

Построенные амплитудные и фазовые характеристики мантии показали, что мантия оказывает значительное влияние как на амплитуду, так и на фазу гармонического источника, причем это влияние особенно значимо для периодов < 100 лет. Это может приводить к тому, что наблюдаемое запаздывание изменений геомагнитного поля по сравнению с изменением других геофизических параметров Земли может быть связано с влиянием проводящей мантии. Так, сравнение временных рядов изменения величины магнитного момента главного диполя и флуктуаций скорости вращения Земли выявило сдвиг по фазе примерно в 30 лет.

Проведенный спектральный анализ этих двух временных рядов позволил оценить фазовый сдвиг близких по периодам гармонических составляющих. Полученные результаты хорошо согласуются с построенной фазовой характеристикой. Это позволило получить оценку средней проводимости мантии, которая не противоречит ранее полученным другими авторами.

1. Головкин В.П., Коломейцева Г.И., Бердичевский М.Н., Ротанова Н.М. Об определении электропроводности Земли по данным о вековых вариациях геомагнитного поля // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 11. № 6. С. 1127-1129. 1971.
2. Калугин В.И., Ротанова Н.М. Проводимость нижней мантии Земли по данным об экранировании сферических гармоник 60-летних вариаций // Геомагнетизм и Аэрономия. Т. 26. № 2. С. 292-298. 1986.
3. Головкин В.П., Коломейцева Г.И. О простой оценке электропроводности нижней мантии Земли // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 23. № 5. С. 876-877. 1983.
4. Демина И.М., Фарафонова Ю.Г. Дипольная модель главного магнитного поля Земли в XX веке // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 44. № 4. С. 565-570. 2004.
5. Black D.E., Nameed S., Peterson L.C. Long-term tidal cycle influences on a Late-Holocene clay mineralogy record from the Cariaco Basin // Earth and Planetary Science Letters. V. 279. P. 139-146. 2009.

## ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСТВО И МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

*А.Г. Зубов*

*Институт вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, Петропавловск-Камчатский  
(zubov@kscnet.ru)*

Известно три термоэлектрических эффекта: Зеебека, Пельтье и Томсона. Для объяснения происхождения геомагнитного поля (ГМП) нас может заинтересовать лишь прямой эффект, то есть появление токов при наличии градиента температур. Тогда для рассмотрения остаётся только эффект Зеебека, хорошо известный благодаря массовому использованию термопар. Из этой практики закрепилось традиционное понимание, что для проявления этого эффекта необходимо присутствие двух видов металлов или сплавов (точнее, проводников первого рода), спаянных обычно в двух местах, и наличие градиента температуры между спаями в этой паре. Для сплошных проводящих сред привычную терминологию о парах металлов следует заменить на более общее понятие о химических неоднородностях среды. Первым, кто применил термоэлектрический эффект в своей теории генерации ГМП был американский физик В. Ельзассер [1]. По его теории, благодаря конвекции в жидком ядре и влиянию сил Кориолиса

образуются вихри движущейся проводящей жидкости ядра в плоскостях, ортогональных оси Земли. Эти движения создают температурные градиенты в среде. Для появления неоднородностей вещества он придумал следующее объяснение. При восходящих движениях вещества в вихрях из-за изменения гидростатического давления могут происходить фазовые превращения этого вещества, создающие необходимые неоднородности термоэлектрических свойств. По его представлениям термомагнитный эффект должен вызвать токи, совпадающие по направлению с движением вещества в вихрях. И значит, создавать магнитный момент, ортогональный плоскости вихря, то есть примерно параллельно оси Земли. Эльзассер подсчитал, что даже при термических неоднородностях порядка  $10^\circ$  образуемые термотоки достаточны для образования магнитного момента, близкого современному ГМП. Поскольку силы Кориолиса могут формировать вихри только одной ориентации, при всей привлекательности, эта теория не может объяснить инверсии ГМП. Что касается гипотетических фазовых превращений конвектирующего вещества, вместо этого проще обойтись известной теперь зависимостью термоэлектрических параметров от гидростатического давления в однофазном веществе, о чём пойдёт речь ниже.

