

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
им. М.В. ЛОМОНОСОВА

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

**В.И. Трухин**

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ  
ПО ГЕОМАГНЕТИЗМУ**



**Москва  
2004**

УДК 551:577.4  
ББК 26.2

**В.И. Трухин. КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ ПО ГЕОМАГНЕТИЗМУ.**  
М.: Физический факультет МГУ, 2004, 92 с.

В учебном пособии дано краткое изложение основных знаний о геомагнитном поле и магнетизме горных пород. Пособие написано на основе материалов лекций по земному магнетизму и магнетизму горных пород, которые автор читает студентам кафедры физики Земли в течение нескольких десятилетий.

Геомагнитное поле играет важную роль в жизни нашей планеты, оно неразрывно связано с ее эволюцией и с жизнью на Земле. Благодаря ему происходили географические открытия и до настоящего времени осуществляется ориентация движущихся технических объектов на Земле и в околоземном пространстве.

В пособии затронуты, прежде всего, те вопросы, знание которых необходимо студентам для сдачи соответствующих экзаменов. Не все проблемы освещены с одинаковой полнотой. Автор предполагает, что студенты, помимо этого пособия, будут читать и другую литературу по проблемам геомагнетизма и, прежде всего, приведенную в списке рекомендуемой литературы.

© Трухин В.И., 2004 г.

© Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2004 г.

## Лекция 1

## РОЛЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЖИЗНИ ЗЕМЛИ

М.В.Ломоносов о магнетизме: «Из всех материй магнитная материя самая тончайшая».

Геомагнитное поле (ГМП) пронизывает все геосферы, вся живая и неживая природа находится под воздействием ГМП, которое оказывает существенное влияние на эволюцию и жизнь всей планеты.

В средние века и последующие столетия до настоящего времени, благодаря ГМП осуществлялась ориентация во всех морских и сухопутных путешествиях.

ГМП защищает Землю от космических частиц высоких энергий.

На основе исследований аномального ГМП ведется поиск природных ресурсов.

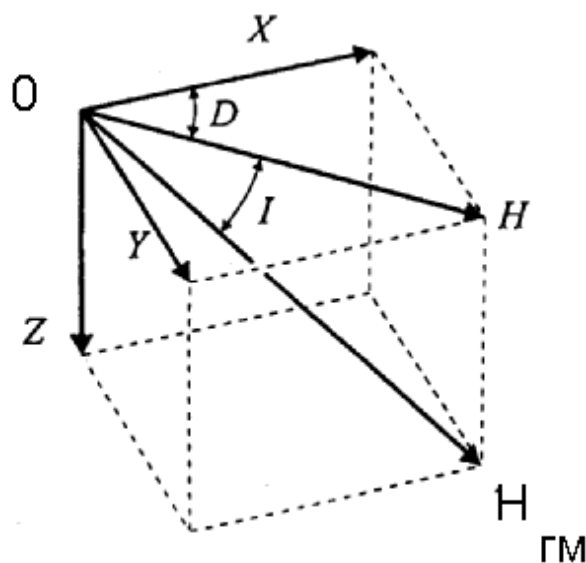
Элементы (составляющие) геомагнитного поля

Рис.1. Главные элементы геомагнитного поля

$\vec{H}_{ГМ}$  — напряженность геомагнитного поля в т.О с координатами  $\lambda, \varphi$ ,

$\angle D$  — магнитное склонение,

$\angle I$  — магнитное наклонение,

$\vec{H}$  — горизонтальная составляющая,

$X$  — северная,  $Y$  — восточная и  $Z$  — вертикальная составляющие вектора  $\vec{H}_{GM}$ ,

$zOH$  — плоскость магнитного меридиана,

$zOx$  — плоскость географического меридиана,

$X, Y, Z, D, J$  — элементы (составляющие) геомагнитного поля,

$X, Y, Z$  — прямоугольная система координат,

$D, J, |\vec{H}_{GM}|$  — сферическая система координат,

$Z, Y, D$  — цилиндрическая система координат

Основные соотношения

$$|\vec{H}_{GM}| = (X^2 + Y^2 + Z^2)^{1/2}, \quad H = (X^2 + Y^2)^{1/2}, \quad Z = H \cdot \operatorname{tg}J, \quad X = H \cdot \cos D,$$

$$Y = H \cdot \sin D, \quad \operatorname{tg}D = Y/X, \quad \operatorname{tg}J = Z/H = Z/\sqrt{X^2 + Y^2}$$

Элементы ГМП изменяются в пространстве и во времени.

Временные изменения элементов ГМП — вариации геомагнитного поля бывают двух типов:

1. быстротечные с периодами от долей секунд до 1 года,
2. медленные (вековые) с периодами в сотни и тысячи лет.

Источники быстротечных вариаций находятся в ионосфере и магнитосфере, вековых — во внешнем ядре Земли.

Геомагнетизм, как наука, имеет 2 раздела:

1. Главное геомагнитное поле и его вековые вариации (источники внутри Земли), аномальное ГМП (источники в земной коре).
2. Электромагнитное поле (источники вне твердой Земли, в ионосфере и магнитосфере).

Исследование этих разделов производится в значительной степени независимо друг от друга. С точки зрения внутреннего строения и эволюции Земли наиболее ценную информацию дает первый раздел.

### **Кратко об истории геомагнетизма (ГМ)**

В древности (около 200 лет до н.э.) в Китае использовался компас для определения направления во время путешествий.

XIII век — изобретение компаса в Европе → Великие географические открытия.

Конец XV века — открытие Х. Колумбом магнитного склонения — начало науки о ГМ.

Начало XVI века — открытие наклона  $J$ .

Середина XVI в. — измерения склонения  $D$  на севере России.

Природа геомагнетизма. До открытия Колумба считалось, что магнитная стрелка притягивается Полярной звездой.

1600 г. У.Гильберт «О магните, магнитных телах и большом магните – Земле».

В этой книге впервые было показано, что магнитное поле возникает как следствие однородно намагниченного Земного шара (поле диполя).

1785 г. Ш.Кулон — относительные измерения напряженности магнитного поля.

1835 г. проф. Казанского ун-та И.М.Симонов «Опыт математической теории земного магнетизма». В этом труде была получена аналитическая зависимость элементов ГМП от географических координат в предположении, что ГМП — поле диполя, находящегося в центре Земли под углом к оси вращения.

1839 г. К.Гаусс «Общая теория земного магнетизма».

1759 г. М.В.Ломоносов «Рассуждения о большей точности морского пути».

1871-1878 гг. — первая магнитная съемка европейской части России.

Профессора-физики МГУ Н.А.Умов и Э.Е.Лейст: Теоретические исследования ГМП и исследование Курской магнитной аномалии. Институт земного магнетизма и распространения радиоволн (г.Троицк).

### Магнитные карты

Метод изолиний: изогоны ( $D$ ), изоклины ( $J$ ), изодинамы ( $X, Y, Z, H, H_{ГМ}$ ).

Составляются через каждые 5 лет.

Первые мировые карты — 1700 г. (Англия).

Первые российские карты — 1880 (Тилло).

Первые карты СССР — 1925 г. (Ин-т земного магнетизма)

Северный магнитный полюс — 1831 г. (капитан Джемс Росс). Его координаты в 2001 г.  $\varphi = 81^{\circ}18'$ ;  $\lambda_3 = 110^{\circ}48'$ , расстояние от Северного полюса 967 км.

Южный магнитный полюс — 1952 г. (Франция). Его координаты в 2000 г.  $\varphi = 64^{\circ}40'$ ,  $\lambda_B = 138^{\circ}07'$ ; расстояние от Южного полюса 2817 км.

Положение магнитных полюсов и изолиний на картах с течением времени не остается постоянным. В 1831 г. Северный магнитный полюс находился на расстоянии 2215 км от Северного географического полюса, а Южный магнитный — в 1841 г. на расстоянии от Южного географического 1659 км.

Теоретически главное поле и его вековые вариации можно описать с помощью уравнений магнитостатики.

## Магнитостатика

Уравнения Максвелла в СГСМ

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \\ \vec{B} &= \vec{H} + 4\pi \vec{I} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Будем искать  $H$  в виде:

$$\vec{H} = -\operatorname{grad} U \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} U + 4\pi \operatorname{div} \vec{I} = 0$$

$$\nabla^2 U = 4\pi \rho \quad (3)$$

Уравнение (3) – уравнение Пуассона, решение которого имеет вид:

$$U = \iiint_{\tau} \frac{\rho d\tau}{r} = \iiint_{\tau} \frac{dm}{r} \quad (4)$$

Уравнения Максвелла в СИ

$$\left. \begin{aligned} \left[ \vec{\nabla} \vec{B} \right] &= 0 \quad \vec{\nabla} \vec{B} = 0 \\ \vec{B} &= \mu_0 (\vec{H} + \vec{I}) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Полагая  $\vec{B} = -\vec{\nabla} U$ , Получим уравнение Лапласа:

$$\nabla^2 U = 0 \quad (6)$$

$U$  называется магнитным потенциалом.

Векторные поля, которые можно определить с помощью скалярной функции, называются потенциальными.

Сумма  $\sum_i^N \vec{M}_i = \vec{M}$  есть магнитный момент тела. Отношение

$\vec{M}/\tau = \vec{I}$  ( $\tau$  — объем) есть намагниченность. В общем случае

$$\vec{I} = d\vec{M}/d\tau.$$

## Магнитный диполь и его потенциал

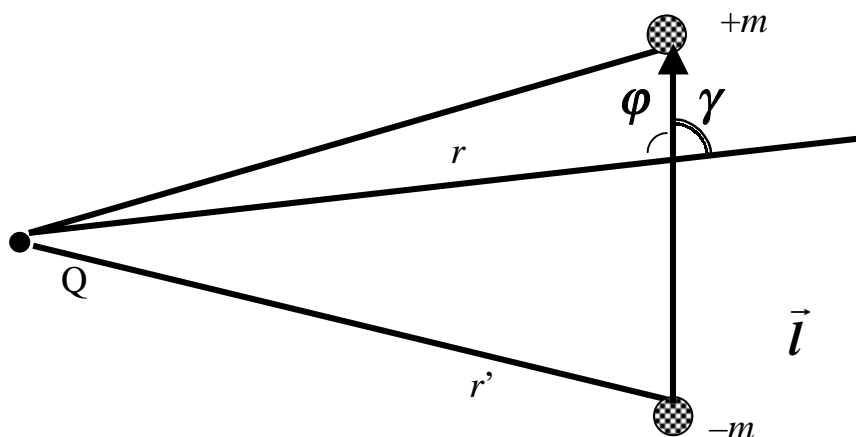


Рис. 2. Схема магнитного диполя:  $+m, -m$  — фиктивные магнитные заряды,  $\vec{l}$  — расстояние между ними

Закон Кулона для фиктивных магнитных зарядов:

$$\vec{F}_{12} = k \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\vec{r}_{12}}{r} \quad (7)$$

Магнитный потенциал

$$U(Q) = \frac{m}{r}. \quad (8)$$

Для диполя (рис. 2):

$$U(Q) = m \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} \right); \quad r^2 = x^2 + y^2 + z^2 \quad (9)$$

Ряд Тейлора ( $l \ll r$ ):

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r} + l_x \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{r} \right) + l_y \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{r} \right) + l_z \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{r} \right) + \dots$$

Подставим в (9):

$$U(Q) = -\frac{ml_x}{r^2} \cos(r, x) - \frac{ml_y}{r^2} \cos(r, y) - \frac{ml_z}{r^2} \cos(r, z),$$

$$ml_x = M_x; \quad ml_y = M_y; \quad ml_z = M_z,$$

$$U = -\frac{M}{r^2} \cos(\vec{l}, \vec{r}) = -\frac{M}{r^2} \cos \varphi.$$

Окончательно получаем следующее выражение для магнитного потенциала диполя:

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \gamma. \quad (10)$$

## Лекция 2

## АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ $\vec{H}_{GM}$ КАК ФУНКЦИИ КООРДИНАТ ТОЧЕК ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ (ТЕОРИЯ И.М.СИМОНОВА)

И.М.Симонов рассматривал ГМП как поле диполя, помещенного в центре Земли под некоторым углом к оси вращения. Это соответствует однородной намагниченности земного шара.

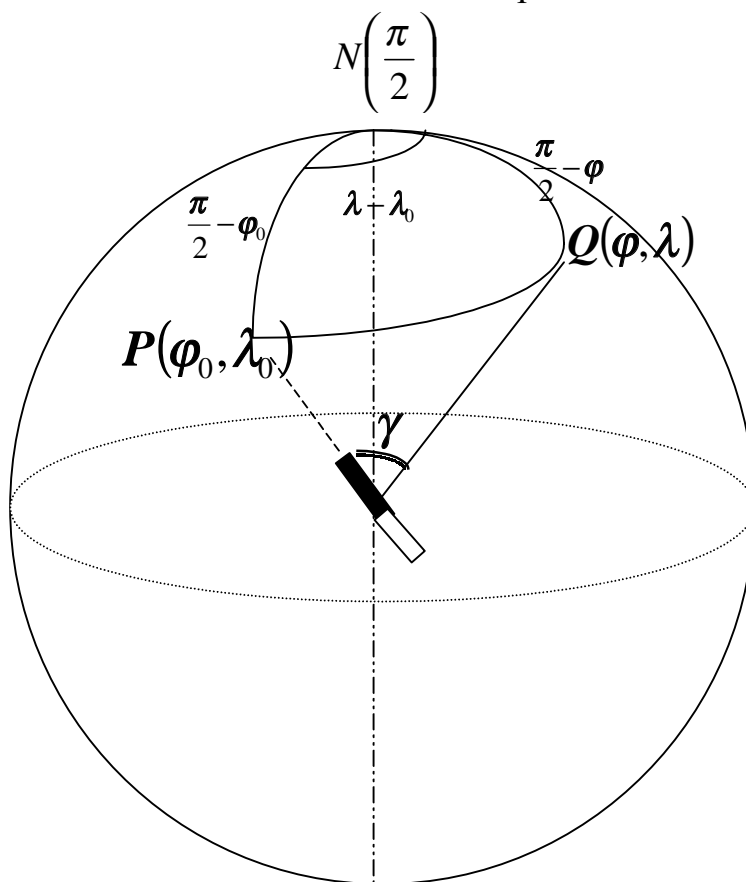


Рис. 3. Схема земного, наклоненного к земной оси диполя.  
 $P(\varphi_0, \lambda_0)$  — геомагнитный полюс,  $Q(\varphi, \lambda)$  — точка наблюдения

Магнитный потенциал в этом случае выражается уравнением (10):

$$U(Q) = \frac{M}{r^2} \cos \gamma$$

По теореме косинусов:

$$\cos \gamma = \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos(\lambda - \lambda_0),$$

$$\cos \gamma = \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos \lambda \cos \lambda_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \sin \lambda \sin \lambda_0.$$



Магнитный момент Земли равен:

$$\vec{M} = \frac{4}{3}\pi R^3 \cdot \vec{I},$$

где  $I$  — однородная намагниченность Земли.

Подставив в  $U(Q)$  выражение для  $\cos \gamma$ , получим:

$$U(Q) = \frac{\frac{4}{3}\pi R^3 \cdot I}{r^2} (\sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \lambda \cos \varphi_0 \cos \lambda_0 + \cos \varphi \sin \lambda \cos \varphi_0 \sin \lambda_0). \quad (11)$$

Обозначим:

$$\left. \begin{aligned} g_1^0 &= \frac{4}{3}\pi I \sin \varphi_0; & g_1' &= \frac{4}{3}\pi I \cos \varphi_0 \cos \lambda_0; \\ h_1' &= \frac{4}{3}\pi I \cos \varphi_0 \sin \lambda_0. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Тогда, подставив в (11), получим:

$$U(Q) = \frac{R^3}{r^2} \left[ g_1^0 \sin \varphi + (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \cos \varphi \right] \quad (13)$$

В сферической системе координат

$$dx = r d\theta; \quad dy = r \sin \theta d\lambda; \quad dz = dr,$$

где  $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$

Учитывая это, получим из (13):

$$U(Q) = \frac{R^3}{r^2} \left[ g_1^0 \cos \theta + (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \sin \theta \right] \quad (13a)$$

Находим составляющие  $H = -\text{grad}U(Q)$  при  $r = R$ , где  $R$  — радиус Земли

$$\left\{ \begin{aligned} X &= -\frac{\partial U}{r \partial \theta} = g_1^0 \sin \theta - (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \cos \theta \\ Y &= -\frac{\partial U}{r \sin \theta \partial \lambda} = g_1^1 \sin \lambda - h_1' \cos \lambda \\ Z &= -\frac{\partial U}{\partial r} = 2 \left[ g_1^0 \cos \theta + (g_1' \cos \lambda + h_1' \sin \lambda) \sin \theta \right] \end{aligned} \right. \quad (14)$$

Эти уравнения — суть теории И.М.Симонова. Решая эти уравнения при известных из наблюдений  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ , получим выражения для неизвестных постоянных коэффициентов  $g_1^0, g_1', h_1'$ .

**Физический смысл коэффициентов  $g_1^0, g_1^1, h_1^1$ .**

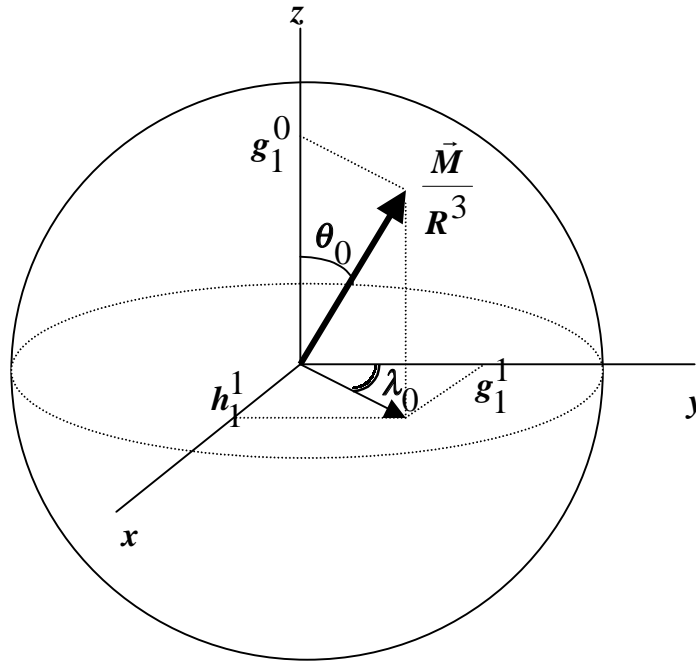


Рис.4. Геометрический смысл коэффициентов Гаусса — проекции приведенного магнитного момента земного диполя на оси координат

Зная коэффициенты  $g_1^0, g_1^1, h_1^1$  можно определить (рис. 4):

- 1) координаты геомагнитного полюса

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \lambda_0 &= \frac{h_1^1}{g_1^1} \\ \operatorname{tg} \varphi_0 &= \frac{g_1^0}{\left( (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2 \right)^{1/2}} \end{aligned} \right\}, \quad (15)$$

а также:

- 2) магнитный момент Земли

$$M = R^3 \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2} \quad (16)$$

Более грубое приближение для геомагнитного поля дает поле диполя, направленного по оси вращения Земли (центральный осесимметричный диполь). В этом случае геомагнитный полюс совпадает с географическим.

**Осесимметричный диполь**

Подставив в уравнение (12)

$$\varphi_0 = \frac{\pi}{2}, \quad \theta = 0,$$

получим для элементов ГМП в соответствии с ур.(14):

$$\left. \begin{aligned} X &= g_1^0 \cos \varphi = \frac{M}{R^3} \cos \varphi, \\ Y &= 0, \\ Z &= 2g_1^0 \sin \varphi = \frac{2M}{R^3} \sin \varphi. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Из этих уравнений можно получить простую связь между географической широтой  $\varphi$  и наклоном  $J$

$$\operatorname{tg} J = \frac{Z}{X} = 2 \operatorname{tg} \varphi. \quad (18)$$

Полная напряженность ГМП:

$$H_{GM} = \sqrt{X^2 + Z^2} = \frac{M}{R^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi} = H_{\vartheta} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \varphi}, \quad (19)$$

где  $H_{\vartheta} = M/R^3$  напряженность ГМП на экваторе.

## ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Согласно уравнению (4) в общем случае неоднородной намагниченности магнитный потенциал равен

$$U = \iiint_{\tau} \frac{\rho d\tau}{r} = \iiint \frac{dm}{r}. \quad (4)$$

Рассмотрим случай, когда источники магнитного поля находятся внутри земного шара.

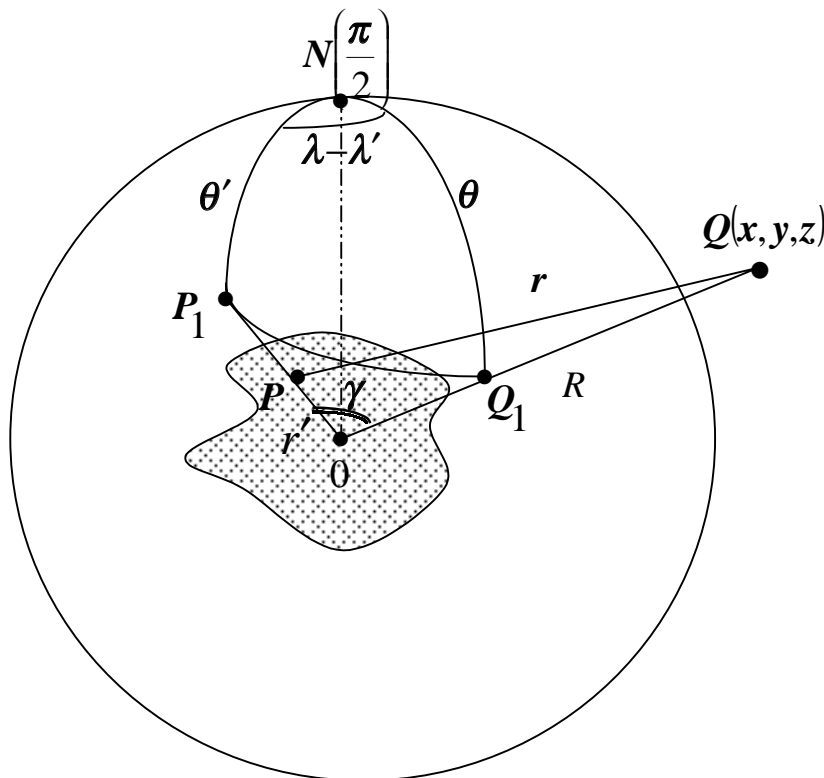


Рис.5. Схема произвольного расположения источников геомагнитного поля внутри Земли. Ищем потенциал в точке  $Q(x, y, z)$ .

Подынтегральная функция  $1/r$ , где

$$r^2 = R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \gamma$$

Если источники поля находятся внутри твердой Земли, то  $r' < R$ ,

$$\frac{1}{r^2} = \frac{1}{R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \gamma},$$

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{\sqrt{R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \gamma}} = \frac{1}{R} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r'}{R}\right)^2 - 2\frac{r'}{R} \cos \gamma}},$$

где  $\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{r'}{R}\right)^2-2\frac{r'}{R}\cos\gamma}}$  так называемая производящая функция Лежандра.

Разложим производящую функцию  $\frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{r'}{R}\right)^2-2\frac{r'}{R}\cos\gamma}}$  в ряд по степеням  $r'/R$ . Тогда  $1/r$  будет иметь вид:

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos\gamma) \left(\frac{r'}{R}\right)^n = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos\gamma) \frac{r'^n}{R^{n+1}} \quad (20)$$

где  $P_n(\cos\gamma)$  - полиномы Лежандра

$$P_n(\cos\gamma) = \frac{1}{2^n n!} \cdot \frac{d^n}{dx^n} (\cos^2\gamma - 1)^n, \quad x = \cos\gamma,$$

$$P_n(1) = 1; \quad P_0 = 1.$$

Подставим выражение (20) для  $1/r$  в интеграл (4):

$$U = \iiint \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r'^n}{R^{n+1}} P_n(\cos\gamma) dm. \quad (21)$$

Обозначим

$$A_n = \iiint r'^n P_n(\cos\gamma) dm, \quad (22)$$

с учетом (21) получим

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{R^{n+1}}. \quad (23)$$

Докажем сходимость ряда (23). Рассмотрим  $A_n$ .  $P_n(\cos\gamma) \leq 1$  при любом  $n$ , поэтому  $r'^n P_n(\cos\gamma) \leq r'^n$  и

$$A_n \leq \iiint r'^n dm = \iiint r'^{n-1} r' = (r'^{n-1})_{cp} \int \underbrace{r' dm}_{dM} \approx (r'^{n-1})_{cp} \cdot M.$$

Уравнение (23) можно записать

$$U \leq \frac{M}{R} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(r'^{n-1})_{cp}}{R^n}.$$

Так как  $r' \leq R$ , ряд справа является сходящимся, то следовательно, ряд (23) сходится.

Коэффициенты  $A_n$  являются постоянными для данного намагниченного тела.

Рассмотрим ряд (23) при  $r' \ll R$ , ограничившись двумя членами:

$$U = \frac{A_0}{R} + \frac{A_1}{R^2} + \dots$$

$$A_0 = \int dm = 0$$

$$A_1 = \int r \cos \lambda dm = M \cos \varphi$$

$A_0 = \int dm = 0$ , так как количество положительных и отрицательных магнитных масс одинаково.

Получаем:  $U = \frac{M \cos \varphi}{R^2}$  — это выражение аналогично выражению для потенциала диполя (ур.10). В связи с тем, что  $A_0=0$ , общее выражение для  $U$  запишем в виде:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} A_n / R^{n+1} \quad (24)$$

Выражение для  $U$  в формуле (24) получено в прямоугольной системе координат.

Теперь рассмотрим случай расположения источников ГМП вне земного шара.

