

переноса намагниченности при помощи импульсных методик.

Авторы признательны проф. Ю. А. Пирогову и Н. В. Анисимову за полезные обсуждения.

#### Литература

1. Wolf S.D., Balaban R.S. // Magn. Reson. Med. 1989. **10**. P. 135.
2. Dousset V., Grossman R.I., Ramer K.N. et al. // Radiology. 1991. **182**. P. 483.
3. Flamig D.P., Pierce W.B., Harms S.E., Griffey R.H. // Magn. Reson. Med. 1992. **26**. P. 122.
4. Edzes H.T., Samulski E.T. // J. Magn. Reson. 1978. **31**. P. 207.
5. McConnel H.J. // J. Chem. Phys. 1958. **28**. P. 430.
6. Grad J., Bryant R.J. // J. Magn. Reson. 1990. **90**. P. 1.

7. Wu X. // J. Magn. Reson. 1991. **94**. P. 186.
8. Pike G.B. // Magn. Reson. Med. 1996. **36**. P. 95.
9. Hua J., Hurst G.C. // J. Magn. Reson. Imaging. 1995. **5**. P. 113.
10. Listerud J. // Magn. Reson. Med. 1997. **37**. P. 693.
11. Эрст Р., Боденхаузен Дж., Вокаун А. ЯМР в одном и двух измерениях. М.: Мир, 1990. С. 160, 167.
12. Ulmer J.L., Mathews V.P., Hamilton C.A. et al. // Am. J. Neuroradiol. 1995. **17**. P. 805.
13. Ярных В.Л., Куприянов Д.А. // Тез. X Междунар. конф. «Магнитный резонанс в химии и биологии». Суздаль, 1998. С. 192.

Поступила в редакцию  
11.08.99

## ГЕОФИЗИКА

УДК 523.746

### О ВЛИЯНИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ ПОТОКИ В ПЛАНЕТАХ И ЗВЕЗДАХ

В. И. Григорьев, В. С. Ростовский

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Обсуждается влияние бароэлектрических полей в недрах планет и звезд на дифференциальные потоки в них. Предлагаются оценки для магнитных полей у поверхности пятен на Солнце.

#### Объемный бароэлектрический заряд

После появления работы Дж. Лармора [1], выдвинувшего идею о магнитогиродинамическом механизме генерации (точнее, усиления) магнитных полей в небесных телах («механизм динамо»), появилось весьма много публикаций на эту тему и утвердилось мнение, что «главные проблемы земного, солнечного и галактического магнетизма могут быть решены только с помощью теории динамо». Это слова из обзора, написанного одним из наших выдающихся теоретиков, Я. Б. Зельдовичем в соавторстве с А. А. Рузмайкинским [2]; они красноречиво и в достаточно категоричной форме отражают господствовавшую точку зрения.

Учет бароэлектрического эффекта вносит в картину формирования магнитного (а также и электрического) поля планет и звезд принципиально новые черты. Действительно, перераспределение зарядов, вызываемое перепадами давлений в небесных телах (в чем и состоит суть бароэлектрического эффекта), приводит к тому, что их недра оказываются заряженными положительно, а поверхность — отрицательно. Детальное обсуждение этого эффекта проводилось в ряде ранее опубликованных работ, в частности в монографии [3].

До появления предложенной теории бароэлектрического эффекта обычно при рассмотрении электромагнитных полей планет и звезд принималось, что в их недрах плотность зарядов (а значит, и напряженность электрических полей) равна нулю. Это мнение, отраженное в подавляющем большинстве статей и книг (см., напр., [4–10]), аргументировалось ссылкой

на общеизвестный факт эквипотенциальности проводников. Однако при этом упускалось из виду, что электрический потенциал постоянен лишь внутри однородных (и физически и химически) проводников. Если же параметры проводника меняются от точки к точке, положение радикально изменяется. В качестве примера в первую очередь можно привести возникновение контактной разности потенциалов в химически неоднородных проводниках, являющееся следствием зависимости работы выхода электронов от их химического состава. Близким аналогом этого может быть и порождение бароэлектрических полей в неоднородно напряженных проводниках, поскольку работа выхода электронов зависит и от давления, что подтверждено прямыми экспериментами [11].