В предлагаемом здесь представлении не ставится задача об объяснении генерации глобального ГМП, хотя может быть при определённых комбинациях конвективных ячеек это и возможно. Более логично, что конвективные ячейки посредством создаваемого в них термоэлектричества могут формировать или всю недипольную компоненту ГМП или ослабленную её основу (как заправку для дальнейшего усиления), поскольку конвективные ячейки и недипольное поле близки по масштабу пространственных особенностей. Существуют немало теорий, в т.ч. варианты наиболее сейчас популярной теории геомагнитного динамо, в которых получается усиление исходных слабых полей. Но причина появления этих слабых первичных полей в них не объясняется и их требуется откуда-то взять.

**Вариант с химической или фазовой неоднородностью** Согласно общепринятой классификации К. Буллена [2], ядро делится на зоны E, F и G, то есть на внешнее жидкое ядро, переходный слой и внутреннее твёрдое ядро. Признаётся возможность и более тонкой стратификации слоёв по химическому и фазовому составу. Подойдёт для работы термоэлектрического механизма также и плавное изменение химического состава по высоте, если оно имеется. Итак, даже с тремя признанными зонами неоднородность вещества по вертикали имеет место. Известно, что даже небольшие примеси в металлах могут существенно менять их термоэлектрические свойства.

В эффекте Зеебека градиент температуры ортогонален скачку (в непрерывном варианте, градиенту) неоднородности вещества, так можно интерпретировать наличие спаянной пары металлов. Привычно считать, что иначе получить термоэлектричество нельзя. Если мы рассматриваем ожидаемую вертикальную стратификацию вещества по составу, нужно найти возможность появления горизонтальной компоненты градиента температуры. Эта возможность может реализоваться через конвективные потоки, содержащие более горячее (поднимающееся) или более холодное (опускающееся) вещество. Это могут быть и отдельные «капли» и непрерывные потоки.

Некоторый инородный объём вещества с иной, чем окружающая среда, температурой, попавший в точку наблюдения в результате конвекции, как носитель избытка или недостатка теплоты будет создавать от себя или к себе тепловые потоки. Появится температурный градиент, направленный от него или к нему. Этот градиент будет создавать в среде стороннюю силу, вызывающую появление электрического тока:  $E^{cmp} = a \text{grad}T$ . Коэффициент  $a$  называют удельной термоэлектродвижущей силой, и зависит он от температуры и свойств среды. Если среда химически неоднородна, будем предполагать, что это приводит к соответствующей неоднородности  $a$ .

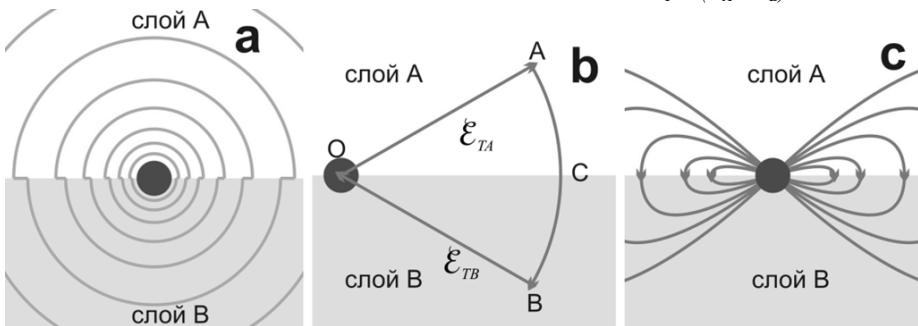
Рассмотрим самый простой случай — появление горячей капли на границе слоёв разного состава. Для простоты картины представим, что теплопроводность в слоях одинакова и тогда тепловые потоки будут одинаковы по всем направлениям, а изотермы, да и изоповерхности градиента температуры будут представлять сферы с общим центром. А вот изоповерхностями величин  $E^{cmp}$  будут пары полусфер с разным радиусом в каждом слое среды (рис. 1а). В этом случае легко найти замкнутые контуры с несбалансированной электродвижущей силой термического происхождения (ТЭДС, рис. 1б) [3]:

$$\mathcal{E}_T = \oint \alpha(\text{grad}, d\vec{l}) = \oint \alpha \text{grad}T dl = \int_O^A \alpha_A \frac{dT}{dl} dl + \int_A^C \alpha_A \cdot 0 dl + \int_C^B \alpha_B \cdot 0 dl + \int_B^O \alpha_B \frac{dT}{dl} dl = \int_O^A \alpha_A dT - \int_O^B \alpha_B dT$$

или  $\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_{TA} - \mathcal{E}_{TB}$  (1)

Если учесть слабую зависимость  $\alpha = \alpha(T)$  в относительно небольшом диапазоне  $\Delta T$ , получим:

$$\mathcal{E}_T \approx (\alpha_A - \alpha_B) \Delta T$$



**Рис. 1.** Случай попадания горячей капли на границу раздела сред с разным химическим или фазовым составом: а) вертикальный разрез изоповерхностей сторонних сил от термоэффекта, б) пример контура несбалансированной ТЭДС, с) линии тока от термоэлектрического эффекта.