### Источники ГМП вне Земли

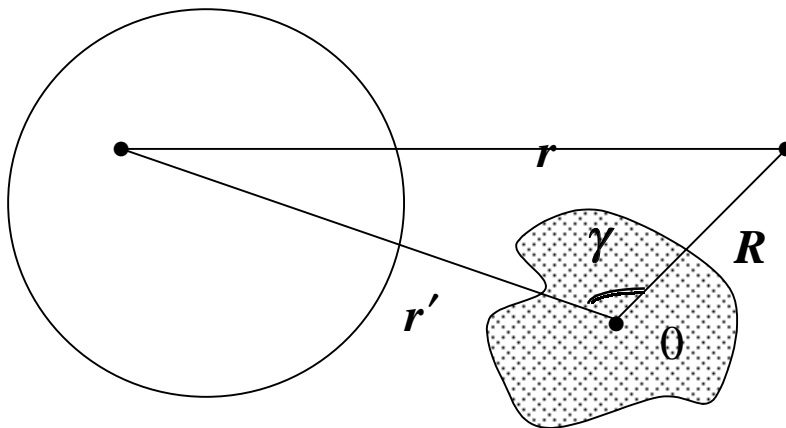


Рис.6. Схема расположения источников геомагнитного поля вне Земли.

В этом случае  $r' > R$ :

$$U = \iiint \frac{dm}{r}, \quad r^2 = r'^2 + R^2 - 2r'R \cos \gamma, \quad \frac{1}{r} = \frac{1}{r'} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{R}{r'}\right)^2 - 2\frac{R}{r'} \cos \gamma}}$$

$$U = \frac{1}{r'} \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \gamma) \left(\frac{R}{r'}\right)^n = \sum_{n=0}^{\infty} P_n(\cos \gamma) \frac{R^n}{r'^{n+1}}. \quad (25)$$

Запишем (25) под интегралом для  $U$ :

$$U = \iiint P_n(\cos \gamma) R^n \frac{1}{r^{n+1}} dm. \quad (26)$$

Обозначим

$$B_n = \iiint \frac{1}{r^{n+1}} P_n(\cos \gamma) dm$$

Получаем для  $U$ :

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} B_n R^n \quad (27)$$

в случае, когда источник поля вне Земли.

$B_0 = \int \frac{dm}{r'} = 0$ , так как в центре координат должен быть один магнитный заряд, чего не может быть по определению.

Окончательно для  $U$ , когда «0» вне, получаем:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} B_n R^n \quad (28)$$

Уравнение (28) — в прямоугольной системе координат.

Естественно, что нам необходимо получить аналитические выражения для элементов ГМП в сферической системе координат.

### Переход в сферическую систему координат

Надо выразить  $P_n(\cos \gamma)$  через угловые координаты точек  $P(\theta, \lambda)$  и  $Q(\theta', \lambda')$ :

$$P_1(\cos \gamma) = \cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\lambda - \lambda').$$

Общая формула для любого члена полинома Лежандра в сферической системе координат:

$$P_n(\cos \gamma) = \sum_{m=0}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n P_n^m(\cos \theta) P_n^m(\cos \theta') \cos m\lambda', \quad (29)$$

где  $P_n^m(\cos \theta)$  - присоедин. функции Лежандра

$$P_n^m(\cos \theta) = (\sin^2 \theta)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m P_n^m(\cos \theta)}{d(\cos \theta)^m}. \quad (30)$$

### Теория геомагнетизма Гаусса

Гаусс предположил, что ГМП вызывается источниками, находящимися внутри Земли и имеющими произвольное направление

намагниченности I. Поле, создаваемое источниками, является потенциальным.

Проводя преобразования формул при переходе в сферическую систему координат по теореме сложения, либо с помощью интегрального представления  $P_n(\cos\gamma)$ , получим для случая, который рассматривал Гаусс (источники ГМП внутри Земли):

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{R^{n+1}} (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) \cdot P_n^m(\cos\theta) \quad (31)$$

$$\left. \begin{aligned} a_n^m &= \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint r^m P_n^m(\cos\theta) \cos m\lambda' dm \\ b_n^m &= \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint r^m P_n^m(\cos\theta) \sin m\lambda' dm \\ c_n &= 1 \text{ при } m=0; \quad c_n = 2 \text{ при } m > 0 \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Для удобства в (31) заменим R на r, а через R будем обозначать радиус Земли.

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{r^{n+1}} (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) \cdot P_n^m(\cos\theta). \quad (33)$$

Введем обозначения:

$$a_n^m = g_n^m R^{n+2}; \quad b_n^m = h_n^m R^{n+2},$$

Тогда:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{R^{n+2}}{r^{n+1}} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \cdot P_n^m(\cos\theta). \quad (34)$$

Таков, согласно теории Гаусса, магнитный потенциал неоднородно намагниченных источников, находящихся внутри Земли.

Так как

$$\vec{H} = -\text{grad}U,$$

то для нахождения составляющих ГМП нужно продифференцировать U, (ур.34), по соответствующим направлениям.

$$X = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial \theta}; \quad Y = -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial U}{\partial \lambda}; \quad Z = -\frac{\partial U}{\partial r}.$$

Итак, на поверхности Земли ( $r = R$ ):



$$\left. \begin{aligned} X &= -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) dP_n^m(\cos\theta) / d\theta \\ Y &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n m(g_n^m \sin m\lambda - h_n^m \cos m\lambda) P_n^m(\cos\theta) / \sin\theta \\ Z &= \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+1)(g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos\theta) \end{aligned} \right\}. \quad (35)$$

Этими уравнениями исчерпывается теория Гаусса.

Число постоянных коэффициентов  $g$  и  $h$  в зависимости от числа членов ряда  $n$

$$N = n(n+2).$$

Гаусс провел вычисления для  $n = 4$ , поэтому  $N = n(n+2) = 24$ . Для нахождения 24-х коэффициентов нужно, как минимум, 24 уравнения. Гаусс решал способом наименьших квадратов 36 уравнений для уменьшения погрешностей измерений и влияния аномального поля.

### Разделение геомагнитного поля на «внутреннее» и «внешнее» (Шмидт, 1885 г.)

Для поля, создаваемого внешними источниками, справедливо уравнение (28)

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} B_n R^n \quad (28)$$

В сферической системе координат будет:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n r^n (c_n^m \cos m\lambda + d_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos\theta), \quad (36)$$

$$\left. \begin{aligned} c_n^m &= \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint \frac{1}{r^{n+1}} P_n^m(\cos\theta') \cos m\lambda' dm \\ d_n^m &= \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint \frac{1}{r^{n+1}} P_n^m(\cos\theta') \sin m\lambda' dm \\ c_n &= 1 \quad \text{при } m=0; \quad c_n = 2 \quad \text{при } m > 0 \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

Введем в уравнение (36) обозначения:

$$c_n^m = j_n^m R^{-(n-1)}; \quad d_n^m = k_n^m R^{-(n-1)},$$

$R$  — радиус Земли.

Получим уравнение:

$$U_e = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{r^n}{R^{n-1}} (j_n^m \cos m\lambda + k_n^m \sin m\lambda) \cdot P_n^m(\cos\theta) \quad (38)$$

При  $r = R$  находим составляющие ГМ поля из  $\vec{H} = -\text{grad}U$ ,

$$\left. \begin{aligned} X_e &= -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial \theta} = -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (j_n^m \cos m\lambda + k_n^m \sin m\lambda) dP_n^m / d\theta \\ Y_e &= -\frac{1}{r \sin \theta} \cdot \frac{\partial U}{\partial \lambda} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n m(j_n^m \sin m\lambda - k_n^m \cos m\lambda) P_n^m / \sin \theta \\ Z_e &= -\frac{\partial U}{\partial r} = -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n n(j_n^m \cos m\lambda + k_n^m \sin m\lambda) P_n^m \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Рассматриваем ГМП как сумму «внутренних» и «внешних» полей:

$$X = X_i + X_e; \quad Y = Y_i + Y_e; \quad Z = Z_i + Z_e$$

$$\left\{ \begin{aligned} X &= -\sum \sum \left[ (g_n^m + j_n^m) \cos m\lambda + (h_n^m + k_n^m) \sin m\lambda \right] dP_n^m / d\theta \\ Y &= \sum \sum m \left[ (g_n^m + j_n^m) \sin m\lambda - (h_n^m + k_n^m) \cos m\lambda \right] P_n^m / \sin \theta \\ Z &= \sum \left\{ \left[ (n+1)g_n^m - nj_n^m \right] \cos m\lambda + \left[ (n+1)h_n^m - nk_n^m \right] \sin m\lambda \right\} P_n^m \end{aligned} \right.$$

Введем обозначения:

$$\begin{aligned} g_n^m + j_n^m &= p_n^m; & h_n^m + k_n^m &= q_n^m; \\ (n+1)g_n^m - nj_n^m &= p_n^{\prime m}; & (n+1)h_n^m - nk_n^m &= q_n^{\prime m}. \end{aligned}$$

Получим:

$$\left. \begin{aligned} X &= -\sum \sum (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) dP_n^m / d\theta \\ Y &= \sum \sum m(p_n^m \sin m\lambda - q_n^m \cos m\lambda) P_n^m / \sin \theta \\ Z &= \sum \sum (p_n^{\prime m} \cos m\lambda + q_n^{\prime m} \sin m\lambda) P_n^m \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Решая ур. (40) и находя коэффициенты  $g$ ,  $h$  и  $j$ ,  $k$  можно в принципе разделить наблюдаемое поле на поля, обусловленные внутренними и внешними источниками.

### Разделение ГМП на потенциальное и вихревое

Вблизи земной поверхности могут быть только токи, нормальные к поверхности, так как поверхность Земли изопотенциальна.

Тогда вихревые поля, согласно ур. Максвелла получаются из уравнения:

$$\operatorname{rot}_r \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_r,$$

оно является проекцией соответствующего уравнения Максвелла на ось  $r$ .

Составляющие  $\operatorname{rot} \vec{H}$  в сферической системе координат найдутся из определителя

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{\alpha_1 \alpha_2 \alpha_3} \begin{vmatrix} \alpha_1 \vec{i}_1 & \alpha_2 \vec{i}_2 & \alpha_3 \vec{i}_3 \\ \frac{\partial}{\partial x_1} & \frac{\partial}{\partial x_2} & \frac{\partial}{\partial x_3} \\ \alpha_1 H_1 & \alpha_2 H_2 & \alpha_3 H_3 \end{vmatrix}.$$

Положим

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= r; & \alpha_2 &= r \sin \theta; & \alpha_3 &= 1; \\ x_1 &= \theta; & x_2 &= \lambda; & x_3 &= r \end{aligned}$$

получаем:

$$\operatorname{rot}_r \vec{H} = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \left[ \frac{\partial r \sin \theta Y}{\partial \theta} - \frac{\partial r X}{\partial \lambda} \right] = \frac{4\pi}{c} j_r.$$

С учетом ур. (40):

$$\begin{aligned} \frac{1}{r \sin \theta} \left[ \left( \sum \sum m (p_n^m \sin m\lambda - q_n^m \cos m\lambda) dP_n^m / d\theta \right) - \right. \\ \left. - \left( \sum \sum m (p_n^m \sin m\lambda - q_n^m \cos m\lambda) dP_n^m / d\theta \right) \right] = \frac{4\pi}{c} j_r. \end{aligned}$$

Это уравнение не будет равно нулю только в том случае, если коэффициенты  $p_n^m$  и  $q_n^m$  будут различными для  $X$  и  $Y$ . Введем соответствующие обозначения:

$$\begin{aligned} \frac{4\pi}{c} j_r = \frac{1}{r \sin \theta} \left[ \left( \sum \sum m (p_{ny}^m \sin m\lambda - q_{ny}^m \cos m\lambda) dP_n^m / d\theta \right) - \right. \\ \left. - \left( \sum \sum m (p_{nx}^m \sin m\lambda - q_{nx}^m \cos m\lambda) dP_n^m / d\theta \right) \right]. \end{aligned}$$

Введем обозначения:

$$p_{nx}^m - p_{ny}^m = r_n^m; \quad q_{nx}^m - q_{ny}^m = S_n^m$$

Тогда

$$\frac{4\pi}{c} j_r = \frac{1}{r \sin \theta} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{b=0}^{\infty} m (r_n^m \sin m\lambda - s_n^m \cos m\lambda) dP_n^m / d\theta. \quad (41)$$

Если проинтегрировать формулу  $rot_r \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_r$  по поверхности, то получим:

$$HL = \frac{4\pi}{c} \sum_i j_{ri} \Delta S_i. \quad (42)$$

таким образом, проводя площадную магнитную съемку и определяя по (41)  $j_r$  на каждом участке съемки, можно по (42) определить вихревое поле  $H$ .

Точность измеряемого в настоящее время ГМП не позволяет вышеприведенными методами разделить его на «внутреннее», «внешнее» и «вихревое».

## Лекция 5

## ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ЧЛЕНОВ РЯДА ГАУССА

В практике используются только ур. (35), полученные Гауссом. Вернемся к этим уравнениям:

$$\left. \begin{aligned} X &= - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) dP_n^m(\cos\theta) / d\theta \\ Y &= \sum \sum m (g_n^m \sin m\lambda - h_n^m \cos m\lambda) P_n^m(\cos\theta) / \sin\theta \\ Z &= \sum \sum (n+1) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos\theta) \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

где

$$P_n(\cos\theta) = \frac{1}{2^n n!} \frac{d^n (\cos^2 \theta - 1)^n}{d(\cos\theta)^n}, \quad P_n^m(\cos\theta) = (\sin^2 \theta)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m P_n}{d(\cos\theta)^m}.$$

Рассмотрим член с  $n = 1$

$$X = -g_1^0 dP_1^0 / d\theta - (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) dP_1^1 / d\theta$$

$$Y = (g_1^1 \sin \lambda - h_1^1 \cos \lambda) P_1^1 / \sin \theta$$

$$Z = 2 \left[ g_1^0 \cdot P_1^0 + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) P_1^1 \right]$$

Учтем, что

$$P_1^0 = \cos \theta; \quad P_1^1 = \sin \theta; \quad \frac{dP_1^0}{d\theta} = -\sin \theta; \quad \frac{dP_1^1}{d\theta} = \cos \theta.$$

И получаем:

$$\left. \begin{aligned} X &= g_1^0 \sin \theta - (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \cos \theta \\ Y &= g_1^1 \sin \lambda - h_1^1 \cos \lambda \\ Z &= 2 \left[ g_1^0 \cos \theta + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \sin \theta \right] \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Рассмотрим выражения для  $g_1^0, g_1^1, h_1^1$

$$g_n^m = a_n^m / R^{n+2}; \quad h_n^m = b_n^m / R^{n+2}$$

$$\left. \begin{matrix} a_n^m \\ b_n^m \end{matrix} \right\} = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c \int r'^n P_n^m(\cos\theta') \begin{cases} \cos m\lambda' \\ \sin m\lambda' \end{cases} dm$$

$$g_1^0 = \frac{a_1^0}{R^3} = \frac{1}{R^3} \int r' \cos\theta' dm = \frac{1}{R^3} \int \cos\theta dM = \frac{M \cos\theta_0}{R^3}$$

$$g_1^1 = \frac{a_1^1}{R^3} = \frac{1}{R^3} \int r' \sin\theta' \cos\lambda' dm = \frac{M \sin\theta_0 \cos\lambda_0}{R^3}$$

$$h_1^1 = \frac{b_1^1}{R^3} = \frac{M \sin\theta_0 \sin\lambda_0}{R^3}$$

Таким образом, уравнения (43) полностью соответствуют уравнениям (14) для магнитного диполя Земли (теория И.М.Симонова).

Отличие в том, что  $M$  не момент диполя, а суммарный момент «квазидиполя», составленный из неоднородно намагниченных элементов ( $M = \frac{4}{3}\pi R^3 J_{cp}$ ).

Физический смысл 1-го члена разложения в ряд Гаусса в том, что он определяет дипольную часть геомагнитного поля.

Смысл 2-го и 3-го членов был показан Н.А.Умовым. 2-й член является квадруполем, следующие – мультиполи соответствующих порядков.

Поле земного диполя дает основной вклад в наблюдаемое ГМП. Более точно, чем диполь, помещенный в центр Земли, описывает ГМП диполь, смещенный от центра Земли в сторону Тихого океана на  $\approx 400-500$  км. Такой диполь называется эксцентричным. Он расположен параллельно центральному диполю, его  $M_{\text{э.д.}} = M_{\text{ц.д.}}$ .

Точка нахождения эксцентричного диполя называется магнитным центром Земли.

Приблизительно поле эксцентричного диполя соответствует полю первых двух гармоник ( $n = 1$  и  $n = 2$ ) ряда Гаусса.

В целом ряд Гаусса – это набор диполя и мультиполей.

Сходимость ряда Гаусса. Вычисления членов ряда Гаусса, произведенные в разные годы разными авторами, показывают, что колебания в значениях членов при  $n > 10$  находятся в пределах погрешностей измерений ГМП. Поэтому ряд Гаусса, по-видимому, сходится.

### Результаты вычислений коэффициентов $g_n^m$ и $h_n^m$

За последние годы возросло значение сферических гармонических анализов ГМП для различных геофизических и космических исследований. Так, для эпохи 1965 г. известно более 10 анализов. Для их проведения используются огромные массивы данных.

Анализ В.Колесовой и Э.Кропачева (1973 г.) выполнен на основе 50 тыс. значений компонент  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$ , анализ Дж.Кейна по 120 тыс. спутниковых и наземных измерений. Разложение в ряд производилось до  $n = 23$ .

Существует запись сферического гармонического ряда для эллипсоидальной Земли, т.е. с учетом ее сжатия:

$$X' = X + \sum Z \sin 2\theta, \quad Y' = Y, \quad Z' = Z - \sum X \sin 2\theta.$$

Все проведенные к сегодняшнему дню анализы показывают, что наибольшее значение имеют коэффициенты  $g_1^0, g_1^1, h_1^1$  с  $n = 1$ . О порядке величин коэффициентов  $g$  и  $h$  с  $n = 1$  и 2 можно судить по одному из разложений магнитного потенциала в ряд Гаусса:

$$n = 1$$

$$g_1^0 = -30356, \quad g_1^1 = -2148, \quad h_1^1 = 5749$$

$$n = 2$$

$$g_2^0 = -1642, \quad g_2^1 = 2988, \quad g_2^2 = 1590, \quad h_2^1 = -1973, \quad h_2^2 = 154$$

С течением времени происходят медленные изменения величин коэффициентов, следовательно, ГМП непрерывно изменяется, такие изменения носят название вековых вариаций.

Дипольный магнитный момент Земли  $M = R^3 (g_1^{02} + g_1^{12} + h_1^{12})^{1/2}$  также непрерывно изменяется.

Коэффициенты  $g_n^m; h_n^m; j_n^m; k_n^m; r_n^m$  с увеличением величин  $n$  и  $m$  уменьшаются монотонно до  $n \geq 10$ , далее наблюдаются некоторые колебания в пределах погрешностей измерения.

### Дипольный магнитный момент Земли, намагниченность, градиенты ГМП.

Только для диполя возможны точные вычисления. Как было показано еще И.М.Симоновым.

$$M = R^3 \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2},$$

так как  $M = (4/3)\pi R^3 I_{cp}$ , то выражение для средней намагниченности  $I_{cp}$  будет таким

$$I_{cp} = \frac{3}{4\pi} \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}. \quad (44)$$

Направление магнитной оси диполя (координаты северного геомагнитного полюса) определяется, как было показано, так:

$$\operatorname{tg} \lambda_0 = h_1^1 / g_1^1; \quad \operatorname{tg} \varphi_0 = g_1^0 / \sqrt{(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}.$$

Точки пересечения магнитной оси диполя с поверхностью Земли называются **геомагнитными полюсами**.

Координаты магнитных полюсов:

Северный (2001 г.)  $\varphi = 81^\circ 18'$ ;  $\lambda = 110^\circ 48'$  з.д.; южный (2000 г.)  $\varphi = 64^\circ 40'$ ;  $\lambda = 138^\circ$  в.д.

Координаты северного геомагнитного полюса и магнитный момент диполя (2000 г.):

$$\varphi = 79^\circ 32' \text{ с.ш.}; \quad \lambda = 71^\circ 34' \text{ в.д.}; \quad M = 7,79 \cdot 10^{25} \text{ ед. СГСМ}$$

$$1 \text{ ед. СИ [Тл} \cdot \text{ м}^3] = 10^{10} \text{ ед. СГСМ [Гс} \cdot \text{ см}^3] \text{ .}$$

### Физическая природа ГМП

Расчет по формуле (44) дает значение  $I_{cp} = 0,072$  Гс. Расчет для поверхностной оболочки Земли до  $h = 50$  км дает величину  $I_{cp} \approx 1$  Гс. Намагниченность горных пород  $I_{cp} \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  Гс. Вывод из теории Гаусса: ГМП определяется электрическими токами, текущими на больших глубинах Земли, так как горных пород с  $I \geq 1$  Гс на Земле не существует.

### Геомагнитные координаты

Некоторые геофизические явления протекают в зависимости от расположения оси магнитного диполя, а не оси вращения Земли.

Для их рассмотрения, а также для упрощения решения ряда геофизических задач вводится **геомагнитная система координат**.



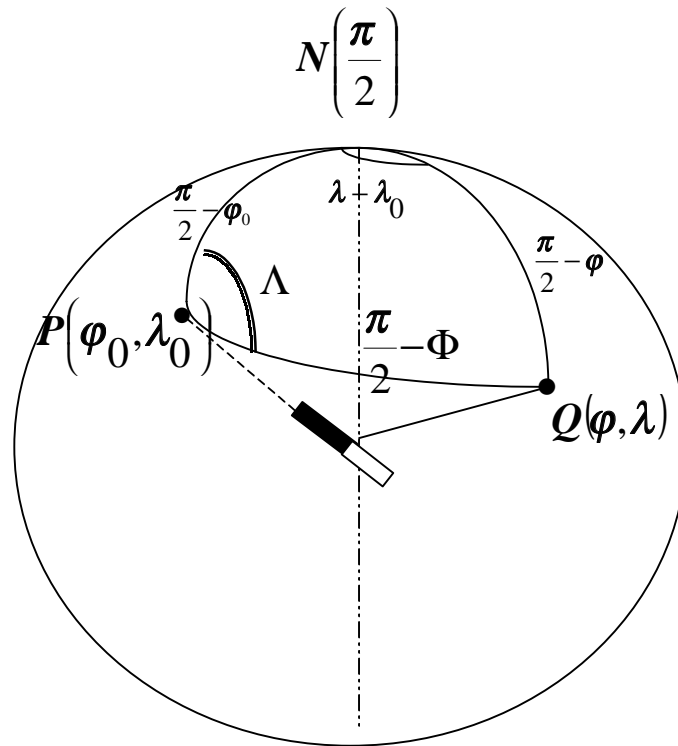


Рис. 7. Схема перевода географических координат  $\varphi, \lambda$  в геомагнитные  $\Phi, \Lambda$

Используя теоремы косинусов и синусов сферической тригонометрии, можно получить формулы для перевода географических координат  $(\varphi, \lambda)$  в геомагнитные  $(\Phi, \Lambda)$ :

$$\sin \Phi = \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos(\lambda - \lambda_0), \quad (45)$$

$$\frac{\sin \Lambda}{\cos \varphi} = \frac{\sin(\lambda - \lambda_0)}{\cos \Phi}, \quad (46)$$

$$\sin \Lambda = \sin(\lambda - \lambda_0) \cdot \cos \varphi / \cos \Phi.$$

### Градиенты ГМП

Вернемся к уравнениям Гаусса для элементов геомагнитного поля. На любом расстоянии от центра Земли они будут иметь вид:

$$X = - \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \left( \frac{R}{r} \right)^{n+2} (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) dP_n^m / d\theta,$$

$$Y = \sum \sum \left( \frac{R}{r} \right)^{n+2} m (g_n^m \sin m\lambda - h_n^m \cos m\lambda) P_n^m / \sin \theta,$$

$$Z = \sum \sum \left( \frac{R}{r} \right)^{n+2} (n+2) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m.$$

Составляющие градиента ГМП по направлениям на север, восток и вертикально вниз находятся следующим образом:

$$\frac{\partial X}{r\partial\theta}; \quad \frac{\partial Y}{\sin\theta\partial\lambda}; \quad \frac{\partial Z}{\partial r} \quad (47)$$

Рассмотрим значения  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  для  $n = 1$

$$X = g_1^0 \sin\theta - (g_1^1 \cos\lambda + h_1^1 \sin\lambda)\cos\theta$$

$$Y = g_1^1 \sin\lambda - h_1^1 \cos\lambda$$

$$Z = 2 \left[ g_1^0 \cos\theta + (g_1^1 \cos\lambda + h_1^1 \sin\lambda)\sin\theta \right]$$

коэффициенты  $g_1^0$ ,  $g_1^1$  и  $h_1^1$  в сферических координатах выражаются так:

$$g_1^0 = \frac{M}{r^3} \cos\theta_0; \quad g_1^1 = \frac{M}{r^3} \sin\theta_0 \cos\lambda_0; \quad h_1^1 = \frac{M}{r^3} \sin\theta_0 \sin\lambda_0$$

в геомагнитных координатах  $\Phi_0 = \frac{\pi}{2}$ ;  $\theta_0 = 0$ ; поэтому

$$g_1^0 = M/r^3; \quad g_1^1 = h_1^1 = 0,$$

получаем в геомагнитных координатах:

$$X = \frac{M}{r^3} \cos\Phi; \quad Y = 0; \quad Z = \frac{2M}{r^3} \sin\Phi.$$

Градиенты дипольного поля ( $n = 1$ ) будем находить в геомагнитных координатах:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial X}{r\partial\Phi} = \frac{\partial H}{r\partial\Phi} = -\frac{M}{r^4} \sin\Phi \\ \frac{\partial X}{\partial r} = \frac{\partial H}{\partial r} = -\frac{3M}{r^4} \cos\Phi \\ \frac{\partial Z}{r\partial\Phi} = \frac{2M}{r^4} \cos\Phi \\ \frac{\partial Z}{\partial r} = -\frac{6M}{r^4} \sin\Phi \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

На поверхности Земли ( $r = R$ )

$$\frac{M}{r^4} = \frac{8 \cdot 10^{25} \text{ Гс} \times \text{см}^3}{(6,37)^4 \cdot 10^{32} \text{ см}^4} = \frac{8 \cdot 10^{25}}{1,6 \cdot 10^{35}} = 5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Гс}}{\text{см}},$$

или

$$\frac{M}{r^4} = 5 \cdot 10^{-5} \frac{\text{нТ}}{\text{см}} = 5 \frac{\text{нТ}}{\text{км}}$$

Например, для  $\Lambda = 30^\circ$  и  $\Phi = 60^\circ$  :

$$\frac{\partial X}{r \partial \Phi} = -4,3 \frac{\text{нТ}}{\text{км}}; \quad \frac{\partial H}{\partial r} = 7,5 \frac{\text{нТ}}{\text{км}}; \quad \frac{\partial Z}{r \partial \Phi} = 5 \frac{\text{нТ}}{\text{км}}; \quad \frac{\partial Z}{\partial r} = -30 \frac{\text{нТ}}{\text{км}}.$$

Таким образом, дипольное поле имеет очень малые градиенты, поэтому в значительных объемах такое поле является однородным.

