

Глава VI. ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Природа магнитного поля Земли остаётся неизвестной, несмотря на многолетние и многочисленные усилия исследователей многих стран. Как известно, эта проблема считается проблемой "номер 1" в физике Земли. Более того, некоторые авторы работ по геомагнетизму утверждают, что Альберт Эйнштейн относил решение задачи генерации геомагнитного поля к одной из пяти главных проблем физики. Ясное понимание природы земного магнетизма автоматически решило бы многие вопросы, например, такие как: внутреннее устройство Земли; природа источника ее теплового потока, причины движения материков и плит, причины возникновения и исчезновения магнитного поля на Луне и спутниках Юпитера: Ио и Ганимеди (Cheng, Paranicas, 1996; Stevenson, 1997); синхронизм явлений в геомагнетизме и тектонике (например, суперхроны и суперплюмы) и т.п. Геомагнитное поле (см. рис. 6-1) нельзя рассматривать вне контекста общей модели Земли и планет, так как вряд ли природа геомагнетизма отличается от физики магнетизма других планет и спутников Солнечной системы. Принято считать, что геомагнитное поле взаимосвязано с тепловым потоком, геодинамикой. Очевидно, что модель магнитного поля Земли (МПЗ) должна включать связь с этими явлениями. Модель МПЗ должна объяснять весь широкий спектр явлений геомагнетизма: инверсии, экскурсы, джерки, дрейф магнитных полюсов и фокусов векового хода и т.п.

Рис. 6-1 дает общее представление о морфологии геомагнитного поля. Можно видеть, что поле имеет довольно сложный характер, - это не просто дипольное поле. Кроме северного и южного магнитных полюсов хорошо различимы четыре аномальных участка – два в северном и два в южном полушариях. Очевидно, что модель генерации геомагнитного поля должна находить объяснение этим особенностям. Очевидно так же, что это только самый поверхностный взгляд на проблему, как будет показано ниже, магнитному полю Земли присущи не только пространственные аномалии, но и особенности его поведения во времени в течение всего периода эволюции Земли.

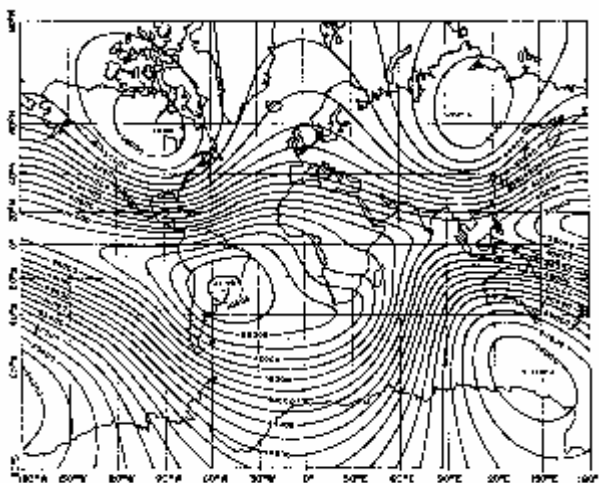


Рис. 6-1. Модуль интенсивности (в нТл) геомагнитного поля (Паркинсон, 1986).

VI. 1. Модели и гипотезы.

Большая часть моделей генерации МПЗ связана с идеей магнитного динамо и т.н. моделью "холодной" Земли. В основе такой модели лежит гипотеза железного ядра, разогрева его вещества за счет распада радиоактивных элементов, конвекции в ядре, захвата конвективным потоком вмороженного в него неземного магнитного поля и его усиление (Паркинсон, 1986; Яновский, 1953; Джекобс, 1979; Паркер, 1982; Рикитаки, 1968; Каулинг, 1959; и др.). Эта модель считается общепринятой, однако она не находит

ответов на многие вопросы из области физики Земли. Кратко перечислим некоторые из них. Во-первых, это инверсии поля. Кроме механизмов двухдискового динамо Рикитаки (1968) и динамо Паркера, в котором присутствуют меридиональные токовые кольца (Parker, 1969), здесь нет ни одной заслуживающей внимания идеи. Идеи Рикитаки и Паркера не находят геофизического наполнения и "не вписываются" в современные модели динамо. Инверсии, как известно, повторяются совершенно случайным образом, что так же не находит объяснения в динамо, в котором основной смысл состоит в строгой периодичности процессов (хотя существуют и другие идеи, т.н. турбулентного, "хаотического" динамо). Во-вторых, магнитное поле планет-гигантов и особенно наличие палеополя у Луны и Марса, а так же у некоторых других спутников, категорически не находит объяснения в рамках динамо в железном ядре. В третьих, дрейф магнитных полюсов как в прошлом, так и современный, не находит толкования в модели динамо. В четвертых, наличие глобальных аномалий отрицается в современной модели динамо. Не находит эта модель объяснений возникновению джерков, фокусов векового хода и т.п. Этот список можно продолжить. Все это позволяет (возможно, даже требует) искать другие, альтернативные пути. Один из таких путей состоит в создании принципиально новой модели "горячей" Земли и разработке на ее основе модели генерации МПЗ.

Отсутствие дипольного магнитного поля на Луне и на Марсе связывается в нашей модели с тем, что там вещество внутреннего ядра уже полностью релаксировало. В нашей модели Земли наличие аномалий, джерков и фокусов векового хода свидетельствует о том, что в области фазового перехода (в F-слое) происходят процессы выравнивания температуры. Система при этом стремится поддерживать постоянными pT -условия и выходит на стационарный режим. Наличие инверсий говорит о том, что вещество в области фазового перехода перегрелось (или переохладилось) и, как следствие этого, произошла смена направления фазового перехода; В свою очередь, наличие суперхрон (длительных периодов в несколько млн. лет в истории Земли, в течение которых ее магнитное поле не менялось) говорит о том, что система фазового перехода «вышла» на термодинамическое равновесие (что маловероятно), либо она очень далека от равновесия и т.п.

Согласно развиваемой нами модели горячей Земли во внутреннем ядре и на его границе возможно образование электронной «кристаллической» структуры типа Вигнеровского кристалла (Wigner, 1934; Van Horn, 1991; Аврорин и др., 1993), либо состояния, подобного «кристаллической пылевой плазме» (см. Приложение 3). Если это действительно так, то такая гипотеза позволила бы объяснить факт прохождения сдвиговых сейсмических волн через внутреннее ядро, состоящее, по модели, из плотного "газа". Внешнее ядро, согласно этой модели, состоит из конденсата этого "газа". В области фазового перехода "испарение-конденсация", происходящего на границе внутреннего ядра, по нашей модели, возможно образование и разделение электрических зарядов, и возникновение т.н. двойного электрического слоя (ДЭС). Суточное вращение ДЭС приведет к возникновению небольшого по величине "затравочного" дипольного магнитного поля. Это поле оказывается нормальным к электрическому полю ДЭС. В такой системе возможно, в принципе, возникновение холловского тока, который может усиливать затравочное магнитное. В принципе, в такой модели возможно возникновение динамо-механизма, усиливающего затравочное поле, аналогичного динамо-эффектам в ионосфере. Вообще говоря, процессы, происходящие в F-слое, в определенном смысле аналогичны явлениям, имеющим место в атмосфере. В частности, речь может идти о механизме образования, разделения электрических зарядов и возникновения двойного электрического слоя «Земля-ионосфера». Можно упомянуть об образовании геострофического ветра в атмосфере и течения в океане, о вихрях и волнах Россби и слое Экмана, об образовании спиральных структур и т.п.

Нединамо модели. Надо сказать, что идеи нединамо моделей генерации магнитного поля Земли возникли задолго до появления динамо-механизма. Среди прочих, идея генерации поля за счет возникновения тока Холла так же не нова. Как альтернатива магнитному динамо, эта идея развивалась Вестингом (Vestine, 1954). Известны и другие идеи, в частности, использование эффекта Нернста предлагалось Ганном, возбуждение электрических токов под воздействием давлений - Инглисом (Inglis, 1955) и т.п. Все подобные модели базировались, в той или иной степени, на некотором, не всегда ясном, механизме образования и разделения электрических зарядов. Суточное вращение их обеспечило бы некое начальное поле (наша модель тоже использует эту идею), которое может быть усилено за счет “работы” гальваномагнитного эффекта, например, эффекта Холла.

По-видимому, одним из первых, кто высказал эту идею еще в начале века, был австралийский физик В. Сазерленд. Признания его идея не получила, т.к. им не было разработано сколько-нибудь убедительной гипотезы разделения зарядов, а так же потому, что некоторым ученым казалось, что идея Сазерленда противоречит принципу относительности, “ ... ибо наблюдатель на поверхности Земли, вращаясь вместе с зарядами, остается неподвижным относительно них” (Яновский, 1953, с. 139). Это утверждение ошибочно, что было доказано известным экспериментом Эйхенвальда (1927), который обнаружил эффект возникновения магнитного поля при вращении диэлектрического диска с индуцированными на нём электрическими зарядами. Величина магнитного поля в этих экспериментах оказалась пропорциональной скорости вращения диска, его радиусу и концентрации индуцированных зарядов. Эксперимент Эйхенвальда служит прямым доказательством генерации магнитного поля при вращении электрических зарядов, которое, в свою очередь, эквивалентно прохождению электрического тока.

В подтверждение гипотезы Сазерленда, русский физик П.Н.Лебедев ещё в 1911 г. безуспешно пытался обнаружить намагниченность быстро вращающихся тел. Аналогичные опыты проводились чуть позже, в 1928 г. в Америке – Сванном и Лангакром, и тоже безуспешно (Григорьев и др. 1990). Отрицательные результаты этих экспериментов во многом определили скептическое отношение к гипотезе Сазерленда. Оно, по всей видимости, так и не было поколеблено результатом А.А. Эйхенвальда. Эксперимент Лебедева был недавно успешно повторен в Дубне Б.В. Васильевым (1994), который, используя современную экспериментальную технику, – сверхпроводящие экраны и очень чувствительные измерители магнитного поля (сквиды), обнаружил термогиромагнитный эффект, т.е. генерацию магнитного поля во вращающемся металлическом цилиндре, в котором искусственно создавался температурный градиент вдоль радиуса.

Теоретические исследования, связанные с проблемой генерации магнитного поля за счет вращающихся электрических зарядов, были выполнены Е.В.Григорьевой (1990). Она пришла к выводу, что покоящийся относительно Земли наблюдатель должен фиксировать магнитное поле, создаваемое стационарно распределенными во вращающейся Земле электрическими зарядами.

VI. 2. Модель генерации дипольного поля горячей Земли.

Электрическая модель. Построим феноменологическую модель процессов, которые, в принципе, могли бы приводить к генерации геомагнитного поля. Будем пользоваться аналогией с электрическими явлениями в атмосфере. Дело в том, что и в атмосфере, и в F-слое земного ядра, происходят, по нашей модели, процессы конденсации и испарения.

Как известно, в атмосфере Земли постоянно образуются, разделяются и рекомбинируют электрические заряды. Согласно теории Френкеля (1949), большие капли воды несут на себе отрицательный заряд, а маленькие – положительный. Большие капли падают на Землю (представляющую собой хорошо проводящую “обкладку” сферического конденсатора), обеспечивая ей отрицательный заряд. Положительный заряд скапливается

на другой “обкладке” – проводящей ионосфере (см. рис. 6-2 и Главу IX). Суть теории Френкеля (в рамках нашей модели) состоит в преобладании процессов конденсации воды в земной атмосфере над испарением. Если бы наблюдалась обратная картина, и горячий пар воды, вскипая, всплывал бы над поверхностью Земли, переносил отрицательный заряд к ионосфере, Земля оказалась бы заряженной положительно. Таким образом, если наша посылка верна, то смена режима ФП к преимуществу испарения над конденсацией поменяла бы полярность двойного электрического слоя (ДЭС) “Земля-ионосфера”.

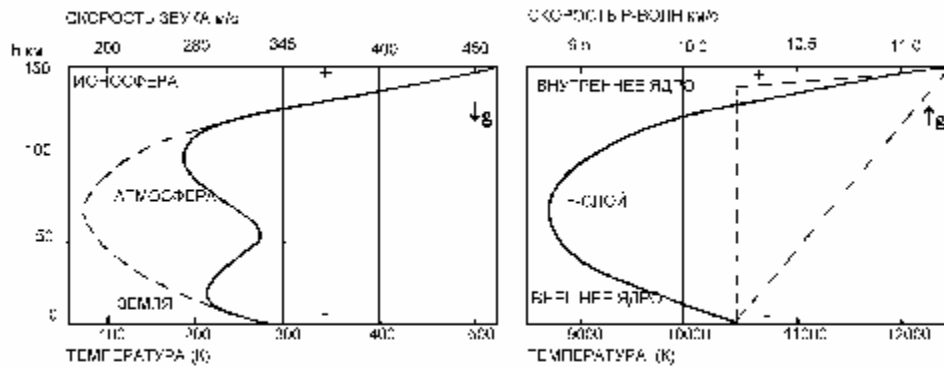


Рис. 6-2. Распределение температуры и скорости звука в ионосфере и F-слое ядра Земли.

Обратим внимание на характер распределения скорости звука по высоте атмосферы и Р-волн в F-слое, а так же на характер, в рамках нашей модели, распределения температуры в атмосфере и F-слое (рис. 6-2). Легко видеть их внешнюю схожесть. Но это не только внешняя сторона проблемы, на самом деле, и в том, и в другом случае, мы имеем дело с распределением скорости звука в двухфазной среде (см. соответствующие разделы глав IV и V). Этот факт говорит в пользу используемой нами аналогии между электрическими процессами в атмосфере и F-слое. Основное различие этих процессов состоит в том, что плотности вещества во втором случае на четыре порядка больше чем в первом, давление больше в миллион раз, а температура, - примерно, в тридцать раз.

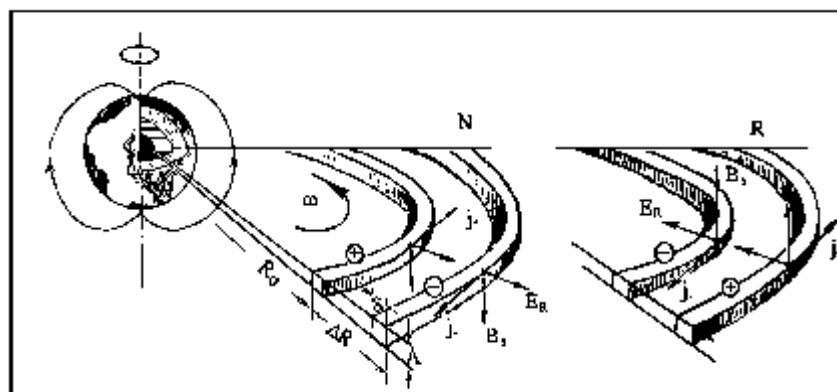


Рис. 6-3. Токовые системы в F-слое в случае прямой (N) и обратной (R) полярности МПЗ.

Предположим, что в области F-слоя происходят процессы, аналогичные тем, которые происходят с водяным паром в атмосфере. При конденсации плотного газообразного вещества внутреннего G-ядра (по Буллену) большие капли, поскольку они легче, скапливаются вблизи внутренней поверхности внешнего ядра, представляющего собой конденсат вещества внутреннего ядра. Как мы отмечали, конденсация, процесс экзотермический, приводящий к выделению дополнительного тепла и повышению

температуры. Если нет специального «канала» для отвода тепла, то в системе, после достижения в ней определенной температуры, режим конденсации изменится на преимущество испарения. Во время этого цикла (преимущества испарения при перегреве) кипящие пузыри собираются около поверхности внутреннего ядра. (В нашей модели, в отличие от ситуации в атмосфере, капли “легче” пузырей). В первом случае ($K > J$), внешняя граница F-слоя становится отрицательной, а внутренняя – положительной, во втором ($K < J$), – наоборот, полярность ДЭС меняется - на обратную. Таким образом, F-слой будем в дальнейшем рассматривать как ДЭС, в котором происходит смена его полярности при смене режима “работы” фазового перехода (см. рис. 6-3).

Оценим напряженность электрического поля E_R в F-слое: $E_R = q/(C \times \Delta R)$, здесь $q = NeV$ – электрический заряд слоя, ΔR – толщина F-слоя, N – концентрация зарядов, e – заряд электрона. Заметим, что отношение $1/Ne$ – имеет смысл холловской постоянной. Обозначим её через D , а через V – объем сферического “конденсатора”: $V = 4\pi R_G^2 \Delta R$, где R_G – радиус внутреннего ядра, тогда C – электрическая емкость ДЭС: $C = 4\pi e_o R_G^2 / \Delta R$, e_o – электрическая постоянная. Получаем:

$$E_R = \Delta R / (e_o D). \quad (6.1)$$

По-видимому, концентрация электрических зарядов Ne неравномерно распределена по F-слою, так же как это имеет место в атмосфере. Заряды в F-слое разделяются в той его области, как в облаках атмосферы, где преимущественно происходят процессы конденсации. Следовательно, E_R меняется по слою (по ΔR). Например, в атмосфере электрическое поле максимально (10^5 В/м) в облаках, где, как принято считать, и происходит генерация электрических зарядов. Поле достаточно велико вблизи земной поверхности (10^2 В/м) и значительно меньше на ионосферных высотах. В рассматриваемой нами модели поле E_R должно быть максимальным в тонких слоях на границах F-слоя, где, возможно, и реализуются механизмы конденсации и кипения.

Как было сказано выше, суточное вращение ДЭС с частотой w может вызывать возникновение “кваситокков” и генерацию магнитного поля. Рассмотрим этот вопрос подробнее. Будем считать, что у одной поверхности F-слоя скопился положительный заряд, а у другой – отрицательный (рис. 6-3). Будем считать, что в первом случае холловская постоянная положительна $D^{(+)}$, во втором – отрицательна $D^{(-)}$. Смена полярности ДЭС, следующая за сменой преимущества режима «испарение-конденсация», меняет знак у E_R . Вращение зарядов со скоростью $w R_G$ эквивалентно “току” с плотностью $j_w = w R_G / D$. Магнитное поле (индукция) такого “тока” на оси вращения системы:

$$B = m_b j_w S_X / 2R_G,$$

где S_X – эффективная площадь сосредоточения зарядов: $S_X \gg d \times A$, здесь $d \ll \Delta R$ – толщина слоя, по которому “течет ток” j_w (m_b – магнитная постоянная, A – высота слоя). Так как заряды на обеих границах F-слоя противоположны по знаку, в системе “текут” два тока в противоположных направлениях (определяемых направлением вращения и знаком D). В центре (на оси вращения Земли) аксиальных круговых “токов” магнитная индукция: $B = B_G - B_F$, где $B_G = m_b j_w S_X / 2R_G$, а $B_F = m_b j_w S_X / 2R_F$. Подставляя соответствующие значения $j_w = w R_G / D$ (во втором случае вместо R_G используем R_F), получаем, что $B = 0$. Однако, это совсем не так для точек, внешних относительно токовых колец. Например, величина индукции на экваторе (горизонтальная компонента поля):

$$B = m_b j_w S_X / h - m_b j_w S_X / (h + \Delta R) \gg m_b w S_X \Delta R R_3 / h^2 D,$$

где $h = R_3 - R_F$, R_3 – земной радиус. Подставляя ΔR из формулы (6.1), получаем:

$$B^* = (m_b e_o w / R_3) \times S_X E_R. \quad (6.2)$$

Величина B^* определяется E_R и площадью, занимаемой “током”: $B^* \approx 10^{-28} E_R S_X$. Полагая величину S_X порядка 10^9 м² и учитывая, что поле E_R не может принимать сколь угодно больших значений, получим, что магнитное поле, возникающее от вращения ДЭС, значительно ($k_o \gg 1$) меньше требуемого (геомагнитное поле на экваторе $B \approx 3 \times 10^{-5}$ Тл, k_o

– необходимый коэффициент усиления поля). Этой оценкой подтверждается вывод, к которому приходили и другие авторы, о невозможности обеспечить генерацию геомагнитного поля только за счет разделения зарядов в ДЭС и его суточного вращения.

Обратим внимание на то, что ток $j_w S_X$, создает магнитное поле B_o в районе противоположного слоя - d . Здесь же действует радиальное поле E_R и течет ток I_R , направленные нормально к полю B_o . Совместное влияние B_o и тока j_R может привести к возникновению холловского тока, направленного точно так же, как ток вращающихся зарядов j_w . Таким образом, возможно усиление этого тока за счет эффекта Холла.

Оценим величину индукции B_o , которая возбуждается в окрестности одной “обкладки” толщиной d “током” $j_w S_X$, текущим вдоль другой “обкладки” конденсатора. Величину B_o можно выразить аналогично предыдущему:

$$B_o = (1/2\pi)m_b j_w S_X / \Delta R = (1/2\pi)m_b w S_X R_G / D \Delta R. \quad (6.3)$$

Направления и величины B_o в окрестности “токов” j_w одинаковы. Это связано с тем, что направление “тока” определяется направлением вращения Земли и полярностью “постоянной Холла” D .

Наличие электрических зарядов (D), радиального электрического поля (E_R), тока (I_R) и ортогонального к нему магнитного поля (B_o) вызывает появление “холловских” напряжения $U_X = D(B_o \cdot I_R/A)$ и электрического поля ($E_X = U_X / 2\pi R_G$), а так же “холловского” тока (j_X):

$$E_X = D [B_o \cdot j_R], \quad (6.4)$$

$$j_X = S_X E_X, \quad (6.5)$$

где S_X – “холловская” проводимость, $j_R = I_R / S_R$, $S_R = 2\pi R_G \cdot A$. Причем, как следует из нашей модели, “холловские” токи текут в противоположных направлениях, в δ -слоях, в которых сосредоточены электрические заряды противоположных знаков. Для генерации поля требуемой величины в нашей модели необходимо обеспечить эффект усиления тока j_w в k_o раз. Оценим возможную величину k ($k = j_X / j_w$). Подставим (6.4) в (6.5):

$$j_X = S_X D [B_o \cdot j_R].$$

Выразим B_o через j_w , а j_R через E_R :

$$B_o = m_b S_X j_w / 2\pi \Delta R, \quad (6.6)$$

$$j_R = S_R \Delta R / e_o D. \quad (6.7)$$

Подставляем полученные выражения в формулу для k :

$$k = (m_b / 2\pi e_o) S_X S_R S_X. \quad (6.8)$$

Эффект усиления тока за счет эффекта Холла ограничивается величинами проводимостей S_X , S_R . Для получения магнитного поля (индукции) необходимой величины, должно выполняться очевидное условие: $k \geq k_o$. Заметим, что величина коэффициента усиления k_o не может быть сколь угодно большой, т.к. он показывает насколько скорость дрейфа холловского тока больше скорости суточного вращения зарядов. Скорость дрейфа не может быть очень большой, что и ограничивает величину k_o .

Оценим величины S_X и S_R . Совершенно ясно, что модель имеет смысл только в том случае, если одна из них очень большая (S_X), близкая к проводимости металла, другая (S_R) – очень маленькая, соответствующая проводимости диэлектрика. (Действительно, поляризация вещества и образование ДЭС возможно только в диэлектрике). Определим электрические характеристики нашей системы генерации геомагнитного поля. Амплитуда “холловского” тока I_X и напряжения U_X могут быть оценены, исходя из ограничения на величину мощности поддержания (диссипации) геомагнитного поля $P_X = 10^{12}$ Вт. Оценим величину I_X , полагая, что в F-слое текут два тока в противоположных направлениях, а величина индукции B в районе экватора ($B \approx 30$ мкТл) равна:

$$B = m_b I (1/h - 1/(h + \Delta R)) \approx m_b I \Delta R / h^2. \quad (6.9)$$

Из (6.9) величина тока: $I_X \approx 10^{10}$ А, значения U_X , E_X , и S_X приведены в Таблице 6.1.

Аналогичным образом можно оценить электрические характеристики системы радиальных токов и напряжений. По-видимому, мощность этой системы должна быть

несколько больше холловской, т.к. эффект Холла (если именно он является причиной возникновения I_X) является вторичным, но она не должна быть больше, чем мощность теплового потока $P_R = 10^{13}$ Вт (Примем КПД преобразования тепловой энергии в энергию магнитного поля примерно 10%). Ориентировочные значения величин E_R , U_R , I_R и S_R так же приведены в этой таблице.

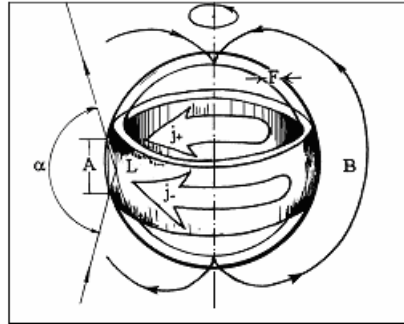


Рис. 6-4. Анизотропия внутреннего ядра. Схема токовых колец. Обозначения в тексте.

