

АСТРОНОМИЯ

П. Е. КОЛПАКОВ и Я. П. ТЕРЛЕЦКИЙ

**К ВОПРОСУ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ  
ПЯТЕН В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА***(Представлено академиком С. И. Вавиловым 21 XI 1950)*

Сильно ионизированная атмосфера Солнца обладает хорошей электропроводностью, что давало основание делать заключение о полном экранировании электромагнитных полей проводящей атмосферой и о невозможности проникновения в ее верхние слои магнитного поля пятен (<sup>1, 2</sup>).

Экранирующие токи, действительно, будут возникать, если проводящую атмосферу Солнца принять за инертную и неподвижную среду. Однако нет экспериментальных и теоретических оснований принимать за исходное положение эту необоснованную предпосылку.

Ряд данных, полученных из наблюдений, говорит о том, что в средних и верхних ярусах солнечной атмосферы существует электромагнитное поле пятен.

Мы сошлемся на главные из них.

1. Существование искривленных корональных форм над областями пятен, изменение наклона этих образований к поверхности Солнца с изменением фазы цикла солнечной активности не может быть объяснено силами лучевого давления (<sup>3, 4</sup>).

2. Движение протуберанцев, а также движение ленточных потоков и узлов между протуберанцами по искривленным фиксированным траекториям в пространстве, наличие «арочных» протуберанцев, «всасывание» корональных облаков в области пятен — все это подтверждает положение о наличии локальных магнитных полей в средних и верхних слоях атмосферы Солнца (<sup>5-7</sup>).

3. Отсутствие термодинамически равновесного состояния материи во внутренней короне и отчасти в верхней хромосфере, характеризующее высокой, кинетической температурой (для внутренней короны  $T_k \sim 10^6$  °), многие астрономы (<sup>8, 1, 9</sup>) считают результатом теплового эффекта полей  $E$ , возникающих за счет вариаций магнитных полей  $H$  в средних и верхних слоях солнечной атмосферы.

Таким образом, материал наблюдений говорит о том, что утверждение об экранировании полей пятен проводящей атмосферой Солнца ошибочно.

Ясно, что под действием электрической составляющей  $E$  электромагнитного поля пятен в неподвижной ионизованной среде может возникнуть электрический ток плотности  $j$ . Поскольку рассматриваемая среда находится в магнитном поле с индукцией  $B$ , то на каждый элемент объема  $dV$  будет действовать пондеромоторная сила

$$F = \frac{1}{c} [jB]. \quad (1)$$

Под действием этой силы, а также градиента давления  $\nabla P$  и градиента гравитационного потенциала  $\nabla U$  среда должна прийти в движение.

Однако в движущейся среде плотность тока  $\mathbf{j}$  определяется не только электрическим полем, но и магнитным. В качестве простейшего предположения примем, что выполняется закон Ома

$$\mathbf{j} = \lambda \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{u} \mathbf{B}] \right), \quad (2)$$

где  $\lambda$  — электропроводность среды,  $\mathbf{u}$  — скорость движения среды.

Это предположение может считаться справедливым для областей нижней хромосферы. Для качественного исследования мы можем считать эту формулу справедливой и для других слоев так же, как это делали другие авторы <sup>(1)</sup>, не учитывавшие, однако, члена с магнитным полем.

Газообразную среду уподобим идеальной жидкости, так как явления вязкости для нашего крупномасштабного движения несущественны. Для простоты принимаем среду несжимаемой (плотность  $\sigma = \text{const}$ ).

При этих упрощающих предположениях уравнения движения среды запишутся:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} = - \frac{1}{\sigma} \nabla (P + U) + \frac{1}{\sigma} \mathbf{F}, \quad (3)$$

$$\text{div } \mathbf{u} = 0,$$

где  $\mathbf{F}$  определяется формулами (1) и (2).

Исследуем качественно движение среды, описываемое уравнением (3). Чтобы выяснить характер движения проводящей среды, рассмотрим случай, когда в некоторой области  $L$  поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$  можно считать достаточно однородными. В этом случае можно предположить, что и поле скоростей в области  $L$  будет также достаточно однородным, и тогда членами типа  $(\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u}$  можно пренебречь.

Исследуем для простоты только те решения, для которых  $\nabla (P + U) = 0$ .

Выбирая оси координат в области  $L$  так, чтобы ось  $z$  совпадала с направлением  $\mathbf{B}$ , а ось  $x$  лежала в плоскости векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{B}$ , получим уравнения движения в виде:

$$\frac{\partial u_x}{\partial t} = - \frac{\lambda B_z^2}{\sigma c^2} u_x,$$

$$\frac{\partial u_y}{\partial t} = - \frac{\lambda}{\sigma c} \left( E_x B_z + \frac{1}{c} u_y B_z^2 \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} = 0.$$

Учитывая, что поле в области пятна изменяется достаточно медленно и в рассматриваемой области оно однородно, мы можем положить  $E_x$  и  $B_z$  постоянными. В этом случае интегралы уравнений (4) запишутся в виде:

$$u_x = a e^{-t/\tau}$$

$$u_y = b e^{-t/\tau} - c \frac{E_x}{B_z}, \quad (5)$$

$$u_z = \text{const},$$

где  $a$  и  $b$  — константы интегрирования,  $\tau$  — время релаксации, численно равное:

$$\tau = \frac{\sigma c^2}{\lambda B_z^2}. \quad (6)$$

Принимая для хромосферы  $\lambda \sim 10^3$  CGSE,  $B \sim 10^3$  эрст.,  $\sigma \sim 10^{-13}$ , получаем  $\tau \sim 0,1$  сек.