## Лекция 6

## СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

В соответствии с расположением источников геомагнитного поля (2-й раздел геомагнетизма) оно разделяется на 2 основных элемента:

1. Источники в ядре Земли → Главное ГМП и его вековые вариации

$$(\vec{H}_{ГЛ} + \delta \vec{H}_{ВВ}).$$

Главное ( $\vec{H}_{ГЛ}$ ) поле – это поле, полученное усреднением измеренных величин по временному интервалу свыше года и по площади больше  $10^6$  кв.км.

2. Источники поля в земной коре → Аномальное (локальное) поле

$$(\vec{H}_a).$$

**Более тонкая структура ГМП**

$\vec{H}_{ГЛ} = \vec{H}_0 + \vec{H}_m$ , где  $\vec{H}_0$  — поле диполя,  $\vec{H}_m$  — недипольная часть (поле материковых аномалий, остаточное поле).

$\vec{H}_a = \vec{H}'_a + \vec{H}''_a$  где  $\vec{H}'_a$ ,  $\vec{H}''_a$  — поле региональных и локальных аномалий

При выделении локальных или региональных аномалий из наблюдаемого поля вычитается так называемое нормальное поле  $\vec{H}_n$ .

Нормальным полем для региональных аномалий является  $\vec{H}_{ГЛ}$ ,

для локальных сумма главного и регионального аномального полей:

$$\text{для региональных аномалий } \vec{H}_n \equiv \vec{H}_{ГЛ}$$

$$\text{для локальных аномалий } \vec{H}_n = \vec{H}_{ГЛ} + \vec{H}'_a$$

**Основная структура ГМП**

$$\vec{H}_{ГМ} = \vec{H}_0 + \vec{H}_m + \vec{H}_a + \vec{H}_e + \delta \vec{H} \quad (49)$$

$$\text{электромагнитное поле } \delta \vec{H} = \delta \vec{H}_{ВВ} + \delta \vec{H}_{КПВ}$$

### Методы разделения поля на составляющие

Большая удаленность друг от друга источников (ядро–кора, рис. 8) составляющих поля дает возможность использовать для разделения полей теорему Гаусса:

$$\oiint_S \frac{\partial U}{\partial n} dS = \oiint_S (\vec{H} d\vec{S}) = 0. \quad (50)$$

Интегрирование по всей  $S$  можно заменить интегрированием по некоторой ее части. Этот метод применим для выделения  $\vec{H}''_a$

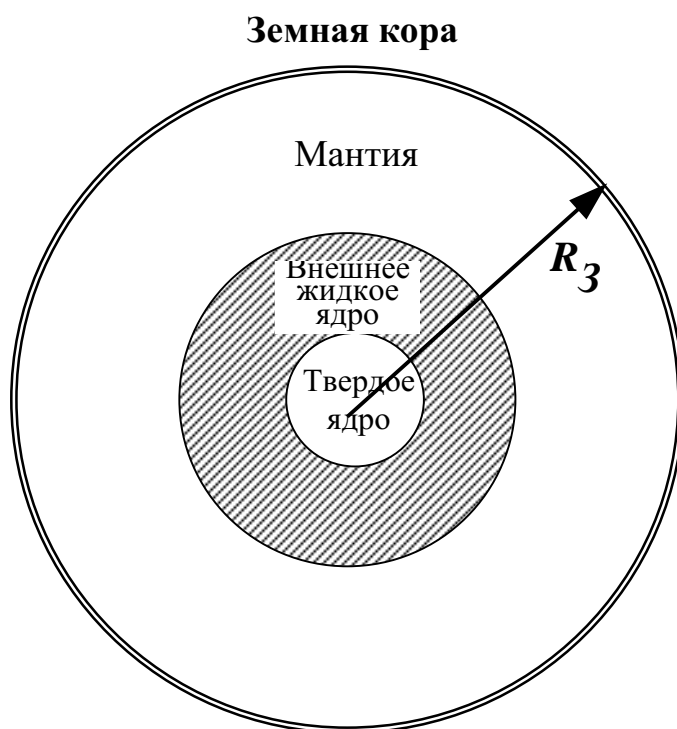


Рис.8. Источники главного ГМП во внешнем ядре Земли, источники аномального геомагнитного поля в коре

Рассмотрим пример выделения аномального поля локальной аномалии, создаваемой шаром, находящимся на некоторой глубине  $z$ .

На глубине  $z$  — аномалообразующее тело в форме шара. Оно создает аномальное поле диполя. Рассмотрим  $Z$  составляющую ГМП измеряемого на поверхности. Она состоит из 2-х компонент:

$$Z = Z_n + Z_a$$

Необходимо выделить  $Z_a$ .

Если применить теорему Гаусса для усреднения  $Z$  по некоторой площади, где наблюдается аномалия, то при определенных условиях в пределах погрешности измерений поля можно получить значение  $Z_n$ . После этого  $Z_a$  выделяется путём вычитания в точках измерений нормального поля из наблюдаемого поля:

$$Z_a = Z - Z_n.$$

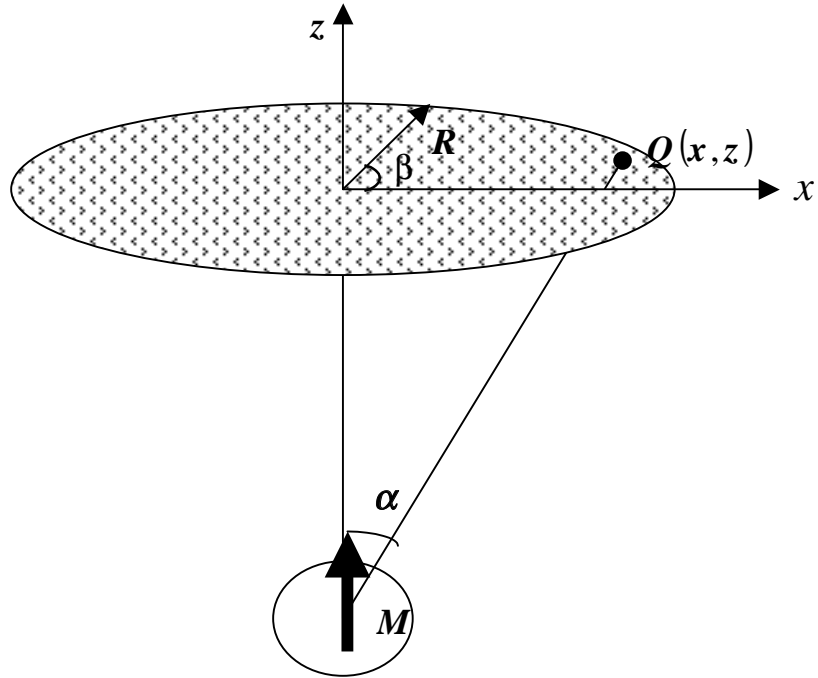


Рис.9. На поверхности Земли аномалия, создаваемая намагниченным шаром, расположенным на глубине  $z$ .

Найдем магнитный потенциал намагниченного шара (рис. 9)

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \alpha = \frac{M}{r^2} \cdot \frac{z}{r} = \frac{Mz}{r^3}, \quad (51)$$

$$r = (x^2 + z^2)^{1/2}; \quad r^3 = (x^2 + z^2)^{3/2},$$

$$U = \frac{Mz}{(x^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (52)$$

Проводя дифференцирование ур. (52) по  $z$ , находим  $Z_a$ :

$$\begin{aligned} Z_a &= -\frac{\partial U}{\partial z} = -M \frac{(x^2 + z^2)^{3/2} - z \frac{3}{2}(x^2 + z^2)^{1/2} \cdot 2z}{(x^2 + z^2)^6} = \\ &= M \frac{-x^2 - z^2 + 3z^2}{(x^2 + z^2)^{5/2}} = M \frac{2z^2 - x^2}{(x^2 + z^2)^{5/2}}; \end{aligned}$$

$$Z_a = M \frac{2z^2 - x^2}{(x^2 + z^2)^{5/2}}. \quad (53)$$

Усредняем  $Z_a$  по площади  $S$ , в центре которой аномалия максимальна:

$$\bar{Z}_a = \frac{M}{S} \int_0^{R^2} \int_0^{2\pi} \frac{2z^2 - x^2}{(x^2 + z^2)^{5/2}} x dx d\beta,$$

$$S = \pi R^2, \quad \int_0^{2\pi} d\beta = 2\pi,$$

$$\bar{Z}_a = \frac{M}{R^2} \int_0^{R^2} \frac{2z^2 - x^2}{(x^2 + z^2)^{5/2}} dx^2 = \frac{M}{R^2} \int_0^{R^2} \frac{2z^2 dx^2}{(x^2 + z^2)^{5/2}} - \frac{M}{R^2} \int_0^{R^2} \frac{dx^2}{(x^2 + z^2)^{3/2}}.$$

Интегрируя, получаем:

$$\bar{Z}_a = \frac{2M}{(R^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{2M}{z^3} \frac{1}{(1 + \rho^2)^{3/2}} = Z_{a \max} \frac{1}{(1 + \rho^2)^{3/2}}.$$

Таким образом, отношение средних значений  $\bar{Z}_a / Z_{a \max}$  зависит от  $\rho$  – отношения радиуса площади интегрирования к глубине залегания шара.

Для того, чтобы  $\bar{Z}_a$  составляла менее 1% (в пределах погрешностей) должно быть  $\rho^3 = 100$ ;  $\rho \approx 4,6$ ;  $R \geq 4,6z$ .

### Недипольное поле

Недипольное поле получается путем вычитания из главного поля поля центрального диполя. Есть ли основания для такого деления?

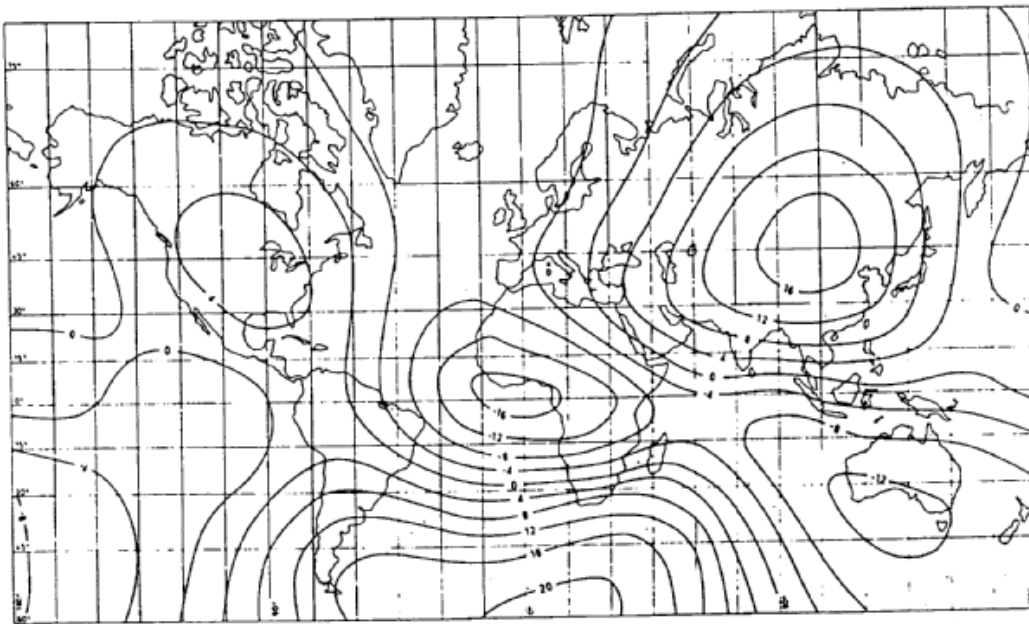


Рис.10. Недипольная часть  $z$ -компоненты главного геомагнитного поля.

На мировой карте недипольного поля (рис. 10) его изолинии образуют в некоторых частях поверхности Земли огромные аномалии. Над акваторией Тихого океана поле  $\vec{H}_m$  имеет пониженное значение.

### **Западный дрейф.**

Силовые линии недипольного поля имеют основную тенденцию смещения на запад со средней скоростью  $0,2^\circ/\text{год}$ . Предполагается, что это связано с меньшей скоростью вращения ядра Земли по сравнению со скоростью мантии.

Наличие западного дрейфа указывает на то, что источники недипольного поля находятся в жидком ядре Земли. Если бы они находились в твердых геосферах (ядро, мантия), то никакого перемещения силовых линий относительно поверхности Земли не могло бы происходить. Однако определенно природа недипольного поля пока не установлена.

Анализ показывает, что западный дрейф недипольного поля, в основном, наблюдается на Атлантическом полушарии. На акватории Тихого океана он совсем мал. Существует два типа недипольных аномалий. На одних отчетливо виден западный дрейф (например, Центральная Африканская аномалия), На других наблюдается только изменение напряженности недипольного поля (например, Монгольская аномалия, оставаясь на месте в течение 15 лет, уменьшилась вдвое). Иногда в недипольном поле наблюдаются западная и восточная дрейфующие компоненты. Японский ученый Yukutake (1979) предположил, что большая часть дрейфующего поля обусловлена экваториальным дипольным полем, которое он выделил в двух компонентах, дрейфующих в обоих направлениях.

Таким образом, недипольное поле – это сложное, пока до конца неясное, геомагнитное явление.



## Лекция 7

### ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ

Вековые вариации были открыты еще в XVII веке. В 1634 г. Г.Геллибранд при измерении магнитного склонения в Лондоне получил значение  $D=4^{\circ}6'$ , однако еще в 1580 г. измерения дали другой результат  $D = 11^{\circ}15'$ . Таким образом, первыми были обнаружены вековые вариации склонения. В дальнейшем были определены вековые изменения всех элементов ГМП.

Изменение величины того или иного элемента ГМП в течение года называется вековым ходом. Данные о вековом ходе можно получить только в магнитных обсерваториях. Вековой ход – это скорость изменения величин элементов ГМП – также как и сами элементы, не остается постоянным и во времени и в пространстве.

Основной вклад в вековые вариации вносят дипольное и недипольное поля. Дипольное поле с течением времени изменяет свой магнитный момент (рис. 11), а недипольное поле дрейфует на запад и изменяет напряженность.

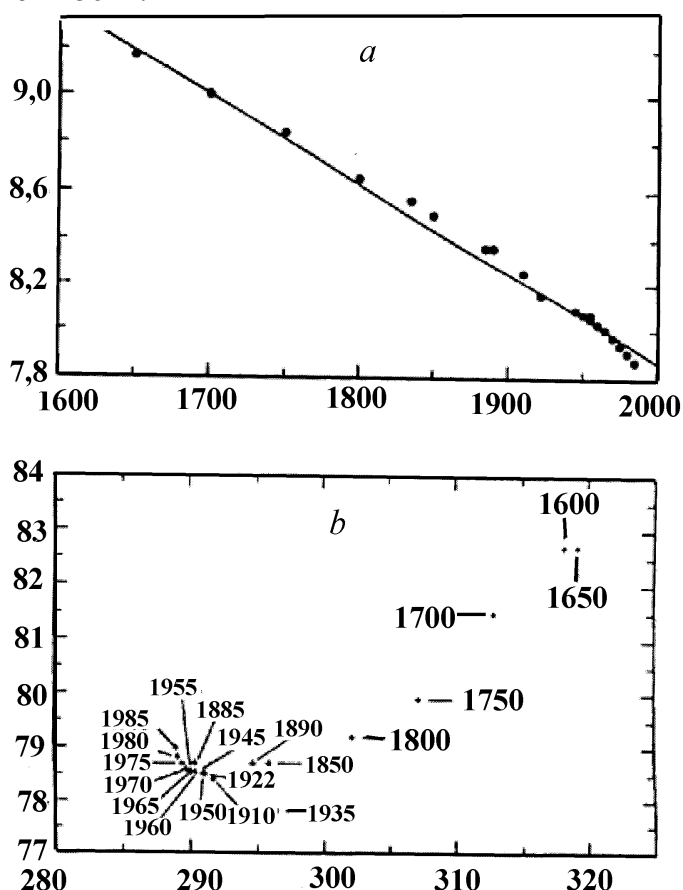


Рис.11. Вариации дипольной составляющей ГМП, начиная с 1600 г. в соответствии с разложением по сферическим компонентам (а), изменение положения оси диполя, соответствующей северному геомагнитному полюсу (b)

На вековой ход оказывает влияние также солнечная и магнитная активность, что означает наличие в вековых вариациях части, обусловленной «внешними» причинами. Некоторый вклад в вековые вариации вносит и аномальное геомагнитное поле, изменения которого связаны с появлением на поверхности Земли в результате магмоизвержения новых намагниченных горных пород и с разрушением намагниченности древних пород.

Таким образом, вектор вековых вариаций  $\vec{\delta H}_{SV}$  является геометрической суммой нескольких составляющих:

$$\vec{\delta H}_{SV} = \vec{\delta H}_o + \vec{\delta H}_m + \vec{\delta H}_a + \vec{\delta H}_e + \vec{\delta H}_w. \quad (54)$$

где обозначены вековые вариации:  $\vec{\delta H}_o$  — дипольного поля,  $\vec{\delta H}_m$  — недипольного,  $\vec{\delta H}_a$  — аномального,  $\vec{\delta H}_e$  — «внешнего». Через  $\vec{\delta H}_w$  обозначена составляющая ВВ, обусловленная западным дрейфом недипольного поля. Составляющая  $\vec{\delta H}_w$  определяет более 50% всех вековых изменений.

Наиболее сильным изменениям с течением времени подвержена вертикальная составляющая поля, скорость изменений которой достигает до 100 нТл/год и более. Спектр вековых вариаций имеет дискретный характер, основные гармоники спектра представлены в таблице

*Таблица. Спектр вековых вариаций*

Период Лет	Амплитуда нТл	Характер
8000	$25 \cdot 10^3$	Глобальный
1800	$4 \div 6 \cdot 10^3$	Глобальный
1200	$4 \cdot 10^3$	Глобальный + региональный
900	$4 \cdot 10^3$	Глобальный + региональный
600	$4 \cdot 10^3$	Региональный + глобальный
360	$2 \cdot 10^3$	Региональный + глобальный
60	$5 \cdot 10^2$	Региональный

### Магнитный «всплеск» и экранирование в мантии

Временные вариации генерируемого в ядре магнитного поля проходят через электропроводящую мантию и наблюдаются на поверхности Земли в отфильтрованной версии. Для оценки этого фильтра

необходимо знать распределение электропроводности  $\sigma$  по глубине мантии. Магнитные поля внешнего происхождения возбуждают электромагнитные поля в земной коре. Они используются для оценки проводимости коры и верхней мантии, а магнитные поля внутреннего происхождения – для оценки  $\sigma$  нижней мантии.

Внешние вариации ГМП (обусловленные, например, изменениями в ионосферных токах) могут индуцировать малые токи внутри Земли в соответствии с законом Ленца. На поверхности Земли измеряется комбинация внешнего поля вариаций и индуцированных полей. Для оценки  $\sigma$  коры и верхней мантии могут быть использованы оба типа вариаций, и эти вариации могут быть разделены с помощью сферического гармонического анализа или cross – correlation techniques. Иногда используются только электрические или магнитные вариации. В магнитотеллурическом методе, который широко используется для оценки  $\sigma$  коры и верхней мантии, используются и электрическое и магнитное поля.

Уравнение диффузии (скин-эффект) магнитного поля  $\vec{H}$  записывается в виде:

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu} \Delta \vec{H}, \quad (55)$$

где  $\sigma$  — электропроводность,  $\mu$  — магнитная проницаемость. Оно показывает, что магнитное поле может диффундировать в проводнике, в данном случае – в коре и мантии. Подобное этому уравнение для электрического поля может быть получено из уравнений Максвелла. Рассмотрим магнитное поле, изменяющееся с единственной частотой  $\omega$ , диффундирующее в полупространстве с постоянной  $\sigma$ .

Решение уравнения (55) будем искать в виде

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-\frac{z}{\delta}} e^{i\left(\omega t - \frac{z}{\delta}\right)} = \vec{H}_0 e^{i\omega t} e^{-\frac{z}{\delta}(1+i)}$$

где  $z$  – глубина. Тогда

$$\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = i\omega \vec{H}; \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial z} = -\frac{1+i}{\delta} \vec{H}; \quad \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} = \frac{(1+i)^2}{\delta^2} \vec{H}$$

Подставив в (55), получим

$$i\omega = \frac{1}{\sigma \mu} \cdot \frac{2i}{\delta}. \quad (56)$$

Отсюда получаем выражение для толщины скин-слоя  $\delta$ , в котором  $H$  уменьшается в  $e$  раз:

$$\delta = \left( \frac{2}{\sigma \mu \omega} \right)^{1/2} \quad (57)$$

Заметим, что  $\delta$  является функцией проводимости и частоты, возрастает с понижением частоты сигнала и снижением электропроводности. На практике на основе (57) можно получить зависимость электропроводности от глубины.

Расчеты, проведенные по различным моделям, дают величину электропроводности мантии около  $1 \text{ Sm}^{-1}$ . Этот результат очень приблизительный.

Runcorn (1955) получил в модели плоской Земли, в которой мантия имеет постоянную электропроводность  $\sigma_0$  и толщину  $L$ , следующую амплитуду спектра вариаций:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 \exp\left(-\frac{L}{\sqrt{\mu_0 \sigma_0 \omega}}\right) \quad (58)$$

Считая, что вековые вариации имеют белый спектр, Runcorn оценил среднюю электропроводность мантии и получил значение скин-слоя в км:

$$\delta = \frac{1}{2} \left( \frac{T_c}{\sigma_0} \right)^{1/2} \quad (59)$$

где  $T_c$  — период ВВ.

Если положить  $\sigma_0 = 1 \text{ Sm}^{-1}$  и  $\delta = 2000$  км, получим  $T_c \approx 16 \cdot 10^6$  с, приблизительно полгода.

Это соответствует данным по измерениям ВВ. Периоды, много меньшие, чем  $16 \cdot 10^6$  с, могут происходить из источников, расположенных выше ядра. Более короткие периоды ВВ, возникающие в ядре, получили название импульсов ВВ или магнитных джерков.

## Лекция 8

## АНОМАЛЬНОЕ ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Горные породы, расположенные в верхних частях литосферы и на земной поверхности, намагничиваются в главном геомагнитном поле. Это намагничивание достаточно сильно из-за присутствия в породах так называемых ферромагнитных минералов, наиболее сильномагнитным из которых является магнетит ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ). Вследствие намагничивания породы создают собственное аномальное поле  $H_a$ , или поле магнитных аномалий. Рассмотрим в качестве примера аномальное поле, создаваемое неглубоко залегающим намагниченным шаром, магнитный момент  $M$  которого направлен под углом  $\theta$  к горизонтальной плоскости (рис. 12).

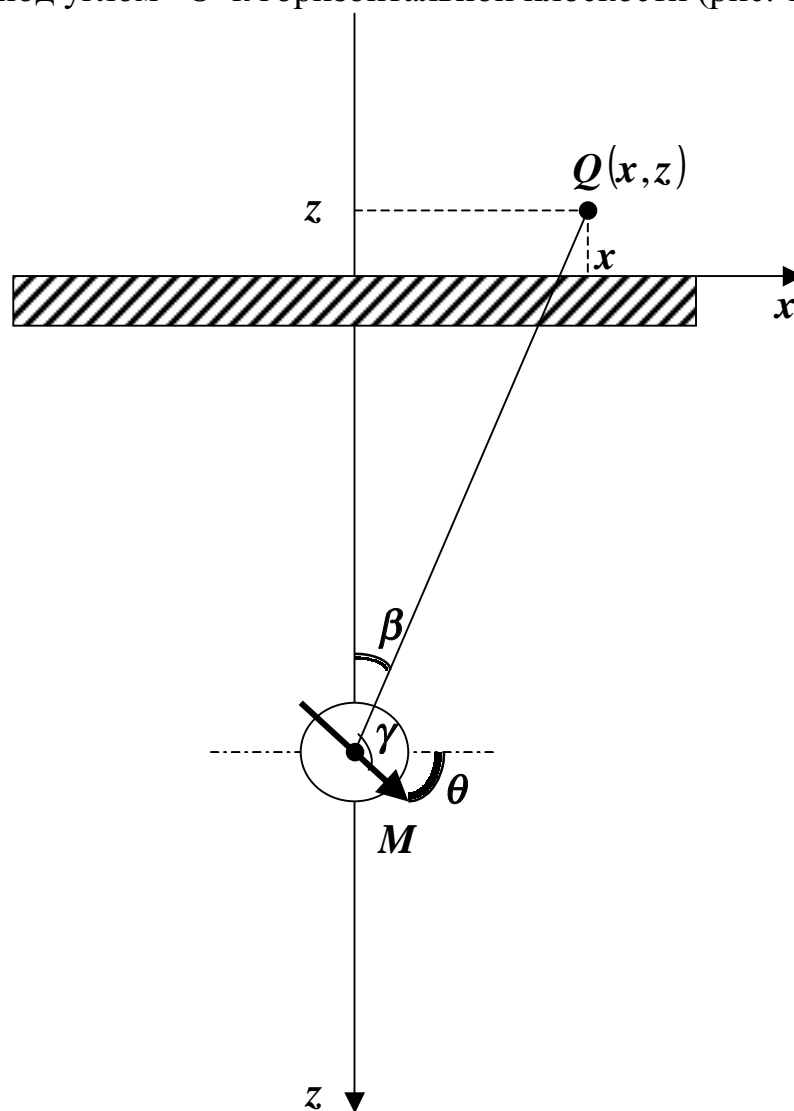


Рис.12. Расчет аномального поля, создаваемого шаром, намагниченным под углом  $\theta$  к горизонтальной плоскости

Магнитный потенциал в некоторой точке  $Q(x, z)$  над поверхностью Земли равен (рис. 12)

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \gamma.$$

Учтем, что  $\cos \gamma = \frac{x}{r} \cos \Theta - \frac{z}{r} \sin \Theta$ ,  $r^2 = x^2 + z^2$ , и получим потенциал аномального поля

$$U_a = \frac{M(x \cos \Theta - z \sin \Theta)}{(x^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (60)$$

Найдем компоненты аномального поля  $X_a, Z_a$ :

$$X_a = -\frac{\partial U}{\partial x} = M \frac{(2x^2 - z^2) \cos \Theta + 3xz \sin \Theta}{(x^2 + z^2)^{5/2}}, \quad (61)$$

$$Z_a = -\frac{\partial U}{\partial z} = M \frac{(-x^2 + 2z^2) \sin \Theta + 3zx \cos \Theta}{(x^2 + z^2)^{5/2}}, \quad (62)$$

Разумеется, для тел неправильной формы выражения для аномального поля имеют более сложный вид и их не всегда можно получить аналитически.