В нашей модели, “токи” текут в противоположных направлениях не по всей поверхности внутреннего ядра, а сосредоточены в двух цилиндрах, радиусом R_G и $(R_G + DR)$; высотой A и толщиной стенки δ , в экваториальной области. Это следует из нашей модели, т.к. в оценках мы принимали, что j_w и, соответственно, B^* , являются функциями R_G . Если рассмотреть нашу модель применительно к более высоким широтам, то вместо R_G необходимо подставить $R_G \cos j$. Это означает, что на полюсах, где $\varphi = 90^\circ$, наша модель заведомо “не работает” и вся наша “токовая” система “стягивается” в тонкие цилиндрические кольца ($\delta < A$), расположенные на экваторе (рис. 6-4).

Приведем окончательную формулу для индукции B дипольной части геомагнитного поля:

$$B = (m_b^2/e_o) (S_X S_R w/R) (\Delta R S_X^2/D). \quad (6.10)$$

Заменяя DR/R_X из (6.1), получаем для B :

$$B = m_b^2 (S_X S_R w/R) E_R S_X^2 = k_o B^* . \quad (6.11)$$

В формуле (6.11) $(S_X S_R w/R)$ характеризует медленно изменяющиеся параметры (здесь $R \gg h$ – земной радиус). Наибольший интерес представляет $(\Delta R S_X^2/D)$. Действительно, если материал внутреннего газообразного ядра “выработался” и $R_G = 0$, то и $\Delta R = 0$, и $B = 0$. Параметры ΔR и S_X могут оказаться неодинаковыми вдоль поверхности G-ядра, что может “обеспечить” искажение формы поля B - относительно поля осе симметричного, дипольного. Концентрация зарядов и полярность ДЭС определяет величину и полярность E_R (6.1). Изменение полярности радиального электрического поля E_R приводит к смене полярности B , т.е. к инверсии. Плотность разделенных в ДЭС зарядов, связанная с величиной D , контролирует изменение величины дипольной компоненты поля B . Вполне возможно, что наблюдаемое в течение последних 100 лет уменьшение величины B , со скоростью 5% за 100 лет, обязано этому эффекту. Полученная нами зависимость B от скорости вращения позволяет объяснить отсутствие магнитного поля на Венере (если его там никогда не было). Наличие внутреннего ядра на больших спутниках, даже весьма небольшого и функционировавшего весьма непродолжительное (по геологическим масштабам) время, привело к генерации в их недрах магнитного поля. Тот факт, что на Луне магнитное поле существовало в течение 700 млн. лет и исчезло 3,8 млрд. лет тому назад, подтверждает нашу модель.

Модель ионосферного динамо. Электрическую модель генерации МПЗ, изложенную выше, можно, в определенном смысле, считать гальвано магнитной схемой, типа Холловского динамо. Заметим, что, если оставаться в рамках нашей модели, то это не единственная, возможная схема генерации. В качестве альтернативной модели - рассмотрим модель динамо-генерации поля в F-слое. Она, в значительной степени, повторяет известную модель ионосферного динамо (Ришбет, Гарриот, 1975), поэтому прежде отметим особенности модели ионосферного динамо.

Таблица 6.1

Электрические параметры модели: система холловских (1), радиальных токов и напряжений (2); ионосферы (3) и атмосферы (4).

	1(хол. токи)	2 (рад. токи)	3 (ионос. токи)	4 (атм. токи)
I (A)	10^{10}	10^5	10^5	10^3
P (Вт)	10^{12}	10^{13}	10^8	10^9
E (В/м)	10^{-5}	$10^3 - 10^8$	10^{-3}	$0.1 - 10^5$
U (В)	10^2	10^8	10^3	10^6
j (A/м ²)	10	10^{-6}	10^{-5}	10^{-12}
σ (Ом м) ⁻¹	10^6	10^{-9}	10^{-2}	10^{-14}
S (м ²)	10^9	10^{11}	10^{10}	10^{14}

Движение атмосферы в направлениях, перпендикулярных силовым линиям магнитного поля, индуцирует электродвижущую силу, которая на высотах, где электропроводность достаточно велика, вызывает электрический ток. В ионосфере эти процессы происходят в E-слое, на высоте примерно 100 км. Для любой частицы среды, на которую действует электрическое и магнитное поле, можно записать уравнение:

$$m \, d\mathbf{V}/dt = e\mathbf{E} + e \mathbf{V} \times \mathbf{B} - m\mathbf{n}(\mathbf{V} - \mathbf{U}). \quad (6.12)$$

Здесь \mathbf{V} – скорость заряженной частицы, \mathbf{U} – скорость нейтральной атмосферы. Приравняв $m\mathbf{v}(\mathbf{V} - \mathbf{U})$ силе Лоренца $e \mathbf{V} \times \mathbf{B}$, можно определить скорость \mathbf{V} . Вектор \mathbf{U} , направленный поперек линий магнитного поля, индуцирует поле $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$. Это наведенное поле вызывает электрический ток $\mathbf{s} \times \mathbf{U} \times \mathbf{B}$, где σ - тензор проводимости:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}$$

Обозначим компоненты проводимости ионосферы: продольная (прямая) - σ_0 ; поперечная (Педерсена) - σ_1 ; Холла - σ_2 ; Каулинга - $\sigma_3 = (\sigma_1^2 + \sigma_2^2)/\sigma_1$.

Ток, возникающий за счет ветра, может не удовлетворять условию: $\text{div } j = 0$. В любой точке, где $\text{div } j \neq 0$, происходит накопление электрических зарядов, и ионосфера становится электрически поляризованной. Поляризационное электростатическое поле - $\nabla\Phi$ (Φ – электрический потенциал) возрастает до тех пор, пока токи не станут горизонтальными и не дивергентными. Соответствующая этим условиям проводимость слоя σ' определяется уравнением:

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ -\sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{bmatrix}.$$

Наведённое и поляризационное поля складываются и образуют общее электрическое поле \mathbf{E}_t . Ток определяется следующим образом:

$$\mathbf{j} = \mathbf{s}' \mathbf{E}_t = \mathbf{s}' \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B} - \nabla\Phi). \quad (6.13)$$

Этот ток течет в области экватора, в восточном направлении, образуя т.н. экваториальную токовую струю. В твердой, проводящей оболочке Земли наводится токовая струя противоположного направления. «Если бы Земля была идеальным проводником, а усложнения из-за горизонтальных вариаций поля и кривизны Земли можно было бы

пренебречь, то токи в ионосфере и на поверхности Земли были бы равны по величине и противоположны по знаку» (Ришбет, Гарриот, 1975, стр. 229). Природа этой струи имеет индукционный характер и обязана выполнению известного в физике правила Ленца.

Динамо F-слоя. Принято считать, что ионосферное динамо возбуждается в проводящем слое ионосферы, во-первых, за счет ветрового переноса проводящей среды поперек магнитного поля Земли и, во-вторых, из-за тензорного характера проводимости. В нашей модели магнитное поле, - это поле Земли. Для работы динамо F-слоя, как модели генерации, необходимо начальное затравочное поле. Будем считать, что причина появления затравочного магнитного поля может быть та же, что и в первом случае, - разделение зарядов и их суточное вращение. Если мы принимаем такое условие, то очевидным становится и наличие в схеме динамо-генерации радиального электрического поля E_R . Смена его полярности должна приводить к инверсии поля. Это означает, что, в отличие от первой схемы, в пограничном слое должно меняться на противоположное направление ветра. Отсюда следует, что в генерации поля принимают участие не геострофические ветры, а другие течения, явно связанные с процессами ФП, протекающими в F-слое. Если принять эту идею, то в настоящее время на внешней поверхности F-слоя ветер имеет западное направление, т.е. среда движется на запад. Естественно, ток на внутренней поверхности F-слоя при современной полярности имеет восточное направление (как в ионосфере). Обратим внимание на аналогию: токи текут в восточном направлении вблизи поверхности, заряженной положительно (ионосфера и G-ядро), и, наоборот, в западном, - если поверхность имеет отрицательный заряд (Земля и E-ядро). Причина этого, по всей видимости, заключается в том, что при смене полярности геомагнитного поля (инверсии) меняется направление радиального массопереноса в области ФП, что при неизменном направлении вращения Земли приводит (за счет кориолисовых сил) к изменению направления горизонтального переноса. Кроме этой особенности, которая никак не скажется на процессах по первой схеме, в остальном, обе модели идентичны.

К примеру, аналогичным образом, и в первой, и во второй модели, требуется, чтобы проводимость имела тензорный характер, а так же имелось в наличии затравочное поле. Собственно различия обеих моделей состоят только в том, что является причиной появления горизонтального поля E : это либо холловское поляризационное поле, либо поле, индуцированное гидродинамическим переносом. Оценки показывают, что это величины одного порядка. По-видимому, можно считать, что обе эти схемы эквивалентны, и на современном этапе разработки модели генерации трудно отдать предпочтение какой-либо из них. Общим для двух схем генерации является наличие двух токов, текущих навстречу друг другу в тонких экмановских δ -слоях вблизи G-ядра и E-ядра. В первой модели, это холловские токи, во второй – индукционные, связанные с гидродинамическим переносом со скоростью U . Вероятнее всего, что в этих схемах мы рассматриваем одну и ту же модель генерации геомагнитного поля.

Сделаем несколько замечаний. Мы показали, что возможна, в принципе, генерация геомагнитного поля без включения в схему тороидального поля и дифференциального вращения внешнего ядра, необходимого для возникновения этого поля. По всей видимости, этих явлений в действительности не существует. Иначе, мы обязаны были бы обнаружить следы тороидального поля на поверхности Земли при измерении поля на геомагнитных обсерваториях.

Кроме этого, проведенный в последние годы анализ сейсмических данных по *splitting* функциям показал, что, по всей видимости, нет и дифференциального вращения ядра. По крайней мере, его не наблюдается в той области значений, которая используется при построении традиционной схемы магнитного динамо. Очевидно, что вблизи поверхности внутреннего ядра существует гидродинамический перенос. По всей видимости, именно это явление принято считать супервращением внутреннего ядра.

Продолжая аналогию между процессами, происходящими в атмосфере и F-слое, стоит отметить, что и в атмосфере обнаружено явление супервращения верхней атмосферы Земли (Матора, 2000)

У оппонентов нашей модели может возникнуть возражение, связанное с доказательством теоремы Каулинга (1959), относительно невозможности генерации поля симметричным относительно оси движением. Каулинг полагал, что для генерации дипольного поля необходимо симметричное круговое вращение проводящей жидкости. Однако в области жидкости, полагал Каулинг, поле равно нулю ($H = 0$) и, следовательно, равна нулю сила $m [v \times H]$, приводящая жидкость в движение. В нашей модели принципиально наличие симметричного движения (симметричных токов), однако возражение Каулинга, - силы не имеет, так как система двухконтурная и начальное поле одного контура является затравочным для другого. И последнее замечание. Рассмотренные выше модели генерации поля (как и модель горячей Земли) не следует рассматривать как законченную теорию геомагнетизма. В книге, которую Вы держите в руках, это принципиально новое направление в теории геомагнетизма - только обозначено.

Геомагнитное поле и анизотропия внутреннего ядра. Рассмотрим модель, связывающую цилиндрическую и латеральную анизотропию внутреннего ядра с нашей схемой генерации геомагнитного поля. Явление анизотропии свойств внутреннего ядра заключается в том, что сейсмические волны, проходящие через него параллельно оси вращения Земли, распространяются быстрее, чем те же волны, которые проходят через внутреннее ядро в плоскости экватора. Время распространения (travel time) вдоль оси вращения Земли («pole to pole»), оказывается примерно на 1 % (до 6 секунд) меньше, чем travel time волн, проходящих в других направлениях относительно оси вращения. Это явление подтверждается данными по расщеплению (splitting) спектров собственных колебаний Земли. Кроме различий в скоростных свойствах ядра вдоль оси вращения Земли и поперек нее, обнаружена пространственная (латеральная) анизотропия свойств внутреннего ядра, как по данным splitting-функций, так и по данным travel-time. Суть латеральной анизотропии состоит в том, что скорости P-волн, регистрируемые в некоторых областях поверхности внутреннего ядра, оказываются на 0.2-0.4 % ниже, чем на полюсах и материках. Эти области проецируются на поверхность Земли в районы Тихого и Атлантического океанов.

Цилиндрическая анизотропия. Как следует из нашей модели, в F-слое возникает токовая структура в виде дифференциального токового кольца (цилиндра), расположенного в плоскости экватора. Токи величиной порядка 10^{10} А текут по двум “проводникам” (высотой A и толщиной δ , каждый) в противоположных направлениях (рис. 6-4). Первый “проводник” находится вблизи границы с внутренним ядром, второй - на границе с внешним. Как известно, цилиндрическая анизотропия обнаружена на границе внутреннего ядра. Скорость P-волн распространяющихся внутри цилиндра немного превышает скорость волн вне его. Рассмотрим, может ли наличие области генерации геомагнитного поля в виде цилиндрической структуры привести к увеличению скорости P-волн.

Обратимся к правой части рис. 6-2, откуда можно выявить, что возрастание скорости P-волн на 10 % примерно соответствует возрастанию температуры на 20 %. Нашу задачу можно переформулировать таким образом: Может ли цилиндрическая токовая диссипативная структура привести к локальному нагреву вещества требуемой величины. Как известно (Кузнецов, 1998-а), тепловой поток Земли Q составляет примерно 3×10^{13} Вт, а мощность магнитного поля $P = 10^{12}$ Вт ($Q/P \approx 30$). Предположим, что температуре T на границе внутреннего ядра соответствует тепловой поток Q : $T \sim Q$, а диссипация токовой системы вызывает дополнительный нагрев: $\Delta T \sim \zeta P$, где ζ коэффициент, показывающий ту часть мощности, которая пошла на дополнительный

нагрев (ΔT) части поверхности внутреннего ядра ($\zeta < 1$). Из наших рассуждений следует: $\Delta T/T = 0.02 - 0.03$; $T \sim Q/4\pi R^2$; $\Delta T \sim zP/2\pi RA$. Здесь R - радиус внутреннего ядра. Подставим полученное:

$$\Delta T/T = (2zP/Q) \times R/A. \quad (6.14)$$

Полагая коэффициент ζ равным 5 %, можно оценить отношение радиуса внутреннего ядра R к высоте цилиндра A : $R/A \approx 10$. Откуда следует, что высота “цилиндра” A равна примерно 100 км. Оценки показывают, что дополнительный нагрев вещества слоя высотой A может приводить в необходимому увеличению скорости распространения Р-волн.

Оценим, можно ли получить увеличение скорости распространения Р-волн в поверхностном слое ядра за счет дополнительного давления Δp , вызванного влиянием магнитного поля на проводящую среду:

$$\Delta p = m_b H^2 / 8\pi,$$

где m_b - магнитная постоянная, H - напряженность магнитного поля (А/м): $H = I/d$, I - ток, d - толщина слоя, в котором магнитное поле может вызвать дополнительное давление Δp . Для того, чтобы скорость Р-волн увеличилась на 1 %, дополнительное давление должно быть порядка 10^9 Н/м². В этом случае толщина слоя d ($d = [8\pi\Delta p/m_b I^2]^{1/2}$) оказывается порядка сотни метров, что значительно меньше, чем толщина d “проводника” (рис. 6-4) по нашей модели. Заметим, что минимальная толщина слоя, в котором наблюдается анизотропия внутреннего ядра (Адушкин и др. 1997), составляет единицы км. Может ли быть этот слой толщиной всего сотню метров? Достоверна ли наша оценка возможности влияния давления, вызванного геомагнитным полем, как причина цилиндрической анизотропии? По-видимому, нет возможности сегодня ответить на эти вопросы однозначно. Можно лишь добавить, что в рамках нашей модели, схема генерации геомагнитного поля, представляющая собой дифференциальное токовое двойное кольцо (двойной цилиндр), расположенное на границе внутреннего ядра в плоскости экватора, это единственная, возможная причина возникновения цилиндрической анизотропии внутреннего ядра.

Результаты, полученные с помощью метода travel time, можно использовать для оценки величины A . Для этого представим такую схему. В области экватора сейсмический луч распространяется вдоль по «стенке» цилиндра A (рис. 6-4). Если бы цилиндрической анизотропии не было, то тот же луч распространялся вдоль по линии L , представляющей собой угол 150° . Можно составить прямоугольный треугольник, одной из сторон которого является $A/2$, а гипотенузой – $L/2$. Угол у основания треугольника $\alpha = 150/2 = 75^\circ$. Будем считать, что Р-волна проходит расстояние $A/2$, быстрее чем $L/2$, на одну секунду. Положим, что скорость этой волны порядка 10 км/с, или, иначе, $L/2 - A/2 = 10$ км, а $A/L = \sin \alpha$. Отсюда высота цилиндра $A \approx 500$ км.

Латеральная анизотропия. Выше мы отмечали, что методами travel time и splitting-функций обнаружена латеральная анизотропия внутреннего ядра. Она меньше цилиндрической, но, тем не менее, представляет несомненный интерес в плане понимания внутреннего устройства Земли и взаимосвязи её оболочек. Как было сказано, области внутреннего ядра, проецируемые на Тихий и Атлантический океаны - “медленные”. Области ядра, на которые проектируются материки, - более “быстрые”, скорости распространения Р-волн в этих регионах выше, чем в “медленных”. Если обратиться к рис. 6-2, можно видеть, что в непосредственной близости от границы внутреннего ядра повышение скорости волн соответствует уменьшению радиуса ядра, т.к. v_p возрастает к центру Земли: $v_p \sim 1/R$. Аналогичная ситуация наблюдается и на границе ядро-мантия. Оказывает ли влияние магнитное поле на латеральную анизотропию внутреннего ядра, или возможно ли их взаимное влияние? Чтобы ответить на эти вопросы, построим развертку амплитуды Н-компоненты геомагнитного поля по долготе в плоскости экватора.

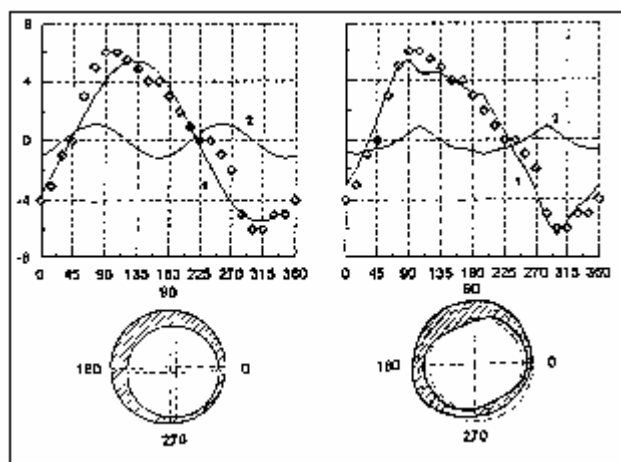


Рис. 6-5. Связь анизотропии внутреннего ядра и морфологии геомагнитного поля. Точки – переменная часть H компоненты в плоскости экватора. 1 – первая и 2 – вторая гармоники. На рис. а (слева) - разложение по \sin -функциям; б (справа) – по собственным функциям. Внизу: сечение F-слоя.

Воспользуемся данными о стандартном геомагнитном поле. Переменная часть величины H -компоненты (в микротеслах - мкТл), измеренная в плоскости экватора представлена на рис. 6-5-а и 6-5-б точками. Среднее значение H -компоненты на экваторе составляет примерно 32 мкТл. Полученную функцию $H(j)$ можно разложить на две гармоники: первую и вторую (рис. 6-5-а). Напомним, что согласно нашей модели генерации геомагнитного поля, в плоскости экватора должно находиться дифференциальное токовое кольцо. Если кольцо симметрично, то не должно наблюдаться переменной (по углу) части H -компоненты. Одной из причин появления этого эффекта могла бы быть некоторая несоосность колец. Например, смещение одного из них относительно другого может привести к пространственной вариации величины H -компоненты (ΔH), что и наблюдается в действительности. Так как максимум вариации H -компоненты приходится примерно на $(120-135)^\circ\text{E}$, то для реализации этого явления, внутренний круг следует сместить в противоположную сторону, - к 300°E . Величина смещения x находится из пропорции: $\Delta H/H \sim x/\Delta R$ ($x \approx 1/5 \Delta R$, около 20 км). Таким образом, первая гармоника (рис. 6-5-а) определит в плоскости экватора смещение внутреннего круга (2), а вторая - отклонения от этого круга (2) в соответствии с величинами и фазами второй гармоники.

Обратим внимание на то, что в латеральной анизотропии внутреннего ядра, так же как и у второй гармоники H -компоненты поля, наблюдается два максимума и два минимума. Представим себе, что эта функция определяет “вторую гармонику” разложения H -компоненты “по собственным функциям”. Тогда, вычитая её из $H(j)$, получим некую функцию (аналог первой гармоники), которая (по нашей модели) должна была бы показать изменение круга (1), в то время как “вторая” гармоника покажет изменение формы круга (2). В этом случае нет нужды смещать круги один относительно другого даже на 20 км, как на рис. 6-5-а, достаточно их несколько деформировать. В результате, на рис. 6-5-б мы получим сечение F-слоя в плоскости экватора, которое наилучшим образом описывает морфологию H -компоненты геомагнитного поля. Таким образом, оказывается, что обнаруженное явление латеральной анизотропии внутреннего ядра играет значительную роль в формировании морфологии геомагнитного поля. Иначе, структура оболочки внутреннего ядра оказывается хорошо связанной с морфологией горизонтальной компоненты геомагнитного поля. Отметим ещё одно удивительное совпадение. Для получения соответствия модели реальному полю, пришлось сместить внутреннее кольцо

токовой системы (рис. 6-5-а) в направлении к 300°E . Надо сказать, что для наилучшего описания анизотропии внутреннего ядра, К.С.Creager, так же как и мы, сместил центр анизотропии в сторону 300°E .

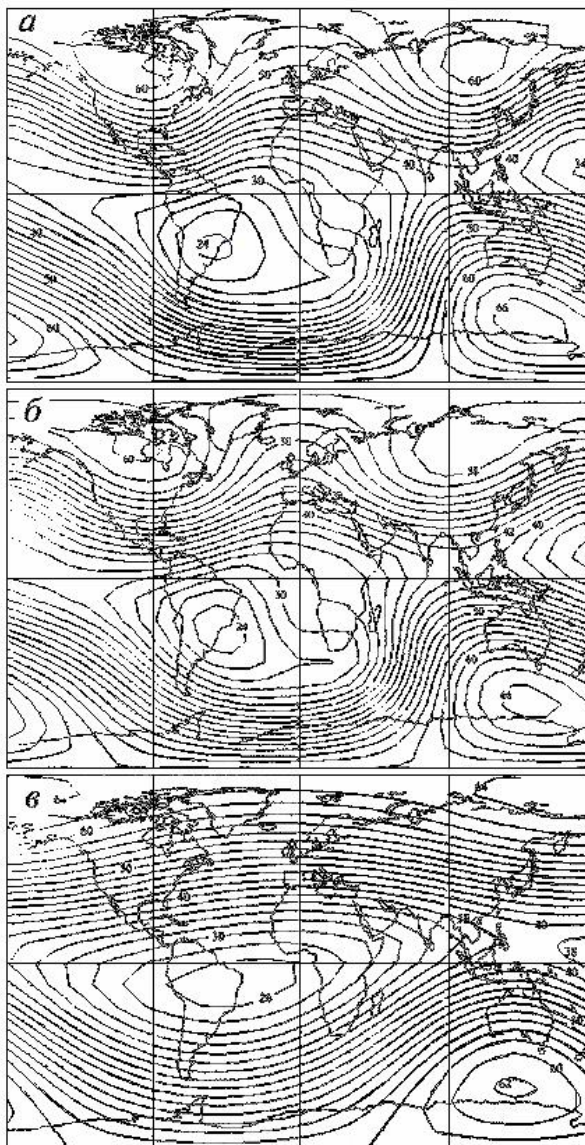


Рис. 6-6. Модуль интенсивности (в нТл) геомагнитного поля - *а*; модуль интенсивности поля, рассчитанный для системы дифференциальных токовых колец и 4-х радиальных диполей, соответствующих глобальным магнитным аномалиям - *б*; модуль интенсивности дифференциального токового кольца без радиальных диполей – *в* (Ботвиновский, 2000).

На рис. 6-6-б и 6-6-в приведены примеры расчета модуля геомагнитного поля. Дифференциальное токовое кольцо было смещено относительно оси вращения на угол порядка 10° . Радиальные диполи были размещены в местах расположения магнитных аномалий на радиусе шара, равном радиусу внутреннего ядра. Этот рисунок показывает, что токовая схема, принимаемая в нашей модели генерации геомагнитного поля, позволяет получить морфологию источника, соответствующую реальному полю Земли, изображенному на рис. 6-1 и 6-6-а.

