарушения общности можно считать $g_{0x} = 0$).

$$z = \frac{\omega^2 - h^2\gamma^2}{\gamma g_{0y}} y \equiv ky; \tag{15}$$

здесь величина k в случае характерной длины для протуберанцев $L = 1/\gamma \simeq 10^9$ см и поля $H_0 \simeq 10^3$ гаусс (поле пятна) будет $\sim -h^2\gamma / g_0 \sin\varphi$ *, где φ — угол между $\mathbf{H}_0$ и $\mathbf{g}_0$; т. е. k — величина,

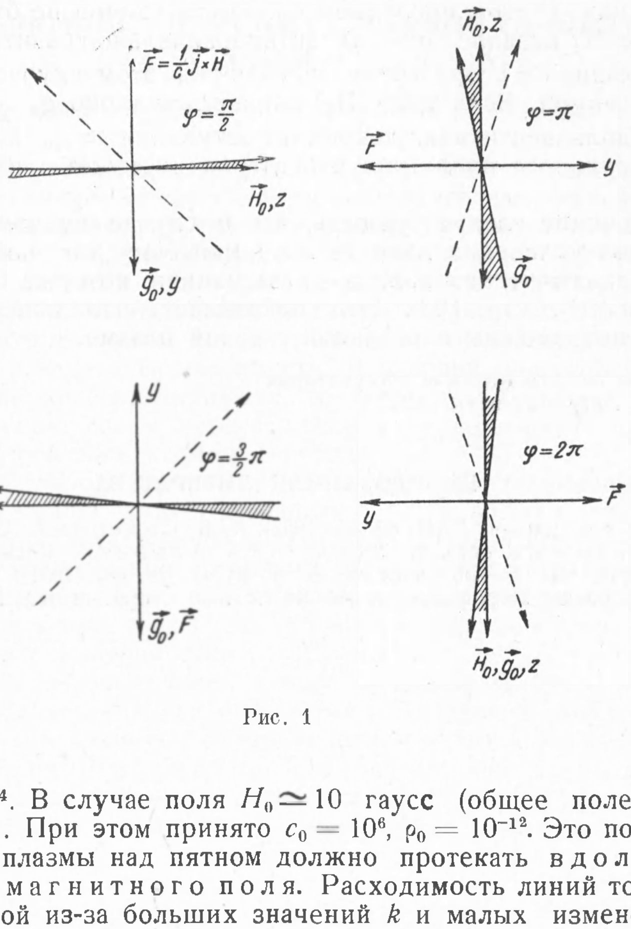

Рис. 1

не меньшая 10^4. В случае поля $H_0 \simeq 10$ гаусс (общее поле Солнца) величина $k \geqslant 1$. При этом принято $c_0 = 10^6$, $\rho_0 = 10^{-12}$. Это показывает, что движение плазмы над пятном должно протекать в д о л ь с и л о в ы х л и н и й м а г н и т н о г о п о л я. Расходимость линий тока также будет ничтожной из-за больших значений k и малых изменений в γ. Для слабого поля движения будут протекать под углом к направлению поля $\mathbf{H}_0$. На рис. 1 схематически изображено расположение линий тока при разных φ для сильного поля (сплошные линии) и слабого поля (пунктир); стрелка указывает направление движения. Начальные скорости движений здесь будут $v(0) \simeq (\omega/\gamma)^2$, т. е. порядка 10^6—10^7 см/сек, а ускорения $\dot{v}(0) \simeq \omega v(0) \simeq 10^4$ см/сек^2. Эти значения порядка наблюдаемых фактически у протуберанцев. Легко оценить, что для образования таких ускорений достаточно уклонения в перепаде давления на несколько процентов от равновесного значения.

---

* Величина $h^2\gamma / g_0 = H_0^2 / 4\pi g_0 \rho_0 L$ — отношение магнитной энергии к гравитационной потенциальной энергии узла или струи.

Можно далее показать, что учет конечной анизотропной проводимости практически не влияет на полученный результат, так как вносит в выражение для k (15) множитель

$$1+\frac{c^2}{4\pi\lambda_\perp}\frac{\omega}{h^2},$$

где $\lambda_\perp$ — проводимость, перпендикулярная полю $\mathbf{H}_0$; c — скорость света. Величина $\frac{c^2}{4\pi\lambda_\perp}\frac{\omega}{h^2}\simeq 10^{-5}$ для солнечной хромосферы.

Если решение системы (6) — (9) имеет вид плоской волны $e^{i\omega t-i\gamma z}$, то ω будет комплексным и будет иметь место гравитационное затухание волн, если только волны не распространяются вдоль поверхности Солнца. В этом последнем случае затухания не будет. В случае, когда поле $\mathbf{H}_0$ параллельно или антипараллельно гравитации $\mathbf{g}_0$, декремент затухания $\simeq\sqrt{\gamma g_0}$; время затухания в этом случае порядка нескольких секунд. Если поле $\mathbf{H}_0$ перпендикулярно $\mathbf{g}_0$, то для волн, идущих вдоль вертикали, декремент затухания $\simeq g_0/\overline{h}$, т. е. порядка 10^{-4} (для сильного поля), так что затухание может длиться несколько часов.

В заключение следует указать, что в случае несжимаемости (при $D=0$) наши уравнения дают те же выражения для поперечных магнитогидродинамических волн и их затухания, которые были получены Альфвеном ([2], стр. 103). Это показывает, что поперечные волны Альфвена невозможны в реальной газовой плазме.

Крымская астрофизическая обсерватория
Академии наук СССР

Поступило
9 V 1953

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] А. Б. Северный, ДАН, **82**, 25 (1952); А. Б. Северный, В. Л. Хохлова, Изв. Крымск. астрофиз. обс., **10**, 3 (1952). [2] Х. Альфвен, Космическая электродинамика, 1952. [3] П. Е. Колпаков, Астр. журн., **28**, 443 (1951); Т. Г. Каулинг, Современ. проблемы астрофизики и физики Солнца, Сборн. статей, М., 1951, стр. 173.