Аномальное поле, как правило, составляет  $10^{-2} \div 10^{-3}$  от главного поля, которое принято также называть нормальным. Когда выделяется локальная магнитная аномалия, то в качестве нормального рассматривается сумма полей: главное поле + поле региональных аномалий.

Несмотря на малую напряженность аномального поля, аномалия легко определяется по большой величине градиентов  $H_a$ . Из (62) при  $x = 0$  получаем максимальное значение  $Z_a$ :

$$Z_{a \max} = \frac{2M}{z^3} \sin \Theta,$$

его градиент по вертикали равен

$$\frac{\partial Z_{a \max}}{\partial z} = -\frac{6M}{z^4} \sin \Theta = -\frac{3Z_{a \max}}{z}, \quad (63)$$

где  $z$  — глубина залегания намагниченной породы. Положим, что  $z = 50$  м,  $Z_{a \max} = 10^{-3} Z_n$  ( $Z_n$  — нормальное, или главное, поле напряженностью  $5 \cdot 10^4$  нТл). Тогда  $\partial Z_{a \max} / \partial z = -3000$  нТл/км, т.е. на два порядка больше, чем градиенты нормального поля. Встречаются локальные и региональные аномалии очень высокой интенсивности. Уникальной является Курская магнитная аномалия, где аномальное поле в некоторых точках почти в 3 раза превосходит нормальное! Здесь обнаружено место, где магнитное наклонение  $J = 90^\circ$ , т.е. такое же, как на магнитном полюсе, это как бы

третий магнитный полюс. Такая сильная аномалия вызвана мощными залежами железных руд (железистые кварциты) на сравнительно небольшой глубине (~200-300 м), запасы которых превышают запасы всех остальных железорудных месторождений земного шара, вместе взятых.

Для выделения аномального поля из наблюдаемого  $H_{GM} = H_n + H_a$  используются методы, основанные на том, что источники  $H_a$  и  $H_n$  находятся на существенно разных глубинах. Одним из методов является метод вычитания из наблюдаемого поля  $H_{GM}$  нормального (главного), определяемого суммой дипольного и мультипольного членов ряда Гаусса (Международное эталонное геомагнитное поле IGRF).

Аномальное магнитное поле континентов имеет сложный характер, представляя во многих случаях сумму нескольких составляющих, имеющих различное геологическое происхождение. По локальным аномалиям методами интерпретации определяются глубины залегания верхних кромок тел, наиболее близко расположенных к поверхности. При рассмотрении аномального поля платформенных областей, где кристаллический фундамент погружен на глубину в несколько километров под практически немагнитными осадочными отложениями, можно оценить глубину залегания поверхности фундамента, содержащего магматические и метаморфические образования, обладающие высокой намагниченностью.

Принципиальным открытием было обнаружение отрицательных магнитных аномалий, число которых, как оказалось, сравнимо с положительными. Отрицательной называется такая аномалия, поле которой в Северном полушарии направлено в верхнюю часть пространства, над горизонтальной плоскостью, так что  $H_a$  почти антипараллельно  $H_n$ .

Если бы породы намагничивались только по направлению современного геомагнитного поля, то существовали бы только положительные аномалии. Намагниченность  $I$  породы, как показали исследования, состоит из двух компонент:

$$I = \alpha H_G + I_n. \quad (64)$$

где  $\alpha H_G$  — индуктивная намагниченность, всегда направленная по современному полю  $H_G$ ,  $I_n$  — естественная остаточная намагниченность (NRM). Было обнаружено, что во многих породах  $I_n$  не совпадает по направлению с современным полем и может от него отличаться на любой угол от 0 до 180°. Естественная остаточная намагниченность, как правило, возникает во время образования породы, и возраст  $I_n$  практически одинаков с возрастом породы. Отсюда был сделан вывод о том, что направление  $I_n$  горной породы отражает направление древнего магнитного поля, которое существовало в то геологическое время, когда образовалась данная порода.

В большинстве изверженных горных пород  $I_n$  по величине превышает  $\alpha H_G$ , и поэтому направление аномального поля определяется

направлением  $I_n$ , т.е. направлением древнего магнитного поля. Следовательно, наличие отрицательных аномалий указывает на то, что они образовались в древнем поле, направление которого было обратным по отношению к современному геомагнитному полю.

Наличие в породах естественной остаточной намагниченности  $I_n$ , величина и направление которой отражает величину и направление древнего поля, которое было во время образования породы, дает возможность изучать историю геомагнитного поля в прошлые геологические эпохи. Такой косвенный метод изучения древнего магнитного поля называется палеомагнитным.

Вопрос о физике магнетизма горных пород будет изложен в лекциях 12–16.



## Лекция 9

### ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ

Палеомагнитный метод основан на двух основных предположениях. Геофизическое предположение состоит в том, что геомагнитное поле в прошлые геологические эпохи было полем центрального осесимметричного диполя, каковым является и основная часть современного поля. С физической точки зрения предполагается, что естественная остаточная намагниченность  $I_n$  совпадает в среднем с направлением древнего поля  $H_{др}$ , величина  $I_n$  пропорциональна  $H_{др}$  и в основном сохраняется в течение многих тысяч и миллионов лет до наших дней. Эти предположения не очевидны, и при каждом палеомагнитном исследовании их нужно проверять.

В принятой модели поля легко определить современные географические координаты древнего геомагнитного поля. В модели центрального осесимметричного диполя геомагнитные меридианы совпадают с географическими, а магнитные полюсы совпадают с географическими полюсами. Пусть в древней породе, залегающей в точке  $Q(\varphi, \lambda)$ , вектор  $I_n$  расположен так, как показано на рис. 13.

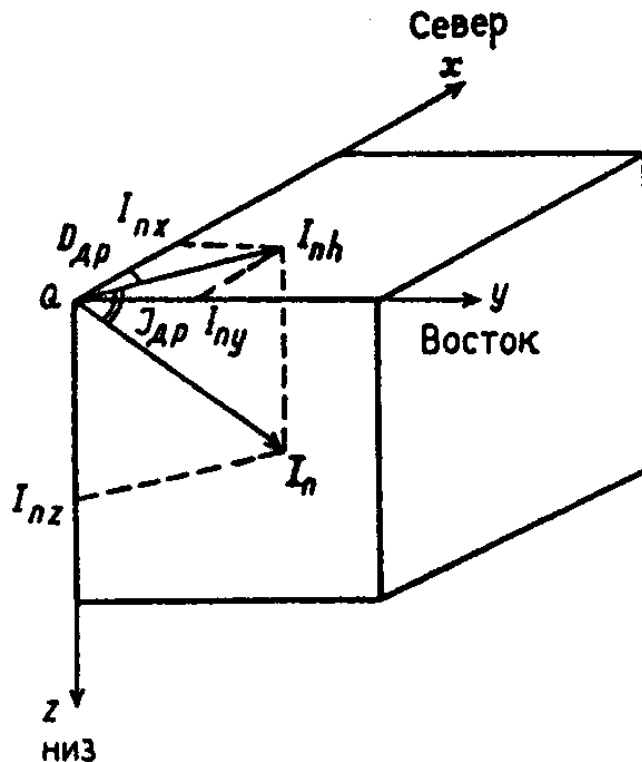


Рис.13. Компоненты естественной остаточной намагниченности горной породы в некоторой точке  $Q(\varphi, \lambda)$ .

Проекция  $I_n$  на горизонтальную плоскость  $I_{nh}$  показывает направление древнего магнитного меридиана, угол  $D_{др}$  есть угол между современным и древним меридианами. Направление  $I_n$  показывает направление вектора напряженности  $H_{др}$ . Поэтому угол между  $I_n$  и горизонтальной плоскостью является углом магнитного наклона  $J_{др}$  древнего поля. Зная  $J_{др}$ , можно по формуле (18) определить древнюю географическую широту  $\varphi_{др}$ , на которой была данная порода в момент своего образования:

$$\operatorname{tg} \varphi_{др} = 0,5 \operatorname{tg} J_{др} \quad (65)$$

Таким образом, из измерений компонент намагниченности  $I_n$  образца (эти измерения производятся, как правило, в лаборатории) мы определяем два важных параметра: угол  $D_{др}$  и широту  $\varphi_{др}$  (рис. 14).

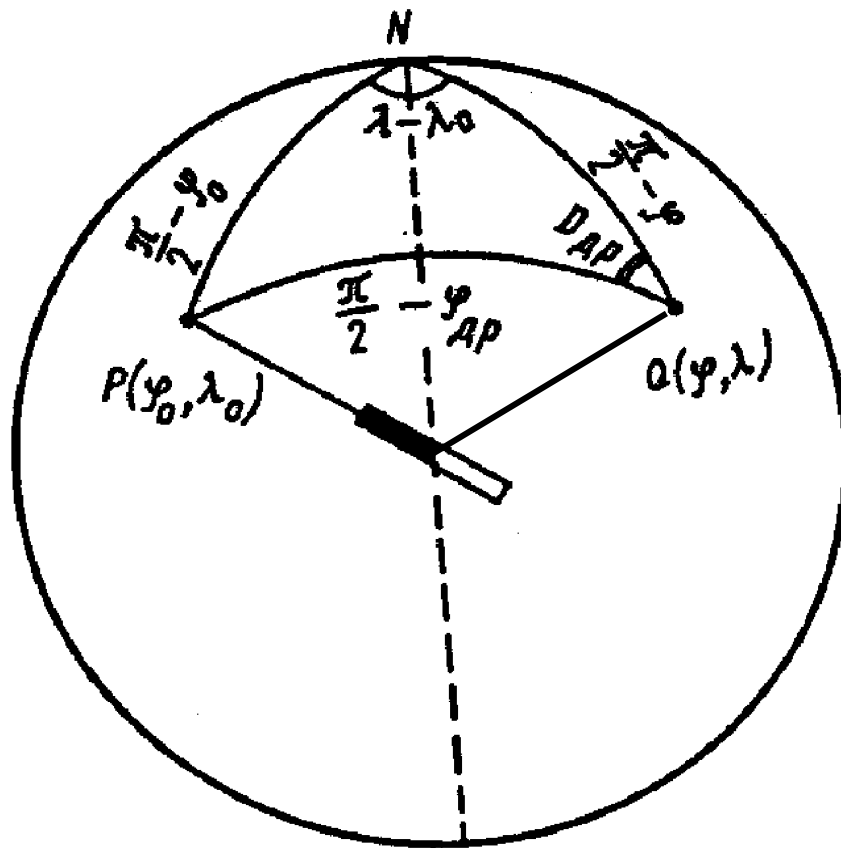


Рис. 14. Модель центрального осесимметричного геомагнитного диполя, используемая в палеомагнитном методе

Воспользовавшись теоремами косинусов и синусов сферической тригонометрии, получим следующие формулы для современных координат  $\varphi_0, \lambda_0$  древнего магнитного полюса:

$$\sin \varphi_0 = \sin \varphi \sin \varphi_{др} + \cos \varphi \cos \varphi_{др} \cos D_{др}, \quad (66)$$

$$\sin(\lambda - \lambda_0) = \frac{\sin D_{dp}}{\cos \varphi_0} \cos \varphi_{dp}. \quad (67)$$

Измеряя  $I_n$  пород разного геологического возраста, можно получить закономерности изменения дипольного поля, начиная от очень древних геологических эпох до нашего времени. Палеомагнетизм - это уникальный метод в геофизике, основанный на удивительном свойстве "магнитной памяти" ферромагнитных минералов, входящих, хотя и в небольших количествах, в состав практически всех горных пород. Магнетизм ферромагнитных минералов дает основной вклад в магнитную восприимчивость горных пород. Вклад диа- и парамагнитных минералов очень мал.

Направление  $I_n$  для определенного геологического возраста в данной точке земной поверхности рассчитывается с применением статистических методов по достаточно большому числу образцов. По полученным данным с помощью формул (66) и (67) определяется современное положение соответствующего возрасту породы магнитного полюса. Такой полюс называется виртуальным магнитным полюсом. Среднее положение ряда виртуальных полюсов для пород данного возраста, расположенных в разных точках земной поверхности, называется палеомагнитным полюсом.

При проведении палеомагнитных исследований большое значение имеет выяснение физических механизмов намагничивания различных горных пород, установление степени сохранности  $I_n$ , ее соответствия времени образования породы. Установлено, что изверженные горные породы приобретают  $I_n$  в геомагнитном поле во время остывания после излияния магмы на поверхность. Возникшая таким образом  $I_n$  называется термоостаточной (TRM), она имеет высокую интенсивность и большую стабильность. Осадочные горные породы, являющиеся продуктом переработки и переотложения изверженных пород, приобретают  $I_n$  в геомагнитном поле во время осаждения мелких частиц в водном бассейне (море, озеро). Мелкие намагниченные частицы в процессе осаждения ориентируются по направлению поля, и в результате возникает детритовая, или ориентационная, намагниченность осадочных горных пород. После образования  $I_n$  и изверженные и осадочные породы находятся уже в других условиях (обычные температуры и отсутствие водной среды), при которых, как предполагается, дальнейшего намагничивания горных пород в изменяющемся геомагнитном поле практически не происходит. Именно поэтому  $I_n$  пород, как правило, древнего происхождения и синхронна с образованием пород.

Проведенные во второй половине XX в. многочисленные палеомагнитные исследования привели к открытиям, которые существенно изменили геофизические и геологические концепции строения и эволюции литосферы. Наиболее принципиальными результатами являются следующие.

1. Палеомагнитные полюсы не совпадают с современным полюсом, при этом чем древнее палеомагнитный полюс, тем на большем расстоянии от современного он находился. Кембрийский северный палеомагнитный полюс (возраст около 600 млн лет) находился южнее экватора.

2. Кривые миграции северных палеомагнитных полюсов, определенные по направлению естественной остаточной намагниченности  $I_n$  пород разных континентов, существенно различны (рис. 15).

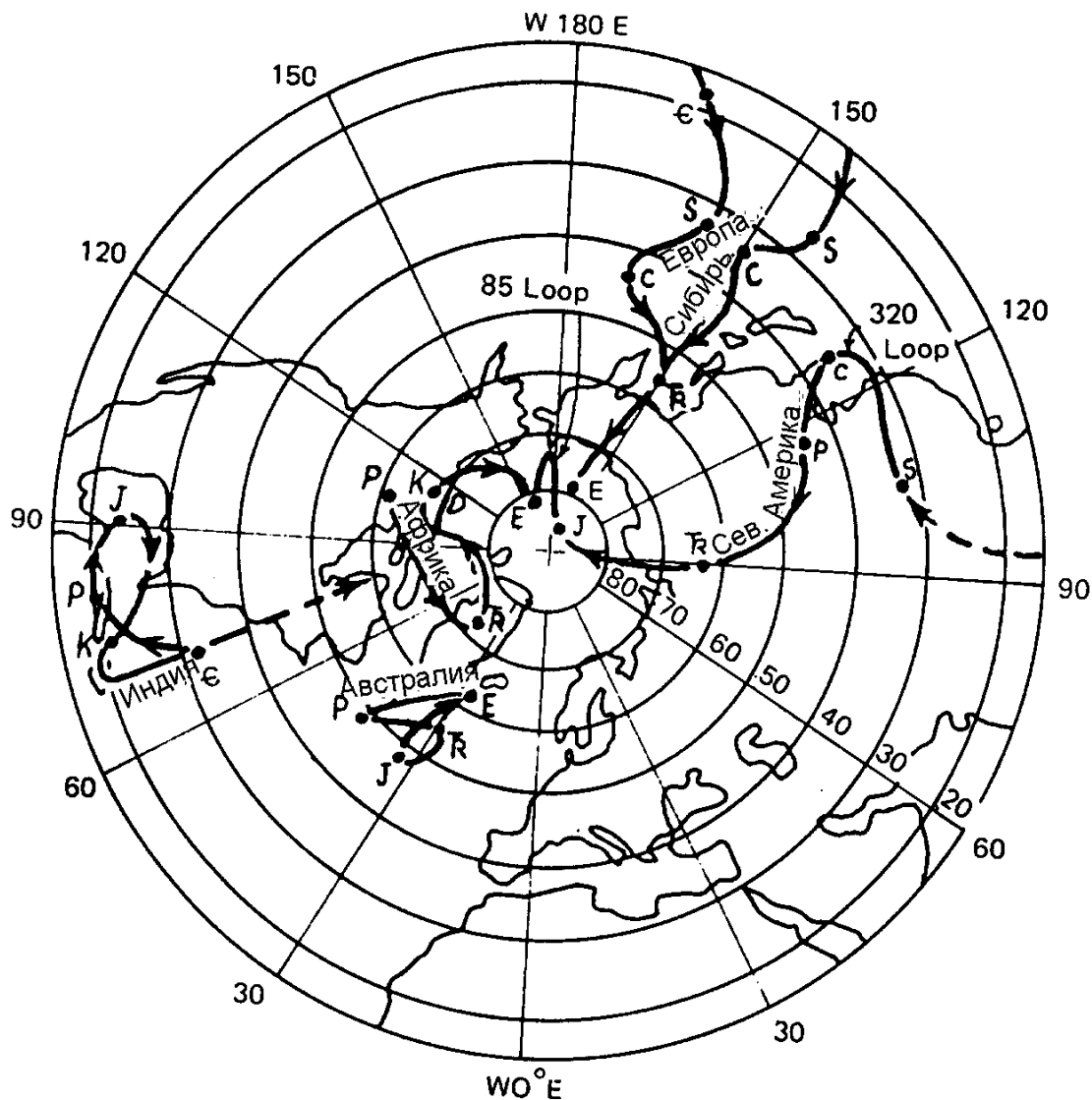


Рис.15. Кривые миграции палеомагнитных полюсов, полученные на основе измерений  $I_n$  горных пород разных континентов.

3. Геомагнитное поле в прошлые геологические эпохи неоднократно изменяло свою полярность: происходили инверсии поля, которых, начиная с кембрия, насчитывается более тысячи. Шкала инверсий, датированная абсолютными методами, называется магнитохронологической шкалой (рис.16).

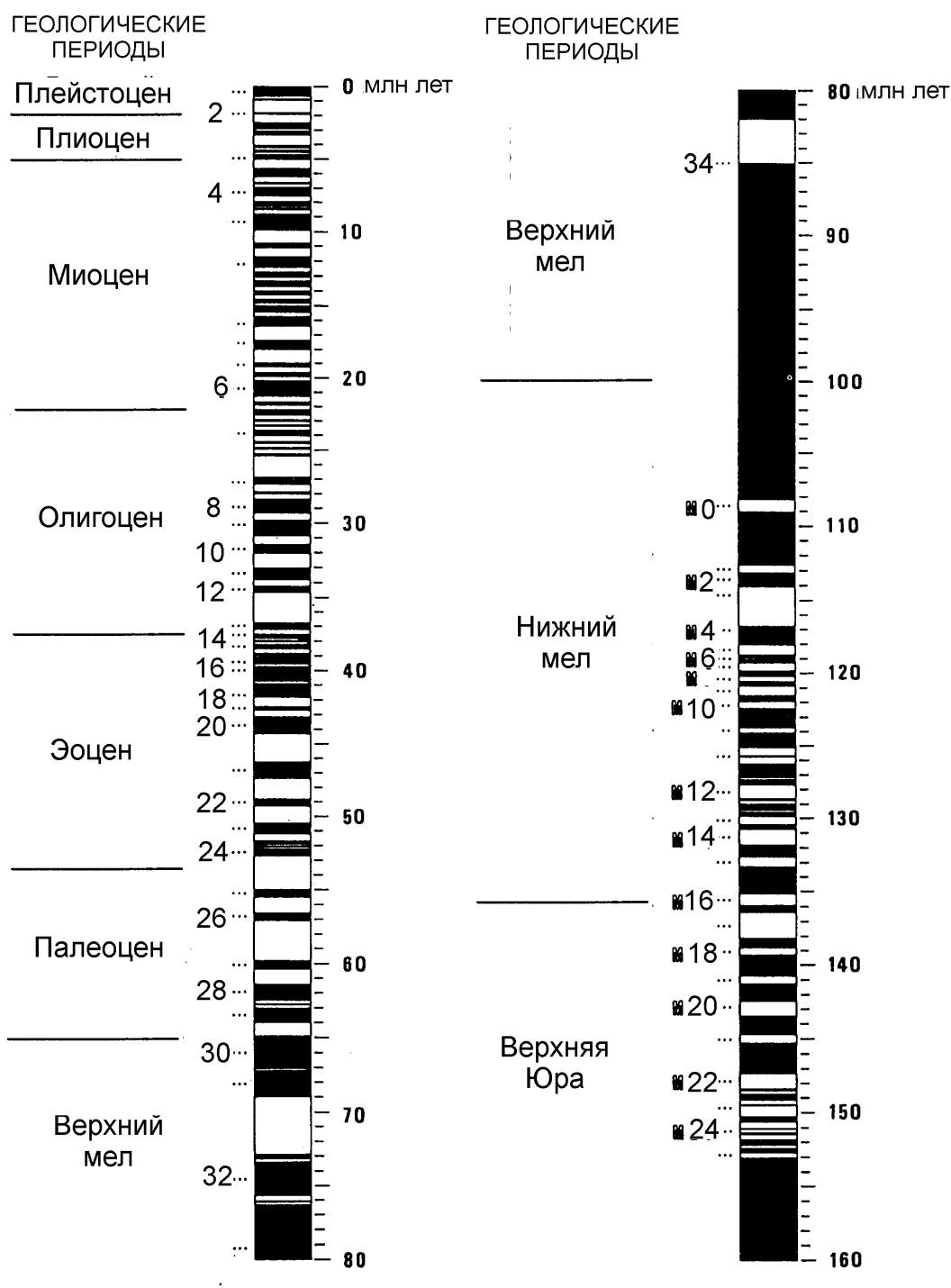


Рис. 16. Магнитохронологическая шкала, используемая для определения возраста линейных океанских аномалий. Слева от шкалы — номера аномалий, справа — возраст в млн. лет

Проанализируем кратко эти результаты. По модели центрального осесимметричного диполя магнитный полюс совпадает с географическим. Следовательно, обнаруженная миграция магнитного полюса должна одновременно рассматриваться и как миграция географического, т.е. оси вращения Земли. Вследствие закона сохранения момента количества движения изменение положения оси вращения требует наличия таких огромных сил, которых мы не видим ни на Земле, ни в космическом

пространстве. Поэтому первый результат можно рассматривать не как перемещение полюса, а как движение (в противоположную сторону) верхней литосферной оболочки Земли. Такая интерпретация подтверждается вторым результатом. Ведь Северный полюс должен быть один, а не несколько, как это следует из второго результата. Поэтому расхождение кривых миграции полюсов разных континентов свидетельствует о том, что литосферная оболочка не перемещалась как единое целое, а, по-видимому, двигались отдельные литосферные плиты, причем каждая по своей траектории.

Наконец, третий результат указывает на то, что геомагнитному полю присущи не только вековые вариации, но и более глубокие изменения – инверсии. Этот результат дополняет картину основных свойств поля и имеет огромное теоретическое значение при решении проблемы происхождения геомагнитного поля. Кроме того, временная шкала инверсий может служить независимым инструментом для определения возраста горных пород, что является фундаментальной задачей геологии.

Изучение аномального магнитного поля океана, предпринятое в последние десятилетия с помощью протонных и квантовых магнитометров, привело к результатам, которые оказались в прямой связи с результатами палеомагнитных исследований.

Протонные и квантовые магнитометры дают возможность проводить непрерывную запись магнитных профилей, что позволило осуществить точное и детальное магнитное картирование океанского дна. В результате были получены совершенно неожиданные картины океанских аномалий. В отличие от сложной формы аномалий на суше, которая сильно меняется от района к району, океанские магнитные аномалии имеют систематический характер почти на всех океанах. Параллельные полосы чередующихся знакопеременных аномалий тянутся на тысячи километров.

На рис. 17 изображена общая картина мировых океанских аномалий. Интенсивность аномалий высока. Хотя они измерены на уровне моря, т.е. на высоте от 2 до 5 км над морским дном, их амплитуды изменяются от нескольких сотен до тысячи нТл. Приборы измеряли модуль  $T$  напряженности геомагнитного поля. Аномальная часть  $\Delta T_a$  поля определялась как разность модулей полного  $T$  и нормального  $T_n$  полей:

$$\Delta T_a = T - T_n \quad (68)$$

Геология океанского дна также существенно отличается от геологии континентов. Измерения глубин океанов показали, что на дне каждого океана существуют большие горные хребты, названные срединно-океанскими хребтами (САО). Наиболее протяженным является Срединно-Атлантический хребет, протянувшийся от Исландии на юг по всей длине Атлантического океана параллельно береговым линиям Африки и Америки и далее на восток южнее Африки в Индийский океан (1 на рис. 18).