VI. 3. Магнитные аномалии, джерки, инверсии и фокусы векового хода.

Аномалии. На карте полного вектора МПЗ (F) хорошо различимы (см. рис. 6-1, 6-6) глобальные магнитные аномалии (ГМА). Интенсивность ГМА настолько велика, что её можно сравнивать с интенсивностью дипольной части МПЗ. Четко выделяются четыре аномалии: Канадская, Сибирская, Бразильская (Южно-Атлантическая) и Южная. Эту аномалию иногда называют Южный полюс, объединяя ее с южным магнитным полюсом, что не совсем верно; иногда - Антарктической. Обычно магнитологи, разлагая МПЗ в ряд Гаусса, стремятся сделать так, чтобы первый коэффициент ряда имел максимальное значение. После вычитания из общей структуры МПЗ ее первых коэффициентов ряда, остается т.н. недипольная часть. В оставшемся поле уже не наблюдается так хорошо выраженных аномалий, как это видно на карте. По-видимому, если мы хотим разобраться в том, что представляет собой МПЗ, это не совсем корректная процедура. Более того, хорошо известно, что ГМА "проявляются" в космосе, ионосфере и магнитосфере и вообще "живут" самостоятельной жизнью.

Еще в начале 60-х годов в России с помощью спутников было зарегистрировано открытие, связанное с проникновением высокоэнергетических частиц солнечного ветра в областях северных (Сибирской и Канадской) магнитных аномалий (Вернов и др. 1961). В областях этих ГМА наблюдалось резкое увеличение энергии и плотности потока частиц. Сотрудники группы академика С.Н. Вернова зафиксировали, что это увеличение связано с резкими изменениями модуля поля в районах аномалий. В этом плане наиболее изучена Бразильская аномалия. Анализируя материалы, полученные на японском спутнике EXOS-A (Oyama, Schlegel, 1984), и на космической станции с телескопом Хаббл (Pinto et al., 1992), можно убедиться, что эта аномалия "проявляется" до высот 600 км. Плотность потока заряженных частиц в районе БМА превышает аналогичную величину, измеренную в других районах, удаленных от ГМА, на несколько порядков. Магнитные аномалии (в частности, Бразильская) изучались археомагнитными методами (Pinto et al., 1992). Как следует из этой работы, БМА в течение последних 4-х тыс. лет не меняла своего положения, ее эпицентр всегда находился там же где сейчас, на восточном побережье Бразилии. Интенсивность поля этой аномалии за 4 тыс. лет была непостоянной: она дважды возрастала относительно современной примерно в 1.5 раза. Одно из наиболее интересных свойств ГМА состоит в том, что в момент инверсии МПЗ они остаются источниками магнитного поля. Известен такой факт, когда в момент инверсии МПЗ виртуальные магнитные полюса оказывались ориентированными на Сибирскую ГМА (Petrova, 1990). Хорошо известно, что в момент инверсии магнитные полюсы движутся вдоль траекторий, приближающихся к ГМА (Constable, 1992; Clement, 1991; Tric et al., 1991; Kuznetsov, 1999).

Фокусы векового хода. Современные карты годовых изменений величин компонент геомагнитного поля показывают, что существуют несколько областей (регионов), в которых эти компоненты возрастают (убывают) значительно интенсивнее, чем в других.

Центральные части этих областей называют фокусами векового хода (ФВХ). Изучая карты современных вековых вариаций, можно выделить:

- Бразильский ФВХ (№ 1 на схеме 6-1 и рис. 6-7) с максимальной скоростью изменения общей интенсивности поля -200 нТл/год; его координаты 0° , 40° W.
- Цейлонский ФВХ (№ 11): + 100 нТл/год, 10° N, 80° E.
- Индонезийский ФВХ (№ 9): - 40 нТл/год, 15° S, 110° E.
- Тихоокеанский ФВХ (№ 10): + 60 нТл/год, 15° S, 100° W.

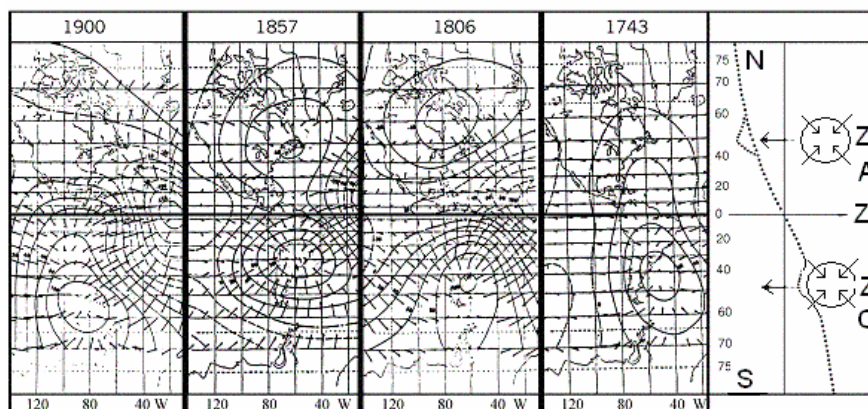


Рис. 6-7. Слева - фокусы векового хода (ФВХ) в различные эпохи. Показана динамика бифуркации (1743) и направления дрейфа (1857, 1900) ФВХ № 5 (Yukutake, Tachinaka, 1968). Справа, модель ФВХ: точки - модуль геомагнитного поля. В северном полушарии ФВХ – антициклон (А), в южном, – циклон (С). Стрелки в круге - линии тока.

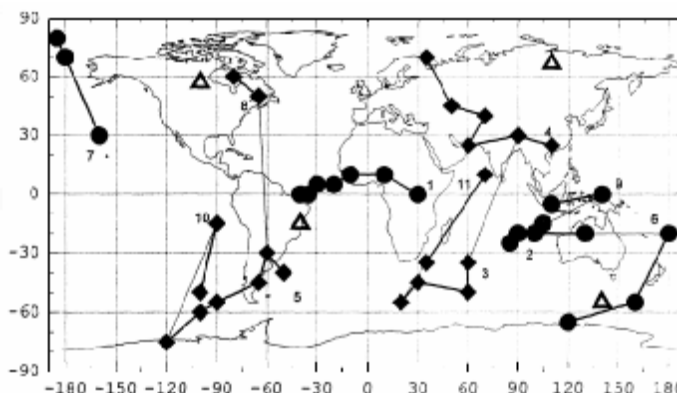


Рис. 6-8. Карта дрейфа фокусов векового хода с 1743 по 1985 г.г. по данным Yukutake и Tachinaka (1968). Треугольники - ГМА. Номера ФВХ приведены на Схеме 1.

Анализ аналогичных карт, построенных для более ранних лет, показал, что ФВХ представляют собой области, дрейфующие по поверхности Земли. ФВХ, как правило, зарождаются на экваторе и либо дрейфуют вдоль него в западном направлении (см. схему 6-1 и рис. 6-7, 6-8), либо, так же дрейфуя к западу, перемещаются при этом к полюсам и, постепенно уменьшая свою интенсивность, распадаются (Yukutake, Tachinaka, 1968). В частности, хорошо известен т.н. Каспийский ФВХ, который дрейфовал по территории России и распался на полярном Урале (Почтарев, 1978).

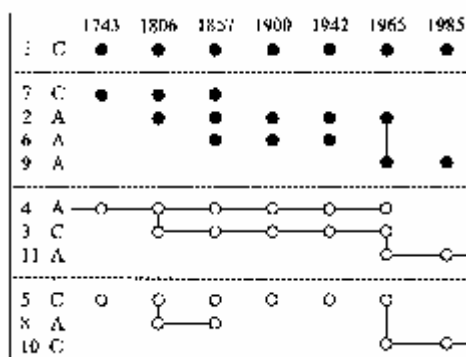


Схема 6-1. Эволюция фокусов векового хода. (С-циклоны; А-антициклоны).

ФВХ происходившие за последние 250 лет по картам, приведенным в (Yukutake, Tachinaka, 1968), изображены на схеме 6-1. ФВХ (№ 1) представляет собой циклон (С), Удивительна его стабильность и большое время жизни (> 250 лет). За это время он “успел” пройти путь вдоль экватора от Африки до Бразилии. ФВХ (№ 2), тоже отрицательный, но, так как он двигался в Южном полушарии, - антициклон (А), дрейфуя в западном направлении, по-видимому, был “родителем” ещё трех ФВХ (№№ 7, 6 и 9). Первый из них (№ 7) дрейфовал к северу, два других - к югу. Кроме этих, есть шесть положительных ФВХ. Среди них нет таких, дрейф которых был бы “привязан” к экватору, но и эти ФВХ можно разбить на две группы, внутри которых явно видна их связь: первая объединяет №№ 4 (Каспийский ФВХ), 3 и 11, а вторая, №№ 5, 8 и 10.

Общим свойством для всех ФВХ, можно отметить, что все они как бы “обходят стороной” ГМА, ни разу не “столкнувшись” с ними. Возможно, это происходит не случайно. ФВХ, были рассмотрены как гидродинамические вихри, типа вихрей Россби (Кузнецов, 1995). В этом плане они, аналогично атмосферным вихрям, могут быть циклонами и антициклонами. Направление переноса вихря - ФВХ может быть как к Земле, так и от неё, вращение вихря - как по часовой стрелке, так и – против неё. Все это создает широкую гамму различных гидродинамических явлений, называемых фокусами векового хода.

Представленные на схеме и рисунках данные позволяют оценить величину скорости западного дрейфа ФВХ (вдоль экватора). Скорость дрейфа составляет примерно 10 – 20 км/год. (Возможно, эта оценка каким-то образом характеризует скорость переноса вещества в F-слое в западном направлении).

Инверсии. Инверсия геомагнитного поля была обнаружена в 1906 году Брюнесом при палеомагнитных исследованиях в лаве из Центрального массива во Франции (Джекобс, 1979). С тех пор подобные образцы горных пород были найдены во всех частях света. Установлено, что примерно половина всех измеренных образцов пород обладает нормальной намагниченностью, а другая половина - обратной. Долгие годы продолжался спор, касающийся вопроса, изменяла ли Земля полярность магнитного поля, или обратная намагниченность является результатом воздействия на вещество тех или иных физических или химических процессов. В наше время этот вопрос снят: считается доказанным, что Земля периодически меняет полярность своего поля. Более того, доказана корреляция между частотой смены полярности поля и тектонической активностью планеты. Есть свидетельства тому, что величина температурного градиента (по-видимому, и теплового потока) различны при прямой и обратной полярности поля (Тюленева, 1988). Оказывается, что величина температурного градиента пород с обратной полярностью геомагнитного поля несколько выше, чем этот градиент у пород с прямой полярностью.

Обнаружено, что в момент инверсии, величина поля значительно понижается, но почти никогда не бывает равной нулю. Величина остаточного поля неравномерна по земной поверхности: она заметно выше в областях магнитных аномалий (Петрова, Сперантова, 1986). Важным параметром является время инверсии, или, что, то же самое, средняя скорость дрейфа магнитного полюса, т.к. длина его пути известна. Общепринято, что время обращения составляет в среднем от 1000 до 10000 лет, хотя есть оценки и в сто тысяч лет (Паркинсон, 1986). Однако есть и совсем другие оценки, к примеру, обратимся к работе (Вадковский и др. 1980), где тщательно изучалось поведение магнитного поля во временных переходных зонах между эпохами Гаусс-Матуяма, Матуяма-Харамильо, а также верхнекембрийской инверсии N→R на ряде разрезов Средней Азии и Восточной Сибири. Авторы выделили несколько кратковременных переполюсовок в течение периода инверсии. Среднее время смены полярности, когда можно говорить об устойчивом состоянии поля, составляет примерно от сотни до тысячи лет. Инверсия включает в себя до десятка и более состояний той или иной полярности поля и промежуточных состояний,

когда дипольного поля (и магнитных полюсов) попросту нет. В недавно опубликованной работе Клемента (Clement, 2004) показано, что время переполюсовки Брюнес-Матуяма тем больше, чем дальше точка взятия пробы от экватора. Это явление чем-то напоминает известный факт, что время смены дня и ночи (терминатор) тем короче, чем ближе к экватору.

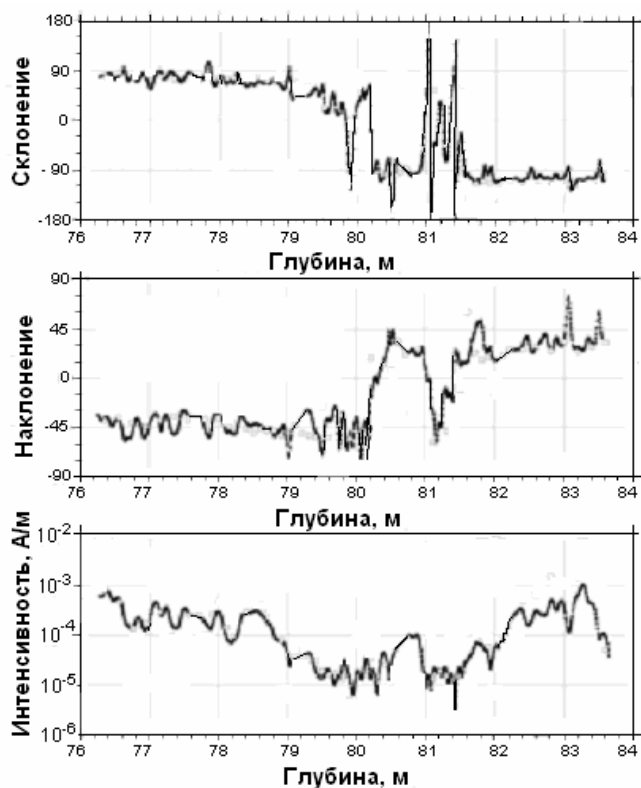


Рис. 6-9. Изменение параметров геомагнитного поля в период инверсии Брюнес-Матуяма: склонения, наклонения и полного модуля поля, в зависимости от глубины осадков (т.е. текущего времени) для Южной Атлантики (Yamazaki, Oda, 2001).

Принято считать, что полное время инверсии занимает примерно 10 тыс. лет, в то время как реальное время, по-видимому, значительно меньше. Экскурсы – явления ещё более «быстрые», чем инверсии. Иллюстрацией сказанному может служить рис. 6-9, на котором приведены данные (Yamazaki, Oda, 2001), полученные для инверсии Брюнес-Матуяма по палеомагнитным наблюдениям в Южной Атлантике, в непосредственной близости от берегов Африки. Средняя скорость накопления осадков в этом регионе в период инверсии составляла 10 см за 1000 лет. Весь период смены полярности Брюнес-Матуяма (788 – 795 тыс. лет) составляет, по данным (Yamazaki, Oda, 2001), 7 тыс. лет. Рис. 6-9 позволяет грубо оценить характерное (минимальное) время смены полярности. Это время оказывается существенно меньше 1000 лет. (Что меньше минимального времени, следующего из модели динамо, примерно в 100 раз).

Все эти данные показывают, что, разрабатывая модель инверсий и экскурсов, необходимо учитывать отмеченные временные особенности этих явлений. Рис. 6-9, кроме этого, демонстрирует, что в момент инверсии в районе Южной Атлантики модуль поля уменьшается в значительно большее число раз (почти в 100 раз), чем в других регионах, но все же остается немалым, не равным нулю

Таблица 6-2. Инверсии и экскурсы.

(Petrova, 1990; McDougall, et al., 1992; Mc Fadden, Merril, 1995; YANG Taibao, et al., 2004).

Epochs	Excurses: ago (kyr), title:	№
	- 2.5 Etrussia	1
	- 15 – 20 Gothenburg	2
	- 25 – 30 Mono Lake	3
Brunhes 0 - 780	- 35 – 45 Laschamp	4
	- 60 – 70 Kargopolovo	5
	- 68 – 80 Gaotai	6
	- 110 – 130 Blake	7
	- 180 – 200 Biwa I	8
	- 230- 250 Jamaica	9
	- 280 – 300 Biwa II	10
	- 360 – 390 Biwa III	11
	- 469 Emperor	12
	- 550 Big Lost	13
Brunhes-Matuyama 780	- 660 Delta	14
Matuyama	- 931 Kamikatsara	15
	- 990 - 1.060 Jaramillo	16
	- 1.190 – 1.215 Cobb Mountain	17
	- 1370 - 1440 Ontong Java	18
	- 1675 Gitsa	19
	- 1.780 – 1.960 Olduvai	20
Matuyama-Gauss 2.600	- 2.110 – 2.270 Reunion	21
Gauss	- 3.020 – 3.090 Kaena	22
Gauss-Gilbert 3.570	- 3.210 – 3.290 Mammoth	23
Gilbert	- 3.800 Cochiti	24
	- 4.200 Nunivak	25
	- 4.400 Sidufjall	26
Gilbert boundary, 5.000	- 4.800 Thverta	27
Epoch 5	- 5.100 – 5.300	28
boundary, 6.000	- 5.700 – 6.000	29
Epoch 6		
boundary, 7.300	- 7.300	30

Интересный анализ характера инверсий выполнен Рузмайкиным и Трубихиным (1992). Они показали, что плотность распределения по длинам интервалов между обращениями распределена по случайному (пуассоновскому) закону. Оказалось, что на длительном интервале времени, когда происходит много инверсий, отрицательная полярность поля превалирует над современной положительной полярностью поля. Хотя в течение последнего миллиона лет (690 тыс. лет из него составляет т.н. период Брюнеса) явно прослеживается обратная зависимость (см. рис. 3-б). В течение этого периода поле несколько раз меняло полярность на очень короткие периоды времени и возвращалось затем к прежней полярности. Такие кратковременные события, в отличие от инверсий, принято называть экскурсами.

Экскурсы. Периоды современной (положительной) полярности поля (N) и периоды отрицательной полярности (R), длительность которых составляет порядка одного млн. лет, прерываются короткими изменениями поля, называемыми экскурсами. Разделение в значительной степени условно. По всей видимости, природа этих явлений едина.

Обсуждая проблему экскурсов, Петрова и Поспелова (1992) отмечают три важных момента:

- теории динамо не могут объяснить таких резких и кратковременных изменений поля, как экскурсы;
- экскурс, как и инверсия, - это глобальное явление;
- экскурсы происходят во время цикла понижения магнитного момента Земли.

Последнее заключение подтверждается недавно опубликованными данными о поведении магнитного поля Земли в течение последних 800 тыс. лет (Guyodo, Valet, 1999), где авторы показали, что экскурсы происходят в ситуации, когда дипольный момент опускается ниже критической отметки в 4×10^{22} А м².

Джерки. Джерками (джерк - резкий толчок во время езды) в геомагнетизме называются резкие изменения производной dB/dt , т.е. джерк, это резкое изменение скорости роста (убывания) интенсивности компонент МПЗ. Это название берет начало с работы (Courtilot et al., 1978), в которой авторы обратили внимание на поведение вековой вариации Y-компоненты МПЗ в Европе в 1969-70 гг. (см. рис. 6-10). Необычность поведения поля выражалась в том, что ряд среднегодовых значений $Y(t)$, начиная с 40-х годов и до конца 60-х, для каждой обсерватории, хорошо описывался параболой, а затем наблюдалось резкое расхождение наблюдаемых данных и модели. Введение второй параболы для данных после события 1960-70 гг. устраняло это расхождение. Именно это явление и получило название джерк. Начиная с этой работы, было выполнено много исследований, в которых аналогичная методика применялась как для оценки джерка 1969-70 г.г., так и для выделения аналогичных джерков в другие эпохи (Alexandrescu et al., 1996). Для обнаружения джерка авторы строят график зависимости первой производной компоненты геомагнитного поля от времени. Как правило, эта зависимость выглядит как наклонная прямая. Если в какой-то момент времени, эту прямую нельзя продолжить, а следует построить другую, под другим углом, то это событие и есть джерк (рис. 6-11). Наилучшим образом джерки проявляются во временной зависимости Y-компоненты, слабее они видны в X-компоненте и еще слабее, - в Z-компоненте геомагнитного поля. Длительность джерка, по данным работы (Gavoret et al., 1986), оценивалась в 6 месяцев.

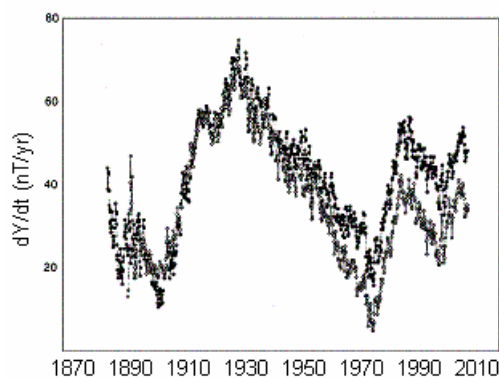


Рис. 6-10. Вековые вариации восточной компоненты геомагнитного поля (dY/dt). Резкие изменения производной по данным обсерватории Niemegek, с 1883 по 2000 гг., - джерки (Mandea et al., 2000).

Известны и хорошо изучены джерки (De Michelis, et al., 1998), произошедшие практически на всей территории Земли, но с различной интенсивностью в: 1969-1970, 1979-1980, 1989-1992 годах. В (Mandea et al., 2000) делается предположение о том, что в 1999 г. возможно начался новый джерк и прогнозируется появление следующего, - ранее, чем через 10 лет (рис. 6-10, рис 6-15). Этот рисунок показывает, что «размах» колебаний

величины производной Y-компоненты и их длительность со временем уменьшаются. (Как было показано в Главе III, подобная зависимость проявляется, например, во временном ходе температуры поверхности Земли).

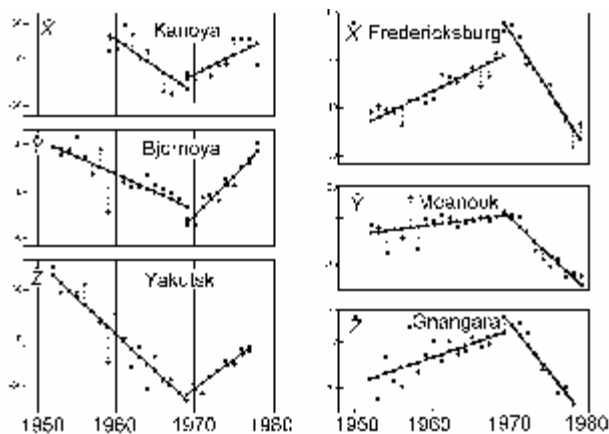


Рис. 6-11 Джерки 1969-70 г.г. по данным обсерваторий (Madden, Le Mouel, 1982).

По-видимому, можно считать, что Y-компонента характеризует квадрупольность геомагнитного поля. Изменение величины этой компоненты во времени, вероятно, связано с изменением степени квадрупольности магнитного поля. Очевидно, что симметричный относительно оси вращения дипольный источник генерации геомагнитного поля не должен приводить к появлению Y-компоненты. Наличие этой компоненты и, собственно, квадрупольности геомагнитного поля можно связать с существованием четырех глобальных магнитных аномалий, представляющих четыре токовых кольца не находящихся на оси вращения Земли. В пользу такой модели говорит распределение джерков 1969 года по поверхности Земли (Madden, Le Mouel, 1982) (см. рис. 6-12). Как видно из этого рисунка, максимальные величины джерков «привязаны» к глобальным аномалиям.

Пространственно-временная структура джерка исследована в нескольких работах. Так в (Nevanlinna, 1984) по данным о вековых вариациях МПЗ за 1956-1978 г.г. для 48 обсерваторий построена модель поля в виде четырех радиальных диполей, расположенных на радиусе $0.25R$. Автор этой работы обнаружил поразительный факт: во время джерка 1969-70 г.г. в ряде регионов Земли западный дрейф сменился на восточный. В (Madden, Le Mouel, 1982) замечено, что пространственное (на поверхности Земли) распределение регионов, занятых джерками, тяготеет к ГМА (рис. 6-12). Две последние работы показывают несомненную связь джерков с западным дрейфом фокусов векового хода (ФВХ), с одной стороны, и, с другой, с глобальными магнитными аномалиями. Именно поэтому в нашей модели джерки рассматриваются в контексте с ГМА и ФВХ.

Физические модели пространственных и временных особенностей геомагнитного поля.

Модель ГМА. По нашей модели, вещество F-слоя представляет собой двухфазную среду (газ + жидкость), которая с одной стороны, граничит с «газообразным» G-ядром, а с другой, - с внешним - «жидким» E-ядром. В этом слое возможны гидродинамические течения, конвективный теплоперенос, возникновение и дрейф вихрей и т.п. Оцененная разными авторами величина вязкости вещества внешнего ядра (и, по-видимому, F-слоя) находится в пределах $10^6 - 10^{10}$ Пуаз (Кузнецов, 1995).

Разность температуры на F-слое, это (по нашей модели) разность между температурными кривыми спинодали и бинодали. (Это температура вещества, находящегося вблизи критической точки. Как отмечалось, спинодалью называется кривая, показывающая границу термодинамической устойчивости жидкости, бинодаль – кривая

существования двух фаз жидкость-пар. Область между спинопалью и бинопалью - метастабильное перегретое состояние вещества. В нашей модели, бинопаль соответствует температуре на границе E-ядра и F-слоя, спинопаль - температуре на границе F-слоя и G-ядра).

