Доклады Академии Наук СССР
1948. Том LXII, № 4

ГЕОФИЗИКА

Е. В. СТУПОЧЕНКО

О ПРОИСХОЖДЕНИИ МАГНЕТИЗМА ЗЕМЛИ

(Представлено академиком В. В. Шулейкиным 21 VII 1948)

Недавние измерения магнитного поля звезды 78 Девы (1) и появление теоретической работы (2) о магнитном поле вращающихся массивных тел стимулировали интерес к старому, до сих пор не решенному вопросу о природе магнетизма Земли и других космических тел. Направление мысли исследователей в этом вопросе, несомненно, в немалой степени определяется давно подмеченной пропорциональностью магнитных моментов P Земли и Солнца их угловым моментам U:

$$P = C \cdot U, \tag{1}$$

где C — постоянная. Измерения магнитного поля 78 Девы вместе с возможностью на основании статистических данных о звездах этого типа оценить размеры и угловой момент звезды позволили приближенно и в этом случае подтвердить формулу (1). Однако выяснилось (2), что формула (1) хорошо оправдывается, когда U вычисляется в предположении равномерного распределения плотности, и согласие ее с фактами нарушается, если учитывать уплотнение в центре. Хорошо известны трудности объяснения магнетизма Земли в рамках твердо установленных свойств материи, проявляющихся в обычных лабораторных условиях. Создается впечатление, что магнетизм космических тел связан либо со свойствами материи в необычных условиях в глубине этих тел, либо с необходимостью таких изменений общих законов поля, которые приводили бы к заметным эффектам лишь в случае достаточно больших масс.

В настоящей статье рассматривается возможность сведения магнетизма Земли (и других космических тел) к единственному гипотетическому факту необычно высокой поляризуемости материи в условиях, существующих на достаточной глубине в космических телах *. При этом для связи магнитного и углового момента получена формула, отличающаяся от (1) и лучше согласующаяся с фактами при учете неравномерного распределения плотности.

Рассмотрим однородный шар массы M и радиуса R. Можно показать, что распределение свободных электронов внутри шара под действием силы тяжести и взаимного отталкивания будет таково, что вес электрона в любом месте шара практически уравновешивается силой электрического поля, создаваемого облаком отрицательного

* В литературе рассматривались различные механизмы разделения зарядов внутри Земли, в частности, поляризации. Однако возможность гравитационной поляризации лишь упоминается в некоторых работах и отбрасывается как не имеющая существенного значения.

заряда внутри шара. Величина этого поля мала; также ничтожно мала величина магнитного поля, создаваемого этим отрицательным зарядом при вращении шара (при значениях угловой скорости и размеров Земли, Солнца).

Если $g(r)$ — ускорение в поле тяготения на расстоянии r от центра шара ($r \leqslant R$), а $E(r)$ — напряженность электрического поля в той же точке, то

$$eE(r) = m_e g(r), \tag{2}$$

где e — заряд электрона, m_e — его масса.

На положительное ядро атома сила тяжести и сила электрического поля действуют в одном направлении. Их сумма $f(r)$ на основании (2) будет

$$f(r) = \left(m_0 + m_e \frac{e_0}{e}\right) g(r), \tag{3}$$

где m_0 — масса ядра, e_0 — его заряд.

Возникающий при действии силы $f(r)$ электрический момент β атома, направленный по радиусу к центру шара, примем пропорциональным силе

$$\beta = \varkappa f(r). \tag{4}$$

Магнитный момент p, создаваемый этим диполем при вращении шара с угловой скоростью ω, будет, как легко видеть,

$$p = \frac{1}{c} \omega \beta r \sin^2 \varphi, \tag{5}$$

где c — скорость света, φ — угол, образуемый направлением момента β с осью вращения.

Для магнитного момента P шара в целом получим:

$$P = \frac{1}{c} \int_0^R \int_0^\pi n 2\pi\omega \beta r^3 \sin^3 \varphi \, dr \, d\varphi, \tag{6}$$

где n — число диполей в единице объема.