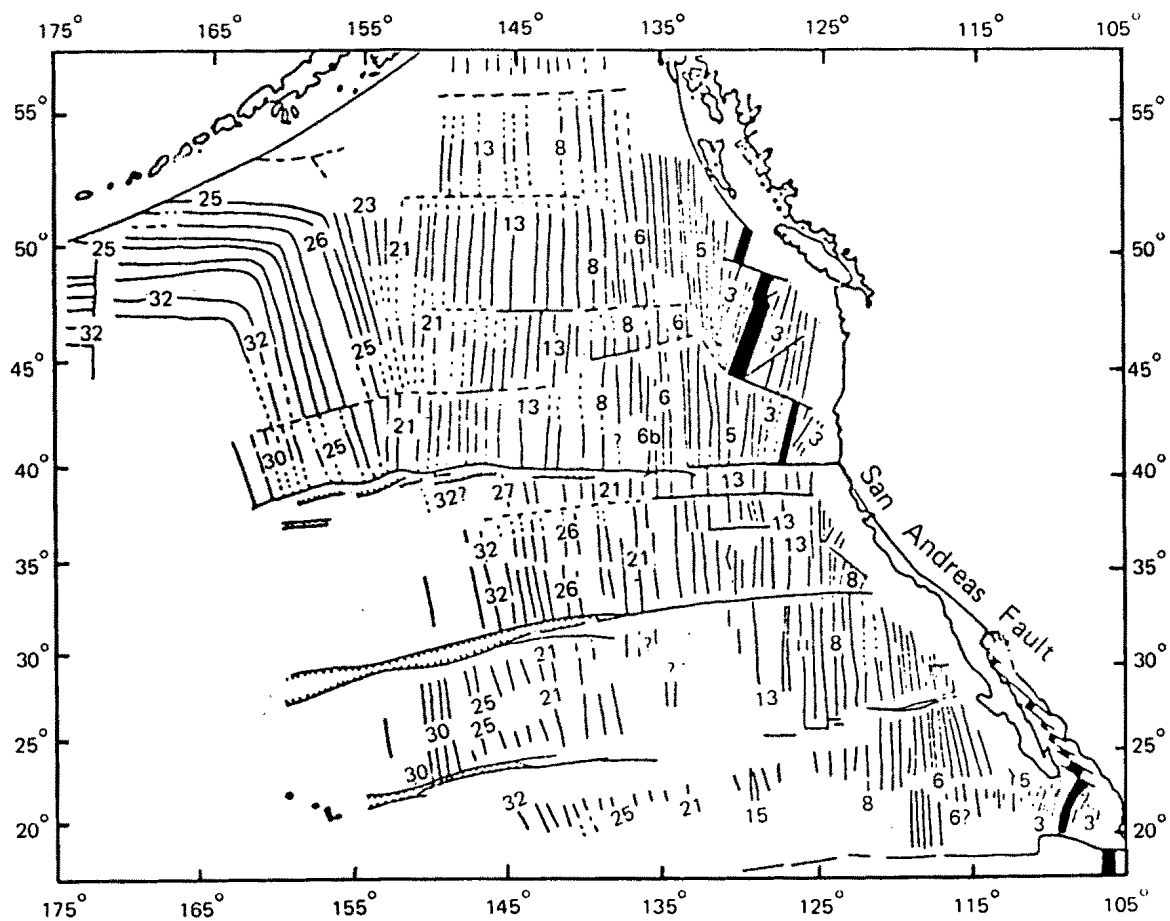


Рис. 17. Распределение линейных магнитных аномалий в Тихом океане

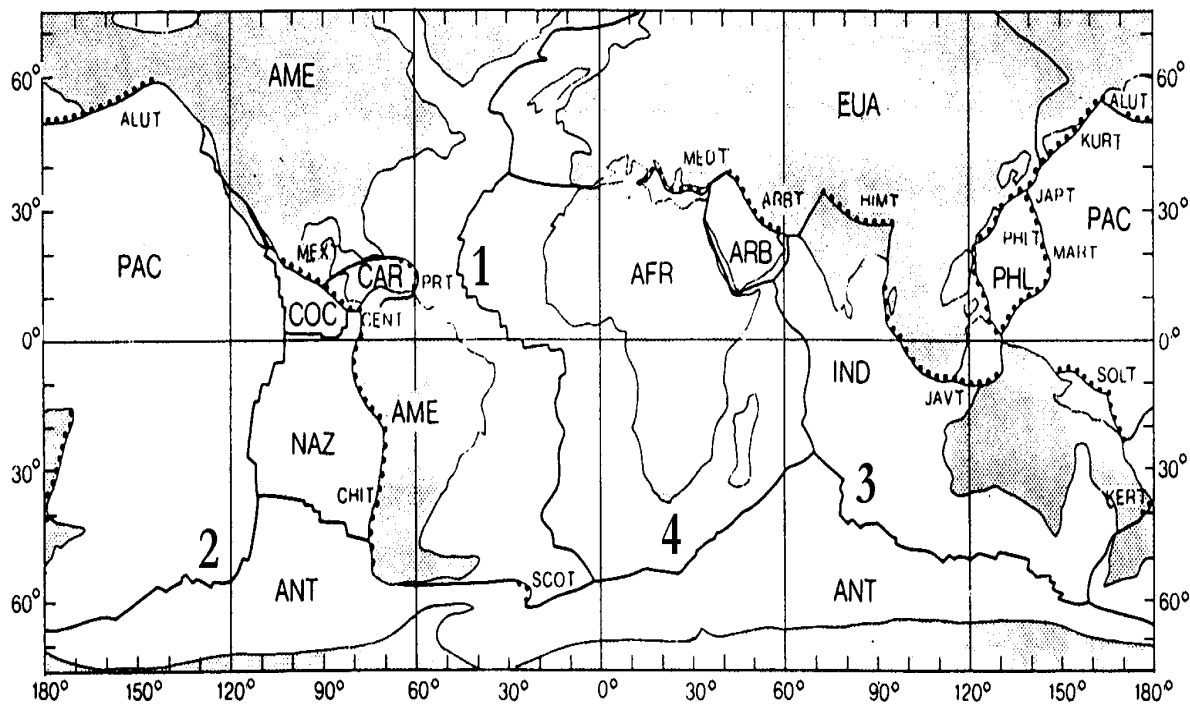


Рис.18. Схема срединно-океанических подводных хребтов

Аналогичные, но меньшие по размерам хребты есть в Индийском и Тихом океанах (2–4 на рис. 18). Вдоль хребтов располагаются эпицентры землетрясений.

Для объяснения такой структуры океанского дна была выдвинута гипотеза о том, что дно образуется в результате внедрения изверженных пород в центральной части (рифтовые долины) океанских хребтов. Эти породы оттесняются в стороны, когда новая магма изливается в том же самом месте.

За 200–300 млн лет все раздвигающееся океанское дно обновляется, а прежние породы погружаются в мантию в так называемых зонах субдукции.

На основе этой модели Вайн и Метьюз объяснили происхождение знакопеременных линейных магнитных аномалий. После того как расплавы, поднимающиеся из мантии, затвердевают, они приобретают термоостаточную намагниченность  $I_n$ , соответствующую направлению поля в это время. Новые порции магмы, появляющиеся в том же месте, при охлаждении могут намагнититься уже в поле противоположного знака в результате происходящих с течением времени инверсий. Поэтому чередование положительных и отрицательных аномалий – это результат чередования прямо- и обратномагнитных участков океанской коры. Таким образом, картина линейных магнитных аномалий является естественным следствием расширения (спрединга) океанского дна и инверсий геомагнитного поля. Линейные магнитные аномалии океана являются, по существу, палеомагнитными аномалиями, непосредственно связанными с магнитохронологией инверсий геомагнитного поля. Такая связь позволяет оценить время, протекшее между образованием любых двух аномалий. А зная их положение на океанском дне, можно рассчитать скорость спрединга дна в данном регионе океана.

## Лекция 10

### ПРОИСХОЖДЕНИЕ ГЛАВНОГО ПОЛЯ

Для того, чтобы выдвинуть разумные гипотезы о происхождении главного геомагнитного поля, необходимо достаточно хорошо знать, во-первых, основные свойства поля и, во-вторых, внутреннее строение Земли. Любая современная теория генерации главного поля не должна противоречить данным о его свойствах, основные из которых, как было показано выше, следующие.



1. В первом приближении главное поле является полем центрального наклоненного к оси вращения Земли магнитного диполя.

1. Напряженность поля изменяется в среднем от  $35 \cdot 10^3$  нТл на экваторе до  $65 \cdot 10^3$  нТл на полюсах.

2. Магнитный момент земного диполя приблизительно равен  $8 \cdot 10^{22}$  А · м<sup>2</sup>.

3. Главному полю присущи вековые вариации, имеющие дискретный спектр с определенным набором периодов колебаний.

4. Имеет место западный дрейф недипольной части главного поля.

5. Главное поле время от времени изменяет свою полярность - происходят инверсии геомагнитного поля через характерные периоды  $10^5 \div 10^6$  лет. Это косвенный результат, полученный по палеомагнитным данным.

Разумеется, ученые-геомагнитологи не откладывали вопрос о происхождении поля на то время, когда выяснятся все его свойства. Можно с уверенностью сказать, что и сейчас далеко не все свойства геомагнитного поля нам известны. Поэтому, начиная с Гильберта (1600 г.), выдвигались самые разнообразные, в том числе и совершенно фантастические, гипотезы о происхождении геомагнитного поля, о которых можно прочитать в соответствующих книгах по геомагнетизму.

Если говорить о современных теориях геомагнитного поля, то следует начать с теории динамоэффекта Френкеля (1947), который впервые выдвинул разумную идею регенерации поля за счет вихревых движений в жидком электропроводящем ядре. В дальнейшем основополагающие работы по теории земного динамо выполнили Эльзассер и Буллард. Основой современных теорий являются уравнения Максвелла, гидродинамические уравнения движения жидкости Навье-Стокса и уравнение неразрывности. Рассмотрим уравнения Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{B} &= \mu \cdot \mathbf{j}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{B} / \partial t, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \mathbf{j} &= \sigma (\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{B}]), \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

где  $\mu$  — магнитная проницаемость (она может быть равной  $\mu_0$ ),  $\sigma$  — электропроводность,  $\mathbf{j}$  — плотность тока,  $\mathbf{E}$  — электрическая напряженность,  $\mathbf{v}$  — скорость движения проводящей жидкости.

Применим операцию  $\operatorname{rot}$  к первому уравнению системы (69), при этом учтем, что  $\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + [\mathbf{v} \mathbf{B}])$  и  $\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t$ :

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \mu\sigma (-\partial\mathbf{B}/\partial t + \operatorname{rot}[\mathbf{v}\mathbf{B}]).$$

Из этого уравнения с учетом того, что  $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{B} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} = -\nabla^2 \mathbf{B}$ , получим уравнение для магнитного поля

$$\partial\mathbf{B}/\partial t = \operatorname{rot}[\mathbf{v}\mathbf{B}] + (\mu\sigma)^{-1} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (70)$$

где  $(\mu\sigma)^{-1} = \nu_m$  — магнитная вязкость, которая может рассматриваться как аналог кинематической вязкости  $\nu$ .

В (70) помимо  $\mathbf{B}$  есть еще неизвестное  $\mathbf{v}$ , для определения которого следует использовать гидродинамические уравнения. Уравнение движения запишем в форме Навье–Стокса:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{g} - 2[\boldsymbol{\omega}\mathbf{v}] + \frac{1}{\rho} [\mathbf{j}\mathbf{B}]. \quad (71)$$

В гидродинамике оператор  $d/dt = \partial/\partial t + (\mathbf{v} \operatorname{grad})$ . Выражая в (71)  $\mathbf{j}$  согласно первому уравнению (69), получим

$$\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \operatorname{grad} v = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p + \nu \nabla^2 \mathbf{v} + \mathbf{g} - 2[\boldsymbol{\omega}\mathbf{v}] + \frac{1}{\mu\rho} [\operatorname{rot}\mathbf{B} \times \mathbf{B}] \quad (72)$$

Уравнение (72) — уравнение движения единицы объема жидкости,  $\rho$  — ее плотность,  $p$  — давление за вычетом гидростатического,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $2[\boldsymbol{\omega}\mathbf{v}]$  — сила Кориолиса, где  $\boldsymbol{\omega}$  — угловая скорость вращения Земли. Последний член правой части представляет силу Лоренца. Для полного замыкания системы уравнений магнитной гидродинамики к (70) и (72) следует еще добавить уравнение неразрывности

$$\partial\rho/\partial t + \operatorname{div}(\rho\mathbf{v}) = 0, \quad (73)$$

которое для несжимаемой жидкости ( $\rho = \text{const}$ ) будет иметь вид

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0. \quad (74)$$

В принципе, уравнения магнитной гидродинамики дают возможность в случае их строгого решения определить, существует ли самовозбуждающееся динамо в ядре Земли. Однако, даже если были бы точно известны все члены уравнений, решение их было бы крайне затруднительно. А если учесть, что в применении к ядру Земли значения многих параметров уравнений либо известны приблизительно, либо

вообще неизвестны, то задача гидромагнитного динамо Земли в такой общей постановке в настоящее время неразрешима.

Простейший начальный подход к проблеме генерации главного поля заключается в построении кинематических моделей земного динамо. При этом скорость жидкости считается заданной, а определяется только магнитное поле согласно (70). Выбор скорости частично определяется данными наблюдений, частично — соображениями симметрии и самой формой уравнений генерации. Например, наличие западного дрейфа указывает на существование азимутальной скорости и дает порядок ее величины. Уже первые кинематические модели показали, что кроме меридионального (полоидального) поля, которое проникает наружу и наблюдается на поверхности Земли, в земном ядре имеется также гораздо большее азимутальное (тороидальное) поле с замкнутыми силовыми линиями, которое не выходит из ядра наружу. Относительная скорость ядра и мантии возникает за счет значительного магнитного взаимодействия мантии с ядром.

С.И. Брагинский рассмотрел кинематические модели с помощью уравнений генерации и показал, что можно подобрать правдоподобные скорости в ядре, которые приводят к генерации магнитного поля, близкого к реально наблюдающемуся. Из теории вытекает, что наличие несимметричных скоростей, необходимых для генерации поля, вызывает появление соответствующих несимметричных компонент магнитного поля **V**.

Отсюда следует, что наблюдающиеся поперечные составляющие магнитного диполя — наклон магнитной оси, а также более высокие гармоники, например квадрупольные, дающие эксцентриситет диполя, — не являются случайными, а непосредственно связаны с самим механизмом генерации. Наличие этих составляющих, согласно С.И. Брагинскому, связано с несимметричными движениями в ядре, приводящими к невыполнению условий запрещающей генерацию теоремы Каулинга, что и необходимо для работы динамо.

Согласно теории С.И. Брагинского, возникающая в результате действия гидромагнитного динамо генерация главного поля не является стационарной, а испытывает ряд колебаний, которые можно сопоставить с вековыми вариациями геомагнитного поля.

Основное колебание поля с  $T \approx 8000$  лет, представляющее изменение дипольной части поля в 1,5-2,0 раза, связано, согласно теории, со временем взаимодействия между тороидальными и полоидальными полями в объеме ядра Земли в процессе крупномасштабной конвекции вещества ядра. Колебания с  $T \approx 600—1800$  лет, обуславливающие движение и распад крупных неоднородностей геомагнитного поля, объясняются неустойчивостью осесимметричного радиального потока вещества в низких широтах, при которой взаимодействие магнитных, архимедовых и

кориолисовых сил приводит к возникновению так называемых МАК-волн, движущихся в широтном направлении.

60-летние вариации, по С.И. Брагинскому, объясняются крутильными колебаниями в системе ядро - мантия, возникающими при движении альвеновской волны в жидком ядре Земли. Вариации с  $T \approx 4 - 40$  лет внутривозмного происхождения связаны с мелкомасштабными турбулентностями в верхних частях ядра, осуществляющими более эффективное "перемешивание", чем механизм молекулярного переноса.

Существуют и другие подходы к теории происхождения геомагнитного поля. Теория гидромагнитного динамо является наиболее распространенной среди геофизиков. Однако и в этой теории разработаны лишь кинематические аспекты, практически не разработанными остаются проблемы динамики и энергетики земного динамо.

---

## Лекция 11

# ЛИТОСФЕРА ЗЕМЛИ И ЕЕ ЭВОЛЮЦИЯ. ЛИТОСФЕРА И АСТЕНОСФЕРА

Достаточно детально сейсмическими и другими геофизическими методами изучена верхняя мантия Земли. Эта часть Земли наиболее доступна для геофизического изучения и наиболее важна для жизни человечества. Верхняя мантия простирается от границы Мохо до глубины 400 км. В состав верхней мантии входит нижняя часть литосферы и верхняя часть астеносферы. Литосфера представляет собой каменную (твердую и прочную) верхнюю оболочку Земли. Ее толщина изменяется от 50 до 150 км в разных регионах Земли, следовательно, литосфера включает земную кору и часть верхней мантии, в которой мантийное вещество настолько остыло, что превратилось в горную породу.

Глубже литосферы находится зона пониженных скоростей ( по сравнению с таковыми в литосфере) сейсмических волн. Эта зона не везде четко определяемая и простирающаяся от подошвы литосферы до ~300–400 км, называется астеносферой. Слои астеносферы легко деформируются под действием сдвиговых напряжений за счет пластичности (ползучести) астеносферного вещества. Такое поведение вещества связано с его частичным плавлением. Прохождение поперечных сейсмических волн через астеносферу указывает на то, что плавление не может быть полным и вещество должно находиться в состоянии, близком к твердому. Процент расплава вещества по разным косвенным данным изменяется от нескольких единиц до 20. Такое состояние астеносферы приводит к достаточно сильному затуханию поперечных сейсмических волн. Существуют участки под литосферой, где астеносфера не фиксируется.

Литосфера в зависимости от географических координат изменяется не только по толщине, она вообще не является однородной монолитной оболочкой. Основную структуру литосферы можно понять, рассматривая строение поверхности Земли. В первом приближении поверхность разделяется на приподнятый над средним уровнем моря континентальный регион и опущенный океанский регион. К континентам примыкает материковая отмель (шельф), затем идет с резким углублением континентальный склон, переходящий в типичное океанское дно. Рассыпанные в океанах острова, цепочки островов, островные дуги, отделяющие от океанов краевые моря, являются самостоятельными структурами, имеющими свое особое строение и историю. Средний уровень океанского дна расположен на 4,6 км ниже среднего уровня суши.

Если мысленно рассматривать сверху земной шар без его водной оболочки, то можно увидеть горные системы и обширные



хребтов расположены рифтовые долины шириной 10–20 км и глубиной (от гребней гор) – 2 км.

### **Тектоника литосферных плит**

Как уже отмечалось, в результате поступления на поверхность Земли в осевых зонах срединно-океанских хребтов мантийного вещества происходит раздвигание (спрединг) океанского дна в стороны от хребтов, опоясывающих весь земной шар. Гипотеза спрединга была выдвинута в 1960 г. и пришла на смену гипотезе дрейфа континентов, предложенной А.Вегенером еще в 1912 г.

По гипотезе спрединга расширение океанского дна обусловлено конвективными потоками вещества в подстилающей литосфере мантии, горячее вещество которой выносится наружу в осевой зоне океанских хребтов – местах расположения рифтов. Поскольку площадь земной поверхности остается постоянной, появление дополнительного вещества литосферы (и соответственно коры) должно сопровождаться уменьшением этого вещества в каких-то других зонах. Такими зонами (зонами субдукции) являются океанские желоба, расположенные вблизи островных дуг или так называемых активных континентальных окраин (например, западное побережье Южной Америки). В области желобов происходит погружение океанской литосферы, которая вначале уходит под островную дугу, а затем дальше под континент на глубину, достигающую  $\approx 700$  км. По-видимому, именно этот процесс вызывает дрейф континентов. Например, Северная Америка и Европа постепенно удаляются друг от друга по мере того, как между ними образуется новая океанская кора и раздвигается Атлантический океан.

Естественно, что поступление мантийного вещества в глобальной системе рифтовых зон приводит к сложной картине взаимосвязанных перемещений литосферных плит. Теоретическая концепция, которая рассматривает и объясняет эти перемещения, получила название концепции тектоники литосферных плит. Существенным шагом в разработке тектоники плит (или новой глобальной тектоники) была гипотеза Вайна и Метьюза (1963), объясняющая природу линейных океанских мантийных аномалий.

В первые годы после создания основных представлений тектоники плит ученые предполагали, что движение плит происходит путем увлечения жестких литосферных плит мантийными течениями. В настоящее время большинство геофизиков считает, что само движение литосферы является частью крупномасштабной конвекции в верхней мантии, при этом литосферные плиты за счет сил вязкого трения увлекают подстилающую их астеносферу. Таким образом, не астеносферный поток тянет литосферные плиты, а, наоборот, плиты приводят в движение вязкую астеносферу, которая это движение тормозит. Главной движущей силой в

тектонике плит является сила тяги холодного, тяжелого, погружающегося в мантию литосферного блока, т.е. в конечном счете сила гравитации. Однако, полная картина течений в мантии Земли зависит от величины и распределения источников энергии в земных недрах.

Долгое время оставался загадочным механизм передачи внутренней энергии Земли на ее поверхность, в результате действия которого земная поверхность приобрела тот неповторимый облик, который отличает нашу планету от Луны и других планет земной группы. Только с открытием разрастания океанского дна появилась возможность объяснить этот механизм. При разрастании дна из недр Земли выносятся огромное количество тепловой энергии. По современным представлениям такие процессы, как рождение литосферных плит в рифтовых зонах срединно-океанских хребтов, их последующее раздвигание в стороны и, наконец, погружение в мантию у глубоководных желобов, являются частью конвекции в верхней мантии. Конвекция в нижней мантии происходит отдельно от конвекции в верхней. Из нижней мантии в верхнюю поступает поток тепла, который заметно больше, чем дает тепловыделение в обедненной радиоактивными элементами верхней мантии. Таким образом, конвекция в верхней мантии обусловлена подводом тепла снизу. Вопрос о внутренних источниках тепла в верхней мантии до конца не выяснен.

Большая часть выводов тектоники плит следует из чисто геометрических соображений независимо от характера процессов, вызывающих движение плит. Любое возможное на сферической поверхности перемещение плиты получается вращением ее около некоторой оси, проходящей через центр сферы. Точки пересечения этой оси с поверхностями плит называются полюсами. Относительное движение двух плит определяется полюсом вращения и угловой скоростью изменения соответствующих осей. Используя геометрические представления, можно произвести реконструкции расположения плит в древнее геологическое время, можно также реконструировать и их будущее расположение. Французский ученый Ле Пишон еще в 1968 г. произвел основные реконструкции, разделив поверхность Земли на шесть главных плит. С помощью рассчитанных им данных в полюсах вращения и угловых скоростях каждой пары раздвигающихся плит при предположении постоянства площади поверхности Земли он получил следующие основные результаты. Евразия и Америка сближаются со скоростью 2-4 см/год. При такой скорости Тихий океан должен исчезнуть приблизительно через 300 млн лет, хотя полного исчезновения океана может не произойти из-за столкновения континентов Евразии и Америки. Из расчетов следует, что Американская, Евразийская и Африканская плиты в настоящее время увеличиваются в размерах, размеры Индийской и Антарктической плит заметно не изменяются, а Индийский океан и Срединно-Атлантический подводный хребет должны удаляться друг от друга. При детальном изучении направлений разрастания в Атлантическом океане получилось, что Северный и Южный Американские континенты



движутся навстречу друг другу. Это встречное движение противоречит постоянству площади поверхности Земли, поэтому автор расчетов предположил, что излишки поверхности разрушаются в сложном по структуре районе островных дуг, глубоководных желобов и трансформных разломов Карибского моря.

По данным геофизических исследований дна Красного моря, наблюдается разрастание этого меридианально вытянутого моря так, что Аравийский полуостров удаляется от Африки. Исследования, проведенные на Байкале, указывают на то, что рифт, в котором расположено озеро, расширяется, через многие миллионы лет произойдет его раскрытие и в этом регионе возникнет новый океан.

Наиболее ценно в представлениях тектоники литосферных плит то, что они позволяют с единых позиций объяснить происхождение основных поверхностных структур Земли.

Отметим, однако, что концепция литосферных плит не является общепринятой, хотя ее поддерживает большинство геологов и геофизиков. Поэтому ее пока можно рассматривать как весьма удачную гипотезу, которая в основном непротиворечиво описывает общепланетарные геолого-геофизические процессы. Дальнейшая разработка этой гипотезы должна привести к очень важным результатам независимо от того, будет ли она в конце концов принята или отвергнута.

Итак, согласно концепции тектоники плит, океанские хребты возникли в результате активного новообразования коры, их рост в высоту происходит за счет оттока масс вещества из подстилающего слоя мантии. Системы рифтовых долин представляют собой зарождающиеся подводные хребты и линии раскалывания континентов. В тех местах, где океанская кора погружается вглубь, в мантию (зоны субдукции), образуются глубоководные океанские желоба. На континентальной стороне некоторых глубоководных желобов при сжатии подвигающихся плит образуются островные дуги, дугообразная форма которых создается прогибом коры у прилегающих желобов.

В результате сжатия континентальной коры сходящимися плитами возникают молодые складчатые горы, горообразование объясняется тем, что континентальная кора имеет малую плотность и поэтому при столкновении плит не может опуститься в мантию. При боковых перемещениях соседних плит возникают крупные поперечные сдвиги (трансформные разломы). Там, где сходящиеся блоки океанской и континентальной коры воздействуют друг на друга, возникают сейсмически активные континентальные окраины. Асейсмичные континентальные окраины создаются там, где средние области океанской и континентальной коры образуют часть одной и той же плиты.

Происхождение вторичных тектонических структур, например бассейнов и геосинклиналей, по-видимому, связано с такими первичными структурами, как горные цепи и континентальные окраины.

**ОСНОВЫ МАГНЕТИЗМА ТВЕРДЫХ ТЕЛ**

Для разработки проблем палеомагнетизма, а также для успешного применения методов магнетизма горных пород в изучении эволюции ГМП и в прикладных геолого-геофизических задачах необходимы глубокие знания о составе и строении магнитных минералов и о процессах их намагничивания. Любая порода (кроме железных руд) более чем на 95% (а иногда и более чем на 99%) состоит из парамагнитных минералов, и только незначительную ее часть составляют ферри- и антиферромагнитные минералы. В силу своих высоких магнитных свойств ферримагнитные минералы, находящиеся в породе в очень малых количествах, обуславливают в основном магнетизм всей горной породы.

Необходимо изучать реальный минералогический состав и свойства ферри- и антиферримагнитных включений. С того момента, когда минерал кристаллизуется, он подвергается воздействию среды, изменяющейся как в физическом, так и в химическом отношении. Одним из замечательных свойств минералов является их способность реагировать на такие изменения, приспособлявая к этой новой обстановке свои структуры и составы. Такие приспособления могут выражаться в незначительном изменении длины связей или в радикальных перестройках структуры, они могут включать химические изменения на атомном уровне или реакции с образованием новых минеральных видов. Это принципиальное, но и очевидное соображение, которое можно найти во многих серьезных книгах по минералогии. Изучая магнетизм породы как нечто застывшее и неизменное, мы получаем информацию о магнитных свойствах породы в данный момент, т.е. в какой-то миг ее геологической истории. Эта информация, безусловно, имеет научное значение. Однако, задачей магнитных исследований является восстановление геологической предыстории породы с целью установления ее первичных магнитных свойств, имевших место во время образования породы. Именно таким образом мы можем получить информацию о древнем магнитном поле и о термодинамических условиях образования ферримагнитных минералов и, соответственно, породы.