Можно полагать, что реально линии плотности токов с учётом кулоновского поля, будут выглядеть примерно так как на рис. 1с. Они будут создавать тороидальную структуру магнитного поля с вертикальной осью симметрии. Это магнитное поле будет сосредоточено вблизи границы раздела слоёв по вертикали, а по горизонтали с затуханием до пределов распространения градиентов тепलो-

го потока. На поверхности Земли это поле проявляться не будет. Но это поле может рассматриваться как заправочное при анализе других возможных механизмов генерации.

Рассмотрим теперь появление двух капель, одинаково горячей и холодной, на границе раздела слоёв А и В. Такая конструкция даст свою картину тепловых потоков. Пусть процесс теплопередачи пришёл в стационарный режим. Основные события будут происходить в пространстве между каплями, поскольку здесь область повышенных градиентов температур. В любом контуре, проведённом из L в R по одной из линий  $grad T$  (рис. 2а), ТЭДС будет зависеть только от общего для всех диапазона температур и  $\alpha$  данной среды. Посмотрим для слоя А:

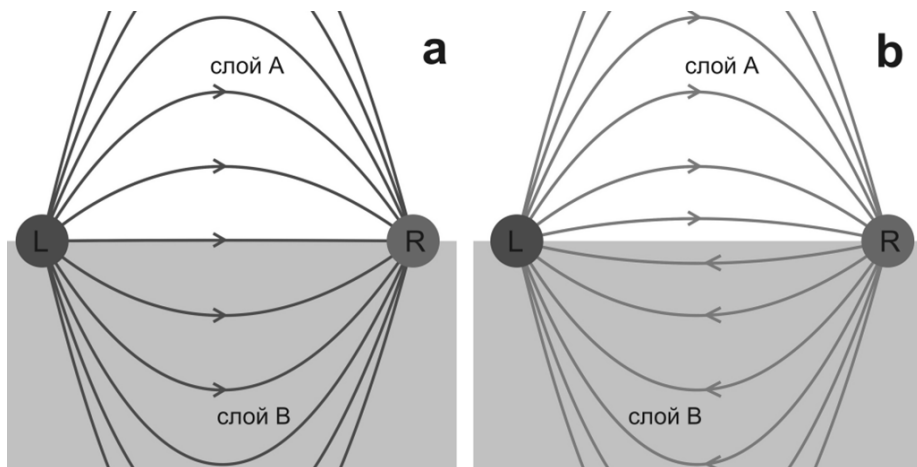
$$\mathcal{E}_T = \int_L^R \alpha_A(T) \frac{dT}{dl} dl = \int_L^R \alpha_A(T) dT$$

То же будет для контуров в слое В. А в целом по любому замкнутому контуру ТЭДС между L и R будет как в (1), и будет зависеть только от диапазона температур и разности термоэлектрических свойств сверху и снизу, но не от расстояния между каплями. Как и в предыдущем случае, различие термоэлектрических свойств верхнего и нижнего полупространств опять приведёт к появлению замкнутых потоков электричества — вихря. В одном полупространстве будут течь токи от L к R, в другом — в обратном направлении (рис. 2b). Каждой линии тока сверху найдётся симметричная относительно плоскости раздела нижняя линия тока. Результирующее магнитное поле будет обладать такой же симметрией. А всё занятое токами пространство создаст общий магнитный момент, лежащий в плоскости раздела и перпендикулярный линии LR. На поверхности Земли хорошим приближением для описания получающегося в результате магнитного поля может служить горизонтальный магнитный диполь, расположенный примерно (в зависимости от температурной симметрии картины) посередине между каплями и направленный перпендикулярно линии, соединяющей капли.

Это самая простая термоэлектрическая модель генерации поля вековых вариаций. В обоих рассмотренных случаях капли можно заменить разнотемпературными колоннами поднимающегося и опускающегося вещества, которые будут моделировать в данном случае элементы конвективных ячеек. Картина качественно будет такая же, поскольку все термоэлектрические явления привязаны к границе раздела. Несколько больше изменится структура токов и полей, если вместо чёткой границы со скачком химического состава установить среду с непрерывным однонаправленным изменением химических свойств, но магнитный момент среды будет ориентирован и расположен так же.