Таким образом, в течение долей секунды в рассматриваемой системе устанавливается равновесие, при котором  $u_x = 0$ ,  $u_y = -cE_x/H_z$ ,  $u_z = \text{const}$ . При этих значениях скорости плотность тока в направлениях, перпендикулярных  $\mathbf{H}$ , согласно (2), равна нулю. Иначе говоря, среда стремится приобрести такую скорость, при которой токи, экранирующие проникновение магнитного поля, исчезают.

Малое значение времени релаксации  $\tau$  означает, что материю солнечной атмосферы можно принять за легко подвижную среду, т. е. что электромагнитные силы велики по сравнению с силами инерции. Они могут быстро затормозить движение, если оно направлено против действия этих сил, но они также могут вызвать ускоренное движение хромосферной материи в сравнительно короткие промежутки времени.

Если бы наша среда была слишком инертной, то при медленном нарастании  $u_y$  слагаемое  $\frac{1}{c} u_y B_z$  в правой части второго уравнения (4) не скомпенсировало бы компоненты  $E_x$  электрического поля. Всегда было бы  $E_x > \frac{1}{c} u_y B_z$ , и по оси  $x$  установился бы ток  $j_x = \lambda \left( E_x + \frac{1}{c} u_y B_z \right) = \lambda E'_x$ , экранирующий проникновение поля в проводящую и почти неподвижную среду.

Однако макроскопическое перемещение проводящей легкоподвижной хромосферно-корональной материи приведет к минимальному (почти нулевому) значению тока проводимости. Вследствие этого магнитное поле пятна будет распространяться почти без затухания и в верхние слои солнечной атмосферы.

Вследствие медленного изменения поля солнечных пятен ( $T \sim 2 \cdot 10^5$  сек.) можно считать электромагнитный процесс квази-стационарным и токами смещения в проводящей атмосфере пренебречь из-за их незначительности.

Таким образом, электромагнитное поле пятен будет свободно распространяться в атмосфере Солнца. Величина его на некотором расстоянии от пятна будет определяться как квази-статическое поле намагниченного объекта в вакууме. Влияние же промежуточной среды на поле будет незначительным. Следовательно, электромагнитное поле над пятнами можно считать подчиняющимся уравнениям

$$\text{rot } \mathbf{B} = 4\pi \text{rot } \mathbf{I},$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

где  $\mathbf{I}$  — вектор намагничивания в области пятна.

К такому же выводу о распространении поля пятен в атмосфере Солнца приходит Джованелли<sup>(10)</sup>, опираясь на исследование Коулинга о понижении электропроводимости хромосферного газа в направлении, перпендикулярном к магнитному полю  $\mathbf{B}$ .

Появление поля  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{E}$  пятна будет сопровождаться макроскопическими перемещениями хромосферной материи.

Макроскопическое перемещение в направлении, перпендикулярном к  $\mathbf{B}$  и  $\mathbf{E}$  пятна со скоростью  $u_y \sim cE_x/B_z \sim 10^4 - 10^5$  см/сек., по нашему

мнению, могло бы соответствовать существующему в действительности растеканию газовых масс в стороны от пятна со скоростями нескольких километров в секунду в направлении, перпендикулярном к магнитным силовым линиям (эффект Эвершеда).

Макроскопическое же перемещение среды в направлении магнитного поля ( $u_z$ ) может соответствовать выбросам хромосферной материи из области пятна, известных под названием протуберанцев типа солнечных пятен.

Силы, приводящие в движение материю вдоль магнитного поля, могут возникнуть из-за возрастания давления в областях вблизи фотосферы, где вследствие резкого изменения плотности вещества течение нельзя считать однородным и, следовательно, нельзя пренебречь членами ( $u \nabla$ )  $u$ .

Проведенное нами исследование материалов наблюдений из 1939—1941 гг. (по пулковским каталогам) показывает, что почти для 94% протуберанцев-волокон этого типа время их существования приходится на периоды быстрого изменения площади и поля В пятен.

Направление движения потоков, особенности нарастания их скоростей, форма потоков-протуберанцев, их месторасположение на Солнце находятся в хорошем согласии с утверждением об их происхождении за счет пондеромоторных сил электромагнитных полей пятен.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
1 XI 1950

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> K. Kippenheuer, *Ann. d'Astroph.*, **9**, 42 (1946); *Zs. f. Ap.*, **15**, 53 (1938).  
<sup>2</sup> H. Alfvén, *Phys. Rev.*, **75**, 1732 (1949). <sup>3</sup> Тр. экспед. по наблюд. полного солнечн. затм. 21 IX 1941, 1949. <sup>4</sup> Е. Богуславская, Н. Парийский и И. Шкловский, *Изв. АН СССР, сер. физ.*, № 5—6, 523 (1946). <sup>5</sup> Э. Мустель, дополнение к книге А. Унзольт, *Физика звездных атмосфер*, ч. III, 1949. <sup>6</sup> K. Kippenheuer, *Ann. d'Astroph.*, **9**, 57 (1946). <sup>7</sup> D. Evans, *Month. Not. RAS*, **106**, 300 (1946). <sup>8</sup> И. Шкловский, *Усп. физ. наук*, **30**, № 1—2, 63 (1946). <sup>9</sup> H. Alfvén, *Ark. Matem., Astr. och Fysik.*, **27**, A, № 20 (1941). <sup>10</sup> R. Giovanelli, *Month. Not. RAS*, **108**, No. 2 (1948).