Помимо уже детально изученного ферро-, ферри- и антиферромагнитного упорядочения в последние годы физики обнаружили специфические виды магнитного упорядочения, наблюдающиеся у гелиомагнетиков, миктомагнетиков, спиновых стекол и аморфных ферромагнетиков. Вполне возможно, что и в природе существуют минералы с такими (или другими) своеобразными магнитными свойствами, но мы их сможем обнаружить только в том случае, если будем проводить детальные магнитоминералогические исследования

рассеянных в породе минералов с высокими магнитными свойствами, а не ограничиваться констатацией основных магнитных свойств породы в целом. Таким образом, магнетизм горных пород должен изучаться в тесном взаимодействии с магнетизмом магнитоупорядоченных минералов.

В последние годы в литературе по геофизике появились теоретические работы, направленные на более детальное исследование магнетизма конкретных минералов, их магнитного взаимодействия, механизмов образования в них остаточной намагниченности. В этих работах физической основой являются теоретические разработки, полученные физиками-магнитологами. Физика является единой наукой о природе. Поэтому развитие теоретических исследований в области магнетизма горных пород и минералов только тогда будет плодотворным, когда будут активно использоваться достижения физики магнитных явлений с учетом сложной специфики природных геологических объектов. Кроме того, должно проводиться также детальное изучение магнитных минералов, их изменений и превращений, приводящих к соответствующим изменениям магнитных свойств горных пород.

### Природа магнетизма

Носителями магнитных свойств являются элементарные частицы: электроны, протоны, нейтроны и др. Макроскопический магнетизм вещества определяют в основном электроны. Электрон, находящийся внутри атома, участвует в двух движениях, и соответственно он обладает двумя моментами количества движения – орбитальным  $l$  и спиновым  $s$ . Элементарных магнитных зарядов не существует, существуют элементарные магнитные моменты, возникающие при движении частиц. Эти магнитные моменты строго пропорциональны соответствующим механическим моментам и направлены всегда антипараллельно механическим моментам. Для электрона в атоме орбитальный  $\mu_l$  и спиновый  $\mu_s$  магнитные моменты соответственно равны (в системе СГСМ)

$$\begin{aligned}\mu_l &= -\frac{e}{2mc}l, \\ \mu_s &= -\frac{e}{mc}s,\end{aligned}\tag{75}$$

где  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона.

Квантовомеханическое значение  $l = h/2\pi$  ( $h$  — постоянная Планка), магнитный момент  $\mu_B = eh/4\pi mc$  называется магнетоном Бора.

В любом атоме имеется несколько электронов, и его результирующий момент количества движения  $J$  и соответствующий магнитный момент  $M_J$  представляют некоторую комбинацию спиновых  $M_S$  и орбитальных  $M_l$  моментов. В каждой оболочке атома в силу кулоновского взаимодействия электронов магнитные моменты располагаются упорядоченно (антипараллельно). Поэтому в элементах с

нормальным заполнением оболочек электронами результирующий магнитный момент равен нулю. В атомах переходных элементов некоторые оболочки заполняются электронами не полностью, в результате чего в этих оболочках не происходит компенсации магнитных моментов. В частности, в интересующих нас элементах группы железа не заполнена 3d - оболочка, в которой вместо 10 электронов имеется только 6, что дает  $\mu_s = 4\mu_B$ . К элементам группы железа относятся: Sc, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni. Между спиновым  $M_S$  и орбитальным  $M_L$  моментами внутри атома наблюдается магнитное взаимодействие, которое называется спин-орбитальным.

Таким образом, естественный магнетизм имеют только атомы переходных элементов, однако, атомы и ионы некоторых нормальных (непереходных) элементов также могут иметь отличный от нуля магнитный момент при условии, что в их валентных оболочках имеется нечетное число электронов.

### **Магнетизм кристаллов**

При объединении отдельных атомов в молекулы, которые в твердом теле образуют кристаллы, магнитные моменты непереходных элементов, как правило, компенсируют друг друга при образовании химических связей. Нескомпенсированными магнитными моментами обладают только кристаллы, построенные из атомов и ионов переходных элементов.

В присутствии внешнего магнитного поля  $H$  все вещества, построенные как из переходных так и непереходных элементов, приобретают отличный от нуля индуцированный магнитный момент, направленный антипараллельно внешнему магнитному полю. В веществах, построенных из переходных элементов, наряду с индуцированным в поле  $H$  возникает собственный магнитный момент, который на несколько порядков больше индуцированного, поэтому существование индуцированного момента на такого рода веществах во внимание не принимается. Вещества, построенные из непереходных элементов и обладающие только индуцированным внешним полем магнитным моментом, называются диамагнитными или диамагнетиками.

Магнетизм кристаллов, имеющих в своем составе атомы переходных элементов, определяется нескомпенсированными магнитными моментами этих атомов как спиновыми, так и орбитальными.

Электрическое поле в кристалле, создаваемое соседними атомами вокруг магнитного атома, называется кристаллическим. Кристаллическое поле оказывает сильное воздействие на орбитальный магнитный момент атома. Магнитное (диполь-дипольное) взаимодействие между атомами намного слабее электростатического взаимодействия между «магнитными» электронами и кристаллическим полем. Спиновый магнитный момент атома испытывает только косвенное влияние кристаллического поля – через спин-орбитальное взаимодействие.

В кристалле магнитные моменты атомов находятся, как правило, на близком расстоянии друг от друга, поэтому между ними возникают различные взаимодействия наряду с их взаимодействием с кристаллическим полем. Эти взаимодействия приводят к упорядочению магнитных моментов в кристалле. Если взаимодействия в веществе очень малы (в пределе равны нулю), то намагничивание такого кристалла определяется только энергией внешнего магнитного поля и энергией теплового движения. Такие вещества называются парамагнитными.

### Парамагнетизм

Парамагнитные вещества характеризуются тем, что под действием  $H$  они приобретают небольшую намагниченность, так как энергия теплового движения  $kT$  при комнатных температурах намного больше энергии магнитного поля ( $\mu_B H$ ) при  $H \sim 10^4$  Гс.

Применяя квантовую статистику, можно получить зависимость парамагнитной намагниченности  $I$  от намагничивающего поля и температуры  $T$ :

$$\frac{I}{I_\infty} = \frac{2J+1}{2J} \operatorname{cth} \frac{2J+1}{2J} \alpha - \frac{1}{2J} \operatorname{cth} \frac{1}{2J} \alpha, \quad (76)$$

где  $I_\infty$  – намагниченность насыщения, равная сумме всех  $n$  магнитных моментов в  $1 \text{ см}^3$  вещества ( $I_\infty = n\mu$ ), может быть достигнута при  $H \rightarrow \infty$ ;  $J$  – внутреннее квантовое число, определяющее суммарный механический момент атома;  $\alpha = Jg\mu_B H / (kT)$  — отношение максимальной энергии атома в поле  $H$  к тепловой,  $g$  – фактор Ланде, учитывающий вклад спиновых и орбитальных магнитных моментов в суммарный магнитный момент,  $k$  – постоянная Больцмана.

Выражение (76) называется функцией Бриллюэна  $B_J(\alpha)$ . При  $J \rightarrow \infty$  имеет место классический вариант теории парамагнетизма Ланжевена:

$$\frac{I}{I_\infty} = \operatorname{cth} \alpha - \frac{1}{\alpha} = L(\alpha), \quad (77)$$

где  $\alpha = \mu_{\text{эф}} H / kT$  ( $\mu_{\text{эф}}$  — эффективный момент атома),  $L(\alpha)$  — функция Ланжевена.

В случае, когда парамагнетизм обусловлен только спиновыми магнитными моментами  $J = S = 1/2$ , получаем из (76):

$$\frac{I}{I_\infty} = B_{1/2}(\alpha) = \operatorname{th} \alpha. \quad (78)$$

При  $\alpha \ll 1$ , что практически всегда имеет место, с использованием  $L(\alpha)$  и разложения  $\operatorname{cth}\alpha \approx \frac{1}{\alpha} + \frac{\alpha}{3}$  получим

$$I = \frac{N\mu_{\text{эф}}}{3kT} H. \quad (79)$$

Для парамагнитной восприимчивости грамм-атома вещества из (79) имеем

$$\chi_{\text{ПМ}} = \frac{I}{H} = \frac{N\mu_{\text{эф}}}{3kT} = \frac{c}{T}. \quad (80)$$

Выражение (80) — закон Кюри для  $\chi_{\text{ПМ}}$ .

Чтобы получить величину магнитного момента  $\mu_{\text{эф}}$ , приходящегося на один атом, необходимо намагниченность насыщения грамм-атома поделить на число Авогадро  $N$ .

Помимо рассмотренного парамагнетизма в металлах наблюдается парамагнетизм Паули, восприимчивость которого не зависит от  $T$ . Кроме того, почти не зависит от  $T$  и восприимчивость орбитального парамагнетизма, связанного с орбитальным магнитным моментом.

## Лекция 13

### ФЕРРОМАГНЕТИЗМ

Ферромагнетизм, антиферромагнетизм и ферримагнетизм характеризуются наличием спонтанного (самопроизвольного) упорядочения атомных магнитных моментов. При этом у ферромагнетиков в отсутствие внешнего магнитного поля возникает спонтанная намагниченность  $I_s$  за счет параллельной ориентации магнитных моментов атомов под действием внутрикристаллических сил. Такая параллельная ориентация моментов наблюдается не по всему объему массивного образца, а в отдельных областях (доменах), линейные размеры которых  $10^3 - 10^5$  см. Разбиение ферромагнитного образца на домены происходит из-за конкуренции внутренних сил, приводящих к параллельной ориентации моментов и магнитных полей рассеяния, возникающих при ориентации атомных моментов.

Силы, вызывающие упорядочение магнитных моментов (обменные силы) имеют квантовомеханическую природу. Однако, основные закономерности ферромагнетиков, такие как возникновение  $I_s$ , ее температурная зависимость и т.п., можно понять с позиции феноменологической теории П.Вейса (1907). Приближение теории состоит в том, что рассматривается только один магнитный атом, а все взаимодействия этого атома с остальным кристаллом заменяются действием некоего внутреннего (молекулярного) поля  $H_\omega$ . Эта теория, как и другие теории  $I_s$ , применима к одному отдельно взятому домену или однодоменной частице.

В присутствии внешнего магнитного поля  $H$  на магнитный момент атома действует эффективное поле  $H_{\text{эф}} = H + H_\omega$ . По предположению Вейса  $H_\omega = \omega I$ , где  $\omega$  постоянная молекулярного поля, не зависящая от температуры.

При этих предположениях Вейс получил решение для спонтанной намагниченности  $I_s$ . Температурная зависимость  $I_s$  с учетом квантовых эффектов имеет вид

$$\frac{I_s}{I_\infty} = B_J \left( \frac{3J}{J+1} \frac{I_s / I_\infty}{T / \theta} \right), \quad (81)$$

где  $\theta$  — точка Кюри, выше которой  $I_s = 0$ , для грамм-атома она равна

$$\theta = \frac{N\mu_{\text{эф}}^2 \omega}{3k}. \quad (82)$$

Для получения (82) и всех остальных формул этого раздела использована функция Ланжевена  $L(\alpha)$ , так как она обеспечивает вполне достаточную для сопоставления с экспериментом точность.

Восприимчивость ферромагнетика  $\chi_{\text{фм}}$  может быть найдена следующим образом:

$$\chi_{\text{фм}} = \frac{dI}{dH} = N\mu_{\text{эф}} \frac{\partial L(\alpha)}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{dH}. \quad (83)$$

Проводя выкладки, получаем

$$\chi_{\text{фм}} = \frac{N\mu_{\text{эф}}^2 L'(\alpha)}{k[T - 3\theta L'(\alpha)]}. \quad (84)$$

Обычно при  $T \ll \theta$  величина  $L'(\alpha)$  очень мала, что связано с тем, что внешнее поле  $H$  невелико по сравнению с  $H_{\omega}$ . При  $T \rightarrow \theta$  величина  $L'(\alpha) = 1/3$ , а знаменатель (84)  $\rightarrow 0$  и, следовательно,  $\chi_{\text{фм}} \rightarrow 0$ . В случае  $T > \theta$

$$\chi_{\text{фм}} = \frac{N\mu_{\text{эф}}^2}{3k(T - \theta)}, \quad (85)$$

эта формула выражает закон Кюри–Вейса.

В том диапазоне температур, где  $I_s \ll I_{\infty}$ , спонтанную намагниченность можно выразить так:

$$I_s = \sqrt{\frac{k^3}{B\mu_{\text{эф}}^3 \omega^3}} T(\theta - T)^{1/2}, \quad (86)$$

где  $B = N\mu_{\text{эф}} / 45$ . Отсюда можно определить температуру Кюри как точку пересечения оси температур и кривой  $I_s^2(T)$ . Однако, как правило, экспериментальная оценка  $\theta$  является довольно сложным процессом.

Блох показал, что  $I_s$  трехмерной кристаллической решетки определяется выражением

$$I_s = I_{\infty} \left[ 1 - c \left( \frac{kT}{A} \right)^{3/2} \right], \quad (87)$$

где  $A$  — обменный интеграл,  $c$  — константа, значение которой для простой кубической, объемноцентрированной и гранецентрированной кубических решеток равно, соответственно, 0,1174; 0,0587 и 0,0294.

### Антиферромагнетизм. Слабый ферромагнетизм

Антиферромагнитным называется антипараллельное упорядочение магнитных моментов. В антиферромагнетиках спонтанные намагниченности двух магнитных подрешеток (подрешеткой называется часть кристаллической решетки, магнитные моменты которой ориентированы параллельно друг другу) направлены антипараллельно



друг другу, и поэтому суммарная спонтанная намагниченность не возникает ( $I_s = 0$ ). Антиферромагнетики относятся к слабым магнетикам, таким же как парамагнетики. В отличие от парамагнетиков при повышении температуры их восприимчивость сначала увеличивается, достигая максимума при  $T = \theta_N$ , затем линейно уменьшается. Рост  $\chi$  связан с уменьшением с ростом  $T$  обменных сил, удерживающих магнитные моменты в определенном направлении. При  $T = \theta_N$ , называемой температурой Нееля, антипараллельное упорядочение моментов разрушается, и при  $T > \theta_N$  обратная восприимчивость уменьшается линейно – антиферромагнетик ведет себя как обычный парамагнетик.

С точки зрения магнетизма горных пород большой интерес представляют антиферромагнетики со слабым ферромагнетизмом, к числу которых относится широко распространенный в природе окисел железа  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  (гематит). Согласно Неелю, слабый ферромагнетизм гематита обусловлен влиянием дефектов кристаллической структуры и наличием примесей магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Позднее было показано, что слабый ферромагнетизм является специфическим свойством самого вещества и не связан с загрязнениями или несовершенством структуры: магнитные моменты подрешеток такого антиферромагнетика не строго антипараллельны друг другу, поэтому в результате их векторного сложения и возникает очень малая, но отличная от нуля  $I_s$ . Это состояние реализуется у гематита при  $T > 250$  К (точка Морина), ниже 250 К гематит ведет себя как обычный антиферромагнетик. Температура Нееля гематита  $\theta_N = 950$  К,  $\chi = 18,8 \cdot 10^{-4}$  СГСМ/Моль, молекулярное поле  $H_\omega = 732,5 \cdot 10^6$  А/м ( $9,2 \cdot 10^6$  Э). Спонтанный магнитный момент гематита может быть связан также с явлениями на поверхности кристалла (поверхностный магнетизм). Вопрос о механизме возникновения спонтанного магнитного момента у природного гематита остается в значительной степени открытым.

### Ферримагнетизм

Для ферримагнетиков характерно существование двух магнитных подрешеток А и В, аналогичных подрешеткам антиферромагнитных веществ. Однако подрешетки в ферримагнитном веществе, как правило, отличаются друг от друга как в кристаллографическом отношении, так и в отношении величины и упорядочения магнитных моментов. Это приводит к наличию спонтанной намагниченности, которая равна разности намагниченностей подрешеток  $I_s = I_{SB} - I_{SA}$ , к различной температурной зависимости намагниченностей подрешеток. В ферримагнетиках может наблюдаться смена направления  $I_s$  при изменении  $T$  как за счет различной зависимости от  $T$  намагниченностей  $I_{SA}$  и  $I_{SB}$  подрешеток, так и за счет диффузии магнитных атомов из одной подрешетки в другую.

К числу типичных ферромагнетиков относятся ферриты – синтетические материалы, являющиеся двойными окислами, а также более сложными оксидными соединениями, в состав которых входит окись железа  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . У оксидных ферромагнетиков наблюдается сравнительно небольшое число основных типов кристаллических структур: шпинель, магнетоплюмбит, гранат и некоторые другие. Присутствие в кристаллической решетке феррита ионов переходных элементов, которые характеризуются наличием локализованных внешних электронов, и то, что в данной позиции в решетке ион может находиться в состояниях с разной валентностью, играет решающую роль в физических, в том числе магнитных свойствах ферритов.

Разновалентные состояния ионов (например  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{3+}$ ,  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{Mn}^{3+}$ ,  $\text{Mn}^{4+}$ ) обуславливают образование разных окислов одним и тем же элементом ( $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и т.п.). Вид окисла зависит от конкретных физико-химических условий диффузионной среды (от концентрации атомов в реакции, от температуры, от парциального давления кислорода и т.д.).

Наибольшее значение для магнетизма горных пород имеют природные ферриты типа шпинели (магнетит, магнезиоферрит, титаномагнетит и др.), несколько меньше – окислы типа корунда – ильменита (твердые растворы серии гематит – ильменит — гейкилит). Другие ферромагнитные окислы значительно меньше распространены в природе.

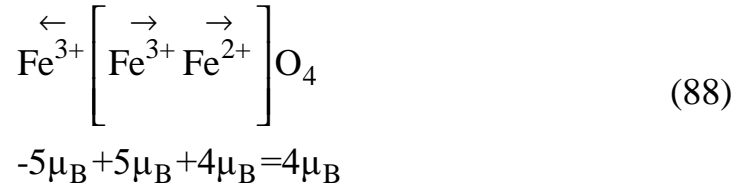
Элементарная ячейка минерала шпинели  $\text{MgO} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3$  содержит 32 кислородных аниона, образующих плотнейшую упаковку. Между анионами кислорода располагаются 16 трехвалентных ионов  $\text{Al}^{3+}$  и 8 двухвалентных ионов  $\text{Mg}^{2+}$ . В ферритах катионные позиции занимаются трехвалентным железом  $\text{Fe}^{3+}$  и каким-либо двухвалентным металлом:  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$ ,  $\text{Cu}^{2+}$ ,  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Cd}^{2+}$ . Катионные позиции с точки зрения их кислородного окружения в шпинельном феррите неравноценны: 8 позиций окружены четырьмя  $\text{O}^{2-}$  каждая (тетраэдрические позиции А), 16 позиций окружены шестью анионами  $\text{O}^{2-}$  каждая (октаэдрические позиции В). Элементарная ячейка феррита-шпинеля содержит 56 ионов или 8 молекул, общая формула которых  $\text{MeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$  (Me обозначает двухвалентный металлический ион).

Если 16 ионов  $\text{Fe}^{3+}$  находятся в 16 местах В, а 8 ионов  $\text{Me}^{2+}$  – в 8 местах А, феррит называется нормальным. В том случае, когда 8 ионов  $\text{Fe}^{2+}$  и 8 ионов  $\text{Me}^{2+}$  занимают места В и 8 ионов  $\text{Fe}^{3+}$  места А, феррит называется обращенным. Это два крайних случая расположения катионов в ферритах. Возможны и промежуточные случаи с любым набором распределений катионов по местам А и В. Поэтому строение феррита и его магнитные свойства могут быть очень сложными.

Позиции А и В в ферритах образуют магнитные подрешетки. Согласно Неелю, между катионами в узлах А и В существует сильное отрицательное обменное взаимодействие. Внутри подрешеток А – А и В – В взаимодействия между катионами также отрицательные, но малые по

сравнению с взаимодействием А – В, что в совокупности приводит к параллельной ориентации магнитных моментов в подрешетках.

Нормальные ферриты, как правило, антиферромагнитны, обращенные – ферримагнитны. Результирующий магнитный момент феррита представляет разность между магнитными моментами подрешеток. В случае наиболее распространенного в природе феррита – магнетита ионы  $\text{Fe}^{3+}$  распределены поровну в подрешетках так, что их магнитные моменты компенсируют друг друга. Поэтому магнитный момент молекулы магнетита определяется 8 ионами  $\text{Fe}^{2+}$ , находящимися в В-подрешетке:



По теории Нееля спонтанные намагниченности  $I_{SA}$ ,  $I_{SB}$  имеют следующие температурные зависимости ( $H = 0$ ):

$$I_{SA} = 2N\mu_{\text{эф}} L \left( \frac{\mu_{\text{эф}} \omega (\alpha I_{SA} - I_{SB})}{kT} \right),$$

$$I_{SB} = 2N\mu_{\text{эф}} L \left( \frac{\mu_{\text{эф}} \omega (\beta I_{SB} - I_{SA})}{kT} \right), \quad (89)$$

где  $2N$  — число одинаковых магнитных атомов, участвующих в образовании магнитного порядка,  $\mu_{\text{эф}}$  — эффективный магнитный момент одного атома,  $L$  — функция Ланжевена,  $\omega$  — постоянная молекулярного поля, действующего между подрешетками А и В,  $\alpha$  и  $\beta$  — постоянные молекулярного поля внутри подрешеток. Кроме того, следует учесть, что

$$I_{SA} = 2N\lambda\mu_{\text{эф}} \quad (90)$$

$$I_{SB} = 2N\mu\mu_{\text{эф}} \quad (91)$$

$$I_S = I_{SB} + I_{SA} = 2N\mu_{\text{эф}}(\mu + \lambda), \quad (92)$$

где  $\lambda$  и  $\mu$  — доли атомов в А и В ( $\lambda + \mu = 1$ ).

В связи с тем, что в общем случае  $\mu$  и  $\alpha$ , температурный ход  $I_{SA}$  и  $I_{SB}$  различен.

При определенных значениях  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  получаются аномальные зависимости  $I_S$  (Т), как это показано на рис. 20. Температура  $T$ , при которой  $I_S$  обращается в нуль из-за равенства  $I_{SA} = I_{SB}$  называется точкой компенсации.

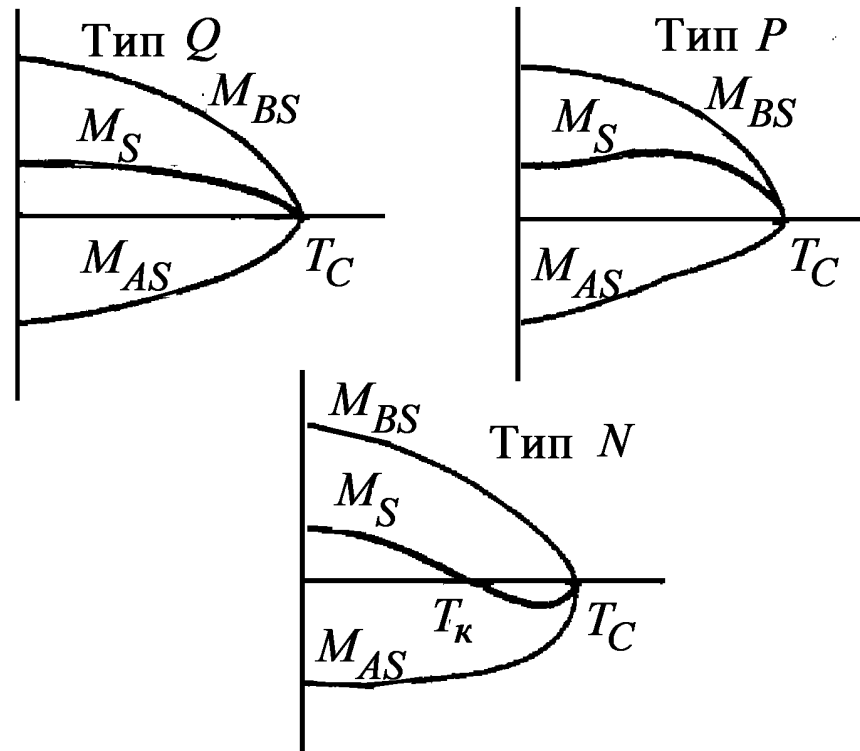


Рис.20. Основные типы зависимостей спонтанной намагниченности  $M_S$  от температуры при антипараллельной ориентации  $M_{AS}$  и  $M_{BS}$ .

Зависимость обратной восприимчивости  $1/\chi$  от  $T$  для ферримагнетика при  $T > \theta$  представлена на рис. 21 (штрихпунктирная кривая).

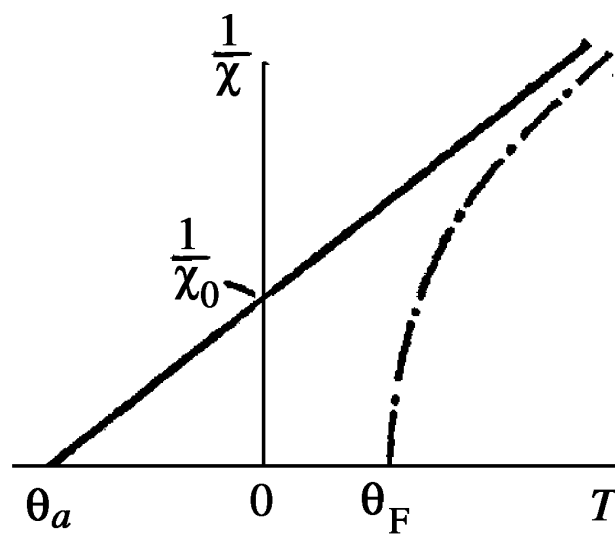


Рис. 21. Зависимость обратной восприимчивости ферримагнетика от температуры.

Прямая на этом рисунке является асимптотой к кривой  $1/\chi(T)$ . Пересечение прямой с осью  $T$  дает точку  $\theta_a$ ), которая называется асимптотической точкой Кюри.