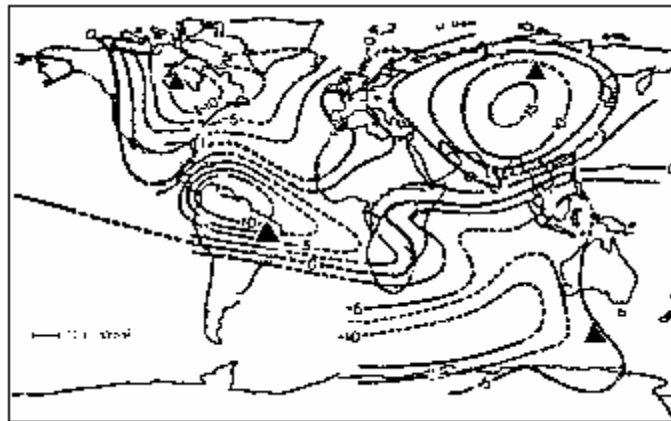


Рис. 6-12. Распределение интенсивностей джерка-1969 (Madden, Le Mouel, 1982). Треугольники – ГМА.

Представим себе, что необходимо решить задачу поддержания постоянной температуры в таком тонком слое. Положим, что в нем могут развиваться конвективные процессы, а механизмами кондуктивной теплопроводности можно пренебречь, тогда число Релея должно быть больше критического.

Число Релея, оцененное для вещества F-слоя:

$$Ra = gb l^3 \Delta T / h \zeta \quad (6.15)$$

g - величина ускорения силы тяжести, b - коэффициент объемного расширения, l - толщина F-слоя, ΔT - перепад температуры на слое, h - вязкость вещества, ζ - температуропроводность; значительно больше критического, что означает возможность протекания конвекции в F-слое. Температура вещества F-слоя вблизи границы с внутренним ядром выше, чем у границы с внешним. При конвекции в некоторых областях F-слоя вещество будет опускаться, в других - подниматься. В таком слое возможна турбулентная конвекция, в отличие от стационарной конвекции во внешнем ядре.

Предположим, что в трех областях F-слоя "холодное" вещество опускается в направлении к G-ядру, а в одной – поднимается, вынося при этом тепло из F-слоя. Наверняка существуют и другие области, в которых происходит нечто подобное, но там процессы происходят значительно менее интенсивно, чем в этих четырех, которые явно выделяются на фоне остальных. Будем считать, что эти выделенные области соответствуют глобальным магнитным аномалиям, причем, первые три, это: Канадская, Сибирская и Бразильская аномалии, а четвертая (где происходит подъем вещества) - Южная ГМА. Вещество F-слоя, обладающее достаточно высокой проводимостью, способно захватить с собой "вмороженную" в него силовую линию дипольной части МПЗ и увлечь ее за собой при вихревом движении проводящего вещества поперек слоя. Нисходящий поток проводящего вещества в Северном полушарии за счет влияния кориолисовых сил начинает вращаться по часовой стрелке (аналогично антициклону в атмосфере и океане). Захваченное потоком магнитное поле вращается с ним со скоростью v , генерируя при этом магнитную индукцию B_A , иначе, поле аномалии, которая (по модели) не стационарна ($\nabla B / \nabla t \neq 0$).

Движение проводящей среды с одновременным ее вращением и вращением, «вмороженного» в среду магнитного поля в магнитной гидродинамике определяется как циклоническая турбулентность. В такой среде возможно возникновение магнитной индукции за счет т.н. α -эффекта. Суть его состоит в том, что образовавшийся в результате

проявления циклонической турбулентности электрический ток зависит не только от величины электрического поля E , но еще определяется и величиной вращающегося потока B_t : $j = s[E + aB]$. Захваченное вращающимся потоком поле B_t создает ток j_t , который вызывает появление поля (индукции) B_A . Индукция B_A (поле ГМА), в свою очередь, создает (и усиливает) ток j_R , который еще больше усиливает захваченное потоком вращающееся поле B_t (см. рис. 6-13).

Эффект индукции (усиления поля) описывается в магнитной гидродинамике уравнением:

$$\partial B/\partial t = \text{rot}(v \times B) + h_M \nabla^2 B. \quad (6.16)$$

Равенство нулю $\partial B/\partial t$ означает, что поле аномалии стационарно, хотя в действительности это не так. Если движение среды отсутствует, то в этом уравнении $\text{rot}(v \times B) = 0$, что тоже не верно. Если бы это было так, то проявлялись бы только эффекты диффузии поля, которые описывает последний член уравнения. Кроме этого, он показывает наличие потерь, связанных с джоулевым нагревом. Если магнитная вязкость h_M равна нулю, то мы имеем дело с идеальным проводником.

Сделаем некоторые приближенные оценки параметров. Примем характерный размер вихря L равным 100 (и более) км. Магнитная вязкость h_M равна:

$$h_M = (ms)^{-1} = 1-10 \text{ м}^2/\text{с}.$$

Скорость потока можно оценить, приравняв единице величину магнитного Рейнольдса:

$$Re = \nu L/h_M.$$

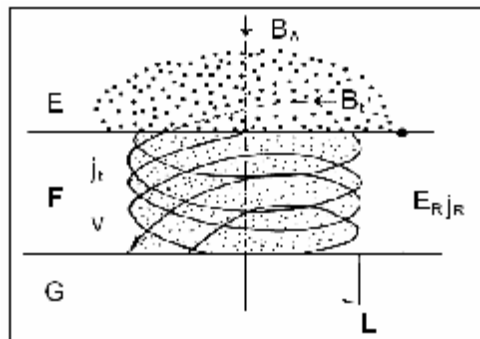


Рис. 6-13. Схема генерации магнитного поля глобальной аномалии как вихря Россби в тонком F-слое. Описание в тексте.

Величина ν оказывается порядка 10^{-4} м/с (3 км/год). (Сравниваем полученную оценку ν со скоростью западного переноса, полученную нами по скорости дрейфа ФВХ ≈ 20 км/год). Необходимо оценить степень влияния магнитных сил на величину и направление скорости ν . Обычно оценка степени влияния, т.е. оказывает ли магнитное поле влияние на гидродинамику, или она остается пуазейлевой, состоит в определении числа Гартмана G :

$$G = BL(s/rh)^{1/2}, \quad (6.17)$$

где r - плотность среды, а n - кинематическая вязкость (примем $h \approx 10^6 - 10^8$ Пуаз). Подстановка известных и принятых нами параметров показывает, что $G > 10^3$. Это, в свою очередь, указывает, что при оценке гидродинамических характеристик происходящих в земном ядре процессов, необходимо учитывать влияние магнитного поля. Величина тока, необходимого для генерации поля ГМА, равна примерно 10^8 ампер. Примем величину $L = 300$ км, тогда время диффузии поля $t = L^2/h \approx 10$ тыс. лет. Последняя оценка показывает, что после "отключения" основного поля в результате прохождения инверсии, поле ГМА может сохраняться еще, по крайней мере, 10 тыс. лет. В качестве подтверждения этой

величины, ещё раз сошлемся на результаты, полученные Клементом (Clement, 2004) при анализе периодов времени инверсии, определенных в различных точках Земли. В зонах влияния ГМА период инверсии составляет 10 – 12 тыс. лет, в то время при отсутствии этого влияния, это время не превышает 2 тыс. лет.

Аналогия с циклонами и антициклонами. Спиральное движение потока в области генерации ГМА можно уподобить близким, по сути, циклоническим явлениям, происходящим в атмосфере и океане. В этом плане ГМА: Канадская, Сибирская и Южная - антициклоны, а Бразильская ГМА - циклон. Здесь можно проследить несколько аналогий. Во-первых, по направлению вращения потока, во-вторых, по увеличению поля, как аналог атмосферного вихря. В области атмосферных антициклонов растет давление, в области антициклонов - магнитных аномалий, - возрастает величина магнитного поля. Приведем ещё одну интересную аналогию из области астрофизики. В атмосферах Юпитера и Сатурна сравнительно недавно обнаружены стационарные вихри (вихрь «Большое Красное Пятно» на Юпитере известен более 300 лет), причем, и на *Юпитере*, и на *Сатурне* длительное время устойчиво существуют *по три антициклона и одному циклону*. Эта циклон-антициклонная асимметрия не нашла однозначного объяснения (Незлин, Снежкин, 1990).

Из наблюдений известно, что интенсивность магнитного поля в районах ГМА меняется со временем. Почему это может происходить в нашей модели? Можно найти несколько причин. Перечислим их: изменение скорости потока v , которая зависит от ряда причин, и, в основном, определяется pT -параметрами вещества F-слоя. Сюда можно отнести и изменение величины основного магнитного поля Земли, и изменение параметра a , и изменение проводимости S , и т.п.

Циклон - антициклонная асимметрия наблюдается в атмосферах больших планет. Такого явления нет ни в атмосфере Земли, ни в атмосфере Венеры. Возможная причина состоит в том, что динамика атмосфер этих планет в значительной степени определяется Солнцем, в то время как динамика атмосфер Юпитера, Сатурна и F-слоя Земли, по-видимому, «управляется» собственным внутренним тепловым потоком.

Циклон-антициклонная асимметрия. Более 300 лет астрономы наблюдают за знаменитым Большим Красным Пятном Юпитера (БКПЮ). До недавнего времени природа этого столь долгоживущего атмосферного вихря была совершенно непонятной. Сейчас БКПЮ, а также другие аналогичные структуры, обнаруженные не только на Юпитере, но на Сатурне и Нептуне, принято считать солитонами и вихрями Россби. Причем, солитонами считаются исключительно антициклоны, которых обычно на планете больше, чем циклонов (Незлин, Снежкин, 1990). Аналогичные образования играют значительную роль в динамике верхних оболочек Солнца и больших планет (Тихомолов, 1994; Tikhomolov, 1995; Tikhomolov, 1996). Тихомолов предложил принципиально новую модель глобального вихря, основанную на том, что в слое «тонкой воды», где происходит формирование вихрей Россби, имеется подогрев снизу. Дополнительный подогрев приводит к добавлению в уравнение, одним из решений которого являются локализованные вихри Россби, дополнительных членов, имеющих смысл положительной и отрицательной диффузии. При этом для возмущений достаточно большого масштаба, происходит возрастание их амплитуды. Иначе, дополнительный подогрев играет роль диффузионного переноса, который, добавляясь к гидродинамическому переносу, обеспечивает системе дополнительные обратные связи и приводит её к режиму самоорганизации. Надо сказать, что в природе это проявляется на Солнце и больших планетах и, согласно нашей модели, в F-слое Земли. В атмосферах Земли, Венеры и Марса, где процессы переноса контролируются Солнцем, таких явлений не происходит, не наблюдается и долгоживущих вихрей Россби.

Таблица. 6-3

Вихри Юпитера		Вихри Сатурна		ГМА		
Большое красное пятно	22° S	Большая Берта	5° N	Сибирская	67° N	A
Малое красное пятно	19° N	Коричневое пятно	42° N	Канадская	58° N	A
Коричневый овал	14° N	Ультрафиолетовое пятно	24° N	Бразильская	15° S	C
Белый овал	34° S	Пятно Анны	55° S	Антарктическая	55° S	A

В атмосферах больших планет замечена т.н. циклон - антициклонная асимметрия: циклонов всегда много меньше, чем антициклонов. Это связано с тем, что антициклоны (А), это солитоны, в то время как циклоны (С), - нет. Однако, если «рождается» пара циклон-антициклон, то они оба могут быть солитонами (Незлин, Снежкин. 1990). В атмосферах Юпитера и Сатурна наблюдается по три антициклона и одному циклону. БКПЮ тоже является антициклоном. Картина магнитных аномалий на Земле удивительно напоминает картину вихрей на Сатурне, где можно видеть даже хорошее совпадение их по широтам (см. Таблицу 6-3 и рис. 6-14).

В магнитном поле Земли, как и в атмосферах Сатурна и Юпитера, возникли и продолжают существовать две пары вихрей. Одна пара вихрей состоит из двух антициклонов, другая, - из циклона-антициклона. Пара циклон-антициклон: Бразильская - Канадская аномалии на Земле и атмосферные вихри: Ультрафиолетовое пятно и Пятно Анны, - на Сатурне. Рождение пары вихрей ФВХ (то же вихрей Россби) можно наблюдать, если обратиться к схеме 6-1 и рис. 6-14. Вихри Россби являются продуктами самоорганизации структуры, возникающей в жидком, вращающемся, подогреваемом снизу слое. На Юпитере и Сатурне влияние Солнца на динамику их атмосфер, - не сказывается, так как внутренние тепловые потоки этих планет заметно больше, чем поток от Солнца на их расстояниях. На Земле динамика атмосферы в значительной степени определяется Солнцем, поэтому нет и подобных долгоживущих вихрей.

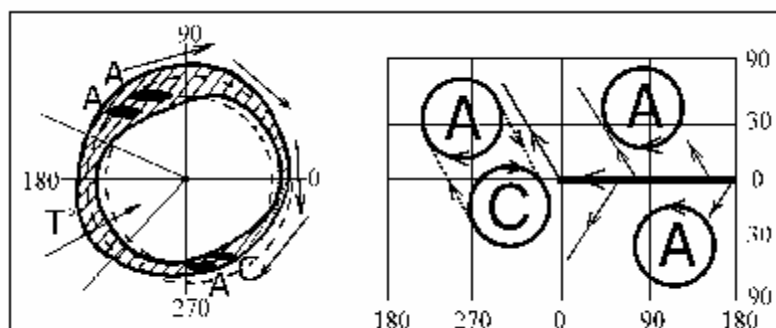


Рис. 6-14. Модель глобальных магнитных аномалий как циклонов и антициклонов. Слева проекция вихрей на F-слой, стрелками показано направление гидродинамического переноса. Стрела поперек слоя – температурный градиент. Выделенная область соответствует Тихому океану. Справа размещение антициклонов («А», и пара «А-С» - солитоны). Линия вдоль экватора – гидродинамический перенос, ответвления показывают направления «рингов» (ФВХ).

Модель инверсий, экскурсов и джерков. Модель геомагнитного динамо, в принципе, объясняет механизм усиления первичного поля, захваченного Землей в мировом пространстве, и, тем самым, объясняет идею генерации дипольной части поля. Однако ни одна динамо модель не в состоянии найти правдоподобное объяснение инверсий и экскурсов поля. Наличие джерков, вообще говоря, находится в противоречии с динамо моделью. Это обстоятельство связано с тем, что для генерации поля на динамо эффекте необходима вполне определенная (и не малая) величина проводимости среды, приближающейся к сверхпроводимости, что автоматически определяет временной

диапазон процессов, происходящих в ядре Земли. Характерное время в различных динамо моделях колеблется в очень нешироких пределах и составляет ~ 100 тыс. лет. Что же касается джерков, то в литературе по геомагнитному полю отсутствуют даже попытки найти объяснение таким явлениям. Как будет показано ниже, явление возникновения джерков связывается с изменением характера дрейфа северного магнитного полюса. Однако если такая связь и существует, это не помогает вскрыть физику джерка.

Согласно развиваемой нами модели, инверсии, экскурсы, джерки и пр. - явления термодинамические, связанные с «работой» фазового перехода. Магнитное поле является своеобразным «маркером» этих процессов. С такой позиции становится очевидной и понятной ещё одна особенность геомагнетизма - высокая стабильность поля во времени. Ни в одной модели генерации геомагнитного поля не встречается даже намёка на устройство или схему, поддерживающую амплитуду поля постоянной. В нашей модели, когда температура фазового перехода при заданном давлении является константой, эта особенность МПЗ очевидна. В этом плане, повторим: **такие явления, как аномалии, фокусы и джерки, ни что иное, как следствие функционирования фазового перехода и, связанной с ним, «работа» системы поддержания температуры в F-слое.**

Согласно нашей модели, ГМА представляют собой области, в которых происходит конвергенция потока, реализуется спиральное движение потока и т.д. Именно здесь, в основном, «работает» механизм выравнивания температуры F-слоя. Эту роль выполняет механизм конвекции. Режим регулирования температуры может изменяться по мере того, как температура среды будет приближаться к температуре, при которой происходит смена режима конвекции. Очевидно, что такие изменения наиболее резко будут проявляться именно в областях конвергенции потока, т.е. в областях генерации ГМА. Представим себе, что в F-слое, по мере конвективного теплового регулирования, была достигнута оптимальная температура T_o . Предположим, что система терморегулирования, поддерживающая эту температуру в интервале $T_o \pm \Delta T$, не линейна. Закон изменения температуры может иметь вид: $T^2 \sim kt$, что вполне допустимо. Скорость изменения температуры оказывается в этом случае: $dT/dt \sim t^{-1/2}$. Затем, в момент времени t ($T = T_o + \Delta T$) в системе меняется знак производной и температура начинает уменьшаться, иначе, происходит уменьшение скорости: d^2T/dt^2 (рис. 6-15). Примерно так «работает» любая динамическая система терморегулирования. Будем полагать, что такая система, или ей подобная, регулирует температуру в области фазового перехода. Согласно нашей модели, в момент времени t , происходит изменение скорости вариации величины E_R и, соответственно, индукции B . В качестве подтверждения правомерности развиваемого здесь подхода, сошлемся на полученную в (Valet, Meunadler; 1993) зависимость «броска» (jump) величины B ($\cdot 10^{22}$ А м²) от длительности периода инверсии t (в млн. лет): $B^2 \sim t$.

Выясним, почему джерки наиболее эффективно проявляются в Y-компоненте поля? Предположим, что Y-компонента геомагнитного поля характеризует степень квадрупольности источника его генерации. Действительно, симметричный относительно оси вращения дипольный источник генерации геомагнитного поля не должен приводить к появлению Y-компоненты. Наличие этой компоненты и, собственно, квадрупольности геомагнитного поля, можно связать с существованием четырех глобальных магнитных аномалий, представляющих четыре радиальных токовых кольца не находящиеся на оси вращения Земли. В пользу такой модели говорит распределение джерков 1969 года по поверхности Земли, где показано, что эпицентры максимальных величин джерков практически совпадают с эпицентрами глобальных аномалий. Становится понятной пространственная взаимосвязь джерков с ГМА.

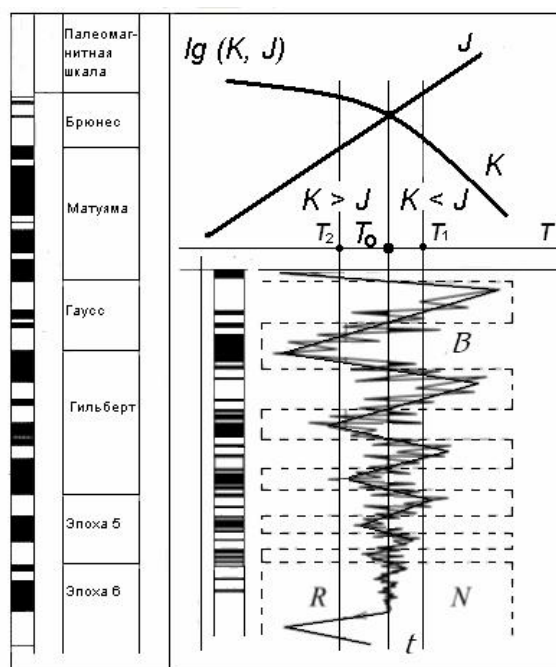


Рис. 6-15. Слева - палеомагнитная шкала. Справа - наша модель изменений полярности поля. Зависимость явлений, связанных с «работой» фазового перехода во времени и их отражение в геомагнитном поле.

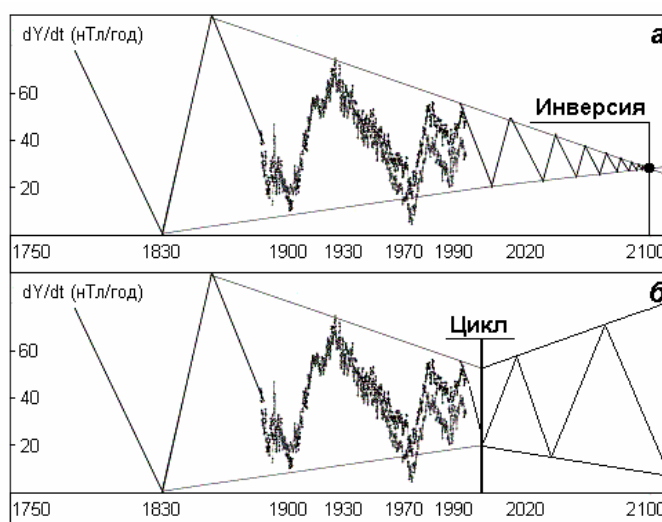


Рис. 6-16. Изменение частоты джерков со временем (прогноз). Выход системы на стационарное состояние и начало инверсии – а. Уменьшение частоты джерков после 2000 и цикличность – б.

Модель ФВХ. Предположим, что поверхность F-слоя окажется неравномерно нагретой. В такой системе начнется гидродинамический перенос (пуазейлево течение). Это течение принципиально отличается от рассмотренного нами ранее, конвективного течения, существенно меньшим масштабом. Как отмечалось, геострофическое приближение не применимо на экваторе, где условия равновесия могут достигаться только при круговых изобарах, когда сила барического градиента уравновешивается центробежной силой. В экваториальной зоне могут существовать только циклонические образования. Такие циклоны аналогичны вихрям ГМА, но отличаются от них меньшей интенсивностью, большей подвижностью, участием в пуазейлевом переносе и существенно меньшим

временем "жизни". По-видимому, наиболее близкая гидродинамическая аналогия, это "ринги" в океане дрейфующие в западном направлении.

Ринги - синоптические вихри, образуемые в атмосфере и океане. В принципе, они могут быть как циклонами, так и антициклонами. Характерный размер рингов в океане порядка 100 км. Они медленно (по сравнению со скоростью вращения Земли) вращаются вокруг своей оси и дрейфуют в западном направлении со скоростью, близкой к скорости Россби. Линейная скорость вращения воды в рингах существенно меняется по толщине слоя и в поверхностных слоях обычно в несколько раз выше, чем скорость их дрейфа. Время жизни рингов в океане обычно не превышает нескольких месяцев. Однако за время жизни эти вихри успевают дрейфовать в западном, северо-западном или юго-западном направлениях на тысячи километров. Надо сказать, что на существование вихрей в океане очень заметную роль оказывает влияние Гольфстрима. Ринги считаются вихрями Россби, если время их существования ограничивается дисперсионным расплыванием вихря. Это в большей степени касается циклонов. Время жизни антициклонов ограничивается в большей степени вязкостью среды (Незлин, Снежкин, 1990).

Перенос сведений о синоптических вихрях на ситуацию с ФВХ позволяет оценить ряд гидродинамических параметров среды (Кузнецов, 1995). Примем скорость движения ФВХ, как вихря Россби, равной 0.03 см/с, и предположим, что скорость частиц в вихре примерно в 10 раз выше. Примем размер вихря ~ 100 км, а толщину экмановского слоя \approx 1 км. Эти предположения позволяют оценить величину вязкости вещества F-слоя. Она оказывается порядка $10^6 - 10^7$ Пуаз, что неплохо согласуется с общепринятыми представлениями о вязкости вещества земного ядра. Привязка ФВХ - циклонов (см. рис 6-8 и схему 6-1) к экватору обязана, по всей видимости, причине, о которой шла речь выше – не геострофичностью переноса в области экватора. Кроме этого, возможно, как следует из нашего объяснения явления цилиндрической анизотропии, зона экватора оказывается немного «горячее» за счет диссипативных процессов, связанных с генерацией геомагнитного поля.

VI. 4. Движение магнитных полюсов.

Северный магнитный полюс. Инструментальное определение координат положения северного магнитного полюса (СМП) было начато капитаном Россом в 1831 г, когда он оценил координаты СМП: $70^\circ 5' N$ и $96^\circ 46' W$. В течение последующих 70 лет измерений положения СМП не проводилось. В 1904 году во время экспедиции Амундсена были определены координаты СМП: $70^\circ 30' N$ и $95^\circ 30' W$. Оказалось, что северный магнитный полюс за последующие за этим наблюдением 70 лет, переместился по направлению к Северному географическому полюсу, в точку, отстоящую от него всего на 50 км: (см. рис. 6-17). Этап современных наблюдений положений СМП начинается с измерений, проведенных канадским магнитологом П. Серсоном (Serson, 1981) в 1948 г. С тех пор примерно раз в 10 лет наблюдения за дрейфом СМП ведутся сотрудниками канадской обсерватории Crescent (Newitt, Nablett; 1986); (Newitt, Barton, 1996); (Newitt et al. 2002). Измерения положения СМП 1999 г. показали, что скорость дрейфа СМП по сравнению с 1994 г увеличилась в 1.5 раза за последние 5 лет и достигла значения в 26 км/год. В (Newitt et al., 2002) сообщается о совместном (Natural Resources Canada и Bureau de Recherches Geologiques et Minières, France) измерении положения СМП в мае 1999 и, повторно, в мае 2001. Авторы, участники этих экспедиций (Newitt et al., 2002) определили положение СМП и оценили скорость современного дрейфа его выше 40 км/год.