**Вариант с однородным веществом** Ещё в 19 веке было теоретически доказано, что в однородном проводнике первого рода не может возникать термоэлектричество. При этом подразумевалось, что термоэлектрические свойства вещества зависят только от химического состава. Практика массового использования термопар показала, что на термоэлектрические свойства вещества влияет также кристаллическая структура, давление и воздействующее магнитное поле. Оста-

ваясь химически однородными, проводники всё же могут генерировать термоэлектричество в температурном поле.

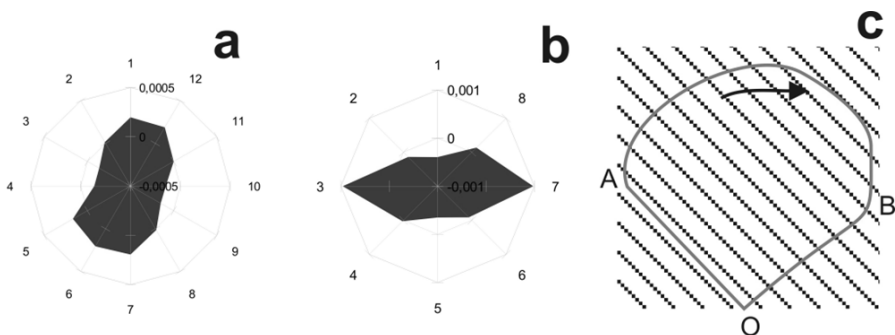


**Рис 2.** Случай прохождения горячей и холодной каплей через границу раздела сред: а) линии температурных градиентов, б) линии тока.

Это можно проверить несложными опытами. Для этого нужно лишь иметь достаточно чувствительный магнитометр. Автор этих строк с помощью феррозондового магнитометра обнаруживал изменение магнитного поля до 30 гамм ортогонально плоскости кольца в центре литого кольца из немагнитного алюминиевого сплава размером 18 см при нагревании края кольца пламенем «сухого горючего». Поле продолжает определяться и после прекращения нагрева, но постепенно спадает до нуля при остывании. Точечные нагревы кольца в других частях приводит к появлению разного по величине магнитного поля (а значит и тока в рамке) в том или ином направлении. Правда, этот эксперимент не доказывает на 100% термоэлектрический эффект в однородном материале, поскольку однородность его подтверждена только визуально. Этому доказательству противопоставляется мысль, что можно было бы ожидать такой же результат для химически неоднородного кольца, если расплав при литье был плохо перемешан.

Эксперименты с нагревом краёв немагнитных проводящих тел разной формы и состава (алюминиевые сплавы, медь, свинец) в области чувствительности аstaticкого магнитометра показали, что все тела дают магнитные поля, причина появления и структура которых однозначно объясняются термоэлектрическим эффектом. Опыты с телами плоской формы (диск, квадрат) позволяют говорить об анизотропии термоэлектрических свойств, связанной, скорее всего, с технологической обработкой исходных листов металла, а не с химической неоднородностью. Действительно, точечные нагревы таких тел дают центрально-симметричную диаграмму отклика магнитометра (рис. 3 а и б). Такой результат хорошо объясняется тем, что в испытуемом плоском теле существует направление, по которому  $\alpha$  максимальна, а по другому минимальна (рис. 3с). Тогда вблизи от места нагрева  $O$ , где градиенты температуры максимальны, по линии  $OA$  ТЭДС окажется больше, чем по  $OB$ . В области замыкания контура тока на-

правления линий и, соответственно,  $\alpha$  меняются, но там градиенты маленькие и их вклад в ТЭДС тоже мал. В результате в контуре определяющей будет ТЭДС участка ОА, которая и задаст направление тока во всём контуре. Стоит обратить внимание, что термоэлектрический эффект максимален тогда, когда ось  $\alpha_{max}$  идёт примерно под  $45^\circ$  по отношению к границе тела. В ортогональном и параллельном случае хода оси  $\alpha_{max}$  термоэлектрический эффект нулевой из-за симметрии правого и левого обходов по контурам.



**Рис. 3.** Диаграммы величин возникающих магнитных моментов как проявление термоэлектричества в плоских однородных проводниках при краевом точечном нагреве по секторам: а) алюминиевый диск, б) медный квадрат. Нулевой уровень на среднем расстоянии радиус-вектора. С - термоэлектричество в анизотропном проводящем теле (косые линии – направление максимальной  $\alpha$ ), ОАВО – контур с результирующей ТЭДС.

Анизотропию свойств можно объяснить либо небольшой преимущественной ориентацией микросталлов металла, либо остаточными напряжениями из-за технологических деформаций в результате проката листов. Анизотропию термоэлектрических свойств кристаллов впервые обнаружил П. Бриджмен [4]. Правда, это было выявлено по проявлению эффекта Пельтье, но физическая основа у прямого и обратного эффектов общая. О влиянии давления на термоэлектрические свойства проводников тоже давно известно. Даже были попытки ввести термин «термопара давления» [5], в которой вместо разных металлов используется один, но одна из ветвей цепи находится под сильным давлением.

Анизотропия термоэлектрических свойств, как свойство твёрдого тела, может проявиться только во внутреннем ядре. Однако пока нельзя высказать каких-либо соображений о её происхождении и направлении главных осей. Хотя в этом проявлении термоэлектричества есть определённое преимущество. Для появления относительно большой дипольной компоненты магнитного поля не нужно наличие холодной и горячей точек, а достаточно краевого нагрева в одной точке. Однако привязка эффекта к свойствам твёрдого вещества ядра затрудняет объяснение динамики процессов в ГМП.

Во внешнем жидком ядре, даже если оно химически однородно, может вырабатываться термоэлектричество из-за вертикальной неоднородности  $\alpha$ , вызванной её зависимостью от гидростатического давления. Не обязательно, как у Ельзассера, предполагать фазовые переходы вещества, достаточно и непрерывной

зависимости  $\alpha(p)$ , то есть непрерывных изменений этого параметра по вертикали. Картина генерируемого при этом магнитного поля будет такой же как в случае равномерных изменений химических свойств по вертикали. Как мы определили ранее, в наиболее простой конструкции термоэлектрического генератора необходимо присутствие компактной пары: источник и поглотитель тепла. Это может обеспечиваться горячими восходящими и холодными нисходящими потоками.

Вариант появления термоэлектричества за счёт изменений  $\alpha$  сильным магнитным полем рассматриваться не будет, поскольку придётся анализировать относительно слабые магнитные поля термоэлектрического происхождения на фоне требуемых для этого сильных тороидальных магнитных полей, сгенерированных другими более мощными природными механизмами.

Очень важно при решении обратных геофизических задач задать хоть какие-нибудь параметры предполагаемых источников поля, исходя из каких-то других соображений. В наиболее известном представлении Кокса [6] недипольное поле моделируется вертикальными диполями на поверхности внешнего ядра. Если моделировать вековые вариации дрейфом таких компонент, то форма сигнала должна получаться симметричной по вертикали. На практике петли вариаций часто оказываются наклонно вытянутыми. Чтобы варьировалась такая особенность сигнала как направление вытянутости петли, явно не хватает ещё одной степени свободы для источников. В нашей модели ориентация источников совершенно иная — во всех рассмотренных случаях сгенерированное магнитное поле должно содержать наиболее сильную дипольную компоненту, направленную горизонтально. Горизонтальная компонента имеет такую дополнительную степень свободы в горизонтальной плоскости. Если координаты и направление таких диполей будет вычислено при анализе наблюдаемого на поверхности или над поверхностью Земли ГМП, можно будет попробовать представить примерное положение горячих и холодных потоков во внешнем ядре.

1. *W. Elsasser*. On the origin of the Earth's magnetic field / *Phys. Rev.*, 1939, vol. 55, N 5, p. 489-498
2. *K.E. Bullen*. Physical properties of the Earth's core / *Ann. Geophys.*, 1955, vol. 2, N 1, p. 53-64
3. *Б.М. Яворский, А.А. Детлаф, А.К. Лебедев*. Справочник по физике для инженеров и студентов ВУЗов. 8-е издание. М.: «Оникс», «Мир и образование», 2006. 1056 с.
4. *Н.В. Кашин*. Курс общей физики. Т.2. Электричество и магнетизм. М.: Высшая школа, 1962. § 49
5. *Е.А. Штрауф*. Курс физики. Т. 2. Электричество и магнетизм. Л.: Судпромиздат, 1963. Р-л «Механизм электропроводности», § 9.
6. *A. Cox*. Geomagnetic reversals / *Science*, 1969, v. 163, p. 237-245.