

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^(1, 2).

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^(3, 4).

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⁽⁵⁻⁷⁾.

3. Отсутствие термодинамически равновесного состояния материи во внутренней короне и отчасти в верхней хромосфере, характеризуемое высокой, кинетической температурой (для внутренней короны $T_k \sim 10^6$ °), многие астрономы^(8, 1, 9) 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 ∇P и градиента гравитационного потенциала ∇U среда должна притти 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

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

где λ — 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 ⁽¹⁾, 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:

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

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

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:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial t} &= -\frac{\lambda B_z^2}{\sigma c^2} u_x, \\ \frac{\partial u_y}{\partial t} &= -\frac{\lambda}{\sigma c} \left(E_x B_z + \frac{1}{c} u_y B_z^2 \right), \\ \frac{\partial u_z}{\partial t} &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

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:

$$\begin{aligned} u_x &= a e^{-t/\tau} \\ u_y &= b e^{-t/\tau} - c \frac{E_x}{B_z}, \\ u_z &= \text{const}, \end{aligned} \quad (5)$$

где a и b — константы интегрирования, τ — время релаксации, численно равное:

$$\tau = \frac{\sigma c^3}{\lambda B_z^2}. \quad (6)$$

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 $u_x = 0$, $u_y = -cE_x/B_z$, $u_z = \text{const}$. При этих значениях скорости плотность тока в направлениях, перпендикулярных \mathbf{B} , согласно (2), равна нулю. Иначе говоря, среда стремится приобрести такую скорость, при которой токи, экранирующие проникновение магнитного поля, исчезают.

Малое значение времени релаксации τ 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 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 $j_x = \lambda(E_x + \frac{1}{c} u_y B_z) = = \lambda E'_x$, 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 ($T \sim \sim 2 \cdot 10^5$ сек.) можно считать электромагнитный процесс квазистационарным 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 квазистатическое 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 (10), опираясь на исследование Коуллинга 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 фотосфера, где вследствие резкого изменения плотности вещества течение нельзя считать однородным и, следовательно, нельзя пренебречь членами (∇u) 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 **B** 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

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

188