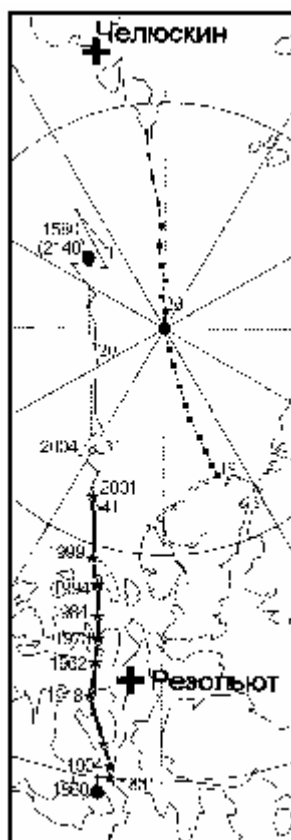


Рис. 6-17. Карта дрейфа северного магнитного полюса (Newitt, Niblett, 1986). Линия с точками (пункты наблюдений) – путь лыжной экспедиции: СССР - Северный полюс – Канада, 1988 (Weber et al., 1990). Линия из точек наш прогноз положений СМП. Ломаная линия с точками – положения виртуальных магнитных полюсов по данным измерений (Кузнецов и др., 1990).

Анализируя эффект увеличения скорости дрейфа СМП, обнаруженный в течение последних 30 лет наблюдений, авторы (Newitt et al., 2002) высказывают предположение, что ускорение полюса каким-то образом связано с явлением Jerk-1969 и следующими за ним джерками. Возможно, авторы правы, и действительно это явление связано с дрейфом полюса и даже оказало какое-то влияние на ускорение его дрейфа, однако, прежде чем обсуждать это предположение, обратимся к данным, характеризующим направление и скорость дрейфа СМП за значительно больший период времени, чем последние 30 лет его ускорения.

Определение местоположения северного магнитного полюса (СМП), проведенное в 1994 году, показало, что полюс за прошедшие 10 лет не изменил направления своего движения. Этому направлению СМП следует, по крайней мере, 90 лет (см. рис. 6-17). Средняя скорость дрейфа в течение этого периода времени - немного возросла, она достигла 15 км/год, против 11 км/ год, в предыдущие 11 лет (Newitt, Niblett, 1986; Newitt, Barton, 1996).

Обратим внимание на то, как происходил дрейф СМП в течение последних 100 лет и, особенно, в самое последнее время. Рисунок 6-17 показывает направление дрейфа СМП, которое отмечено звездочками, причем около каждой приведен год измерения его положения. Видно, что СМП дрейфует вдоль линии, практически соединяющей две обсерватории Резольют Бей и Мыс Челюскин. В большем масштабе, эта линия соединяет две глобальных магнитных аномалии, одна из них расположена в Канаде, а другая, - в Сибири (рис. 6-18). Рисунок 6-17 показывает, что направление дрейфа СМП совпадает с местоположением виртуальных магнитных полюсов (ВМП), определенных во время совместной Канадско-Российской лыжной экспедиции 1988 г. Перед началом этой

экспедиции нами был сделан предварительный прогноз положений ВМП. Наш прогноз базировался на известных измерениях компонент магнитного поля в Арктике (Кузнецов и др., 1990). Вычисленные по прогнозу координаты ВМП практически совпали с координатами, измеренными на значительной части пути экспедиции. Очевидно, что характер дрейфа СМП не случаен. Этот факт оставляет надежду понять природу его дрейфа.

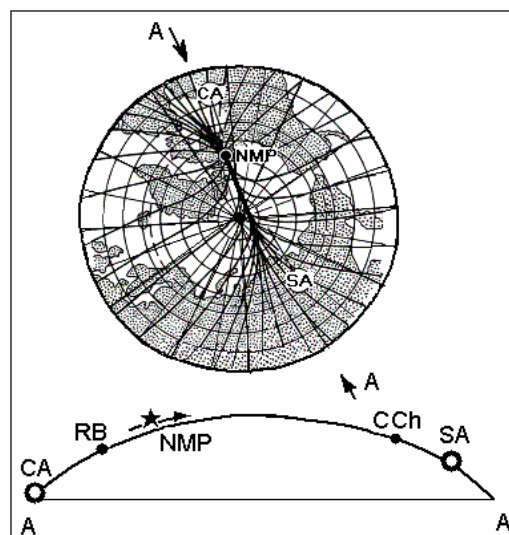


Рис. 6-18. Структура магнитных силовых линий в Арктике (Норе, 1959). На схеме: CA, SA - ГМА, RB, CCh – обсерватории.

ГМА, инверсии, экскурсы, джерки и ФВХ, это “особые точки” геомагнетизма, в которых это явление проявляется наиболее ярко. Мы уже упоминали, что такие “проявления” должны логично “вписываться” в общую концепцию. К таким особым точкам с полной уверенностью можно отнести магнитные полюса и их дрейф. Нельзя сказать, чтобы движение СМП, как и южного магнитного полюса (ЮМП), вызывало бы повышенный интерес у магнитологов. По-видимому, отсутствие интереса оправдывалось тем, что в модели магнитного динамо не существовало ни одной правдоподобной идеи, связанной с дрейфом полюсов. Первым, кто высказал мысль о возможной связи дрейфа СМП с глобальными магнитными аномалиями (ГМА) Канадской (CA) и Сибирской (SA), был канадский магнитолог Р. Хоуп (Норе, 1959). В своей статье он изобразил магнитные силовые линии в Арктике, которые как бы сжимались в районе дрейфа СМП в некий “жгут” (см. рис. 6-18). Хоуп считал, что СМП перемещается по линии, соединяющей обе аномалии. Идеи Хоупа не нашли должного внимания среди магнитологов и были забыты.

Двадцать лет назад автором предложена модель, согласно которой движение СМП определялось влиянием трех (а не двух, как у Хоупа) независимых друг от друга источников магнитного поля (Кузнецов, 1984). Два из них это ГМА, а третий (или точнее, первый) - это источник основного (дипольного) поля Земли. Основное отличие этой модели от общепринятых представлений о магнитном поле Земли заключалось в том, что ГМА представлялись не недипольной частью, как это обычно принято, а достаточно интенсивными источниками, квазинезависимыми от основного поля (Кузнецов, 1990). Интенсивность источников ГМА оказывается сравнимой с интенсивностью источника основного поля. Компьютерное моделирование магнитного поля в Арктике, как суммы независимых источников, дает результат, весьма схожий реальной ситуацией (рис. 6-6).

Разработанная модель позволяет делать прогноз положения СМП в зависимости от интенсивностей источников поля ГМА. При этом полагается, что интенсивность дипольного источника постоянна. На основе этой модели и интерполяции интенсивности магнитного поля в районе ГМА к 1994 году (по данным полярных магнитных

обсерваторий) был составлен прогноз местоположения СМП-1994. Прогнозируемое положение СМП практически совпало с определением его по результатам наблюдений во время экспедиции к СМП в 1994 году (Кузнецов, 1996).

Прогноз положений СМП. Систематические наблюдения за склонением и наклонением начинаются примерно с 1540 года. Наиболее полные данные известны для Лондона на обсерватории в Хартленде (координаты: $51^{\circ} 00' N$, $355^{\circ} 31' E$), после перевода ее из Гринвича и Абингера. На рисунке 6-19 представлены сглаженные результаты наблюдений за I и D, опубликованные впервые Бауэром для Лондона и Бостона (Bauer, 1895) и впоследствии повторенные в нескольких монографиях по геомагнетизму. Взглянув на этот рисунок, можно видеть, что, по крайней мере, в течение 450 лет наша модель движения СМП не противоречит реально наблюдаемой ситуации. Более того, анализируя результаты наблюдений склонения и наклонения в Лондоне и Бостоне (для Бостона данные наблюдений, так как они заканчивались 1900 годом, редуцированы по результатам наблюдений обсерватории в Оттаве), можно получить информацию о том, как в действительности перемещался СМП в течение последних 450 лет. Если СМП двигался по эллипсу, как это показано на рисунке 6-19, то вполне возможно, что определение местоположения СМП, сделанное Дж. Россом, было ошибочное, и в действительности СМП в 1831 году находился восточнее примерно на 100 км. Если мы правильно восстановили дрейф СМП за этот период времени, то он перемещался в полном соответствии с нашей моделью. Что же касается возможной ошибки Джеймса Росса, то при существовавшем в то время техническом уровне измерений и отсутствии контроля за временными вариациями магнитного поля, это вполне допустимо. Можно добавить еще один аргумент в пользу того, что Росс ошибся. Анализ данных по магнитному полю в период с 1550 по 1990 г.г. показывает плавный характер его изменения в 1830-1900 гг., что должно было бы быть не так, если бы Росс не ошибся. Действительно, СМП дрейфовал, начиная с 1904 года с более или менее постоянной скоростью (примерно 10 км/год). В то же время как за 70 с лишним предыдущих лет (1831-1904) он "прошел" всего 50 км. Нам представляется, что наша модель движения СМП, когда он сначала дрейфовал к югу, а затем (в 1860 году) изменил направление дрейфа и стал двигаться к северу, подкрепленная данными по дрейфу ВМП, более логична, чем тот его путь, который изображен на рис. 6-17, 6-18. Таким образом, дрейф СМП можно представить как периодическое, колебательное движение.

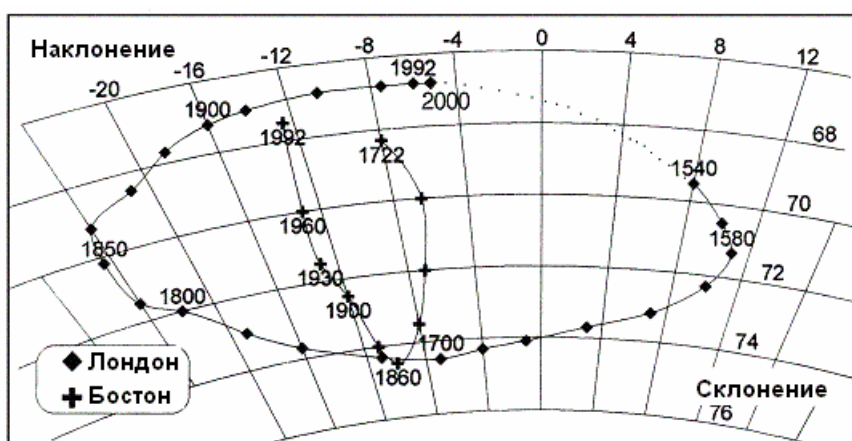


Рис. 6-19. Склонение и наклонение на обсерваториях Лондона и Бостона (Бауэр, 1895).

Обратимся к рисунку 6-20, иллюстрирующему нашу модель дрейфа СМП, на которой основан прогноз его местоположений. При обсуждении модели дрейфа магнитных полюсов будем пользоваться нижеследующим определением. Магнитный полюс - условная точка на земной поверхности, в которой равна нулю горизонтальная

компонента магнитного поля Земли. Если по какой-то причине в двух точках [1] и [2], где горизонтальные компоненты магнитного поля Земли (H -компоненты) имеют противоположные направления, их величина меняется, - положение точки, где эти величины уравниваются друг друга ($H = 0$), - меняется (см. рис. 6-20-б). При этом магнитный полюс перемещается между этими точками. Можно ли предсказать, в какой точке окажется магнитный полюс в будущем? По-видимому, можно, если в магнитном поле Земли, по крайней мере, в районе полюса, не наблюдается резких неоднородностей: как пространственных, так и временных (к которым, в частности, относятся и джерки).

Магнитные обсерватории ведут регулярное наблюдение за вариацией величин компонент магнитного поля Земли. Наиболее близки к СМП две обсерватории: Резольют Бей в Канаде и Мыс Челюскин – в России (рис. 6-18). Контролируя величины H -компонент на этих обсерваториях при условии, что характер их изменения вполне логичен, можно предсказать местоположение СМП в будущем. Этот прием использовался при прогнозе положения СМП в 1994 (Кузнецов, 1996). На рис. 6-20-а показаны переменные во времени (1973 – 2000 г.г.) составляющие H -компонент, измеренные на этих обсерваториях $H_1(t)$ и $H_2(t)$, а также их разность $\Delta H = H_1(t) - H_2(t)$. Вектора H -компонент на этих обсерваториях направлены навстречу друг другу. К примеру, значения H -компонент на этих обсерваториях: Резольют-Бей (1989) $H_1 = 1041$ нТл; Мыс Челюскин (1990) $H_2 = 3160$ нТл.

Для упрощения модели примем, что в 1984 г. разность между их величинами равна нулю: $H_1 - H_2 = 0$, и в дальнейшем будем рассматривать только переменную часть этих величин. Для удобства представления, разность между переменными составляющими величин H -компонент (кривая 3): $\Delta H = H_1 - H_2 + k$, где $k = -400$ нТл.

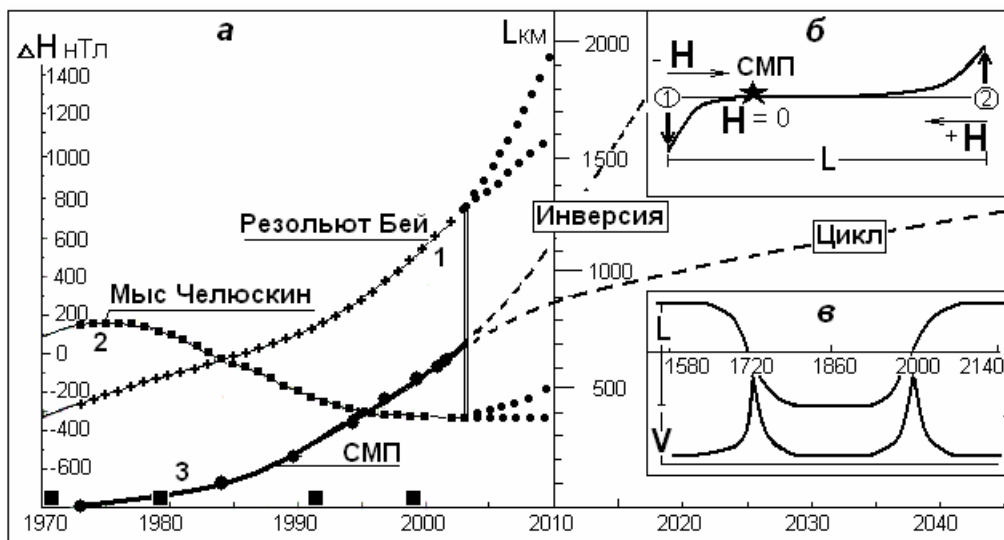


Рис. 6-20-а. Вариации H компоненты: 1 - на станции Резольют Бей; 2 - на станции Мыс Челюскин. 3 - разность между величинами этих компонент (ΔH) – положения СМП по шкале (L км, относительно 1973 г, где $L = 0$). Черные квадраты на шкале времени - джерки [Mandea et al., 2000].

Рис. 6-20-б. Схема дрейфа СМП (звездочка) между двумя квазиисточниками поля 1 и 2.

Рис. 6-20-в. Циклический характер дрейфа СМП - $L(t)$, вариации скорости дрейфа СМП - V ($V = dL/dt$) в интервале 1580 – 2140 гг.

Предположим, что путь, проходящий СМП $L(t)$, линейно связан с $\Delta H(t)$: $L(t) \sim \Delta H(t)$. Рассмотрим линейный участок дрейфа СМП (рис. 6-17), примем: $L = 0$, для СМП-1973. Принятые предположения позволяют получить зависимость: $L(t)$ (км) – кривая 3 на рис. 6-20-а. Этот рисунок показывает, что существуют две возможности поведения H -компонент,

регистрируемых на обсерваториях Мыс Челюскин и Резольют Бей. Последние наблюдения на этих обсерваториях известны до 2004 г и отмечены на рисунке двойной чертой. Последние измерения положения СМП проведены в 2001. Если, к примеру, в будущем, величина H -компоненты в районе обсерватории Мыс Челюскин $H_2(t)$ начнет возрастать, а на обсерватории Резольют Бей $H_1(t)$ – уменьшаться, то, в принципе, может оказаться возможной ситуация, когда скорости увеличения H -компонент на обеих обсерваториях окажутся равными и $\Delta H = 0$. В такой ситуации полюс остановится и может начать двигаться в обратном направлении. Существует вероятность того, что это произойдет именно в точке 2140 (рис. 6-20-в). В этом случае дрейф СМП имеет колебательный характер. Если этого не произойдет и $H_2(t)$ будет продолжать уменьшаться, а $H_1(t)$ – возрастать, СМП может «проскочить» точку 1580 (2140) (рис. 6-17), и устремиться навстречу с ЮМП. В этом случае существует вероятность того, что на Земле началась инверсия, либо очередной экскурс.

Результаты измерений величин H -компонент на полярных обсерваториях, проведенные в последние годы, вплоть до 2004 г, показывают, что однозначно выбрать сценарий развития событий, связанных с дрейфом СМП, в 2005 году нет возможности. Данных обсерватории мыс Челюскин за 2001 и 2002 гг. нет, однако, они получены за 2003 и 2004. Если данные 2003, 2004 подтвердятся, это означает дальнейшее уменьшение H -компоненты в Сибири и, соответственно, ускорение дрейфа северного магнитного полюса. Если же события будут развиваться по другому сценарию, то скорость дрейфа СМП начнет убывать. Если скорость дрейфа СМП будет продолжать возрастать, то он «проскочит» точку 2140 и будет дальше двигаться с ускорением по направлению к обсерватории Мыс Челюскин. В принципе, возможно и дальнейшее движение СМП - по Восточному полушарию уже на юг, навстречу южному магнитному полюсу, который, так же как северный, - изменил направление своего дрейфа в 1860 г и, правда, с небольшим замедлением, - дрейфует к северу, в направлении к магнитной аномалии. В течение ближайших 2-3 лет (относительно 2005), ситуация должна проясниться. Заметим, что именно на это время планируется проведение долговременных наблюдений дрейфа магнитных (СМП и ЮМП) полюсов в рамках программы Международного Полярного года 2007-2008.

Вернемся к нашей модели дрейфа СМП. Изменение расстояния L дрейфа СМП в течение времени t , начиная с 1860 г, и до последнего измерения в 2001, определим формулой: $L = kt^2$, где k меняется от 5 в начале 1900 г. до 6 к началу 2000, а время $t = 0.1(T - 1860)$, где T – текущий год. Формула позволяет прогнозировать положение СМП, предполагая, что и в дальнейшем он не будет менять направление дрейфа. Иначе, делается прогноз на дрейф СМП в момент инверсии. В этом случае СМП пересечет меридиан 180° и перейдет в восточное полушарие примерно в 2040 г., а достигнет положения ЮМП примерно в 2400 г. и т.д.

В другом варианте, рис. 6-20-в показывает, что СМП может «замкнуть» временной цикл длительностью в 560 лет примерно в 2140 году и вернуться в точку, в которой находился в 1580 г. Произойдет это или нет, - покажут будущие наблюдения. Анализируя этот рисунок, видно, что в наше время (~ 2000 г) скорость дрейфа (V) в этом случае должна быть максимальной, а в дальнейшем, – она должна уменьшаться, причем, таким образом, чтобы СМП в 2140 остановился, развернулся и стал дрейфовать в обратном направлении. Таким образом, можно видеть, что в течение последних 450 лет наблюдается определенная логика в характере дрейфа ВСМП.

Может ли существовать связь между джерками и дрейфом магнитных полюсов? Для того чтобы ответить на этот вопрос, представим скорость дрейфа магнитного полюса как:

$$V = dL/dt = (dH/dt) / (dH/dL), \quad (6.18)$$

где dH/dt суммарное изменение величины горизонтальной компоненты геомагнитного поля в районе магнитного полюса. Для СМП и ЮМП эта величина составляет ≈ 40

нТл/год. Пространственные градиенты H -компоненты геомагнитного поля (dH/dL) в районах дрейфа полюсов значительно различаются: dH/dL в районе СМП ≈ 1 нТл/км; в районе ЮМП ≈ 10 нТл/км. Подстановка в (6-18) пространственных и временных градиентов поля H -компоненты (Паркинсон, 1986) показывает их совпадение с измеренными скоростями дрейфа магнитных полюсов. Как отмечалось, современные скорости дрейфа: СМП ≈ 40 км/год, ЮМП ≈ 4 км/год.

Зависимость dY/dt (dD/dt) (Mandea et al., 2000) показывает, что по мере того, как амплитуда dY/dt с течением времени уменьшается, частота проявления джерков (w) (величина обратная интервалу времени между событиями, когда $d^2Y/dt^2 = 0$) – возрастает. Причём это происходит таким образом, что произведение $Y \cdot w$, ($dY/dt \times w$) остается примерно постоянным. Подобный процесс можно описать уравнением колебаний с мягкой упругой силой (уравнением для осциллятора с затуханием) (Берже и др. 1991):

$$m(d^2x/dt^2) + j(dx/dt) + f(x) = F \cos wt. \quad (6.19)$$

Первый компонент левой части уравнения (6.19) характеризует силу инерции. Второй, – силу сопротивления (затухания), третий, – восстанавливающую (упругую) силу. После знака равенства, справа, в уравнении (6.19) – внешняя, возмущающая сила. Если она равна нулю ($F \cos wt = 0$), то уравнение (6.19) характеризует затухающие колебания. Например, уравнение:

$$m(d^2x/dt^2) + j(dx/dt) + f(x) = 0 \quad (6.20)$$

описывает движение маятника при наличии сил сопротивления. Не вдаваясь пока в физику джерков и физику генерации геомагнитного поля, вместо (6.20) применим уравнение Ван дер Поля (Уиттекер, Ватсон, 1963):

$$d^2Y/dt^2 - g[1 - Y^2/Y_o^2] dY/dt + w^2Y = 0, \quad (6.21)$$

здесь Y_o – исходная амплитуда, γ – коэффициент затухания, w – частота, w^2Y – упругая сила. Уравнение (6.21) характеризует поведение осциллятора с вынуждающей силой, в котором колебания с малой амплитудой усиливаются, а колебания с большой амплитудой – затухают. Решение этого уравнения:

$$Y(t) = Y_o \exp(-\gamma t/2) \cos(wt + j),$$

при соответствующем подборе коэффициентов может с хорошей точностью описать зависимость dY/dt от времени, полученную из наблюдений. Учет упругой силы в (6.21) соответствует экспериментально наблюдаемой зависимости: $w^2 \sim 1/Y$.

В рассматриваемом случае фазовый портрет уравнения (6.21) соответствует сходящейся спирали: $\gamma > 0$. Механическим эквивалентом такой системы может быть модель, в которой шарик совершает колебательные движения в сферическом объеме, в нижней части которого имеется отверстие, размером чуть больше диаметра шарика. Когда шарик приходит в равновесие и успокаивается ($dY/dt = 0$), он проваливается в дырку (происходит бифуркация) и попадает в другой объем, аналогичный первому и т.д. Процесс повторяется при условии несовместимости отверстий этих объемов. Шарик, попадая в нижний объем, теряет часть своей потенциальной энергии.

Рассмотрим процесс возникновения джерков в контексте поведения геомагнитного поля в момент времени, предшествующий инверсии. Можно ли связать частоту образования джерков с бифуркацией, возникающей после установления в системе неустойчивого равновесия, с одной стороны. И, с другой, – попытаться выявить феноменологию экспериментально наблюдаемой связи увеличения скорости дрейфа СМП и увеличения частоты джерков w : $V \sim dH/dt \sim w$. Как следует из наших рассуждений, $w^2 \sim 1/Y$, однако, если скорость V однозначно (по модели) связана с dH/dt , то в геомагнетизме связь между dH/dt и dY/dt неоднозначна, следовательно, нет и прямой связи между V и w .

Зададимся вопросом, как долго может продолжаться ускорение СМП в случае инверсии? Скорость дрейфа магнитного полюса: $V = dL/dt$, где $L = k t^2$, или $V \sim t$, т.е. скорость дрейфа СМП, согласно (6.18), будет и дальше возрастать со временем. Процесс будет продолжаться до тех пор, пока градиент dH/dL будет оставаться малым, что

характерно для полярной области. Как только градиент dH/dL возрастет, а именно так и должно произойти по мере приближения СМП к одной из магнитных аномалий, скорость СМП – уменьшится (т.к. $V \sim dL/dH$).

Предварительное обсуждение. Автор комментария (Campbell, 2003) к работам (Newitt et al. 2002; Barton, 2002) ставит под сомнение целесообразность самой идеи регистрации дрейфа магнитных полюсов. В качестве аргумента он приводит математическую модель описания геомагнитного поля в виде диполя, смещенного относительно центра Земли. По мнению автора, в такой ситуации вертикальность вектора поля и равенство нулю горизонтальной компоненты, ничего не означает, а является лишь следствием смещения оси генерации поля относительно оси вращения Земли. Авторы (Barton, Newitt, 2003) возражают против такого подхода, объясняя Кэмпбеллу (Campbell, 2003) то, что реальная физическая модель геомагнитного поля не может быть подменена математической моделью. Предлагаемый Кэмпбеллом пример математического описания поля далеко не единственный. Например, можно сослаться на цикл работ Олдриджа (Alldridge, 1987), в которых он описывает геомагнитное поле не путем разложения его в спектр, как Кэмпбелл, а путем подбора неограниченного количества радиальных диполей. В этом случае, как и в первом, математическая модель ни в коей мере не объясняет природу реального геомагнитного поля. Как известно, в любой реальной модели генерации геомагнитного поля само магнитное поле является следствием протекания электрического тока (или перемещения проводящей жидкости с вмороженным в неё магнитным полем) по проводящему токовому кольцу. В этом плане идеи Олдриджа значительно ближе, по сути, к физической модели геомагнитного поля, чем разложение поля в ряд Гаусса.

Олдридж путем оптимизации расположения токовых колец пришел к заключению, что их самое оптимальное положение соответствует границе внутреннего ядра. Этот вывод согласуется с идеей генерации геомагнитного поля на границе внутреннего ядра (в F-слое), следующее из нашей модели горячей Земли. В этой модели дипольный источник представляет собой дифференциальное токовое кольцо, латеральные неоднородности которого точно соответствуют выявленной латеральной анизотропии внутреннего ядра. Заметим, что результаты исследования анизотропии внутреннего ядра опровергают возможность размещения реального источника поля в виде смещенного диполя.

Дрейф магнитных полюсов (направление и скорость дрейфа) - является одной из важнейших характеристик геомагнетизма. Это тем более важно, что направления дрейфа и скорости палеомагнитных полюсов в периоды спокойного поля (Tarling, Abdeldayem, 1996) существенно различаются по сравнению с направлениями и скоростями современных магнитных полюсов.

Мы отмечали выше, что важную роль в движении полюсов в момент инверсии играют ГМА. Эти аномалии в гидродинамической модели, являясь вихрями Россби, они переносят тепло в F-слое между внутренним и внешним ядром, где, согласно модели, происходят фазовые переходы первого рода. Температура фазового перехода при заданном давлении величина постоянная, а термодинамическая система стремится поддержать её на заданном уровне. Если принять эту идею, то оказывается, что явления, - получившие в геомагнетизме название джерки, представляют собой маркированные магнитным полем вариации температуры при релаксации системы к температуре фазового перехода. Увеличение частоты джерков и уменьшение их амплитуды означает выход системы на неустойчивую асимптоту, при которой происходит смена режима – бифуркация. В такой модели ускорение полюсов и увеличение частоты джерков может характеризовать, том числе и начало инверсии, или очередного экскурса (см. рис. 6-16). Однако имеющиеся в нашем распоряжении данные по джеркам и дрейфу магнитных

поллюсов не дают оснований для того, чтобы определенно ответить, началась ли в настоящее время инверсия или нет.

Южный магнитный полюс. Модель дрейфа южного магнитного полюса (ЮМП) аналогична модели дрейфа СМП. Как и раньше, рассматриваемые в модели источники будем представлять диполями. Допустим, что мы имеем два диполя интенсивностью A и B , находящихся на расстоянии x (в географических градусах) один от другого (рис. 6-21). Наша задача состоит в том, чтобы найти расстояние k (внутри отрезка x), показывающее положение МП. Условие равенства нулю горизонтальных компонент источников можно записать в следующем виде (Кузнецов, 1998-б):

$$A \cos(\pi/2 + k) + B \cos\{\pi/2 + (x - k)\} = 0. \quad (6.22)$$

Решение уравнения (6.22): $c \operatorname{tg} k = (A/B + \cos x)/\sin x$. Если: $A = B$, то: $k = x/2$; если $A = 0$, то: $k = x$; если $B = 0$, то: $k = 0$. Так как $x \ll \pi/2$ (т.е. источники расположены один относительно другого ближе, чем 90 географических градусов), то для представления наших функций вместо тригонометрических кривых можно использовать наклонные прямые, пересекающие горизонтальную ось в точках расположения источников A и B . Представим себе, что источник A соответствует аномалии, а B - дипольному основному полю. Если их интенсивности равны, то местоположение МП: $k = x/2$. Допустим, что A не меняется со временем, а B - уменьшается. Уменьшение интенсивности источника дипольного поля вызовет смещение МП влево. В точках 1, А и 2, в результате этого уменьшения, H -компонента поля уменьшится. Уменьшится она и в точке 5, а в точках 3 и 4 - увеличится. В точке В, как следует из нашей схемы, величина H -компоненты останется без изменения. Допустим, что ЮМП действительно дрейфует в направлении от дипольного источника (интенсивность которого, как известно, убывает со скоростью 5% за 100 лет), к глобальной магнитной Антарктической (Южной) аномалии. Тогда, в этом регионе должна наблюдаться выявленная нами особенность: уменьшение величины H -компоненты "левее" и "правее" МП, увеличение ее в области, примыкающей к МП и отсутствие вариации H -компоненты в районе положения дипольного, основного поля.

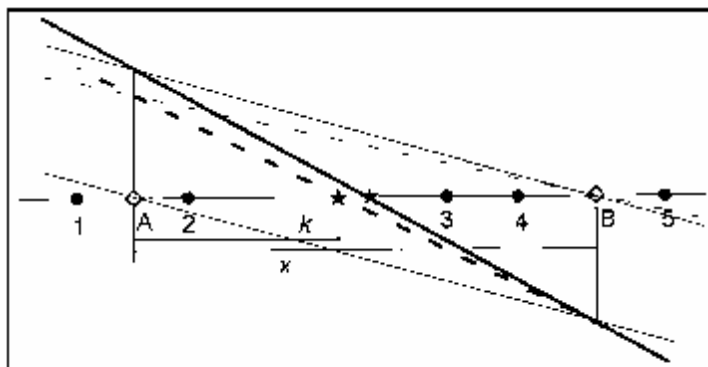


Рис. 6-21 Схема дрейфа южного магнитного полюса (ЮМП). H -компоненты поля изображены прямыми. А и В – источники поля, 1 – 5 – точки наблюдений. Звездочка – ЮМП.

С целью проверки этого предположения, были исследованы временные зависимости H -компонент на 16 магнитных обсерваториях, расположенных в Австралии, Новой Зеландии, Антарктиде и на островах, ближайших к этим материкам, приведенные в (Головков и др. 1993). Перечень обсерваторий, их географические координаты и характер зависимости величины H -компоненты: \uparrow - возрастает, \downarrow - убывает, о - не меняется, представлены в Таблице 6.4. Рисунок 6-22 показывает пространственное распределение характера изменения величины H -компоненты поля. Проецируя данные обсерваторий на 140° Е меридиан, легко видеть, что область, в которой H -компонента возрастает,

соответствует примерно $65^{\circ} - 85^{\circ} S$. В районе $85^{\circ} - 90^{\circ} S$ величина H -компоненты поля постоянна. В других районах: $< 65^{\circ}$ и $> 90^{\circ}$ (см. рис. 6-21) - поле уменьшается. Замеченная особенность поведения H -компоненты поля в пространстве и во времени подтверждает нашу модель. (Знак " $> 90^{\circ}$ " надо понимать условно, т.к. широты, большей, чем 90° , - быть не может).

Таблица 6.4

		Lat. 00° 00'	Long. 000° 00'	↑ o ↓
1	Toolangi	37 32	145 28	↓
2	Gnangara	31 47	115 57	↓
3	Amberli	43 09	172 43	↓
4	Macquarie	54 30	158 57	↓
5	Dumont d'Urville	66 40	140 00	↓
6	Мирный	66 33	93 01	↑
7	Scott Base	77 51	166 47	↑
8	Восток	78 27	106 52	↑
9	Casey	66 17	110 32	↑
10	South Pole	90 00	346 41	↑
11	Orcadas	60 44	315 13	↓
12	Argentine Island	65 15	295 45	↓
13	Syowa Base	69 02	39 36	o
14	Sanae	70 19	357 40	↓
15	Hallett Station	72 18	170 14	↑
16	Byrd Station	79 59	240 00	↑

Как следует из рис. 6-23-а, координаты ЮМП надежно измерены начиная примерно с 1965 г. Известно, что полюс находился непосредственно в районе обсерватории Dumont d'Urville в 1959 г., когда X -компонента была равна нулю. Можно ли сказать что-либо определенное о траектории дрейфа ЮМП раньше (до 1959 г). Насколько она соответствует нашей модели? Находился ли ЮМП в 1909 г действительно там, где он был определен Маусоном? Знание данных австралийских обсерваторий и особенно, обсерватории Toolangi, начавшей работать примерно в 1860 г, позволяет ответить на эти вопросы. Для этого воспользуемся данными обсерваторий (с 1 по 9 из Таблицы 6.4) для оценки поведения во времени виртуальных магнитных полюсов (ВМП).

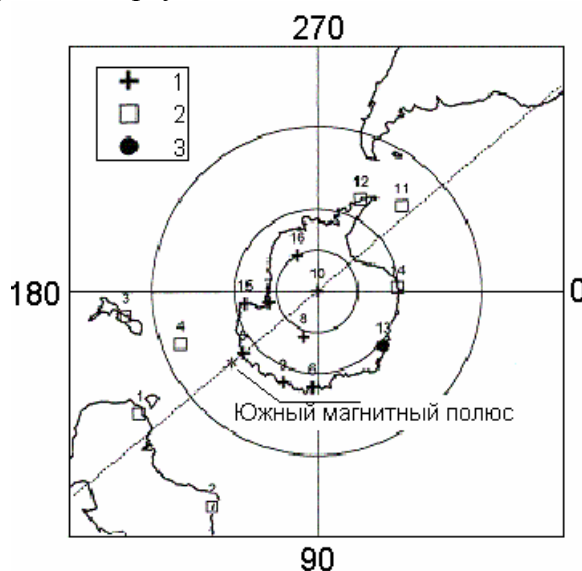


Рис. 6-22. Расположение магнитных обсерваторий в районе ЮМП, 1 – в которых H -компонента поля возрастает со временем, 2 – убывает, 3 – не меняется.

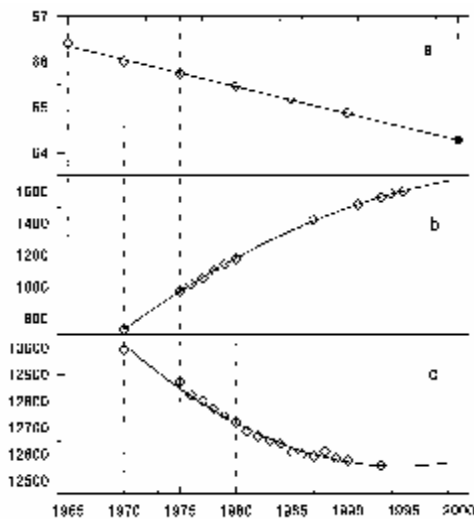


Рис. 6-23. Прогноз положения широты ЮМП - **a**, изменение во времени интенсивности *H*-компоненты на обсерваториях Dumont d'Urville - **b** и Macquarie - **c**, показывают плавный ход этого параметра.

Изменение координат ВМП в течение периода работы обсерваторий изображено на рисунке 6-24. Здесь же приведен дрейф ЮМП с 1965 по 1990 г.г. Из рис. 6-24 видно, что и ВМП, и ЮМП движутся вдоль меридианов на север. На рисунке отдельной звездочкой с координатами $72^{\circ} S$ и $155^{\circ} E$ изображено положение ЮМП определенное в 1909 г. во время экспедиции Шеклтона (Маусон). Из рисунка видно, что виртуальные полюса явно группируются в две области. Одна, тяготеющая к 120° -меридиану, принадлежит к обсерваториям Новой Зеландии и Австралии (1-4 на рисунке и в таблице 6.4). Другая группа ВМП, расположенная вблизи 150° -меридиана, показывает ВМП обсерваторий Антарктиды (6-9 табл. 6.4). Виртуальные полюса, определенные по данным обсерватории Дюмон д'Юрвиль, располагаются вблизи ЮМП.

Рисунок 6-24 демонстрирует, что ЮМП находится примерно посередине между этими областями, отстоя от каждой на 8.5° . Из анализа характера движения австралийских и новозеландских ВМП следует, что примерно в 1920 г. произошло изменение направления движения ЮМП. Южный полюс отклонился от первоначального направления дрейфа к востоку на 2-3 градуса, а затем вернулся к прежнему, северному направлению дрейфа вдоль меридиана.

Хорошее совпадение между направлением и величинами скоростей дрейфа ЮМП и ВМП дает основание путем простого геометрического преобразования получить возможный путь дрейфа ЮМП (см. вставку внизу на рис. 6-24) начиная с 1860 года (года начала работы обсерватории Туланги). Такое "восстановление" пути дрейфа ЮМП представляется автору вполне обоснованным. Однако в этом случае оказывается, что измерение положения ЮМП, выполненное участниками экспедиции Э. Шеклтона в 1909 (отдельная звездочка на рисунке) году, отстоит от определенного нами положения ЮМП в 1910 г. примерно на 500 км. Могли ли авторы этого определения так ошибиться? В пользу этого и справедливости нашей оценки, приведем еще один достаточно важный на наш взгляд аргумент. Если бы южный магнитный полюс действительно находился в 1909 году там, где его обнаружил профессор Моусон, то скорость его дрейфа за 50 лет (с 1909 по 1960) была бы не 6 км/год (как сейчас), а примерно в 2 - 3 раза быстрее. Такое "ускорение" движения ЮМП обязательно нашло бы отражение в данных магнитных обсерваторий Австралии и Новой Зеландии, чего реально не наблюдается.

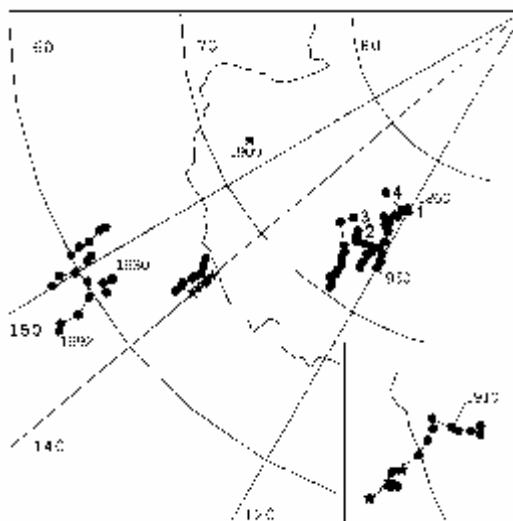


Рис. 6-24. Изменение координат ЮМП (с 1965 по 1990 г.г.) и ВМП в течение периода работы обсерваторий (1-9 на рис. и в табл. 2). Звездочка с координатами 72° S и 155° E - положение ЮМП, определенное в 1909 г. во время экспедиции Шеклтона.

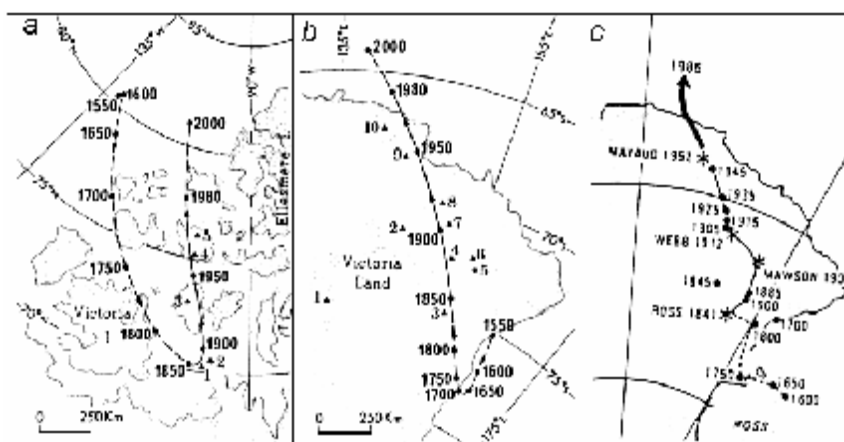


Рис. 6-25. Дрейф СМП – а, ЮМП - б (Dawson, Newitt, 1982) и ЮМП - в (Barton et al., 1986).

Картина дрейфа ЮМП, отличающаяся от нашей, представлена в работе (Barton et al., 1986), где авторы пытаются совместить данные по современному дрейфу ЮМП с прошлыми измерениями (рис. 6-25-в). Подобная картина дрейфа ЮМП (рис. 6-25-б) приведена в работе (Dawson, Newitt; 1982).

Попытаемся восстановить характер дрейфа ЮМП, по крайней мере, за последние 100 лет. Воспользуемся для этого данными обсерватории Туланги и предположим, что изменение величины H -компоненты прямо связано с величиной и направлением скорости дрейфа ЮМП ($v_{др} \sim dH/dt$). Известно, что в 1860 г. скорость дрейфа полюса уменьшалась до нуля, а в 1920-30 г.г. она даже меняла знак. Эти факты не противоречат нашей модели, наоборот, находят в ней простое объяснение. Для этого достаточно того, чтобы по какой-либо причине изменился характер вариации величины одного (или обоих) источников поля: аномалии, либо основного поля. Ход зависимости скорости дрейфа ЮМП показывает, что наша оценка местоположения ЮМП-99, сделанная выше, правильна. По-видимому, Бартон и Ньюитт, восстанавливая картину дрейфа ЮМП, были не совсем точны.

В заключение оценим географическое положение источников: дипольного (ДИ) и ГМА. Очевидно, что они близки к 140° E-меридиану. Из нашей модели следует, что ДИ

должен находиться в области, где Н-компонента не меняется. Это происходит примерно на $85^\circ - 90^\circ S$. “Выберем” координату ДИ = $85^\circ S$. Как оценить положение источника ГМА? Воспользуемся правилом, согласно которому магнитное поле двух источников выглядит как от одного, если их интенсивности различаются меньше чем в 0.67, а их эпицентры отстоят друг от друга меньше чем на 40° (Knapp, 1955).

Аномалия “Южный полюс” обычно представляется как следствие одного источника - ДИ. По нашей модели она “обязана” аддитивному сложению интенсивностей двух источников: ДИ и ГМА. Согласно модели, интенсивности обоих источников соизмеримы. Все это дает основание предположить, что расстояние между ними может оказаться порядка 35° (т. е. $< 40^\circ$). В этом случае положение источника ГМА будет соответствовать примерно $50^\circ S$. В настоящее время ЮМП дрейфует в районе 65° . Это может говорить, в рамках наших предположений и оценок, о том, что интенсивности ДИ/ГМА соотносятся как 0.75 или, примерно, 30 и 37 мкТл, соответственно.

О несимметрии положений магнитных полюсов. Отметим еще один достаточно важный результат, который, возможно, будет использоваться при построении общей теории земного магнетизма. Речь идет о том, что в наших моделях дрейфа магнитных полюсов, мы произвольно определяли местоположение точек, как в Арктике, так и Антарктике, в которых диполь основного поля пересекает земную поверхность. В Арктике его координаты 70° с.ш. и 90° з.д., а координаты в Антарктике: 85° ю.ш. и 140° в.д. Во-первых, эти координаты значительно расходятся с координатами геомагнитных полюсов. Во-вторых, оба определенных нами диполя не параллельны друг другу. Они как бы “притянуты” к той области ядра (или внутреннего ядра) на которую проектируется область, занятая Тихим океаном. Эта область имеет ряд особенностей в магнитном поле Земли. Одна из них, по Паркинсону (1986), состоит, например, в том, что этот регион практически не посещают фокусы векового хода. Уместно заметить, что Ф. Стейси в своей известной книге (1972) отмечал, что физический диполь вовсе не обязан быть точно равен диполю математическому.

Модель динамо, по всей видимости, не может решить эту проблему. Использование идеи дифференциального токового кольца, с незначительно смещенными (на $1 - 2^\circ$ в плоскости экватора) одно относительно другого кольцами, решает эти проблемы элементарно (рисунки: 6-4, 6-5, 6-6).

Дрейф полюсов в момент инверсии. Как мы отмечали выше, полюса дрейфуют в момент инверсии по вполне определенным траекториям. Выяснилось, что в момент инверсии виртуальные геомагнитные полюса (ВГП) движутся не по случайным траекториям, а совсем наоборот, направления их дрейфа вполне однозначны. Выделяются всего две трассы дрейфа ВГП. Одна из них “проходит” через Центральную Азию и Австралию, другая, через обе Америки (см. рис. 6-26). Обе трассы сравнительно близки к 90° -меридиану в западном и восточном полушариях (Constable, 1992). Многие работы посвящены исследованиям направлений дрейфа ВГП: (Clement, 1991; Tric et al. 1991; Koci, 1990; Gubbins, Coe, 1993; Gubbins, 1993; Gubbins, Sarson, 1994; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993; Constable, 1993). В других рассматриваются возможные модели дрейфа, естественно, исходя из концепции динамо механизма генерации магнитного поля Земли: (Gubbins, Coe, 1993; Gubbins, 1993; Jackson, 1992; McFadden, 1992; McFadden et al., 1993; Hollerbach, Jones, 1993). Поток статей на эту тему не прекращается и количество предлагаемых моделей возрастает. Недавно вышла в свет вторая редакция книги (Jacobs, 1994), целиком посвященной этой проблеме. Это означает только то, что проблема интересует научное сообщество и не находит пока “разумного” решения. Коснемся этой проблемы чуть подробнее.

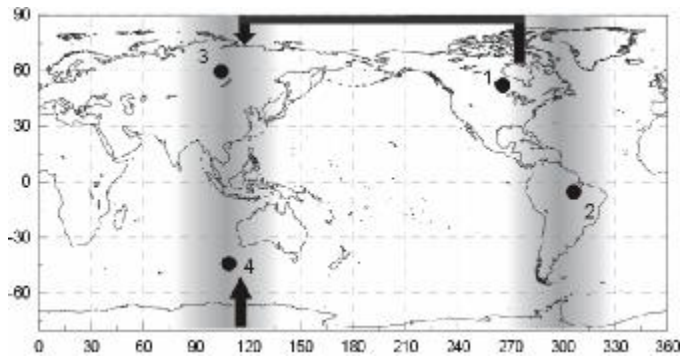


Рис. 6-26. Пути дрейфа магнитного полюса во время инверсий (Constable, 1992; Kuznetsov, 1999), 1-4 ГМА.

Клемент показал, что распределение трасс ВГП по земному шару в момент смены полярности МПЗ между эпохами Matuyama-Brunhes (Clement, 1991) обладает определенной симметрией. Автор обнаружил, что ВГП разбросаны по всему земному шару, однако, наибольшее количество их определений в момент инверсии Matuyama-Brunhes приходится на "полосу" $60^\circ \text{ W} \pm 30^\circ$, при этом антиподальная часть ВГП занимает "коридор" вдоль $110^\circ \text{ E} (\pm 30^\circ)$. В работе (Tric et al. 1991) изучалось распределение траекторий дрейфа ВГП в течение инверсии Upper-Olduvai. Авторы выделили два случая смены полярности МПЗ с обратной на нормальную ($R \rightarrow N$) и при обратной перемене ($N \rightarrow R$). ВГП двигались только по Американским континентам. Авторы полагают, что ВГП в данном случае "предпочитали" Америку по сравнению с Азией и Австралией. Автор (Коси, 1990) зафиксировал интересную особенность дрейфа ВГП в момент инверсии, происходящей после экскурса Jaramillo. Виртуальный полюс дрейфовал из южного полушария в северное от 90° S до 20° S , затем его "трасса" прервалась и ВГП "обнаружился" в северном полушарии на широте 40° N и дальше двигался к северу вдоль 90° E -меридиана. Ряд авторов (Clement, 1991; Tric et al. 1991; Gubbins, Coe, 1993) полагают, что ВГП в момент ($N \rightarrow R$) дрейфуют по Азии-Австралии, а в момент ($R \rightarrow N$) вдоль Американских континентов.

Проблема дрейфа ВГП в момент инверсии рассматривалась в статьях (Fuller et al., 1996; Mc Fadden, Merrill, 1995; Gubbins, Sarson, 1994), опубликованных в самое последнее время. Авторы этих работ, анализируя все предшествующие попытки (основанные на использовании модели магнитного динамо) найти объяснение особенностям дрейфа ВГП, приходят к заключению, что пока это явление все еще остается загадочным (Fuller et al., 1996). Рассмотрим, как эта проблема решается в рамках нашей модели дрейфа магнитных полюсов.

В первом приближении МПЗ дипольно. Магнитные силовые линии "выходят" из ЮМП и "входят" в СМП. Будем считать, что в нашей двумерной модели величина поля вдоль силовой магнитной линии положительна, если линия направлена по часовой стрелке и отрицательна, если - против. Совместим (Kuznetsov, 1999) начало отсчета двумерного поля (0°) с южным географическим полюсом, тогда на северном будет 180° и т.д. Если бы географические и магнитные полюса совпадали, то МПЗ представляло бы собой синусоиду с началом на ЮМП. Это не так, и поэтому "магнитная" синусоида сдвинута примерно на 20° . Реальное магнитное поле значительно отличается от идеализированного. Рисунок 6-27-а показывает распределение интенсивности Н-компоненты МПЗ вдоль 90° -меридиана в восточном и западном полушариях. Здесь же проведена «сдвинутая» синусоида, которая обозначает собой дипольную часть МПЗ. Рисунок 6-27-б показывает недипольную часть МПЗ. Как следует из нашей модели, недипольная часть поля определяется наличием источников поля ГМА, поэтому, задача сводится к представлению

недипольной части МПЗ, как суммы полей источников аномалий. Рисунок 6-27-с демонстрирует такую возможность.

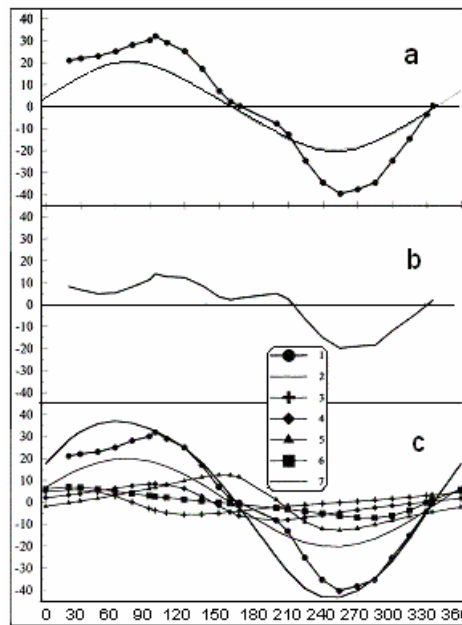


Рис. 6-27. (а) Н-компонента геомагнитного поля вдоль 90° меридиана. Синусоида, смещенная на запад на 20° . Разность между этими кривыми - (b). Кривые, показывающие изменение интенсивности источников поля (с): 1) Н-компонента геомагнитного поля, 2) дипольная компонента поля, 3), 4), 5), 6) - Бразильская, Канадская, Сибирская и Антарктическая ГМА (соответственно), 7) - сумма источников: дипольного и 4-х ГМА (Kuznetsov, 1999).

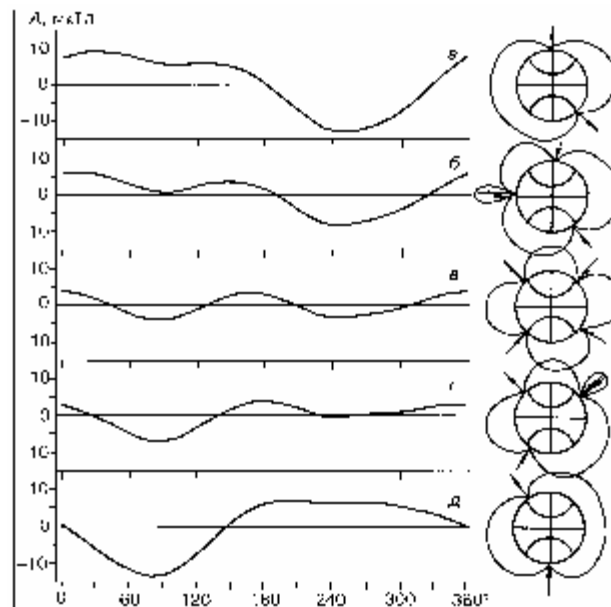


Рис. 6-28. Схема дрейфа полюсов. Величина А увеличивает свое значение от - 10 до - 30 мкТл: а) А = - 10 мкТл; б) А = - 15 мкТл; в) А = - 20 мкТл; г) А = - 23 мкТл; д) А = - 30 мкТл (Kuznetsov, 1999).

Обозначим источники: А для основного (дипольного) поля, В - поля Бразильской аномалии, С - Канадской, D - Сибирской и Е - поля Антарктической аномалии. Полагаем, что все аномалии размещаются на одном меридиане. Начало координат относим к

Южному полюсу. Как известно, эпицентр Бразильской аномалии располагается на широте $15^\circ S$. В наших координатах это соответствует: $x_1 = 75^\circ$, для Канадской аномалии (С) $x_2 = 145^\circ$, для Сибирской (D) $x_3 = 203^\circ$, и, наконец, Антарктическая (Е) находится на координате $x_4 = 330^\circ$. Дипольный источник (А) несколько смещен относительно географического нуля и соответствует 340° ($x_0 = -20^\circ$). Углы α , при которых Н-компоненты МПЗ равны нулю ($H = 0$), определяют положения магнитных полюсов. В нашей системе координат: $\alpha_1 = 168^\circ$ для Северного магнитного полюса и $\alpha_2 = 335^\circ$ для Южного.

Запишем уравнение для Н-компоненты МПЗ, как суммы дипольного источника и источников четырех аномалий:

$$H = A \sin(a + x_0) - B \sin(a - x_1) k_1 - C \sin(a - x_2) k_2 - D \sin(a - x_3) k_3 - E \sin(a - x_4) k_4, \quad (6.23)$$

здесь $k_i = [1 - 0.2 \cos(a - k_i)]/[1 - 0.4 \cos(a - k_i)]^{5/2}$, ($i = 1, 2, 3, 4$).

Приравнявая нулю выражение (6.23), получаем два решения, определяющие положения магнитных полюсов a_1 и a_2 .

Сумма кривых, описывающих интенсивность Н-компоненты МПЗ, наилучшим образом совпадает с наблюдаемым распределением горизонтальной компоненты МПЗ вдоль 90-градусного меридиана, если интенсивности источников присвоить значения: $A = 20$ мкТл, $B = 4$ мкТл, $C = 6$ мкТл, $D = 9$ мкТл и $E = 4$ мкТл. Эта ситуация отражена на рис. 6-27-с. Заметные расхождения между экспериментальной и расчетной кривыми наблюдаются на углах $30-90^\circ$ и $180-240^\circ$

Обсуждение модели дрейфа в момент инверсии. Ключевая идея нашей модели заключается в том, что в момент, когда $A = 0$, МПЗ равно суммарному полю ГМА, а МП должен указывать на эпицентр ближайшей глобальной магнитной аномалии. Действительно, как показано в (Petrova, 1990), виртуальные полюса, зарегистрированные в Сибири в период инверсии Matuama-Brunhes, ориентированы на глобальную магнитную аномалию. Этот факт подтверждает справедливость нашей модели, из которой следует, что в момент, когда $A = 0$, СМП мог бы находиться либо в точке с координатой 160° (КМА), либо 210° . ЮМП в этот момент находился в точке 330° , т.е. тоже в области влияния АМА. Этот рисунок показывает, что в этот момент ($A = 0$) МПЗ может иметь два МП в районах северных ГМА.

Момент времени, в течение которого сохраняется $A = 0$, по-видимому, не столь велик, и весь предшествующий ему период, когда $A \rightarrow 0$, не оказывал существенного влияния на дрейф МП. Собственно смена положений полюсов начинается в тот момент, когда начинается увеличение A обратного знака ($-A$). Рис. 6-28 демонстрирует “картину” дрейфа полюсов, следующую из нашей модели. Здесь величина A постепенно увеличивает свое значение от -10 до -30 мкТл. Появление даже небольшой по величине (порядка 10 мкТл) дипольной части МПЗ обратного знака, однозначно “устанавливает” наличие всего двух МП (см. рис. 6-28-а). Положение (на нашей шкале) СМП соответствует 180° , а ЮМП 330° . Дальнейшее возрастание A приводит не только к тому, что МП начинают перемещаться в пространстве, но и к возникновению новых МП ($A = -15$ мкТл, рис. 6-28-б). Этот рисунок фиксирует факт “рождения” (угол примерно 90°) пары “новых” полюсов. При дальнейшем увеличении A , “новые” полюса начинают “разъезжаться”, в то время как “прежние” МП сближаются (рис. 6-28-в, $A = -20$ мкТл). Магнитное поле в этом случае становится квадрупольным. (Обратим внимание на то, что возможность проявления квадрупольного характера магнитного поля Земли в момент инверсии была отмечена в работе (Fuller et al., 1996), где, правда, не было объяснено, каким образом могла бы возникнуть подобная структура поля). Два “прежних” полюса продолжают сближаться и, в конечном счете, взаимно уничтожаются - аннигилируют (см. рис. 6-28-г, где $A = -23$ мкТл, угол аннигиляции $\approx 240^\circ$). На рис. 6-28-д величина дипольной компоненты

достигает $A = -30$ мкТл, магнитное поле приобретает явно выраженный дипольный характер, при этом магнитные полюса занимают положения: ЮМП $\approx 0^\circ$ и СМП $\approx 150^\circ$.

В нашей модели ВГП перемещаются по обоим полушариям. Наличие такого явления, как взаимное уничтожение полюсов объясняет “загадочное” исчезновение ВГП в процессе его дрейфа. Здесь рассмотрен только один тип инверсии: $N \rightarrow R$. Модель базируется на использовании “остаточного” поля присущего ГМА. Мы не можем проверить, каким будет поле аномалий при обратной полярности дипольной части МПЗ. Поэтому, модель не в состоянии так же подробно рассмотреть движение ВГП в обратном направлении. В этой связи, модель не может ответить на вопрос: всегда ли дрейф полюсов занимает оба полушария, или есть ситуация, когда полюса меняются местами только по трассе, в одном полушарии?

Необходимо затронуть еще один момент в модели, касающийся не совсем удовлетворительной подгонки суммарного поля ГМА к реальному полю Земли на углах $30^\circ - 90^\circ$ и $180^\circ - 240^\circ$ (рис. 6-27-с). Заметим, что в первом случае, это область влияния БМА, во втором - СМА. Возможная причина состоит в том, что мы, в модели, использовали представление ГМА как радиального диполя. Если представить аномалию в виде наклоненного диполя, можно подогнать поле с лучшей точностью. Однако это не должно принципиально изменить ни нашей модели, ни приведенных выше результатов.

Возникает вопрос: как часто в истории Земли повторялось это явление? Оказывается, все инверсии и экскурсы, которые происходили в течение, по крайней мере, последних 12 млн. лет обладают этой особенностью - полюса дрейфуют по траекториям вдоль 90° - меридианов. О чем это может говорить?

- о том, что структура магнитного поля примерно совпадает с современной морфологией поля;

- магнитные аномалии, это очень “долгоживущие” образования;

- наша модель влияния ГМА на движение магнитных полюсов справедлива, по крайней мере, в течение последних 12 млн. лет.

Что такое “истинный дрейф полюса” и началась ли инверсия? Когда идет речь о перемещении палеомагнитных полюсов, то нельзя не затронуть еще одного, не совсем ясного вопроса. Мы отмечали, что скорости дрейфа магнитных полюсов в наши дни составляют до 40 км/год. Однако ряд публикаций говорит о значительно меньших скоростях перемещения полюсов (речь идет о т.н. TPW - true polar wander) в геологическом прошлом: от 0 до 5 см/год (Fuller, Weeks, 1992; Courtillot, Besse, 1987). Расхождение очень велико. Это может означать, что Земля «переживает» сейчас не совсем обычную геологическую историю – инверсию или экскурс.

Известно, что во время инверсии магнитные полюса движутся не только по определенным траекториям (надо сказать, что сейчас наблюдаются именно такие направления дрейфа полюсов), но и с большими скоростями “чем обычно”. Тогда получается так, что на Земле началась очередная инверсия (смена полярности) ее магнитного поля? Не будем торопиться с ответом. Выше мы отмечали, что если H компонента в Сибири будет продолжать уменьшаться (что, по-видимому, не так), а в Канаде возрастет, то скорость дрейфа СМП будет увеличиваться и он, возможно “проскочит” вторую “точку поворота”, в которой он находился в 1580 г. (Первая “точка поворота” СМП - 1860 г.). Если проскочит, то вполне вероятно то, что начнется инверсия, если нет, - то СМП остановится в этой точке и пойдет на следующий круг.

VI. 5. Местоположение источника генерации геомагнитного поля.

В нашей модели дипольный источник геомагнитного поля и источник поля ГМА расположены в F-слое. Источник поля по динамо-модели находится на границе ядромантия, т.е. значительно “выше” нашего. Кроме принципиальных различий между нашей и динамо моделями по физике явления, когда определить правоту той или иной гипотезы

подчас весьма трудно, есть некий параметр, по которому можно судить о правомерности той или иной модели. Этот параметр - глубина расположения источника (в долях земного радиуса R). Оценить его можно на основании имеющихся данных о структуре геомагнитного поля. Ниже рассмотрим несколько способов оценки размера источника генерации магнитного поля Земли.

Компьютерная модель. Компьютерная модель движения северного магнитного полюса позволяет проиллюстрировать справедливость нашей оценки глубины расположения источника ГМА. В модели мы помещали диполи, характеризующие основной источник и источники поля ГМА, на глубину $x = 0.2 R$. Результат подтверждается циклом работ Олдриджа (Allredge, Hurwitz, 1964; Allredge, Stearns, 1969; Allredge, 1980; Allredge, 1987), согласно которым наиболее оптимальное местоположение диполей типа токовых колец (current-loop) соответствует границе внешнего и внутреннего ядра (Peddie, Zunde, 1987).

Оценка по размеру диполя. Размер области генерации магнитного поля Земли оценивался Жижимовым (1988) на основе анализа сферических коэффициентов. В этой работе он полагал, что разложение поля по сферическим функциям на поверхности Земли и разложение этого поля по малому параметру, - отношению размера источника к расстоянию до него, эквивалентны. Зная величину малого параметра, можно оценить характерный размер источника, если предположить, что источник генерирует лишь самые низшие мультиполи в виде магнитных зарядов, диполей и квадрупольей. При моделировании на четных и нечетных гармониках разложения геомагнитного поля получался один однозначный результат: глубина генерации магнитного поля оказывалась равной $0.2 R$.

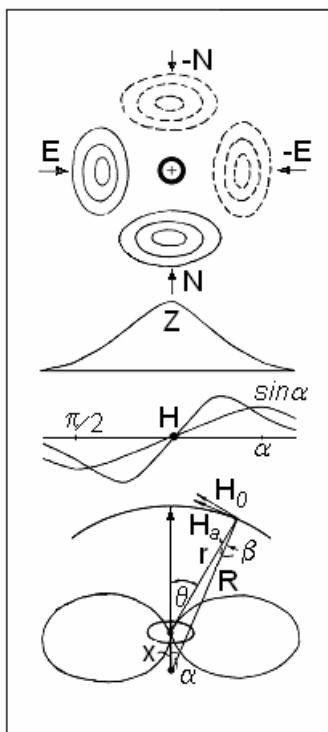


Рис. 6-29. Оценка размера источника генерации поля магнитных аномалий.

Оценка по расстоянию между ВГП. В работе (Кузнецов и др. 1987), посвященной недипольности источника геомагнитного поля, исследовалась зависимость расстояний между различными ВГП и точками, в которых они определялись. Если бы все ВГП

попадали в одну точку, то расстояние между ними было бы равно нулю. Если бы расстояния между парами ВГП оказались равными расстояниям между этими же парами точек их определения, то это показывало бы на отсутствие дипольного характера поля. В таком случае, ни о какой дипольности поля нельзя вести речь, т.к. наклон такой прямой был бы равен 45° . В действительности этот угол значительно меньше, что говорит о дипольности геомагнитного поля. Если расстояние между точками определения ВГП принять равным величине земного радиуса, то расстояние между самими ВГП оказывается $0.2 R$. Это еще раз подтверждает справедливость нашей оценки.

Оценка по пространственному размеру аномалий. ГМА в нашей модели представляется магнитным диполем. Известно, что если это центральный диполь (его центр на оси вращения Земли), то компоненты его:

$$Z = (2m/4\pi) \times \cos q/r^3 ; H = (m/4\pi) \times \sin q/r^3, \quad (6.24)$$

где m дипольный момент, а угол θ между точкой на земной поверхности, куда "смотрит" диполь и где $Z = \max$ и точкой, в которой мы хотим определить значения поля диполя (см. рис. 6-29). Из этого рисунка следует, что на картах E - и N -компонент геомагнитного поля мы должны наблюдать максимумы и минимумы этих компонент, отстоящих от центра диполя. (Надо сказать, что такие максимумы и минимумы на картах действительно есть). Если нам удастся оценить расстояния (в географических градусах) от центра диполя до максимумов этих компонент, то мы могли бы оценить глубину, на которой происходит генерация ГМА. Нас интересует величина угла q , однако, для оценки величины x (см. рис. 6-29), мы обязаны пользоваться величиной угла a (в географических градусах). Заметим, что зависимости координат поля диполя ГМА не совпадает с формой центрального диполя. Получим эти зависимости, приравняв радиус Земли единице ($R = 1$), полагая, что:

$$H_q = \sin q/r^3 = \max.$$

и учитывая очевидную зависимость: $\sin q = \sin a/r$, получаем:

$$H_q = \sin a/r^4.$$

Угол между векторами H_a и H_q обозначим как: b ($b = q - a$), тогда величина H_q должна быть умножена на: $\cos b = (1 - x \cos a)/r$.

В результате получаем:

$$H_a = \sin a(1 - x \cos a)/r^5, r = (1 + x^2 - 2x \cos a)^{1/2}. \quad (6.25)$$

Определив по картам E - и N -компонент магнитного поля Земли величины углов α для ГМА и современных ФВХ, получаем среднее значение величины x . Она оказывается равной: $x = 0.2 (\pm 0.1) R$.

Моделирование с помощью магнитных диполей и токовых контуров. При моделировании использовался итерационный демпфированный метод Ньютона-Гаусса для минимизации целевой функции. В качестве целевой функции использован усредненный по поверхности Земли квадрат остаточного поля - разности между модельным и наблюдаемым (Ботвиновский, 2000). Показано, что наиболее оптимальный генератор представляет собой дифференциальную токовую структуру с небольшим расстоянием между круговыми контурами. Получено, что главная (доминирующая) часть магнитного момента Земли создаётся в объёме, непосредственно окружающем внутреннее ядро.

VI. 6. Обсуждение модели.

Предложенную модель генерации магнитного поля Земли можно рассматривать как некоторую попытку разработки модели, альтернативной магнитному динамо. Ее основная идея состоит в согласовании модели генерации МПЗ с моделью "горячей" Земли, с одной стороны, а с другой, в согласовании между собой в одной непротиворечивой модели самых различных сторон явлений, связанных с геомагнетизмом и магнетизмом других планет. В этой модели была сделана попытка, рассмотреть в едином контексте

такие явления как: генерация основного поля и его инверсии; наличие магнитных аномалий, джерков и фокусов векового хода, движение магнитных полюсов в наше время и в геологическом прошлом.

В модели, по мнению автора, удачно решены некоторые вопросы:

- Наличие фазового перехода в F-слое определяет источник энергии теплового потока, движений материков и плит, магнитного поля Земли.
- Смена режима работы фазового перехода автоматически приводит к изменению геодинамического режима Земли и перемене полярности (инверсии) ее магнитного поля.
- Суточное вращение разделенных на толщину F-слоя электрических зарядов, образовавшихся при фазовом переходе, обеспечивает появление "затравочного" магнитного поля B_o , которое, усиливаясь, преобразуется в МПЗ.
- Полярность электрического поля E_R изменяется с изменением режима работы фазового перехода. Это приводит к смене направления магнитного поля B_o и смене полярности МПЗ.
- Постоянство магнитного поля Земли во времени определяется в модели постоянством pT -параметров в области фазового перехода, которые являются достаточно стабильными.
- Относительная независимость от основного поля Земли источника магнитного поля ГМА. Модель, в которой реализуется независимое изменение поля ГМА, позволила найти объяснение современному дрейфу магнитных полюсов и их дрейфу в геологическом прошлом.
- Представление ФВХ как гидродинамические вихри Россби, у которых западный дрейф определяется кориолисовыми силами, позволило найти простое объяснение западному дрейфу не применяя идеи «прокручивания» ядра относительно мантии, как в модели холодной Земли.
- Модель джерков, как результат изменения режима авторегулирования температуры в области генерации ГМА хорошо «вписалась» в термодинамику горячей модели. Явление джерков широко дискутируется в литературе, причем даже существует точка зрения, что это скорее магнитосферные процессы.
- Модель открывает путь к объяснению особенностей магнитных полей планет, Луны и спутников больших планет.

Возникает вопрос о том, имеются ли какие-нибудь особенности на Земле, которые можно истолковать в поддержку нашей модели? Так как наша модель определяет конкретное положение области генерации - границу между внутренним и внешним ядром (F-слой), то вопрос должен касаться именно этой области. В самое последнее время, именно на границе внутреннего ядра была обнаружена цилиндрическая анизотропия акустических свойств (Кузнецов и др., 1989; Кузнецов, 1997), расположенная вдоль оси вращения. Эти результаты находятся в соответствии с нашей моделью генерации геомагнитного поля.

VI. 7. Магнитное поле планет и спутников.

Продвижение в изучении магнитных полей планет и спутников достигнуто благодаря успехам космической технологии. Начало исследованиям было положено измерениями магнитного поля Луны, проведенными космическим аппаратом Луна-2 (Долгинов, 1982). За минувшие годы были измерены магнитные поля планет: Меркурия, Венеры, Марса, Юпитера, Сатурна, Урана, и спутников: Луны, Ио, Ганимеда и Титана. Поразительным открытием в этом цикле работ было обнаружение следов магнитного поля на спутниках планет-гигантов. Похоже, завершился более чем двадцатилетний спор между нашими (Долгинов, 1982) и американскими (Russell, 1993) магнитологами о том, имеется ли на Марсе дипольное поле, или оно только осталось в горных породах. Последнюю "точку" в этом споре поставил американский космический аппарат "Марс-Глобал-Сервейер", который вышел на орбиту вокруг Марса в сентябре 1997 г. и получил

убедительные данные о существовании в марсианской коре остаточной намагниченности - “вмороженной” памяти о когда-то существовавшем магнитном поле.

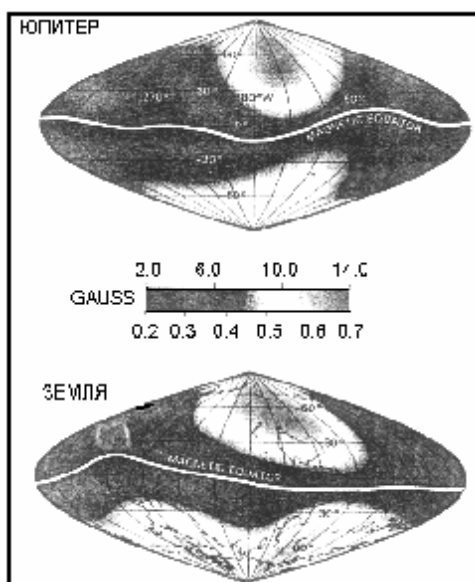


Рис. 6-30. Морфология магнитного поля Юпитера и Земли (Connerney, 1993).

К сожалению, такой ясности нет с магнитным полем Венеры, не удастся обнаружить каких-либо убедительных данных о результатах его измерения. То, что на Венере нет дипольного поля не вызывает сомнений, но было ли оно раньше? Ответ на этот вопрос весьма интересен в контексте нашей модели. Если его никогда не было, значит можно оценить минимально допустимую величину поля B_0 , которое в значительной степени определяется скоростью вращения планеты. Тем интереснее, что Меркурий, который вращается всего в четыре раза быстрее Венеры, дипольным полем обладает. Если нет дипольного поля, но есть палеополе, то не происходит ли сейчас на Венере инверсия?

Одна из последних сенсаций в области изучения магнитного поля спутников, это обнаружение магнитного поля на спутниках Юпитера во время посещения его окрестностей космической станцией Galileo. Особую дискуссию вызвало наличие магнитного поля на Ганимеде (Stevenson, 1997; Cray, Bagenal, 1998). В этом плане обсуждались две возможности: Первая, это намагничивание горных пород Ганимеда магнитным полем Юпитера в более ранние времена, когда Ганимед был значительно ближе к Юпитеру, чем в настоящее время и, вторая возможность, это динамо в ядре Ганимеда. Однако, по данным о плотности ядра, на Ганимеде не может быть жидкого железного ядра, а оценки намагниченности пород от магнитного поля Юпитера дают только 5% от требуемой величины палеополя Ганимеда. Магнитологи высказывают и такие «фантастические» идеи относительно возможности генерации дипольного магнитного поля на Ганимеде в настоящее время. В любом случае, современные модели геомагнетизма не находят однозначного ответа на вопрос о магнитном поле на Ганимеде. Заметим, что эта задача очень близка и настолько же неразрешима, как и проблема генерации магнитного поля Луны, активно обсуждаемая учеными 20 и более лет тому назад (Runcorn, 1975).

Выше мы упоминали о том, что морфология геомагнитного поля весьма напоминает магнитное поле Юпитера. В этом можно убедиться, взглянув на рисунок 6-30 (Connerney, 1993). Для достижения большего эффекта, картина земного поля перевернута и вверху находится Южный полюс, а интенсивность поля Юпитера примерно в 10 раз выше, чем у Земли, однако общность этих проекций поразительна. Трудно себе представить, что Природа “выбрала” различные способы и механизмы для достижения

таких похожих результатов. Еще раз хочется обратиться к Ньютону и вспомнить, что “Природа проста и не роскошествует излишними причинами вещей”. В этом плане рассмотрим те данные о магнитных полях планет и спутников, которые известны на сегодня. Эти данные приведены в таблице 6.5 в первом столбце, во втором они же относительно геомагнитного поля. В третьем столбце приведены данные по скорости осевого вращения планет и спутников и их средний радиус. Эти данные потребуются нам для того, чтобы оценить, очень грубо, по порядку величин, возможное значение магнитного поля по нашей модели (н.м.).

Здесь необходимы пояснения. Дело в том, что по нашей модели величина дипольного поля: $B = m_b^2 (S_X S_R w/R) E_R S_X^2$. Положим, что электрические параметры токового контура для всех планет и спутников примерно одинаковы, а так же одинакова площадь S_X , занятая током, тогда мы можем записать: $B \sim w/R$, или: $B \sim 1/TR$.

Именно такая оценка относительного значения поля приведена в последнем столбце табл. 6.5. Это ориентировочная оценка, и к ней не надо относиться с особым доверием. Это связано с тем, что параметры: S_X , S_R , E_R и S_X , - могут быть различными у разных космических тел. Кроме этого, не совсем ясно, как сказывается величина w . Затем, нам неизвестны величины w и R планеты (спутника) в момент генерации дипольного поля и, наконец, мы не знаем, как могло бы происходить “старение” палеополя того или иного космического объекта. Поясним последнюю мысль на примере.

Таблица 6.5

Планета, спутник	B , (Гс)	Поле, отн. Земли	T , сутки	R , км	Поле (модель)
Меркурий	$1.7 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	59	2425	0.04
Венера	$< 310^{-5}$	0	243	6070	0.004
Земля	0,31	1	1	6378	1
Марс	$< 10^{-4}$	0	1	3395	2
Юпитер	4.2	10	0.4	71300	0.2
Сатурн	0.21	1	0.43	60100	0.25
Уран	0.25	1	0.7	24500	0.4
Луна	$< 10^{-5}$	0	27.3	1738	0.13
Ио	-	0	1.7	1810	2
Ганимед	-	0	7	2600	0.35

Все работы, посвященные интенсивности магнитного поля Земли в геологическом прошлом, показывают, что интенсивность поля раньше была в несколько раз выше и экспоненциально уменьшалась по мере приближения к настоящему времени. Чаще речь идет о виртуальном дипольном моменте p_m геомагнитного поля (Smith, 1967). Интенсивность земного поля в докембрии была примерно в 6 - 8 раз выше современного значения (R был примерно в два раза меньше, а $T \sim R^2$). Как показано в Главе III, и качественно, и количественно, наша модель не противоречит экспериментальному факту уменьшения величины p_m .

В своих оценках мы, как правило, не учитывали эффект старения магнитных пород и, естественно, связанного с этим эффектом уменьшения интенсивности поля. Этот эффект действительно известен в палеомагнитологии. Оценим его возможную роль в оценке палеоинтенсивности поля. Положим, что процесс старения описывается экспонентой $exp(-t/t_o)$, где t - текущее время, а t_o - характерное время релаксации, в течение которого модуль палеополя уменьшается в 2.7 раза. Если принять $t_o = 75$ млн. лет, то такая кривая неплохо описывает ход старения, следующий из нашей модели. Возникает вопрос: реально ли, чтобы интенсивность магнитного поля в течение такого срока уменьшилась бы в e раз? Если это правдоподобно, то можно считать, что мы нашли еще один аргумент в пользу нашей модели...

Обратимся к специалистам по плитной тектонике (Кокс, Харт, 1989), где авторы приводят температурную зависимость времени релаксации: При 580°C время релаксации зерен магнетита не превышает одной секунды, при 560°C оно возрастает до часа, а при комнатной температуре обычно достигает сотен миллионов лет и более. Таким образом, наше предположение можно считать подтвержденным. Возможно, такой подход позволяет по-новому “взглянуть” на данные по поведению магнитного поля в фанерозое. Понижение интенсивности поля в селуре и девоне (Палеомагнитология, 1982) может оказаться обязанным не собственно уменьшению величины магнитного поля Земли в эти периоды, а, например, увеличению скорости старения за счет более высоких температур, господствовавших на Земле в это время.

Эффект старения может найти объяснение тому, что реальные поля планет и спутников меньше, чем следующие из нашей оценки. Всё было бы “нормально”, если бы из нашей закономерности не “выбивался” Юпитер, со своим полем, которое оказывается большим, чем следует из наших оценок. По-видимому, если мы учтем, что величина S_X на Юпитере больше, а на Марсе, меньше чем на Земле, данные последнего столбца таблицы 6.5 окажутся намного ближе к реальным значениям величин поля.

В заключение сформулируем основную идею геомагнетизма в модели горячей Земли:

- Земля рассматривается нами как саморегулирующаяся термодинамическая система.
- Процессы саморегуляции Земли происходят в F-слое. Здесь реализуются: фазовый переход (ФП) первого рода (конденсация-испарение), механизм образования и разделения электрических зарядов и образования двойного электрического слоя (ДЭС) и радиального электрического поля E_R .
- Суточное вращение ДЭС приводит к генерации слабого дипольного поля B_o . Это поле усиливается за счет холлового (или динамо) механизма, возникающего в области ФП под действием ортогональных E_R и B_o .
- Температура F-слоя за счет протекания процессов тепло и массопереноса поддерживается постоянной. В слое возникают: - стационарные вихри (глобальные магнитные аномалии), - вихри, движущиеся вдоль поверхности F-слоя в западном направлении (фокусы векового хода) (и те, и другие - вихри Россби), конвективные механизмы, приводящие к охлаждению или нагреву слоя, изменения режима ФП (переход от преимущества конденсации над испарением и наоборот) и т.п.
- Эти гидродинамические процессы происходят в хорошо проводящей двухфазной среде в “присутствии” дипольного поля. Возможны явления “вмораживания” поля в проводящую среду и “маркировки” этих процессов на земной поверхности, как известных явлений геомагнетизма, таких как глобальные магнитные аномалии, фокусы векового хода, джерки, экскурсы и инверсии.
- Модель генерации геомагнитного поля находит простое и естественное объяснение дрейфу магнитных полюсов.

Литература

- Аврорин Е.Н., Водолага Б.К., Симоненко В.А., Фортов В.Е. Мощные ударные волны и экстремальные состояния вещества. УФН. 1993. Т. 163. № 5. С. 1-34.
- Адушкин В.В., Ан В.А., Овчинников В.М., Краснощеков Д.Н. О скачке плотности на внутренней границе земного ядра по наблюдениям волн PkiKP на расстояниях 6° . ДАН. 1997. Т. 334. № 3. С.382-385.
- Берже П., Помо И., Видаль К. Порядок и хаос. О детерминистском подходе к турбулентности. М.: Мир. 1991. 367 с.
- Ботвиновский В.В. Моделирование генератора главного магнитного поля Земли с помощью магнитных диполей и токовых контуров. Дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. Новосибирск. 2000.

- Васильев Б.В. Термо-гиромагнитный эффект. Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. № 1. С. 47-50.
- Вадковский В.Н., Гурарий Г.З., Мамиконьян М.Р. Анализ процесса смены знака геомагнитного поля. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1980. № 7. С. 55-69.
- Вернов С.Н., Савенко И.А., Шеврин П.И. и др. Внешний радиационный пояс Земли на высоте 320 км. ДАН СССР. 1961. Т. 140. N. 4. С. 787-790.
- Головков В.П., Коломийцева Г.И., Коняшенко Л.П., Семенова Г.М. Каталог среднегодовых значений элементов геомагнитного поля на мировой сети магнитных обсерваторий. Выпуски XVI - XXX. 1983 - 1997. М.: ИЗМИРАН.
- Григорьев В.Н., Григорьева Е.В., Ростоцкий В.С. Бароэлектрический эффект и магнитные поля планет и звезд. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. № 4. С. 3-14.
- Григорьева Е.В. Магнитное поле, порождаемое зарядами в медленно вращающейся системе отсчета. Изв. АН СССР. Физика Земли. 1990. № 10. С. 24-30.
- Джекобс Дж. Земное ядро. М.: Мир. 1979. 305 с.
- Долгинов Ш.Ш. Магнетизм планет. М.: 1982. 130 с. Итоги науки и техники. ВИНТИ. Серия: Исследования космического пространства. Т. 18.
- Жижимов О.Л. Оценка размера области генерации магнитного поля Земли. 1988. Новосибирск: Препринт ИГиГ № 13. 12 с.
- Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М.: ИЛ. 1959. 132 с.
- Кокс А., Харт Р. Тектоника плит. М.: Мир. 1989. 427 с.
- Кузнецов В.В. Физика Земли и солнечной системы (Модели образования и эволюции) 1984. Новосибирск: ИГГ. Вып. 639. 90 с.
- Кузнецов В.В., Павлова И.В., Семаков Н.Н. Оценка степени недипольности главного магнитного поля Земли. ДАН СССР. 1987. Т. 296. № 4. С. 819-821.
- Кузнецов В.В., Доровский В.Н., Семаков Н.Н. и Котляр П.Е. Физика Земли. Новый взгляд на некоторые проблемы. Новосибирск: Наука, 1989. 128 с.
- Кузнецов В.В. Физика Земли и солнечной системы. Новосибирск: ИГиГ. 1990. 217 с.
- Кузнецов В.В., Павлова И.В., Семаков Н.Н. Оценка положения виртуальных магнитных полюсов (По результатам советско-канадских измерений в Центральной Арктике). Геология и геофизика. 1990. Т. 31. № 2. С. 115-116.
- Кузнецов В.В. Фокусы векового хода как гидродинамические вихри Россби. ДАН. 1995. Т. 340. № 5. С. 685-687.
- Кузнецов В.В. Положение северного магнитного полюса в 1994 г. ДАН. 1996. Т. 348, N.3. С. 397- 399.
- Кузнецов В.В. Анизотропия свойств внутреннего ядра. УФН. 1997. Т. 167. № 9. С. 1001-1012.
- Кузнецов В.В. Связь фрактальных свойств и масштабной инвариантности инверсий магнитного поля с изменением режима конвекции в ядре Земли. Геомагнетизм и Аэрономия. 1998-а. Т. 38. С. 166-172.
- Кузнецов В.В. Прогноз положения южного Магнитного Полюса на 1999 г. ДАН. 1998-б. Т. 361. № 2. С. 348-251.
- Матора И.М. Природа сверхвращения верхней атмосферы Земли. Геомагнетизм и Аэрономия. 2000. Т. 40. № 5. С. 139-142.
- Незлин М.В., Снежкин Е.Н. Вихри Россби и спиральные структуры. М.: Наука. 1990. 238с.
- Палеомагнитология. Л.: Недра. 1982. 412 с.
- Паркер Е. Космические магнитные поля. М.: Мир. 1982. 608 с. (ч. I), 479 с. (ч. II).
- Паркинсон У. Введение в геомагнетизм. М. Мир.: 1986. 525 с.
- Петрова Г.Н., Сперантова И.Б. Напряженность поля во время инверсии. В сб. Тонкая структура геомагнитного поля. 1986. М.: ИЗМИРАН. С. 33-44.
- Петрова Г.Н., Пospelова Г.А. Экскурсы геомагнитного поля. Земля и Вселенная. 1992. № 3. С. 3 - 7.
- Почтарев В.И. О динамике каспийского центра вековых изменений магнитного поля Земли. Геомагнетизм и Аэрономия. 1978. Т. 10. N. 9. С. 183-185.

Рикитаки Т. Электромагнетизм и внутреннее строение Земли. Л.: Недра. 1968. 331 с.
 Ришбет Г., Гарриот О.К. Введение в физику ионосферы. Л.: Гидрометеоздат. 1975. 303 с.
 Рузмайкин А.А., Трубихин В.Л. Статистика инверсий геомагнитного поля за последние 80 млн. лет. Геомагнетизм и Аэрономия. 1992. Т. 32. № 5. С. 166-170.
 Стейси Ф. Физика Земли. М.: Мир. 1972. 342 с.
 Тихомолов Е.М. Поддержание вихревых структур в подогреваемом слое жидкости. Письма ЖЭТФ. 1994. Т. 59 Вып. 3. С. 155-158.
 Тюленева Г.С. Специфика магнетизма прямо и обратно намагниченных эффузивных горных пород. Автореферат дис. к.ф.-м.н. Л.: ЛОИЗМИРАН. 12 с.
 Уиттекер Э.Т., Ватсон Дж.Н. Курс современного анализа. Ч II.М.: Г.И. ФМ.Л. 1963.
 Френкель Я.И. Теория явлений атмосферного электричества. М.: Гостехиздат. 1949. 155с.
 Френкель Я. И. Кинетическая теория жидкости. Л.: Наука. 1975. 345 с.
 Эйхенвальд А.А. Электричество. М.Л.: ГИЗ. 1927. 758 с.
 Яновский Б.М. Земной магнетизм. М.: ГИТТЛ. 1953. 591 с.

Alexandrescu M., Gibert D., Hulot G., Le Moul J.-L., Saracco G. Worldwide wavelet analysis of geomagnetic jerks. J. Geoph. Res. 1996. V. 101. N. B10. P. 21975-21994.
 Alldredge L.R., Hurwitz L. Radial dipoles as the sources of the Earth's main magnetic field. J. Geophys. Res. 1964. V. 69. P. 2631- 2636.
 Alldridge, L.R., Stearns C.O. Dipole model of the sources of the Earth's magnetic field. J. Geophys. Res. 1969. V. 74. P. 6583-6593.
 Alldridge, L.R. Circular current loops, magnetic dipoles and spherical harmonic analyses. J. Geomag. Geoelectr. 1980. V. 32. P. 357-364.
 Alldridge, L.R. Current loops fitted to geomagnetic model spherical harmonic coefficients. J. Geomag. Geoelectr. 1987. V. 39. P. 271-296.
 Bak P., Tang C., Wiesenfeld K. Self-organized criticality: an explanation of 1/f noise. Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N. 4. P. 381- 384.
 Barton C.E., Hutchinson R., Quilty P., et al., Quest for the magnetic poles: relocation of the South magnetic pole at sea, 1986. Record Bureau of Mineral Resources, geology and geophysics. 1986. 20 p.
 Barton C.E. Survey tracks current position of South Magnetic Pole. EOS. Trans. AGU. 2002 V. 83. P. 291.
 Barton C.E., Newitt L.R. Reply of Campbell W.H. Comment on “ Survey tracks current position of South Magnetic Pole” and “Recent acceleration of the North Magnetic Pole linked to magnetic jerk” EOS. Trans. AGU. 2003. V. 84. P. 42.
 Bauer L.A. Beitrage zur Kenntnis des Wesens der Sakular-variation des Erdmagnetismus. Dissert. Univ. Berlin. 1895.
 Campbell W.H. Comment on “ Survey tracks current position of South Magnetic Pole” and “Recent acceleration of the North Magnetic Pole linked to magnetic jerk” EOS. Trans. AGU. 2003. V. 84. P. 42.
 Cheng A.F., Paranicas C. Implications of Io's magnetic signature: Ferromagnetism? Geophys. Res. Lett. 1996. V. 23. N. 21. P. 2879-2882.
 Clement B.M. Geographical distribution of transitional VGPs: evidence for non-zonal equatorial symmetry during the Matuyama-Brunhes geomagnetic reversal. Earth Planet. Sci. Lett. 1991. V. 104. P. 48-58.
 Clement B.M. Dependence of the duration of geomagnetic polarity reversals on site latitude. Nature. 2004. V. 428. P. 637-640.
 Connerney J.E.P. Magnetic fields of the outer planets. J. Geophys. Res. 1993. V. 98. N. E10. P. 18659-18679.
 Constable C. Link between geomagnetic reversal paths and secular variation of the field over the past 5 Myr. Nature. 1992. V. 358. P. 230-233.
 Constable C. About turn for reversals. Nature. 1993. V. 361. P. 305-306.

- Courtillet V. et al., Sur une acceleration recente de la variation seculaire du champ magnetique terrestre. C.R. Acad. Sci. Paris. Ser. D. 1978. V. 287. P. 1095-1098.
- Courtillet V., Besse J. Magnetic field reversal, polar wander, and core-mantle coupling. Science. 1987. V. 237. P. 1140-1147.
- Crary F.J., Bagenal F. Remanent ferromagnetism and interior structure of Ganymede. J. Geophys. Res. 1998. V. 103. N. E 11. P. 25757-25773.
- Dawson E., Newitt L.R. The magnetic poles of the Earth. J. Geomag. Geoelectr. 1982. V. 34. P. 225-240.
- De Michelis P., Consolini G., Meloni A. Sign Singularity in the Secular Acceleration of the Geomagnetic Field. Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5023-5026.
- Fuller M., Weeks R. Superplumes and superchrons. Nature. 1992. V. 356. P. 16-17.
- Fuller M., Laj C., Herrero-Bervera E. The reversal of the Earth's magnetic field. American Scientist. 1996. V. 84. P. 552-561.
- Gavoret J., Gibert D., Menvielle M., Le Mouel J.L. Long-term variations of the external and internal components of the Earth's magnetic field. J. Geophys. Res. 1986. V. 91. N. B5. P. 4787-4796.
- Gubbins D., Coe R.S. Longitudinally confined geomagnetic reversal parths from non-dipolar transition fields. Nature. 1993. V. 362. P. 51-53.
- Gubbins D. Influence of the inner core. Nature. 1993. V. 365. P. 20.
- Gubbins D., Sarson G. Geomagnetic field morphologies from a kinematic dynamo model. Nature. 1994. V. 368. P. 51-55.
- Guyodo Y., Valet J.-P. Global changes in intensity of the Earth's magnetic field during the past 800 kyr. Nature. 1999. V. 399. P. 249-252.
- Hollerbach R., Jones C.A. Influence of the Earth's inner core geomagnetic fluctuations and reversals. Nature. 1993. V. 365. P. 541-543.
- Hope E.P. Geotectonics of the Arctic Ocean and the Great Arctic Magnetic Anomaly. J. Geophys. Res. 1959. V. 164. N. 4. P. 407-427.
- Inglis D.R. Theories of the Earth's magnetism. Rev. Mod. Phys. 1955. V.27. N. 2. P. 212-248.
- Jackson A. Still poles apart on reversals? Nature. 1992. V. 358. P. 194-195.
- Jacobs J.A. Reversals of the Earth's magnetic field. 1994. Cambridge Univ. Press. New York. 346 p.
- Knapp, D.G. The synthesis of external magnetic fields by means of radial internal dipoles. Annales de Geophysique. 1955. V. 11. P. 83-90.
- Koci A. Geomagnetic field at the time of reversals, Geomagnetic Field in Quaternary. Report KAPG, Potsdam:1980. P. 87-92.
- Kuznetsov V.V. A model of virtual geomagnetic pole motion during reversals. Phys. Earth Plan. Inter. 1999. V. 115. P. 173-179.
- Madden T., Le Mouel J.L. The recent secular variation and the motion at the core surface. Phil. Trans. R. Soc. Lond. 1982. V. A 306. P. 271-280.
- Mandea M., Bellander E., Le Mouel J.-L. A geomagnetic jerk for the end of the 20th century? Earth Planet. Sci. Lett. 2000. V. 183. P. 369-373.
- McDougall, I.; Brown, F. H.; Cerling, T. E.; Hillhouse, J. W. A reappraisal of the geomagnetic polarity time scale to 4 Ma using data from the Turkana Basin, East Africa. Geophys. Res. Lett. 1992. V. 19. N. 23. P. 2349-2352.
- McFadden P.L. Reversal ideas up-ended. Nature. 1992. V. 356. P. 381.
- McFadden P.L., Barton C.E., Merrill R.T. Do virtual geomagnetic poles follow preferred parths during geomagnetic reversals? Nature. 1993. V. 361. P. 342-344.
- McFadden P.L., Merrill R.T. History of Earth's magnetic field and possible connections to core-mantle boundary processes. J. Geophys. Res. 1995. V. 100. N. B1. P. 307-316.
- Nevanlinna H. Some characteristics of the horizontal field variations around the geomagnetic jerk of 1970. J. Geophys. 1984. V. 55. N 1. P. 37-40.

- Newitt L.R., Niblett E.R. Relocation of the north magnetic dip pole. *Can. J. Earth Sci.* 1986. V. 23. P.1062-1067.
- Newitt L.R., Barton C.E. The position of the North Magnetic dip pole in 1994. *J. Geomagn. Geoelectr.* 1996. V. 48. N. 2. P. 221-232.
- Newitt L.R., Manda M., McKee L.A., Orgeval J.J. Recent acceleration of the North Magnetic Pole linked to magnetic jerk. *EOS, Transactions AGU.* 2002. V. 83. P. 385.
- Oyama K.J., Schlegel K. Anomalous electron temperatures above the south american magnetic field anomaly. *Planet Space Sci.* 1984. V. 32. N.12. P. 1513-1522.
- Parker E.N. The occasional reversal of the geomagnetic field. *Astrophys. J.* 1969. V. 158. P. 815-827.
- Peddie N.W., Zunde A.K. A model of geomagnetic secular variation for 1980-1983. *Phys. Earth Planet. Inter.* 1987. V. 48. P. 324-329.
- Petrova G.N. Displacement of VGP during reversals. *Geomagnetic field in Quaternary.* Potsdam. 1990. P. 37-42.
- Pinto O. Jr., Gonzalez W.D., Pinto R.C.A et al. The South Atlantic magnetic anomaly: three decades of research. *J. Atmos. Terr. Phys.* 1992. V. 54. N. 9. P.1129-1134.
- Runcorn S.K. On the interpretation of lunar magnetism. *Phys. Earth Plan. Inter.* 1975. V. 10. P. 327-337.
- Russell C.T. Magnetic fields of the terrestrial planets. *J. Geophys. Res.* 1993. V. 98. N. E10. P. 18681-18695.
- Serson P.H. Tracking the north magnetic pole. *New Scientist.* 1981. June.
- Smith P.J. Intensity of the Earth's magnetic field in the geological past. *Nature.* 1967. V. 216. P. 989-990.
- Stevenson D.J. What might Ganymede tell us about Geodynamo? Abstracts 8th Scientific Assembly of IAGA with ACMA and STP Symposia. 1997. Uppsala. P. 7.
- Tarling D.H., Abdeldayem A.L. Palaeomagnetic-pole errors and a "small-circle" assessment of the Gondwanan polar-wander path. *Geophys. J. Int.* 1996. V. 125. P. 115-122.
- Tikhomolov E.M. Anomalous poleward drift of the solar magnetic field as a result of Rossby cyclone excitation. *Astronomy and Astrophysics.* 1995. V. 301. P. 277-281.
- Tikhomolov E.M. Short-scale convectional long-scale deformationally unstable Rossby wave in a rotating fluid layer heated from below. *Phys. Fluids.* 1996. V. 8. № 12. P. 3329-3337.
- Tric E., Laj C., Jehanno C., et al. High resolution record of the Upper Olduvai transition from Po Valley (Italy) sediments: support for dipolar transition geometry? *Phys. Earth Planet. Inter.* 1991. V. 65, P. 319-336.
- Van Horn H.M. Dense astrophysical plasmas. *Science.* 1991. V. 252. P. 384-389.
- Valet J.-P., Meynadler L. Geomagnetic field intensity and reversals during the past four million years. *Nature.* 1993. V. 366. P. 234-238.
- Vestine E.H. The Earth's core. *Trans. Am. Geophys. Union.* 1954. V. 35. P. 63-72.
- Weber R., Dexter L., Holloway Ch., Buxton M. Polar bridge an arctic odyssey. Key Porter Books Limited. Canada. Ontario. 1990.
- Wigner E.R. On the interaction of electron in metals. *Phys. Rev.* 1934. V. 46. P. 1002-1011.
- Yamazaki T., Oda H. A Brunhes-Matuyama polarity transition record from anoxic sediments in the South Atlantic (Ocean Drilling Program Hole 1082C). *Earth Planets Space.* 2001. V. 53. P. 817-827.
- YANG Taobao, YU Yongtao, LI Jijun et al. Paleomagnetic excursions recorded in Yanci Playa in Middle Hexi Corridor, NW China since the last interglacial. *J. of Mountain Science.* 2004. V. 1. N. 2. P. 128-142.
- Yukutake T., Tachinaka H. The non-dipole part of the Earth's magnetic field. *Bull. Earthquake Res. Inst.* 1968. N.46. P. 1027-1074.