Ферро-, антиферро- и ферримагнетики в общем случае можно называть ферримагнетиками, рассматривая при этом антиферромагнетики как частный случай ферримагнетиков с равными спонтанными намагниченностями в подрешетках  $I_{sA} = I_{sB}$ , а ферромагнетики как частный случай ферримагнетиков с одной подрешеткой.

### **Миктомагнетизм. Спиновые стекла.** **Аморфные ферромагнетики.**

Миктомагнетики характеризуются набором различных видов обменных взаимодействий. При понижении температуры в миктомагнетиках вместо дальнего спинового ферримагнитного порядка появляется сложная структура с замороженными направлениями магнитных моментов. При охлаждении миктомагнетиков наблюдается быстрое уменьшение намагниченности в  $H = 0$  в области  $T < 50$  К. При охлаждении образца в магнитном поле уменьшения  $I$  не происходит, однако в области  $T < 50$  К наблюдается сдвиг петель гистерезиса по оси  $H$ , т.е. возникает однонаправленная магнитная анизотропия. Предполагается, что в миктомагнетиках соседние ферримагнитные кластеры взаимодействуют между собой антиферромагнитным образом.

Спиновое стекло — особое магнитное состояние вещества, обнаруженное в сильно разбавленных магнитных сплавах. Магнитные атомы в решетке такого сплава отделены друг от друга немагнитными атомами, однако между магнитными атомами возникает обменное взаимодействие, что приводит к появлению изолированных областей с ферро- и антиферромагнитным упорядочением. Характерной особенностью таких веществ является существование в них температуры замораживания  $T_f$ , ниже которой магнитные моменты атомов как бы жестко закрепляются в случайных направлениях. Микроскопический магнитный момент всего образца при этом равен нулю. Наличие энергетических барьеров между магнитными моментами приводит к появлению магниторелаксационных и гистерезисных явлений при охлаждении вещества ниже  $T_f$ . При  $T = T_f$  наблюдается максимум магнитной восприимчивости.

Обменное взаимодействие в спиновых стеклах–сплавах осуществляется через электроны проводимости, однако теоретически возможно образование спинового стекла и в разбавленных магнитных диэлектриках.

Явление магнитного упорядочения реализуется не только в кристаллических веществах, но и в некристаллических, аморфных. Такое упорядоченное состояние обнаружено в аморфных соединениях, полученных быстрой закалкой сплавов, и в тонких пленках. Поскольку в

аморфных материалах отсутствует кристаллическая решетка, то магнитная анизотропия должна быть очень малой и такой материал должен быть магнитомягким. Действительно, было получено много аморфных сплавов на основе железа и кобальта, обладающих очень малой  $H_c$  и высоким  $\mu$ .

Наблюдаются ли рассмотренные в этом пункте магнитоупорядоченные состояния в горных породах, в настоящее время сказать трудно, так как этот вопрос детально не изучался. Однако имеются сообщения о том, что в природных окислах наблюдались состояния микромагнетизма и спинового стекла.

## Лекция 14

## ТЕХНИЧЕСКОЕ НАМАГНИЧИВАНИЕ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ

Истинным намагничиванием называется процесс, приводящий к возникновению магнитного момента кристалла за счет ориентации магнитных моментов отдельных атомов. Такое намагничивание под действием внешнего магнитного поля имеет место в парамагнетиках. В ферримагнетиках ориентация (намагничивание) атомных магнитных моментов происходит за счет внутренних взаимодействий. В результате массивный ферримагнитный образец при  $T < \theta$  оказывается состоящим из большого количества макроскопических участков (доменов), каждый из которых намагничен практически до насыщения. В отсутствие внешнего магнитного поля  $H = 0$  магнитные моменты доменов распределяются таким образом, чтобы суммарная намагниченность образца была равна нулю, так как это соответствует минимуму полной свободной энергии кристалла. Домены, имеющие собственные магнитные поля, располагаются так, чтобы их поля замкнулись внутри образца. Однако, если размеры ферримагнетика равны размеру одного домена, то такая однодоменная частица будет «намагничена» практически до насыщения и при  $H = 0$ .

Намагничивание массивного образца под действием  $H$  представляет собой процесс ориентации по направлению  $H$  очень больших по величине магнитных моментов доменов. Такое намагничивание называется техническим намагничиванием ферримагнетика. Восприимчивость технического намагничивания вследствие больших доменов очень велика, она на много порядков превосходит  $\chi$  парамагнетиков.

Одновременно с появлением среднего магнитного момента во внешнем поле  $H$  у образца возникает собственное магнитное поле  $H_i$ , направленное в основном противоположно  $H$ . Поэтому на ферримагнитный образец действует некое эффективное поле  $H_{\text{эф}}$ :

$$H_{\text{эф}} = H - H_i = H - NI \quad (93)$$

где  $I$  — намагниченность образца,  $N$  — размагничивающий фактор, зависящий от формы образца. Истинную техническую восприимчивость  $\chi$  можно рассчитать как отношение

$$\chi = \frac{I}{H_{\text{эф}}} = \frac{I}{H - NI}, \quad (94)$$

отсюда получаем

$$\chi = \frac{\chi'}{I - N\chi'} \quad (95)$$

где  $\chi' = I/H$  – так называемая кажущаяся магнитная восприимчивость.

На отдельный домен внутри образца наряду с внешним полем  $H$  действуют также поля рассеяния от других и рассматриваемого доменов. Это может приводить к неоднородному распределению  $H_i$  и  $H_{\text{эф}}$  внутри образца и соответственно к неоднородному намагничиванию образца.

Помимо магнитостатического взаимодействия друг с другом магнитные моменты доменов взаимодействуют с кристаллическим полем решетки. Величины этих взаимодействий зависят от упругих деформаций в решетке, от формы образца, от диффузионных процессов в кристалле и т.д. Эти взаимодействия в отличие от обменного имеют анизотропный характер, что приводит к появлению в кристалле энергетически выделенных осей, вдоль которых ориентируются магнитные моменты доменов, так как это снижает полную свободную энергию кристалла. Для того, чтобы развернуть магнитный момент домена из энергетически выгодного направления (направление легчайшего намагничивания) в некоторое другое направление, необходимо затратить энергию на преодоление разделяющего эти направления энергетического барьера. Доменные границы также располагаются в локальных энергетических минимумах, разделенных энергетическими барьерами, которые преодолеваются доменными границами при их движении под действием намагничивающего поля  $H$ . Индивидуальный энергетический барьер характеризуется критическим полем  $H_0$ , пропорциональным градиенту энергии  $E$  барьера. При вращении магнитного момента в направлении  $\theta$ :  $H_0 \sim \partial E / \partial \theta$ ; при смещении доменной границы в направлении  $x$ :  $H_0 \sim \partial E / \partial x$ ; Система энергетических барьеров, обусловленная анизотропными магнитными взаимодействиями, препятствует намагничиванию многодоменного кристалла во внешнем поле  $H$ . При увеличении поля  $H$  до необходимых пределов барьеры преодолеваются и образец намагничивается.

Кривая намагничивания  $OA$  ферримагнитного образца представлена на рис. 22.



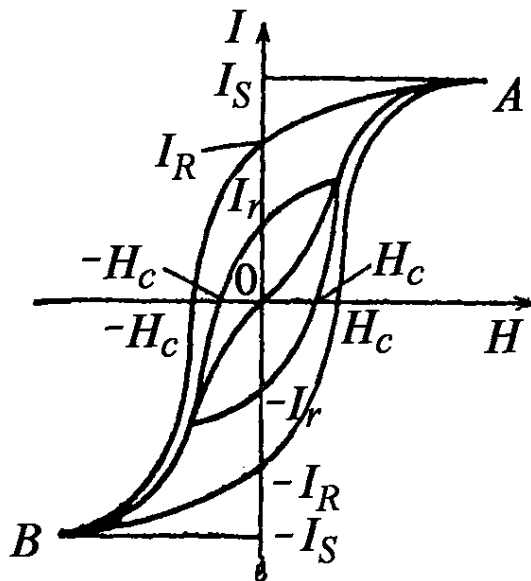


Рис. 22. Схема полного цикла технического намагничивания ферромагнетика

В слабых полях происходят только обратимые смещения междоменных стенок (границ), в более сильных интенсивно идут необратимые смещения границ, и, наконец, в достаточно сильных полях осуществляются процессы вращения магнитных моментов доменов. В полях, превышающих поле насыщения  $H_s$ , образец представляет собой единый домен с намагниченностью, равной спонтанной намагниченности  $I_s$ .

### Гистерезис

Система потенциальных энергетических барьеров, препятствующая намагничиванию ферромагнитного образца, после намагничивания препятствует его размагничиванию. В результате при уменьшении поля с  $H_s$  до 0 часть намагниченности образца ( $I_R < I_s$ ) задерживается энергетическими барьерами при  $H = 0$ . Именно на основе этого замечательного свойства ферромагнитных материалов – магнитной памяти – создаются постоянные магниты, записывается на магнитофонной ленте звук, а горные породы сохраняют историю геомагнитного поля.

В ферромагнитном образце существует большое количество энергетически выгодных направлений ориентации магнитных моментов доменов и локальных минимумов для расположения доменных границ. После отключения поля магнитные моменты доменов и доменные границы располагаются в ближайших энергетически выгодных позициях. В

исходное состояние они вернуться не могут, так как этому препятствуют энергетические барьеры, которые были ими преодолены под действием поля  $H$ . Теперь для возвращения в исходное положение необходимо приложить поле противоположного  $H$  направления. Явление несовпадения кривых намагничивания и перемагничивания ферромагнитного образца называется магнитным гистерезисом.

На рис. 22 представлен весь комплекс технического намагничивания.

Петля гистерезиса  $(B, -H_c, A, H_c, B)$  и первоначальная кривая намагничивания  $(OA)$  имеют своеобразную форму для каждого ферромагнитного вещества. В слабых магнитных полях ( $H \ll H_c$ ). Релеем получена эмпирическая зависимость намагниченности от поля  $H$

$$I = \chi_0 H + \beta H^2 \quad (96)$$

и остаточной намагниченности

$$I_r = \pm \frac{1}{2} \beta H^2, \quad (97)$$

где  $\chi_0$  — начальная магнитная восприимчивость,  $\beta$  — постоянная Релея. Величина спонтанной намагниченности  $I_s$ , а также величина насыщения  $H_s$ ,  $I_{rs}$ , коэрцитивная сила  $H_{cs}$ , а также величины  $\chi_0$  и  $\beta$  являются характерными параметрами для каждого конкретного ферромагнетика.

### **Коэрцитивная сила.**

#### **Остаточно-коэрцитивная сила**

Коэрцитивная сила  $H_c$  — важнейшая характеристика ферромагнетика. Она характеризует устойчивость (стабильность) остаточной намагниченности — так называемую магнитную жесткость образца. Коэрцитивная сила равна максимальным значениям критического поля, усредненным по всему объему ферромагнитного образца:

$$H_c = \sqrt{H_{0max}^2}. \quad (98)$$

Чем больше  $H_c$ , тем большие поля требуются для перемагничивания. В связи с тем, что способность к намагничиванию характеризует магнитная восприимчивость, существует универсальное соотношение между  $H_c$  и начальной магнитной восприимчивостью  $\chi_0$ :

$$H_c = a \frac{I_s}{\chi_0}. \quad (99)$$

где  $a$  — некоторая константа, для многих веществ близкая к единице.

В магнетизме горных пород принято характеризовать устойчивость  $I_r$  остаточно-коэрцитивной силой  $H_{cr}$ , которая измеряется напряженностью поля, сводящего к нулю остаточную намагниченность. После выключения поля  $H = H_{cr}$  намагниченность образца, измеренная при  $H = 0$ , равна нулю. Остаточно-коэрцитивную силу насыщения ( $H_{cr}$ ) можно определить по кривой зависимости  $I_r(H)$ .

### **Размагничивание ферромагнитного образца.**

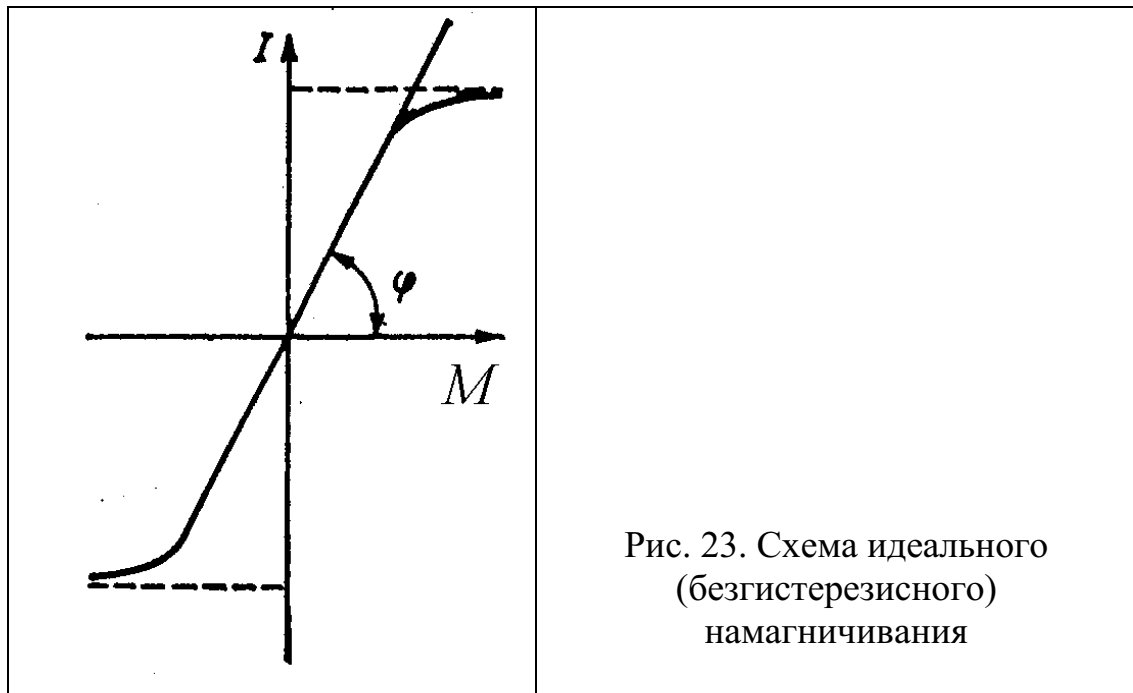
#### **Идеальная намагниченность**

Если образец намагничен в некотором поле  $H_1$ , то противоположно направленное поле  $H_2 = -H_1$  перемагничивает, а не размагничивает образец. Для того, чтобы размагнитить образец, следует нагреть его до  $T \geq \theta$  и затем охладить до комнатной температуры  $T_0$  в отсутствие внешнего магнитного поля ( $H = 0$ ). Полученное таким образом размагниченное состояние является идеальным размагниченным состоянием, при котором домены и доменные границы занимают энергетически наиболее выгодные позиции. Такое состояние называется абсолютно нулевым состоянием (АНС).

Получение АНС является длительным процессом, а по отношению к горным породам во многих случаях неприемлимым процессом, так как при нагревании происходят химические превращения ферромагнитных минералов. Поэтому для достижения размагниченного состояния используется также размагничивание в переменном магнитном поле  $h$  промышленной частоты (50 Гц). Для наиболее эффективного размагничивания в  $h$  максимальная амплитуда  $h_{\max}$  должна быть не меньше поля насыщения  $H_s$  ( $h_{\max} \geq H_s$ ) для данного образца. Размагниченное состояние, полученное в  $h$ , называется нулевым состоянием (НС).

НС не является идеально размагниченным состоянием, так как  $h$  действует только вдоль определенной оси, что приводит к созданию некоторой одноосной текстуры в образце. Для получения более совершенного, чем НС, размагниченного состояния образец вращают в трех взаимно перпендикулярных направлениях во время воздействия на него  $h$ .

При определенных условиях осуществляется так называемое идеальное (безгистерезисное) намагничивание. Гистерезис, обусловленный необратимыми процессами намагничивания, происходящими из-за наличия системы энергетических барьеров, можно исключить, если в процессе намагничивания и перемагничивания образца при каждом значении постоянного поля  $H$  вводить до максимальной амплитуды ( $h \geq H_s$ ) и уменьшать до нуля переменное поле  $h$ . В этом случае при каждом значении поля  $H$  достигается равновесное состояние, поэтому гистерезиса не будет и на кривой намагничивания образца не будет отражаться его магнитная предыстория (рис. 23)



Тангенс угла наклона  $\operatorname{tg} \varphi$  идеального однородного ферромагнетика в пределе бесконечен. Конечность  $\operatorname{tg} \varphi$  зависит от размагничивающего фактора образца  $N$ . В случае горных пород фактор  $N \approx 0$  и угол наклона  $\varphi$  определяется внутренними размагничивающими полями зерен ферромагнитных минералов. Чем меньше  $\varphi$ , тем больше магнитостатическое взаимодействие между зёрнами.

## Лекция 15

## ОДНОДОМЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ. СУПЕРПАРАМАГНЕТИЗМ. МАГНИТНАЯ ВЯЗКОСТЬ

В очень малых частицах образование доменной структуры энергетически невыгодно, так как на образование доменной границы требуется затратить работу, связанную с преодолением энергии обменного взаимодействия, кристаллографической анизотропии и др. Критический радиус однодоменной сферической частицы приближенно можно оценить так

$$R_0 = 9e_{\text{гр}}/4\pi I_s^2,$$

где  $e_{\text{гр}}$  — поверхностная плотность энергии границы. Для магнетита  $R_0 \approx 3 \cdot 10^{-8}$  м, для гематита  $R_0 \approx 2 \cdot 10^{-3}$  м.

Намагничивание однодоменной части осуществляется в основном с помощью процессов вращения  $I_s$ . Для одноосной частицы с эффективной константой анизотропии  $K$  возможно два процесса вращения – обратимый и необратимый. В первом случае наблюдается поворот  $I_s$  под действием  $H$  от оси анизотропии на  $\theta_{\text{max}} = \pi/2$ , во втором случае – переброс  $I_s$  на  $\theta = \pi$  вдоль оси анизотропии. Обычно изучается намагничивание не одной частицы, а ансамбля однодоменных как невзаимодействующих, так и магнитовзаимодействующих частиц. Ансамбль однодоменных ферримагнитных частиц, зацементированных в немагнитной матрице — хорошая модель образца горной породы. Это, по-существу, наночастицы.

На намагничивание однодоменной частицы оказывает влияние энергия теплового движения  $kT$ , так как с вероятностью  $\sim e^{-k\upsilon/kT}$  возможно самопроизвольное перемагничивание частицы ( $\upsilon$  — объем частицы). Частицы в зависимости от объема  $\upsilon$  в магнитном отношении ведут себя по-разному, они могут быть стабильными (время самопроизвольного перемагничивания  $\tau \geq 10^6$  с), суперпарамагнитными ( $\tau \leq 1$  с), не удерживающими остаточную намагниченность, и промежуточными (или магнитовязкими)

$$(1 \text{ с} \leq \tau \leq 10^9 \text{ с}).$$

Магнитовязкими свойствами обладают не только однодоменные частицы, но и практически все ферримагнитные материалы, в том числе горные породы. Суть явления магнитной вязкости (магнитного последействия) заключается в отставании во времени установления термодинамического равновесия в доменной структуре ферримагнитного

образца от изменения внешних условий, прежде всего внешнего магнитного поля  $H$ . В результате наблюдаются изменения с течением времени намагниченности, магнитной восприимчивости, коэрцитивной силы и других магнитных параметров. Характерные времена этих изменений имеют очень широкие пределы. Они могут составлять малые доли секунд для некоторых ферримагнетиков и десятки тысяч лет для природных ферримагнетиков. Магнитовязкие явления в ферримагнетиках обусловлены прежде всего их структурными особенностями, размерами зерна, дефектами кристаллической решетки, их диффузией и другими сложными процессами в ферримагнитном зерне, на границе зерен и т.п. Соответственно, параметры, характеризующие магнитную вязкость, несут интересную физическую информацию, однако правильная интерпретация магнитовязких данных представляет весьма сложную задачу.

### **Остаточная намагниченность изверженных горных пород**

Горные породы во время своего образования намагничиваются в геомагнитном поле  $H_{ГМ} \approx 0,5 \text{ Э}$ . Находясь *in situ* в  $H_{ГМ}$  они обладают намагниченностью  $I$ , равной

$$I = \chi_0 H_{ГМ} + I_n, \quad (100)$$

где  $\chi_0$  — начальная магнитная восприимчивость,  $I_n$  — естественная остаточная намагниченность. Измерения показывают, что направление  $I_n$  не совпадает с  $H_{ГМ}$ , угол между  $I_n$  и  $H_{ГМ}$  может достигать  $180^\circ$ . Это объясняется тем, что  $I_n$  породы образовалась в древнем геомагнитном поле  $H_{Гдр}$ , которое имело соответствующее направление, не совпадающее с направлением современного  $H_{ГМ}$ . На измерении направления  $I_n$  основаны палеомагнитные исследования.

Основной проблемой магнетизма древних горных пород является проблема возникновения  $I_n$  и ее дальнейшего изменения за геологическое время с момента образования до наших дней. В изверженных горных породах первичная намагниченность  $I_{n0}$  возникает при охлаждении пород в геомагнитном поле до температуры  $T_0$  дневной поверхности Земли. Такая намагниченность называется термоостаточной намагниченностью  $I_{ГТ}$  (в иностранной литературе TRM).

Термоостаточная намагниченность возникает за счет ориентации в  $H_{ГМ}$  доменов (или однодоменных частиц) при так называемой блокирующей температуре  $T_B$ , которая на несколько градусов ниже точки Кюри ферримагнитных минералов, содержащихся в породе.

При  $T = T_B$  энергетические барьеры в минералах очень малы, поэтому в  $H_{ГМ}$  ориентируется намного большее число доменов при этой температуре, чем при  $T = T_0$ . Термоостаточная намагниченность не только на 1–2 порядка больше, чем остаточная намагниченность, возникающая в том же поле при  $T = T_0$  (нормальная остаточная намагниченность  $I_r$ ), но и обладает существенно большей, чем  $I_r$ , стабильностью. Уже в процессе охлаждения породы возможны химические превращения ферримагнитных минералов, например, высокотемпературное окисление. Химические процессы в минералах могут происходить также на различных этапах геологической истории породы.

При росте новообразованных при химических превращениях минералов возникает так называемая химическая остаточная намагниченность  $I_{rc}$  (в иностранной литературе CRM). Если  $I_r$  возникает при высоких температурах, близких к  $\theta$  образующихся минералов, то в процессе охлаждения породы в этих минералах образуется и термоостаточная намагниченность. При температурах близких к  $T_0$  химическая намагниченность возникает за счет ориентации очень малых однодоменных частиц, достигших некоторого объема  $v_B$  (блокирующегося объема). Объем  $v_B$  является переходным между суперпарамагнитным и стабильным однодоменным объемом для ферримагнитной частицы, поэтому частицы с такими объемами обладают очень маленькими энергетическими барьерами. В результате в  $H_{ГМ}$  образуется большая по величине и стабильности (сравнимая с  $I_{ГТ}$ ) химическая намагниченность. В отличие от  $I_{rm}$  химическая намагниченность существует только в однодоменных частицах, так как при росте частиц при  $T_0$  до размеров многодоменных возникают замыкающие домены за счет внутренних полей рассеяния, которые экранируют  $I_{rc}$ .

После охлаждения породы до  $T = T_0$  ее магнитное состояние является неравновесным, так как  $I_{n0}$  возникла при высоких температурах и удерживается за счет энергетических барьеров, которые сильно возросли в процессе охлаждения. С течением времени в магнитных минералах идут релаксационные процессы, в результате которых  $I_{n0}$  может уменьшаться, стабильность  $I_{n0}$  может возрастать, а также может возникать так называемая вязкая намагниченность. Остаточная вязкая намагниченность обозначается  $I_{rv}$  (в иностранной литературе VRM).

Намагниченность  $I_{rv}$ , как правило, образуется за счет магнитодиффузионных процессов, проходящих в магнитных минералах. Рост  $I_{rv}$  с течением времени  $t$  пропорционален  $\ln t$ . Однако при очень длительном росте наблюдается тенденция к насыщению  $I_{rv}$ . Стабильность  $I_{rv}$  в изверженных породах, как правило, существенно меньше

стабильности  $I_{rm}$  и  $I_{rc}$ , поэтому появляется возможность разрушения  $I_{rv}$  при нагреве и при размагничивании образца в переменном поле  $h$  при практически полной или частичной сохранности  $I_{rm}$  (или  $I_{rv}$ ). Этот прием разрушения вторичных компонент  $I_n$  называется магнитной чисткой.

Только в отдельных случаях естественная остаточная намагниченность  $I_n$  изверженной горной породы является «чистой»  $I_{rT}$ . Практически в составе  $I_n$  имеется  $I_{rv}$ , а в ряде случаев -  $I_{rc}$ . В течение геологической жизни изверженной горной породы изменяется направление геомагнитного поля, что приводит к изменению направления  $I_{rv}$ : порода может подвергаться частичным нагревам, тектоническим напряжениям и т.п. Все эти воздействия на породу изменяют в той или иной степени  $I_n$ . Таким образом, естественная остаточная намагниченность горной породы зависит от состава ферромагнитной фракции, термодинамических условий образования породы и условий и событий ее дальнейшей геологической истории.

Изучая компонентный состав  $I_n$ , состав и особенности магнитных минералов, их химические превращения, в принципе возможно установить условия образования  $I_n$  и ее последующего существования. Задача эта очень сложна, она относится к так называемым обратным геофизическим задачам, требующим для своего решения некоторой дополнительной априорной информации. Тем не менее, в ряде случаев эту задачу, по крайней мере, частично, удастся решить.



---

 Лекция 16

## ПРОБЛЕМЫ ПАЛЕОМАГНЕТИЗМА И ИНВЕРСИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

### Особенности палеомагнитных измерений

При палеомагнитных исследованиях измеряется не магнитное поле, а естественная остаточная намагниченность горных пород  $I_n$ , и на основе этих измерений делаются выводы о параметрах древнего геомагнитного поля. Поэтому все данные о свойствах древнего геомагнитного поля являются данными не прямых, а косвенных измерений. Погрешности таких измерений значительно выше непосредственных измерений интересующих нас параметров.