Отметим, что для поддержания статических бароэлектрических полей при стационарных распределениях давления не требуется затрат энергии, так как такие («безваттные») поля не порождают токов.

Для нахождения напряженности бароэлектрического поля, порождаемого стационарными распределениями давлений, можно опираться на наиболее общее термодинамическое условие равновесия — условие постоянства электрохимического потенциала, которое, как показано, например, в [3], удобно представить в виде

$$\text{grad} \left( W(p) + \frac{\mathbf{E}^2}{8\pi} \right) = 0,$$

где  $W(p)$  — разность между энергией, приходящейся на единицу объема среды при давлении  $p$ , и энергией при нулевом давлении. Для нахождения этой «плотности избыточной энергии» следует, строго говоря,

обратиться к методам квантовой теории, однако более грубые, но и более простые оценки можно получить с помощью феноменологического подхода. Этот подход опирается на представление  $W(p)$  в виде

$$W(p) = \frac{p^2}{2K + \gamma p}, \quad (1)$$

где  $K$  — объемный модуль упругости, а  $\gamma$  — безразмерный множитель порядка единицы.

Физические условия в недрах звезд, в частности Солнца, таковы, что первое слагаемое в знаменателе (1) почти всюду значительно меньше второго и им можно пренебречь. Это приводит к известному выражению для плотности энергии в модели полностью вырожденного газа невзаимодействующих электронов. Чем выше давление, тем более реалистичной оказывается эта модель.

Основным фактором, определяющим распределение давлений в звездах и планетах, является их собственное гравитационное поле, создаваемое распределением их масс. Для самых простых и грубых оценок мы обратимся вначале к простейшей модели: будем считать, что звезда вращается как единое целое с постоянной угловой скоростью  $\omega$ , причем вращение медленное, все участки тела движутся со скоростями, значительно меньшими световой, т. е. угловая скорость  $\omega$  и радиус тела  $R$  удовлетворяют соотношению

$$\omega R \ll c,$$

где  $c$  — скорость света.

Тогда если ограничиться линейным по  $\beta = V/c$  приближением, то выражение для вектора напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$  оказывается одинаковым как в собственной (вращающейся), так и в инерциальной системе отсчета и не зависящим от  $\omega$  (см., напр., [12]). Вектор напряженности магнитного поля  $\mathbf{H}$  в этих двух системах отсчета также имеет одинаковый вид и в рамках указанного линейного по  $\beta$  приближения линейно зависит от  $\omega$ .

Все векторы, описывающие электромагнитное поле, а также полная плотность заряда  $\rho$  и плотность тока  $\mathbf{j}$  — усредненные по физически бесконечно малым объемам. Уравнения Максвелла, определяющие напряженности этих полей в указанном линейном по  $\beta$  приближении, имеют общеизвестный вид, и остается только конкретизировать выражения для плотностей зарядов и токов.

При обсуждении бароэлектрического и баромагнитного поля (последний термин относится к магнитным полям, которые порождаются движением зарядов, обусловленных бароэлектрическим эффектом) будем принимать, что распределение давлений, создаваемое действием собственного гравитационного поля тела, не меняется со временем и может быть приближенно описано формулой  $p \approx p_0(1 - x^2)$ , где  $x \equiv r/R$  ( $r$  — расстояние от рассматриваемой точки до центра тела), а  $p_0 \approx 3GM^2/(8\pi R^4)$ ,  $G$  — гравитационная постоянная,  $M$  — масса тела и  $R$  — его радиус.

Учитывая все изложенное выше и принимая сферически-симметричную модель небесного тела, полный заряд которого предполагается равным нулю, так что положительный объемный заряд компенсируется отрицательным поверхностным, можно записать для радиальной (единственной отличной от нуля) компоненты напряженности бароэлектрического поля (будем именовать его главным)  $E_r$  выражение

$$E_r = x \sqrt{8\pi p_0/\gamma}.$$

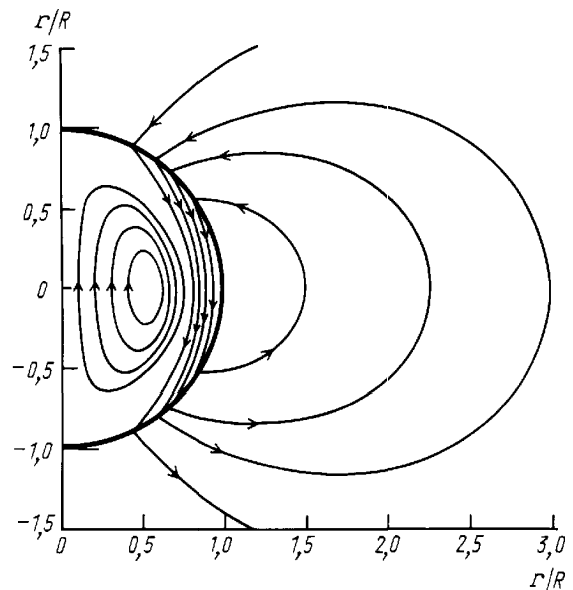
(Мы пользуемся заведомо упрощенной моделью тела, представляя его шаром, имеющим четко выраженную поверхность.) Из уравнения  $\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho$  вытекает при этом, что объемная плотность заряда получается постоянной:

$$\rho = \frac{3}{R} \sqrt{\frac{p_0}{2\pi\gamma}}.$$

Напряженность магнитного поля во внутренней области  $\mathbf{H}_{int}$ , как показано, например, в [3], имеет вид

$$\mathbf{H}_{int} = \frac{4\pi}{5c} \rho \left\{ \mathbf{r}(\mathbf{r}\omega) - 2r^2\omega + \frac{5R^2}{9}\omega \right\}. \quad (2)$$

На рисунке изображена схема силовых линий в меридиональной плоскости одного из полушарий как во внутренней области (где оно описывается формулой (2)), так и во внешней.



Вид этих силовых линий, как уже отмечалось, должен отражаться на распределении дифференциальных потоков\*).

В область над поверхностью тела (в рамках обсуждаемой модели) главное бароэлектрическое поле

\* Упрощающие предположения, в частности касающиеся постоянства плотности объемных зарядов, не являются нереалистичными. Если учесть, что условие  $p \gg K$  не выполняется в приповерхностных областях, то для  $W(p)$  нужно либо брать более общее феноменологическое выражение, либо вообще переключиться на квантовомеханические оценки, но это приведет лишь к не очень существенным изменениям выражения для  $\rho$  при  $r \rightarrow R$ .

не проникает, а главное баромагнитное поле, порождаемое вращением этого тела как целого, оказывается чисто дипольным, причем магнитный дипольный момент определяется выражением

$$\mathbf{M} = -\frac{8\pi\rho R^5}{45c}\boldsymbol{\omega}.$$

### Влияние главного баромагнитного поля на механические потоки

Из-за внутривещных (или внутризвездных) дифференциальных потоков главное баромагнитное поле приобретает добавки, которые вместе с магнитогидродинамическими и формируют наблюдаемое магнитное поле. Добавки первого типа явились предметом рассмотрения во многих работах. Первое упоминание о необходимости учитывать и добавки второго типа, т. е. оценивать и влияние на результирующее магнитное поле небесных тел дифференциального движения электрических зарядов в их недрах, содержится, по-видимому, в работе [12].

Но магнитное поле в свою очередь также оказывает воздействие на дифференциальные потоки. Один из механизмов этого воздействия хорошо известен — это то, что называют магнитной упругостью: чем выше проводимость, тем в большей мере проявляется «эффект вмораживания».

Другая причина преимущественного движения внутризвездного вещества вдоль, а не поперек магнитных силовых линий связана с наличием объемных зарядов, при движении которых в магнитном поле проявляется сила Лоренца. Поскольку об этих зарядах исследователи прежде не упоминали, естественно, не фигурировала и эта вторая причина.

Конвективные потоки, обусловленные градиентами температур, имеются и в недрах планет, в частности Земли, и внутри звезд. Конвекции на Солнце, например, посвящена обширная литература. Нет, по-видимому, ни одной книги о физике Солнца, в которой бы не обсуждался этот вопрос. Однако, хотя связь между конвективными движениями и магнитными полями уже давно стала предметом исследования, некоторые, даже качественные, черты процессов еще нуждаются в дополнительном обсуждении. Преимущественно это относится к доминирующей тенденции движения внутризвездного вещества вдоль, а не поперек магнитных силовых линий, которая должна (если иметь в виду крупномасштабные черты движения) приводить к тому, что конвективные потоки из недр будут в основном направлены к полюсам (см. схему линий магнитного поля на рисунке), а уже от них, охлаждаясь, растекутся в приповерхностных областях в направлении к экватору, а затем вновь опустятся в глубь звезды. Таким образом, должны возникать меридиональные приповерхностные потоки от полюсов к экватору.

Действие на приповерхностные потоки вещества сил Кориолиса приводит к появлению широтных составляющих скорости, направленных таким образом, что это вызывает замедление вращения приповерх-

ностных слоев, причем замедление сказывается больше в приполярных, чем в экваториальных областях, поскольку силы Кориолиса убывают по мере приближения к экватору. В результате в меридиональных плоскостях в обоих полушариях должны возникать симметричные циркулярные потоки, о чем уже говорилось в ряде работ (см., напр., [8]).

Зависимость частоты обращения участков поверхности Солнца от их широты описывается эмпирической приближенной формулой Говарда и Харвея (см. [9]). В сферической системе координат она имеет вид (в единицах СГС)

$$\omega(\alpha) = 2,8 \cdot 10^{-6} \left( 1 - \frac{\sin^2 \alpha}{8} - \frac{\sin^4 \alpha}{6} \right) 1/c,$$

где угол  $\alpha$  — гелиографическая широта — отсчитывается от плоскости экватора, т. е.  $\alpha = \pi/2 - \theta$ .

Вектор линейной скорости поверхности Солнца имеет только широтную компоненту, равную  $V_\psi = \omega(\alpha)R \cos \alpha$ . Градиент этой величины достигает максимума при  $\alpha \approx 60^\circ$ .

В тех областях, где градиент скоростей наибольший, т. е. где относительные скорости соседних слоев особенно велики, возникновение вихрей и связанных с ними солнечных пятен наиболее вероятно. Это довольно близко соответствует данным наблюдений. Действительно, области, в которых пятна появляются в начале цикла, находятся обычно на широтах  $\pm 40^\circ$ , а затем перемещаются к экватору [9, с. 61].

Если принять, что солнечные пятна имеют вихревую природу, то открывается возможность для некоторых оценок магнитных полей в них. Ввиду сугубой приближенности модели речь пока может идти, конечно, лишь о самых первых грубых «прикидках».

Во вращательное движение вещества в солнечном пятне вовлекаются как поверхностные, так и объемные заряды, возникающие благодаря бароэлектрическому эффекту. Вращение этих зарядов порождает магнитное поле. Оно локализовано в области пятна, и его силовые линии направлены почти перпендикулярно к поверхности пятна, что также соответствует данным наблюдений.

Основной вклад в напряженность этого магнитного поля вносит движение поверхностных зарядов. Поверхностная плотность таких зарядов  $\sigma$  (в предположении, что полный электрический заряд Солнца равен нулю) находится по формуле  $\sigma = -\sqrt{W_0}/(2\pi)$ , где  $W_0$  — плотность «избыточной» энергии в центре Солнца, для которой в соответствии с изложенным выше может быть принято выражение  $W_0 \approx p_0$ .

Давление в центре Солнца, по общепринятым оценкам, порядка  $2,5 \cdot 10^{11}$  атм, или  $10^{17}$  ед. СГС, которыми мы преимущественно пользуемся. Это приводит к значению  $|\sigma| \approx 2 \cdot 10^8$  ед. СГСЕ.

Заряды, равномерно распределенные по поверхности круга радиусом  $L$ , вращающегося с угловой скоростью  $\Omega$ , порождают над центром этого круга магнитное поле, нормальное к поверхности и равное по модулю

$$|\mathbf{H}| = \frac{2\pi\sigma\Omega L}{c}. \quad (3)$$

Произведение  $\Omega L$ , которое имеет смысл относительной скорости движения противоположных краев пятна, можно оценить как  $|\text{grad } V_\psi|_{\text{max}} L$ . На основании (3)  $|\text{grad } V_\psi|_{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^{-7}$  1/с. Что же касается размера пятен, то он часто порядка  $10^9 \div 10^{10}$  см. Подставив это в (3), находим  $|\mathbf{H}| \approx 10^3 \div 10^4$  Э.

Конечно, приведенные выше соображения являются не более чем предварительными, и их можно считать лишь наметками обширной программы дальнейших как теоретических, так и экспериментальных исследований.

#### Литература

1. *Larmor J.* // Rev. Brit. Assoc. Adv. Sci. 1910. P. 159.
2. *Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.* // УФН. 1982. **152**, № 2. С. 263.
3. *Григорьев В.И., Григорьева Е.В.* Бароэлектрический эф-

фект и электромагнитные поля планет и звезд. М.: Изд-во МГУ, 1995.

4. *Краев А.П.* Основы геоэлектрики. М.; Л.: ГИТТЛ, 1952.
5. *Имянитов И.М., Шифрин К.С.* // УФН. 1962. **76**, № 4. С. 593.
6. *Брей Р., Лоухед Р.* Солнечные пятна. М.: Мир, 1967.
7. *Чалмерс Дж. А.* Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеиздат, 1974.
8. *Вандакуров Ю.В.* Конвекция на Солнце и 11-летний цикл. Л.: Наука, 1976.
9. *Howard R., Harvey J.* // Solar Phys. 1970. **12**, No. 1. P. 21.
10. *Присм Э.* Солнечная магнитогиродинамика. М.: Мир, 1985.
11. *Craig P.* // Phys. Rev. Lett. 1969. **22**, № 14. P. 8.
12. *Григорьева Е.В.* // Изв. АН СССР, Физика Земли. 1990. **10**. С. 24.

Поступила в редакцию  
24.03.99

УДК 550.382.3

## ПРИРОДА ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД АДЖИДЕРИНСКОЙ СВИТЫ

В. И. Багин, А. В. Гарбузенко<sup>\*)</sup>, Г. З. Гурарий<sup>\*)</sup>, Х. Назаров<sup>\*\*)</sup>, В. М. Трубихин<sup>\*)</sup>

(кафедра физики Земли)

Магнито-минералогическое изучение осадочных пород аджидеринской свиты (поздний эоплейстоцен) в разрезе Адждере (Западная Туркмения) показало, что их естественная остаточная намагниченность имеет ориентационную природу. Это может быть использовано для определения параметров тонкой структуры геомагнитного поля во время осадконакопления.

#### Введение

Информативность результатов детальных палеомагнитных исследований определяется прежде всего тем, насколько надежно сопоставлено время формирования пород и естественной остаточной намагниченности, которую приобретают в геомагнитном поле содержащиеся в них рудные ферримагнитные минералы. Иными словами, необходимо определить природу естественной остаточной намагниченности (ЕОН) изучаемых пород и показать, что ее характеристики могут быть использованы для анализа древнего геомагнитного поля. Особое значение такой анализ приобретает при исследованиях тонкой структуры геомагнитного поля.

Разрез Адждере изучен на расстоянии 25–30 км от г. Кызыл-Арват в юго-западном направлении по правому руслу р. Адждере на южном склоне хребта Кызыл-Бурун. По возрасту он относится к нижней части верхнего апшерона. В изученной части разреза зафиксировано геомагнитное поле хрона Матуяма, субхрона Харамильо и его изменение во время инверсии на границе хрона и субхрона. Изучение этого геомагнитного поля и стало целью проведения настоящей работы.

Исследования [1, 2] показали, что осадконакопление верхнеапшеронских пород в изученной части разреза Адждере началось не ранее чем 1,2 млн лет назад, протекало без существенных перерывов со средней скоростью около 0,5 м за тысячу лет и закончилось примерно 1,0 млн лет назад. В этом разрезе осуществлен детальный отбор образцов для магнито-минералогических исследований, результаты которых изложены в настоящей работе.

#### Методика лабораторных исследований

При исследованиях немаловажное значение уделялось изучению состава и происхождения рудных минералов — возможных носителей ЕОН.

Главной задачей магнито-минералогических исследований было выявление магнитных фаз, ответственных за те или иные компоненты ЕОН. При этом предполагалось оценить, какие из этих фаз имеют первичное, а какие вторичное происхождение. Определялись кривые нормального намагничивания  $I_r(H)$  в полях до  $H = 2$  Тл и кривые терморазрушения индуктивной  $I(T)$  и остаточной  $I_r(T)$  намагниченности.

<sup>\*)</sup> Геологический институт, Москва.

<sup>\*\*)</sup> Институт геологии АН Туркменистана, Ашхабад.