Так как $g(r) = G\frac{4}{3}\pi \delta r$, где δ — плотность шара, G — гравитационная постоянная, и принимая во внимание, что

$$n\left(m_0 + m_e \frac{e_0}{e}\right) = \delta, \tag{7}$$

из (6), (4) и (3) получим:

$$P = \alpha \delta U_0, \tag{8}$$

где

$$\alpha = \frac{4}{3}\pi \frac{G}{c} \varkappa, \qquad U_0 = \frac{2}{5} \omega M R^2. \tag{9}$$

Выражение (8) для связи магнитного и углового моментов отличается от (1) тем, что справа появляется множитель δ. Отсюда находим, что постоянным должно являться не отношение магнитного и углового моментов, а величина $\gamma = PR/M^2\omega$ (для однородных шаров). Величина γ, вычисленная для Земли, оказывается равной $1{,}92 \cdot 10^{-17}$, для Солнца $5{,}35 \cdot 10^{-17}$. Этот результат мог бы показаться значительно менее удовлетворительным, чем постоянство отношения P/U, вычисленное из (1) (в предположении однородных шаров): для Земли $P/U = 1{,}11 \cdot 10^{-15}$, для Солнца $P/U = 0{,}79 \cdot 10^{-15}$.

Однако следует иметь в виду, что если для Земли при вычислении магнитного момента P в первом приближении можно пользоваться формулой для однородного шара, то в случае Солнца необходимо учитывать неравномерность распределения плотности (оставляя в стороне вопрос о различии угловых скоростей разных частей Солнца).

В случае неоднородного шара сила $f(r)$ попрежнему выражается формулой (3), где $g(r) = G\frac{M(r)}{r^2}$ и $M(r)$ — масса внутри сферы радиуса r.

Для магнитного момента P шара остается справедливым выражение (6), только n является здесь функцией радиуса $n(r)$. Выполняя интегрирование по φ и пользуясь (7), получим

$$P = \alpha 2 \int_0^R M(r)\,\delta(r)\,r\,dr, \tag{10}$$

где α имеет прежнее значение. Интеграл в (10) можно вычислить, исходя из какой-либо теоретической модели звезды.

Обозначая через $\bar{\delta}$ среднюю плотность звезды, можно положить

$$P = \alpha \xi \bar{\delta}\, U_0, \tag{11}$$

где U_0 определяется выражением (9), а величина ξ находится из вычисления интеграла в (10).

Из (11) находим, что постоянной должна оставаться величина

$$\gamma' = \frac{1}{\xi} \cdot \frac{PR}{M^2\omega}.$$

Приняв в качестве модели звезды эмденовскую политропическую сферу с показателем политропы $n = 3$, получаем для Солнца (графическим интегрированием) $\xi = 2{,}48$ и для величины γ': $\gamma' = 2{,}14 \cdot 10^{-17}$, что хорошо согласуется со значением γ для Земли.

Если подобные же вычисления сделать для звезды 78 Девы, исходя, например, из значений R, M, ω, принятых Блэкетом ([2]), то для γ' получается значение $\gamma' = 6{,}7 \cdot 10^{-17}$. Следует, однако, иметь в виду, что размеры, масса и угловая скорость звезды 78 Девы не измерены непосредственно и использованные значения их являются лишь некоторыми средними, вычисленными на основании статистических данных о звездах этого спектрального типа. Можно показать, что если принять для звезды значение γ' то же, что для Земли и Солнца, то значения R, M, ω изменяются в сравнении с принятыми Блэкетом на 15 — 20%; это вполне допускается характером упомянутой статистики. Таким образом, и в этом случае формула (10) находится в согласии с фактами.

Для правильной оценки степени постоянства величины γ' для этих трех тел следует иметь в виду, что измеренные значения магнитного поля меняются в отношении 2000 : 1 (в гауссах: 0,61; 53; 1500 соответственно для Земли, Солнца и звезды 78 Девы), а P и U в отношении 10^{10} : 1 (например U, вычисленное из (9) в г·см²·сек.$^{-1}$: $7{,}1 \cdot 10^{40}$; $1{,}12 \cdot 10^{49}$; $2{,}6 \cdot 10^{51}$ для Земли, Солнца и 78 Девы соответственно).

Не обсуждая здесь вопроса о природе гипотетической необычно высокой поляризуемости вещества в глубине космических тел, ограничимся лишь оценкой порядка величины смещения l зарядов. Такая оценка (для Земли) дает для l величину порядка 10^{-10} см. Сопоставляя этот результат с порядком размеров атомов 10^{-8}, находим, что порядок смещения удовлетворяет минимальному требованию „геометрической“ допустимости.

Затронутые здесь вопросы будут более полно рассмотрены в другом месте.

Научно-исследовательский институт физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
18 VII 1948

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] H. W. Babcock, Astrophys. J., **105**, 105 (1947). [2] P. M. S. Blackett, Nature, **159**, 658 (1947); Усп. физ. наук, **39**, в. 1 (1947).