Расчеты древнего магнитного полюса ведутся по самой грубой модели геомагнитного поля — модели центрального аксиального диполя:

$$X_{dp} = \frac{M}{R^3} \cos \varphi_{dp}; \quad Y_{dp} = 0; \quad Z_{dp} = \frac{2M}{R^3} \sin \varphi_{dp}; \quad \operatorname{tg} \varphi_{dp} = \frac{1}{2} \operatorname{tg} J_{dp}. \quad (101)$$

В этой модели магнитный полюс совпадает с географическим всегда, таким образом, в модели нет самостоятельного магнитного полюса, который бы перемещался независимо от географического. А на практике мы как раз наблюдаем постоянные блуждания магнитного полюса на приличном расстоянии от географического. В 2000–2002 гг. северный магнитный полюс приблизился к северному географическому на расстояние около 1000 км, а в 1904 году это расстояние было 2167 км. Южный магнитный полюс, напротив, стремительно удаляется от южного географического. В 1841 году он находился в глубине Антарктиды на расстоянии 1659 км от географического. В 2000 г. измерения положения южного магнитного полюса проводились на специально оборудованном судне, поскольку южный магнитный полюс уже давно сошел с материка и находится в Индийском океане. Измерения показали, что в декабре 2000 г. южный магнитный полюс находился напротив побережья земли Адели (координаты  $64^\circ 40'$  ю.ш.,  $138^\circ 07'$  в.д.) Отсюда до географического полюса около 2810 км, и это расстояние со временем продолжает увеличиваться.

Понятно поэтому, что жесткая привязка магнитного полюса к географическому в палеомагнитной модели далека от того, что происходит в действительности.

Есть и другие естественные причины существенных погрешностей палеомагнитных измерений. Это и длительное нахождение изначально намагниченных горных пород в течение многих тысяч и миллионов лет

под действием изменяющегося ГМП, и непрерывное протекание химических процессов в ферримагнитных минералах, приводящих к окислению, образованию новых минералов, распаду твердых растворов.

Изменения в ферримагнитных минералах могут происходить при воздействии на них повышенных давлений и температур, что наблюдается при геотектонических процессах.

Таким образом, для получения более или менее достоверных данных об эволюции геомагнитного поля палеомагнитными методами требуется тщательное изучение возможных изменений в ферримагнитных минералах и объективная оценка погрешностей получаемых косвенных данных о параметрах древнего геомагнитного поля.

### **Обратная намагниченность горных пород**

В начале XX века было обнаружено, что горные породы могут быть намагничены под углом около  $180^\circ$  по отношению к направлению современного ГМП. На возможность существования обратно намагниченных горных пород указывает и наличие отрицательных геомагнитных аномалий. За последние несколько десятков лет палеомагнитными исследованиями было установлено, что обратно намагниченные породы встречаются почти также часто как и прямонамагниченные.

В середине XX века ученые пришли к выводу, что основной причиной намагничивания горных пород антипараллельно ГМП являются смены полярности (инверсии) ГМП. Палеомагнитными исследованиями было установлено, что чередование прямой и обратной  $I_n$  горных пород происходит закономерно в каждом периоде геологического возраста, начиная с кембрия (около 600 млн лет). Существует четкая корреляция последовательностей прямо- и обратнонамагниченных пород определенного геологического периода, отобранных для палеомагнитного изучения на разных континентах и на разных участках дна Мирового океана.

### **Самообращение намагниченности**

Существует альтернативный по отношению к инверсиям ГМП механизм образования обратной намагниченности горных пород. Это так называемое самообращение намагниченности, когда антипараллельная направлению магнитного поля намагниченность возникает за счет внутренних процессов в ферримагнитном минерале. Наиболее распространенными в природе являются эффекты самообращения в ферримагнитных минералах при их термонамагничивании и в процессе их химических превращений. Первые эффекты легко воспроизводятся в лаборатории, вторые, как правило, не воспроизводимы.

Явление самообращения термоостаточной намагниченности (TRM или  $I_{rT}$ ) впервые наблюдалось на породах горы Харуна (Япония), содержащих гемоильменит. С теоретической точки зрения самообращение намагниченности на горных породах не является неожиданным эффектом. Это связано с тем, что основными носителями естественной остаточной намагниченности  $I_n$  в них являются ферримагнитные минералы, кристаллическая решетка которых состоит из двух или более неравноценных магнитных подрешеток. В этих минералах в процессе охлаждения от высоких температур в геомагнитном поле возможно такое изменение магнитных моментов подрешеток, которое при  $T < T_c$  ( $T_c$  — точка Кюри), приведет к смене знака суммарного момента и к самообращению TRM.

Самообращение химической намагниченности CRM осуществляется в течение длительного времени за счет диффузии катионов, приводящей к изменению соотношений магнитных моментов подрешеток А и В ферримагнетика. Эффекты самообращения, как правило, наблюдаются только в слабых магнитных полях (до 10, максимум - до 100 Э), в сильных магнитных полях они не наблюдаются.

Существуют и другие механизмы самообращения намагниченности: в результате магнитоэлектронного или обменного взаимодействия в двух- или многофазных минералогических системах, за счет процессов катионного упорядочения в твердом растворе и др.

Несмотря на имеющиеся теоретические представления о возможных механизмах самообращения, оказалось, что установление конкретного механизма для экспериментально наблюдавшихся случаев самообращения намагниченности на горных породах и минералах является очень сложной задачей. Даже о механизме исторически впервые обнаруженного самообращения TRM на природных гемоильменитах до сих пор не существует общепринятого мнения.

Проблема самообращения и его механизма имеет фундаментальное значение для геомагнетизма и современной глобальной геофизики, так как в результате самообращения возникает обратная  $I_n$  горных пород, которая по современным представлениям образуется, как правило, при смене полярности (инверсиях) геомагнитного поля. Только в случае, если будет известен механизм самообращения, появится возможность лабораторной диагностики обратной намагниченности и определения ее происхождения. В настоящее время происхождение обратной  $I_n$  оценивается по косвенным признакам. Кроме того, в связи с небольшим количеством обнаруженных случаев самообращения на горных породах считается, что вероятность процесса самообращения чрезвычайно мала.

В связи с тем, что минералы после их образования из магмы на поверхности Земли во время их охлаждения и в течение их дальнейшей геологической истории претерпевают существенные химические изменения, самообращение  $I_n$  возможно на каком-то этапе эволюции

минералов. В дальнейшем свойство самообращения может быть утрачено, а обратная  $I_n$  сохранится.

В геомагнитной лаборатории кафедры физики Земли физического факультета МГУ им. М.В.Ломоносова эффекты самообращения были обнаружены при исследовании образцов кимберлитов из алмазоносных трубок и траппов Якутии. Ферромагнитными минералами, ответственными за самообращение в кимберлитах, были пикроильмениты (аналоги гемоильменитов), в траппах — титаномагнетиты.

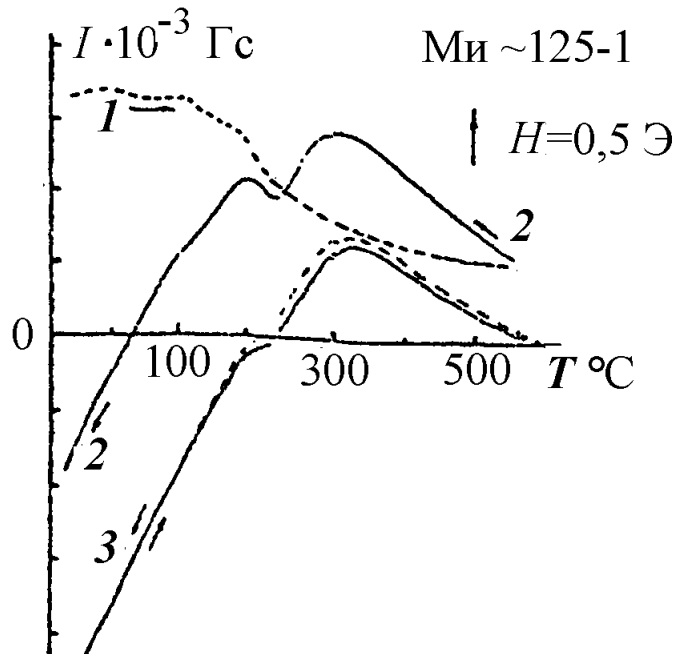


Рис. 24. Самообращение полной и остаточной термонамагниченности при охлаждении от 350 °С.

На рис. 24 приведены результаты эксперимента по наблюдению самообращения термоостаточной намагниченности (TRM) в  $H = 0,5$  Гс на образце кимберлита из трубки Мир. Кривая 1 — изменение начальной магнитной восприимчивости  $\alpha_0$  при нагреве до 350 °С, кривая 2 — ход термонамагниченности (ТМ) в  $H = 0,5$  Э при охлаждении образца от 350 °С до комнатной температуры  $T_0$ . При  $T_0$  поле  $H$  было отключено и была измерена термоостаточная намагниченность (крайняя левая точка кривой 3). Кривая 3 — изменение полученной TRM при нагреве (терморазмагничивание). Штриховая кривая — образование TRM при охлаждении. В последнем случае при каждом измерении TRM поле  $H$  отключалось.

Как видно из рис. 24 результирующая термонамагниченность (левая крайняя точка кривой 2) и термоостаточная намагниченность при комнатной температуре антипараллельны намагничивающему полю  $H = 0,5$  Э. Смена знака термонамагниченности происходит при  $T = 70^\circ\text{C}$ ,

смена знака TRM при  $T = 170^\circ$ . Эффект самообращения на одних и тех же образцах в лабораторном эксперименте повторялся многократно.

Это один из примеров самообращения ТМ и TRM, который наблюдался в лаборатории на гемоильменитсодержащих кимберлитах. В последние десятилетия появилось много сообщений о наблюдении эффектов самообращения на породах, содержащих различные ферримагнитные минералы. Однако вопрос о механизме самообращения по-прежнему остается открытым, а это не позволяет оценить в глобальном масштабе вероятность образования обратной намагниченности горных пород в результате процессов самообращения.

Что касается механизма самообращения образца кимберлита, содержащего гемоильменит (рис. 24) и других изученных в геомагнитной лаборатории случаев самообращения (на синтезированных гемоильменитах, на образцах подводных океанских базальтов, содержащих окисленные титаномагнетиты и др.), то авторы этих исследований пришли к выводу, что наиболее вероятным физическим механизмом самообращения во всех рассмотренных случаях является смена знака спонтанной намагниченности  $I_s$  в доменах двухподрешеточных ферримагнетиков при некоторой температуре  $T_k$ , называемой точкой компенсации.

В связи с тем, что, по мнению автора настоящих лекций, упомянутый механизм самообращения является наиболее распространенным в природе, остановимся на его изложении более подробно.

Рассмотрим в соответствии с Тикадзуми С. (1983) при каких условиях в двухподрешеточном ферримагнетике происходит изменение знака  $I_s$  при изменении  $T$ . Как известно, впервые случаи различной зависимости  $I_s(T)$  двухподрешеточных ферримагнетиков были рассмотрены Неелем (1955), эти случаи представлены на рис. 20. Существенная особенность ферримагнетиков, отраженная на кривых рис. 20., заключается в том, что при изменении температуры может произойти изменение знака  $I_s$  ферримагнетика. Это происходит из-за того, что например, у ферримагнетика, у которого при  $T = 0$  К намагниченность  $I_{sB} > I_{sA}$ , при нагреве упорядоченность магнитных моментов подрешетки В будет разрушаться сильнее, чем в подрешетке А. Тогда при некоторой температуре  $T > T_k$  величина намагниченности подрешетки  $I_{sA}$  превзойдет  $I_{sB}$ , так что будет  $I_{sA} > I_{sB}$ , что и приведет к смене знака полной намагниченности  $I_s$  ферримагнетика.

Рассмотрим, следуя С.Тикадзуми этот процесс более подробно.

Спонтанные намагниченности  $I_{AS}$  и  $I_{BS}$  Подрешеток А и В можно выразить следующим образом:

$$I_{AS} = \lambda I_\infty B_J \left( \frac{Jg\mu_B n(\alpha I_{AS} - I_{BS})}{kT} \right)$$

$$I_{BS} = \mu I_{\infty} B_J \left( \frac{Jg\mu_B n(\beta I_{BS} - I_{AS})}{kT} \right). \quad (102)$$

Суммарная намагниченность  $I_s$  есть разность намагниченностей подрешеток

$$I_s = I_{BS} - I_{AS}.$$

В (102)  $\lambda$  и  $\mu$  доли магнитных ионов в подрешетках А и В ( $\lambda + \mu = 1$ ),  $B_J(\alpha)$  – функция Бриллюэна,  $J$  – внутреннее квантовое число,  $g$  — фактор Ланде,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $k$  – постоянная Больцмана.

В общем случае значения величин  $I_{\infty}$ ,  $J$  и  $g$  могут быть различными для разных подрешеток. Однако в нашем случае это можно не учитывать.

Выражения в аргументах функций  $B_J(\alpha)$ :

$$n(\alpha I_{AS} - I_{BS}) = H_{MA},$$

$$n(\beta I_{BS} - I_{AS}) = H_{MB}$$

определяют величины молекулярных полей, действующих внутри подрешеток А и В, соответственно. Величины  $n$ ,  $n\alpha$ ,  $n\beta$  — константы молекулярного поля, определяющие взаимодействие магнитных моментов внутри подрешеток и между подрешетками.

Аномальная зависимость  $I_s(T)$  характеризуется сменой знака  $I_s$  при изменении  $T$ . Точка, в которой  $I_s(T) = 0$ , называется точкой компенсации  $T_K$ . Положим, что  $\mu > \lambda$ . В силу того, что при  $T \rightarrow 0$  К аргумент функции Бриллюэна  $\alpha \gg 1$  и  $B_J(\alpha) \approx 1$ , согласно (102), имеет место соотношение:

$$|I_{BS}| > |I_{AS}| \quad \text{и} \quad I_s = I_{BS} - I_{AS} > 0.$$

В случае смены знака  $I_s$  при повышении  $T$  при температурах, близких к точке Кюри  $T_c$ , должны выполняться соотношения (при неизменных  $\lambda$  и  $\mu$ ):

$$|I_{AS}| > |I_{BS}| \quad \text{и} \quad I_s = I_{BS} - I_{AS} < 0 \quad .$$

Рассмотрим, при каких условиях это возможно. При  $T \rightarrow T_c$  аргумент  $\alpha \ll 1$  и функция Бриллюэна записывается так:

$$B_J(\alpha) = \frac{J+1}{3J} \alpha \quad (103)$$

Используя (103), можно из (102) получить следующие выражения для  $I_{AS}$  и  $I_{BS}$  при

$$\alpha \ll 1:$$

$$I_{AS} = \frac{Cn}{T} \lambda (\alpha I_{AS} - I_{BS}), \quad (104)$$

$$I_{BS} = \frac{Cn}{T} \mu (\beta I_{BS} - I_{AS}),$$

где  $C = NJ(J+1)g^2 \mu_B^2 / 3k$ , а  $N$  — число Авогадро.

При  $T = T_\kappa$ , где происходит смена знака у  $I_s$ , имеет место равенство  $I_{BS} - I_{AS} = 0$ , которое с учетом (104) запишется так:

$$I_s = \frac{Cn}{T} [\mu (\beta I_{BS} - I_{AS}) - \lambda (\alpha I_{AS} - I_{BS})] = 0.$$

С учетом того, что при  $T = T_\kappa$  величины  $|I_{AS}|$  и  $|I_{BS}|$  равны, получаем выражение для границы, разделяющей ферромагнитные фазы с противоположным направлением  $I_s$ :

$$\lambda (\alpha + 1) - \mu (\beta + 1) = 0 \quad (105)$$

Левая часть (105) будет положительной для  $I_s > 0$  и отрицательной для  $I_s < 0$ . Для последнего случая получаем следующее условие:

$$\frac{\beta + 1}{\alpha + 1} > \frac{\lambda}{\mu} \quad (106)$$

Выполнение (106) является условием смены знака в интервале от 0 К до  $T_c$ , в результате чего получаются  $N$ -типа кривые  $I_s(T)$ .

Из рассмотренной теории следует, что на кривых  $I_s(T)$  типа  $N$  должна быть точка компенсации. Однако экспериментально  $T_\kappa$  будет наблюдаться только в случае однородного гомогенного ферромагнетика, обладающего одной точкой Кюри фазового перехода. В действительности реальный ферромагнетик обладает размытым фазовым переходом  $T_c \pm \Delta T_c$ , что приведет и к соответствующей размытости  $T_\kappa$ . Поэтому в достаточно сильных полях  $H$  кривая  $I_s(T)$  не будет достигать нуля, а будет только некоторое уменьшение  $I_s$  в области  $T_\kappa \pm \Delta T_\kappa$ .

В кимберлитовых образцах геммоильмениты состоят из отдельных зерен, которые могут иметь несколько отличающиеся  $T_c$  и  $T_\kappa$ . В результате это может привести к тому, что кривые  $I_s(T)$  и  $I_{rs}(T)$  ансамбля зерен будут иметь либо вогнутую форму, либо «хвосты» (рис. 25).

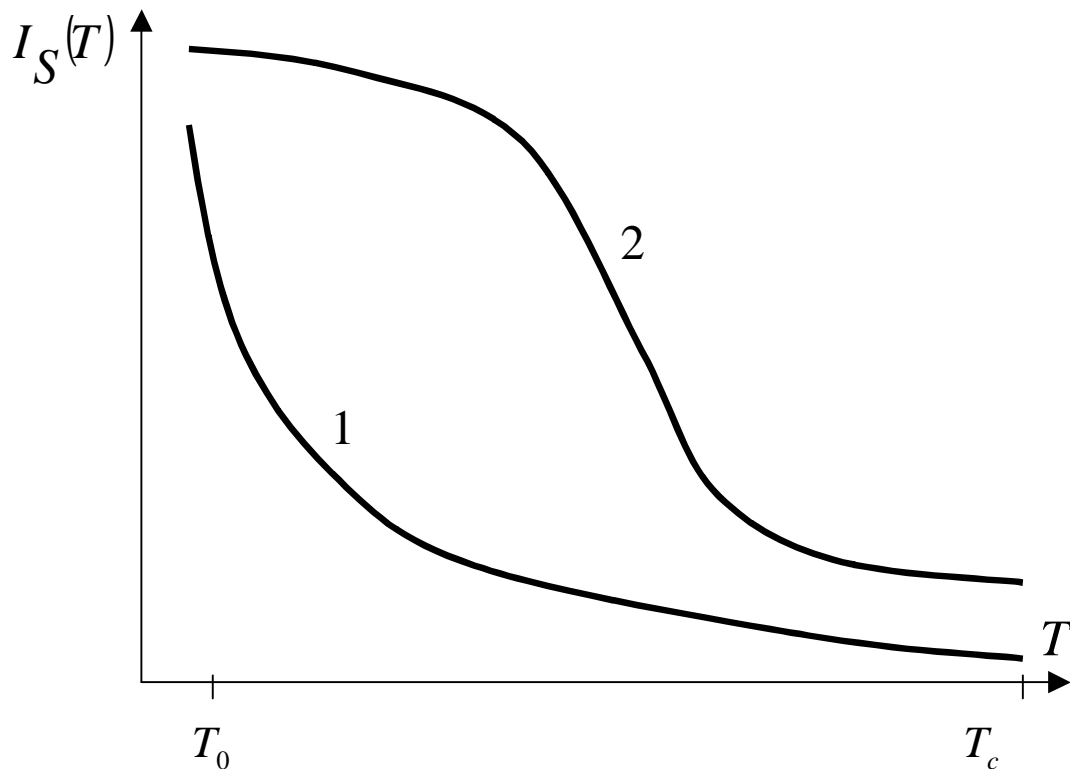


Рис.25. Схема температурных зависимостей  $I_S(T)$  в случае вогнутой формы (кривая 1) и при наличии «хвостов» (кривая 2).

$T_0$  — комнатная температура,  $T_c$  — температура точки Кюри

Таким образом, мы предполагаем, что вогнутая форма кривых  $I_{rs}(T)$ , наблюдавшаяся на самообращающихся гемоглобинах, связана с наличием некоторого спектра точек компенсации и блокирующих температур  $T_b$  и, соответственно, точек Кюри  $T_c$ .

Известно, что в поле  $H = H_s$  на экспериментальных кривых  $I_s(T)$  при охлаждении однородных ферромагнетиков в  $H \geq H_s$  наблюдается  $T_c$ , но самообращения  $I_s$  не происходит, так как сильное внешнее поле при  $T \leq T_c$  разворачивает изменившие знак магнитные моменты вновь по направлению поля. Для того чтобы осуществлялось самообращение намагниченности, необходимо выполнение соотношения:

$$H < H_c \text{ при } T \leq T_c. \quad (107)$$

Поэтому, как правило, самообращение TRM наблюдается в сравнительно слабых полях.

Итак, мы предполагаем, что осуществляется следующая физическая модель самообращения изученных мелких зерен гемоглобинов, зацементированных в кимберлитах. В каждом  $i$ -м зерне при температурах  $T_{ki} < T < T_c$  в поле  $H$  термонамагничивание происходит по направлению



$I_{Bs} > I_{As}$ . При  $T \leq T_{ki}$  намагниченность  $I_{As}$  подрешетки В начинает превышать  $I_{Bs}$ . Если внешнее поле  $H < H_{ci}(T)$  при  $T \leq T_{ki}$ , то по мере уменьшения  $T$  происходит рост отрицательной  $I_m$ . После отключения  $H$  снимается обратимая часть  $I_m$ , направленная по полю, в результате чего термоостаточная намагниченность

$I_{rm}(T_0)$  больше по модулю, чем  $I_m(T_0)$ . Суперпозиция кривых  $I_{mi}(T)$  и  $I_{тi}(T)$  всего ансамбля гемойльменитовых зерен приводит к наблюдаемым в эксперименте закономерностям самообращения TRM.

Главные черты этого механизма самообращения проявляются и в процессе химического намагничивания ферромагнитных минералов. Только при химических превращениях изменения величин  $I_s = I_{Bs} - I_{As}$  ферромагнетиков, в том числе и смены знака  $I_s$ , будут происходить за счет диффузии катионов (магнитных моментов) между подрешетками или в процессах химических изменений состава и структуры ферромагнитных зерен. Роль температуры при химических процессах, приводящих к изменению величины и знака  $I_s$ , будет исполнять время.

Возможно, что в природе существуют и другие механизмы самообращения, например, магнитостатическое или обменное взаимодействие в двухфазных ферромагнитных системах. Однако, если руководствоваться естественным принципом наименьшего действия, то описанный нами выше механизм смены знака  $I_s$  (кривые  $I_s(T)$  типа  $N$ ), наиболее легко осуществим и поэтому он наиболее вероятен.

Природа любит преподносить человеку загадки, трудноразрешимые проблемы. К такой проблеме относится и механизм образования обратной намагниченности горных пород. За счет чего возникает обратная  $I_n$  горных пород? За счет инверсии геомагнитного поля или процессов самообращения? Или за счет того и другого? Будущее покажет. Путь к установлению истины проходит прежде всего через разработку критериев определения в лабораторных условиях механизмов образования обратной  $I_n$  в конкретных горных породах.

---

**РЕКОМЕНДУЕМАЯ ЛИТЕРАТУРА**

1. *Бабанин В.Р., Трухин В.И.* и др. Магнетизм почв. 1995 г. 222 с.
2. *Джекобс Дж.* Земное ядро. М.: Мир, 1979. 300 с.
3. *Нагата Т.* Магнетизм горных пород. М.: Мир, 1965. 345 с.
4. *Паркинсон У.* Введение в геомагнетизм. М.: Мир, 1986. 520 с.
5. *Трухин В.И.* Введение в магнетизм горных пород. М.: Изд. МГУ, 1973, 275 с.
6. *Трухин В.И.* Физика твердой Земли // В кн. Общая геофизика. М.:Изд. МГУ, 1995. С. 5–105.
7. *Трухин В.И.* Геомагнетизм // В кн. Трухин В.И., Показеев К.В., Куницын В.Е., А.А. Шрейдер. Основы экологической геофизики. М.: Физический факультет МГУ, 2000, С. 30–39.
8. *Трухин В.И., Жиляева В.А.* и др. Магнетизм кимберлитов и траппов, 1989, изд. МГУ, 167 с.
9. *Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: Изд. ЛГУ, 1978. 590 с.
10. *Campbell W.H.* Introduction to Geomanetic Fields. Cambridge: University Press, 1997. 290 p.
11. *Merrill R.T., McElhinny M.W., McFadden P.L.* The Magnetic Field of the Earth. Academic Press, 1998. 532 p.

---

**ОГЛАВЛЕНИЕ**

Лекция 1. РОЛЬ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЖИЗНИ ЗЕМЛИ .....	3
Лекция 2. АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ КАК ФУНКЦИИ КООРДИНАТ ТОЧЕК ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ (ТЕОРИЯ И.М.СИМОНОВА).....	8
Лекции 3–4. ОБЩАЯ ТЕОРИЯ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ .....	12
Лекция 5. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ЧЛЕНОВ РЯДА ГАУССА.....	21
Лекция 6. СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ.....	28
Лекция 7. ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ .....	33
Лекция 8. АНОМАЛЬНОЕ ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ.....	37
Лекция 9. ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ .....	41
Лекция 10. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ГЛАВНОГО ПОЛЯ.....	49
Лекция 11. ЛИТОСФЕРА ЗЕМЛИ И ЕЕ ЭВОЛЮЦИЯ.....	53
Лекция 12. ОСНОВЫ МАГНЕТИЗМА ТВЕРДЫХ ТЕЛ.....	58
Лекция 13. ФЕРРОМАГНЕТИЗМ.....	63
Лекция 14. ТЕХНИЧЕСКОЕ НАМАГНИЧИВАНИЕ ФЕРРИМАГНЕТИКОВ .....	71
Лекция 15. ОДНОДОМЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ .....	77
Лекция 16. ПРОБЛЕМЫ ПАЛЕОМАГНЕТИЗМА И ИНВЕРСИЙ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ .....	81
<b>Рекомендуемая литература.....</b>	<b>90</b>

Учебное издание

*ТРУХИН Владимир Ильич*

**КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ ПО ГЕОМАГНЕТИЗМУ**

ЛР № 021293 от 18.06.98

Подписано в печать 16.06.2004. Формат А5.

Печать офсетная. Объем 5,75 п.л.

Тираж 100 экз.

Заказ №

Физический факультет МГУ

119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова

Отпечатано в отделе оперативной печати  
физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова