

507  
H 16

**Т. НАГАТА**  
**МАГНЕТИЗМ**  
**ГОРНЫХ ПОРОД**

**И \* Л**

*Издательство  
иностранной  
литературы*

\*

188 ЖММ

551  
H 16

Т. Нагата

# МАГНЕТИЗМ ГОРНЫХ ПОРОД

Технический № \_\_\_\_\_  
Инв. № 4992

*Перевод с английского*

А. С. БОЛЬШАКОВА, М. И. ЛАПИНОЙ  
и Г. Н. ПЕТРОВОЙ

*Под редакцией и с предисловием*

А. Г. КАЛАШНИКОВА

ТЕХНИЧЕСКАЯ  
БИБЛИОТЕКА  
Шифр \_\_\_\_\_  
Инв. № 184

1

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ  
Москва, 1956

## АННОТАЦИЯ

Книга японского ученого Т. Нагата „Магнетизм горных пород“ посвящена методике и результатам определений магнитных свойств горных пород. В ней достаточно полно и доступно для широкого круга читателей изложена теория ферромагнетизма и ферритов применительно к горным породам, дан общий обзор магнитных свойств горных пород, описана аппаратура, применяемая при измерении магнитных свойств пород.

В книге впервые систематически освещается теория остаточной намагниченности осадочных пород. В ней затронут такой актуальный вопрос, как связь геологии с геомагнетизмом. Книга хорошо иллюстрирована, снабжена полезными справочными таблицами и обширной библиографией.

Книга рассчитана на геофизиков и геологов, работающих в области магнитной разведки.

Редакция литературы по вопросам геологических наук

*Заведующий редакцией — Б. А. ПЕТРУШЕВСКИЙ*

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Книга видного японского ученого Такези Нагата посвящена новой области науки — магнетизму горных пород; эта область исследований находится на стыке трех наук: физики, геофизики и геологии.

Учение о магнетизме горных пород за последнее время усиленно развивается. Объясняется это тем, что данные этой новой пограничной области науки имеют большое теоретическое и практическое значение. Отдельные разветвления теории ферромагнетизма возникли именно при изучении магнетизма горных пород; мы имеем в виду теорию антиферромагнетизма Неля и теорию магнетизма ферритов — ферри-магнетизм.

Ферромагнетизм горных пород определяется рассеянными в теле породы зернами ферромагнитных минералов; поэтому теоретические исследования, посвященные изучению магнетизма тел, состоящих из небольших ферромагнитных частиц (магнетизм порошковых структур), могут быть применены и по отношению к горным породам.

Следует особо отметить, что магнитные характеристики горных пород — восприимчивость и остаточная намагниченность — определяются как минералогическим составом отдельных компонентов горной породы, так и условиями температуры, давления и осаждения (если речь идет об осадочных породах), которые существовали во время образования породы. Следовательно, изучение закономерностей магнитных свойств горных пород может раскрыть нам условия их генезиса.

Существенное значение имеют исследования магнитных свойств железных руд и вообще естественных окислов железа при разных температурах. Сопоставление этих свойств с величиной естественной остаточной намагниченности может помочь выяснить условия образования железных руд и, в частности, определить температуру гидротермальных растворов, из которых образовались руды. Разумеется, такие исследования следует вести с учетом фазовых изменений, которые могут произойти в породе при нагревании ее в лабораторных условиях.

Большую роль в области изучения магнитных характеристик горных пород играет исследование естественной остаточной намагниченности, которая, как показывают все проводившиеся до сих пор эксперименты, у большинства горных пород образовалась в результате их

охлаждения в слабом магнитном поле Земли. Таким образом, установлено, что естественная остаточная намагниченность горных пород есть не что иное, как термоостаточная намагниченность пород в геомагнитном поле. Вследствие этого изучение законов термоостаточной намагниченности в лабораторных условиях может в значительной мере пролить свет на условия образования естественной остаточной намагниченности горных пород.

Как выясняется из экспериментов, остаточная намагниченность горных пород, ее величина и в особенности направление являются весьма консервативными признаками пород, сохраняющимися миллионы лет. Поэтому определение их является исключительно важным для решения ряда геологических проблем, в частности для выяснения истории геотектонических движений крупных комплексов, сложенных осадочными и изверженными породами.

Наряду с этим естественная остаточная намагниченность горных пород является признаком, с помощью которого может быть раскрыта история развития геомагнитного поля Земли и проверена та или иная гипотеза его происхождения. Изучение остаточной намагниченности пород, относящихся к различным геологическим эпохам, составляет новую ветвь геофизики — палеомагнетизм; в последнее время эта отрасль науки интенсивно развивается.

Не менее важное значение имеет исследование магнитных характеристик горных пород для магнитной разведки полезных ископаемых и для промышленной геофизики. Как известно, математические методы интерпретации магниторазведочных наблюдений исходят из предположения об однородной намагниченности горных пород и не учитывают возможных неоднородностей намагниченности, которые, естественно, возникают в природе вследствие наложения индуктивной и остаточной намагниченностей. Отсюда следует, что правильное решение интерпретационных задач в области магнитной разведки предполагает тщательное изучение магнитных свойств горных пород, наличие которых обуславливает то или иное аномальное магнитное поле. Только при совместном изучении аномального поля на поверхности Земли и магнитных свойств горных пород под поверхностью можно решать задачи об определении формы и глубины тел, вызывающих аномальное поле.

Т. Нагата собрал почти исчерпывающий материал, относящийся к исследованию магнитных свойств горных пород. Следует, однако, отметить, что в его обширную сводку не вошли исследования советских ученых, хотя некоторые из них внесли существенный вклад в изучение магнетизма горных пород. Кроме того, в этом почтенном труде не затронуты некоторые вопросы, относящиеся к магнетизму горных пород (в частности, зависимость магнитных свойств пород от давления, от наличия парамагнитной и диамагнитной фракций, от порошкообразной структуры ферромагнитной компоненты, от видов намагничивания и т. д.).

В Советском Союзе исследования горных пород с точки зрения их магнитных свойств начались с первых лет изучения Курской магнитной аномалии (с начала 20-х гг. нашего столетия), когда Н. К. Щедро разработал и описал методику исследования остаточной и индуктивной намагниченности железистых кварцитов района Курской магнитной аномалии (единственная ссылка на работу советских ученых, помещенная в работе Нагата, относится именно к этому исследованию). В 30-х гг. с организацией Института теоретической геофизики АН СССР в лаборатории академика П. П. Лазарева было начато изучение магнитных свойств искусственных и естественных окислов железа как главных ферромагнитных компонентов горных пород [11, 12, 15, 17]<sup>1</sup>. Наряду с этими исследованиями на материале слабомагнитных осадочных пород было выявлено то влияние, которое оказывают ферромагнитная, парамагнитная и диамагнитная фракции минералов на магнитные свойства горных пород [13]. Это направление исследований пород почти не нашло своего отражения в работе Нагата, которая главным образом посвящена изучению ферромагнитной фракции горных пород. Несколько работ советских ученых посвящены изучению изменения восприимчивости и гистерезиса изверженных горных пород в различных полях [1, 3, 6, 9].

Советские геофизики уделили много внимания изучению магнитных свойств горных пород при разных температурах, а также исследованию естественной намагниченности пород, как прямой, так и обратной [2, 4, 8, 16, 19, 25, 26, 37, 38, 40, 42—48]. Наряду с этим в Советском Союзе было положено начало изучению магнитной восприимчивости и остаточной намагниченности горных пород при различных упругих напряжениях [18, 33, 34]. Для решения многих из указанных выше вопросов советские геофизики разработали необходимую методику и аппаратуру [7, 20, 23, 30, 36, 39, 41].

Изучением закономерностей термонамагниченности горных пород в настоящее время занимаются три группы исследователей: Нагата и его ученики в Японии, Телье с сотрудниками во Франции, М. А. Грабовский и Г. Н. Петрова у нас, в Советском Союзе. Так как работы этих 3 групп исследователей развивались параллельно, то термины и обозначения для одних и тех же физических величин у нас, во Франции и в английской литературе оказались различными. Впоследствии, вероятно, будут установлены единые термины и обозначения, но пока при переводе книги Нагата мы использовали терминологию, принятую у русских исследователей. Так, например, термонамагниченность, которая образовалась в результате непрерывного воздействия внешнего магнитного поля от температур выше точки Кюри и до комнатной температуры, в книге называется „предельной термонамагниченностью“, хотя Нагата использует «термин saturated

<sup>1</sup> Все указанные в предисловии редактора работы см. в списке работ советских авторов, помещенном в конце книги.

thermoremanent magnetization», т. е. насыщенная термоостаточная намагниченность.

Что же касается обозначений величин, то они оставлены такими, как у проф. Нагата, поскольку они, как правило, являются очень удачными и, повидимому, в дальнейшем будут приняты учеными всех стран. Точно так же при переводе были оставлены неизменными и сокращенные обозначения, введенные проф. Нагата для термонамагниченности — TRM, изотермической термонамагниченности (в русской литературе — нормальная намагниченность) — IRM, естественной остаточной намагниченности — NRM. В книге Нагата восприимчивость обозначена буквой  $k$ ; поскольку в советской и почти во всей зарубежной литературе давно принято обозначать восприимчивость греческой буквой  $\chi$ , то во всей книге была произведена замена этого обозначения.

Исключительно удачная по композиции свodka Нагаты не могла, разумеется, охватить все работы советских и зарубежных исследователей в области магнетизма горных пород. Тем не менее эта книга позволяет систематизировать наши знания в этой области, а также дает возможность выяснить практическую и теоретическую значимость подобных исследований для целей геофизики. Ни один геомагнитолог не сможет теперь обойтись без этой книги, так как в ней содержатся почти все данные, имеющие существенное значение для понимания магнетизма горных пород на данном этапе развития этой области геофизики.

*А. Калишников.*

## ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Первые сведения о магнетизме появились в древние времена с открытием „магнитного камня“ (lodestone)<sup>1</sup>, который является не чем иным, как обычным природным магнетитом. Однако физическая теория магнетизма развивалась главным образом на основе изучения искусственных магнитов и ферромагнитных металлов. Очень немногие обращали внимание на те естественно намагниченные тела, которые распространены всюду по земной поверхности. Во всяком случае, так было до последнего времени, пока магнитный метод не приобрел важного значения для геофизической разведки.

Надо сказать, что и самый геомагнетизм ведет свое начало от открытия свойства естественных магнитов (т. е. обломков магнетита) указывать север. Однако учение о магнетизме земной коры или, иначе говоря, о магнетизме различных горных пород составляло лишь незначительную часть обширной науки о геомагнетизме.

Самый простой и вместе с тем самый основной вопрос, почему Земля является магнитом, за последнее время вновь тревожит умы естествоиспытателей, и представляется вероятным, что магнетизм горных пород снова начинает играть важную роль при разрешении этой проблемы. Магнитные свойства горных пород, однако, настолько сложны и разнообразны, что их систематическое описание, основанное на физической теории магнетизма, едва ли возможно. Это относится в равной мере и к ферромагнитным минералам, содержащимся в горных породах. Как будет видно из дальнейшего, дать систематическое описание становится тем труднее, чем дальше продвигается изучение магнетизма горных пород.

Существеннейшим препятствием является недостаточная изученность магнетизма металлических окислов и других соединений металлических и неметаллических элементов, которые входят в состав большинства магнитных минералов, а соответственно и большинства горных пород. В самом деле, наши современные сведения о магнетизме в основном относятся к металлам, тогда как за последнее время выяснено, что магнетизм металлических окислов и соединений подобного рода существенно отличается от магнетизма металлов. Данные о магнетизме

---

<sup>1</sup> Lodestone — старое английское название магнетита, означающее „ведущий камень“. — *Прим. перев.*

окислов, очевидно, и послужат физической базой для изучения магнетизма горных пород.

При этих обстоятельствах, на современной стадии развития науки о магнетизме, попытка автора дать полное систематическое описание магнитных свойств горных пород и подвести под них физическую базу, безусловно, не могла быть очень успешной. Тем не менее автор решил опубликовать этот обзор по магнетизму горных пород, который является сводкой, составленной по последним работам как самого автора, так и большого числа других исследователей. Данные эти подверглись критической оценке в свете наших современных представлений. Таким образом, автор надеется, что эта книга может быть полезной для исследователей, работающих над проблемой магнетизма горных пород.

Автор пользуется случаем выразить глубокую признательность покойному проф. Кенигсбергеру за любезные и ценные советы, данные в начальной стадии работы. Автор выражает благодарность проф. С. Накамура, проф. С. Каи, проф. Х. Тсуяи, проф. Ц. Тсубои и проф. М. Хасегава за их дружеское участие и помощь, которая неизменно оказывалась на всех этапах исследования; автор признателен д-ру Х. Куно за участие в петрологической части работы и мистерам С. Акимото и Уеда за помощь, оказанную при написании и подготовке этого обзора к печати. Глубокую благодарность автор желал бы выразить м-ру В. Б. Стабсу, который тщательно отредактировал английский текст книги.

Публикация этой книги прошла при частичной финансовой помощи Министерства просвещения Японии, руководству которого автор также признателен.

*Т. Нагата.*

Токно,

1 июня 1953 г.

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ПОРОДООБРАЗУЮЩИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ

### ОСНОВЫ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА [1 — 3]

**Магнитное поле и намагничивание материалов.** Пусть бесконечно большая масса некоторого вещества находится в однородном магнитном поле  $H$ . *Намагниченностью*  $J$  называется магнитный момент единицы объема вещества, вызванный магнитным полем.

Физическая величина  $B$ , определяемая соотношением

$$B = H + 4\pi J, \quad (1)$$

называется магнитной индукцией.  $B$  есть *плотность магнитного потока* в намагниченном материале. При отсутствии намагниченности  $J$  плотность магнитного потока равна  $H$ .

В системе CGS-*m* единицей напряженности магнитного поля является эрстед, а единицей магнитной индукции — гаусс. Как видно из формулы (1), размерности  $H$  и  $B$  равны и между этими величинами нет никакого существенного различия, поскольку  $B$  также есть вид магнитного поля. Различия в названиях единиц были введены для удобства, чтобы отличить магнитную индукцию от магнитного поля. Поэтому некоторые геофизики величину напряженности магнитного поля выражают также в гауссах. В настоящей книге единицы измерения гаусс и эрстед различаются, согласно международным обозначениям, принятым в физике.

Физическая величина  $\chi$ , определяемая из соотношения

$$\chi = \frac{J}{H}, \quad (2)$$

называется *магнитной восприимчивостью* при условии, что намагниченность  $J$  вызывается магнитным полем  $H$ . С другой стороны, *магнитная проницаемость*  $\mu$  определяется соотношением

$$\mu = \frac{B}{H} = 1 + 4\pi\chi. \quad (3)$$

Определенные таким образом  $J$  и  $\chi$  относятся к единице объема материала. Если они относятся к единице массы материала с плотностью  $\rho$ , то

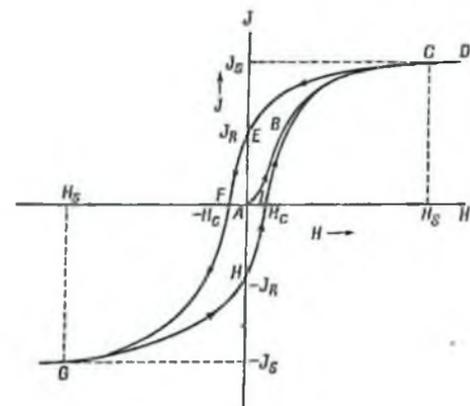
$$\frac{J}{\rho} = I, \quad \frac{\chi}{\rho} = \frac{I}{H} = \chi. \quad (4)$$

$I$  называется *удельной намагниченностью* и  $\chi$  — *удельной восприимчивостью* материала.

Если магнитная восприимчивость материала отрицательна, то этот материал называется *диамагнитным*. Величина  $\chi$  диамагнитных веществ имеет обычно порядок  $10^{-6}$ . Если  $\chi$  материала положительна и ее величина имеет порядок  $10^{-6}$ , то вещество называется *парамагнитным*.

Магнитная восприимчивость диамагнитных и парамагнитных веществ остается постоянной для очень широких пределов изменения магнитного поля  $H$ : от 0 до  $10^4$  эрст.

Некоторые материалы (железо, никель, кобальт, магнетит) могут приобретать очень сильную намагниченность ( $J > 0$ ) по сравнению с парамагнитными и диамагнитными веществами; величина их восприимчивости достигает  $10 \sim 10^6$ . Такие материалы называются *ферромагнитными*. Характерной особенностью ферромагнитных материалов является то, что их намагниченность достигает значения насыщения при некоторой величине приложенного магнитного поля. Фиг. 1 иллюстрирует связь между намагниченностью  $J$  ферромагнитного материала и магнитным полем  $H$ . Для хорошо размагниченных ферромагнитных материалов с увеличением  $H$  значение  $J$  возрастает по кривой  $ABCD$  и достигает величины насыщения  $J_s$  в точке  $C$ . При уменьшении  $H$ ,  $J$  уменьшается по кривой  $DCE$ , и при  $H=0$  остается некоторая величина намагниченности  $J_R$ . Далее, обратное магнитное поле может свести эту остаточную намагниченность к нулю в точке  $F$ , где  $H = -H_C$ . Дальнейшее увеличение обратного магнитного поля дает величину насыщения  $J_s$  в точке  $G$ . Обратный процесс идет по кривой  $GHC$ . Такое необратимое по отношению к полю  $H$  намагничивание носит название *магнитного гистерезиса*; характеризующие его величины называются:



Фиг. 1. Кривая намагничивания ферромагнетиков.

$J_s$  — намагниченность насыщения,  
 $J_R$  — остаточная намагниченность,  
 $H_C$  — коэрцитивная сила.

Гистерезисом обладают только ферромагнитные материалы.

Здесь следует заметить, что магнитное поле  $H$  на фиг. 1 представляет собой *эффективное поле*  $H_{эфф}$  внутри материалов конечной длины, которое значительно отличается от приложенного внешнего поля  $H_{вн}$  благодаря появлению свободных магнитных полюсов на обоих концах материала. *Размагничивающее поле*  $H_d$ , обусловленное этими свободными полюсами, обычно неоднородно и зависит от распределения намагниченности и формы ферромагнетика. Если  $J$  однородно, то  $H_d$  пропорционально  $J$  и направлено в противоположную сторону, т. е.

$$\begin{aligned} H_{эфф} &= H_{вн} - H_d, \\ H_d &= NJ, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $N$  носит название *размагничивающего фактора*. Величины размагничивающего фактора для тел различной формы даны в конце главы 2.

Пусть восприимчивость некоторых пород имеет порядок  $10^{-6}$ , но их намагниченность достигает насыщения в магнитном поле около 3000 эрст и обнаруживает явление гистерезиса. Такие породы должны называться не парамагнитными, а ферромагнитными. Эта классификация может быть подтверждена тем фактом, что породы содержат небольшое количество ферромагнитных материалов, которые в основном и определяют магнитные свойства пород.

Строго говоря, термины „ферромагнитный“ и „парамагнитный“ не являются универсальными характеристиками, не зависящими от физического состояния материала. Ферромагнитный материал превращается в парамагнитный с возрастанием температуры и наоборот. Таким образом, эти термины относятся к физическому состоянию вещества, зависящему от температуры.

**Природа магнитного момента.** Магнитный момент материалов можно объяснить наличием магнитных моментов у атомов, из которых состоит материал. Магнитный момент  $m$ , соответствующий орбитальному моменту электрона ( $N = \frac{lh}{2\pi}$ ), может быть выражен уравнением

$$m = l \frac{eh}{4\pi m_0 c}, \quad (6)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $m_0$  — статическая масса электрона,  $h$  — постоянная Планка,  $c$  — скорость света и  $l$  — азимутальное квантовое число. Следовательно, наименьший магнитный момент (*магнетон Бора*), созданный орбитальным движением, равен

$$\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_0 c} = 0,9274 \cdot 10^{-20} \text{ эл.-магн. ед.} \quad (7)$$

Отношение магнитного момента  $m$  к орбитальному моменту  $N$  электрона

$$\rho_0 = \frac{m}{N} = \frac{2m_0c}{e}. \quad (8)$$

С другой стороны, отношение магнитного момента электрона к его спиновому моменту

$$\rho_s = \frac{m_0c}{e}. \quad (9)$$

Таким образом, отношение магнитного момента электрона к его спиновому моменту равно половине отношения магнитного момента электрона к орбитальному моменту.

Вообще говоря, магнитный момент атома обусловлен либо спиновым моментом, либо орбитальным моментом электронов, либо тем и другим вместе. Следовательно, отношение магнитного момента к орбитальному моменту электронов в атомах выражается формулой

$$\rho = \frac{2m_0c}{e} \frac{1}{g}, \quad (10)$$

где

$$1 \leq g \leq 2. \quad (11)$$

Величина  $g$ , которая носит название фактора Ланде, представляет отношение спинового и орбитального магнитных моментов в атоме.

**Диамагнетизм и парамагнетизм.** Диамагнетизм материалов является результатом ларморовской прецессии орбит электронов в магнитном поле. Таким образом, любой материал обладает диамагнитными свойствами. Если в отсутствие внешнего магнитного поля магнитный момент атомов равен нулю, то при воздействии магнитного поля диамагнетизм проявляется в чистом виде, в то время как в других случаях диамагнетизм перекрывается другими более сильными явлениями. Диамагнитная восприимчивость равна

$$\chi = -N \frac{e^2}{6m_0c^2} \sum_i \overline{r_{0i}^2}, \quad (12)$$

где  $N$  — число атомов в единице объема, а  $r_{0i}$  — радиус орбиты электрона от центра ядра.

Парамагнетизм — это явление, связанное с наличием большого числа атомов, имеющих магнитные моменты, при условии что взаимодействие между ними очень мало. При отсутствии внешнего поля суммарный магнитный момент парамагнитного материала равен нулю вследствие хаотического распределения магнитных моментов отдельных атомов. Возникающий под действием магнитного поля  $H$  маг-

нитный момент  $M$  одного моля парамагнитного материала при температуре  $T$  равен

$$\frac{M}{M_0} = L_j(\alpha) = \frac{2j+1}{2j} \operatorname{cth} \frac{2j+1}{2j} \alpha - \frac{1}{2j} \operatorname{cth} \frac{\alpha}{2j}, \quad (13)$$

$$\alpha \equiv \frac{\mu H}{kT},$$

где  $\mu$  — магнитный момент одного атома,  $j$  — квантовое число, равное некоторой сумме орбитального квантового числа и спинового квантового числа,  $k$  — постоянная Больцмана, а  $M_0 = N\mu$  — общая сумма магнитных моментов всех атомов в одном моле. Формула (13) предполагает, что все атомы находятся в тепловом равновесии и что направления орбитальных моментов атомов, а следовательно, и их магнитных моментов распределяются согласно квантовой теории. Если  $j \rightarrow \infty$ , формула (13) приобретает вид

$$\frac{M}{M_0} = L_\infty(\alpha) = \operatorname{cth} \alpha - \frac{1}{\alpha}. \quad (14)$$

Эта формула впервые была получена Ланжевеном, и поэтому выражение  $L_\infty(\alpha)$  носит название функции Ланжевена.

Если  $j = \frac{1}{2}$ , т. е. магнитный момент одного атома создается только спином, то

$$\frac{M}{M_0} = L_{\frac{1}{2}}(\alpha) = \operatorname{th} \alpha. \quad (15)$$

В вышеприведенном рассуждении не принято во внимание взаимодействие между соседними атомами. Таким образом, эти уравнения можно применять только для парамагнитных газов или жидкостей.

Так как обычно  $\alpha \ll 1$ , то уравнение (14) приближенно можно записать в следующем виде:

$$\frac{M}{M_0} = \frac{\alpha}{3} = \frac{\mu H}{3kT} = \frac{M_0 H}{3RT}.$$

Отсюда парамагнитная восприимчивость на моль будет находиться из соотношения

$$\chi_{\text{мол}} = \frac{M_0^2}{3RT}. \quad (16)$$

**Ферромагнетизм.** В ферромагнитных материалах взаимодействие между соседними атомами настолько велико, что магнитные моменты всех атомов располагаются параллельно друг другу, хотя тепловое движение будет стремиться разрушить такое упорядоченное распределение магнитных моментов. Таким образом, ферромагнетизм есть своего рода кооперативное явление.

Согласно экспериментам, фактор Ланде  $g$  атомов ферромагнитных материалов в большинстве случаев почти равен 2. Это

указывает на то, что магнитные моменты этих атомов обусловлены главным образом спиновыми моментами электронов. Таким образом следует считать, что явление ферромагнетизма связано со спиновыми моментами электронов внутри атомов.

Необходимо отметить, что орбитальные магнитные моменты, так же как и спиновые моменты электронов в случае замкнутых оболочек, в целом всегда скомпенсированы; таким образом, магнитный момент атома должен быть вызван электронами, принадлежащими незамкнутым оболочкам. Тогда энергия взаимодействия между магнитными моментами соседних атомов состоит главным образом из а) энергии магнитного взаимодействия между электронами и б) энергии обменного взаимодействия между ними.

Энергия обменного взаимодействия обеспечивает параллельность спинов всех электронов системы. Ее выражение получено Гейзенбергом на основании законов квантовой механики. Обменная энергия не может быть получена из классической модели атома, но она обычно преобладает среди вышеупомянутых видов энергии.

Состояние минимума энергии, обусловленное обменным взаимодействием электронов незамкнутых оболочек, соответствует параллельности спиновых магнитных моментов, а следовательно, и параллельности магнитных моментов атомов в целом, что и определяет явление ферромагнетизма.

Эффект обменной энергии, упоминавшийся выше, можно заменить понятием молекулярного поля, которое ввел Вейс в своей классической теории ферромагнетизма. Иными словами, эффективное магнитное поле  $H_{эфф}^*$  для таких атомов равно

$$H_{эфф}^* = H_{он} + WJ, \quad (17)$$

где  $H_{он}$  — внешнее магнитное поле, которое связано с  $H_{эфф}^*$  формулой (5),  $J$  — намагниченность, а  $W$  — постоянная, так что  $WJ$  дает предполагаемое молекулярное поле.

Если уравнение (17) отнести к одному молю тем же путем, как описано на стр. 15, то формулу (17) можно записать в виде

$$H_{эфф}^* = H_{он} + \frac{W\rho}{A} M, \quad (17a)$$

где  $A$  — атомный вес,  $\rho$  — плотность.

Благодаря введению молекулярного поля мы учитываем сильное взаимодействие между соседними атомами, обусловленное энергией обменного взаимодействия.

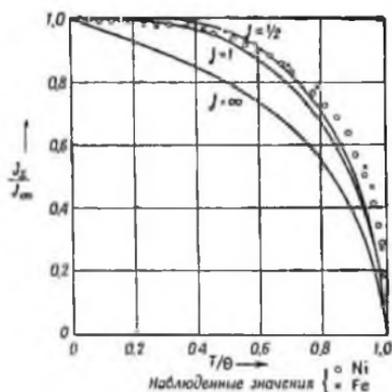
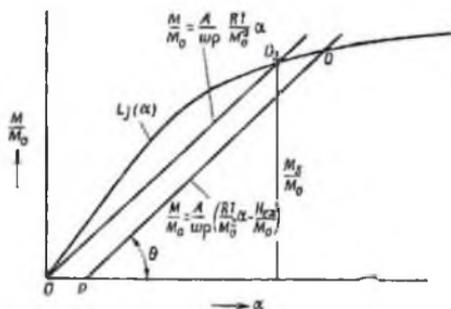
Теперь, полагая  $\alpha = \frac{\mu H_{эфф}^*}{kT} = \frac{M_0 H_{эфф}^*}{RT}$ , уравнение (17a) можно записать в виде

$$\frac{M}{M_0} = \frac{A}{W\rho} \left( \frac{RT}{M_0^2} \alpha - \frac{H_{он}}{M_0} \right), \quad (18)$$

в то время как уравнение (13) остается в той же форме:

$$\frac{M}{M_0} = L_j(\alpha). \quad (13a)$$

Таким образом, уравнения (13a) и (18) дают относительную интенсивность намагниченности  $M/M_0$ . Зависимость  $M/M_0$  показана графически на фиг. 2. На фиг. 2 видно, — и это очень существенно, что  $M/M_0$  в случае  $H=0$  имеет конечное значение (точка  $O_2$  на диаграмме). Другими словами,



Фиг. 2. Намагничивание ферромагнетиков по теории Вейса.

Фиг. 3. Изменение спонтанного намагничивания ферромагнетиков в зависимости от температуры.

намагниченность существует, несмотря на отсутствие внешнего поля. Эта намагниченность называется *спонтанной* и обычно обозначается  $J_s$  на единицу объема материала ( $M_s$  на фиг. 2 соответствует спонтанной намагниченности на один моль). Угол  $\theta$  на фиг. 2 может быть определен из соотношения

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{ART}{W_p M_0^2},$$

так что  $\operatorname{tg} \theta$  пропорционален температуре  $T$ . Это означает, что намагниченность  $M$  уменьшается с увеличением температуры.

Если  $H_{вн} = 0$ , то  $M/M_0$  уменьшается с температурой по кривым (соответствующим различным значениям  $j$ ), показанным на фиг. 3, и становится равной нулю при  $T = \Theta$ :

$$\Theta = \frac{j+1}{3j} \frac{W_p M_0^2}{AR}. \quad (19)$$

Температура  $\Theta$  называется *точкой Кюри* ферромагнитного материала.

При значениях  $T$ , больших чем  $\Theta$ , причиной намагниченности является только  $M/M_0$ , определяемое выражением (13a). Пренебрегая

184

членами  $\alpha$  высшего порядка, как и при выводе уравнения (16), получаем

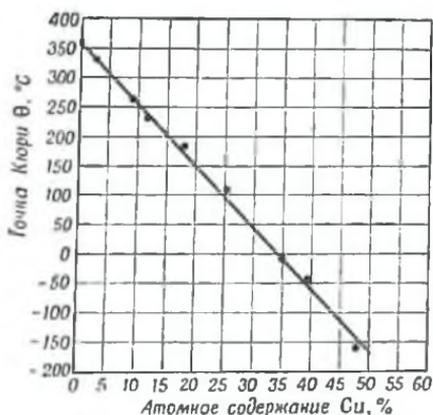
$$\chi_{\text{мол}} = \frac{j+1}{3j} \frac{M_0^2}{R} \cdot \frac{1}{T-\theta} \quad (20)$$

и для случая  $j \rightarrow \infty$ , как в уравнении (16),

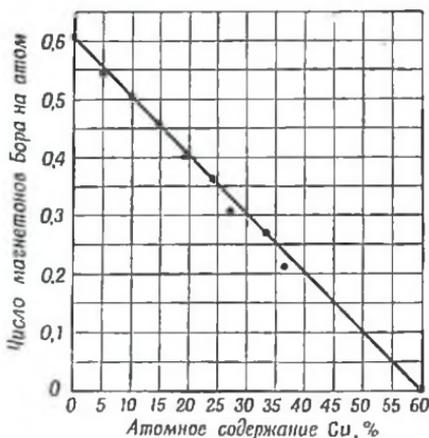
$$\chi_{\text{мол}} = \frac{M_0^2}{3R} \cdot \frac{1}{T-\theta}. \quad (16a)$$

Это уравнение показывает, что ферромагнитные материалы становятся парамагнитными при температуре выше точки Кюри  $\theta$ . Уравнение (16) на стр. 15 соответствует экстремальному случаю, когда  $\theta$  равно абсолютному нулю.

**Точка Кюри сплавов.** Хорошо известно, что точка Кюри сплава какого-либо ферромагнитного вещества с другим немагнитным элементом ниже точки Кюри этого ферромагнитного элемента. На фиг. 4



Фиг. 4. Точка Кюри  $\theta$  сплава Ni—Cu, по Марнану.



Фиг. 5. Число магнетонов Бора  $p$  сплава Ni—Cu, по Марнану.

показана зависимость точки Кюри  $\theta$  сплава Ni—Cu от содержания Cu. Как видно из кривой фиг. 4, значение  $\theta$  уменьшается пропорционально возрастанию процентного содержания атомов Cu. Точка Кюри для чистого Ni равна  $360^\circ\text{C}$ , в то время как для сплава Ni40—Cu60 точка Кюри близка к  $0^\circ\text{K}$ . Связь между  $\theta$  и процентным содержанием атомов Cu очень похожа на связь между намагниченностью насыщения и процентным содержанием атомов Cu. Эта зависимость показана на фиг. 5, где число магнетонов Бора  $p$  на атом (которое пропорционально намагниченности насыщения) становится равным нулю при  $\text{Cu} = 60\%$ .

Точку Кюри для ферромагнитных сплавов, в которых на один атом приходится в среднем  $p$  магнетонов Бора, можно непосредственно получить из уравнения (19):

$$\Theta = \frac{j+1}{3j} \frac{W_p M_0^2}{AR}. \quad (21)$$

Так как

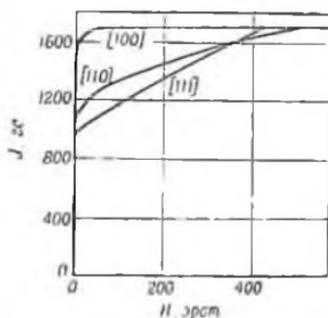
$$M_0 = 2j\mu_B N = 2j\mu M_B, \quad (22)$$

то, подставляя это значение в формулу (21), получим

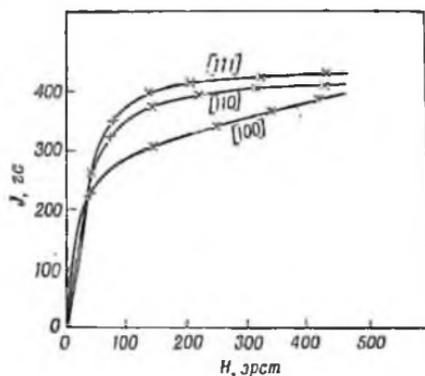
$$\Theta = \frac{4j(j+1)}{3} \cdot \frac{W_p M_B^2}{AR} p. \quad (23)$$

Уравнение (23) показывает, что точка Кюри сплава пропорциональна  $p$  при условии, что  $A$ ,  $W$  и  $\rho$  постоянны. Этот теоретический результат хорошо согласуется с экспериментальными данными, представленными на фиг. 4 и 5. Все вышесказанное справедливо и для твердых растворов ферромагнетиков с немагнитными окислами металлов, какими обычно являются горные породы.

**Ферромагнитные кристаллы (магнитная анизотропия).** Важным свойством реальных ферромагнетиков является то, что они — кристаллы, т. е. обладают правильной кристаллической решеткой,



Фиг. 6а. Кривые намагничивания железа.



Фиг. 6б. Кривые намагничивания магнетита.

наличие которой сказывается на распределении доменов; в теории Вейса принимается частный случай изотропного материала.

Следовательно, различные физические характеристики этих кристаллов зависят от тех направлений в кристаллах, в которых эти характеристики рассматриваются. На фиг. 6а и 6б показана зависимость кривых намагничивания монокристалла железа и магнетита от направления осей кристаллов. Как показано на фигурах, кристалл ферромагнетика имеет оси *легкого намагничивания* и *трудного*

намагничивания. Такой анизотропный характер намагничивания ферромагнитных кристаллов называется *магнитной анизотропией*. Разность энергии по этим двум осям называется *энергией магнитной анизотропии*, где энергия намагничивания  $E_m$  для каждого процесса выражается как

$$E_m = \int_0^J H dJ. \quad (24)$$

Оси некоторых типичных ферромагнетиков даны в табл. 1.

Таблица 1

Материал	Структура кристалла	Оси легкого намагничивания	Оси трудного намагничивания
Fe	Объемноцентрированная кубическая	[100]	[111]
Ni	Гранецентрированная кубическая . .	[111]	[100]
Co	Гексагональная с „наиболее тесным уплотнением“ . . . . .	[0001]	[1010]
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	Типа шпинели . . . . .	[111]	[100]

Наличие описанной выше магнитной анизотропии означает, что энергия намагничивания минимальна вдоль осей легкого намагничивания, вследствие чего  $J_s$  направлено вдоль этих осей, если нет внешнего магнитного поля. Например,  $J_s$  магнитного домена Fe всегда параллельна направлению [100] и другим пяти эквивалентным направлениям:  $[\bar{1}00]$ , [010] и т. д. при условии, что внешнее поле отсутствует.

Таким образом, каждый ферромагнитный кристалл обладает определенной энергией намагничивания, которая зависит от направления намагничивания. Эта энергия носит название *энергии кристаллографической анизотропии* ферромагнетика. Если учитывать симметрию кристалла, то энергия кристалла  $E_m$  для любого направления, определяемого направляющими косинусами ( $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ ) относительно главных осей кубического кристалла, может быть найдена из выражения

$$E_m = \text{const} + K(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K'\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots \quad (25)$$

$K$  — константа анизотропии, равная  $4,5 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>3</sup> для железа при 20°С. Значение  $E_m$  для других кристаллов можно выразить подобным же образом.

**Магнитострикция.** Другой важной отличительной чертой ферромагнетиков является наличие у них *магнитострикции*. Намагничи-

вание ферромагнетиков обычно сопровождается механическими деформациями. Фиг. 7 показывает зависимость магнитострикции (т. е. степени удлинения и сжатия) от намагничивающего поля по трем главным осям кристалла железа при намагничивании по соответствующим осям.

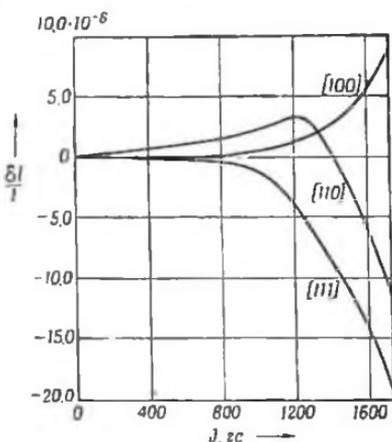
Магнитострикция связана с изменением формы кристалла вследствие магнитного взаимодействия между атомами, образующими кристаллическую решетку. Упругая деформация кристаллической решетки сопровождается изменениями магнитоупругой энергии, а также упругой энергии. Следовательно, магнитостриксию можно вычислить, исходя из условия минимума суммы различного рода энергий<sup>1</sup>. Например, магнитострикция в направлении, определяемом косинусами ( $\beta_1, \beta_2, \beta_3$ ) в кубическом кристалле железа, который намагничен в направлении, определяемом косинусами ( $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ ), выражается в виде

$$\left(\frac{\delta l}{l}\right)_{\alpha, \beta} = \frac{1}{2} \lambda_{[100]} + \frac{3}{2} \lambda_{[100]} (\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2) + 3 \lambda_{[111]} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1), \quad (26)$$

где  $\lambda_{[100]}$  и  $\lambda_{[111]}$  обозначают магнитостриксию насыщения по соответствующим направлениям.

Как показано выше, намагничивание ферромагнетиков связано с возникновением напряжений или натяжений вследствие явления магнитострикции. Следовательно, если бы в кристалле существовали некоторые внутренние напряжения, обусловленные, например, наличием примесей, кристаллическая решетка оказалась бы деформированной, что повлекло бы за собой изменение энергии магнитной кристаллографической анизотропии. Другими словами, на кривую намагничивания ферромагнетиков сильно влияет распределение внутренних напряжений.

**Доменная структура ферромагнитных материалов.** Если ферромагнетик охлаждается от температуры выше точки Кюри в отсутствие какого-либо магнитного поля (в немагнитном пространстве), то, несмотря на существование спонтанной намагниченности, он не будет



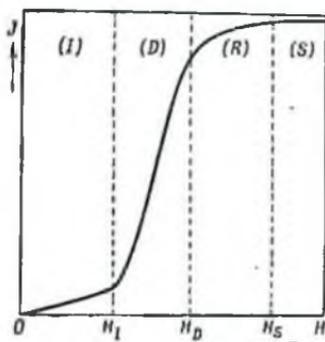
Фиг. 7. Магнитострикция железа.

определяемом косинусами ( $\alpha_1,$

<sup>1</sup> А именно: упругой энергии, магнитоупругой энергии и энергии магнитной кристаллографической анизотропии,

намагничен, пока на него при комнатной температуре не воздействует внешнее поле. Однако после того, как ферромагнетик однажды был намагничен, он сохраняет при  $H=0$  остаточную намагниченность  $J_R$ . Это указывает на то, что имеется, по крайней мере, два состояния, соответствующие условию  $H=0$ .

На кривой намагничивания ферромагнетика (фиг. 8) видно, что намагниченность  $J$  обратима по отношению к  $H$  в интервале, обозначенном  $I$ , в то время как возрастание  $J$  в зависимости от  $H$  в интервале  $D$  необратимо и происходит скачками.



Фиг. 8. Кривая намагничивания ферромагнетиков.

Баркгаузенном было экспериментально показано, что процесс намагничивания с возрастанием  $H$  в интервале  $D$  складывается из большого числа отдельных скачкообразных изменений  $J$ , которые происходят друг за другом.

С другой стороны, тот факт, что ферромагнетики даже в том случае, когда они являются монокристаллами, обычно состоят из ряда доменов, наблюдался непосредственно на многих образцах. Например, на фиг. 9 показана структура поверхности монокристалла ферромагнетика;

граничные линии представляют поверхности разрыва, через которые проходит магнитный поток. Таким образом, было установлено, что даже монокристалл ферромагнетика, не говоря уже о поликристаллических ферромагнетиках, состоит из ряда областей, так называемых *магнитных доменов*.

Можно предположить, как это и следует из теории Вейса, что каждый магнитный домен обладает спонтанной намагниченностью, но общая сумма намагниченностей этих доменов в размагниченном состоянии равна нулю, как схематически показано на фиг. 10.

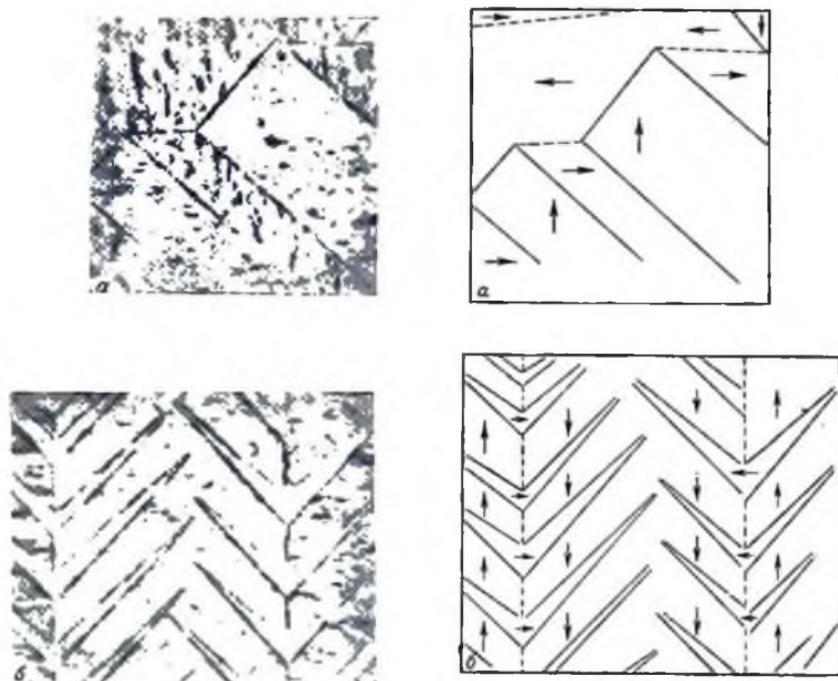
Теория ферромагнетизма (стр. 15—18) применима только к внутренним частям магнитных доменов, так как в этой теории не приняты во внимание эффекты, связанные с наличием у доменов границ. Другими словами, тот факт, что ферромагнетики состоят из отдельных магнитных доменов, свидетельствует, что распределение магнитных моментов атомов в ферромагнетике происходит не только вследствие взаимодействия между атомами, составляющими кристаллическую решетку, но и под влиянием некоторых других сил, которые противодействуют образованию больших доменов; в противном случае весь ферромагнетик состоял бы из одного домена.

Таким образом, остаточную намагниченность  $J_R$  можно интерпретировать как одно из нескольких возможных состояний равновесия между противодействующими друг другу внутренними силами; коэрцитивная сила  $H_0$  также связана с этими силами.

**Намагничивание ферромагнетиков.** Энергию намагничивания ферромагнитных кристаллов на единицу объема материала можно разделить на четыре вида:

- 1) энергия обменного взаимодействия, которая обуславливает параллельную ориентировку соседних спинов;
- 2) энергия магнитной кристаллографической анизотропии;
- 3) магнитостатическая энергия и
- 4) магнитоупругая энергия.

Так как энергия обменного взаимодействия наиболее значительна, то спины соседних атомов располагаются параллельно друг другу.



Фиг. 9. Доменная структура силикатного железа ( $\text{Si } 40\%$ ), по Шикадзуми.

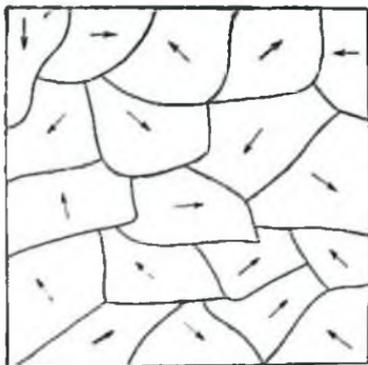
*а* — плоскость (100). Сплошные линии — границы  $90^\circ$ , пунктирные линии — границы  $180^\circ$  (стрелки показывают спонтанную намагниченность каждого домена).

*б* — плоскость (100) незначительно наклонена. Древовидная структура. Сплошные линии — границы  $90^\circ$ , пунктирные линии — границы  $180^\circ$ .

Благодаря кристаллографической энергии, которая по своему значению стоит на втором месте, направление параллельных спинов стремится составить наименьший возможный угол с осью легкого намагничивания. Если бы весь объем ферромагнетика составлял один домен, то магнитостатическая энергия должна была бы достигать значительной величины благодаря наличию свободных магнитных

полюсов. При разделении целого образца на небольшие домены магнитостатическая энергия, связанная с проявлением свободных полюсов, уменьшается и может быть сведена к минимуму. Наконец, на результирующее состояние, соответствующее минимуму общей энергии ферромагнетика, могут влиять внутренние напряжения благодаря соответствующей магнитоупругой энергии.

Если ферромагнитный кристалл состоит из ряда доменов, то между соседними доменами существуют границы (стенки), в кото-



Фиг. 10. Схематическое распределение доменов при результирующем нулевом магнитном моменте в поликристаллическом образце.

Доменная структура представлена для простоты так, как будто бы каждый кристалл содержит только один домен; это обычно не встречается.

состояния, при котором сумма магнитостатической энергии и энергии границ между доменами становится минимальной.

Если рассматривать энергию материала на единицу объема, то энергия образования границ уменьшается с увеличением размеров доменов, в то время как магнитостатическая энергия возрастает пропорционально возрастанию размеров доменов, как показано на фиг. 11. Те размеры, при которых общая энергия становится минимальной, очевидно, соответствуют возможным размерам действительных доменов.

Тогда на основании доменной структуры ферромагнетиков кривая намагничивания (фиг. 8) будет интерпретироваться как результат изменения общей намагниченности, которая обусловлена либо а) смещением границ доменов, либо б) вращением направления намагниченности доменов по отношению к направлению приложенного магнитного поля.

рых направление магнитных моментов должно непрерывно изменяться от направления магнитных моментов одного домена до направления магнитных моментов соседнего домена. Это может указывать на то, что энергия границ обусловлена главным образом возрастанием в граничной области энергии магнитной кристаллографической анизотропии и энергии обменного взаимодействия. Настоящая проблема, следовательно, может быть сведена к выяснению того состояния ферромагнитных кристаллов, при котором общая энергия четырех вышеупомянутых типов на единицу объема принимает минимальное значение, причем необходимо принять во внимание возможность образования границ доменов. Когда ферромагнитный кристалл состоит из ряда доменов и намагниченность направлена по оси легкого намагничивания, то проблема может быть сведена к нахождению

В области  $I$  начальной восприимчивости, где намагниченность  $J$  обратима по отношению к  $H$ , возрастание  $J$  с возрастанием  $H$  вызывается, вероятно, обратимыми смещениями границ доменов; объем доменов, намагниченность которых направлена по оси легкого намагничивания, ближайшей к направлению  $H$ , увеличивается. Увеличению объема доменов противодействует возрастание магнитоупругой энергии, обусловленной главным образом внутренними напряжениями. Величина начальной проницаемости может быть вычислена приближенно по формуле

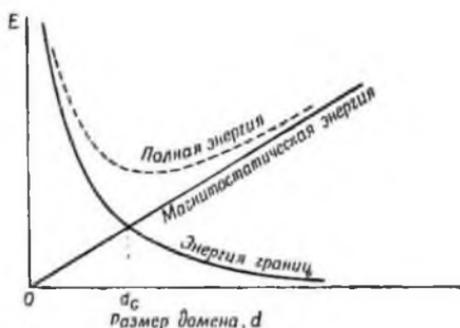
$$\mu_0 = \frac{16}{3} \frac{J_a^2}{\lambda \sigma_4}, \quad (27)$$

где  $\sigma_4$  — интенсивность внутренних напряжений.

Если же начальное намагничивание обусловлено вращением направления намагниченности доменов относительно кристаллических осей, то  $\mu$  приближенно выражается как

$$\mu_0 = \frac{4\pi}{3} \frac{J_a^2}{\mu K}. \quad (27a)$$

В интервале  $D$  изменения  $J$  необратимы, что проявляется в эффекте Баркгаузена. Это можно объяснить неравномерным распределением внутренних напряжений в кристаллах, как схематически показано на фиг. 12. Следовательно, при смещении границ доменов производится работа преодоления неравномерного распределения энергии внутренних напряжений. Если граница доменов проходит между соседними максимумами энергии ( $A$  и  $C$  на фиг. 12), ее смещение будет обратимым относительно приложенного магнитного поля. Однако после того, как она пересечет максимум энергии ( $C$  на фиг. 12) с помощью достаточно большой магнитоэтической энергии, смещение больше не будет обратимым, так как  $D$  является



Фиг. 11. Энергия намагничивания единицы объема ферромагнетика.



Фиг. 12. Схематическое изображение смещений границ доменов.

некоторым новым стабильным положением, где энергия также достигает минимума. Таким образом, с возрастанием  $H$  магнитный момент всех доменов принимает направление оси легкого намагничивания, наиболее близкой к направлению  $H$ .

Область  $R$  на фиг. 8 дает те пределы изменения магнитного поля, в которых происходит поворот вектора намагниченности доменов от осей легкого намагничивания к направлению магнитного поля. Так как при этом вращении совершается работа против кристаллографической и магнитоупругой энергий, то изменение намагниченности в интервале  $R$  должно быть обратимым по отношению к  $H$ .



Фиг. 13. Распределение векторов намагничивания в поликристаллах.

$a$  — размагниченное состояние,  $J=0$ ;  $b$  — остаточная намагниченность,  $J_R = J_S/2$ ;  $v$  — намагниченность насыщения,  $J = J_S$ .

Наконец,  $J$  достигает состояния насыщения  $S$ , при котором происходит лишь незначительное возрастание  $J_s$  в зависимости от  $H$ , как это следует из теории Вейса.

В процессе уменьшения поля  $H$  от состояния насыщения намагниченность монокристалла ферромагнетика обратимо уменьшается до  $H = H_D$ , где спонтанная намагниченность всех доменов распределена по осям легкого намагничивания. При условии, что имеются небольшие внутренние напряжения, намагниченность при  $H = H_D$  будет сохраняться даже в том случае, если  $H$  продолжает уменьшаться и достигает нуля. Это и есть остаточная намагниченность  $J_R$  монокристалла ферромагнетика, в котором преобладает энергия кристаллографической магнитной анизотропии; для кубического кристалла  $J_R$  выражается как

$$J_R = \frac{J_s}{(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3)}. \quad (28)$$

Подобным образом  $J_R$  для поликристаллических ферромагнетиков кубической структуры равно

$$J_R = J_S \left( \frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3} \right) = 0,831 J_S. \quad (28a)$$

Экспериментально было доказано, что эти законы хорошо выполняются для образцов чистого железа.

Что касается тех ферромагнетиков, в которых влияние внутренних напряжений преобладает, дело может обстоять несколько иначе. Если принять, что направления распределения внутренних напряжений случайны, то векторы намагниченности доменов после размагничивания распределяются также случайно, если  $H=0$  (фиг. 13,  $a$ ); но при наличии остаточной намагниченности они распределяются так,

как показано на фиг. 13, б. Тогда

$$J_R = J_s \int_0^{\frac{\pi}{2}} \cos \theta \sin \theta d\theta = \frac{J_s}{2}. \quad (29)$$

Коэрцитивная сила  $H_c$  также связана с внутренними напряжениями; она зависит от величины магнитострикции, а также от распределения внутренних напряжений. Приближенно можно написать

$$H_c \simeq 3 \frac{\lambda \sigma_i}{J_s}, \quad (30)$$

где  $\sigma_i$  — интенсивность внутренних напряжений.

**Остаточная намагниченность в слабом магнитном поле (петля Рэлея).** Если намагниченность  $J$  ферромагнитных материалов при воздействии магнитного поля  $H$  выходит за область начальной восприимчивости, то связь между  $J$  и  $H$  обнаруживает обычно явление гистерезиса. Пока  $H$  невелико, кривая гистерезиса зависимости  $B-H$  имеет форму почти эллиптической петли, как показано на фиг. 14. Эмпирическое уравнение этой гистерезисной петли было дано лордом Рэлеем в виде

$$B = (\nu_0 + \alpha H_1) H - \frac{\alpha}{2} (H_1^2 - H^2) \quad (31)$$

для кривой  $P \rightarrow Q$  при возрастании  $H$  и

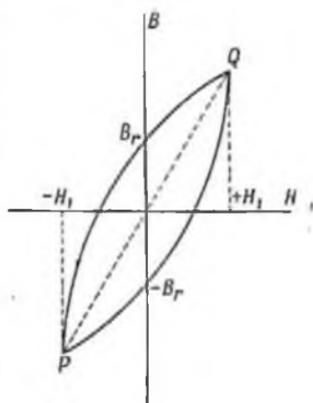
$$B = (\nu_0 + \alpha H_1) H + \frac{\alpha}{2} (H_1^2 - H^2) \quad (32)$$

для кривой  $Q \rightarrow P$  при уменьшении  $H$ , где  $H_1$  означает максимальное значение приложенного поля, как показано на фиг. 14.

Эта кривая носит название петли Рэлея, а  $\alpha$  есть постоянная Рэлея. Остаточная намагниченность  $J_R = B_R/4\pi$  в этом случае получается из уравнения (32):

$$J_R = \frac{\alpha}{8\pi} H_1^2. \quad (33)$$

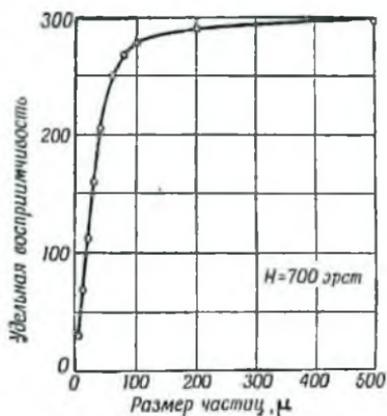
Как видно из уравнения (33),  $J_R$  возрастает пропорционально квадрату  $H_1$ . Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными данными.



Фиг. 14. Гистерезисная петля Рэлея.

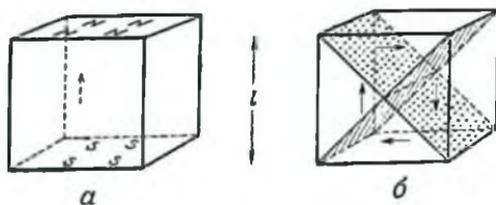
### МАГНЕТИЗМ КОНГЛОМЕРАТА МАЛЫХ ЗЕРЕН ФЕРРОМАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Ферромагнитные минералы, содержащиеся в горных породах, являются либо микрокристаллами, заключенными в массе породы, либо порфиоровыми вкрапленниками различного размера: от  $10^{-2}$   $\mu$  до нескольких миллиметров. Как указывал много лет назад Кёнигсбергер [4], магнитные свойства горных пород специфичны, что связано с малыми размерами зерен. Величина зерна заметно влияет на такие магнитные характеристики ферромагнетиков или ферримангнетиков, как проницаемость  $\mu_0$  и коэрцитивная сила  $H_c$ .



Фиг. 15. Удельная восприимчивость гематита в зависимости от размера частиц, по Шевалье и Матье.

Зависимость  $\mu_0$  от размеров зерна. На фиг. 15 ясно видно, что магнитная проницаемость ферромагнитных минералов зависит от размеров зерен, слагающих эти минералы; при этом  $\mu$  уменьшается с уменьшением размеров зерен [5—7]. Эта зависимость отражает изменение энергии намагничивания на единицу объема ферромагнетика. Следует отметить, что энергия границ возрастает при уменьшении размеров домена, в то время как магнитостатическая энергия уменьшается, как уже было показано на фиг. 11. В экстремальном



Фиг. 16. Две возможные доменные структуры в малой частице, по Киттелю.

случае, если размер ферромагнитного зерна меньше некоторого критического значения, такое зерно может состоять из одного домена, так как его энергия будет минимальна (см. кривые фиг. 11). Таким образом, изменение намагничивания конгломерата зерен, состоящих из одного домена, обусловлено только вращением спинов, на что

затрачивается гораздо больше работы, чем на смещение границ домена. Вообще говоря, более мелкие зерна состоят из меньшего числа доменов; при этом смещение границ вносит сравнительно меньший вклад в намагничивание единицы объема. Это, вероятно, и обуславливает наименьшую проницаемость наиболее мелких зерен.

Ниже обсуждается вопрос о критических размерах зерен с одним доменом (заимствовано у Киттеля [8, 9]).

Пусть  $a$  на фиг. 16 — ферромагнитный куб, состоящий из одного домена, а  $b$  — куб тех же размеров, но состоящий из четырех доменов, показанных стрелками. Энергия куба  $a$  состоит только из магнитостатической энергии и выражается как

$$E(a) = \frac{N_d J_s^2 l^3}{2} \simeq \frac{2\pi J_s^2 l^3}{3}, \quad (34)$$

где  $N_d$  — размагничивающий фактор, который в данном случае, как и для сферы, может быть принят равным  $4\pi/3$ . Магнитостатическая энергия куба  $b$  равна нулю, так как магнитный поток в кубе совершенно замкнут, и энергия куба состоит только из энергии границ доменов, которая выражается как

$$E(b) = 2\sqrt{2}l^3 e_w, \quad (35)$$

где  $e_w$  — величина энергии границы на единицу поверхности.  $E(a)$  становится равной  $E(b)$  при

$$l = l_0 = \frac{3\sqrt{2}e_w}{\pi J_s^2}. \quad (36)$$

Тогда, если  $l \ll l_0$ , однодоменная структура стабильна, а при  $l \gg l_0$  каждое зерно будет состоять из нескольких доменов.

Критические размеры  $l_0$  для железа, у которого  $J_s = 1700$  и  $e_w \simeq 2$  эрг/см<sup>2</sup>, составляют около  $10^{-6}$  см. Для магнетита  $l_0$ , вероятно, будет в 10 раз больше, чем для железа, а именно  $l_0 \sim 10^{-5}$  см, так как у магнетита  $J_s = 490$ .

**Зависимость  $H_c$  от размера зерна.** Коэрцитивная сила  $H_c$  зерен магнетита увеличивается с уменьшением размеров зерен, как показано на фиг. 17 [10]. Увеличение  $H_c$  особенно заметно, если диаметр зерен меньше  $20\mu$ , что соответствует заметному уменьшению  $\mu_0$  для тех же размеров зерен. Возрастание  $H_c$  можно объяснить той же причиной, что и уменьшение  $\mu_0$ .

Если предположить, что вращению спинов в зерне с одним доменом препятствует главным образом магнитная энергия кристаллографической анизотропии, то  $H_c$  по направлениям осей куба можно выразить как

$$H_c = \frac{2K}{J_s}. \quad (37)$$

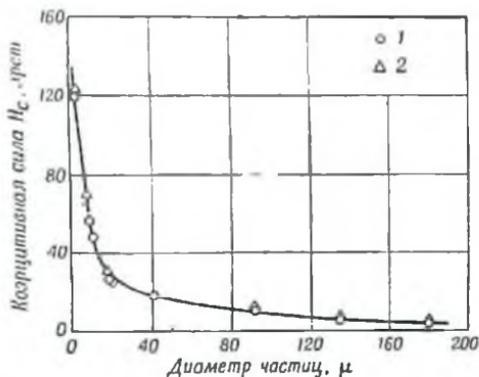
Для случайного скопления таких зерен результирующая коэрцитивная сила будет выражаться [11] уравнением

$$\bar{H}_c = \frac{0,64K}{J_a}. \quad (37a)$$

Если же это явление вызывается внутренними напряжениями, то [12]

$$H_c = \frac{3\lambda_s}{J_a}. \quad (30a)$$

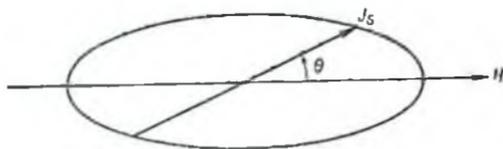
**Идеализированный случай кривой намагничивания очень малых зерен ферромагнетиков.** Значительное влияние на величину  $H_c$  малых



Ф и г. 17. Коэрцитивная сила магнетита в зависимости от размера частиц, по Готшалку.

1 — искусственный  $Fe_3O_4$ , 2 — естественный  $Fe_3O_4$ .

зерен оказывает также анизотропия формы зерна. Предположим, что зерно, состоящее из одного домена, имеет форму сфероида, размагничивающий фактор которого по меньшей оси равен  $M$ , а по большей —  $N$ , причем  $M > N$ , и что магнитное поле  $H$  приложено вдоль



Ф и г. 18. Анизотропия формы единичного домена вытянутого сфероида.

большой оси. Тогда энергия магнитного поля зерна будет равна  $-HJ_a \cos \vartheta$ , а энергия размагничивания  $J_a^2(N \cos^2 \vartheta + M \sin^2 \vartheta)/2$  на единицу объема, где  $\vartheta$  — угол между  $H$  и  $J_a$  (фиг. 18). Следова-

тельно, общая энергия

$$W = J_s^2 (N \cos^2 \theta + M \sin^2 \theta) / 2 - H J_s \cos \theta. \quad (38)$$

Угол  $\theta$  должен определяться из условия минимума  $W$ . Оптимальные значения общей энергии  $W$  на основании уравнения (38) будут иметь место при

- 1)  $\theta = 0$ ;  $W$  всегда имеет минимум,
- 2)  $\theta = \pi$ ;  $W$   $\begin{cases} \text{имеет минимум, если } H < J_s(M - N) = H_c, \\ \text{имеет максимум, если } H > J_s(M - N) = H_c. \end{cases}$
- 3)  $\cos \theta = -\frac{H}{J_s(M - N)}$ ;  $W$  имеет максимум при  $H < J_s(M - N) = H_c$ .

Этот результат свидетельствует, что намагниченность  $J = J_s \cos \theta = J_s$ , полученная при  $H > H_c$ , остается постоянной до тех пор, пока  $H$  не уменьшится до  $-H_c$ , а также, что  $J$  скачком переходит в  $-J_s$ , когда  $-H$  превышает  $-H_c$ . Таким образом, кривая намагничивания по большей оси вытянутого сфероида однодоменного зерна образует прямоугольную гистерезисную кривую, как показано на фиг. 19, а.

Коэрцитивная сила в этом случае выражается как

$$H_c = (M - N) J_s, \quad (39)$$

а результирующее значение  $H_c$  случайного скопления таких зерен равно

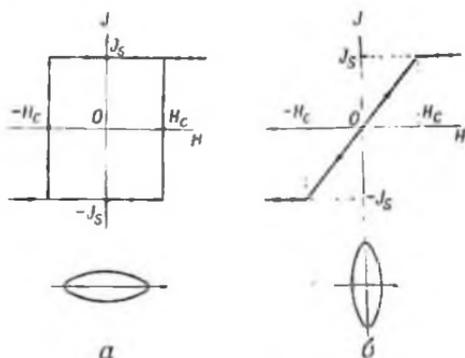
$$\bar{H}_c = 0,48 (M - N) J_s, \quad (40)$$

Рассмотрим сжатый у полюсов сфероид, где  $N > M$ . Тогда при

- 1)  $\theta = 0$ ;  $W$  имеет  $\begin{cases} \text{максимум, если } H < J_s(N - M), \\ \text{минимум, если } H > J_s(N - M), \end{cases}$
- 2)  $\theta = \pi$ ;  $W$  всегда имеет максимум
- 3)  $\cos \theta = \frac{H}{(N - M) J_s}$ ;  $W$  имеет минимум, если  $H < J_s(N - M)$ .

Следовательно, если  $|H|$  меняется в пределах от 0 до  $J_s(N - M)$ , намагниченность равна

$$J = J_s \cos \theta = \frac{H}{N - M}, \quad 0 \leq |H| \leq J_s(N - M), \quad (41)$$

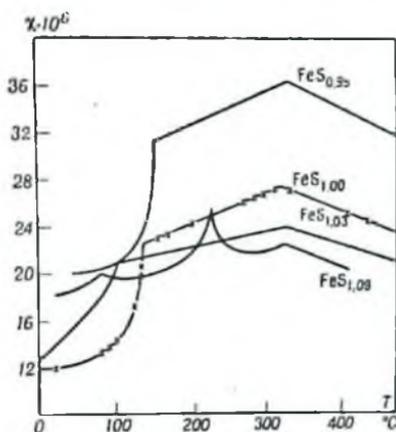


Фиг. 19. Кривые намагничивания по главным осям сфероида монокристалла.

если  $|H|$  превышает  $J_p(N-M)$ ,  $J$  всегда равно  $J_p$ . Таким образом, зависимость  $J \sim H$  от  $|H|$  выражается прямой линией для  $|H|$  в пределах, заданных соотношением (41); при этом  $J$  обратимо по отношению к  $H$ , как показано на фиг. 19, б.

### АНТИФЕРРОМАГНЕТИЗМ И ФЕРРИМАГНЕТИЗМ [13]

**Антиферромагнетизм.** Ферромагнетизм твердых тел давно изучен на металлах и металлических сплавах. Однако было открыто [13], что некоторые твердые материалы обладают особыми магнитными свойствами и не могут быть отнесены ни к ферромагнетикам, ни к парамагнетикам. Пример таких магнитных свойств приведен на фиг. 20, на которой можно видеть, что  $\chi$  имеет величину порядка  $10^{-5}$ , подобно



Фиг. 20. Антиферромагнетизм  $\text{FeS}_{1+x}$ .

$\chi$  парамагнетиков, но достигает максимума при некоторой определенной температуре, при которой обнаружена также аномалия удельной теплоемкости. Эта особая температура называется  $\lambda$ -точкой, или точкой Кюри, так как при температурах  $T$ , превышающих ее, отношение между  $\chi$  и  $T$  следует закону Кюри — Вейса для парамагнетиков.

Магнитное состояние при температурах ниже  $\lambda$ -точки может быть представлено как антипараллельное расположение спинов соседних атомов, обусловленное отрицательным обменным взаимодействием (ферромагнитное состояние обусловлено параллель-

ным расположением спинов, вызванным положительным обменным взаимодействием). Это состояние получило название *антиферромагнетизма* [14]. Химические формулы некоторых антиферромагнитных материалов и их  $\lambda$ -точки помещены в табл. 2 [2, 15].

Образование магнитного момента атомов в антиферромагнитных кристаллах на основании экспериментальных результатов дифракции нейтронов этих материалов [16] схематически представлено на фиг. 21, б. Таким образом, антиферромагнетизм точно так же, как и ферромагнетизм, является упорядоченным состоянием магнитных моментов атомов, и разница между ними заключается в способе объединения спинов, антипараллельном в первом случае и параллельном во втором.

Если имеется статистический систематический дефект в решетке антиферромагнетиков, то спонтанная намагниченность материала может

иметь достаточно большую величину (так может быть в случае пирротита, как упомянуто на стр. 40).

Таблица 2

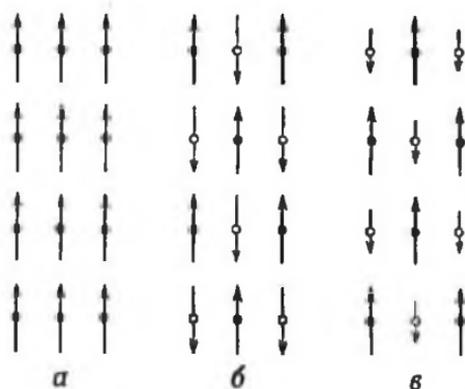
ТОЧКИ КЮРИ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Материал	$\lambda$ -точка, °К	Материал	$\lambda$ -точка, °К
VCl <sub>3</sub>	30	FeS	593
Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	320	FeO	198
CrSb	700	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	950
CrCl <sub>2</sub>	70	FeCO <sub>3</sub>	(35)
MnO	116	FeF <sub>2</sub>	79
MnO <sub>2</sub>	90	FeCl <sub>2</sub>	24
MnS	165	CoO	271
MnSe	247	CoCl <sub>2</sub>	25
MnTe	307	NiO	520
MnF <sub>2</sub>	72	NiCl <sub>2</sub>	50

**Ферримагнетизм** [13, 17]. Ферриты — это металлические окислы химических соединений  $MOFe_2O_3$ , где М означает двухвалентный атом металла, такой, как Mg, Ni, Co, Mn, Fe, Cu, Zn, Cd и т. д.

Ферриты, за исключением  $ZnOFe_2O_3$  и  $CdOFe_2O_3$ , обнаруживают характер ферромагнетиков. С другой стороны, рентгеновский анализ этих кристаллов показывает, что они имеют строение шпинелей, причем ферриты с Zn и Cd обладают нормальной шпинельной решеткой типа  $M^{2+}(Fe_2^{3+})O_4^{2-}$ , тогда как все остальные — инверсионной шпинельной решеткой типа  $Fe^{3+}(M^{2+}Fe^{3+})O_4^{2-}$ .

Вообще 8 молекул типа  $XY_2O_4$  составляют одну ячейку шпинельной решетки, образуя  $X_8(Y_{10})O_{32}$  для шпинельной решетки нормального типа и  $Y_8(X_8Y_8)O_{32}$  для шпинельной решетки инверсионного типа, где 8 ионов металла вне скобки занимают  $8f$  положений, а 16 ионов внутри нее —  $16c$  положений. На фиг. 22 изображена  $\frac{1}{4}$  часть

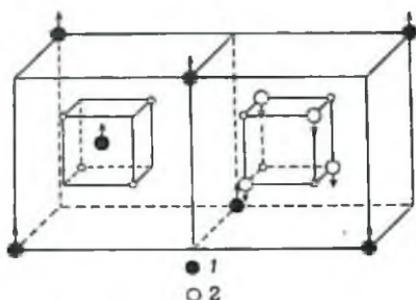


Фиг. 21. Схематическое изображение распределения векторов намагниченности в кристаллах.

а — ферромагнетик; б — антиферромагнетик;  
в — ферримагнетик.

единичной ячейки; черные кружки — узлы решетки с  $8f$  положениями, образующими тетраэдр по отношению к атому кислорода; белые кружки — узлы решетки с  $16c$  положениями, образующими октаэдр по отношению к атому кислорода.

Так, для магнетита ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ )  $8f$  положения заняты  $8\text{Fe}^{3+}$ , а  $16c$  положений заняты  $8\text{Fe}^{2+} + 8\text{Fe}^{3+}$ . Исследование при помощи



Фиг. 22. Обратная шпинельная структура (магнетит).

Стрелки показывают магнитные моменты ионов. 1— $8f$ -положения; 2— $16c$ -положения.

дифракции нейтронов показывает, что магнитные моменты Fe в  $8f$  и в  $16c$  противоположны по направлению. Таким образом, магнетит является антиферромагнетиком.

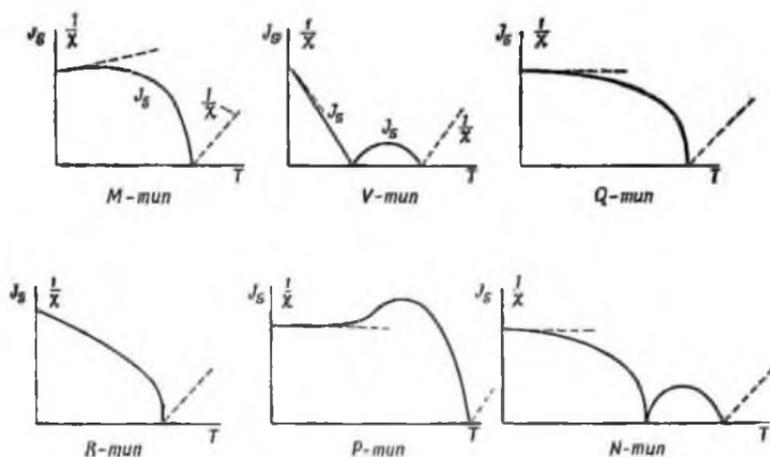
Далее, если положить, что ион  $\text{Fe}^{++}$  имеет магнитный момент  $4\mu_B$  спина (магнетон Бора), то результирующий магнитный момент на единицу  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  должен быть  $4\mu_B$ . Наблюдаемая величина  $J_s$  магнетита показывает, что он равен  $4,07$ . Величина  $J_s$  других ферритов, имеющих решетку обратного шпинельного типа, имеет тот же порядок.

Короче говоря, две различные группы магнитных моментов металлических ионов объединяются антиферромагнитно, но моменты этих двух групп отличаются друг от друга, вследствие чего результирующий магнитный момент будет выглядеть так, как схематически изображено на фиг. 21, в. Магнитное состояние материала в этом случае называется *ферримагнитным*.

Нель [17] теоретически объяснил явление ферримагнетизма. Согласно Нелю, эффект отрицательного обменного взаимодействия между  $8f$  и  $16c$  может быть больше, чем между металлическими ионами внутри самих  $8f$  или  $16c$  в этих ферритах, имеющих решетку обратного шпинельного типа, что вызывает антиферромагнитные объединения между  $8f$  и  $16c$  ионами. Таким образом, и ферримагнетики обладают спонтанной намагниченностью  $J_s$ , представляющей разность между противоположными магнитными моментами атомов различных групп. Вот почему магнитные свойства ферримагнетиков почти такие же, как у ферромагнетиков. Теория Неля в большинстве случаев хорошо объясняет наблюдаемые факты, касающиеся ферримагнетиков.

Одним из интересных вопросов, который можно рассмотреть на основе теории Неля [17], является вопрос о возможных формах зависимости  $J_s$  ферримагнетика от температуры  $T$ . Предполагая различные комбинации величин трех типов взаимодействия между металли-

ческими ионами в ферримагнитном кристалле (между ионами 8f, между ионами 16c и между ионами 8f и 16c), мы можем получить теоретически шесть различных типов зависимости  $J_s \sim T$ , показанных на фиг. 23.



Фиг. 23. Шесть типов возможной зависимости между  $J_s$  и  $T$  в ферримагнитных материалах, по Нелю.

В табл. 3 помещены полученные экспериментально величины намагниченности насыщения  $J_s$ , точки Кюри  $\theta$  и начальной проницаемости  $\mu_0$  нескольких типичных ферримагнетиков [2, 50], а также число магнетонов Бора на моль, вычисленное из  $J_s$  и рассчитанное по теории Неля.

Таблица 3

МАГНИТНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ФЕРРИТОВ

Ферриты	$J_s$ эл.-магн. ед.	$\theta$ . °C	$\mu_0$ эл.-магн. ед.	Число магнетонов Бора на моль	
				наблюденное	теоретическое
$FeOFe_2O_3$ . . . . .	490	578	70	4,07	4
$MnOFe_2O_3$ . . . . .	320	510	250	4,6 [50]	5
$NiOFe_2O_3$ . . . . .	240	590	10	2,3	2
$CuOFe_2O_3$ . . . . .	290	455	70	1,3	1
$MgOFe_2O_3$ . . . . .	140	310	10	1,1	0
$CoOFe_2O_3$ . . . . .	—	520	>1	3,7 [50]	3

Теоретические величины числа магнетонов Бора на моль хорошо согласуются с наблюдаемыми величинами, за исключением Mg-феррита. Почти все ферромагнитные минералы, содержащиеся в горных породах, согласно приведенному здесь определению, являются ферримангнетиками. Однако термин «ферромагнетизм» будет включать в последующем описании и понятие ферримангнетизм, за исключением тех случаев, когда различие между ферромагнетизмом и ферримангнетизмом должно быть специально подчеркнуто.

Твердые растворы или смеси двух различных ферримангнетиков практически используются в различных целях. Одна из них — получение ферритов с высокой восприимчивостью, у которых  $\mu_0$  велико, а электрическая проводимость много меньше, чем у металла. Поскольку магнитострикция положительна только у  $\text{FeOFe}_2\text{O}_3$ , а у других ферритов отрицательна, соответствующая комбинация этих двух типов ферритов дает материал с очень малой магнитострикцией, результатом чего является большая величина  $\mu_0$  [18].

Другие сплавы используются как материалы для постоянных магнитов. Като и Таки нашли, что  $\text{Fe}_3\text{O}_4 \cdot \text{CoOFe}_2\text{O}_3$  может обеспечить большие величины коэрцитивной силы и остаточной намагниченности ( $H_c = 400 \sim 1000$  эрст,  $J_R = 300 \sim 500$  гс), если его охлаждать в магнитном поле. Этот материал широко применяется для изготовления постоянных магнитов и называется О. Р. магнит в Японии и вектолит в США.

### МАГНЕТИТ ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ )

Магнетит ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) — самый главный и важный среди различных пороодообразующих минералов, являющихся носителями магнетизма горных пород. Магнитные свойства магнетита изучаются давно, а в последнее время на базе учения о ферримангнетизме его кристаллическая структура и магнитное строение выяснены достаточно хорошо.

**Кристаллическая структура.** Кристаллическая структура магнетита относится к шпинельным структурам инверсионного типа, у которых каждая ячейка решетки состоит из 8 ( $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ). Расстановка ферри- и ферро-ионов и кислорода в решетке показана на фиг. 22; направление магнитного момента каждого атома железа определено экспериментально при помощи диффракции нейтронов [20]. Таким образом,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  является типичным примером ферримангнетика (см. стр. 33). Постоянная решетки чистого  $\text{Fe}_3\text{O}_4$   $a = 8,413 \text{ \AA}$ , а естественного магнетита колеблется от 8,36 до 8,42  $\text{ \AA}$  [21]. Плотность чистого  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  равна 5,25, а натурального магнетита 4,9 ~ 5,3; точка плавления  $1591 \pm 5^\circ \text{C}$ .

**Магнитные свойства.** Магнитные свойства магнетита [22—27] приведены ниже.

Точка Кюри . . . . .	$\theta = 578^\circ \text{C}$
Намагниченность насыщения <sup>1</sup> . . . . .	$I_s = 92 \sim 93 \text{ гс/г}$ при комнатной температуре $I_s = 98,2 \text{ гс/г}$ при $0^\circ \text{K}$
Коэрцитивная сила <sup>1</sup> . . . . .	$H_0 \sim 20 \text{ эрст}$ (естественный магнетит)
Начальная проницаемость <sup>2</sup> . . . . .	$\mu_0 \sim 10$ эл.-магн. ед. (кристалл естественного магнетита) $\mu_0 \sim 70$
Константа магнитной анизотропии . . . . .	Отрицательная $K \sim 10^6 \text{ эрг/см}^3$
Направление легкого намагничивания . . . . .	[111]
Критическая температура <sup>3</sup> . . . . .	

<sup>1</sup>  $I_s$  системы  $\text{FeO} - \text{Fe}_3\text{O}_4$  имеет максимум при  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , тогда как  $H_0$  при  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  имеет минимум.

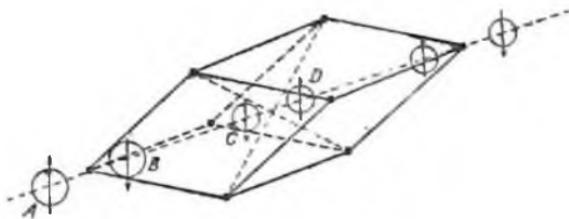
<sup>2</sup>  $\mu_0$  имеет два максимума: один при температуре непосредственно перед точкой Кюри ( $\mu_0 \approx 500$ ) и другой около  $-133^\circ \text{C}$  ( $\mu_0 \approx 275$ ).

<sup>3</sup> При этой температуре электрическая проводимость, удельная теплоемкость, а также намагничивание показывают аномальные изменения.

### ГЕМАТИТ И МАГГЕМИТ ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ )

Гематит и маггемит одинаковы по своему химическому составу, который выражается формулой  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Но гематит имеет ромбоэдриальную структуру и называется  $\alpha$ -состоянием  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , тогда как маггемит имеет кубическую структуру инверсионного шпинельного типа и называется  $\gamma$ -состоянием  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ .

**Гематит ( $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ).** Гематит имеет ромбоэдриальную кристаллическую структуру, как показано на фиг. 24 [28], где магнитный



Фиг. 24. Ромбоэдриальная кристаллическая структура гематита.

Стрелки указывают направление спиновых магнитных моментов, по Шэ.у.

момент каждого атома Fe указан стрелкой. Постоянные решетки [21] следующие:

$$a = 5,413 \text{ \AA}, \quad \alpha = 55^\circ 17'.$$

Гематит теперь считается антиферромагнетиком с  $\lambda$ -точкой при  $675^\circ \text{C}$  (29). Однако часто пишут, что гематит имеет ферромагнитные

характеристики и его точка Кюри равна  $675^{\circ}\text{C}$ . По Шевалье, Матье [30] и Рокэ [31], магнитные характеристики гематита таковы:

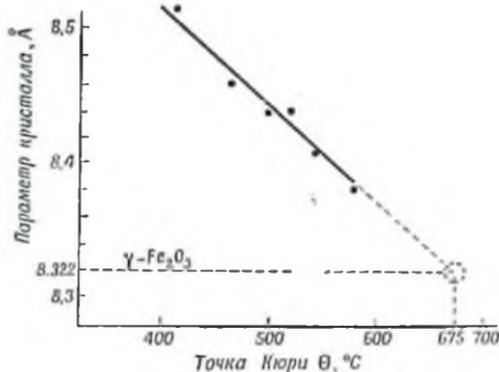
$$I_s \approx 0,5 \text{ гс/г. } H_c \approx 7600 \text{ эрст.}$$

По мнению Неля [32] и других исследователей, этот слабый ферромагнетизм должен быть отнесен за счет магнетита, следы которого содержались в исследуемых образцах.

**Маггемит ( $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ).** Маггемит, напротив, имеет инверсионную шпинельную структуру, у которой постоянная решетки  $a = 8,322 \text{ \AA}$ , т. е. почти такая же, как у магнетита [33, 34]. Сходство  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  выражается следующим образом:  $4(\text{Fe}_2\text{O}_3) = 3(\text{Fe}_3\text{O}_4)$  [35].

Это означает, что кристаллическая решетка  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  инверсионного шпинельного типа имеет дефект решетки, сравнимый с дефектом решетки у  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Нестабильность маггемита по отношению к температуре может быть связана с этим дефектом решетки.

При повышении температуры  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  необратимо превращается в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . Температура перехода  $\gamma \rightarrow \alpha$  равна  $275^{\circ}\text{C}$  [36, 37]; по данным других исследователей [2], она равна  $400 \sim 800^{\circ}\text{C}$ . Непосредственно определить точку Кюри  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  трудно, поскольку это соединение нестабильно при высоких температурах. Однако это можно сделать путем экстра-



Фиг. 25. Изменение параметра кристалла твердого раствора  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_3 \cdot \text{Na}_2\text{O}$  как функция точки Кюри, по Мишелю и Шодрону.

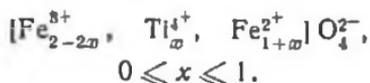
поляции точек Кюри твердых растворов  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  с другими металлическими оксидами с различными параметрами, как это показано на фиг. 25. Точка Кюри, определенная таким способом [38], и намагниченность насыщения [22] маггемита равны:

$$\Theta = 675^{\circ}\text{C}, \quad I_s = 83,5 \text{ гс/г.}$$

## ТИТАНОМАГНЕТИТ

Естественные магнетиты, как показывает их химический анализ, обычно состоят не только из  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{FeO}$ , но также из некоторого количества  $\text{TiO}_2$ . Естественный магнетит, содержащий избыточное количество  $\text{TiO}_2$ , обычно называется *титаномагнетитом*. Согласно Шевалье и Пьеру [39], титаномагнетит представляет собой химиче-

ское соединение  $\text{FeO}(\text{Fe}, \text{Ti})_2\text{O}_3$  с кристаллической структурой, принадлежащей к шпинельному типу. По мнению Пуярда [21], так называемые титаномагнетиты являются твердыми растворами  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$ ; последние имеют инверсионную шпинельную структуру, и их составляющие могут быть представлены как



Постоянная решетка  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$ , который не является ферромагнетиком, равна  $a = 8,534 \text{ \AA}$ , так что постоянная решетки твердого раствора  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$  меняется в пределах от 8,413 до 8,534  $\text{ \AA}$ . Точка Кюри также изменяется постепенно от 578°С до 0°К.

Поскольку изменение точки Кюри в горных породах обычно обуславливается вышеупомянутыми твердыми растворами титаномагнетита, то данные, полученные Пуярдом (см. табл. 4), весьма существенны для исследований магнетизма горных пород, хотя, возможно, некоторые из них еще требуют уточнения. Таким образом, титаномагнетит может представлять собой вид замещенного магнетита, где процесс замещения происходит по следующей схеме:



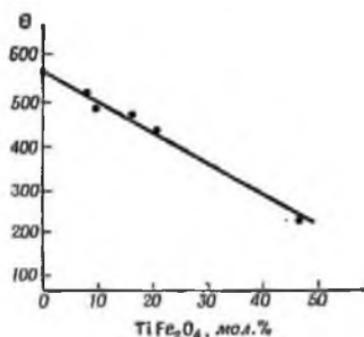
Таблица 4

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПУЯРДА

	$\text{Fe}_3\text{O}_4$	Образец, составленный из $x\text{Fe}_3\text{O}_4 + y\text{TiO}_2$					Образец, составленный из $\text{Fe}_3\text{O}_4 + \text{TiO}_2$		$\text{TiFe}_2\text{O}_4$
% $\text{TiFe}_2\text{O}_4$ на моль .	0	8	10	18	25	42	42	100	
Постоянная решетки $a$ , $\text{ \AA}$ . . . . .	8,413	8,420	8,428	8,43	8,44	8,46	8,46	8,534	
Точка Кюри $\theta$ , °С .	575	524	485	475	468	230	215	—	

ПИРРОТИТ ( $\text{FeS}_{1+x}$ )

Соединения Fe и S обладают особыми магнитными свойствами.  $\text{FeS}_2$  — парамагнетик и называется *пиритом*, тогда как  $\text{FeS}_{1+x}$  ( $\text{Fe}_{11}\text{S}_{12} \sim \text{Fe}_9\text{S}_7$ ) имеет характер ферромагнетика [40] и называется *пирротитом*.



Фиг. 26. Точка Кюри твердого раствора  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{TiO}_2 \cdot 2\text{FeO}$ , по Пуярду.

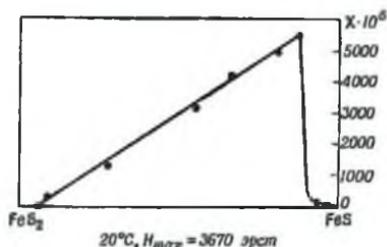
Магнитные свойства пирротитов следующие [2, 41, 43]:

Точка Кюри . . . . .  $\theta = 300 \sim 325^\circ \text{C}$

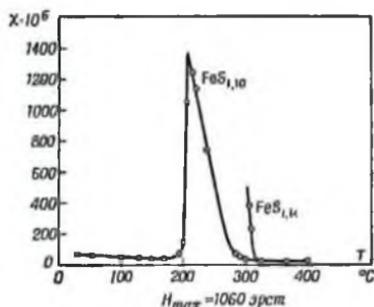
Намагниченность насыщения . . . . .  $J_s = 62 \text{ эс}$

Коэрцитивная сила . . . . .  $H_0 \approx 15 \sim 20 \text{ эрст}$

Кристаллическая структура пирротита гексагональна по типу NiAs и распределение спинов в его кристаллической решетке имеет антиферромагнитный характер [40, 42].



Ф и г. 27. Восприимчивость  $\text{FeS}_{1+x}$  при  $1 \leq x \leq 2$ , по Жуца и Билтцу.



Ф и г. 28. Кривая  $\chi \sim T$  для  $\text{FeS}_{1,10}$  и  $\text{FeS}_{1,14}$ , по Гаральдсену.

Магнитная восприимчивость системы Fe—S меняется в зависимости от содержания  $x$  компонента S, как показано на фиг. 27 [43]. Иными словами:

1)  $x < 0$ . Fe растворимо в пределах  $-0,16 < x < 0$ , и раствор слабо ферромагнитен.

2)  $x = 0$ . (FeS) тоже слабо ферромагнитен (антиферромагнитный характер), точка Кюри около  $600^\circ \text{C}$ .

3)  $0 < x < 0,05$ . Точка Кюри уменьшается с возрастанием  $x$ , достигая  $500^\circ \text{C}$  при  $x = 0,0003$ . Магнитный характер  $\text{FeS}_{1+x}$  при  $0 < x < 0,05$  имеет тип антиферромагнетизма, как показано на фиг. 20, кривая  $\chi \sim T$  имеет две  $\lambda$ -точки,  $T_\alpha$  и  $T_\beta$ .

4)  $0,05 < x < 0,09$ .  $\chi \sim T$  кривые имеют три  $\lambda$ -точки,  $T_\alpha$ ,  $T_\beta$  и  $T_\gamma$ , где  $T_\alpha < T_\gamma < T_\beta$ .

Вышеупомянутые магнитные характеристики  $\text{FeS}_{1+x}$  возникают благодаря наличию двух различных ферромагнитных подрешеток, т. е. ионы  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Fe}^{3+}$  распределены каждые в своей гексагональной плоскости гексагональной кристаллической решетки [40].

5)  $x = 0,1$ . Кривая  $\chi \sim T$  в этом случае имеет один острый пик при  $220^\circ \text{C}$ , как показано на фиг. 28. [44]. Это соответствует переходному состоянию от антиферромагнетизма к обычному ферромагнетизму (ферримagnetизм) при возрастании  $x$  в  $\text{FeS}_{1+x}$ .

6)  $0,1 < x < 0,94$ . В этой области  $\text{FeS}_{1+x}$  обнаруживает ферромагнитный характер, причем зависимость  $J_s \sim T$  подчиняется закону Вейса. Направление легкого намагничивания лежит в гексагональной плоскости, тогда как вдоль гексагональных осей намагничивание будет наиболее трудным. Естественные минералы пирротита имеют подобное строение, и их магнитные свойства таковы, как указано выше. Намагниченность уменьшается с увеличением  $x$  вплоть до  $x = 0,94$ .

7)  $x > 0,94$ .  $\text{FeS}_{1+x}$  в этой области становится неферромагнитным; к этому случаю относится пирит ( $\text{FeS}_2$ ).

Некоторые из магнитных характеристик магнетизма  $\text{FeS}_{1+x}$ , упомянутых выше, еще не полностью обоснованы теоретически.

### ДРУГИЕ МИНЕРАЛЫ СЛОЖНОГО СОСТАВА

Ферромагнитные минералы, содержащиеся в горных породах, имеют сложный состав, являясь твердыми растворами или смесями большого количества минералов. Даже если мы будем рассматривать бинарную систему Fe и O, то и здесь имеются три соединения,  $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , причем третье имеет две различные структуры,  $\alpha$  и  $\gamma$ , а, кроме того, в природе могут существовать смешанные кристаллы этих соединений.

Тройная система Fe—Ti—O имеет существенное значение в породообразующих ферромагнитных минералах, так как они в большинстве случаев состоят из  $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$ . К сожалению, ни кристаллическая структура, ни магнетизм упомянутых сложных соединений не определены полностью. Однако ниже будут изложены отдельные сведения, касающиеся этих минералов.

**Система  $\text{FeO—Fe}_2\text{O}_3$ .** Магнитные свойства и кристаллическая структура  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  описаны на стр. 36—38.

Однородная фаза  $\text{FeO}$  называется *вюстит*; обычно в нем немного нехватает Fe по сравнению с его стехеометрическим составом, согласно Мэзону [45].

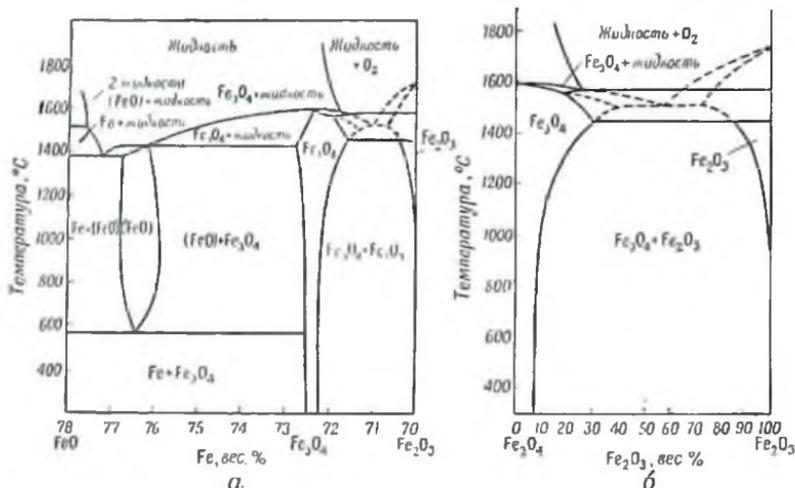
Вюстит имеет кристаллическую структуру типа NaCl (кубическую) с постоянной решетки  $a = 4,332 \text{ \AA}$ , но он нестабилен при температурах ниже  $575^\circ\text{C}$ , при которых происходит превращение



В магнитном отношении вюстит парамагнитен при обычных температурах и становится антиферромагнитным при низких температурах (ниже  $-75^\circ\text{C}$ ).

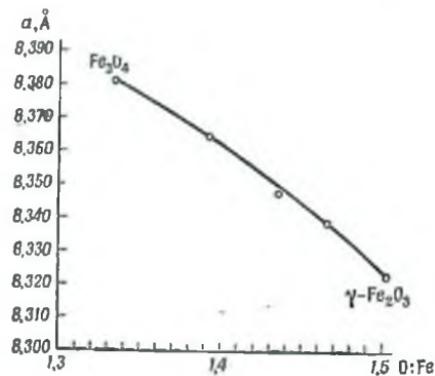
Надо полагать, что в природе не существует естественного минерала вюстита вследствие его нестабильности, упомянутой выше. Правда, Брюн [46] сообщил, что он обнаружил ферромагнитный минерал  $\text{FeO}$  и назвал его *иоцитом*, но это мог быть  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , богатый  $\text{FeO}$ .

На фиг. 29 изображена наиболее вероятная фазовая диаграмма системы  $\text{FeO}-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{Fe}_2\text{O}_3$ , составленная Мэзоном на основании многочисленных экспериментов. Часть диаграммы между  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$



Фиг. 29. Фазовая диаграмма системы  $\text{FeO}-\text{Fe}_2\text{O}_3$ , по Мэзону.

в увеличенном виде представлена на фиг. 29, б. Давление кислорода равно примерно 1 атм. Как показано на фиг. 29, растворимость  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  в  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  очень мала, но  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  значительна даже при комнатной температуре, повышаясь до 30% при 1450°C.

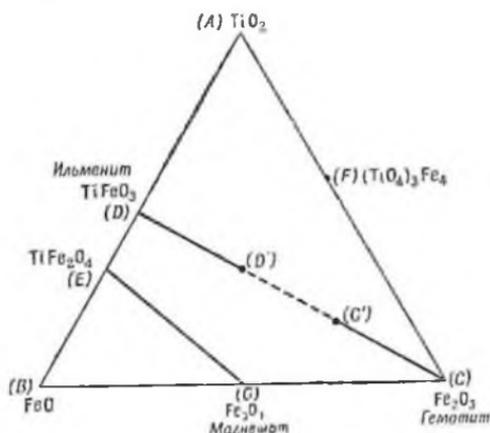


Фиг. 30. Параметр кристалла твердого раствора  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , по Хэггу.

$\text{Fe}_2\text{O}_3$ , о котором шла речь выше, представляет собой  $\alpha$ -состояние. Что касается  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , он растворим в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , поскольку оба имеют одинаковую кристаллическую структуру. Фиг. 30 показывает постепенное изменение постоянной решетки твердого раствора  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , по данным Хэгга [47]. Постепенное изменение  $\text{Fe}_3\text{O}_4 \rightarrow \text{Fe}_2\text{O}_3$  вызывает соответствующее постепенное изменение точки Кюри (578  $\rightarrow$  675°C).

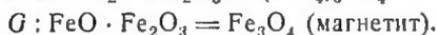
Система  $\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{FeO}-\text{TiO}_2$ . Точное определение тройной системы  $\text{Fe}-\text{Ti}-\text{O}$  еще не сделано. Однако равновесная фазовая диаграмма системы  $\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{FeO}-\text{TiO}_2$ , полученная Пуярдом [21], вполне удо-

влетворительна (фиг. 31). Она составлена Пуийардом по данным химического анализа, рентгеноанализа и термомагнитных исследований и показывает равновесные состояния  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeO}$  и  $\text{TiO}_2$  при обычных температурах, выраженные в молях.



Фиг. 31. Фазовая диаграмма тройной системы  $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$  при обычной температуре, по Пуийарду.

Точки  $D$ ,  $E$ ,  $F$  и  $G$  диаграммы соответствуют стабильным соединениям, а именно:



Характеристики этих соединений следующие:

$D : \text{TiFeO}_3$  (ильменит). Его кристаллическая структура ромбоэдральна, кристаллические параметры  $a = 5,48 \text{ \AA}$  и  $\alpha = 53^\circ 46'$ . Ильменит при обычных температурах антиферромагнитен.

$E : \text{TiFe}_2\text{O}_4$ . Он имеет шпинельную структуру с  $a = 8,534 \text{ \AA}$ ; является парамагнетиком.

$F : (\text{TiO}_4)_3\text{Fe}_4$  (ферритный титанат). Он имеет тетрагональную структуру с  $a = 9,30 \text{ \AA}$ ,  $c = 9,50 \text{ \AA}$  и  $c/a = 1,02$ . В магнитном отношении он слабо ферромагнитен. Точка Кюри  $240^\circ \text{C}$ .

$G : \text{Fe}_3\text{O}_4$  (магнетит). См. стр. 36.

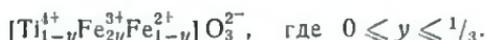
Основными равновесными соединениями этих трех составляющих,  $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$ , будут твердые растворы  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ — $\text{TiFeO}_3$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ — $\text{TiFe}_2\text{O}_4$ .

Твердый раствор  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiFeO}_3$ . Так как и  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiFeO}_3$  имеют ромбоэдральную структуру, теоретически они растворимы один

в другом при любых соотношениях. Однако в действительности существует две ограниченные области растворения. Один тип раствора существует в пределах от  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  до  $(2\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{TiFeO}_3)$ , на диаграмме он обозначен отрезком  $CC'$ ;  $a$  и  $\alpha$  его кристаллической решетки меняются постепенно от  $a = 5,41 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 55^\circ 17'$  (чистый  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) до  $a = 5,46 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 55^\circ 07'$ . Этот тип раствора может быть выражен как



Другой тип раствора обозначен отрезком  $DD'$ ; он существует в пределах от  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$  до  $(2\text{TiFeO}_3 \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3)$ ;  $a$  и  $\alpha$  его решетки изменяются от  $a = 5,48 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 53^\circ 46'$  (чистый ильменит) до  $a = 5,47 \text{ \AA}$ ,  $\alpha = 54^\circ 38'$ . Этот раствор можно выразить как



Эти твердые растворы могут быть образованы благодаря замещению



Очевидно, некоторые из них ферримагнитны.

Твердый раствор  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$ . Эти соединения обладают шпинельной структурой и могут составить общий твердый раствор, т. е. они растворимы во всем диапазоне, как показывает прямая  $EG$  на диаграмме. Поскольку  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$  парамагнитен, тогда как  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  ферромагнитен, их твердые растворы значительно различаются по магнитным свойствам:  $J_s$  и  $\Theta$  уменьшаются пропорционально количеству  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$ . Детально эти изменения обсуждены на стр. 38 («Титаномагнетит»). Замещения в этих растворах могут также иметь вид



Другие твердые растворы. Повидимому,  $3\text{TiO}_2 \cdot 2\text{Fe}_2\text{O}_3$  растворимо в  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в пределах до точки Кюри ( $661^\circ\text{C}$ ); растворимость  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  описана на стр. 42.

Суммируя изложенные выше результаты, мы можем предсказать кристаллографические и магнитные свойства любого соединения  $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$  при помощи диаграммы фиг. 31. Основным элементом является твердый раствор между  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{TiFe}_2\text{O}_4$  (титаномагнетит). Согласно Пулярду, составляющие внутри треугольника  $EBG$  ( $\text{FeO}-\text{Fe}_3\text{O}_4-\text{TiFe}_2\text{O}_4$ ) способны образовать раствор  $(\text{FeO}) +$  (титаномагнетит остаточного состава), тогда как внутри четырехугольника  $DEGD'$  образуются  $(2\text{TiFeO}_3 \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3) +$  (титаномагнетит из остальных составляющих). Магнитные характеристики этих растворов определяются магнитными характеристиками титаномагнетита. Однако естественные ферромагнитные минералы обычно отличаются от описанных выше равновесных фаз.

**Замещение ферро- и ферри-ионов в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .** Согласно Мишелю [29],  $\text{Fe}^{2+}$  в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  может быть замещено ионом щелочного металла следующим путем:



Таким образом, магнетит в комбинации со щелочными металлическими окислами превращается в  $(\text{Fe}_{2+x}\text{Fe}_{1-2x}\text{M}_x^+)\text{O}_4^{2-}$ . Точка Кюри замещенного магнетита уменьшается с увеличением  $x$ .

Подобно этому  $\text{Fe}^{2+}$  в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  может быть замещен такими ионами металлов  $\text{M}^{2+}$ , как  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{Mg}^{2+}$  и т. д., образуя  $(\text{Fe}_2^+\text{Fe}_{1-y}\text{M}_y^{2+})\text{O}_4^{2-}$  [48].  $\text{Fe}^{3+}$  в  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  также может быть замещен ионами металлов  $\text{M}^{3+}$ , такими, как  $\text{Al}^{3+}$  и  $\text{Cr}^{3+}$ . В этих случаях точка Кюри замещенного магнетита заметно уменьшается по сравнению с  $578^\circ\text{C}$ .

**Замещение ферри-ионов в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  [21, 49].**  $\text{Fe}^{3+}$  в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в определенных пределах тоже может быть замещен ионами таких металлов, как  $\text{Al}^{3+}$  или  $\text{Cr}^{3+}$  и др. Интересно, что замещенный маггемит, т. е. его твердый раствор с подобными соединениями, весьма стабилен при нагревании, несмотря на то что сам маггемит нестабилен. Пуийярд нашел, что изменение  $J$  в зависимости от  $T$  для  $\gamma\text{-}[\text{Fe}_{1-x}\text{Al}_x^{3+}]\text{O}_3^{2-}$  необратимо по отношению к температуре. Причиной этого, очевидно, является изменение количества  $\text{Al}$ , поскольку растворимость  $\text{Al}^{3+}$  в  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  заметно меняется с температурой.

Вообще говоря, ферромагнитные минералы в горных породах состоят в большинстве случаев из трех типов металлических окислов, а именно  $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$ , причем содержание других металлических окислов очень мало. Таким образом, при обсуждении основных характеристик породообразующих ферромагнитных минералов мы можем рассматривать только эти три окисла, хотя в ферромагнитных минералах заметную роль могут играть и другие металлы, а содержание  $\text{Mn}$  может достигать иногда до 10% и больше.

## МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ, ВЫДЕЛЕННЫХ ИЗ ГОРНЫХ ПОРОД

**Химический состав.** Магнитные характеристики горных пород могут быть выведены из магнитных характеристик ферромагнитных минералов, входящих в состав этих пород. Следовательно, изучение магнитных свойств ферромагнитных минералов дает сведения о характере магнетизма горных пород. Настоящий раздел посвящен магнитным характеристикам ферромагнитных минералов, которые были выделены из 15 типичных изверженных пород.

В табл. 5 представлен химический состав различных ферромагнитных зерен, их магнитные свойства, местонахождение и петрографическое описание [7]. В табл. 6 приведены соответствующие

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ

Местонахождение	Петрографическое описание	Размер зерна, $\mu$	Весовые %		
			Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	FeO	TiO <sub>2</sub>
Нисима	<i>B</i> в биотитовом лларите . .	410	63,9	31,9	4,1
Лва из слоев Асигара	<i>B</i> в гиперстен-роговообманковом даците . . . . .	130	36,0	50,2	13,7
Вулкан Дзёбоси, Ито	<i>O</i> в оливиновом базальте . .	53	38,0	41,8	20,1
Спмофутагойма, Хаконе	<i>B</i> в гиперстен-авгитовом андезите . . . . .	120	49,4	38,2	12,4
Кадзия, Югавара	<i>B</i> в гиперстеновом даците .	140	29,1	58,8	12,2
Югавара	<i>B</i> в гиперстен-авгитовом андезите . . . . .	130	43,9	45,1	9,0
Каратаки, Хаконе	<i>B</i> в гиперстеновом андезите	110	43,0	43,2	13,8
Хирогавара	<i>B</i> в авгит-гиперстеновом даците . . . . .	130	30,2	57,7	12,0
Одавара	<i>B</i> в пемзе . . . . .	280	93,2		6,8
Вулкан Тага	<i>B</i> в оливин-авгит-гиперстеновом андезите . . . . .	200	46,0	41,7	12,3
Вулкан Харуна	<i>B</i> в гиперстен-роговообманковом даците (пемза) . . .	390	57,8	34,8	7,4
Сукумогава, Хаконе	<i>O</i> в андезите . . . . .	43	36,8	43,0	20,2
Оката, Осима	<i>O</i> в толенте . . . . .	63	48,0	34,4	17,5
Вулкан Тага	<i>O</i> в оливиновом базальте . .	46	36,8	44,8	18,4
" "	<i>O</i> в оливин-авгит-гиперстеновом андезите . . . . .	29	35,7	48,5	15,8

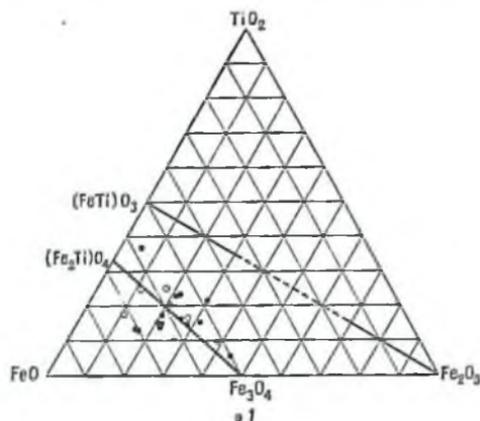
*B* — вкрапленный магнетит; *O* — магнетит основной массы.  
 $\chi^\circ$  —  $\chi$  после поправки на размеры зерна.

Таблица 5

## МИНЕРАЛОВ, ВЫДЕЛЕННЫХ ИЗ ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД ЯПОНИИ

Молекулярные %			Точка Кюри		$\chi$ при комнатной темпера- туре $\times 10^{-5}$	$\chi_0^*$ $\times 10^{-5}$	$I_M^*$ эв/г	$H_C^*$ эрг/ст	$I_M/H_0$
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	FeO	TiO <sub>2</sub>	$\theta_M$	$\theta_0$					
44,7	49,6	5,7	575	575	9,66	9,66	80	35	810
20,6	63,8	15,6	565	565	9,38	10,26	90	35	880
22,2	54,2	23,5	455	320	3,78	4,56	44	75	960
31,1	53,4	15,5	570	520	4,91	5,14	66	50	1280
15,8	71,0	13,2	600	390	6,10	6,70	75	35	1120
27,1	61,8	11,1	530	440	8,36	9,25	65	50	700
25,8	57,6	16,6	500	420	7,62	8,62	59	30	690
16,5	70,4	13,1	540	450	8,26	9,16	67	45	730
			580	450	4,40	4,53	66	60	1470
28,2	56,7	15,1	550	460	6,25	6,67	61	45	910
38,6	51,5	9,8	570	540	8,24	8,30	79	30	950
21,3	55,4	23,3	580	580	2,92	3,61	48	55	1330
30,1	48,0	21,9	580	580	1,29	1,54	28	110	1820
21,3	57,5	21,2	500	400	1,36	1,67	31	80	1860
20,4	61,6	18,0	550	450	2,95	3,80	54	100	1420

данные для 7 образцов ферромагнитных минералов вулканических горных пород, изученных Шевалье и Пьером [39]. Их химический состав представлен графически на диаграмме  $TiO_2-FeO-Fe_2O_3$  (фиг. 32). На диаграмме хорошо видно, что ферромагнитные минералы горных пород богаты  $FeO$  и  $TiO_2$  по сравнению с  $Fe_3O_4$  и содержание  $TiO_2$  увеличивается, когда содержание  $Fe_2O_3$  уменьшается. Сопоставляя



Фиг. 32. Химический состав ферромагнитных минералов, выделенных из изверженных пород ( $FeO-Fe_2O_3-TiO_2$  в молях).

1 — измерения Шевалье и Пьера.

фиг. 32 с фиг. 31, мы можем заключить, что магнитные свойства этих минералов обусловлены главным образом содержащимся в них твердым раствором  $Fe_3O_4-TiO_2 \cdot 2FeO$ , что согласуется с результатами, изложенными на стр. 42—44.

Таблица 6

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ И ТОЧКИ КЮРИ  
ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИНЕРАЛОВ И ВУЛКАНИЧЕСКИХ ПОРОД,  
ПО ШЕВАЛЬЕ И ПЬЕРУ

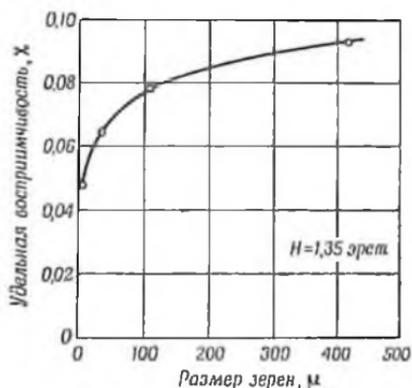
Местонахождение	Химический состав			Точка Кюри	
	$TiO_2$	$Fe_2O_3$	$FeO$	$T, ^\circ C$	$T, ^\circ K$
Кракатау . . . . .	13,85	45,2	41	355	628
Гунтур . . . . .	12,3	37,9	49,7	305	578
Киллуза . . . . .	22	31,8	45,2	250	523
Тейде . . . . .	13	37,5	49,5	225	498
Гимар . . . . .	24,2	21,3	54,5	75	348
Шэхорра . . . . .	16,9	20,5	62,5	40	313
Шайньеро . . . . .	37	11	52	-30	243

**Магнитная восприимчивость.** Удельная магнитная восприимчивость  $\chi$  тех же 15 образцов дана в табл. 5, где указан средний диаметр зерен каждого образца. Как видно из табл. 5, величина  $\chi$  колеблется от  $1,3 \cdot 10^{-2}$  до  $9,7 \cdot 10^{-2}$ . Восприимчивость ферромагнитных зерен, как указано на стр. 28, зависит от размеров зерен и их химического состава. Зависимость  $\chi$  от размера зерен представлена на фиг. 33.

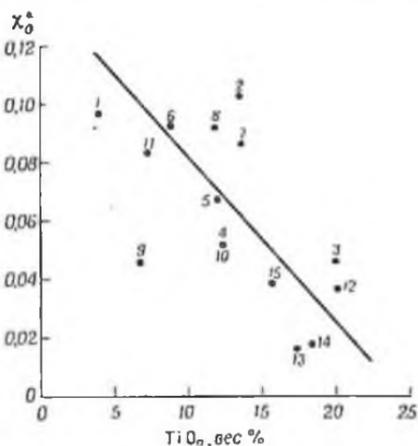
Если предположить, что

$$\chi = \chi^{\circ} f(s),$$

где  $f(s)$  означает функцию, зависящую только от размера зерна  $s$ , то наблюдаемые значения  $\chi$ , приведенные в табл. 5, можно пересчитать на одинаковый размер зерна (а именно 0,41 мкм по среднему



Фиг. 33. Зависимость удельной восприимчивости породообразующих ферромагнитных минералов от размера частиц.



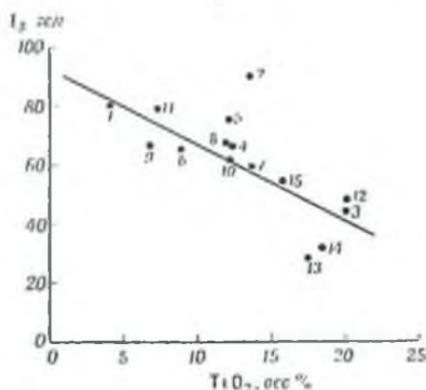
Фиг. 34. Отношение удельной восприимчивости породообразующих ферромагнитных минералов стандартного размера к содержанию  $\text{TiO}_2$ .

диаметру). Полученные значения обозначены  $\chi^{\circ}$  и также приведены в табл. 5 [7].

На фиг. 34 показана зависимость между  $\chi^{\circ}$  и содержанием  $\text{TiO}_2$  (в %). Хорошо видно, что  $\chi^{\circ}$  уменьшается с увеличением содержания  $\text{TiO}_2$  и что  $\chi^{\circ}$  зависит от содержания  $\text{TiO}_2$  в большей степени, чем от размеров зерна. Эта зависимость  $\chi^{\circ}$  от  $\text{TiO}_2$  обусловлена уменьшением намагниченности насыщения ( $I_s$ ) с увеличением  $\text{TiO}_2$  и уменьшением  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , что будет описано ниже.

**Намагниченность насыщения и коэрцитивная сила.** Удельные намагниченности насыщения  $I_s$  и коэрцитивные силы  $H_c$  тех же 15 образцов приведены в табл. 5. Величина  $I_s$  этих образцов всегда меньше, чем у чистого магнетита, для которого  $I_s$  равно  $92 \sim 93 \text{ гс/г}$

(см. стр. 37). Как показано на фиг. 35,  $I_s$  уменьшается с увеличением содержания  $TiO_2$  и становится равной около 92 гс/г при отсутствии  $TiO_2$ . Изменение  $I_s$  с содержанием  $TiO_2$  может быть обусловлено замещением Fe на Ti в  $Fe_3O_4$ , или, другими словами, увеличением содержания компонента  $TiO_2 \cdot 2FeO$  в твердом растворе  $Fe_3O_4 - TiO_2 \cdot 2FeO$  (см. стр. 39 и 41—45).

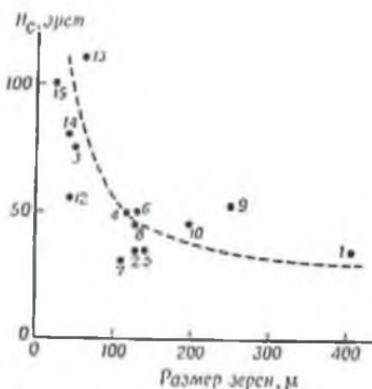


Фиг. 35. Удельная интенсивность намагниченности насыщения породообразующих ферромагнитных минералов в зависимости от содержания  $TiO_2$ , по Акимото.

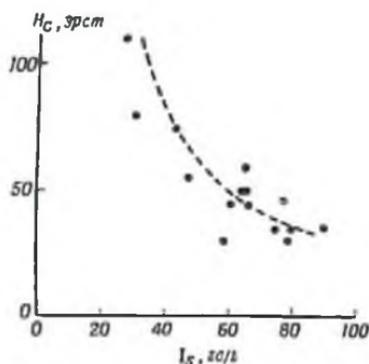
Коэрцитивная сила  $H_c$  этих образцов колеблется от 30 до 110 эрст. Как видно из табл. 5,  $H_c$  увеличивается с уменьшением размеров зерен;  $H_c$  ферромагнитных минералов основной массы значительно больше, чем у вкрапленных ферромагнетиков. Средняя величина  $H_c$  ферромагнитных минералов основной массы (средний диаметр зерен 47 $\mu$ ) равна 84 эрст, тогда как средняя величина  $H_c$  вкрапленных ферромагнетиков (средний диаметр зерен  $2 \cdot 10^3 \mu$ ) равна 40 эрст (см. фиг. 36). Как показывает фиг. 37,  $H_c$  находится приблизительно в обратной

зависимости от  $I_s$ , а именно  $H_c \approx I_s^{-1}$ . Если зерна ферромагнитных минералов настолько малы, что состоят из одного домена, и  $H_c$

находится приблизительно в обратной



Фиг. 36. Коэрцитивная сила породообразующих ферромагнитных минералов в зависимости от размеров зерен.

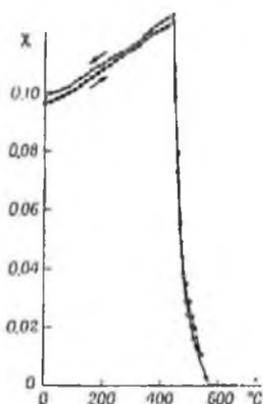


Фиг. 37. Зависимость между коэрцитивной силой и намагниченностью насыщения породообразующих ферромагнитных минералов.

зависимости от  $I_s$ , а именно  $H_c \approx I_s^{-1}$ . Если зерна ферромагнитных минералов настолько малы, что состоят из одного домена, и  $H_c$

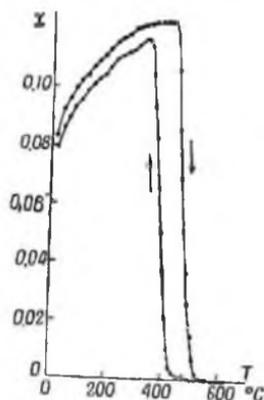
обусловлена их кристаллографической анизотропией или внутренними напряжениями (см. стр. 27), то  $H_c \approx I_n^{-1}$ , в то время как  $H_c \approx I_n$ , если  $H_c$  обусловлено анизотропией формы. Современные экспериментальные данные показывают, что  $H_c$  ферромагнитных минералов принадлежат к первому типу даже в том случае, если зерна этих минералов являются однодоменными частицами. Однако, судя по действительным размерам зерен, можно предположить, что они состоят из нескольких доменов.

**Точка Кюри.** Существуют два типа зависимости магнитной восприимчивости от температуры: а) обратимое изменение, показанное



Фиг. 38. Обратимое изменение восприимчивости порообразующих ферромагнитных минералов с температурой, по Акimoto.

Образец № 1,  $H_{0H} = 1,13$  эрст.



Фиг. 39. Необратимое изменение восприимчивости порообразующих ферромагнитных минералов с температурой, по Акimoto.

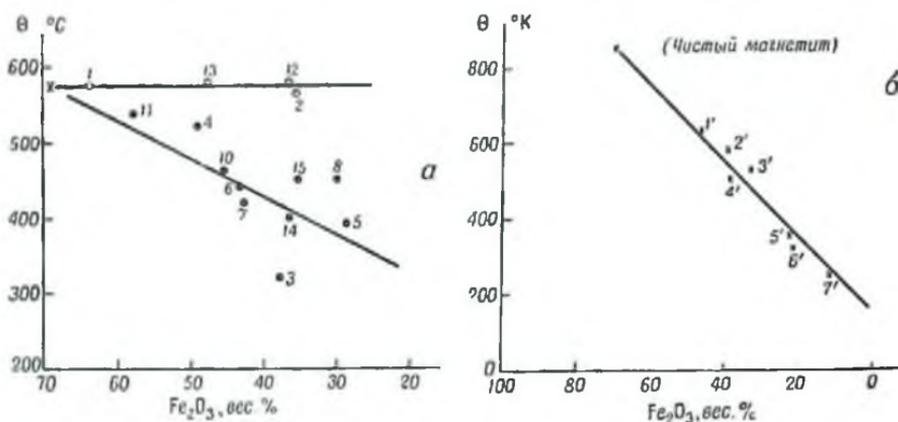
Образец № 6,  $H_{0H} = 1,35$  эрст.

на фиг. 38, и б) необратимое изменение, показанное на фиг. 39. Необходимо отметить, что в последнем случае ферромагнитные минералы в их исходном состоянии нестабильны по отношению к температуре. Вообще зависимость  $\chi \sim T$  необратимого типа при повторном температурном цикле становится обратимой, и кривая этой зависимости почти совпадает с кривой  $\chi \sim T$ , полученной при охлаждении после первоначального нагрева.

Значения точек Кюри 15 образцов приводятся в табл. 5, где  $H_h$  означает точку Кюри, полученную из кривой первого нагрева, а  $H_c$  — точку Кюри, полученную из кривой охлаждения. В образцах горных пород обратимого типа  $H_c = H_h$ . Очевидно,  $H_c$  представляет точку Кюри стабильного состояния ферромагнитных минералов. Точки Кюри 7 образцов, исследованных Шевалье и Пьером, даны в табл. 6. Зави-

симось точек Кюри от содержания  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , которое может характеризовать химический состав образцов, представлена на фиг. 40 (по данным табл. 5 и 6).

Необходимо отметить, что точка Кюри ( $\Theta_c$  в случае образцов необратимого типа) понижается при увеличении содержания  $\text{TiO}_2$  и уменьшении содержания  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Однако  $\Theta$  образцов обратимого типа сохраняется почти постоянной (около  $575^\circ\text{C}$ ) независимо от содержания  $\text{TiO}_2$ . Подобное различие может быть объяснено следующим



Фиг. 40. Точки Кюри породообразующих ферромагнитных минералов в зависимости от содержания  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ .

образом. Образцы необратимого типа, а также образцы, исследованные Шевалье и Пьером, состоят главным образом из титаномagnetита, так что их точка Кюри, так же как величина  $J_B$ , уменьшается с увеличением содержания  $\text{TiO}_2$  и уменьшением содержания  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Образцы обратимого типа состоят в основном из чистого магнетита с некоторым количеством ильменита или каких-либо неферромагнитных минералов.

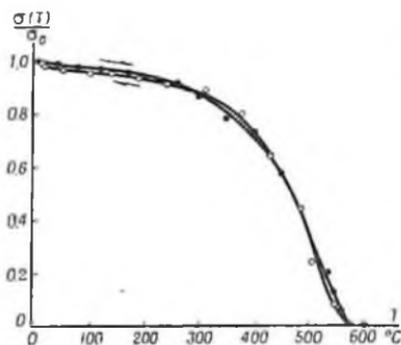
Шевалье и Пьер [39] вывели эмпирическую зависимость между  $\Theta$  породообразующих ферромагнитных минералов и их химическим составом:

$$\left. \begin{aligned} \Theta &= 853^\circ\text{K} \cdot \frac{s}{0,69}, \quad (s \leq 0,69), \\ \Theta &= \text{const} = 853^\circ\text{K}, \quad (s \geq 0,69), \\ s &= \frac{\text{содержание } \text{Fe}_2\text{O}_3}{\text{содержание } (\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{FeO})} \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

где  $s = 0,69$  соответствует чистому магнетиту, т. е.  $\text{FeOFe}_2\text{O}_3$ . Для семи образцов, представленных в табл. 6, это отношение соблюдается очень точно. Однако вряд ли оно выполняется всегда, поскольку величина  $\Theta$  не зависит от содержания  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  для образцов

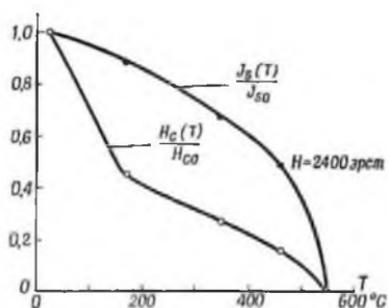
необратимого типа. Суммируя эти экспериментальные факты, мы приходим к выводу, что фиг. 40 показывает общий характер зависимости между  $\theta$  и химическим составом породообразующих ферромагнитных минералов.

**Точка Кюри и петрографические характеристики.** Согласно Акимото [7], как обратимый, так и необратимый типы образцов могут быть разделены на образцы с высокой восприимчивостью и образцы с низкой восприимчивостью. Таким образом, число групп возрастает до 4, а именно: 1) группа образцов обратимого типа



Фиг. 41. Температурное изменение намагниченности насыщения породообразующих ферромагнитных минералов.

Образец № 1,  $H_{вн} = 2000$  эрст.



Фиг. 42. Изменение коэрцитивной силы  $H_c$  и намагниченности насыщения  $J_b$  с изменением температуры у породообразующих ферромагнитных минералов, по Акимото.

Образец № 15.

с высокой восприимчивостью; 2) группа образцов необратимого типа с высокой восприимчивостью; 3) группа образцов обратимого типа с низкой восприимчивостью; 4) группа образцов необратимого типа с низкой восприимчивостью.

По мнению Акимото, каждая из этих четырех групп отвечает петрологическим условиям образования соответствующих ферромагнитных минералов.

1) Кристаллы ферромагнитных минералов, которые медленно кристаллизовались в магме при сравнительно низких температурах (например,  $900 \sim 700^\circ\text{C}$ ) и затем при излиянии магмы быстро охладились до температуры атмосферного воздуха.

3 и 4) Кристаллы ферромагнитных минералов, которые подверглись быстрому охлаждению с относительно высоких температур.

2) Кристаллы ферромагнитных минералов, которые медленно кристаллизовались в магме при некоторой средней температуре, лежащей между температурами двух вышеописанных случаев, а потом быстро охладились до обычной температуры.

Изменение  $J_s$  и  $H_c$  с изменением температуры. Характер зависимости  $I_s$  от температуры приведен на фиг. 41. Кривая  $I_s \sim T$  образцов обратимого типа такая же, как у магнетита, тогда как для необратимых образцов она, естественно, необратима.

Изменение  $H_c$  с изменением температуры представлено на фиг. 42, где дана зависимость  $H_c(T)/H_{c0}$  и  $I_s(T)/I_{s0}$ .

Как показывают кривые, с увеличением  $T$  при низких температурах ( $0^\circ\text{C} \sim 200^\circ\text{C}$ ) скорость уменьшения  $H_c$  больше, чем  $I_s$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Becker R., Döring W., *Ferromagnetismus*, Berlin, 1939.
2. Bozorth R. M., *Ferromagnetism*, 1951.
3. Bitter F., *Introduction to ferromagnetism*, 1937.
4. Königsberger J. G., *Bellr. Angew. Geophys.*, 4, 385 (1932).
5. Gottschalk V. H., Wartman F. S., *US. Bureau of Mines, Report of Investigations*, 3263, 67 (1935).
6. Chevallier R., Mathieu S., *C. R.*, 204, 854 (1937).
7. Akimoto S., *J. G. G.*, 1, 47 (1951).
8. Kittel C., *Phys. Rev.*, 70, 955 (1946).
9. Kittel C., *Rev. Mod. Phys.*, 21, 541 (1949).
10. Gottschalk V. H., *Physics*, 6, 27 (1935).
11. Néel L., *C. R.*, 224, 1488 (1947).
12. Stoner E. C., Wohlfarth E. P., *Trans. Roy. Soc. London*, A 240, 599 (1948).
13. *Colloques Internationaux du Centre National de la Recherche Scientifique XXVII*, Ferromagnetisme et Antiferromagnetisme, 1951, Grenoble.
14. Van Vleck J. H., *Rev. Mod. Phys.*, 17, 27 (1945).
15. Haraldsen H., *ZS, Anorg. u. Allg. Chem.*, 231, 78 (1937).
16. Shull C. G., *Phys. Rev.*, 76, 1255 (1949).
17. Néel L., *Ann. de Phys.*, 3, 137 (1948).
18. Snoek J. L., *New developments in ferromagnetic materials, Monographs on the Progress of Research in Holland during the War* (1949).
19. Kato Y., Takei T., *J. Inst. Elect. Engrs.*, (Japan) 53, 408 (1933).
20. Shull C. G., Wollan E. O., Kochler W. C., *Phys. Rev.*, 84, 912 (1951).
21. Pouillard E., *Ann. de Chimie*, 5, 164 (1950).
22. Weiss P., Forrer R., *Ann. de Phys.*, [10], 12, 279 (1929).
23. Snoek J. L., *Physica*, 3, 351 (1936).
24. Herroun E. F., *Proc. Phys. Soc. London*, 55, 338, (1943).
25. Snoek J. L., *J. de Phys.*, 12, 228 (1951).
26. Bickford L. B., *Phys. Rev.*, 76, 137 (1949).
27. Domenicali C. A., *Phys. Rev.*, 73, 458 (1950).
28. Shull C. G., Strauser W. A., Wollan E. O., *Phys. Rev.*, 83, 333 (1951).

29. Michel A., *Ann. de Chlmle*, **8**, 317 (1937).
30. Chevallier R., Mathieu S., *Ann. de Phys.*, **18**, 258 (1943).
31. Roquet J., *C. R.*, **224**, 1418 (1947).
32. Néel L., *Ann. de Phys.*, **4**, 249 (1949).
33. Sosman R. B., Posnjak E., *J. Acad. Sci. Washington*, **15**, 329 (1925).
34. Bragg W. L., *Phil. Mag.*, **30**, 305 (1915).
35. Verwey E. J. W., *J. Chem. Phys.*, **3**, 592 (1935).
36. Forrer R., *C. R.*, **207**, 670 (1938).
37. Chaudron G., Michel A., *C. R.*, **208**, 99 (1938).
38. Michel A., Chaudron G., *C. R.*, **201**, 1191 (1935).
39. Chevallier R., Pierre J., *Ann. de Phys.*, [10], **18**, 383 (1932).
40. Hirone T., Tsuya N., *Phys. Rev.*, **83**, 1063 (1951).
41. Ziegler M., *Mitt. Phys., Ges. Zürich*, No. 17 (1915).
42. Hägg G., Sucksdorff I., *Z. Phys. Chemie*, **22**, 444 (1933).
43. Juza R., Biltz W., *Z. Anorg. u. Allg. Chem.*, **205**, 273 (1932).
44. Haraldsen H., *Z. Anorg. u. Allg. Chem.*, **231**, 78 (1937).
45. Mason B., *Geologiska Föreningens i Stockholm Förhandlingar*, **65**, 97 (1943).
46. Brun A., *Arch. Sci. Phys.*, Genève, **6**, 244 (1924).
47. Hägg G., *Z. Phys. Chem.*, **B 29**, 95 (1935).
48. Bénard J., Chaudron G., *C. R.*, **204**, 766 (1937).
49. Michel A., Chaudron G., *C. R.*, **201**, 1191 (1935); **208**, 90 (1939)
50. Guillaud C., Greucau H., *C. R.*, **230**, 1256 (1950).

## АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД

### БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД

Измерение магнитной восприимчивости в слабом магнитном поле баллистическим методом [1]. Обычно величина магнитной восприимчивости  $\chi$  горных пород, содержащих ферромагнитные минералы, лежит в пределах от  $10^{-5}$  до  $10^{-2}$  эл.-магн. ед. Для определения значений  $\chi$ , превышающих  $5 \cdot 10^{-1}$  эл.-магн. ед. наиболее удобным и точным является *баллистический метод*. Измеряемый образец должен быть вырезан в форме кругового цилиндра или размельчен в зерна, которые плотно набиваются в сосуд цилиндрической формы. В последнем случае желательно, чтобы магнит или другие ферромагнитные минералы, входящие в состав горной породы, при размельчении не разрушались; это условие выполняется при размельчении породы до зерен со средним диаметром 0,5 м.м.

Если  $\chi$  не превышает  $10^{-2}$  эл.-магн. ед., то отношение длины кругового цилиндра к диаметру его основания несущественно, так как в этом случае размагничивающее поле  $\chi NH$  достаточно мало по сравнению с намагничивающим полем. Практически наиболее удобным для измерений является образец с отношением длины к диаметру от 10 до 20.

Электрическая схема баллистической установки приведена на фиг. 43. Намагничивающая катушка  $L_1$  является круговым соленоидом, длина которого более чем в 5 раз превышает длину цилиндрического образца. Измерительная катушка  $L_2$  также является круговым соленоидом, причем его длина приблизительно равна  $\frac{1}{3}$  длины образца (или меньше), в то время как его диаметр немного больше диаметра образца.

Магнитный поток  $\Phi_s$ , проходящий через измерительную катушку, в которую вставлен достаточно длинный образец с восприимчивостью  $\chi$ , выразится формулой

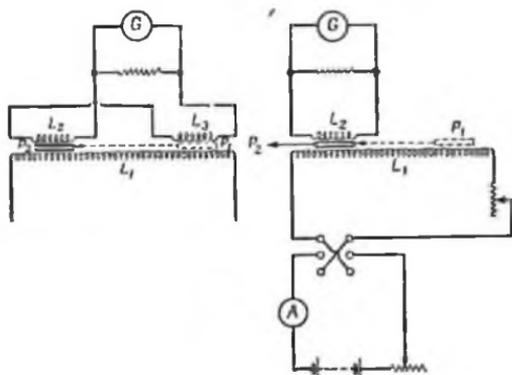
$$\Phi_s = AN + 4\pi\chi Ns, \quad (1)$$

где  $A$  — площадь эффективного поперечного сечения измерительной катушки  $L_2$ ,  $s$  — площадь поперечного сечения образца и  $H$  — напряженность намагничивающего поля. Если образец находится в положении  $P_1$  вне измерительной катушки (фиг. 43), то магнитный поток через поперечное сечение элементарной части соленоида  $L_2$ ,

которая имеет толщину  $\Delta r$  и расположена на расстоянии  $r$  от центра образца, приблизительно выразится уравнением

$$\Phi_r = A \left( H + \frac{2M}{r^3} \right). \quad (2)$$

Здесь  $M$  обозначает магнитный момент образца в поле  $H$ , т. е.  $M = \chi H s L$ , где  $L$  — длина образца. Тогда изменение потока через



Фиг. 43. Электрическая схема баллистического метода измерения магнитной восприимчивости пород.

поперечное сечение элементарной части измерительной катушки, обусловленное перемещением образца из положения  $P_1$  в положение  $P_2$ , будет равно

$$\Delta\Phi = \Phi_{P_2} - \Phi_r = \chi H s \left( 4\pi - \frac{2LA}{r^3} \right). \quad (3)$$

Обозначим через  $n$  число витков на 1 см длины измерительной катушки и через  $R$  — электрическое сопротивление вторичной цепи. Электрический заряд во вторичной цепи, возникающий при упомянутом изменении в потоке, будет равен

$$q = \frac{n\chi H s}{R} \int_a^b \left( 4\pi - \frac{2LA}{r^3} \right) dr = \frac{4\pi N\chi H s}{R} \left( 1 - \frac{V}{4\pi} \frac{a+b}{a^2 b^2} \right), \quad (4)$$

где  $N$  — полное число витков измерительной катушки,  $V$  — объем пространства, равный  $L \cdot A$ ,  $a$  и  $b$  — расстояния двух концов измерительной катушки от  $P_1$ . Второй член правой части уравнения (4) является поправочным членом и может быть уменьшен до величины  $10^{-8}$  или менее.

Наблюдаемое отклонение  $\theta$  баллистического гальванометра пропорционально  $q$ , так что

$$\theta = 4\pi C s \chi H, \quad (5)$$

где  $C$  — некоторая постоянная, зависящая от величин  $N$  и  $R$ , а также от характеристик гальванометра. Величина  $C$  может быть определена экспериментально с помощью измерения отклонения гальванометра при включении или выключении поля  $H_0$  в намагничивающей катушке  $L_1$ . В этом случае

$$U_0 = C_0 A H_0 \quad C = C_0 \left( 1 - \frac{V}{4\pi} \frac{a+b}{a^2 b^2} \right). \quad (6)$$

Если требуется несколько большая чувствительность, то удобно разделить измерительную катушку на две равные части,  $L_2$  и  $L_3$ , и соединить эти катушки навстречу друг другу, как показано на фиг. 43.

Тогда уравнение (3) может быть написано в виде

$$\Delta\Phi = 2\chi H s \left( 4\pi - \frac{2LA}{r^3} \right), \quad (3a)$$

а следовательно, уравнение (4) в виде

$$q = \frac{8\pi N \chi H s}{R} \left( 1 - \frac{V}{4\pi} \frac{a+b}{a^2 b^2} \right). \quad (4a)$$

Однако следует заметить, что такое разделение измерительной катушки на две части может только уменьшить ее толщину при условии, что полное число витков вторичной катушки ( $N$  в уравнении 4) или катушек ( $2N$  в уравнении 4a) сохраняется постоянным. Другими словами, единственным преимуществом будет уменьшение потока рассеяния.

Практическая операция измерения  $J = \chi H$  включает отсчет не только при внесении образца из положения  $P_1$  в измерительную катушку, но также и при внезапном выдергивании его из катушки, причем среднее из отсчетов этих двух отклонений принимается как отсчет одного измерения.

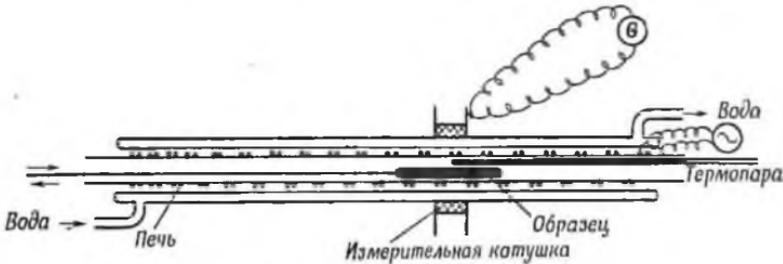
Чувствительность  $U/C_s$  зависит от поперечного сечения образца, чувствительности употребляемого гальванометра, полного числа витков измерительной катушки и сопротивления вторичной цепи, включающего как сопротивление гальванометра, так и сопротивление измерительной катушки. Желательно, чтобы измерительная катушка была сделана так, что ее сопротивление было бы равно критическому сопротивлению затухания гальванометра и было бы заметно больше его внутреннего сопротивления. Поскольку необходимо измерять малые величины намагнитченности, все части установки, особенно движущиеся части, должны быть сделаны из немагнитных материалов. Движущиеся части лучше всего делать из немагнитных материалов, таких, как плексиглас, бакелит, эбонит или стекло.

Для исключения воздействия магнитного поля Земли оси намагничивающей и измерительной катушек должны быть расположены перпендикулярно магнитному меридиану. Более совершенный способ исключения воздействия магнитного поля Земли, предложенный Щедро

[2], заключается в том, чтобы направить оси катушек параллельно линиям геомагнитного поля, а последнее скомпенсировать обратным полем, создаваемым намагничивающей катушкой.

**Измерение остаточной намагниченности баллистическим методом.** Баллистическая установка для измерения магнитной восприимчивости может быть использована и для измерения остаточной намагниченности  $J_R$ . В этом случае  $\chi H$  в уравнениях (4) и (5) должно быть заменено на  $J_R$ .

**Измерение изменения намагниченности с температурой и определение точки Кюри.** Баллистическим методом может быть также измерено изменение намагниченности горных пород с температурой в слабом магнитном поле. На фиг. 44 показан прибор, использование



Фиг. 44. Схематический вид устройства для измерения намагничивания пород при высоких температурах.

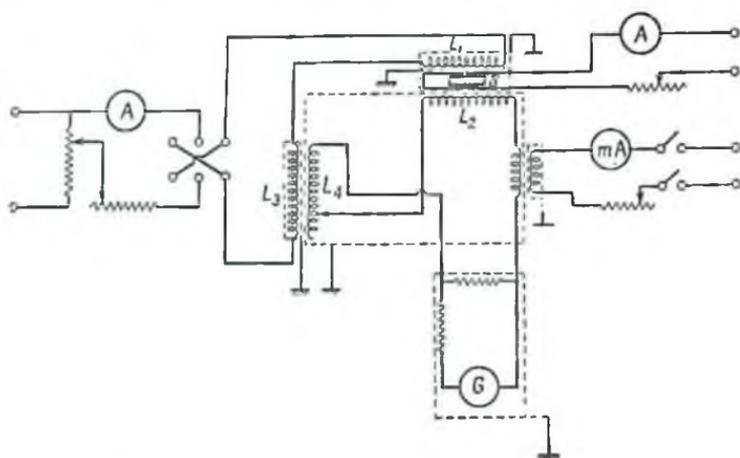
которого на практике довольно удобно, хотя чувствительность этого прибора несколько понижена и абсолютное определение намагниченности при помощи его становится затруднительным. Целесообразно измерительную катушку укрепить на трубе водяного охлаждения, которая окружает электрическую печь, как показано на фиг. 44. Желательно также, чтобы диаметр измерительной катушки был возможно меньше, а длина ее — достаточно мала по сравнению с длиной исследуемого образца. Система, состоящая из измерительной катушки и печи, показанных на фиг. 44, позволяет производить измерения до температуры порядка  $800^{\circ}\text{C}$  [3].

Электрическая печь должна быть неиндуктивной и немагнитной, так как обычно намагниченности горных пород малы по сравнению с намагниченностями обычных ферромагнитных веществ. Поэтому каркас для нагревательной катушки должен быть сделан из кварца или фарфора, а для нагревательной катушки наиболее желательна платиновая проволока. Однако для этой цели может быть использована чистая нихромовая проволока при условии, что намагниченностью в  $10^{-5}$  эл.-магн. ед. можно пренебречь. Кроме того, обычная бифилярная намотка нагревательной проволоки достаточна для выполнения требования неиндуктивности печи.

Для того чтобы получить точную картину зависимости намагниченности от температуры, необходимы однородность температуры в печи и тщательное определение температуры образца. При обычных определениях магнитных характеристик различных горных пород можно допустить ошибку в температуре до  $2^\circ$ , так как точки Кюри пород меняются в широком диапазоне температур от 0 до  $580^\circ\text{C}$ . Таким образом, термомпара, показанная на фиг. 44, будет пригодна для изучения магнитных свойств горных пород.

Что касается намагничивающей катушки, то наиболее удобны для этой цели кольца Гельмгольца, если напряженность поля, необходимая при измерениях, не превышает нескольких эрстед. Если требуется более сильное поле, то в качестве намагничивающей катушки употребляется очень большой соленоид.

**Измерение обратной восприимчивости при высоких температурах.** Остаточная намагниченность горных пород очень велика по



Фиг. 45. Электрическая схема установки для измерения магнитной восприимчивости при высоких температурах.

сравнению с индуктивной намагниченностью, которая является обратной во внешнем магнитном поле, если это поле мало. Поэтому для определения составляющих обратной намагниченности и, следовательно, обратной восприимчивости остаточная намагниченность должна быть исключена.

Для достаточно точных измерений обратной намагниченности, величина которой имеет порядок  $5 \cdot 10^{-4}$  и выше, при любых температурах вплоть до точки Кюри удобно использовать прибор для определения магнитной восприимчивости, электрическая схема которого показана на фиг. 45. На фиг. 45  $L_1$ ,  $L_2$  и  $L_3$ ,  $L_4$  составляют взаимные индуктивности, и  $L_4$  выбрано таким образом, что э. д. с.,

индуцированная во вторичной цепи, равняется нулю, если в систему  $L_1 \sim L_2$  не вставлен в качестве сердечника образец. Катушка  $L_2$  намотана вокруг немагнитной и неиндуктивной вакуумной печи так, как показано на фиг. 46.

При измерениях направление электрического тока  $I$ , протекающего через  $L_1$  и  $L_3$ , с помощью ртутного переключателя преобразуется на обратное и при этом отсчитывается результирующее отклонение баллистического гальванометра. В этом случае электрический заряд  $Q$ , индуцированный во вторичной цепи, выразится формулой

$$Q = 2kI(M_1\mu - M_2\mu_0), \quad (7)$$

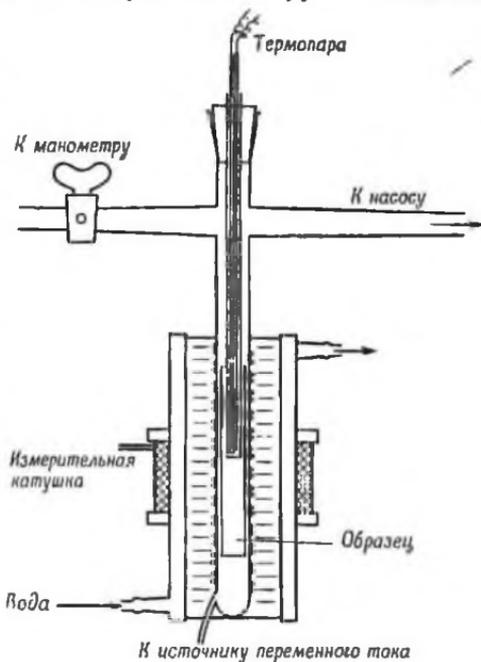
$$\mu = 1 + \frac{4\pi C\chi s}{A}, \quad \mu_0 = 1,$$

где  $M_1, M_2$  — взаимные индуктивности систем  $L_1, L_2$  и  $L_3, L_4$ ,  $k$  — постоянная, зависящая от сопротивления вторичной цепи,  $s$  — поперечное сечение вставленного образца,  $\chi$  — его магнитная восприимчивость,  $A$  — эффективное поперечное сечение  $L_2$  и  $C$  — постоянная, зависящая от размеров образца по отношению к размерам катушки  $L_2$ . Так как  $M_1 = M_2$ , то мы можем получить соотношение между магнитной восприимчивостью  $\chi$  и отклонением гальванометра  $\theta$ :

$$\chi = \frac{\theta}{KH} - \varepsilon, \quad (8)$$

где  $\varepsilon$  — малая величина, обусловленная некоторым неравенством между  $M_2$  и  $M_1$ . Значение  $\varepsilon$  легко уменьшить до величины, соответствующей  $10^{-4}$  (в единицах восприимчивости). Однако предпочтительно определять чувствительность  $K$  этого прибора при комнатной температуре посредством измерения восприимчивости нескольких образцов, значения  $\chi$  которых были определены другими приборами.

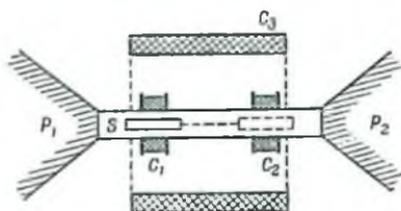
**Измерение петли гистерезиса баллистическим методом.** Петля гистерезиса образца горной породы может быть определена обычным



Ф и г. 46. Измерительная катушка и устройство для измерения магнитной восприимчивости пород при высоких температурах.

баллистическим методом, описанным на стр. 57, при условии что намагничивающая катушка может создавать магнитные поля порядка  $2 \cdot 10^4$  эрст или больше.

Для того чтобы создавать магнитные поля в несколько тысяч эрстед, удобно использовать электромагнит [5]. Между двумя полюсами электромагнита типа Вейса



Фиг. 47. Система измерительных катушек для измерения намагниченности пород в сильном магнитном поле.

$S$  — образец;  $C_1$ ,  $C_2$  — измерительные катушки;  $C_3$  — компенсирующая катушка;  $P_1$ ,  $P_2$  — полюсные наконечники электромагнита Вейса.

устанавливается система измерительных катушек (фиг. 47). Исследуемый образец  $S$  передвигается из центра измерительной катушки  $C_1$  к центру катушки  $C_2$  или наоборот; индуцированная при этом э. д. с. измеряется баллистическим гальванометром. Расстояние между полюсами не может быть более 10 см, так как магнитное поле должно быть однородным; поэтому измерительные катушки и образец должны иметь гораздо меньшую длину, например 2 и 3 см. Размагничивающим фактором, обусловленным формой образца, в случае горных пород практически можно пренебречь. С целью получения однородного магнитного поля желательно установить добавочную катушку  $C_3$ , как показано на фиг. 47, с помощью которой можно было бы создавать магнитное поле в несколько сотен эрстед.

### МАГНЕТОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД

Для измерения намагниченности ферромагнитных веществ широко используются обычный магнетометр и астатический магнетометр. Так как интенсивность намагниченности, так же как и магнитная восприимчивость горных пород, очень малы, то для точного измерения их должен использоваться астатический магнетометр.

**Принцип работ астатического магнетометра.** Для астатического магнетометра, в котором два магнита с почти равными магнитными моментами  $M_1$  и  $M_2$  расположены горизонтально, так что направленные их магнитных моментов противоположны друг другу (см. фиг. 48, а), можно написать условие равновесия в виде

$$(M_1 H_1 - M_2 H_2) \sin \theta = (M_1 - M_2) H \sin \theta = \tau (\theta - \theta_0), \quad (9)$$

где  $\theta$  — угол между осью магнита и горизонтальной составляющей геомагнитного поля;  $H$  — горизонтальная составляющая геомагнитного поля;  $\tau$  — постоянная кручения нити подвеса.

Если принять, что добавочная напряженность  $h$  воздействует только на магнит  $M_1$  и совершенно не действует на магнит  $M_2$ , то

чувствительность  $d\theta/dh$  будет равна

$$\frac{d\theta}{dh} = \frac{M_1 \cos \theta}{(M_1 - M_2) H \cos \theta + M_1 h \sin \theta + \tau} \quad (10)$$

или приблизительно

$$\left(\frac{d\theta}{dh}\right)_0 = \frac{1}{\left(1 - \frac{M_2}{M_1}\right) H + \frac{\tau}{M_1}} \quad (10a)$$

Следовательно, в случае равенства магнитных моментов  $M_1$  и  $M_2$  чувствительность  $\left(\frac{d\theta}{dh}\right)_0$  становится равной  $\frac{M_1}{\tau}$ . Кроме того, если вблизи магнитов  $M_1$  и  $M_2$  поле  $\mathbf{H}$  однородно, то никакие флуктуации  $\mathbf{H}$  не будут влиять на равновесное состояние системы. Вообще говоря, трудность при измерениях на астатическом магнетометре, особенно в лаборатории, заключается не в получении высокой чувствительности, а в уменьшении помех, обусловленных изменениями внешнего магнитного поля. Если составляющая возмущающего магнитного поля  $\mathbf{H}'$ , перпендикулярная к  $\mathbf{H}$ , однородна, то

$$\left(\frac{d\theta}{dH'}\right)_0 = \frac{M_2 - M_1}{(M_1 - M_2) H + \tau} \quad (11)$$

Это показывает, что чувствительность к внешним однородным полям равна нулю, когда  $M_1 = M_2$ .

Однако возмущающие магнитные поля в лабораторных условиях обычно неоднородны и их изменения вдоль вертикальной оси, имеющей начало в центре подвесной системы, могут быть выражены следующим образом:

$$\mathbf{H}(z) = H_0 + \left(\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial z}\right)_0 \Delta z + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2}\right)_0 (\Delta z)^2 + \dots \quad (12)$$

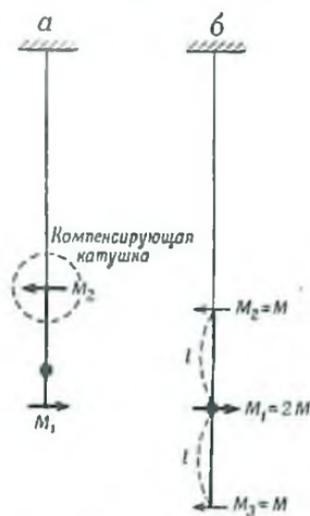
Здесь  $\mathbf{H}$  включает как постоянную, так и переменную составляющие внешнего магнитного поля. Тогда если магниты с магнитными моментами  $M_1 = 2M$  и  $M_2 = M_3 = M$  расположены так, как показано на фиг. 48, б [6], то результирующий магнитный вращающий момент подвесной системы выразится следующим образом:

$$\left| \sum_i [M_i \mathbf{H}] \right| = O \left\{ \left(\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2}\right)_0 l^2 \right\} \quad (13)$$

Это условие означает, что влияние внешних магнитных полей для такого типа магнетометра еще меньше, чем для обычного астатического магнетометра. Добавочное магнитное поле, которое нужно измерить, действует главным образом на  $M_1$  и очень мало на  $M_2$  и  $M_3$  при условии, что намагниченное тело помещено в непосредственной близости к  $M_1$ . Упомянутый выше принцип может быть расширен:

все члены ниже  $n$ -порядка могут быть исключены путем комбинации  $n$ -магнитов.

Кроме того, для увеличения чувствительности аstaticического магнетометра необходимо, чтобы добавочная магнитная напряженность, которую надо измерить, действовала только на один магнит и очень



Фиг. 48. Две системы аstaticического магнетометра.

мало на другие компенсирующие магниты. При большом числе магнитов выполнить это требование трудно. Таким образом, магнетометр с аstaticической системой из трех магнитов будет практически предельным случаем магнетометра с высокой аstaticичностью.

**Практические указания по поводу аstaticического магнетометра.** Нетрудно сделать  $M_2$  равным  $M_1$  в двухмагнитном магнетометре или  $M_2 + M_3$  равным  $M_1$  в магнетометре, состоящем из трех магнитов (в пределах ошибки в несколько процентов).

Однако не всегда легко добиться того, чтобы  $(M_1 - M_2)H = 0$  с точностью, большей, чем 99%. Для выполнения этого условия возможны два различных способа. Один из них заключается в том, чтобы отрегулировать магнитное поле, действующее на магнит  $M_2$ , путем добавления малого

магнитного поля  $h'$ , создаваемого малой катушкой, ось которой почти перпендикулярна оси магнита  $M_2$ . Тогда  $M_1H - M_2(H + h') = 0$ .

Другой способ заключается в том, чтобы повернуть магнит  $M_2$  на малый угол  $\delta$  от горизонтальной плоскости так, чтобы удовлетворить условие

$$M_1 - M_2 \cos \delta = 0,$$

где предполагается, что  $M_1$  меньше  $M_2$ . Целесообразно также иметь магнит  $M_2$ , составленный из двух параллельных магнитов. Магнитный момент одного из этих магнитов почти равен  $M_1$ , в то время как магнитный момент второго равен  $1/10$  или  $1/20$  величины магнитного момента первого магнита [19].

Образец, который подлежит измерению, помещается так, чтобы его центр находился в горизонтальной плоскости, проходящей через магнит  $M_1$ , а прямая линия  $r$ , проведенная от центра образца к центру магнита, была бы перпендикулярна направлению магнитного момента магнита  $M_1$ , как показано на фиг. 49, а. Тогда напряженность поля, действующего на  $M_1$ , выразится формулой

$$F_r = -\frac{\partial W}{\partial r},$$

где  $W$  — магнитный потенциал, обусловленный намагниченной массой. Магнит  $M_2$  также подвергается воздействию магнитного поля, создаваемого той же массой. Порядок величины такого воздействия может быть оценен при замене намагниченной массы магнитным диполем. Обозначая максимальные горизонтальные компоненты напряженности магнитного поля, создаваемого в тех точках, где расположены магниты  $M_1$  и  $M_2$ , через  $(h_1)_{\max}$  и  $(h_2)_{\max}$  соответственно, мы можем получить (см. фиг. 49, а)

$$(h_1)_{\max} = \frac{2m}{r_1^3}, \quad (h_2)_{\max} = \frac{2mr_1}{(r_1^2 + l^2)^2}.$$

Следовательно,

$$\frac{(h_2)_{\max}}{(h_1)_{\max}} = \frac{\left(\frac{r_1}{l}\right)^4}{\left[1 + \left(\frac{r_1}{l}\right)^2\right]}.$$

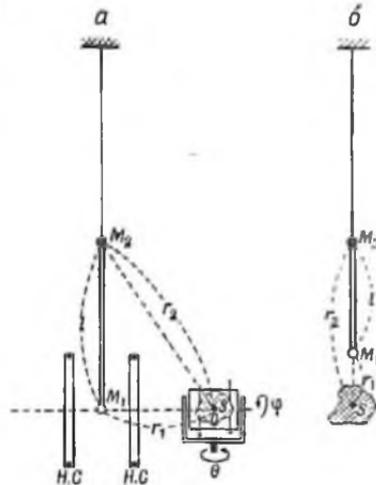
Следует заметить, что  $h_1$  и  $h_2$  не принимают максимальные значения одновременно, так как положения  $M_1$  и  $M_2$  по отношению к  $O$  неравноценны. Если  $r_1 < l/2$ , то  $h_2/h_1 < 1/25$ , если же  $r_1 < l/5$ , то  $h_2/h_1 < 1/100$ . Этот результат показывает, что расстояние  $l$  между магнитами  $M_1$  и  $M_2$  должно быть достаточно большим по сравнению с  $r_1$ , если нам необходима точность, достаточная для определения направления остаточной намагниченности. В используемых приборах удобно принять  $l = 30$  см при  $r_1$ , меняющемся от 5 до 10 см.

Иногда исследуемый образец устанавливается в положении, указанном на фиг. 49, б. Если исследуемый образец аппроксимировать магнитным диполем, то составляющая магнитного момента, перпендикулярная к плоскости чертежа, действовать на магнетометр не будет. Составляющую магнитного момента, лежащую в плоскости чертежа, будем обозначать через  $m$ ; величины  $h_1$  и  $h_2$ , действующие на магниты  $M_1$  и  $M_2$ , могут быть представлены так (см. фиг. 49, б):

$$h_1 = \frac{m \sin \theta}{r_1^3}, \quad h_2 = \frac{m \sin \theta}{r_2^3}$$

и, следовательно,

$$\frac{h_2}{h_1} = \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^3.$$



Фиг. 49. Установка образца породы по отношению к магнетометру.

$M_1, M_2$  — магниты;  $S$  — образец.

Так как в этом случае положения  $M_1$  и  $M_2$  по отношению к  $O$  равноценны, то изменения в  $h_2$ , связанные с изменениями  $\theta$ , всегда пропорциональны изменениям в  $h_1$ .

Таким образом, влияние магнита  $M_2$  приводит только к некоторому понижению чувствительности  $d\theta/dh$ , выражаемой формулами (10) или (10а); в этом случае  $d\theta/dh$  выражается как

$$\frac{d\theta}{dh_1} = \frac{\left\{ M_1 - M_2 \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^3 \right\} \cos \theta}{(M_1 - M_2) H \cos \theta + \left\{ M_1 - M_2 \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^3 \right\} \sin \theta + \tau}. \quad (14)$$

Если  $M_1 = M_2 = M$  и  $\theta \ll 1$ , то уравнение (14) принимает вид

$$\left( \frac{d\theta}{dh_1} \right)_0 = \frac{M \left\{ 1 - \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^3 \right\}}{\left( 1 - \frac{M_2}{M_1} \right) H + \tau}. \quad (15)$$

Сравнивая уравнения (15) и (10), видим, что чувствительность уменьшается в  $\left\{ 1 - \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^3 \right\}$  раз.

Вышеописанная система измерения очень удобна для определения слабой намагниченности, например остаточной намагниченности осадочных пород. Дело в том, что высокую степень астатичности легче получить в случае более короткого расстояния  $l = r_2 - r_1$ . На практике удобно использовать прибор, в котором  $l = 10 - 20$  см. Недостатками этой системы являются трудность установки демпфера для движущейся части и сложность анализа результатов наблюдения, когда намагниченность не может быть аппроксимирована простым диполем.

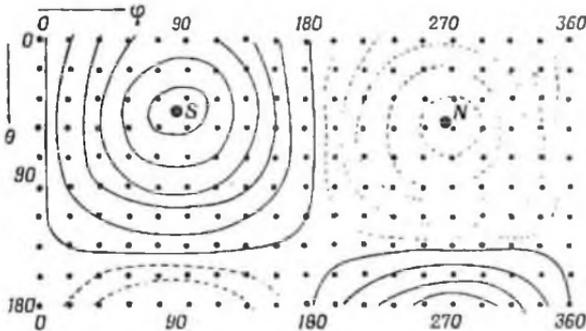
**Измерение остаточной намагниченности с помощью астатического магнетометра.** При практическом измерении остаточной намагниченности с помощью магнетометра, показанного на фиг. 49, а, удобно располагать кусок исследуемой горной породы на универсальной подставке, которая могла бы вращаться как вокруг горизонтальной, так и вокруг вертикальной осей; при этом угол поворота отсчитывается по соответствующим лимбам. Обозначим угол поворота образца вокруг горизонтальной оси через  $\varphi$  и вокруг вертикальной оси через  $\theta$ . Тогда магнитный потенциал  $W$ , обусловленный намагниченностью куска породы в системе сферических координат  $(r, \theta, \varphi)$ , связанной с образцом, где ось  $\theta = 0$  совпадает с горизонтальной осью вращения универсальной подставки, может быть выражен следующим образом:

$$W = R \sum_n \sum_m \left( \frac{R}{r} \right)^{n+1} P_n^m(\cos \theta) \{ A_n^m \cos m\varphi + B_n^m \sin m\varphi \}. \quad (16)$$

Вращение образца вокруг вертикальной и горизонтальной осей выражается изменениями  $\theta$  и  $\varphi$  в уравнении (16). Отклонение  $\delta$  магнетометра пропорционально

$$F_r = - \left( \frac{\partial W}{\partial r} \right)_{r=r_i} = \sum_n \sum_m (n+1) \left( \frac{R}{r_i} \right)^n \times \\ \times P_n^m(\cos \theta) \{ A_n^m \cos m\varphi + B_n^m \sin m\varphi \} \quad (17)$$

при условии, что действием образца на магнит  $M_2$  можно пренебречь. Чувствительность установки измеряется посредством слабых магнитных полей, создаваемых кольцами Гельмгольца, показанными на фиг. 49, а, до и после серии измерений. На фиг. 50 показаны



Фиг. 50. Результаты измерения остаточной намагниченности образца горной породы (лава вулкана Асама).

результаты измерения остаточной намагниченности горной породы с помощью астатического магнетометра [7]. Если наибольший радиус исследуемого образца, измеренный от его центра, будет меньше, чем удвоенный наименьший радиус, то совершенно не обязательно придавать исследуемым образцам правильную форму, например форму шара, куба и т. д. Члены первой степени, полученные путем простого гармонического анализа из наблюдаемых величин с помощью уравнения (17), дают магнитный момент образца и его направление ( $\theta_0$ ,  $\varphi_0$ ) по отношению к координатам, связанным с образцом. Они выражаются следующим образом:

$$M_0 = R \{ (A_1^0)^2 + (A_1^1)^2 + (B_1^1)^2 \}^{1/2}, \quad (18)$$

$$\operatorname{tg} \theta_0 = \frac{\{ (A_1^1)^2 + (B_1^1)^2 \}^{1/2}}{A_1^0}, \quad \operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{B_1^1}{A_1^1}. \quad (19)$$

В случае измерений с помощью магнетометра, показанного на фиг. 49, б, образец также должен быть расположен на универсальной подставке, которая может вращаться вокруг двух горизонталь-

ных осей, перпендикулярных друг другу. В этом случае отклонение магнитной системы  $\delta$  будет пропорционально выражению

$$\delta \propto (F_0)_{r=r_1} - (F_0)_{r=r_2} = -\frac{1}{r_1} \left( \frac{\partial W}{\partial \theta} \right)_{r=r_1} + \frac{1}{r_2} \left( \frac{\partial W}{\partial \theta} \right)_{r=r_2} =$$

$$= -\sum_n \sum_m \left( \frac{R}{r_1} \right)^{n+2} \left\{ 1 - \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^{n+2} \right\} \{ A_n^m \cos m\varphi + B_n^m \sin m\varphi \} \frac{dP_n^m}{d\theta}. \quad (20)$$

С помощью таблиц Шмидта [8] мы можем определить величину  $A_n^m$  и  $B_n^m$  из наблюдаемых результатов. Поправочный член  $\left\{ 1 - \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^{n+2} \right\}$  должен приниматься во внимание в том случае, когда  $l = r_2 - r_1$  мало. Если членами со степенями  $n \geq 2$  можно пренебречь, то уравнение (20) упрощается:

$$\delta \propto \left( \frac{R}{r} \right)^3 \left\{ 1 - \left( \frac{r_1}{r_2} \right)^3 \right\} \{ A_1^0 \sin \theta - (A_1^1 \cos \varphi + B_1^1 \sin \varphi) \cos \theta \} \quad (21)$$

и, следовательно, можно легко определить  $M_0$ ,  $\theta_0$  и  $\varphi_0$ .

Для измерения направления и интенсивности остаточной намагниченности индуктивная намагниченность образца в геомагнитном поле должна быть исключена. Для исключения индуктивной намагниченности достаточно при установке прибора в лаборатории совместить направление, перпендикулярное к плоскости чертежа (фиг. 49), с плоскостью магнитного меридиана. Тогда влияние индуктивной намагниченности может быть уменьшено до некоторой малой величины, обусловливаемой неправильной формой образца. Этим влиянием можно обычно пренебрегать в пределах ошибки до 1%.

**Резонансный тип астатического магнетометра.** Для измерения направления остаточной намагниченности Каван [9] построил высокочувствительный астатический магнетометр и доказал, что этот прибор позволяет определять намагниченность с точностью до  $10^{-4}$  гс даже в лабораторных условиях, где внешние возмущения достигают больших величин, например 200 γ.

Принцип действия этого прибора заключается в том, что колебания подвешенной системы астатического магнетометра усиливаются при резонансе между периодом свободных колебаний магнетометра и периодом вращения исследуемого образца вокруг вертикальной оси. Схема прибора показана на фиг. 51.

Уравнение движения подвешенной системы может быть написано следующим образом:

$$\frac{d^2\theta}{dt^2} + 2\varepsilon \frac{d\theta}{dt} + n^2\theta = \frac{M_1 h_0}{I} \sin \omega t, \quad (22)$$

где  $\varepsilon$  — постоянная затухания,  $n^2$  — возвращающая сила,  $I$  — момент инерции магнитной системы,  $M_1$  — магнитный момент магнита  $M_1$ ,

$h_0 \sin \omega t$  — составляющая, вызываемая горизонтальной составляющей дипольного магнитного момента исследуемого образца и параллельная плоскости чертежа у  $M_1$ ; условие  $t=0$  соответствует случаю, когда диполь направлен к наблюдателю.

Конечный вид уравнения (22) следующий:

$$\theta = \frac{M_1 h_0 / I}{\sqrt{(n^2 - \omega^2)^2 + 4c^2 \omega^2}} \sin(\omega t - \delta) \quad (23)$$

и

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{2c\omega}{\omega^2 - n^2} \quad (24)$$

Следовательно, когда период вращения образца  $T_r$  становится равным периоду вращения магнетометра  $T_m$ ,  $\omega$  становится равным  $n$ , и максимальная величина отклонения  $\theta$  будет

$$\theta_{\max} = \frac{M_1 h_0}{2In\epsilon} \quad (25)$$

в то время как максимальное отклонение  $\theta$  в случае использования того же магнетометра в статическом состоянии равно

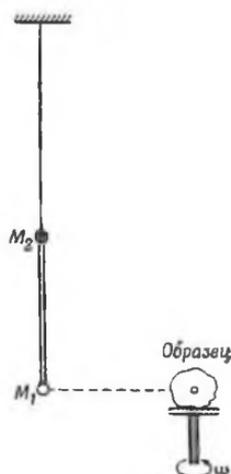
$$\theta_0 = \frac{M_1 h_0}{In^2} \quad (26)$$

Таким образом, в идеальном случае отклонение  $\theta$  может быть увеличено в  $\frac{n}{2c}$  раз.

Фазовое отставание  $\theta$  определяется из уравнения (24). Так как фазовое отставание  $\theta$  быстро изменяется в области  $T_r \sim T_m$ , то неопределенность в направлении намагниченности заметно возрастает по мере увеличения чувствительности, выражаемой уравнением (25). Несмотря на подобное затруднение, Кумагаи и Кавани считают, что этот прибор может быть использован для измерения слабых намагниченностей осадочных пород.

**Магнетометр с подвешенным образцом.** Другой тип магнетометра, который мало чувствителен к внешним возмущениям, основан на том, что исследуемый образец сам подвешивается на тонкой нити вместо магнитной системы в обычном магнетометре [10]. Как видно из фиг. 52, исследуемый образец цилиндрической формы подвешивается в центре системы круговых соленоидов, которая может вращаться вокруг вертикальной оси, совпадающей с нитью подвеса.

Обозначим угол между направлением горизонтальной составляющей намагниченности образца  $M$  и направлением внешнего магнитного поля  $H$  через  $\psi$ . Тогда момент силы, приложенной к образцу, будет  $MH \sin \psi$ ; этот момент будет вызывать пропорциональное сму



Фиг. 51. Схематическое изображение астатического магнетометра резонансного типа, по Кавани.

малое отклонение подвесной системы. Если угол  $\psi$  равен нулю, то отклонение отсутствует. Таким образом, измеряя отклонение, соответствующее изменению момента силы при изменении магнитного поля от  $H$  до  $-H$  или от  $-H$  до  $H$  при различных положениях направленных осей соленоидов, можно определить направление горизонтальной намагниченности.

Чувствительность магнетометра определяется путем замены образца малым круговым соленоидом, электрический ток к которому подводится через проволоку подвеса, сделанную из фосфорной бронзы, и через демпфер, состоящий из алюминиевого стержня и раствора  $\text{CuSO}_4$ .

Тогда величина  $M$  может быть определена по отклонению при условии, что  $\psi = \pi/2$  и  $\psi = -\pi/2$ . В настоящем приборе влияние внешнего магнитного поля  $\Delta H$  равно  $\Delta H/H$ . Следовательно, поле  $H = 2 \sim 5$  эрст является достаточным для уменьшения влияния внешних полей, достигающих величины  $10^3 \gamma$ , до пренебрежимо малых величин.

С помощью этого магнетометра можно легко измерить направление и интенсивность остаточной намагниченности порядка  $10^{-6}$  гс.

### МАГНИТНЫЕ ВЕСЫ

Магнитные весы, которые обычно используются для исследований магнитных свойств парамагнитных и диамагнитных веществ, могут

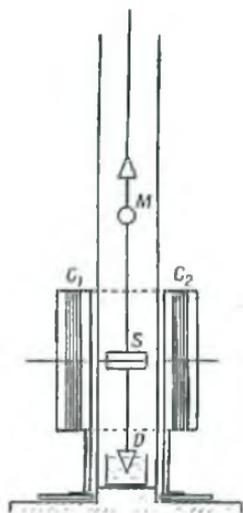
быть применены и для снятия кривой намагничивания образцов горных пород как при комнатной температуре, так и при более высоких температурах. На фиг. 53 приведены схемы горизонтального и вертикального типов магнитных весов. Принцип измерения намагниченности заключается в следующем.

Потенциальная энергия малого образца, находящегося в магнитном поле  $H$  между полюсами электромагнита, выражается как

$$U = -v \int_0^H J(H) dH, \quad (27)$$

где  $J$  и  $v$  обозначают интенсивность намагниченности и объем образца. Тогда сила  $F_x$ , действующая на образец, равна

$$F_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = v \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial}{\partial H} \int_0^H J(H) dH = vJ(H) \frac{\partial H}{\partial x}. \quad (28)$$



Фиг. 52. Схематическое изображение магнетометра с подвешенным образцом.

$S$  — образец;  $C_1$  — катушка, создающая поле;  $D$  — жидкостный демпфер;  $M$  — зеркало.

Таким образом, сила, действующая на образец, прямо пропорциональна величине пространственного градиента приложенного магнитного поля и намагниченности образца.

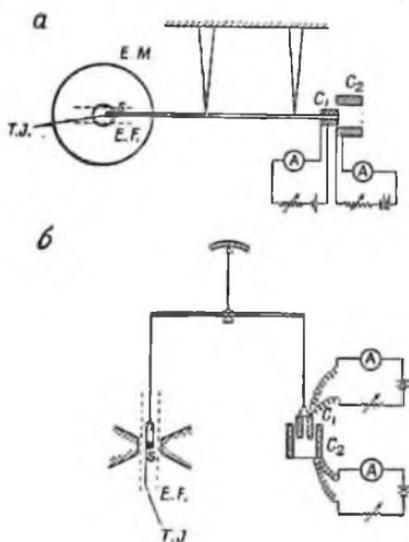
Практически  $F_x$  определяется с помощью измерения электромагнитного взаимодействия между двумя катушками, обозначенными на фиг. 53 через  $C_1$  и  $C_2$ . Измерение производится нуль-методом.

Электрический ток  $i_1$ , протекающий через  $C_1$ , и ток  $i_2$ , протекающий через  $C_2$ , регулируются таким образом, чтобы веса всегда оставались в начальном положении независимо от напряженности магнитного поля. Отклонение весов от положения равновесия обнаруживается с помощью зеркальца, расположенного так, чтобы усиливать малые движения весов. Напряженность магнитного поля в том месте, которое занимает исследуемый образец, измеряется с помощью малой измерительной катушки. Так как сила  $F_x$  пропорциональна  $\left| \frac{\partial H}{\partial x} \right|$ , то для получения высокой чувствительности положение покоя образца должно быть выбрано так, чтобы  $\left| \frac{\partial H}{\partial x} \right|$  было максимальным. Положение покоя практически выбирается вблизи от центральной осевой линии полюсов электромагнита.

Следует заметить, что держатель образца и коромысло весов должны быть сделаны из неметаллического материала, например из плексигласа или плавленного кварца. Это обусловлено тем, что практически металлы почти всегда содержат небольшое количество железа, и, следовательно, намагничивание подобного материала иногда может быть больше намагничивания исследуемых горных пород.

При измерениях намагниченности при высоких температурах электрическая цепь, окруженная устройством с водяным охлаждением и установленная так, как показано на фиг. 53, может дать удовлетворительные результаты в том случае, если держатель образца, коромысло (фиг. 53, а) и проволока подвеса (фиг. 53, б) сделаны из плавленного кварца.

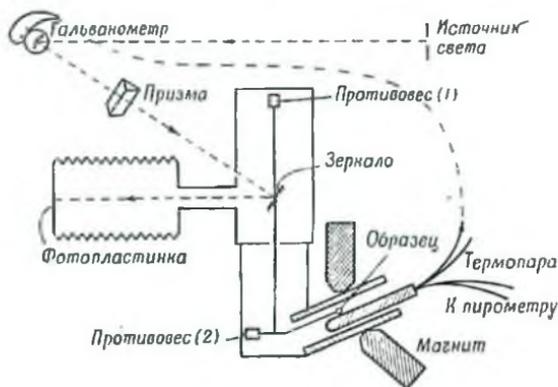
Абсолютные величины намагниченности с помощью магнитных весов определить трудно, за исключением случая намагниченности



Фиг. 53. Два различных типа магнитных весов.

$S$  — образец;  $T. J.$  — термопара;  $E. F.$  — электрическая печь;  $C_1, C_2$  — системы компенсирующих катушек.

насыщения  $J_s$ . Таким образом, чувствительность магнитных весов во всем диапазоне намагничивающих полей должна определяться с помощью измерения намагниченности стандартного образца, имеющего форму эллипсоида и известные размеры.



Фиг. 54. Магнитные весы с самописцем, по Шевалье и Пьеру.

Полная петля гистерезиса горных пород может быть получена, если изменять знак магнитного поля, создаваемого электромагнитом.



Фиг. 55. Пример кривой  $J - T$ , полученной на приборе, который показан на фиг. 54, по Шевалье и Пьеру.

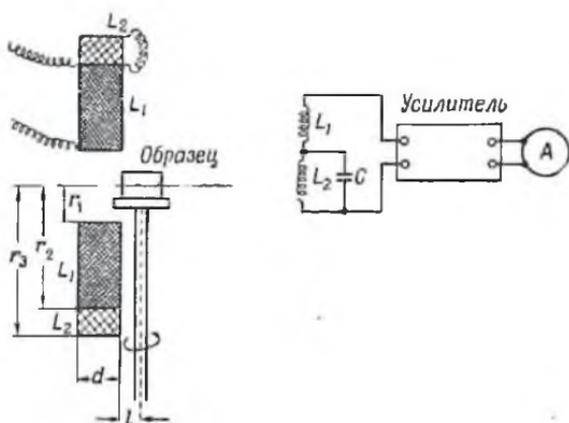
Полная петля гистерезиса могут быть определены как остаточная намагниченность, так и коэрцитивная сила.

Шевалье и Пьером [11] был построен прибор для автоматической записи изменения намагничивания горных пород с температурой в постоянном магнитном поле, основанный на принципе магнитных весов. Устройство различных частей прибора схематически показано на фиг. 54. Поворот подвесной системы, пропорциональный  $F_x$ , записывается по ординате фотографической пластинки, а изменение температуры — по ее абсциссе. Пример такой записи показан на фиг. 55. Ординаты фиг. 55 не строго пропорциональны

намагниченности, так как  $H$  и  $\frac{\partial H}{\partial x}$  изменяются при изменении положения образца. Однако этот прибор удобен для приближенного определения температурной зависимости намагничивания.

### МЕТОД ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

**Измерение остаточной намагниченности.** Для измерения остаточной намагниченности малой интенсивности образцов горных пород удобно пользоваться прибором, называемым рок-генератор. Рок-генератор — это малое динамо, в котором э. д. с. индуцируется в неподвижной системе катушек при вращении намагниченного образца горной породы. Этот метод был разработан главным образом Джонсоном и его сотрудниками [12, 13], а также Брукшау и др. [14].



Фиг. 56. Схематическое изображение измерительной катушки системы рок-генератор.

При использовании электронных устройств можно получить исключительно высокую чувствительность; кроме того, сильно сокращается время, необходимое для измерений. Система рок-генератор теперь используется как основной прибор для измерения очень слабой остаточной намагниченности осадочных пород. Исследуемый образец кубической формы вращается с большой скоростью по оси многослойной катушки, причем э. д. с., индуцированная в этой катушке, подается на усилитель, выходной ток которого измеряется (см. фиг. 56). Измерительная часть состоит из двух concentрических катушек  $L_1$  и  $L_2$ , которые соединены так, что направление намотки одной катушки противоположно направлению намотки другой. Число витков подобрано так, что полные эффективные магнитные потоки,

проходящие через  $L_1$  и  $L_2$ , при помещении такой двойной катушки в однородное магнитное поле равны друг другу.

Следует сказать, что при помещении двойной круговой катушки в однородное магнитное поле магнитный поток, проходящий через площадь, охватываемую всеми витками в двойной катушке, будет равен

$$\Phi = \pi n^2 dH \left[ \int_{r_1}^{r_2} r^2 dr - \int_{r_3}^{r_4} r^2 dr \right] = \pi n^2 dH (2r_2^3 - r_1^3 - r_3^3), \quad (29)$$

где  $n$  — число витков катушки на 1 см длины,  $d$  — толщина катушки,  $H$  — составляющая магнитного поля, параллельная оси катушки,  $r_1$  — внутренний радиус внутренней катушки,  $r_2$  — внешний радиус внутренней катушки (который равен внутреннему радиусу внешней катушки) и  $r_3$  — внешний радиус внешней катушки.

Тогда, если

$$2r_2^3 = r_1^3 + r_3^3, \quad (30)$$

$\Phi$  становится равным нулю. Следовательно, изменение однородного магнитного поля, пересекающего двойную катушку, не вызывает в последней никакой электромагнитной индукции.

Намагниченность исследуемого образца на фиг. 56 может быть приблизительно представлена магнитным диполем. Выбирая систему координат  $(x, y, z)$  так, чтобы ее начало совпадало с центром диполя, ось  $z$  была бы направлена по осевой линии двойной катушки, а ось  $y$  была бы параллельна вертикали, получим выражение магнитного потенциала  $W$ , создаваемого диполем:

$$W = \frac{\mu_x x + \mu_y y + \mu_z z}{R^3}, \quad (31)$$

$$R^2 = x^2 + y^2 + z^2, \quad \mu^2 = \mu_x^2 + \mu_y^2 + \mu_z^2.$$

Магнитный поток, проходящий через площадь, ограниченную одним витком круговой катушки, будет равен

$$\Phi = \int_0^r \int_0^{2\pi} H_z r dr d\theta = 2\pi \mu_z \frac{r^2}{(r^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (32)$$

где

$$H_z = \frac{\partial W}{\partial z} = \frac{\mu_z (r^2 - 2z^2) - 3\mu_x rz \cos(\theta - \alpha)}{(r^2 + z^2)^{5/2}} \quad (33)$$

и

$$r^2 = x^2 + y^2, \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{y}{x}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{\mu_y}{\mu_x}.$$

Следовательно, магнитный поток, проходящий через площадь, ограниченную всеми витками двойной катушки, будет равен

$$\Phi = \int_{l-\frac{d}{2}}^{l+\frac{d}{2}} \left\{ \int_{r_1}^{r_2} \varphi \frac{dr}{D} - \int_{r_1}^{r_2} \varphi \frac{dr}{D} \right\} \frac{dz}{D}, \quad (34)$$

где  $d$  — толщина катушки,  $l$  — среднее расстояние двойной катушки от диполя и  $D$  — эффективный диаметр обмотки (см. фиг. 56).

Так как магнитный диполь вращается вокруг вертикальной оси с равномерной угловой скоростью, то

$$\left. \begin{aligned} \mu_z &= \mu_h \cos \omega t, \\ \mu_x &= \mu_h \sin \omega t, \\ \mu_y &= \mu_y \text{ (не зависит от времени)}, \\ \mu_h^2 &= \mu_x^2 + \mu_z^2 \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

при условии, что выбрано определенное начало отсчета времени  $t$ . Следовательно, э. д. с., индуцированная в двойной катушке, будет равна

$$\begin{aligned} E &= \frac{2\pi\omega}{D^2} \mu_h \sin \omega t \times \\ &\times \left[ l \lg \left\{ \frac{r_1 + \sqrt{r_1^2 + (l-d/2)^2}}{r_1 + \sqrt{r_1^2 + (l+d/2)^2}} \times \left( \frac{r_2 + \sqrt{r_2^2 + (l+d/2)^2}}{r_2 + \sqrt{r_2^2 + (l-d/2)^2}} \right)^2 \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \frac{r_3 + \sqrt{r_3^2 + (l-d/2)^2}}{r_3 + \sqrt{r_3^2 + (l+d/2)^2}} \right\} + \frac{d}{2} \lg \left\{ \frac{[r_2 + \sqrt{r_2^2 + (l+d/2)^2}]^2}{r_1 + \sqrt{r_1^2 + (l+d/2)^2}} \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \frac{[r_2 + \sqrt{r_2^2 + (l-d/2)^2}]^2}{r_1 + \sqrt{r_1^2 + (l-d/2)^2}} \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \frac{1}{\{r_3 + \sqrt{r_3^2 + (l+d/2)^2}\} \{r_3 + \sqrt{r_3^2 + (l-d/2)^2}\}} \right\} \right]. \quad (36) \end{aligned}$$

Из выражения (36) ясно, что э. д. с., индуцированная во внутренней катушке, намного превышает э. д. с., индуцированную во внешней катушке и имеющую противоположный знак. Следовательно, результирующая э. д. с. будет составлять 20 ~ 30% от э. д. с. одной внутренней катушки при условии, что  $l$  мало по сравнению с  $r_1$ ,  $r_2$  и  $r_3$ . Э. д. с., полученная таким образом, пропорциональна  $\mu_h$  и может быть измерена после соответствующего усиления или с помощью потенциометрического метода.

Величина индуцированной э. д. с. вследствие почти однородных изменений магнитного поля (обусловленных, например, электромото-

рами, магнитными возмущениями от трамваев и т. д.) понижается до очень малой величины, в то время как способность катушки воспринимать магнитный поток, создаваемый образцом, может достигать 50%. В системе двойной круговой катушки может быть также исключен эффект вибрации катушки в геомагнитном поле. Чтобы совершенно компенсировать импеданс катушки  $L_1$ , вызванный катушкой  $L_2$ , обычно параллельно  $L_2$  помещают малый конденсатор  $C$  (см. фиг. 56).

В табл. 7 приведены практические данные для двойной круговой катушки.

Таблица 7

## ПРАКТИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ДВОЙНОЙ КРУГОВОЙ КАТУШКИ

Автор	Внутренний радиус, см	Поперечное сечение обмотки, см <sup>2</sup>	Число витков	Сопротивление, $\Omega$
Брукшау и Робертсон [14]	$L_1$ 1,98	2,7 · 1,5	22100	15400
	$L_2$ 4,68	1,18 · 1,5	9400	10100
	$L_3$ 2,83	0,34 · 0,38	100	838
Нагата и др. [15]	$L_1$ 6,0	5,4 · 1,0	60000	85000
	$L_2$ 11,4	2,5 · 1,0	27790	

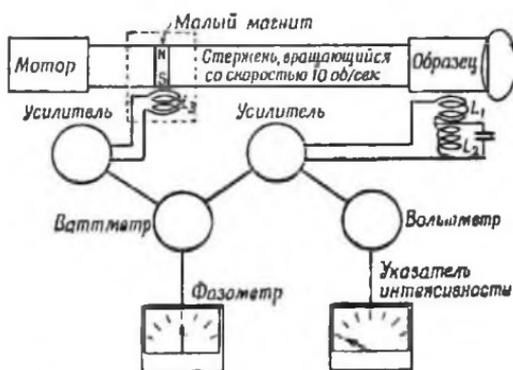
Задача заключается в том, чтобы определить не только интенсивность слабой остаточной намагниченности образца горной породы, но также и ее направление. Было предложено и применено на практике нескольких различных методов определения направления намагниченности. В одном из них используется эталонный генератор напряжения, в котором вблизи добавочной катушки  $L_3$  на оси вращения образца монтируется малый магнитик, который вращается вместе с образцом, как показано на фиг. 57. Направление оси малого магнитика  $M$  по отношению к оси вращения может быть изменено, причем величина этого изменения отсчитывается по кругу.

Если ось  $M$  по отношению к оси  $L_3$  направлена так, что она совпадает с направлением намагниченности образца по отношению к оси двойной катушки  $L_1 + L_2$ , то переменная э. д. с., индуцированная в  $L_3$ , будет иметь одинаковую фазу с э. д. с., индуцированной в двойной катушке. Следовательно, при определении величины намагниченности образца может быть применен потенциометрический метод сравнения этих двух э. д. с. при условии, что известен магнитный момент эталонного магнита. Схема этого метода приведена на фиг. 58. Направление намагниченности образца может быть определено по углу между осью эталонного магнита и осью катушки  $L_3$ .

Такая система была применена Брукшау и его сотрудниками [14], причем было доказано, что она вполне пригодна, если в качестве

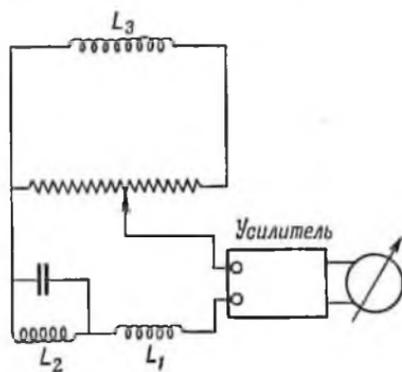
детектора в схеме фиг. 58 применять усилитель с большим коэффициентом усиления и вольтметр переменного тока.

Джонсон и его сотрудники применили систему, схематически показанную на фиг. 57. Детали этого устройства по Джонсону [13] следующие. Образец в виде цилиндра, имеющего 4 см в диаметре



Фиг. 57. Блок-диаграмма, поясняющая принцип рок-генератора, по Джонсону, Марфи и Торресону.

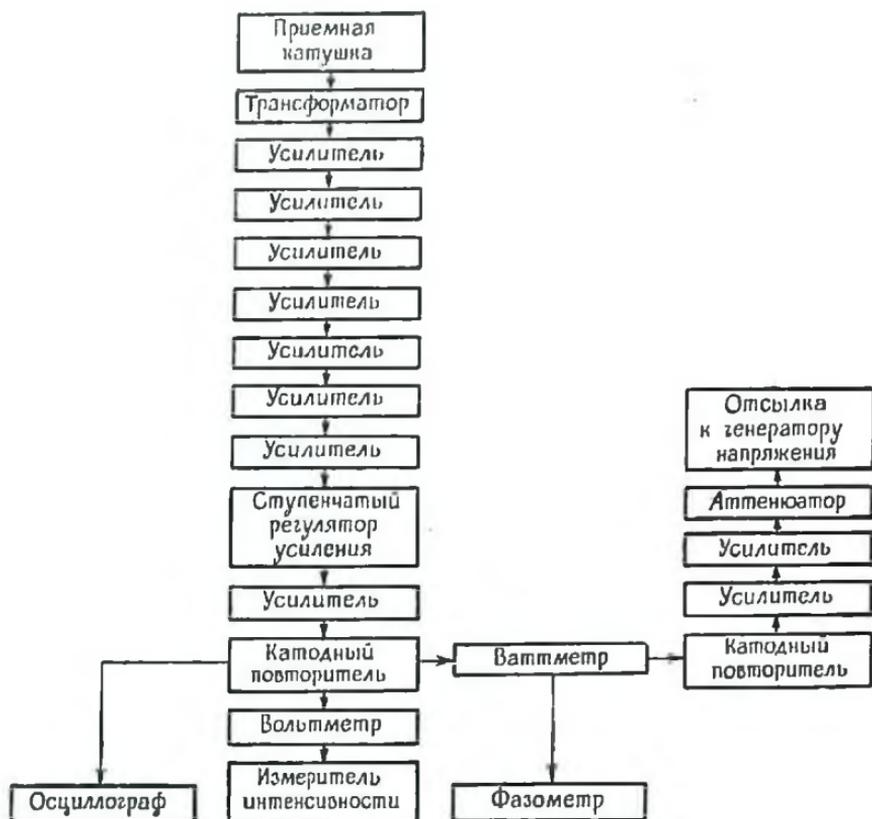
и 4 см в длину, вращается на конце стержня со скоростью 10 об/сек с помощью стандартного синхронного мотора через редукционную передачу. Двойная катушка, части которой для исключения внешних переменных магнитных полей намотаны навстречу друг другу, подсоединена через соответствующий трансформатор к усилителю. Усилитель состоит из 8 ступеней, как видно на фиг. 59. Каждая из этих ступеней при помощи емкостей и сопротивлений настроена на 10 гц и имеет большую обратную отрицательную связь для обеспечения стабильности в работе. Полный коэффициент усиления каждой ступени может быть выбран равным от 1 до 10 для того, чтобы сигнал на выходе имел величину от 5 до 10 в. Настройка усилителя рассчитана таким образом, чтобы избирательность по отношению 60 гц была меньше избирательности по отношению к 10 гц в  $10^3$  раз. Никаких помех от внешних мощных проводов с переменным током часто-



Фиг. 58. Принцип потенциметрических измерений в рок-генераторе, по Брукшау и Робертсону.

той в 60 гц не встречается ни в лабораторных, ни в полевых условиях.

Величина усиленного сигнала измеряется с помощью лампового вольтметра, а его фаза — ваттметром (фазометром). Последний



Фиг. 59. Блок-диаграмма рок-генератора типа Д. Т. М., по Джонсону и др.

состоит из кольцевого модулятора, в котором используются германиевые диоды, и употребляется как нуль-индикатор. Чтобы уравновесить усиленный сигнал от образца, подается сигнал от генератора с постоянным магнитом на оси вращения образца. Фаза этого сигнала может изменяться от 0 до  $360^\circ$  и в процессе измерения устанавливается со сдвигом на  $90^\circ$  по отношению к фазе сигнала от образца, чтобы дать нулевой отсчет на фазометре. Прибор отградуирован и по интенсивности намагниченности и по фазе с помощью эталонного магнита, помещаемого вместо образца. Прибор, исключая электронные устройства, должен быть сделан из немагнитных материалов и очень прочно построен, чтобы противостоять вибрации. Чувствительность позволяет

обнаруживать момент в  $2 \cdot 10^{-8}$  зс. Для моментов в  $10^{-6}$  зс направление намагниченности может быть определено с точностью до  $1^\circ$ .

Другой метод определения направления намагниченности заключается в том, что индуцированный переменный ток выпрямляется с помощью механического коммутатора, смонтированного на том же стержне, на котором вращается образец. Выпрямленный ток измеряется амперметром постоянного тока, как схематически показано на фиг. 60. Этот метод был использован Джонсоном и Мак-Нишем [12], а также Нагата и его сотрудниками.

Пусть  $I = \sum_{n=1}^{\infty} I_n \sin(2\pi nft + \varphi_n)$  и  $\psi$  обозначают соответственно переменный ток на входе коммутатора и разность фаз между  $I$  и коммутированным током. Средняя величина постоянного тока на выходе коммутатора выразится следующим образом:

$$I_D = \frac{2}{T} \int_{\frac{\psi}{2\pi f} - \frac{T}{2}}^{\frac{\psi}{2\pi f} + \frac{T}{2}} \sum_n I_n \sin(2\pi nft + \varphi_n) dt =$$

$$= \frac{1}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{I_n}{n} (1 - \cos n\pi) \cos(n\psi + \varphi_n),$$

(37)

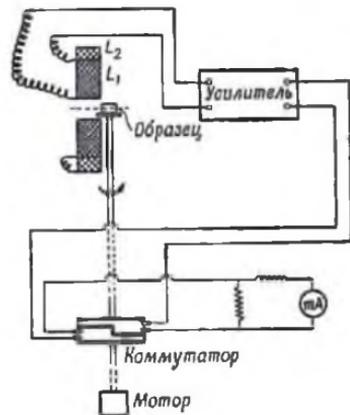
где  $T = \frac{1}{f}$ .

Как видно из выражения (37), первая гармоника  $I_D$  равна  $\frac{2I_1}{\pi} \cos(\psi + \varphi_1)$ .

Разность фаз  $\psi$  между коммутатором и образцом может изменяться, причем ее величина отсчитывается с помощью градуированного диска, присоединенного к коммутатору. Следовательно, благодаря изменению разности фаз  $\psi$  постоянный ток  $I_D$ , измеряемый амперметром, показывает синусоидальное изменение; это дает направление намагниченности образца по отношению к направлению индикатора на коммутаторе.

Хотя и было доказано, что эта система позволяет определять слабые намагниченности осадочных пород, предыдущий метод с эталонным генератором напряжения, повидимому, лучше с точки зрения стабильности.

**Некоторые практические проблемы рок-генератора.** Как видно из уравнения (36), индуцированная э. д. с. пропорциональна угловой скорости вращения исследуемого образца. Таким образом, при производстве измерений вращение образца должно поддерживаться



Фиг. 60. Рок-генератор с механическим коммутатором.

постоянным. Скорости вращения в построенных приборах были следующими (об/сек):

- 1) Джонсон и Мак-Нипш (1938) . . . . . 10
- 2) Нагата, Акази и Рикитакэ (1943) . . . . . 25
- 3) Джонсон, Марфи, Торресон (1948) . . . . . 10
- 4) Брукшау и Робертсон (1948) . . . . . 20

Если вращающийся стержень приводится в движение мотором, то скорость вращения будет лежать в пределах 10—25 об/сек. Следовательно, для того чтобы понизить шумы от других частот, особенно от тех, которые создаются промышленными электрическими линиями, имеющими обычно частоту 50 или 60 *гц*, желательно настраивать низкочастотные усилители на частоту входного сигнала, которая равна числу оборотов образца в 1 сек. Далее, для того чтобы флуктуации в скорости вращения не вносили значительной ошибки, желательно, чтобы результирующая частотная характеристика усилителя для входной э. д. с. формы  $E = E_0 \omega \sin \omega t$  была плоской в пределах 2—3 *гц* около резонансной частоты  $\omega_0$ . Для измерения слабых намагниченностей осадочных пород коэффициент усиления должен быть равен 100—130 *db*.

Затруднения, возникающие при создании этого прибора, состоят главным образом в настройке низкочастотного усилителя; особенно трудно добиться понижения уровня шумов. Для преодоления этой трудности в Отделе земного магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне был построен прибор, в котором образец мог вращаться с чрезвычайно большой скоростью (около 270 об/сек). Детальное описание такого прибора еще не опубликовано, но принцип работы следующий.

Исследуемый образец горной породы устанавливается во вращающемся зажиме, сделанном из плексигласа, который приводится во вращение посредством потока воздуха высокого давления. Таким методом может быть легко получена скорость вращения образца в 200—300 об/сек. Эталонный генератор напряжения состоит из источника света, фотоэлемента и вращающегося зажима из плексигласа, который действует как вращающаяся призма. Таким образом, э. д. с. от двух генераторов совершенно одинаковой основной частоты усиливаются, пройдя соответствующие цепи фильтров. Электрическая система измерений почти такая же, как и в приборе Джонсона. Следовательно, устойчивое усиление очень слабой входной э. д. с., имеющей частоту в 200—300 об/сек, достигается гораздо легче по сравнению с усилением э. д. с. с частотой 10—25 об/сек.

Основное предположение при измерении намагниченностей горных пород методом рок-генератора состоит в том, что остаточная намагниченность исследуемого образца заменяется магнитным диполем. Согласно принципу работы рок-генератора, на нем можно измерять направление и интенсивность той составляющей намагниченности, которая перпендикулярна оси вращения стержня.

Пусть направления сторон кубического образца будут  $x$ ,  $y$  и  $z$ , а составляющие намагничённости вдоль этих направлений  $M_x$ ,  $M_y$  и  $M_z$ . Если ось  $Z$  параллельна вращающемуся стержню, то мы можем определить:

$$\left. \begin{aligned} \text{магнитный момент: } M_1 &= (M_x^2 + M_y^2)^{1/2}, \\ \text{направление, отсчитанное от оси } X: \alpha &= \text{arctg} \left( \frac{M_y}{M_x} \right). \end{aligned} \right\} (38)$$

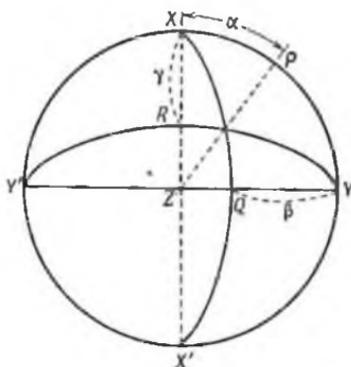
Переворачивая образец, мы можем аналогично получить:

$$\left. \begin{aligned} M_2 &= (M_y^2 + M_z^2)^{1/2}, \quad \beta = \text{arctg} \left( \frac{M_z}{M_y} \right), \\ M_3 &= (M_z^2 + M_x^2)^{1/2}, \quad \gamma = \text{arctg} \left( \frac{M_x}{M_z} \right). \end{aligned} \right\} (39)$$

Теоретически из этих трех групп наблюдений достаточно двух групп для определения и направления и величины дипольного момента намагничённости образца горной породы. Однако, для того чтобы оценить надёжность результатов наблюдения, рекомендуется получить все три группы наблюдений.

Грэхем [16] предложил удобный графический метод определения направления намагничённости при помощи проекции Шмидта. Азимут и радиальное расстояние от центра сферических координат проекции Шмидта представляют соответственно азимут меридиональной плоскости и полярное расстояние на поверхности полусферы. Так как дуги кругов на проекции являются проекциями линий пересечения сферической поверхности и ряда наклонных плоскостей с равными интервалами угла наклонения, которые проходят через диаметр экваторного круга сферы, то  $\alpha$  и  $\beta$  в уравнениях (38) и (39) представляются так, как показано на фиг. 61, при условии, что  $X$ -,  $Y$ - и  $Z$ -направления взяты такими, как показано на той же фигуре. Тогда точка пересечения  $Z'P$  и  $XQX'$  даст направление намагничённости в диаграмме Шмидта.

Далее, если система координат диаграммы повернется на  $90^\circ$ , в то время как координаты  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  останутся постоянными, то дуга круга, представляющая  $\gamma$  в уравнении (39), выразится дугой  $YRY'$  на фиг. 61. Если в измерениях нет ошибки, то  $Z'P$ ,  $XQX'$  и  $YRY'$  должны пересечь друг друга в одной и той же точке, которая

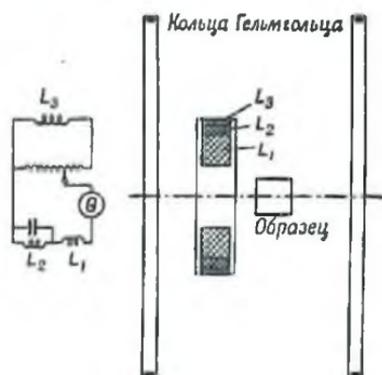


Фиг. 61. Проекция Шмидта для определения остаточной намагничённости куска породы.

представляет направление намагниченности. Однако если имеется некоторая ошибка, то центр сферического треугольника, образуемого тремя кривыми, может представлять вероятное направление намагниченности.

**Измерение обратимой восприимчивости.** В области начальной восприимчивости ферромагнитных материалов величины начальной и обратимой восприимчивости совпадают, причем последняя может быть измерена методом переменного тока.

В принципе может быть использована измерительная система, показанная на фиг. 43, если первичную цепь питает переменный ток



фиг. 62. Электрическая цепь и схематическое изображение главной части прибора для измерения магнитной восприимчивости пород посредством переменного магнитного поля, по Брукшау и Робертсону.

и э. д. с., возникающей в  $L_3$  — катушке из нескольких витков, соединенной с потенциометром. Детектор  $G$  состоит из резонансного усилителя с большим коэффициентом усиления и резонансного вибрационного гальванометра. Метод измерения этим прибором теоретически сходен с методом, описанным на стр. 73—79, а диаграмма электрической цепи на фиг. 62 дает представление о практическом процессе измерения.

Брукшау и Робертсон с помощью этого прибора успешно определяли обратимую восприимчивость различных горных пород, а Манлей [17] приспособил его для измерения восприимчивости при высоких температурах.

Подобную измерительную систему будем кратко называть мостиком индуктивностей. Для целей магнитной разведки сконструировано несколько образцов измерительных устройств, с помощью которых быстро определяется приблизительная величина восприимчивости иногда даже в полевых условиях [18].

и в качестве детектора во вторичной цепи используется вольтметр переменного тока. Практически наиболее удобным для этой цели является прибор, сконструированный Брукшау и Робертсоном, который схематически показан на фиг. 62.

Намагничивающее поле создается переменным током с частотой в 50—60 об/сек в кольцах Гельмгольца, внутри которых неподвижно устанавливается катушка, несущая три обмотки  $L_1$ ,  $L_2$  и  $L_3$ , где  $L_1$  и  $L_2$  составляют двойную катушку, уже упоминавшуюся на стр. 73—79. Образец горной породы кубической формы помещается на оси двойной катушки вблизи нее; под действием меняющегося намагничивающего поля он становится переменным магнитом. Э. д. с., индуцированная в двойной катушке, измеряется путем срав-

ПРИЛОЖЕНИЕ

ФОРМУЛЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ МАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

**Размагничивающий фактор  $N$ .** Размагничивающий фактор для эллипсоида математически выражается следующими формулами.

Для вытянутого эллипсоида:

$$\left. \begin{aligned} N_x &= 4\pi \frac{1-e^2}{e^2} \left\{ \frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} - 1 \right\}, \\ N_y &= N_z = 2\pi \left\{ \frac{1}{e^2} - \frac{1-e^2}{2e^2} \ln \frac{1+e}{1-e} \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где  $e = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a}$ ,  $a > b$ .

Для сжатого эллипсоида:

$$\left. \begin{aligned} N_x &= 4\pi \left\{ \frac{1}{e^2} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e \right\}, \\ N_y &= N_z = 2\pi \left\{ \frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e - \frac{1-e^2}{e^3} \right\}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

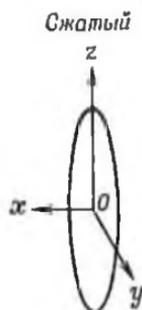
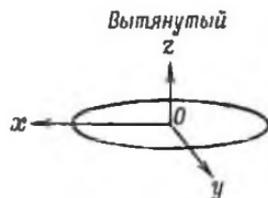
где  $e = \frac{\sqrt{b^2 - a^2}}{b}$ ,  $b > a$ .

Величины  $N$  для различных отношений графически показаны на фиг. 63 (см. также табл. 8).

Таблица 8

РАЗМАГНИЧИВАЮЩИЙ ФАКТОР  $N$

Отношение размеров длина/диаметр	Вытянутый эллипсоид	Круговой цилиндр	
		магнитометрический метод	баллистический метод
10	0,2549	0,2550	0,220
15	0,1350	0,1440	0,117
20	0,0848	0,0898	0,074
25	0,0587	0,0628	0,0515
30	0,0432	0,0460	0,0382
40	0,0266	0,0274	0,0234
60	0,0132	0,0131	0,0115
80	0,0080	0,0078	0,0069
100	0,0054	0,0052	0,0046



Фиг. 63.

**Магнитное поле, создаваемое катушкой. Круговой соленоид.** Когда в достаточно длинном соленоиде употребляется много слоев проволоки, то напряженность поля внутри соленоида меняется с расстоянием.

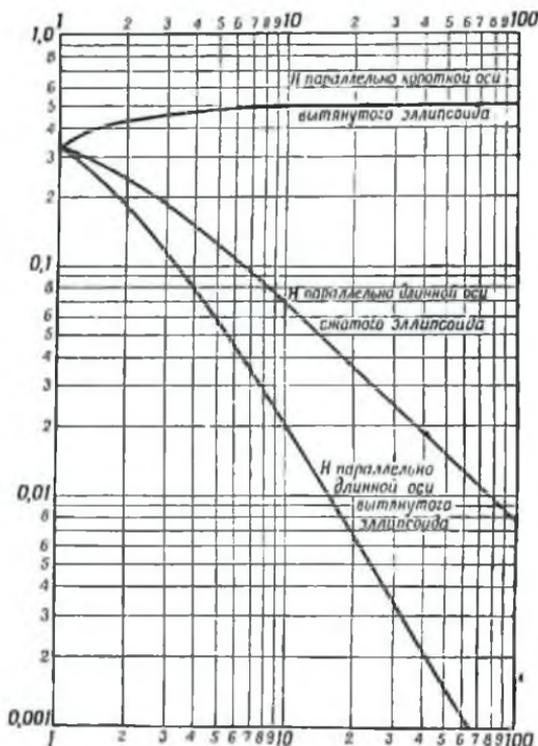
Напряженность поля  $H$  на оси соленоида на расстоянии  $x$  см от середины его выразится так:

$$H = \frac{4\pi n l}{10} \left[ \frac{1+x}{2(a-b)} \ln \frac{a+S_2}{b+S_1} + \frac{l-x}{2(a-b)} \ln \frac{a+r_2}{b+r_1} \right] \text{ врсм} \quad (3)$$

где  $2l$  — длина соленоида;  $a$  — радиус внешней обмотки в сантиметрах;  $b$  — радиус внутренней обмотки в сантиметрах,

$$r_1 = \sqrt{b^2 + (l-x)^2}, \quad r_2 = \sqrt{a^2 + (l-x)^2},$$

$$S_1 = \sqrt{b^2 + (l+x)^2}, \quad S_2 = \sqrt{a^2 + (l+x)^2}.$$



Ф и г. 64. Размагничивающий фактор вытянутого и сжатого эллипсоида.

Ордината —  $N/4\pi$ ; абсцисса — отношение размеров.

**Кольца Гельмгольца.** Система, составленная из двух круговых катушек одинакового радиуса, называется кольцами Гельмгольца, если эти две катушки расположены параллельно друг другу на расстоянии, равном их радиусу.

Напряженность поля в точке, расположенной на расстоянии  $x$  см от центра системы катушек вдоль оси катушек и на  $y$  см в направлении, пер-

пендикулярном к оси катушек, будет следующей

$$\left. \begin{aligned} H_x &= \frac{32\pi n}{5\sqrt{5}} \frac{l}{10} \left[ 1 - \frac{18}{125a^4} (8x^4 - 24x^2y^2 + 3y^4) + \dots \right], \\ H_y &= H_x \left[ 0,576xy \frac{(4x^2 - 3y^2)}{a^4} + \dots \right], \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $H_x$  — составляющая магнитного поля вдоль оси;  $H_y$  — составляющая, перпендикулярная  $H_x$ ;  $a$  — радиус катушки (расстояние между двумя катушками) (см. фиг. 64).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Nagata T., B. E. R. I., 18, 102 (1940), 21, 15 (1943).
2. Stschodro N., *Gerl. Beitr. Geophys.*, 17, 148 (1927).
3. Nagata T., Akimoto S., Uyeda S., *Journ. Geomag. Geoele.*, 4, 22 (1952).
4. Nagata T., B. E. R. I., 19, 579 (1941).
5. Nagata T., B. E. R. I., 22, 354 (1944).
6. Thellier É., *Ann. Inst. Phys. Globe*, 16, 157 (1938).
7. Nagata T., B. E. R. I., 16, 281 (1940).
8. Schmidt Ad., *Tafeln der Normierten Kugelfunktionen* (1935) Gotha.
9. Kumagai N., Kawai N., *Journ. Geomag. Geoele.*
10. Nagata T., Harada Y., Okada A., *G. N. Tokyo Univ.*, 1, No. 13 (1947).
- Ising G., *Ark. Math. Astr. Fys.*, 29, Ht. 1 (1943).
11. Chevallier R., Pierre J., *Ann. de Phys.*, 18, 383 (1932).
12. Johnson E. A., McNish A. G., *Terr. Mag.*, 43, 401 (1938).
13. Johnson E. A., Murphy T., Torreson O. W., *Terr. Mag.*, 53, 349 (1948).
14. Bruckshaw J. Mc G., Robertson E. L., *Journ. Sci. Instr.*, 25, 444 (1948).
15. Nagata T., Rikitake T., Akasi K., B. E. R. I., 21, 276 (1943).
16. Graham J. W., *Journ. Geoph. Res.*, 54, 131 (1949).
17. Manley H., Thesis (Univ. of London), 1949.
18. Duffin R. J., *Terr. Mag.*, 51, 419 (1946).
19. Blackett P. M. S., *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 245, 309 (1952).

## ОБЩИЕ МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД

## МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД

**Общие замечания.** С точки зрения геофизики и особенно прикладной геофизики основной интерес представляет магнитная восприимчивость в слабых магнитных полях, т. е. в полях, приближающихся по величине к земному полю (около 0,5 эрст). Опубликовано большое количество данных по наблюдаемым значениям магнитной восприимчивости различных горных пород. Среди этих данных имеются значения кажущейся восприимчивости, получаемой в гораздо более сильных полях, например в полях порядка 100 эрст. Так как магнетизм горных пород имеет ферромагнитный характер, то восприимчивость горных пород, полученная в сильном магнитном поле, отличается от восприимчивости, полученной в слабом магнитном поле. Поэтому современные измерения восприимчивости горных пород всегда проводятся в слабых магнитных полях порядка 0,5 эрст. Обратимая восприимчивость образцов горных пород, полученная при измерении восприимчивости в переменном магнитном поле, совпадает с начальной восприимчивостью пород, если амплитуда намагничивающего поля не превышает интервала начальной восприимчивости (например, интервала, в пределах которого восприимчивость постоянна).

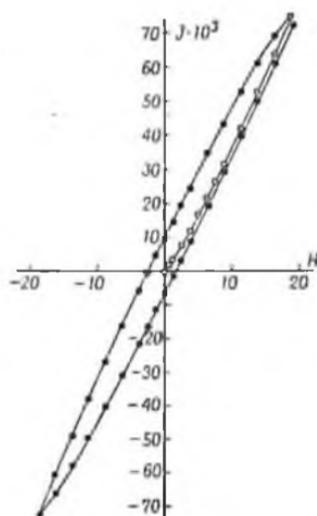
Если в качестве исследуемого образца используется порошок, приготовленный из породы и набитый в ампулу, а не образец, вырезанный из породы в форме эллипсоида или цилиндра, то плотность исследуемого образца будет отличаться от плотности породы. Тогда в результате измерений обычно получают удельную магнитную восприимчивость  $\chi = \kappa/\rho$ , где  $\rho$  — плотность породы. При этом магнитная восприимчивость  $\kappa$  единицы объема может быть вычислена как произведение  $\chi \cdot \rho$ .

В настоящем разделе мы будем иметь дело с восприимчивостью различных горных пород, особенно тех, для которых известны химический состав и петрографические характеристики.

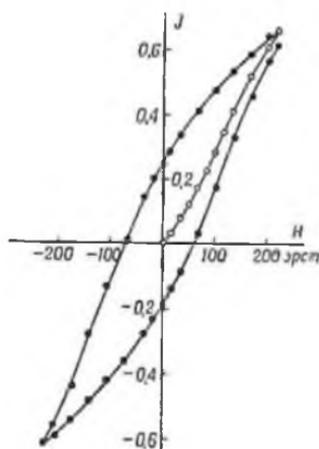
**Изменение магнитной восприимчивости в слабых магнитных полях.** Обычно при изменении намагничивающего поля намагниченность  $J$  горных пород обнаруживает явление гистерезиса даже в тех случаях, когда поле характеризуется сравнительно малой величиной, порядка 10 или 20 эрст. На фиг. 65 и 66 приведено два примера

петель гистерезиса изверженных пород при изменениях намагничивающего поля от  $-19$  до  $+19$  эрст и от  $-210$  до  $+210$  эрст.

Образцы других (около 100) горных пород дают такие же петли гистерезиса. Различие заключается лишь в степени их гистерезиса (т. е. в величине потерь на гистерезис); гистерезис велик в одних образцах и мал в других [1]. Из основной кривой намагничивания можно вычислить величину удельной магнитной восприимчивости



Фиг. 65. Петля магнитного гистерезиса изверженной породы.



Фиг. 66. Петля магнитного гистерезиса изверженной породы.

$\chi = J/\rho H$ , где  $J$  — намагниченность, соответствующая различным значениям напряженности магнитного поля. На фиг. 67 приведены типичные примеры зависимости удельной восприимчивости изверженных пород от напряженности магнитного поля. На фигуре хорошо видно, что  $\chi$  некоторых пород заметно возрастает с увеличением  $H$ , особенно если  $H$  меньше 10 эрст, в то время как для других пород скорость возрастания  $\chi$  с увеличением  $H$  значительно меньше. В первом случае интервал начальной восприимчивости на фиг. 67 найти нельзя. Скорость возрастания  $\chi$  с увеличением  $H$  может быть тесно связана с магнитной жесткостью.

Скорость возрастания  $\chi$ , определяемая отношением  $(\chi_m - \chi_0)/\chi_0$ , сравнивалась с относительной величиной  $J'_R/J_0$  остаточной намагниченности петли гистерезиса, приведенной на фиг. 65, где  $\chi_0$  и  $\chi_m$  — удельные восприимчивости при наименьшем и наибольшем магнитных

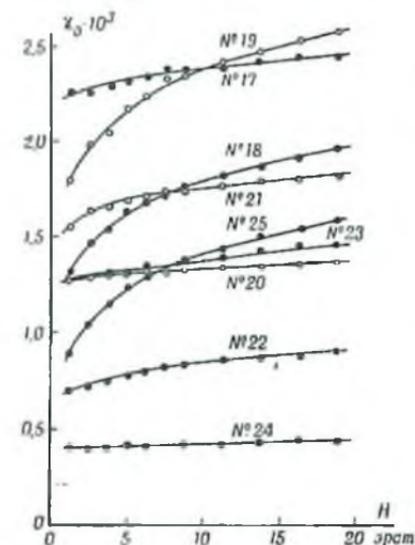
полях на кривых фиг. 67,  $J'_R$  — удельная остаточная намагниченность петли гистерезиса, а  $J_0 = H_0 \cdot \chi_0$ .

Сравнение показывает, что отношение  $J'_R/J_0$  почти пропорционально отношению  $(\chi_m - \chi_0)/\chi_0$ . Точно так же коэрцитивная сила  $H'_c$  петли гистерезиса, соответствующей изменению намагничивающего поля от  $-H_m$  до  $+H_m$ , почти пропорциональна  $(\chi_m - \chi_0)/\chi_0$ . Таким образом, в качестве общей закономерности можно считать,

что скорость возрастания магнитной восприимчивости с возрастанием  $H$  увеличивается с увеличением магнитной жесткости (см. гистерезисную петлю Рэлея, стр. 27).

Согласно результатам исследования зависимости восприимчивости зерен ферромагнитных минералов от их размеров (см. стр. 28—32), скорость уменьшения восприимчивости возрастает с уменьшением среднего диаметра ферромагнитного зерна в слабых полях. Другими словами, скорость возрастания  $\chi$  с увеличением  $H$  становится тем большей, чем меньше средний размер зерен ферромагнитных минералов.

Следовательно, можно предположить, что ферромагнитные минералы, содержащиеся в тех породах, для которых  $(\chi_m - \chi_0)/\chi_0$



Фиг. 67. Зависимость магнитной восприимчивости вулканических пород от внешнего магнитного поля.

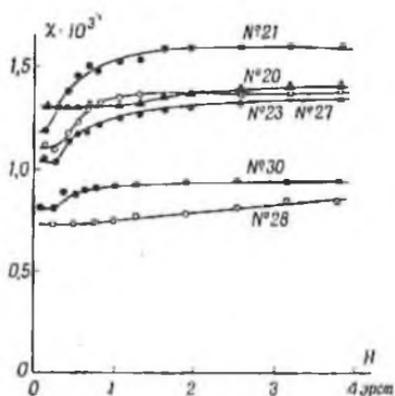
больше, имеют меньшую величину зерна, хотя на изменение  $\chi$  в зависимости от  $H$  могут влиять и другие факторы.

Чтобы показать интервал начальной восприимчивости, на фиг. 68 приведены кривые изменения  $\chi$  нескольких образцов горных пород с изменением  $H$  от 0,13 до 4,0 эрст. Как видно из этой фигуры, интервал начальной восприимчивости относительно мал, менее 0,5 эрст. Измерение восприимчивости горных пород в таких слабых магнитных полях не может быть достаточно точным для определения действительной величины интервала начальной восприимчивости.

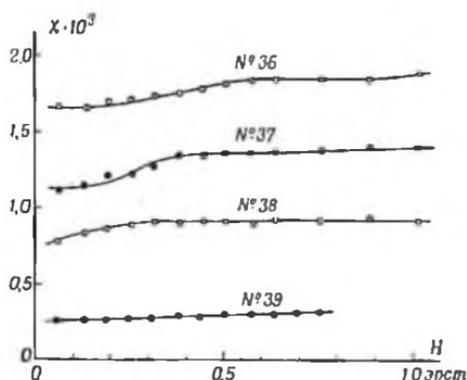
Результаты измерений обратимой кажущейся восприимчивости горных пород в переменном магнитном поле порядка 1 эрст показаны на фиг. 69. Здесь, строго говоря, измеряемая кажущаяся обратимая восприимчивость  $\chi_r$  имеет неопределенное значение, поскольку  $\chi_r$  зависит от  $H$ . Следовательно, вопрос об интервале начальной вос-

примчивости является одной из нерешенных проблем магнетизма горных пород.

**Магнитная восприимчивость изверженных горных пород и ее зависимость от „нормы“ магнетита.** Несмотря на выводы, изложенные выше, в большинстве случаев магнитная восприимчивость в магнитных полях порядка 1 эрст или меньше почти совпадает с начальной восприимчивостью (расхождение в 10% или менее),



Фиг. 68. Магнитная восприимчивость вулканических пород в слабых магнитных полях.



Фиг. 69. Магнитная восприимчивость вулканических пород в слабых переменных магнитных полях.

поэтому можно принять, что магнитная восприимчивость, обозначаемая  $\chi_0$ , приблизительно равна начальной восприимчивости.

В табл. 9 приведены значения  $\chi_0$  для 47 видов изверженных пород, названия месторождений этих пород, их петрографический состав, процентное содержание  $\text{FeO}$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  и  $\text{TiO}_2$  и „норма“ магнетита (т. е. содержание  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , вычисленное теоретически на основании химического состава породы). Эта группа образцов горных пород, видимо, охватывает почти все типы изверженных пород с точки зрения содержания ферромагнитных минералов, при этом „норма“ магнетита изменяется от 0,23 до 6,95%.

На фиг. 70 нанесены в виде точек значения  $\chi_0$ , приведенные в табл. 9, в зависимости от соответствующих значений „нормы“ магнетита  $S_{\text{M}}$ . На фигуре видно, что чем больше содержание магнетита, тем больше удельная восприимчивость, хотя этот закон не является вполне точным. Если принять, что  $\chi_0$  приблизительно пропорциональна норме магнетита  $S_{\text{M}}$ , то можно установить следующее эмпирическое соотношение:

$$\chi_0 = (2,43 \pm 0,75) \cdot 10^{-2} S_{\text{M}}, \quad (1)$$

где цифра после знака  $\pm$  представляет величину среднего отклонения. Этот результат может служить доказательством того факта,

Таблица 9

## УДЕЛЬНАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТИПИЧНЫХ ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД

Номер образца	Местонахождение	Порода	$\chi$	Mt. %	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> %	FeO %	TiO <sub>2</sub> %	$\chi/Mt$
5	Асама, бомба	Гиперстен-авгитовый андезит, содержащий оливин . . . . .	$0,84 \cdot 10^{-3}$	2,31	1,54	5,36	0,70	$3,64 \cdot 10^{-2}$
6	• лава Тэммей	То же . . . . .	$0,49 \cdot 10^{-3}$	1,62	1,14	4,79	0,66	$3,58 \cdot 10^{-2}$
8	• Курохаяма	Двупироксеновый андезит, содержащий оливин . . . . .	$1,18 \cdot 10^{-3}$	3,49	2,49	5,38	0,71	$3,38 \cdot 10^{-2}$
11	• Мугено-танн	Роговообманково-двупироксеновый дацит . . . . .	$0,17 \cdot 10^{-3}$	1,16	0,73	1,81	0,41	$1,47 \cdot 10^{-2}$
14	• лава Юнотайра	Гиперстен-авгитовый андезит . . .	$0,57 \cdot 10^{-3}$	2,08	1,44	5,51	0,70	$3,01 \cdot 10^{-2}$
15	• Ко-Асама	Роговообманково-двупироксеновый дацит . . . . .	$0,064 \cdot 10^{-3}$	0,23	2,45	0,45	0,38	$2,78 \cdot 10^{-2}$
17	Фудзи, кратер Хозэй	Оливиновый базальт . . . . .	$2,25 \cdot 10^{-3}$	7,87	5,40	6,65	1,40	$2,85 \cdot 10^{-2}$
18	• Макуива 1	Гиперстен-авгит-оливиновый базальт . . . . .	$1,31 \cdot 10^{-3}$	3,94	2,76	7,72	1,41	$3,33 \cdot 10^{-2}$
19	• Таваранотакн	Оливиновый базальт . . . . .	$1,82 \cdot 10^{-3}$	5,33	3,67	9,90	1,97	$3,41 \cdot 10^{-2}$
20	• Макуива 2	• • • • •	$1,28 \cdot 10^{-3}$	6,48	4,50	6,89	1,78	$1,98 \cdot 10^{-2}$
21	• • 3	• • • • • содержащий авгит . . . . .	$1,55 \cdot 10^{-3}$	6,95	4,78	5,72	1,38	$2,23 \cdot 10^{-2}$
22	• бомба Хозэй	То же . . . . .	$0,70 \cdot 10^{-3}$	3,94	2,64	8,42	1,38	$1,78 \cdot 10^{-2}$

23	Макуива 4	Двупироксеновый оливниновый базальт . . . . .
24	Карасуива	Афанитовый андезит . . . . .
25	Аокигахара	Двупироксен-оливниновый базальт . . . . .
<hr/>		
27	Амаги Дэндзодо	Оливниновый базальт . . . . .
28	Хатикубойама	. . . . .
29	Яхатано	Двупироксеновый андезит, содержащий кварц и оливин . . . . .
30	Инатори	Двупироксеновый андезит, содержащий оливин . . . . .
31	Иванояма	Двупироксен-роговообманковый дацит, содержащий оливин . . . . .
32	Янагасэ	Двупироксеновый андезит . . . . .
33	Амаги, Яхадзуяма	Двупироксен-роговообманковый дацит, содержащий оливин . . . . .
34	Акадзава	Двупироксеновый оливин, содержащий андезит . . . . .

$1,29 \cdot 10^{-3}$	4,40	3,04	7,29	1,15	$2,93 \cdot 10^{-2}$
$0,40 \cdot 10^{-3}$	1,39	0,95	5,02	0,87	$2,88 \cdot 10^{-2}$
$0,90 \cdot 10^{-3}$	2,55	1,83	8,34	1,43	$3,53 \cdot 10^{-2}$

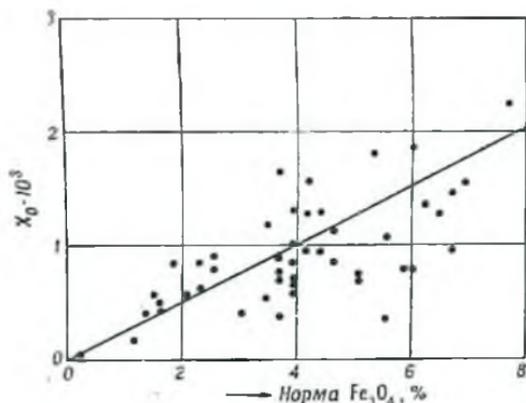
$1,28 \cdot 10^{-3}$	4,17	2,89	7,66	0,64	$3,07 \cdot 10^{-2}$
$0,78 \cdot 10^{-3}$	2,55	1,92	6,77	1,03	$3,06 \cdot 10^{-2}$
$0,78 \cdot 10^{-3}$	5,79	3,94	2,86	0,76	$1,35 \cdot 10^{-2}$
$0,94 \cdot 10^{-3}$	4,40	3,03	3,30	0,80	$2,04 \cdot 10^{-2}$
$0,56 \cdot 10^{-3}$	1,52	1,12	2,15	0,36	$3,68 \cdot 10^{-2}$
$0,65 \cdot 10^{-3}$	3,94	2,66	3,40	0,65	$1,65 \cdot 10^{-2}$
$0,85 \cdot 10^{-3}$	1,85	1,25	2,32	0,40	$4,57 \cdot 10^{-2}$
$0,62 \cdot 10^{-3}$	2,32	1,54	7,00	0,79	$2,66 \cdot 10^{-2}$

Номер образца	Местонахождение	Порода	$\Sigma$	Mt, %	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> , %	FeO, %	TiO <sub>2</sub> , %	$\frac{\Sigma}{Mt}$
35	Осима, Оката	Оливиновый базальт, содержащий гиперстен . . . . .	$0,40 \cdot 10^{-3}$	3,01	2,13	7,05	0,78	$1,33 \cdot 10^{-2}$
36	сумма вулкана Михара	То же . . . . .	$1,86 \cdot 10^{-3}$	6,02	4,18	8,99	0,83	$3,09 \cdot 10^{-2}$
37	Осима, лава Аней	Базальт, содержащий гиперстен . . . . .	$1,46 \cdot 10^{-3}$	6,71	4,60	10,02	1,39	$2,18 \cdot 10^{-2}$
38	Мейдзи-Тайсно	Базальт . . . . .	$1,01 \cdot 10^{-3}$	3,91	2,69	10,57	0,74	$2,58 \cdot 10^{-2}$
39	Осима, Оката	Афировый базальт . . . . .	$0,34 \cdot 10^{-3}$	5,56	3,82	10,22	0,81	$0,61 \cdot 10^{-2}$
49	Усамн	Оливин-двупироксеновый андезит . . . . .	$0,84 \cdot 10^{-3}$	3,94	2,76	6,03	0,73	$2,12 \cdot 10^{-2}$
50	"	Афировый двупироксеновый андезит . . . . .	$0,95 \cdot 10^{-3}$	6,71	4,60	5,90	1,04	$1,42 \cdot 10^{-2}$
51	"	Двупироксеновый андезит . . . . .	$0,37 \cdot 10^{-3}$	3,70	2,61	4,61	0,82	$1,00 \cdot 10^{-2}$
52	"	Оливин-авгитовый андезит, содержащий гиперстен . . . . .	$1,09 \cdot 10^{-3}$	4,63	3,18	6,73	0,85	$2,36 \cdot 10^{-2}$
53	"	Оливин-гиперстеновый андезит, содержащий авгит . . . . .	$0,57 \cdot 10^{-3}$	3,94	2,79	5,28	0,71	$1,44 \cdot 10^{-2}$
54	"	Двупироксеновый андезит, содержащий оливин . . . . .	$0,85 \cdot 10^{-3}$	4,63	3,25	6,97	0,92	$1,83 \cdot 10^{-2}$
55	"	То же . . . . .	$1,07 \cdot 10^{-3}$	5,56	3,18	7,25	0,76	$1,92 \cdot 10^{-2}$
56	"	Авгит-гиперстеновый андезит . . . . .	$0,68 \cdot 10^{-3}$	5,09	3,48	5,70	0,73	$1,34 \cdot 10^{-2}$

78	Хаконе, Хаконе-Тогэ	Авгит-пижонит-гиперстен-лабрадоритовый андезит, содержащий кварц и роговую обманку . . . .
79	„ Футагояма	Гиперстен-авгит-лабрадоритовый андезит, содержащий оливин . . . . .
80	„ Куракакэяма	Авгит-гиперстен-лабрадоритовый андезит . . . . .
81	„ Атами, Ивато- тояма	Авгит-гиперстен-битовнитовый андезит . . . . .
82	Хаконе новая сомма	Гиперстен-авгитовый андезит . . . . .
91	Тага	Авгит-оливиновый базальт . . . .
92	„	Оливиновый базальт, содержащий авгит . . . . .
93	„	Двупироксен-оливиновый базальт . . . . .
94	„	Двупироксеновый андезит . . . . .
95	„	Афанитовый базальт . . . . .
96	„	Андезит, содержащий оливин и двойной пироксен . . . . .

$0,76 \cdot 10^{-3}$	3,71	2,45	6,15	0,73	$2,05 \cdot 10^{-2}$
$1,65 \cdot 10^{-3}$	3,71	2,59	5,44	0,77	$4,45 \cdot 10^{-2}$
$1,56 \cdot 10^{-3}$	4,18	2,76	6,01	0,61	$3,73 \cdot 10^{-2}$
$0,70 \cdot 10^{-3}$	3,71	2,49	5,59	0,63	$2,32 \cdot 10^{-2}$
$0,42 \cdot 10^{-3}$	1,62	1,13	3,86	0,72	$2,61 \cdot 10^{-2}$
$0,88 \cdot 10^{-3}$	3,70	2,54	7,92	0,87	$2,38 \cdot 10^{-2}$
$0,96 \cdot 10^{-3}$	4,17	2,86	7,26	0,84	$2,30 \cdot 10^{-2}$
$0,54 \cdot 10^{-3}$	3,47	2,42	7,13	0,67	$1,56 \cdot 10^{-2}$
$0,78 \cdot 10^{-3}$	6,02	4,14	5,52	0,98	$1,30 \cdot 10^{-2}$
$1,37 \cdot 10^{-3}$	6,25	4,36	9,81	0,74	$2,19 \cdot 10^{-2}$
$0,73 \cdot 10^{-3}$	5,09	3,48	7,83	0,93	$1,43 \cdot 10^{-2}$

что магнетизм изверженных пород обусловлен главным образом присутствием в породах ферромагнитных минералов и особенно магнетита. Однако следует думать, что ферромагнитные минералы пород состоят не только из чистого магнетита, но также из его твердых растворов с  $(\text{FeO})_2 \cdot \text{TiO}_2$  или более сложных растворов, в которые входят  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeO} \cdot \text{TiO}_2$  и  $(\text{FeO})_2 \cdot \text{TiO}_2$ . Иногда некоторая часть магнетизма горных пород может быть обусловлена присутствием ферромагнетика  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , находящегося в  $\gamma$ -состоянии (см. стр. 37 и 39—40). Следовательно, норма магнетита не может характеризовать



Фиг. 70. Соотношение между удельной магнитной восприимчивостью и нормой  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  горных пород.

истинное количество ферромагнитных минералов, содержащихся в породе (см. стр. 95—98). Более того, на магнитное поведение изверженных пород будут влиять не только размеры и форма зерен минералов, но также и внутренние напряжения в них. Поэтому естественно, что закон, выражаемый соотношением (1), на практике выполняется не совсем точно. Като [2] пытался определить верхний предел  $\chi_0$ , соответствующий данной норме магнетита, принимая линейный закон  $\chi_0^U = kC_{M\text{т}}$ . Здесь  $\chi_0^U$  означает верхний предел  $\chi_0$ , т. е. предполагается, что  $\chi_0^U$  является удельной восприимчивостью в идеальном случае, когда весь содержащийся в породе  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  соединен с  $\text{FeO}$  и образованы достаточно большие зерна чистого магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Согласно данным Като, которые он получил для 20 образцов, коэффициент  $k$  равен  $3,8 \cdot 10^{-2}$ . Если, кроме данных Като, использовать также данные, приведенные в табл. 9, то значение коэффициента  $k$  будет равно  $4,5 \cdot 10^{-2}$ .

Кажущаяся магнитная восприимчивость горной породы, имеющей вид порошка и содержащей незначительное количество ферромагнитных минералов. Предположим, что горная порода

состоит из большого количества микросталлов ферромагнитных минералов, имеющих одинаковый состав и одинаковые размеры, которые однородно распределены в почти немагнитной среде. Если известны средняя восприимчивость и средний размагничивающий фактор ферромагнитных минералов, можно вычислить кажущуюся восприимчивость горной породы. Процесс намагничивания для такой модели горной породы аналогичен намагничиванию порошкообразного образца, содержащего небольшое количество ферромагнитных минералов; последнее хорошо известно с момента первых исследований Оллендорфа [3, 4].

Предположим, что кажущаяся восприимчивость  $\chi_a$  всего вещества макроскопически однородна и остается постоянной в интересующем нас интервале изменения внешнего магнитного поля  $H_i$ . Тогда эффективное магнитное поле  $H_{в.ф.ф.}$  в полости, вырезанной в этом веществе, будет равно:

$$H_{в.ф.ф.} = H + MJ, \quad J = \chi_a H, \quad (2)$$

где  $M$  — размагничивающий фактор, зависящий от геометрической формы полости. Обозначая через  $H_i$  эффективное магнитное поле,  $J_i$  — интенсивность намагничивания,  $\chi$  — восприимчивость и  $N$  — размагничивающий фактор каждого отдельного зерна ферромагнитного минерала, присутствующего в полости, получаем соотношение

$$H_i = H_{в.ф.ф.} - NJ_i, \quad J_i = \chi H_i. \quad (3)$$

Из уравнений (2) и (3) находим

$$H_i = \frac{1 + M\chi_a}{1 + N\chi} H. \quad (4)$$

Но так как для  $J$  имеет место соотношение

$$J = \sum_i v_i J_i = p J_i, \quad (5)$$

где суммирование относится к единице объема породы, а  $v$  и  $p$  обозначают объем и объемное содержание ферромагнитных минералов в горной породе, то из уравнений (2) и (3) мы получаем

$$\chi_a = \frac{p\chi}{1 + (N - Mp)\chi}. \quad (6)$$

В большинстве случаев можно положить  $M \cong N$ , и, следовательно, уравнение (6) примет вид:

$$\chi_a = \frac{p\chi}{1 + N(1 - p)\chi}. \quad (6a)$$

Если ферромагнитные минералы представлены несколькими различными видами, то уравнение (5) можно записать следующим образом:

$$J = \sum_i p^{(i)} J_i^{(i)}.$$

Следовательно, соотношения (6) и (6а) несколько усложнятся. Обозначая кажущуюся удельную восприимчивость породы через  $\chi_a$ , кажущуюся удельную восприимчивость ферромагнитного минерала через  $\chi$  и его весовую концентрацию через  $q$ , вместо выражения (6а) получаем соотношение

$$\chi_a = \frac{q\chi}{1 + N(\rho - q\rho_a)\chi}, \quad (7)$$

где  $\rho_a$  и  $\rho$  обозначают соответственно плотность породы и плотность ферромагнитного минерала.

Однако для большинства пород  $q$  мало и достигает только нескольких процентов, а  $\rho_a < \rho$ , так что приближенно можно положить

$$\chi_a = \frac{q\chi}{1 + N\rho\chi}. \quad (7a)$$

Здесь мы пренебрегаем величиной  $Nq\rho_a\chi$ . Это означает, что мы не принимаем во внимание влияние взаимодействия соседних зерен при намагничивании каждого ферромагнитного зерна. Сравнивая выражение (7а) с эмпирическим соотношением, связывающим  $\chi_0^T$  и  $C_{Mf}$ , мы получаем:

$$k = \frac{\chi}{1 + N\rho\chi}, \quad (8)$$

так как в этом случае  $q = C_{Mf}$ . Таким образом, если ферромагнитные компоненты горной породы представлены только чистым магнетитом, то уравнение (7а) показывает, что между удельной восприимчивостью горной породы и „нормой“ содержания магнетита в ней имеет место линейная зависимость. Предполагая, что в среднем зерна магнетита имеют форму сферы, размагничивающий фактор  $N$  которой равен  $4\pi/3$ , мы можем получить из уравнения (8) соотношения  $\chi = \frac{k}{1 - kN\rho}$  и  $x = \rho\chi = \frac{\rho k}{1 - kN\rho}$ , в которых величина  $k$  определяется путем измерений, а  $\rho = 5,2$ .

Если принять, что  $C_{Mf}$  на фиг. 70 и в уравнении (1) представляет весовое содержание в породе усредненного ферромагнитного минерала с зернами сферической формы, то сравнение уравнений (1) и (6а) показывает, что удельная восприимчивость усредненного ферромагнитного минерала  $\chi$  равна 0,052 эл.-магн. ед. и  $x = 0,27$  эл.-магн. ед.

Для того чтобы доказать справедливость выражений (6) и (7а), была исследована кажущаяся магнитная восприимчивость смеси ферромагнитных зерен известной восприимчивости с немагнитным материалом. На фиг. 71 показан пример результатов исследования искусственной смеси зерен магнетита с зернами кварца; при этом  $x_0$  и  $\rho$  магнетита были соответственно равны 0,43 эл.-магн. ед. и 4,8, а средний диаметр зерен магнетита равнялся  $\approx 0,10$  мм [5]. Было доказано, что при изменении весовой концентрации  $q$  в уравнении (7а)

выражения (6) и (7а) выполняются с достаточной точностью, если только выбрана соответствующая величина для размагничивающего фактора  $N$ . В данном случае величина  $N$  была равна 3,15, т. е. несколько меньше, чем для сферы.

Подобные эксперименты, проведенные Кенигсбергером [4], показали, что величины  $N$  изменяются от 3,0 до 4,9, в то время как аналогичные исследования, выполненные Пуцхой [6], дали  $N = 3,2 \sim 3,9$ . Таким образом, средняя величина  $N$  ферромагнитных минералов в горных породах, видимо, несколько меньше (на 10—20%), чем  $4\pi/3$ , т. е.  $N = 3 \sim 4$ .

Полученное расхождение в величинах  $N$  может быть обусловлено отклонением средней формы ферромагнитных зерен от сферы (см. фиг. 72а и 72б).

Предположим, что средняя форма ферромагнитных зерен — вытянутый сфероид, размагничивающие факторы которого в направлении большой и малой осей равны соответственно  $N_1$  и  $N_2$ , где  $N_1 < \frac{4\pi}{3} < N_2$ . Тогда индуктивная намагниченность  $J$  единицы объема сфероида, большая ось которого составляет угол  $\theta$  с направлением магнитного поля  $H$ , равна:

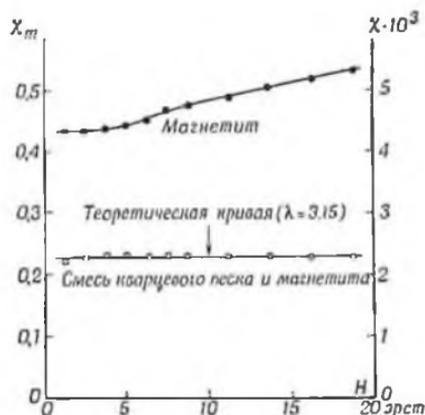
$$J = \chi H \left( \frac{\cos^2 \theta}{1 + \chi N_1} + \frac{\sin^2 \theta}{1 + \chi N_2} \right). \quad (9)$$

Взаимодействием соседних сфероидов мы здесь пренебрегаем. Если принять, что единица объема горной породы содержит большое количество ферромагнитных сфероидов со случайно распределенными направлениями их больших осей, то индуктивная намагниченность  $J_a$  этой горной породы в поле  $H$  будет выражаться как

$$J_a = \frac{p\chi H}{3} \left( \frac{1}{1 + \chi N_1} + \frac{2}{1 + \chi N_2} \right), \quad (10)$$

где  $p$ , как и в уравнении (5), обозначает объемную концентрацию ферромагнитных зерен. Следовательно, кажущаяся восприимчивость этой горной породы выразится следующим образом:

$$\chi_a = \frac{p\chi}{1 + \chi N} = \frac{p\chi}{3} \left( \frac{1}{1 + \chi N_1} + \frac{2}{1 + \chi N_2} \right), \quad (11)$$



Фиг. 71. Магнитная восприимчивость магнетитовых зерен в их смеси с порошком кварца.

где  $\bar{N}$  означает кажущуюся величину размагничивающего фактора [7]. Если средняя форма ферромагнитных зерен сжатый сфероид, то  $\chi_a$  также может быть представлена соотношением (11), но в этом случае

$$N_2 < \frac{4\pi}{3} < N_1.$$

Применяя уравнение (11) для интерпретации результатов, приведенных на фиг. 71, где  $\bar{N} = 3,15$  и  $\chi = 0,43$  эл.-магн. ед., мы можем оценить отношение главных радиусов  $m$ , которое в случае вытянутого сфероида оказывается равным  $m = 4$ .

В действительности поведение ферромагнитных зерен, присутствующих в породе, аналогично поведению зерен, имеющих вытянутую,



Фиг. 72а. Вкрапленники магнетита в пиксоинтовом андезите.

Окубо-Имава, Минами-Анзи, Хукусима, Япония (× 31).



Фиг. 72б. Основная масса магнетита в гиперстел-авгитовом андезите, по Куно.

Каратаки, вулкан Хакоше, Япония (× 41).

а не сжатую форму. Микрофотографии образцов горных пород, представленные на фиг. 72а и 72б, показывают, что зерна ферромагнитных минералов образуют цепочки. Следовательно, допущение, что средняя форма ферромагнитных зерен в горной породе близка к форме вытянутого сфероида с отношением  $m = 2 \sim 4$  и  $\bar{N} = 4 \sim 3$ , достаточно обосновано.

Магнитная восприимчивость породообразующих ферромагнитных зерен и ее значение для восприимчивости горных пород. Кажущаяся магнитная восприимчивость  $\chi_a$  горных пород определяется главным образом тремя параметрами  $\rho$ ,  $N$  и  $\chi$ , характеризующими ферромагнитные минералы, содержащиеся в породах, как это видно из уравнений (6а) и (11). Вероятная величина  $N$  была оценена. На стр. 95—97 приближенное значение  $\rho$  можно получить на основании химического анализа породы или, более достоверно, в результате измерений под микроскопом объема ферромагнитных минералов.

Полагая  $N = 4\pi/3$ , мы попытались получить величину  $\bar{\chi}$  осредненных породообразующих ферромагнитных минералов с помощью срав-

нения соотношения  $\chi_a/p = \chi/(1 + N \cdot \bar{\chi})$  с эмпирической величиной  $\chi_a/p$  из уравнения (1). Величина  $\chi$ , полученная таким образом, равна 0,27 эл.-магн. ед. Если мы примем  $N = 3,5$  в предположении, что осредненные ферромагнитные зерна имеют сфероидальную форму, то величина  $\chi$ , выведенная на основании результатов тех же наблюдений, будет равна 0,23 эл.-магн. ед. Величина  $\bar{\chi}$ , приведенная выше, относится к среднему значению величин  $\chi_0/q$ , которые приведены в табл. 9, в то время как наибольшая и наименьшая величины  $\chi_0/q$  равны соответственно  $4,45 \cdot 10^{-2}$  и  $0,61 \cdot 10^{-2}$ , что отвечает  $\chi = 1,16$  эл.-магн. ед. и  $\chi = 0,04$  эл.-магн. ед.; величина  $N$  принимается равной 3,5.

Восприимчивость поликристаллического магнетита в зависимости от количества примесей изменяется от 0,1 до 3 эл.-магн. ед., а  $\chi_0$  ферромагнитных минералов изверженных пород, состоящих главным образом из магнетита, но содержащих также  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeO}$  и  $\text{TiO}_2$ , изменяется от 0,015 до 0,097, т. е. для  $\chi_0$  от 0,08 до 0,50 эл.-магн. ед. Следовательно, величины  $\chi$  или  $\bar{\chi}$ , выведенные из величины  $\chi_a$  горных пород при определенных величинах  $p$  и  $N$ , повидимому, лежат внутри вероятного интервала восприимчивости магнетита (называемого так в петрографии), которая определяется путем непосредственного наблюдения (ср. начальная восприимчивость монокристалла почти чистого магнетита равна 5,0 ~ 5,5 эл.-магн. ед.).

Так как, повидимому, предполагаемая величина  $p$  для каждого образца горной породы близка к ее истинной величине (в пределах ошибки в  $20 \sim 30\%$ ), а величина  $N$ , выбираемая обычно для всех образцов, еще меньше отклоняется от истинной величины, то заметное расхождение в величинах  $\chi$  различных горных пород, определенное с помощью уравнения (6а), может быть обусловлено главным образом различной величиной магнитной восприимчивости самих ферромагнитных зерен.

Как уже упоминалось в гл. 1, магнитная восприимчивость породообразующих ферромагнитных минералов зависит главным образом от их химического состава, в особенности от содержания  $\text{TiO}_2$ , и частично от размеров зерен. Таким образом, общая проблема изучения магнитной восприимчивости горных пород сводится к выяснению природы породообразующих ферромагнитных минералов. К сожалению, в настоящее время, кроме химического или микроскопического анализов образца горной породы, в целом нет надежных способов определения состава. Магнитный анализ горных пород, заключающийся в измерении кривых намагничивания и точек Кюри, может дать более надежные сведения о составе ферромагнитных минералов, о чем свидетельствуют результаты, упомянутые в гл. 1, стр. 45—54.

**Магнитная восприимчивость осадочных пород.** Магнитная восприимчивость осадочных пород точно так же, как и восприимчивость изверженных пород, подчиняется соотношениям (6) и (11) и зависит

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД  
Изверженные породы

Порода	Местонахождение	$\chi$	$x$	Направление намагничивающего поля, эрст	Автор
1. Базальты					
а) Базальт					
	Фудзи, Осима, Идзу . . . .	$0,25 \sim 1,46 \cdot 10^{-3}$		$0,45 \sim 1,26$ э.	Нагата и Като
	Близ Сендая, Япония . . . .	$0,36 \cdot 10^{-3}$		0,45	Като
	Северо-восточнее Бомбея, Индия	$1,62 \cdot 10^{-3}$	$4,5 \cdot 10^{-3}$		Кёнигсбергер
	Куллин-Хилс, остров Скай, Англия . . . .	$(1,03) \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$		"
	Мюнстерберг, Пруссия . . .	$(0,96) \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$		"
	Близ Касселя	$(1,52) \sim (1,79) \cdot 10^{-3}$	$4,4 \sim 5,2 \cdot 10^{-3}$		"
	Бильштейн Фулда, Пруссия	$(0,76) \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$		"
	Дербишир . . .	$(0,04) \cdot 10^{-3}$	$0,13 \cdot 10^{-3}$	$40 \sim 69$	Вильсон
	Оуэн . . . . .	$(0,28) \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-3}$	8,7	Турцев
	Озеро Балатон	$(0,10) \sim (0,46) \cdot 10^{-3}$	$0,3 \sim 1,33 \cdot 10^{-3}$		Штейнер
	Алпий . . . . .	$(1,80) \cdot 10^{-3}$	$13,0 \cdot 10^{-3}$		Роккер, Уайт

б) Оливиновый базальт	ба-	Фудзи, Идзу . .	$0,40 \sim 2,25 \cdot 10^{-3}$
в) Афировый базальт	ба-	Осима . . . . .	$0,34 \cdot 10^{-3}$
г) Афантовый базальт	ба-	Фудзи, Идзу . .	$0,61 \sim 1,37 \cdot 10^{-3}$
д) Гиперстеновый базальт		Близ Сендая, Япония . . . .	$0,59 \sim 0,75 \cdot 10^{-3}$
е) Андезитовый базальт		То же . . . . .	$0,32 \sim 0,86 \cdot 10^{-3}$

## 2. Андезиты

а) Андезит		Горы Вест-Ельк, США . . . . .	$(0,69) \cdot 10^{-3}$
б) Двунироксеновый андезит		Асама, Идзу, Хаконе, Осима	$0,36 \sim 1,65 \cdot 10^{-3}$
в) Гиперстеновый андезит		Близ Сендая . .	$0,36 \sim 0,81 \cdot 10^{-3}$
г) Авгитовый андезит		" "	$0,78 \sim 0,94 \cdot 10^{-3}$
д) Роговообманковый андезит, содержащий кварц		" "	$0,46 \cdot 10^{-3}$
е) Афантовый андезит		Фудзи . . . . .	$0,40 \cdot 10^{-3}$
ж) Базальтовидный андезит		Близ Сендая . .	$0,38 \sim 1,23 \cdot 10^{-3}$

$1,8 \cdot 10^{-9}$

0,45 ~ 1,26	Нагата, Като
1,26	Нагата
0,45 ~ 1,26	Нагата, Като
0,45	Като
0,45	.
	Кёнигсбергер
0,45 ~ 1,89	Нагата
0,45	Като
0,45	.
0,45	.
1,26	Нагата
0,45	Като

Порода	Местонахождение	Z
3. Дацинты		
а) Роговообманковый двупроксеновый дацит	Идзу, Асама . .	$0,64 \sim 0,85 \cdot 10^{-3}$
б) Авгит-гиперсте- новый дацит	Близ Сендая . .	$0,87 \sim 1,61 \cdot 10^{-3}$
4. Плагнолипарит	" "	$0,13 \sim 0,25 \cdot 10^{-3}$
5. Биотит-роговообман- ковый гранодиорит	" "	$0,80 \cdot 10^{-3}$
6. Кварцевый порфир	Кольмен, Вурцен, Саксония, Гер- мания . . . . .	$(0,65) \sim (1,63) \cdot 10^{-4}$
7. Долерит	Ноттингемшир, Лейкестершир	$(0,03) \sim (1,63) \cdot 10^{-3}$ $(1,35) \sim (1,41) \cdot 10^{-3}$
8. Диабаз	Ангерманланд, Швеция . . . . .	$0,91 \cdot 10^{-3}$
9. Габбро		
а) Габбро	Шотландия . . . . . Остров Скай, Великобрита- ния . . . . .	$(1,02) \cdot 10^{-4}$ $(3,13) \cdot 10^{-4}$
	Смоланд, Шве- ция . . . . .	$1,44 \cdot 10^{-4}$

Продолжение

x	Направление намагничивающего поля, эрст	Автор
	1,26 ~ 1,89	Нагата
	0,45	Като
	0,45	"
	0,45	"
$1,7 \sim 4,3 \cdot 10^{-4}$		Кёнигсбергер
$0,88 \sim 47,2 \cdot 10^{-4}$	20 ~ 250	Вильсон
$3,91 \sim 4,08 \cdot 10^{-3}$	23 ~ 39	
$2,7 \cdot 10^{-3}$		Кёнигсбергер
$3,05 \cdot 10^{-4}$		"
$9,4 \cdot 10^{-4}$		"
$4,4 \cdot 10^{-4}$		"

	Швеция . . . .	$(1,36) \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$		.
	Остров Малл . .	$(0,41) \cdot 10^{-3}$	$1,23 \cdot 10^{-3}$		Рюккер
	Дирфорест . . .	$(1,40) \cdot 10^{-3}$	$4,20 \cdot 10^{-3}$		.
	Остров Скай . .	$(0,79) \cdot 10^{-3}$	$2,37 \cdot 10^{-3}$		.
	Камберленд . . .	$(0,08) \cdot 10^{-3}$	$0,23 \cdot 10^{-2}$		.
	Гартон-Хилл . .	$(0,02) \cdot 10^{-3}$	$0,07 \cdot 10^{-3}$		.
	Висконсин . . .	$(0,14) \sim (0,23) \cdot 10^{-3}$	$0,43 \sim 0,68 \cdot 10^{-3}$	Поле Земли	Слихтер
б) Оливиновое габбро	Остров Скай . .	$(1,90) \cdot 10^{-3}$	$5,61 \cdot 10^{-3}$		Рюккер
	Остров Малл . .	$(1,45) \cdot 10^{-3}$	$4,29 \cdot 10^{-3}$		.
10. Роговообманковый диорит	Гора Соррель	$(40) \cdot 10^{-6}$	$120 \cdot 10^{-6}$	156 ~ 200	Вильсон
11. Граниты	" "	$(0,17) \sim (0,50) \cdot 10^{-3}$	$0,45 \sim 1,32 \cdot 10^{-3}$	47 ~ 98	.
	Гарц . . . . .	$(3) \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	5	Кёнигсбергер
	Ааре . . . . .	$(8) \cdot 10^{-6}$	$22 \cdot 10^{-6}$	5	.
	Готхард . . . . .	$(9) \cdot 10^{-6}$	$28 \cdot 10^{-6}$	5	.

Осадочные породы

1. Плотные известняки	Лейкестершир	$(1,4) \cdot 10^{-6}$	$3,8 \cdot 10^{-6}$	300 ~ 515	Вильсон
2. Доломиты	Ноттингемшир	$(0,65) \cdot 10^{-6}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	605	.
3. Синие глины	Ирфлонгбороуд	$(8,1) \cdot 10^{-6}$	$20 \cdot 10^{-6}$	94 ~ 375	.
4. Песчаники	Близ Сендая . .	$0,19 \sim 0,52 \cdot 10^{-3}$		0,45	Като
5. Туфы	" "	$0,11 \cdot 10^{-3}$		0,45	.
6. Железистые песча- ники	Швейцария . . .		$100 \cdot 10^{-6}$		Кёнигсбергер
7. Древние отложения	"		$< 10 \cdot 10^{-6}$		.
8. Контактные роговики	Гора Соррель		$36 \sim 61 \cdot 10^{-6}$	237 ~ 342	.

главным образом от  $\rho$ ,  $\bar{N}$  и  $\chi$ . Однако петрографическое и химическое изучение осадочных пород проводилось до сих пор в гораздо меньшем масштабе, чем изучение изверженных пород; поэтому имеется мало исследований, касающихся количественных соотношений между магнитными свойствами и петрографическим составом осадочных пород. Единственным установленным фактором является то обстоятельство, что осадочные породы, содержащие большее количество магнетита, имеют большее значение восприимчивости.

Одним из интересных фактов, обнаруженных Изингом и др. [8], является анизотропия магнитной восприимчивости в некоторых осадочных породах. Другими словами, величины восприимчивости этих пород вдоль различных осей заметно отличаются друг от друга. Иногда расхождение восприимчивости вследствие анизотропии достигает 20% или более.

Эту анизотропию следовало бы объяснить направленным распределением больших осей вытянутых сферондов, представляющих усредненную форму ферромагнитных зерен в породах. В идеальном случае, когда большие оси всех сферондов располагаются в одном определенном направлении, кажущуюся восприимчивость породы можно получить из уравнения (9):

$$\chi_a = \rho \chi \left( \frac{\cos^2 \theta}{1 + \chi N_1} + \frac{\sin^2 \theta}{1 + \chi N_2} \right), \quad (12)$$

где  $\theta$  — угол между большой осью сфероида и направлением магнитного поля. Эта ориентировка сферондов может быть обусловлена влиянием сопротивления воды, силы тяжести и других сил на ферромагнитные зерна, связанные в виде цепочек, в процессе осадкообразования.

Согласно Изингу [8], две из трех главных осей анизотропии восприимчивости образцов ленточных глин лежат в горизонтальной плоскости, причем различие в величинах восприимчивости вдоль этих осей очень мало и составляет всего несколько процентов или меньше, в то время как величина восприимчивости вдоль главной оси, направленной по вертикали, значительно меньше (10—20%) значения восприимчивости в горизонтальном направлении. Этот факт указывает, повидимому, на то, что размагничивающий фактор формы зерна ферромагнитных минералов в горизонтальной плоскости гораздо меньше размагничивающего фактора по вертикали и, далее, что средней формой минералов может быть сжатый сфероид, малая ось которого расположена по вертикали.

Выражаясь образно, языком геологии, анизотропия есть некоторый вид слонстости и, вероятно, магнитная анизотропия некоторых пород тесно связана с их слонстостью, вызванной другими причинами. Явление анизотропии восприимчивости не может иметь большого значения при описании магнитных свойств пород, но оно очень интересно в связи с вопросом стратиграфии осадочных пород.

Другим интересным фактом, связанным с магнитными свойствами ленточных глин, который был также обнаружен Пэнгом, является годовой период их восприимчивости. Магнитная восприимчивость ленточных глин Южной Швеции, образовавшихся весной, обычно в несколько раз больше восприимчивости ленточных глин, образовавшихся зимой, причем  $\chi$  изменяется синусоидально с глубиной залегания глин и имеет годовой период. Как показывают наблюдения, величина  $\chi$  почти пропорциональна содержанию зерен магнетита, так что вышеупомянутое явление, вероятно, отражает годовое изменение осаднения зерен магнетита в ленточных глинах.

Следует заметить, что некоторые осадочные породы почти совсем не содержат ферромагнитных минералов и, следовательно, неферромагнитны. Примером таких пород может служить известняк и другие отложения, образовавшиеся в результате жизнедеятельности организмов.

В заключение можно сказать, что проблемы, касающиеся магнитной восприимчивости осадочных пород, требуют дальнейшего изучения.

**Таблица магнитной восприимчивости типичных пород.** Для удобства геофизиков и петрологов величины магнитной восприимчивости различных горных пород сведены в табл. 10.

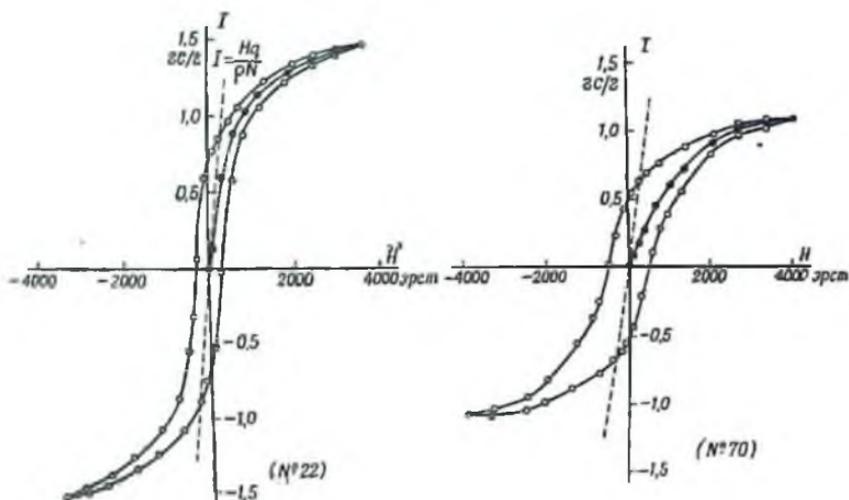
### КРИВЫЕ МАГНИТНОГО ГИСТЕРЕЗИСА ГОРНЫХ ПОРОД

**Общие замечания.** На фиг. 73 приведены кривые магнитного гистерезиса изверженных пород [9]. Так как намагниченность горных пород может достигать насыщения в магнитных полях порядка 3000—4000 эрст или более, то возникает много трудностей при проведении экспериментальных исследований. Поэтому о полной гистерезисной кривой горных пород имеется очень мало данных, хотя часто сообщалось о петлях магнитного гистерезиса горных пород в магнитных полях порядка 500 эрст [10].

Как видно из фиг. 73, некоторые породы являются магнитомягкими и имеют коэрцитивную силу  $H_c$  порядка нескольких десятков эрстед, в то время как другие породы являются сравнительно твердыми в магнитном отношении и обладают коэрцитивными силами, превышающими 300 эрст. Большинство изверженных пород является магнитомягкими, так как их коэрцитивная сила менее 100 эрст. Следует упомянуть, что некоторые эффузивные породы, быстро охладившиеся после извержения их вулканом, являются магнитотвердыми, что обусловлено составом ферромагнитных минералов, а также небольшим размером их зерен. Как уже упоминалось на стр. 28—32, по мере уменьшения размеров зерен до такой величины, когда они становятся однодомными, гистерезисная кривая постепенно приобретает прямоугольную форму, величина коэрцитивной силы этой идеализированной гистерезисной кривой одного домена зависит от состава ферромагнитного материала. Действительно, гистерезисная кривая

образца № 70, приведенная на фиг. 73, стремится приблизиться к идеальной прямоугольной форме, так как ферромагнитные минералы, содержащиеся в этой породе, состоят преимущественно из очень малых зерен.

Таким образом, явление гистерезиса горных пород также может быть охарактеризовано такими факторами, как размер, форма и состав ферромагнитных зерен, содержащихся в породе.



Фиг. 73. Кривые магнитного гистерезиса вулканических пород.

**Величина намагниченности насыщения и химический состав горных пород.** Величина намагниченности насыщения  $J_s$  должна быть равна полной сумме магнитных моментов доменов, составляющих все ферромагнитные минералы, входящие в породу, независимо от величины и формы зерен этих минералов. Следовательно,  $J_s$  есть физическая константа, зависящая только от внутреннего состава ферромагнитных минералов.

На фиг. 74 показана зависимость величины удельной намагниченности насыщения  $I_s$  образцов горных пород, химический состав которых приведен в табл. 11, от нормы магнетита  $Fe_3O_4$ . Как видно из фиг. 73, в большинстве случаев намагниченность горных пород не может достигнуть состояния насыщения даже в магнитных полях порядка 4000 эрст. Поэтому удельная намагниченность насыщения  $I_s$  определялась по значениям удельной намагниченности  $I(H)$  при различных больших напряженностях намагничивающих полей с помощью формулы:

$$I_s = I(H) + \frac{C}{H^2},$$

где  $C$  — постоянная, определяемая эмпирически.

Таблица 11  
НАМАГНИЧЕННОСТЬ НАСЫЩЕНИЯ И КОЭРЦИТИВНАЯ СИЛА  
ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД

Номер образца <sup>1</sup>	$I_N$ , гс/г	$H_c$ , эрст	$I_R$ , гс/г	$I_{T_c}$ , гс/г	$I_{T_c}/I_N$	Норма $Fe_3O_4$ , %
17	2,97	60	0,34	$12,1 \cdot 10^{-3}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	7,87
18	2,16	85	0,36	$10,7 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	3,94
19	3,05	70	0,38	$9,7 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$	5,33
20	2,41	115	0,41	$10,5 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	6,48
21	2,50	80	0,28	$13,0 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	6,95
22	1,58	220	0,62	$41,7 \cdot 10^{-3}$	$26,3 \cdot 10^{-3}$	3,94
23	2,38	60	0,20	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$2,2 \cdot 10^{-3}$	4,40
24	0,62	165	0,17	$7,9 \cdot 10^{-3}$	$12,7 \cdot 10^{-3}$	1,39
25	1,54	115	0,35	$11,8 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$	2,55
38	2,03	130	0,49	$27,6 \cdot 10^{-3}$	$13,6 \cdot 10^{-3}$	3,91
70	1,23	465	0,49	$34,8 \cdot 10^{-3}$	$28,3 \cdot 10^{-3}$	(3,9)
71	1,49	345	0,52	$28,4 \cdot 10^{-3}$	$19,1 \cdot 10^{-3}$	(3,9)

<sup>1</sup> Местонахождение и петрографическое описание этих образцов приведены в табл. 9.

Как и следовало ожидать,  $J_s$  почти пропорциональна теоретическому содержанию магнетита  $C_{Mt}$ ; при этом в общем выполняется эмпирическое соотношение

$$J_s = 47,2 C_{Mt} \text{ гс/г.} \quad (13)$$

Так как  $J_s$  представляет сумму магнитных моментов ферромагнитных минералов, находящихся в единице объема, то аналогично способу, использованному на стр. 95, получаем

$$J_s = \sum v_i \sigma_{si} = \rho \sigma_s \quad (14)$$

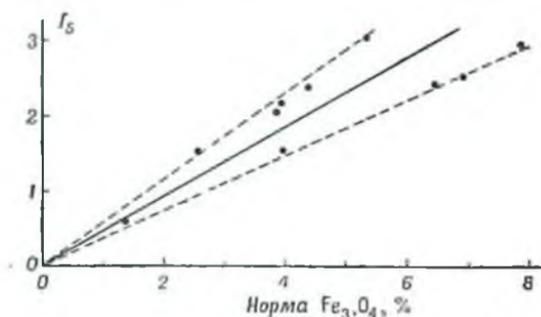
или

$$I_s = \frac{J_s}{\rho} = q \sigma'_s \quad (14a)$$

где  $\sigma_s$  и  $\sigma'_s$  — намагниченности насыщения осредненного ферромагнитного минерала в единице объема и в единице массы соответственно, т. е.  $\sigma'_s = \sigma_s / \rho$ . При сравнении уравнений (13) и (14a) хорошо видно, что средняя величина  $\sigma'_s$  для изверженных пород равна 47,2 гс/г.

Сопоставляя эту величину с величиной  $\sigma'_s$  для породообразующих ферромагнитных минералов, описанных на стр. 45—54, можно заключить, что  $\sigma'_s$  изверженных пород соответствует несколько уменьшенной средней величине  $\sigma'_s$  для породообразующих ферромагнитных минералов. Однако при сравнении могла, повидимому, возникнуть некоторая неточность, если принять, что  $C_{Mt} = q$ , так как ферромаг-

нитные минералы в горных породах не всегда представлены компонентом  $Fe_2O_3$ . За исключением этой неясности, расхождение  $J_s$  на фиг. 74 может быть объяснено главным образом различием в химическом составе ферромагнитных минералов. Согласно результатам, приведенным на фиг. 35, можно сделать следующий вывод:  $\sigma_s$  становится тем меньше, чем больше содержание  $TiO_2$  в ферромагнитных минералах.



Фиг. 74. Зависимость между удельной интенсивностью намагничивания при насыщении и нормой  $Fe_3O_4$  в вулканических породах.

Коэрцитивная сила  $H_c$  и остаточная намагниченность  $J_R$  горных пород. В табл. 11 приведены коэрцитивная сила  $H_c$  и удельная остаточная намагниченность  $I_R$  различных изверженных пород. Как видно из таблицы,  $I_R/J_s$  всегда меньше  $1/2$ , как и предполагалось на стр. 27. Однако следует указать, что здесь поле  $H$ , величины которого отложены по оси абсцисс на фиг. 73, есть кажущееся эффективное магнитное поле в образце горной породы в целом. Эффективное магнитное поле внутри ферромагнитных зерен будет равно

$$H_{эфф} = H - NJ_i = H - \frac{NJ}{p}, \quad (15)$$

где  $J_i$  и  $J$  — намагниченность ферромагнитных зерен и намагниченность породы соответственно. Следовательно, остаточная намагниченность может быть определена как намагниченность, соответствующая  $H_{эфф}$ , т. е.  $H = NJ/p$ . На фиг. 73 приведена прямая линия, характеризующая зависимость  $I = Hp/\rho_i N = Hq/\rho N$  в координатах  $I = H$ . Величина  $I$  в точке пересечения нисходящей части петли гистерезиса с этой линией должна дать величину остаточной намагниченности  $I_R^0$ ; при этом предполагается, что  $N = 3,5$ . Полученные таким образом отношения  $J_R^0/J_s = I_R^0/I_s$  в большинстве случаев равны приблизительно  $1/2$  или немного больше, как это видно на фиг. 73.

Для того чтобы отличить эту остаточную намагниченность от термоостаточной намагниченности, которая детально рассматривается

в гл. 4, обычную остаточную намагниченность  $J_R$  называют (вслед за французскими геофизиками) *изотермической остаточной намагниченностью*. Изотермическая остаточная намагниченность является остаточной намагниченностью любой ненасыщенной гистерезисной петли, если только весь процесс намагничивания проходит при обычной температуре. Как будет показано в гл. 4, изотермическая остаточная намагниченность гораздо менее устойчива, чем термоостаточная намагниченность.

### ТОЧКИ КЮРИ ГОРНЫХ ПОРОД

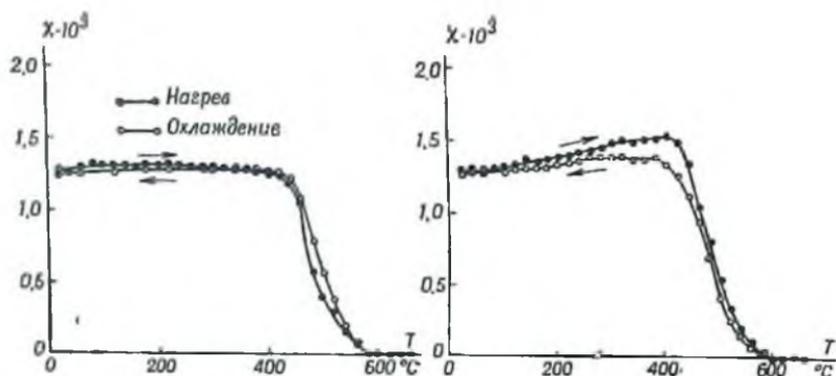
**Общие замечания.** Среди различных магнитных свойств горных пород точка Кюри является основной характеристикой, так как она зависит только от состава ферромагнитных минералов и совершенно не зависит от их процентного содержания, размеров и формы.

Зависимость между намагниченностью горных пород и температурой наиболее просто выражается через изменение намагниченности насыщения  $J_s(T)$  с температурой, так как соотношение между  $J_s$  и температурой  $T$  зависит только от характера вещества, из которого состоят ферромагнитные минералы в породе, и не зависит даже от внутренних напряжений в минералах.

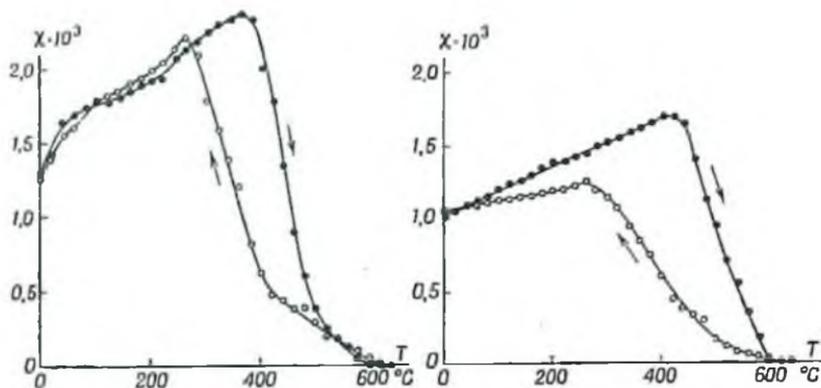
Основной интерес в явлении магнетизма горных пород с точки зрения геофизики представляет поведение горных пород в слабых магнитных полях. Наряду с этим некоторые явления зависимости магнетизма горных пород от температуры проявляются только в слабых магнитных полях или, по крайней мере, в слабых полях они усиливаются. Между тем точка Кюри остается постоянной независимо от величины напряженности намагничивающего поля. Именно поэтому ниже рассматривается характер изменения магнитной восприимчивости горных пород с температурой.

**Изменение магнитной восприимчивости изверженных пород в зависимости от температуры в слабых магнитных полях.** Результаты измерений для некоторых образцов горных пород показывают, что восприимчивость всех образцов становится равной нулю при температурах ниже  $600^\circ\text{C}$ , что почти совпадает с точкой Кюри для чистого магнетита. Однако зависимость восприимчивости от температуры является сложной. По характеру изменения восприимчивости с температурой в слабых магнитных полях (т. е. полях порядка  $2,0 \text{ эрст}$ ) изверженные породы можно разбить на четыре типа, как это показано на фиг. 75—78, где по оси ординат отложена удельная восприимчивость, а по оси абсцисс — температура [11, 12].

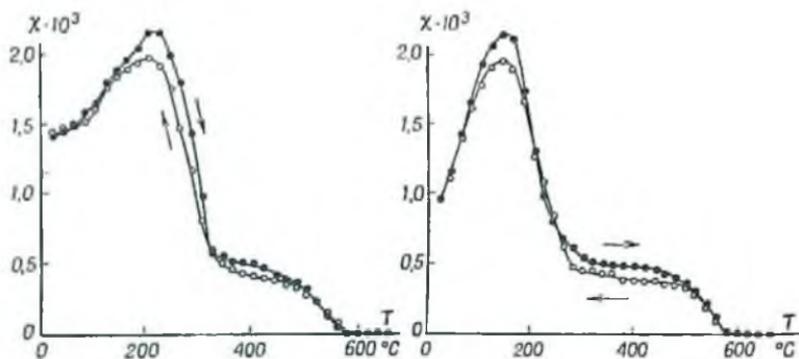
На фиг. 75 видно, что значения  $\chi$  в процессе нагревания постепенно возрастают почти до  $400^\circ\text{C}$ , затем резко уменьшаются, приближаясь к нулю при температуре  $T$ , несколько меньшей  $600^\circ\text{C}$ ; изменения значений  $\chi$  в процессе охлаждения следуют почти той же самой кривой. Этот тип можно назвать *обычным обратимым типом*.



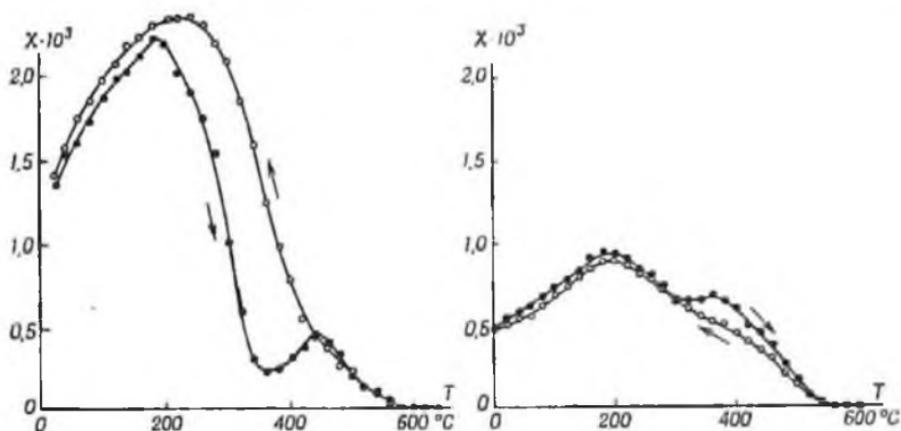
Фиг. 75. Примеры обычного обратимого типа изменений магнитной восприимчивости горных пород с температурой.



Фиг. 76. Примеры обычного необратимого типа изменений магнитной восприимчивости горных пород с температурой.



Фиг. 77. Примеры необычного обратимого типа изменений магнитной восприимчивости горных пород с температурой.



Фиг. 78. Примеры необычного необратимого типа изменений магнитной восприимчивости горных пород с температурой.

Кривые  $\chi - T$  для процесса нагревания, приведенные на фиг. 76, аналогичны кривым нагревания фиг. 75. Однако кривые процесса охлаждения не совпадают с кривыми процесса нагревания; это изменение восприимчивости будем называть *обычным необратимым типом*. Следует заметить, что при процессах повторного нагревания и охлаждения образцов этого рода восприимчивость изменяется обратимо с температурой по той же кривой  $\chi - T$ , что и в предыдущем процессе охлаждения. Подобное явление заставляет предположить, что ферромагнитные минералы в этих образцах горных пород являются неустойчивыми и при нагревании в течение сравнительно небольшого промежутка времени могут достигать более устойчивого состояния. Упомянутые выше обратимый и необратимый типы кривых  $\chi - T$  горных пород соответствуют обратимому и необратимому типам соотношений  $\chi - T$  для породообразующих ферромагнитных минералов, с которыми мы имели дело на стр. 51.

С другой стороны, изменение  $\chi$  с температурой, показанное на фиг. 77 и 78, является ступенчатым; изменение  $\chi$  обратимо на фиг. 77 и необратимо на фиг. 78. Эти типы кривых  $\chi - T$  будем называть соответственно *обратимым* и *необратимым необычными типами*. Можно предположить, что кривые  $\chi - T$  горных пород необычного типа являются результатом наложения не менее двух простых кривых обычного типа, имеющих различные точки Кюри.

Например, предполагается, что левая кривая  $\chi - T$  на фиг. 77 составлена из двух кривых  $\chi - T$  обычного типа, имеющих точки Кюри около 585 и 290° С.

Все эти результаты сведены в табл. 12, в которой даны: 1) удельная восприимчивость при комнатной температуре  $\chi_0$ ; 2) максимальная удельная восприимчивость  $\chi_m$  в температурном интервале от ком-

натной температуры до точки Кюри; 3) температура  $T_m$ , при которой  $\chi = \chi_m$ , и 4) точка Кюри  $\Theta$  30 видов изверженных пород вместе с весовым содержанием в них  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeO}$  и  $\text{TiO}_2$ . Что касается образцов необычного типа, то приводятся две точки Кюри, причем верхняя точка Кюри, всегда близкая к точке Кюри магнетита ( $580^\circ\text{C}$ ), называется обычной точкой Кюри и обозначается через  $\Theta_o$ , в то время как нижняя точка Кюри называется необычной и обозначается через  $\Theta_r$ . Номера образцов табл. 12 соответствуют номерам образцов табл. 9.

Возвращаясь к кривым  $\chi - T$  необычного типа, мы можем положить,

$$\chi(T) = \chi_o(T) + \chi_r(T), \quad (16)$$

где

$$\chi_o(T \geq \Theta_o) = 0, \quad \chi_r(T \geq \Theta_r) = 0, \quad (17)$$

причем каждая из температурных кривых  $\chi_o(T)$  и  $\chi_r(T)$  имеет простую форму, подобную форме кривой на фиг. 75.

Ступенчатое изменение  $\chi$  с температурой наиболее правдоподобно можно, повидимому, объяснить тем, что  $\chi_o(T)$  и  $\chi_r(T)$  соответствуют двум различным группам ферромагнитных минералов, имеющих различный химический состав. Одна из этих групп, которая соответствует  $\chi_o(T)$ , будет иметь почти тот же состав, что и магнетит, так как точка Кюри минералов этой группы почти совпадает с точкой Кюри магнетита, в то время как другая группа, соответствующая  $\chi_r(T)$ , будет иметь состав, определенно отличающийся от состава магнетита.

Возможно, что  $\chi(T)$  отвечает не двум, а большему числу элементарных компонентов с различными точками Кюри, т. е.

$$\chi(T) = \sum_j \chi_j(T). \quad (18)$$

Здесь каждая  $\chi_j(T)$  представляет некоторую группу ферромагнитных минералов, имеющих почти одинаковый состав, который, однако, отличается от состава других групп, причем одна из групп может всегда быть магнетитом. Такой случай часто можно обнаружить в лавах и вулканических бомбах, выброшенных вулканами и быстро остывших.

Подобные измерения в слабых переменных магнитных полях (около  $0,5$  эрст) были выполнены Манлеем [13]. Он также нашел четыре различных типа кривых  $\chi - T$  для изверженных пород, которые показаны на фиг. 79. Некоторые из  $\chi - T$  кривых для изверженных пород являются необратимыми по отношению к температуре, причем кажущаяся точка Кюри в процессе охлаждения на  $50 \sim 100^\circ$  меньше точки Кюри в начальном процессе нагревания.

На фиг. 80 показаны соотношения  $\chi - T$  для изверженных пород, имеющих необычные характеристики [14]. Исследовался образец габбро, который, согласно микроскопическим наблюдениям, содержит

Таблица 12

ТОЧКИ КЮРИ ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД  
Обратимый тип

Номер образца <sup>1</sup>	$\chi_s$	$\chi_m$	$T_m$ , °C	$\theta_{AO}$ , °C	$\theta_{AC}$ , °C	$\theta_{MO}$ , °C	$\theta_{MC}$ , °C	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> , %	FeO, %	TiO <sub>2</sub> , %
17	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$2,56 \cdot 10^{-3}$	300	580		460		5,40	6,65	1,40
18	$1,31 \cdot 10^{-3}$	$2,06 \cdot 10^{-3}$	210	580	320	520	285	2,76	7,72	1,41
19	$1,82 \cdot 10^{-3}$	$2,75 \cdot 10^{-3}$	170	580	300	530	235	3,67	9,90	1,97
20	$1,28 \cdot 10^{-3}$	$1,42 \cdot 10^{-3}$	380	580		500		4,50	6,89	1,78
21	$1,55 \cdot 10^{-3}$	$1,93 \cdot 10^{-3}$	410	590		515		4,78	5,72	1,38
22	$0,70 \cdot 10^{-3}$	$1,08 \cdot 10^{-3}$	190	580	310	520	260	2,64	8,12	1,38
23	$1,29 \cdot 10^{-3}$	$1,46 \cdot 10^{-3}$	390	580		495		3,04	7,29	1,15
24	$0,40 \cdot 10^{-3}$	$0,68 \cdot 10^{-3}$	200	585	300	530	230	0,95	5,02	0,87
25	$0,90 \cdot 10^{-3}$	$2,05 \cdot 10^{-3}$	140	585	290	530	195	1,83	8,34	1,43
28	$0,78 \cdot 10^{-3}$	$1,42 \cdot 10^{-3}$	160	590	280	530	200	1,92	6,77	1,03
30	$1,06 \cdot 10^{-3}$	$1,60 \cdot 10^{-3}$	200	610		530		3,03	3,30	0,80
32	$0,63 \cdot 10^{-3}$	$0,79 \cdot 10^{-3}$	300	595		520		2,66	3,40	0,65
33	$0,89 \cdot 10^{-3}$	$1,15 \cdot 10^{-3}$	350	600		480		1,25	2,32	0,40
34	$0,54 \cdot 10^{-3}$	$0,96 \cdot 10^{-3}$	220	580	400	550	290	1,54	7,00	0,79
35	$0,38 \cdot 10^{-3}$	$0,42 \cdot 10^{-3}$	440	580		550		2,13	7,05	0,78
36	$1,86 \cdot 10^{-3}$	$2,48 \cdot 10^{-3}$	320	600		450		4,18	8,99	0,83
37	$1,76 \cdot 10^{-3}$	$3,34 \cdot 10^{-3}$	180	595	390	530	270	4,60	10,08	1,39
38	$1,03 \cdot 10^{-3}$	$2,06 \cdot 10^{-3}$	210	590	420	550	310	2,69	10,57	0,74
51	$0,45 \cdot 10^{-3}$	$0,84 \cdot 10^{-3}$	210	620	370	570	220	2,61	4,61	0,82
56	$0,64 \cdot 10^{-3}$	$0,87 \cdot 10^{-3}$	430	600		550		3,48	5,70	0,73
91	$1,10 \cdot 10^{-3}$	$2,02 \cdot 10^{-3}$	260	600	420	520	300	2,54	7,92	0,87

## Необратимый тип

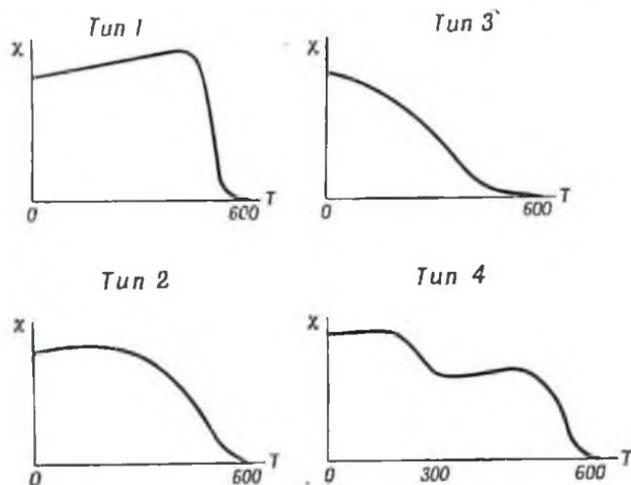
Номер образца <sup>1</sup>	$\chi_s$	Нагрев $\chi_m$	Нагрев $T_m$ , °C	Охлаждение $\chi_m$	Охлаждение $T_m$ , °C	$\theta_{AO}$	$\theta_{AC}$ , °C	$\theta_{MO}$ , °C	$\theta_{MC}$ , °C	Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub> , %	FeO, %	TiO <sub>2</sub> , %
27	$1,28 \cdot 10^{-3}$	$2,41 \cdot 10^{-3}$	360	$2,22 \cdot 10^{-3}$	260	H600 C620		H640 C320		2,89	7,66	0,64
49	$0,99 \cdot 10^{-3}$	$1,44 \cdot 10^{-3}$	360	$1,27 \cdot 10^{-3}$	280	H620 C620	530	H470 C530	360	2,76	6,03	0,73
50	$0,94 \cdot 10^{-3}$	$2,06 \cdot 10^{-3}$	440	$1,47 \cdot 10^{-3}$	280	H630 C630		H560 C550		4,60	5,90	1,04

Продолжение табл. 12

Номер образца	$\chi$	Нагрев $\chi_m$	Нагрев $T_m, ^\circ\text{C}$	Охлаждение $\chi_m$	Охлаждение $T_m, ^\circ\text{C}$	Фазы		$\text{Fe}_2\text{O}_3, \%$	$\text{FeO}, \%$	$\text{TiO}_2, \%$
						$\text{FeO}$	$\text{Fe}_2\text{O}_3, \%$			
52	$1,04 \cdot 10^{-3}$	$1,27 \cdot 10^{-3}$	440	$1,27 \cdot 10^{-3}$	280	H580 C600	H470 C410	3,18	6,73	0,85
53	$0,54 \cdot 10^{-3}$	$0,67 \cdot 10^{-3}$	320	$0,62 \cdot 10^{-3}$	340	H600 C600	H530 C570	2,79	5,28	0,71
54	$0,84 \cdot 10^{-3}$	$1,43 \cdot 10^{-3}$	400	$1,10 \cdot 10^{-3}$	280	H620 C620	H490 C360	3,25	6,97	0,92
55	$1,02 \cdot 10^{-3}$	$1,69 \cdot 10^{-3}$	420	$1,26 \cdot 10^{-3}$	260	H620 C620	H480 C390	3,18	7,25	0,76
82	$0,48 \cdot 10^{-3}$	$0,94 \cdot 10^{-3}$	180	$0,89 \cdot 10^{-3}$	200	H550 C560	H470 C300	1,13	3,86	0,72
93	$0,70 \cdot 10^{-3}$	$1,04 \cdot 10^{-3}$	280	$0,87 \cdot 10^{-3}$	220	H640 C640	H440 C300	2,45	7,13	0,67

<sup>1</sup> Местонахождение и петрографическое описание этих образцов даны в табл. 9.

большое количество чистого маггемита  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . Изменение  $\chi$  в зависимости от температуры для этого образца измерялось



Фиг. 79. Четыре типичных вида кривых  $\chi - T$  изверженных пород, по Манлею.

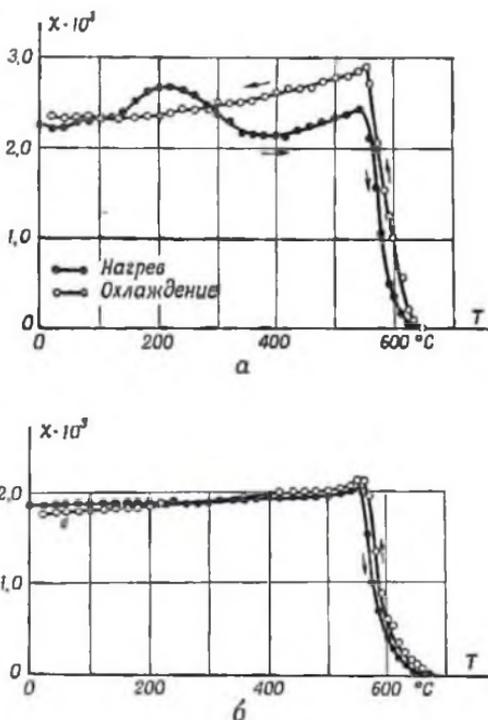
баллистическим методом при тех же условиях, при которых были получены данные, приведенные на фиг. 75—78. Изменение  $\chi$  с темпера-

турой в процессе нагревания было скачкообразным; нижняя точка Кюри была около  $300^{\circ}\text{C}$ , а верхняя — около  $600^{\circ}\text{C}$ . Однако в процессе охлаждения нижняя точка Кюри исчезала, причем общий вид кривой  $\chi - T$  совпадал с видом кривой обычного габбро, показанной в нижней части фиг. 80. Это обычное габбро отличалось от необычного отсутствием в его составе маггемита.

При повторных процессах нагревания и охлаждения нижняя точка Кюри необычного габбро не появляется. Несомненно, нижняя точка Кюри, появляющаяся при температурах около  $300^{\circ}\text{C}$ , соответствует необратимому переходу  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3 \rightarrow \alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , так как маггемит ( $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ), который является ферромагнетиком, неустойчив и легко переходит в немагнитное состояние — гематит ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) при температурах выше  $275^{\circ}\text{C}$  (см. гл. 1, стр. 38).

Следует заметить, что в слабых магнитных полях величина  $\chi$  на кривых  $\chi - T$  в большинстве случаев заметно возрастает при температурах на  $100\text{--}200^{\circ}$  ниже точки Кюри. Это возрастание особенно заметно в том случае, когда точка Кюри относительно низка, как это видно из табл. 12. Как уже упоминалось на стр. 51, возрастание  $\chi$  с температурой можно обнаружить и в самих породообразующих минералах, причем это возрастание обусловлено эффектом Гопкинсона, так как это специфическое явление, наблюдающееся в слабых магнитных полях.

**Изменение намагниченности в средних и сильных полях.** Диаграммы фиг. 81, полученные Шевалье и Пьером [15], показывают зависимость между намагниченностью изверженных пород и температурой в поле порядка  $120$  эрст. В этом случае также найдены как обратимый, так и необратимый типы изменения намагниченности с температурой, причем намагниченность всегда

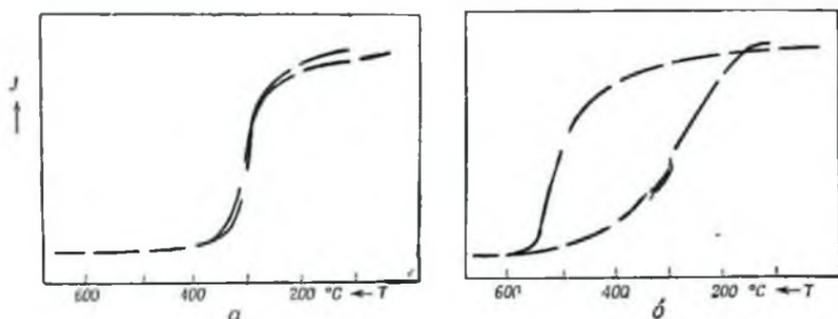


Фиг. 80. Кривые магнитной восприимчивости.

а — кривые  $\chi - T$  магнитного габбро, содержащего  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ; б — кривые  $\chi - T$  обычного габбро.

уменьшается с возрастанием температуры; эффект Гопкинсона также уменьшается.

На фиг. 85 приведены наблюдаемые точки Кюри каждого образца породы. Следует заметить, что точки Кюри этих пород изменяются в гораздо более широком интервале температур, а именно почти от комнатной температуры до точки Кюри чистого магнетита. Непрерывное понижение точки Кюри от  $590^{\circ}\text{C}$  прежде всего должно зависеть от химического состава ферромагнитных минералов, содержащихся в породе, причем это наводит на мысль о возможности



Фиг. 81. Обратимые и необратимые изменения намагниченности лавы с температурой, по Шевалье и Пьеру.

а — обратимый тип; б — необратимый тип.

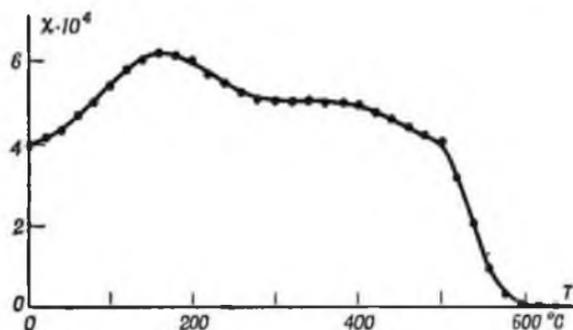
существования очень устойчивых твердых растворов  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  с другими ферромагнитными элементами.

**Изменение магнитной восприимчивости осадочных пород с температурой.** Между изменением намагниченности осадочных пород с температурой и подобными изменениями для изверженных пород нет существенных различий, так как намагниченность осадочных пород обусловлена намагниченностью содержащихся в них ферромагнитных минералов. Единственным различием, имеющим практическое значение, является очень незначительная величина намагниченности осадочных пород, так как они в большинстве случаев содержат гораздо меньше ферромагнитных минералов, чем изверженные породы.

На фиг. 82 показан типичный пример кривой  $\chi - T$  для осадочных пород. Эта кривая  $\chi - T$  относится к обычному обратимому типу согласно классификации, приведенной на стр. 109 — 111. Большинство исследованных когда-либо осадочных пород имеет характеристики обычного обратимого типа для соотношения  $\chi - T$ . Это означает, что большинство осадочных пород содержит почти чистый магнетит в качестве ферромагнитных минералов.

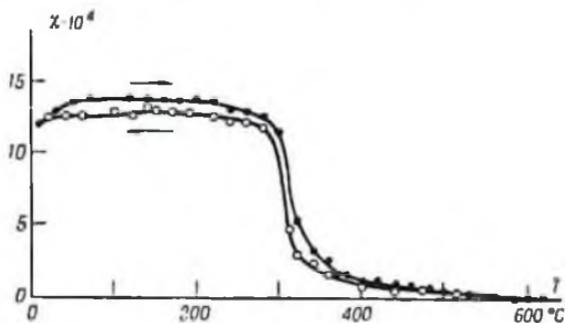
На фиг. 83 приведен пример несколько необычного соотношения  $\chi - T$  для ферромагнитных минералов, выделенных из осадочной породы. Изменение  $\chi$  с температурой является здесь ступенчатым,

что указывает на присутствие ферромагнитных минералов немагнетитового состава. Такой случай может быть интересен с точки зрения стабильности ферромагнитных минералов в осадочных породах, причем эта точка зрения отличается от высказанных ранее для изверженных



Фиг. 82. Кривая  $\chi - T$  отложений Нарита-бед ( $H = 1,82$  эрст).

пород. Полагают, что ферромагнитные минералы в осадочных породах могут подвергаться различным химическим превращениям в морской воде (когда они осаждаются на морское дно) или в речной (дождевой) воде (во время их переноса) и что этот эффект в осадочных породах гораздо более заметен по сравнению с изверженными

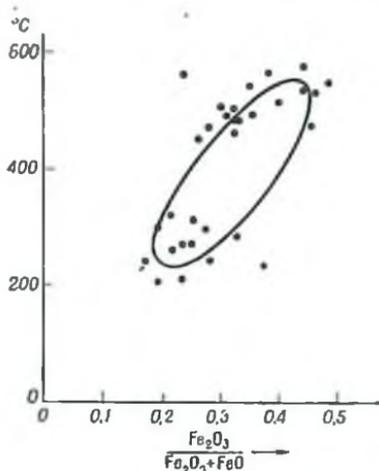


Фиг. 83. Кривая  $\chi - T$  туфов Азуки-туф ( $H = 1,82$  эрст), по Матуура и Нагата.

породами, так как осадочные породы более пористые. Таким образом, магнетит мог превратиться в другие ферриты путем замещения Fe другими металлами или в процессах гидратации и дегидратации.

Проведено очень мало исследований в области магнитного анализа осадочных пород, несмотря на его большое значение. Подобные исследования являются одной из задач, которые стоят перед изучающими магнетизм горных пород.

Точки Кюри пород и их зависимость от состава ферромагнитных минералов в породах. Как уже неоднократно упоминалось, магнитные характеристики различных горных пород являются характеристиками ферромагнитных минералов, содержащихся в породах, причем эти минералы состоят главным образом из трех видов металлических окислов:  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeO}$  и  $\text{TiO}_2$  с незначительной примесью



Ф и г. 84. Зависимость точки Кюри от отношения  $\text{Fe}_2\text{O}_3/(\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{FeO})$  для изверженных пород.

других элементов. Таким образом, для целей изучения магнетизма горных пород желательнее исследовать как магнитные характеристики, так и химический состав ферромагнитных минералов, которые выделяются из материнской породы способом, описанным на стр. 45 — 54.

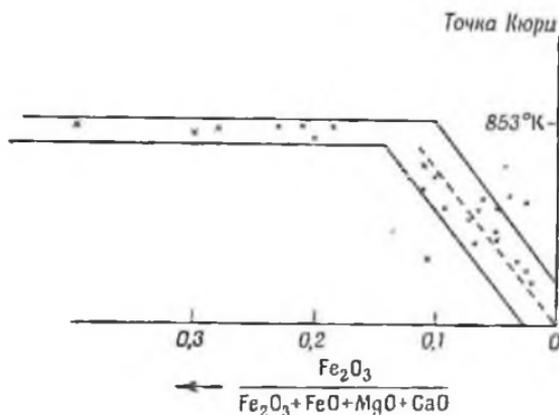
Точки Кюри горных пород представляют точки Кюри тех ферромагнитных минералов, которые содержатся в них, совершенно независимо от других условий, таких, как размеры зерен, их форма, процентное содержание и т. д. Следовательно, зная только точки Кюри материнских пород, можно определить вероятный состав ферромагнитных минералов.

В некоторых породах  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  находится в неустойчивой форме  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , который имеет кристаллическую структуру, аналогичную структуре магнетита, и является ферромагнетиком. Однако в большинстве случаев  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  находится в обычной устойчивой форме  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , имеющей ромбоэдриальную кристаллическую структуру. Другие виды ферромагнитных ферритов, такие, как  $\text{MnOFe}_2\text{O}_3$  и  $\text{MgOFe}_2\text{O}_3$ , также, повидному, могут присутствовать в породообразующих ферромагнитных минералах. Следовательно, можно предположить, что изменения намагниченности горных пород с температурой сводятся к термическим изменениям намагниченности тройной системы  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{FeO}$  и  $\text{TiO}_2$ . Это означает, что интерпретация точек Кюри горных пород должна быть основана на знании точек Кюри этой тройной системы, описанной на стр. 43. Если точка Кюри образца горной породы равна  $\theta^\circ\text{K}$ , то основная часть ферромагнитных минералов представляет твердый раствор, компоненты которого имеют следующие соотношения:

$$\text{Fe}_3\text{O}_4 \text{ в молях} : (\text{FeO})_2\text{TiO}_2 \text{ в молях} = \theta^\circ\text{K} : 851 - \theta^\circ\text{K}.$$

Если образец породы имеет две точки Кюри, то он должен содержать два вида титаномагнетитов, соответствующих каждой точке Кюри.

Едва ли имеется возможность определить химический состав ферромагнитных минералов по данным химического анализа всей материнской породы. Однако было сделано несколько попыток найти зависимость между точкой Кюри и химическим составом изверженных пород [12, 15]. На фиг. 84 показана связь между точкой Кюри и отношением  $\text{Fe}_2\text{O}_3/(\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{FeO})$  для образцов горных пород, приведенных в табл. 12. Уменьшение  $\Theta$  с уменьшением содержания  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , вероятно, указывает на то, что титаномагнетит в форме  $(\text{FeO})_2\text{TiO}_2$  образуется пропорционально уменьшению содержания  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ .



Фиг. 85. Связь между точкой Кюри и химическим составом пород, по Шевалье и Пьеру.

Другая зависимость, полученная Шевалье и Пьером [15], показана на фиг. 85, где точки Кюри  $\Theta$  для нескольких образцов изверженных пород представлены в зависимости от отношения  $s'' = \text{Fe}_2\text{O}_3/(\text{Fe}_2\text{O}_3 + \text{FeO} + \text{MgO} + \text{CaO})$ , которое может быть определено на основании химического состава пород. На фигуре видно, что  $\Theta$  возрастает от 0 до  $853^\circ\text{K}$  ( $580^\circ\text{C}$ ) почти пропорционально  $s''$  при условии, если  $s'' < 0,1$ , и  $\Theta$  остается близкой к  $853^\circ\text{K}$ , если  $s''$  становится больше 0,1. Подобный результат свидетельствует, что, когда  $s''$  превышает эту критическую величину, почти весь  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  образует магнетит и другие неферромагнитные минералы, в то время как он образует твердый сплав  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  с неферромагнитными минералами [вероятно,  $(\text{FeO})_2\text{TiO}_2$ ], если  $s'' < 0,1$ . К сожалению, если принять во внимание также данные для 30 образцов, приведенные в табл. 12, то связь между  $\Theta$  и  $s''$ , показанная на фиг. 85, видимо, не может быть признана общей.

Следовательно, единственное определенное заключение, которое можно вывести из вышеприведенных результатов, состоит в том, что значение  $\Theta$  заметно понижается, когда содержание  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  в горных породах сокращается по отношению к  $\text{FeO}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Nagata T., B. E. R. I., **18**, 102 (1940); **21**, 1 (1943).
2. Kato Y., *Rep. Tôhoku Imp. Univ.*, ser. 1, **29**, 602 (1940); **29**, 629 (1940).
3. Ollendorff F., *Arch. Elek. Tech.*, **25**, 436 (1931).
4. Königsberger J. G., *Beltr. Angew. Geophys.*, **4**, 385 (1932).
5. Nagata T., B. E. R. I., **21**, 27 (1943).
6. Puzicha K., *Beltr. Angew. Geophys.*, **9**, 158 (1941).
7. Chevallier R., C. R., **194**, 1327 (1932).
8. Ising G., *Ark. Math. Astr. Fys.*, **29**, Ht. 1 (1943).
9. Nagata T., B. E. R. I., **22**, 354 (1944).
10. Tzu—Chang—Wang, *ZS, Geophys.*, **16**, 160 (1940).
11. Nagata T., B. E. R. I., **19**, 579 (1941).
12. Nagata T., Akimoto S., *Journ. Geomag. Geoele.*, **2**, 29 (1950).
13. Manley H., Thesis (Univ. of London) (1949).
14. Nagata T., Watanabe T., *G. N. Tokyo Univ.*, **3**, No. 21 (1950).
15. Chevallier R., Pierre J., *Ann. de Phys.*, **18**, 383 (1932).

**ТЕРМОСТАТОЧНЫЙ МАГНЕТИЗМ ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД****ЕСТЕСТВЕННАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД**

**Общие замечания.** Тот факт, что изверженные породы, в частности эффузивы, обладают постоянной намагниченностью, был известен в Италии с середины XIX в. Первые работы в этом направлении принадлежат Мелони (1853), Жерарди (1862) и Фольгерайтеру (1830). Многие исследователи пытались измерить интенсивность и направление остаточной намагниченности изверженных пород, собранных из различных мест. Среди них следует упомянуть Фольгерайтера [1, 2], Морэна [3], Меркантона [4, 5], Накамура [6], Покельса [7], Дэвида [8], Кёнигсбергера [9—13], Матуяма [14], Шевалье [15], Грэне [16], Е. Телье [17—19], О. Телье [20—22], Като [23], Брукшау [24], Рокэ [25, 26], Маилея [27], Роше [28] и автора данной работы с его сотрудниками [29—33].

Как правило, остаточная намагниченность, которой обладает горная порода в природных условиях, может быть названа ее естественной остаточной намагниченностью. Однако иногда горная порода, находящаяся на поверхности Земли, может иметь довольно большую остаточную намагниченность, которая возникла в результате кратковременного действия сильного магнитного поля, вызванного ударом молнии вблизи этой породы. Согласно Покельсу [34], специально занимавшемуся экспериментальным изучением этого вопроса, куски базальта, расположенные вокруг искрового разрядника, оказались постоянно намагниченными после того, как через разрядник проскочила искра. Покельс нашел, что магнитные силовые линии вокруг искрового промежутка при прохождении через него искры располагаются концентрически по отношению к оси искрового промежутка; об этом свидетельствует направление остаточной намагниченности в кусках базальта. Интенсивность магнитного поля и, соответственно, интенсивность остаточной намагниченности быстро уменьшаются при увеличении расстояния от искрового промежутка. Постоянная намагниченность, полученная таким способом, является изотермической остаточной намагниченностью при комнатной температуре (см. стр. 109).

Кёнигсбергер [10], Галлимонт [35], Нагата [33] и другие исследователи на основании изучения остаточной намагниченности изверженных пород, лежащих близ земной поверхности, пришли к выводу, что намагниченность может быть вызвана ударом молнии. В этом

случае направление и интенсивность остаточной намагниченности неоднородны, меняясь от точки к точке на сравнительно небольшом пространстве — всего несколько метров. Иногда горная порода, занимающая большую площадь, например лава, намагничена постоянно и почти в одном направлении. Так, образцы, собранные из различных участков лавы Аней вулкана Михара, покрывающей поверхность около 5 км<sup>2</sup>, имеют остаточную намагниченность примерно одного направления, а именно: 42—50° наклоения и 8° W—8° E склонения.

При этом внешним магнитным полем могло быть только земное магнитное поле, так как только оно может вызвать однородное намагничивание породы на такой большой площади. Однако земное магнитное поле, с которым связано возникновение остаточной намагниченности, не должно обязательно являться современным полем; остаточная намагниченность определенной величины и направления может быть обусловлена магнитным полем, существовавшим с начала образования горной породы. Таким образом, только та остаточная намагниченность пород, характерной чертой которой является однородность, может считаться *естественной остаточной намагниченностью*. Она обозначается NRM<sup>1</sup>. Это определение исключает случай изотермического намагничивания, вызванного сильным магнитным полем, действовавшим короткий промежуток времени.

**Однородность естественной остаточной намагниченности изверженных пород.** Согласно определению, направление естественной намагниченности изверженных пород должно быть совершенно однородно. Но интенсивность ее не всегда однородна: она может меняться от точки к точке внутри породы даже на расстоянии нескольких метров. Повидному, интенсивность естественной остаточной намагниченности изверженных пород существенно зависит от размеров зерен и содержания ферромагнитных минералов в породе. Значения интенсивностей в случае естественной остаточной намагниченности обычно колеблются в пределах одного порядка. Иногда, впрочем, между различными частями одной и той же породы может наблюдаться значительная разница в интенсивностях. Например габбро из Каманси, Япония, может быть подразделено на два типа, один из которых сильно магнитен, а другой средние или слабо магнитен, хотя внешне эти два типа сходны. Установлено [36], что сильно магнитное габбро содержит маггемит ( $\gamma$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), в то время как обычное габбро маггемита не содержит. Соотношения  $\chi$  —  $T$  пород из Каманси разобраны на стр. 115. Удельная естественная остаточная намагниченность этих пород ( $I_n$ ) следующая:

$$I_n = 0,137 \text{ гс/г для магнитного габбро,}$$

$$I_n = 0,007 \text{ гс/г для обычного габбро.}$$

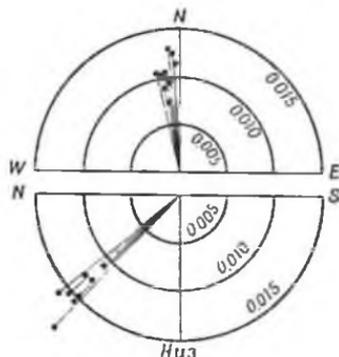
<sup>1</sup> В ряде работ естественная остаточная намагниченность обозначается  $J_n$ . — Прим. перев.

Поскольку магнитные восприимчивости этих двух пород почти одинаковы при комнатной температуре, содержание в них магнетита должно быть примерно одинаковым. Следовательно, аномальная интенсивность  $I_n$  магнитного габбро должна быть отнесена за счет магнетита. Интенсивности естественной остаточной намагниченности различных участков магнитного габбро заметно различаются в соответствии с разницей в содержании магнетита. Неравномерное распределение магнетита в габбро вызвано, возможно, какими-то химическими реакциями, протекавшими длительное время с момента образования породы. Подобные изменения в самом материале горной породы встречаются часто, особенно вблизи поверхности породы. Окисление магнетита, результатом которого является переход  $Fe_3O_4 \rightarrow Fe_2O_3$  (гематит), — самое обычное явление. (Химически измененные породы должны быть, конечно, исключены из объектов наших исследований).

Несмотря на тщательный отбор исследуемых образцов горных пород, значения естественной остаточной намагниченности для одной и той же породы из одного и того же месторождения все-таки отличаются друг от друга, хотя и незначительно (в пределах одного порядка). Степень колебаний интенсивностей и направлений естественной остаточной намагниченности показана на фиг. 86. Возможно, что такие колебания вызваны главным образом неоднородным распределением ферромагнитных минералов и, повидимому, неизбежны.

В отношении однородности направлений естественной остаточной намагниченности изверженных пород можно считать, что порода намагничена однородно, если разброс направлений остается в пределах  $10^\circ$ . При этом должны быть исключены те породы, которые были изменены химически, дислоцированы или подверглись ударам молнии.

Химически измененные породы отличить легко; для определения пород, претерпевших дислокацию, требуется лишь хорошее знание геологин, в то время как распознать породы, подвергшиеся удару молнии, чрезвычайно трудно; они обычно не имеют никаких опознавательных признаков *in situ*. Единственный пригодный метод состоит в следующем. Испытывают несколько образцов, взятых из различных участков одной и той же породы на расстоянии 1 м друг от друга. Полученные данные позволяют судить о возможности намагничивания



Фиг. 86. Направление и интенсивность NRM лавы Аокигахара, вулкан Фудзи.

Верхняя полусфера — проекция на горизонтальную плоскость; нижняя полусфера — проекция на плоскость магнитного меридиана.

молнией (см. стр. 121). Однако наиболее правильный метод состоит в измерении термоостаточной намагниченности, возникающей в земном поле. Если кривая исчезновения NRM образца породы при повышении температуры почти подобна такой же кривой для термоостаточной намагниченности данного образца, полученной в лабораторных условиях, то мы можем считать, что порода действительно обладает естественной остаточной намагниченностью. Это справедливо, так как остаточная намагниченность почти во всех случаях является термоостаточной намагниченностью (см. последующие разделы книги).

Такое тщательное, хотя и трудоемкое, исследование должно всегда проводиться перед геофизическим изучением магнетизма образцов испытываемых пород и особенно для целей палеомагнетизма (см. гл. 6).

Результаты измерений направлений остаточной намагниченности группы образцов желательно оценивать статистическим методом. В этом случае вопрос об исключении нескольких аномальных образцов может быть решен при помощи количественного выражения вероятности. Такая проверка часто бывает успешна. Направление естественной остаточной намагниченности образцов породы, отобранных таким образом, будет однородным. Некоторые экспериментальные данные приведены на стр. 122. Вышеупомянутая однородность была твердо установлена на основании результатов измерений естественной остаточной намагниченности застывших лав, извержение которых автор наблюдал непосредственно. В данном случае была полная уверенность в том, что эти лавы не подвергались ни химическим изменениям, вызванным выветриванием, ни дислокациям, ни ударам молний.

**Интенсивность естественной остаточной намагниченности изверженных пород.** Наиболее интересной особенностью естественной остаточной намагниченности изверженных пород является то, что ее интенсивность очень велика по сравнению с индуцированной намагниченностью в земном магнитном поле. Таким образом, если  $I_n$  — удельная интенсивность естественной остаточной намагниченности, то для изверженной породы  $I_n$  обычно больше индуцированной намагниченности ( $\gamma F_0$ ), где  $F_0$  — полная интенсивность земного магнитного поля<sup>1</sup>. Отношение  $I_n$  к интенсивности индуцированной намагниченности  $Q_n$  было выведено Кёнигсбергером [13]:

$$Q_n = \frac{I_n}{\gamma F_0} = \frac{J_n}{\gamma F_0}. \quad (1)$$

Величина  $F_0$  в центральной Японии равна около 0,45 эрст, а  $Q_n = I_n / (0,45 \cdot \gamma_0)$ . Величины  $Q_n$  различных изверженных пород даны в табл. 13. Как видно из таблицы,  $Q_n$  в большинстве случаев равно 2~10; для некоторых эффузивных базальтов оно превышает 100, и только в немногих случаях  $Q_n$  несколько меньше единицы.

<sup>1</sup> В отечественной литературе принято обозначение  $H_0$ . — Прим. перев.

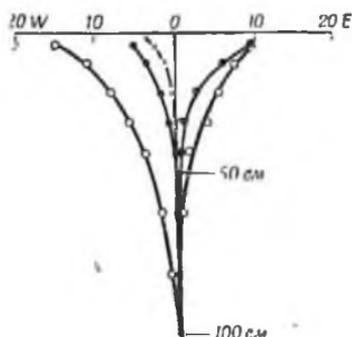
Большая величина  $Q_n$  особенно существенна по следующим соображениям. Согласно определению естественной остаточной намагниченности, магнитное поле, действовавшее на породу в течение всего периода со времени ее образования, могло быть только земным магнитным полем, величина которого не должна была сильно отличаться от его современной величины  $F_0$ . Таким образом, удельная остаточная намагниченность (т. е. изотермическая остаточная намагниченность, определение которой дано на стр. 109), вызванная наложением поля  $F_{01}$  должна быть меньше, чем  $\gamma F_0$ . Возможные изменения величин  $F_0$  и  $\gamma$  едва ли могут обусловить  $Q_n$ , величина которого превышала бы 2. Несмотря на это, значения  $Q_n$  для пород *in situ* часто больше 10, а иногда превышают 100.

Предположение о том, что NRM горных пород обусловлена геомагнитным полем, существовавшим в прошлом, вызывает некоторые сомнения, так как мы не располагаем прямыми доказательствами. Тем не менее большие величины  $Q_n$  изверженных пород могут быть объяснены именно с этой точки зрения. Было установлено, что на вулканические лавы, излившиеся при извержениях вулкана Михара в 1914 и 1940 гг. и вулкана Мякесима в 1940 г., в течение всего периода их остывания (от состояния красного накала до твердого состояния) действовало только геомагнитное поле, а вместе с тем  $Q_n$  лав Михара составляет 27 ~ 135, а  $Q_n$  лав Мякесима 16 ~ 42.

Следовательно, существует особый процесс образования сравнительно интенсивной остаточной намагниченности в породах; этот процесс может быть характерен как для горных пород, так и для материалов, состав которых подобен составу горных пород.

Другая существенная особенность естественной остаточной намагниченности изверженных пород — ее высокая стабильность. Естественная остаточная намагниченность ( $J_n$ ) едва заметно изменяется при действии переменного магнитного поля в 100 эрст, в то время как изотермическая остаточная намагниченность той же величины почти полностью снимается этим переменным полем (см. фиг. 93). Иными словами,  $J_n$  значительно более стабильно по сравнению с  $J_D$  той же интенсивности в переменном размагничивающем поле.

**Направление естественной остаточной намагниченности изверженных пород.** Положение горной породы *in situ* обычно определяется по отношению к горизонтальной плоскости и геомагнитному меридиану. Горизонтальную плоскость и направление меридиана



Фиг. 87. Аномальное отклонение геомагнитного меридиана вблизи поверхности лав Аокигахара.

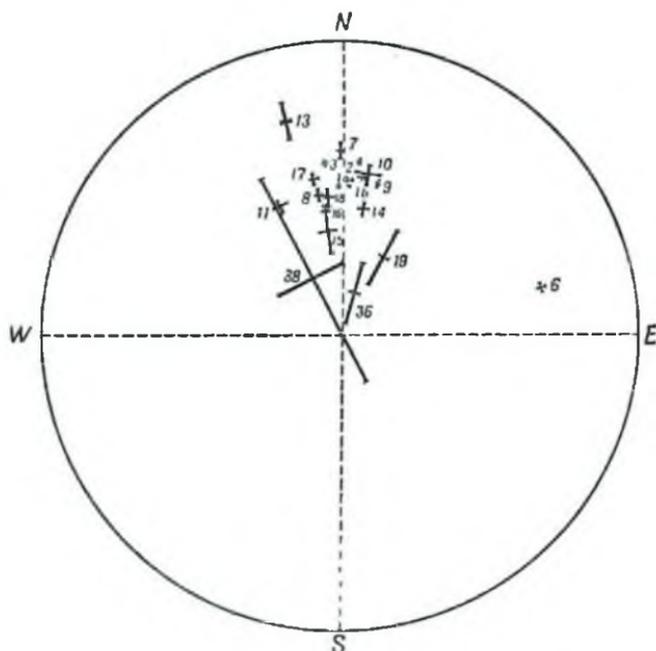
Таблица 13

ЗНАЧЕНИЯ  $Q_n$  ДЛЯ ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД

Номер образца	Порода	Местонахождение	$Q_n$	$Q_T$	Автор
1 ~ 3	Базальт	Лава Мейдзи-Тайсно, вулкан Михара, Япония	106 ~ 135		Нагата [33]
2' ~ 4'	Оливиновый базальт	Лава Аней, вулкан Михара, Япония	99 ~ 118		»
17	»	Фудзи, кратер Хозэй, Япония	3,7	5,4	»
21	Авгитсодержащий оливиновый базальт	Фудзи, Макуина 3, Япония	7,9	8,1	»
27	Оливиновый базальт	Амаги, Дэндзодо, Япония	1,0	2,8	»
54	Оливиносодержащий двупироксеновый андезит	Усами, Япония	6,9	11,6	»
58, 59, 63 ~ 65	Оливин-гиперстен-пироксеновый андезит столбчатой текстуры	Современные продукты извержения вулкана Миякесима (1941), Япония	16 ~ 42	16,1 ~ 39,2	»
60	То же	То же		42,9	
68 ~ 71	Базальт	» »	40 ~ 99	41,7 ~ 94,0	»
94	Двупироксеновый андезит	Тага, Япония	4,9	6,2	»
	Базальт	Мюнстерберг, Пруссия, Германия	3,5	1,8	Кёнигсбергер [13]
	»	Кассель, Пруссия, Германия	0,55	3,9	То же
	Гранодиорит	Санта-Эулалия, Анды, Перу	0,63	1,0	»
	Оливин-диабазовая дайка	Астано, Тичино, Швейцария	1,5	28	»

	Кварцевый порфир	Кольман, Бурцен, Саксония, Германия	0,43		» »
	Порфир с кварцем и слюдой	Кайэнц, Ломач, Саксония, Германия	8,4	25	» »
	Габбро	Кулли-Хилс, Скай, Великобритания	29	21	» »
	»	Лафтахаммар, Лен Кальмар, Смоланд, Швеция	9,5	4,6	» »
2 16 ~ 17 26 ~ 38	Галло-романские кирпичи			1,5 ~ 5	Телье [17]
	Версальские кирпичи			10 ~ 30	»
	Современные кирпичи			25 ~ 55	»
	Анкаратрит	Мадагаскар	39 ~ 96		»
	Гранит	»	0,3 ~ 10		»
	Гнейс	»	0,5 ~ 20		»
	Базальт	Санта-Флур, Овернь, Франция	13,4		»
	»	Мюра » »	3,3 ~ 3,8		»
	»	Сант-Сов » »	1,2 ~ 5,3		»
	Толентовая дайка	Лангтон, северная Англия	1,6		Брукшау и Робертсон [24]
	» »	Абингтон » »	1,0		То же
	» »	Уоллес-Сит » »	0,6		» »
	» »	Бландерфилд » »	1,2		» »
Н—3 ~ 9	Толентовая дойка	Северная Англия	0,3 ~ 2,2	7 ~ 19	Манлей [27]
А—3 ~ 7	» »	» »	0,4 ~ 0,9	6,4 ~ 14	»
В—3 ~ 14	» »	» »	0,9 ~ 3,5	3,5 ~ 15	»
ЮЗ—1 ~ 13	Кварцевый долерит	Вайн-Силл, Северная Англия	2,0 ~ 2,9	3,5 ~ 8,6	»
769—а ~ b	Габбро	Гранит Лейнстер Эйре	4,0 ~ 6,2	7,4	»
770—а ~ с	Порфириновый долерит	То же	0,8	4,0 ~ 4,8	»
S—445 а ~ b	Долеритовая дайка	Декембрийские дайки Сузерланда, Шотландия	0,48 ~ 0,51	2,0 ~ 2,4	»

всегда необходимо пометать на куске породы перед тем, как вынуть его из массива. Определение географического меридиана, хотя и трудоемкое, не сопровождается какой-либо систематической ошибкой, в то время как при определении геомагнитного меридиана необходимо обращать большое внимание на магнитное поле, вызванное самим



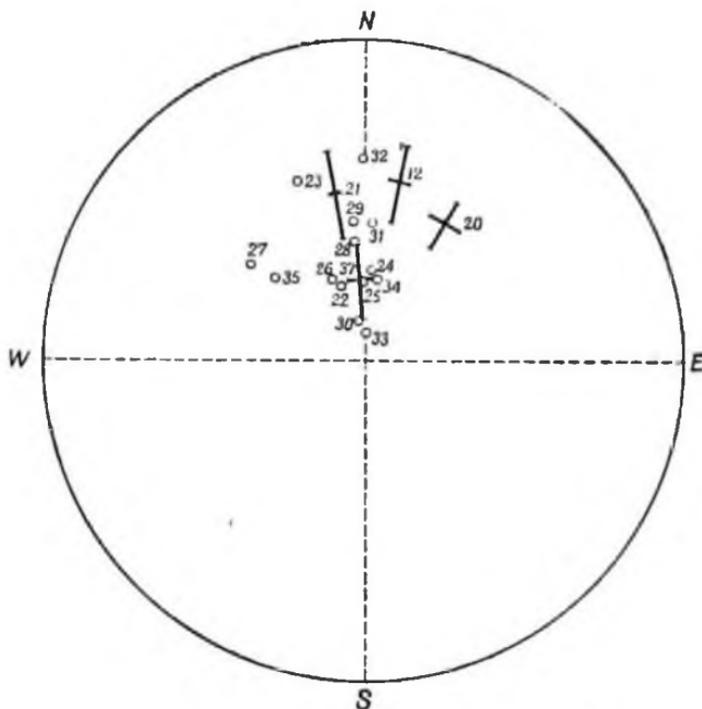
Фиг. 88а. Шмидтовская проекция на южную полушарие направленных к северу полюсов NRM изверженных пород.

Цифры означают номера групп образцов, описанных в табл. 14 и 15. Кресты указывают величину среднего отклонения параллелизма NRM по отношению к склонению и наклону данной группы.

массивом породы. На фиг. 87 изображено распределение аномальных отклонений геомагнитного меридиана вблизи поверхности базальтовых лав. Хорошо видно, что магнитное склонение в точке, находящейся на расстоянии нескольких сантиметров от поверхности лавы, иногда отличается на целых  $20^\circ$  от нормальной величины; однако аномальное отклонение быстро исчезает с увеличением расстояния от поверхности лавы. Нечего и говорить, что аномальное отклонение должно быть исключено. Для этой цели любым из существующих методов производится определение магнитного меридиана в точке, находящейся на расстоянии примерно 1 м от толщи породы, а на породе проводится

линия, параллельная магнитному меридиану, определенному таким образом.

Направления естественной остаточной намагниченности изверженных пород из различных месторождений изображены на диаграммах



Фиг. 886. Шмидтовская проекция на нижнюю полусферу направленных к югу полюсов NRM изверженных пород.

фиг. 88. Разброс направлений  $J_n$  отдельных образцов, которые взяты из пород, имеющих большую протяженность (например, потоки лавы), лежит в большинстве случаев в пределах  $10^\circ$ . Такой разброс, очевидно, неизбежен, несмотря на самый тщательный отбор образцов. Следовательно, для больших массивов пород могут иметь какое-либо физическое значение только средние величины.

В табл. 14 и 15 приведены средние значения  $J_n$  различных пород из различных месторождений [37]. Направление  $J_n$  эффузивных пород, излившихся в историческое время, как показывает табл. 14, хорошо совпадает с направлением современного геомагнитного поля; направление  $J_n$  многих древних пород, образовавшихся в различные геологические эпохи, также близко к направлению современного геомагнитного поля. Однако некоторые породы имеют  $J_n$  почти

Таблица 14

## НАПРАВЛЕНИЕ NRM ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД (ЛАВЫ, ИЗЛИВШИЕСЯ В ИСТОРИЧЕСКОЕ ВРЕМЯ)

Номер образца	Местонахождение	Порода	Время излияния, годы	$\Delta D(\text{E})$ , градусы	$I$ , градусы	Наблюдатель
1а	Михара, Осима	Базальт	1914	$-0,3 \pm 0,7$	$49,0 \pm 0,9$	Нагата [29, 33]
1б	» »	»	1940	$-0,0 \pm 0,7$	$48,4 \pm 0,6$	» [29, 33]
2	Миякесима	Оливин-пироксеновый базальт	1940	$-0,1 \pm 0,5$	$48,2 \pm 0,4$	» [29, 33]
3	Аокигахара, Фудзи	Базальт	864	$-7,9 \pm 0,9$	$43,3 \pm 0,6$	» [29, 33]
4	Лава Аней, Михара	»	1778	$6,4 \pm 1,9$	$44,3 \pm 1,6$	» [29, 33]
5а	Этна, Сицилия	Лава	1911	$-7,5 \pm 1,5$	$47,2 \pm 2,8$	Шевалье [15]
6б	» »	»	1669	$-9,5 \pm 2,2$	$63,4 \pm 2,1$	» [15]
5в	» »	»	1566	$11,6 \pm 5,7$	$52,0 \pm 2,7$	» [15]
5г	» »	»	1381	$16,6 \pm 6,6$	$53,5 \pm 3,4$	» [15]
5д	» »	»	1329	$10,3 \pm 3,1$	$59,2 \pm 2,6$	» [15]
5е	» »	»	1284	$6,9 \pm 2,9$	$50,5 \pm 5,4$	» [15]

противоположного направления (см. табл. 15). Необходимо подчеркнуть тот важный факт, что эффузивные породы, образование которых удалось наблюдать непосредственно, имели естественную остаточную намагниченность, направление которой совпадало с направлением геомагнитного поля (с точностью до ошибки измерений).

### ТЕРМООСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД

**Определение термоостаточной намагниченности.** Естественная остаточная намагниченность  $J_n$  изверженных пород — остаточная намагниченность, которая наблюдается у породы после того, как она остыла от некоторой высокой температуры в земном магнитном поле. Это явление было впервые замечено Фольгерайтером [1, 2], и с тех пор эксперименты по воспроизведению остаточной намагниченности изверженных пород производились большим числом исследователей. Кёнигсбергер [9—13] первый указал на необычное значение величины  $Q_n$  и на ее воспроизводимость в лабораторных условиях под действием слабого магнитного поля. Что касается особенностей (с точки зрения классической теории ферромагнетизма) остаточной намагниченности пород, получившейся при остывании от высоких температур в магнитном поле, то Кёнигсбергер [13] открыл почти все основные закономерности, которым она подчиняется, за исключением закона сложения, о котором будет идти речь на стр. 140—150, хотя некоторые из этих закономерностей не были точно сформулированы им самим. В дальнейшем он выдвинул общую идею физического механизма образования остаточной намагниченности. Его основные выводы справедливы и в настоящее время. Работы Кёнигсбергера были продолжены большим числом исследователей, в том числе и автором данной книги. Следует поэтому заметить, что помещенные ниже описания и обсуждения явлений термоостаточной намагниченности в большинстве случаев являются развитием идей, первоначально высказанных Кёнигсбергером.

Теперь хорошо известно [38], что магнитные свойства некоторых ферромагнитных сплавов и ферритов изменяются в процессе охлаждения образцов от достаточно высокой температуры до обычной комнатной температуры при воздействии магнитного поля. Этот процесс обычно называют охлаждением в магнитном поле или просто охлаждением в поле. Влияние процесса охлаждения в поле на ферромагнитные материалы заключается в упорядоченном распределении доменов благодаря внешнему магнитному полю.

Естественная остаточная намагниченность изверженных пород может являться результатом процесса охлаждения в поле, так как изверженные породы не обнаруживают никакой остаточной намагниченности после охлаждения в немагнитном пространстве, где земное поле искусственно скомпенсировано. Под остыванием в поле обычно

Таблица 15

## НАПРАВЛЕНИЕ NRM ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД

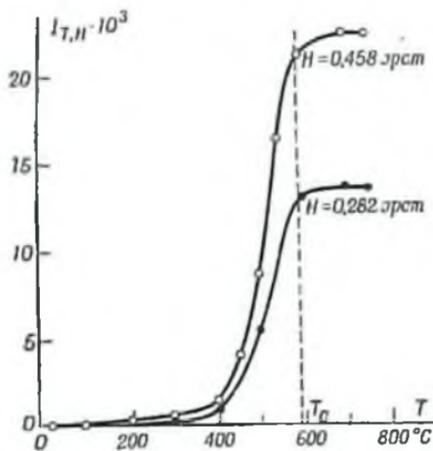
Номер образца	Местонахождение	Порода	Возраст	$\Delta D (E)$ , градусы	$I$ , градусы	Наблюдатель
6	Касуга, Нара	Долеритовая дайка	Нижний голоцен	$76,0 \pm 0,4$	$30,5 \pm 2,1$	Каван [37]
7	Микаса	Двупироксеновый андезит	" "	$-1,1 \pm 1,8$	$36,9 \pm 3,8$	" [37]
8	Кабутто, Хиого	Бронзитовый андезит	" "	$-8,4 \pm 2,2$	$49,8 \pm 1,8$	" [37]
9	Яватано, Амаги	Двупироксеновый андезит	Плейстоцен	$12,7 \pm 1,5$	$47,3 \pm 1,6$	Нагата [33]
10	Омуру	Оливиновый базальт	" "	$8,3 \pm 4,2$	$44,3 \pm 3,8$	" [33]
11	Адзиро	Оливин-авгитовый базальт	Нижний плейстоцен	$26,7 \pm 2,0$	$49,7 \pm 1,5$	" [33]
12	Сиги, Осака, Нара	Двупироксеновый андезит	Верхний неоген (верхняя часть разреза)	$-168,4 \pm 4,6$	$-53,2 \pm 10,8$	Каван [37]
13	Одака, Нара	Санукитовый андезит	Верхний неоген (нижняя часть разреза)	$13,5 \pm 1,7$	$25,5 \pm 6,3$	" [37]
14	Нидзю 1 Нара	Бронзитовый андезит	То же	$9,3 \pm 2,6$	$54,3 \pm 1,9$	" [37]
15	Нидзю 2	Биотит-роговообманковый андезит	" "	$-8,8 \pm 5,3$	$60,6 \pm 6,9$	" [37]
16	Миодзюи	Роговообманково-гиперстеновый андезит	" "	$-8,9 \pm 2,4$	$54,3 \pm 2,2$	" [37]
17	Унэби	Биотитовый андезит	" "	$-9,8 \pm 1,9$	$45,3 \pm 2,1$	" [37]
				$-7,0 \pm 3,4$	$51,2 \pm 2,7$	" [37]

19	Сидара, Анти	Андезит со столбчатой текстурой	Миоцен
20	Гэнбудо	Базальт	
21	Киссиу, Корея	"	
22	Веле, Овернь	Лавы	Плейстоцен
23	"	"	"
24	"	"	Плиоцен
25	Дор, Овернь	"	"
26	Канталь, Овернь	"	"
27	Комте	"	"
28	Дор	"	"
29	"	"	"
30	Лангтон, Северная Англия	Толент	Миоцен
31	Сварленд, Северная Англия	"	"
32	Валлес — Сит, Северная Англия	"	"
33	Бландерфилд, Северная Англия	"	"
34	Кокфилд, Северная Англия	"	"
35	Хазал — Коттедж, Северная Англия	"	"
36	Северная Исландия	Лавы	Четвертичный
37	То же	"	Третичный
38	"	"	"

$28,3 \pm 2,9$	$65,7 \pm 8,8$	Саншодо и Нагата [37]
$-150,0 \pm 7,3$	$-49,5 \pm 7,0$	Матуяма [14]
$170,0 \pm 0,0$	$-45,7 \pm 14,3$	" [14]
163	-70	Роше [47]
170	-40	" [47]
186	-67	" [47]
180	-70	" [47]
160	-68	" [47]
130	-52	" [47]
176	-59	" [47]
176	-54	" [47]
175	-80	Брукшау и Робертсон [24]
181	-55	То же
180	-37	" "
188	-83	" "
189	-69	" "
130	-69	" "
$15 \pm 9$	$78 \pm 9$	Хосперс [46]
$180,5 \pm 11$	$-70 \pm 11$	" [46]
$-27 \pm 33$	$72 \pm 33$	" [46]

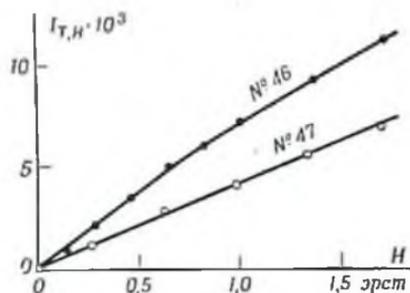
понимают процесс, происходящий в довольно сильном магнитном поле (в несколько сот эрстед и более). Следовательно, случай, когда речь идет о слабом магнитном поле (порядка земного), нужно оговорить специально. Процесс при этом может быть назван *остыванием в слабом магнитном поле* или просто *остыванием в слабом поле*.

В изверженных породах после их охлаждения в слабом поле от некоторой температуры  $T$  обычно наблюдается остаточная намагниченность, которая зависит от  $T$ , а также от интенсивности магнитного поля  $H$ . Такая остаточная намагниченность называется *термоостаточной намагниченностью* (или просто TRM<sup>1</sup>) и будет в дальнейшем обозначаться  $J_{T, H}$ <sup>2, 3</sup>.



Фиг. 89. Интенсивность TRM ( $J_{T, H}$ ).

Образец № 60.



Фиг. 90. Интенсивность предельной TRM, соответствующая различным величинам  $H$ .

В общем случае направление термоостаточной намагниченности совпадает с направлением магнитного поля, в котором происходило остывание. Таким образом,

$$J_{T, H} \parallel H. \quad (2)$$

На фиг. 89 показана типичная зависимость между  $J_{T, H}$  и  $T$ , где  $J_{T, H}$  — удельная интенсивность TRM, т. е.  $J_{T, H} = J_{T, H} / \rho$ .

Как показано на фиг. 89,  $J_{T, H}$  возрастает с увеличением  $T$ , достигая предельной величины при  $T = T_c$  при условии, что  $H$  постоянно. Температура  $T_c$  называется *критической температурой* TRM, а предельное значение TRM называется *предельной термоостаточной*

<sup>1</sup> Во французских статьях часто вместо TRM употребляется обозначение ATR, что означает „l'aimantation thermoremanente“.

<sup>2</sup> В советской литературе принято обозначение  $J_{rT}$ . — Прим. перев.

<sup>3</sup> В этой книге  $J$  всегда означает интенсивность намагниченности материала на 1 см<sup>3</sup>, в то время как  $J$  — соответствующую удельную интенсивность, т. е.  $J = \frac{J}{\rho}$ . В дальнейшем по этому поводу не будет делаться специальных оговорок.

намагниченностью в поле  $H$ , обозначаемой  $J_{T, H}$ . В большинстве случаев интенсивность  $J_{T, H}$  практически не зависит от конечной температуры, до которой образец охлаждался в данном поле  $H$ , если конечная температура близка к комнатной ( $0 \sim 30^\circ \text{C}$ ). Однако, строго говоря,  $J_{T, H}$  должна зависеть от конечной температуры. Таким образом, термоостаточная намагниченность  $J_{T, H}$  должна быть определена как остаточная намагниченность после остывания в поле  $H$  от  $T$  до  $0^\circ \text{C}$ .

При данной температуре  $T$   $J_{T, H}$  почти пропорциональна полю  $H$  при условии, что  $H$  меньше некоторой величины, например 1 эрст. Зависимость между  $J_{T, H}$  и  $H$  показана на фиг. 90. Эти результаты показывают, что отношение

$$J_{T, H} \cong H \cdot J_T \quad (3)$$

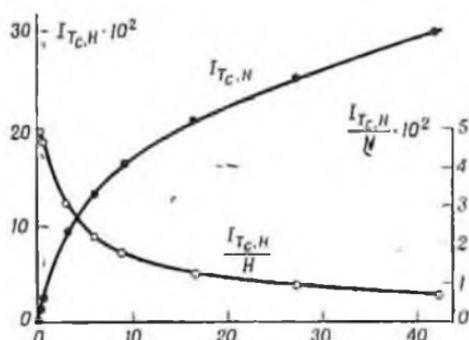
справедливо для небольших значений  $H$ ;  $J_T$  в уравнении (3) означает  $J_{T, H=1}$  и почти независима от  $H$ . Как и в случае естественной остаточной намагниченности, обозначим отношение  $J_{T, H}$  к  $\gamma_0 H$  через  $Q_T$ . Тогда

$$Q_T = \frac{J_{T, H}}{\gamma_0 H} = \frac{J_T}{\gamma_0} \quad (4)$$

до тех пор, пока  $H$  лежит внутри начального интервала. Величина  $Q_T$  в большинстве случаев больше единицы, часто значение  $Q_T$  достигает 20, а иногда даже 100 и больше.

**Предельная термоостаточная намагниченность.** Согласно уравнению (2), направление TRM совпадает с направлением приложенного магнитного поля, но линейная зависимость между  $J_{T, H}$  и  $H$  является приближенной и справедлива только для слабого магнитного поля. Если  $H$  велико,  $J$  перестает быть пропорциональной  $H$ ; отношение  $J_{T, H}/H$  уменьшается с возрастанием  $H$ . Фиг. 91 показывает зависимость предельной TRM от величины магнитного поля. Как видно из кривой, отношение между  $J_{T, H}$  и  $H$  приблизительно выражается уравнением

$$J_{T, H} = \frac{I_p}{k} \text{th } kH, \quad (5)$$



Фиг. 91. Зависимость  $I_{T_c, H}$  от  $H$ .  
Образец № 60.

где  $k$  — const. Пока  $H \leq 0,5$  эрст приближенное уравнение (3) поддерживается с точностью до  $10^0\%$ . Однако более точным является уравнение

$$J_{T, H} = J_T \frac{\operatorname{th} kH}{k}, \quad (6)$$

которое должно употребляться вместо уравнения (3).

Наиболее интересной величиной с геофизической точки зрения является величина предельной TRM в геомагнитном поле. В табл. 16 приведены наблюдаемые величины  $I_{T_c, H=0,15}$  для некоторых вулканических пород, излившихся в последние годы, и для сравнения величины  $I_n$  тех же образцов. Хорошо видно, что предельная TRM в магнитном поле в  $0,45$  эрст соответствует естественной остаточной намагниченности, когда мы имеем дело с продуктами недавних извержений вулкана. Таким образом, можно заключить, что естественная остаточная намагниченность изверженных пород является не чем иным, как термоостаточной намагниченностью в магнитном поле Земли.

Таблица 16

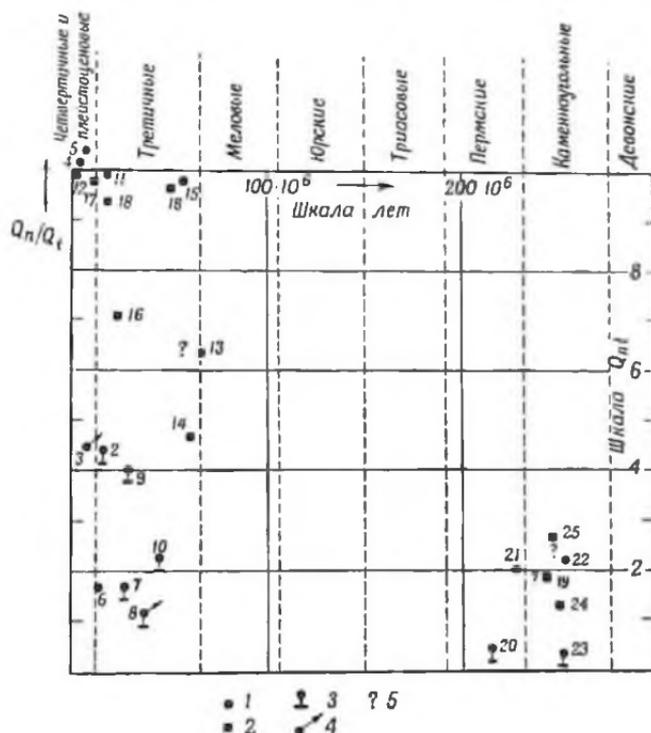
NRM и TRM СОВРЕМЕННЫХ ЛАВ

	Номер образца	$I_{T_c, H}$ ( $H=0,45$ )	$I_n$	$I_n/I_{T_c, H} = \frac{Q_n}{Q_T}$ ( $H=0,45$ )
Лава Миякесима, 1941 . . .	58	$1,34 \cdot 10^{-2}$	$1,40 \cdot 10^{-2}$	1,05
	59	$1,72 \cdot 10^{-2}$	$2,24 \cdot 10^{-2}$	1,30
» » 1941 . . .	63	$0,53 \cdot 10^{-2}$	$0,47 \cdot 10^{-2}$	0,89
	65	$0,54 \cdot 10^{-2}$	$0,51 \cdot 10^{-2}$	0,93
	68	$1,50 \cdot 10^{-2}$	$1,44 \cdot 10^{-2}$	0,95
Лава Осима, 1941 . . . .	70	$1,57 \cdot 10^{-2}$	$1,63 \cdot 10^{-2}$	1,04
	71	$1,28 \cdot 10^{-2}$	$1,41 \cdot 10^{-2}$	1,10
	73	$0,56 \cdot 10^{-2}$	$0,49 \cdot 10^{-2}$	0,88
	Лава Фудзи, 861 . . . . .	25'	$2,28 \cdot 10^{-2}$	$2,20 \cdot 10^{-2}$

Изверженные породы, которые образовались в предшествующие геологические эпохи, имеют более или менее слабую естественную остаточную намагниченность по сравнению с TRM, которая могла бы образоваться в современном геомагнитном поле. В табл. 17 приведены величины  $I_n$  и  $I_{T_c, H=0,45}$  для четвертичных вулканических пород Японии [33], возраст которых определен в  $10^4 \sim 10^5$  лет. Отношения  $I_n/I_{T_c, H=0,45}$  для этих пород значительно меньше, чем для продуктов недавних извержений (см. табл. 16). Средние величины этих соотно-

шений равны  $1,02 \pm 0,04$  и  $0,68 \pm 0,05$  соответственно. Согласно Кёнигсбергеру [13], для третичных и более древних пород величина этого отношения намного меньше (см. фиг. 92).

Мы предполагаем, что естественная остаточная намагниченность древних пород — это TRM, приобретенная в прежние геологические эпохи при остывании в геомагнитном поле, интенсивность которого мало отличается от интенсивности современного поля. Таким образом,



Фиг. 92. Изменение  $Q_n/Q_T (= J_n/J_{T_0, H})$  в зависимости от геологического возраста пород, по Кёнигсбергеру.

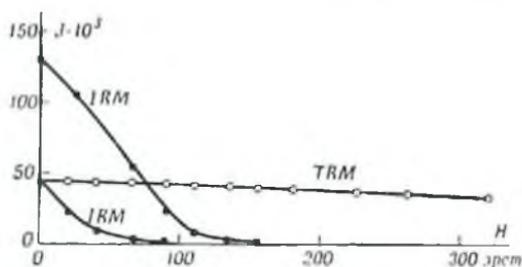
1 — эффузивные породы и дайки; 2 — интрузивные породы; 3 —  $T_0 < 250^\circ$  для большинства магнетитов; 4 — наблюдаемые движения; 5 — породы неопределенного возраста.

отношение  $J_n/J_{T_0, H=0,15}$ , которое обычно меньше единицы, может являться следствием размагничивания, происшедшего в течение длительного периода от древних геологических эпох до настоящего времени. Если это так, то фактор  $e^{-at}$  для TRM равен только  $2/3$  для  $t \sim 10^6$  лет и около  $1/10$  для  $t \sim 10^8$  лет. Это означает, что  $a$  имеет порядок величины  $10^{-14}$  эл.-магн. ед., что свидетельствует о значительной стабильности TRM.

Таблица 17  
 NRM и TRM ВУЛКАНИЧЕСКИХ ПОРОД (ПЛЕЙСТОЦЕН)

Номер образца	$I_{T_c, H}$ ( $H=0,15$ )	$I_n$	$I_n/I_{T_c, H} = \frac{Q_n}{Q_T}$ ( $H=0,45$ )
17	$5,45 \cdot 10^{-3}$	$4,20 \cdot 10^{-3}$	0,77
18	$4,93 \cdot 10^{-3}$	$3,69 \cdot 10^{-3}$	0,75
21	$5,83 \cdot 10^{-3}$	$5,51 \cdot 10^{-3}$	0,94
23	$2,32 \cdot 10^{-3}$	$2,08 \cdot 10^{-3}$	0,90
27	$1,68 \cdot 10^{-3}$	$0,58 \cdot 10^{-3}$	0,35
52	$1,24 \cdot 10^{-3}$	$0,72 \cdot 10^{-3}$	0,58
53	$4,07 \cdot 10^{-3}$	$2,61 \cdot 10^{-3}$	0,64
93	$2,07 \cdot 10^{-3}$	$0,48 \cdot 10^{-3}$	0,23
94	$2,16 \cdot 10^{-3}$	$1,73 \cdot 10^{-3}$	0,80
95	$2,29 \cdot 10^{-3}$	$1,51 \cdot 10^{-3}$	0,66
96	$2,07 \cdot 10^{-3}$	$1,65 \cdot 10^{-3}$	0,80

**Стабильность термоостаточной намагниченности.** На фиг. 93 показано уменьшение изотермической остаточной намагниченности и TRM при размагничивании переменным полем, причем по оси абсцисс



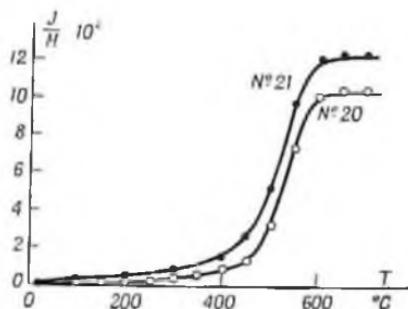
Фиг. 93. Размагничивание TRM и IRM породы переменным магнитным полем  $H$ .  
 Образцы № 60, по Касахара и Нагата.

отложены максимальные амплитуды переменного размагничивающего поля. Изотермическая остаточная намагниченность (IRM) гораздо легче размагничивается, чем TRM при той же начальной намагниченности. Необходимо отметить, что TRM, рассмотренная здесь, была получена в магнитном поле  $1,0$  эрст и что она едва размагничивалась даже в переменном магнитном поле  $300$  эрст.

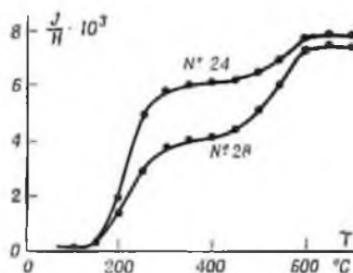
Этот факт свидетельствует о том, что внутренняя энергия, закрепляющая ферромагнитные домены, в случае TRM намного больше магнитоэлектронной энергии, сообщаемой переменным размагничивающим полем.

Таким образом, TRM при обычной температуре вообще более стабильна по сравнению с обычной изотермической остаточной намагниченностью.

**Особенности кривых  $J_{T, H} \sim T$ .**  $J_{T, H}$  большинства пород равномерно увеличивается с увеличением  $T$ , достигая предельного значения TRM при некоторой критической температуре  $T_c$ . При этом предполагается, что поле  $H$  остается постоянным. Примеры таких кривых  $J \sim T$  показаны на фиг. 94 [32, 33], на которых наблюдаемые величины  $J_{T, H}/H$  нанесены против соответствующих  $T$ . В большинстве случаев критическая температура  $T_c$  равна 580—600°С и



Фиг. 94. Пример обычной кривой  $J_{T, H} \sim T$  для горных пород.



Фиг. 95. Пример ступенчатого изменения кривой  $J_{T, H} \sim T$  для горных пород.

совпадает с точкой Кюри магнетита. Такой тип кривых  $J_{T, H} \sim T$  наиболее обычен. Однако некоторые образцы пород [32, 33] обнаруживают ступенчатое изменение  $J_{T, H}$  с  $T$ , как показано на фиг. 95. В таких образцах всегда наблюдается ступенчатое изменение кривых зависимости восприимчивости от температуры. Ступенчатые изменения  $J_{T, H}$  с  $T$  могут рассматриваться так же, как и в случае зависимости  $\chi(T) \sim T$ . Короче говоря, характер кривых  $J_{T, H} \sim T$  обусловлен наличием нескольких компонентов, каждый из которых имеет прямую зависимость от  $T$  и достигает предела при  $T_c^i$ , т. е.

$$J_{T, H} = \sum_i J_{T, H}^{(i)},$$

$$\frac{\partial}{\partial T} J_{T, H}^{(i)} = 0, \quad \text{если } T \gg T_c^{(i)}. \quad (7)$$

В большинстве случаев, однако,  $J_{T, H}$  создается только одной или двумя слагающими.

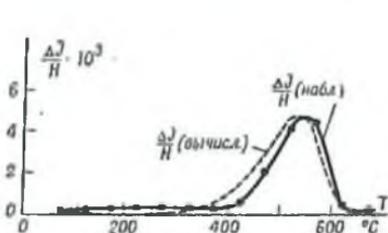
На фиг. 94 и 95 можно проследить, что резкое возрастание  $J_{T, H}$  имеет место только в узком интервале температур; первая производная кривой  $J_{T, H} \sim T$  по  $T$  имеет максимум примерно в середине упомянутого температурного интервала. Обозначим точку перегиба

кривой  $J_{T, H} \sim T$  через  $T_0$  и назовем ее *средней переходной температурой* TRM. Естественно, переходная температура TRM,  $T_0$ , может быть определена более точно, чем критическая температура  $T_c$ . Поэтому в дальнейшем  $T_c$  будет рассматриваться как характеристическая температура TRM. Образцы горных пород обычно имеют одну или две переходные температуры TRM, реже три или более [31].

### ЧАСТИЧНАЯ ТЕРМОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ

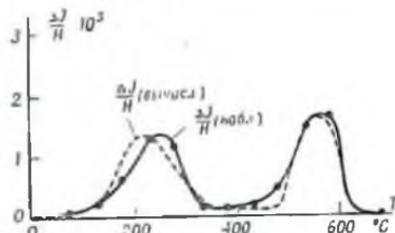
**Определение и общий характер частичной TRM.** TRM была определена как остаточная намагниченность после остывания в слабом магнитном поле от  $T$  до  $0^\circ \text{C}$ .

Пусть при охлаждении образца породы магнитное поле  $H$  приложено только в температурном интервале от  $T_i$  до  $T_{i-1}$ ; в других температурных интервалах, выше  $T_i$  и ниже  $T_{i-1}$ , внешнее магнитное



Фиг. 96. Частичная TRM породы (обычный случай).

Образец № 21. Пунктирная кривая ( $\Delta J/N$  вычисл.) получена как  $(J_{T_i, H} - J_{T_{i-1}, H})/H$  из кривой  $J_{T, H} \sim T$ , показанной на фиг. 91.



Фиг. 97. Частичная TRM пород (необычный случай).

Образец № 28. Пунктирная кривая ( $\Delta J/N$  вычисл.) получена как  $(J_{T_i, H} - J_{T_{i-1}, H})/H$  из кривой  $J_{T, H} \sim T$ , показанной на фиг. 95.

поле равно нулю. Образец горной породы, остывающей в таких условиях, обнаруживает некоторую остаточную намагниченность, которую мы будем называть *частичной термоостаточной намагниченностью* или, короче, PTRM и обозначать через  $J_{T_i}^{T_{i-1}}$ \*

Величины  $J_{T_i}^{T_{i-1}}$ , образовавшейся в различных температурных интервалах  $\Delta T = T_i - T_{i-1}$ , показаны на фиг. 96 и 97; температурный интервал  $\Delta T$  составляет  $50^\circ$ .

Для удобства величины  $J_{T_i}^{T_{i-1}} \equiv \Delta J_{T_i, H}^{\Delta T}$  нанесены на графиках против средней температуры  $\bar{T}_i$  температурного интервала  $\Delta T$ , в течение которого образец остывал в магнитном поле, т. е.  $\bar{T}_i = \frac{T_i + T_{i-1}}{2}$ .

\* В работах М. А. Грабовского и Г. Н. Петровой, которые занимались вопросами термонамагничивания одновременно с Т. Нагэтой и независимо от него, эта величина получила обозначение  $\delta J_{T_i}$ . — Прим. перев.

Кривые  $J_{T_i}^{T_i-H} \sim \bar{T}_i$  большинства образцов имеют только один максимум. Однако для некоторых образцов на кривых наблюдается два максимума. В редких случаях [31] имеется три или больше максимумов.

Сравнивая отношение между  $J_{T_i}^{T_i-H}$  и  $\bar{T}_i$  с отношением между  $J_{T, H}$  и  $T$  того же образца, мы видим, что кривые  $J_{T_i}^{T_i-H} \sim \bar{T}_i$ , которые имеют один максимум, соответствуют обычному типу отношений  $J_{T, H} \sim T$ , а кривые, которые имеют два максимума, соответствуют ступенчатому типу кривых  $J_{T, H} \sim T$ .

**Закон сложения TRM.**  $J_{T_i}^{T_i-H}$  и  $J_{T, H}$  одних и тех же образцов сравниваются количественно на фиг. 98 и 99, где суммы  $J_{T_i}^{T_i-H}$  от  $T_{i-1} = 0$  до  $T_i = T$  нанесены против величин  $T$ . Как ясно видно на этих фигурах, сумма  $J_{T_i}^{T_i-H}$  от  $T_{i-1} = 0$  до  $T_i = T$  всегда совпадает с величиной  $J_{T, H}$ . Повидимому, это соотношение будет справедливым для любой величины  $T$  независимо от того, относится TRM к обычному или к ступенчатому типу, если мы пренебрежем небольшой разницей в пределах нескольких процентов. Таким образом, мы можем приблизительно установить следующее соотношение:

$$\sum_{T_{i-1}=0}^{T_i=T} J_{T_i}^{T_i-H} = J_{T, H} \quad (8)$$

На фиг. 96 и 97  $J_{T_i}^{T_i-H}$  сопоставлено с  $J_{T_i, H} - J_{T_{i-1}, H}$  того же образца. На фигурах ясно видно, что  $J_{T_i, H} - J_{T_{i-1}, H}$  хорошо совпадает с  $J_{T_i}^{T_i-H}$  во всем интервале температур. Следовательно, мы можем получить соотношение

$$J_{T_i, H} - J_{T_{i-1}, H} = J_{T_i}^{T_i-H} \quad (9)$$

Уравнения (8) и (9), выведенные на основании экспериментальных исследований, показывают, что имеется закон линейного сложения PTRM для образцов горных пород. Иными словами, существует следующий закон сложения:

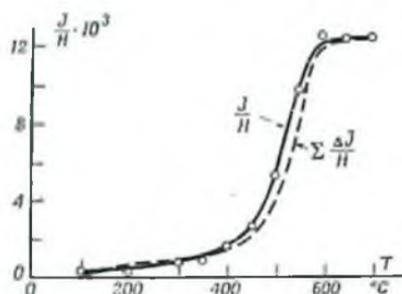
$$\sum J_{T_i}^{T_i-H} = J_{T_0}^{T_0-H} + J_{T_1}^{T_1-H} + \dots + J_{T_n}^{T_n-H} = J_{T_n}^{T_n-H} \quad (10)$$

Этот закон экспериментально доказан для  $\Delta T = T - T_{i-1} \geq 50^\circ$ . Соответственно,  $J_{T, H}$ , определенное на стр. 134, может быть выражено как

$$J_{T, H} = J_{T_n}^{T_n-H} \quad (11)$$

в обозначениях PTRM.

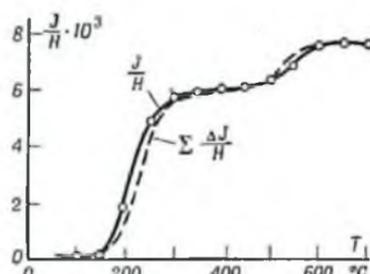
Вышеупомянутый закон сложения PTRM вскрывает следующую существенную особенность TRM. Остаточная намагниченность  $J_{T_i, H}^{T_i - \Delta T}$ , образовавшаяся при остывании в поле, приложенном в интервале  $\Delta T = T_i - T_{i-1}$ , не зависит от намагниченности, образовавшейся при остывании в поле, приложенном в других температурных интервалах, и ориентировка ферромагнитных доменов, обуславливающая  $J_{T_i, H}^{T_i - \Delta T}$ , почти полностью завершается при остывании в поле за период  $\Delta T$ .



Ф и г. 98.

Сравнение  $\sum_{T_{i-1}=0}^{T_i=T} J_{T_i, H}^{T_i - \Delta T}$  с  $J_{T, H}$ .

Образец № 21.



Ф и г. 99.

Сравнение  $\sum_{T_{i-1}=0}^{T_i=T} J_{T_i, H}^{T_i - \Delta T}$  с  $J_{T, H}$ .

Образец № 24.

Выводы верны для  $\Delta T$  не менее  $50^\circ$ , но возможны и меньшие температурные интервалы, для которых справедлив закон сложения PTRM.

Результаты исследований PTRM для  $T = 25^\circ \text{C}$  показывают, что общие законы сложения, выраженные уравнениями (8), (9) и (10), применимы для  $J_{T_i, H}^{T_i - \Delta T}$  по меньшей мере при  $\Delta T = 25^\circ \text{C}$  [33].

Необходимо отметить, что направления всех PTRM всегда параллельны внешнему магнитному полю, т. е.

$$J_{T_i, H}^{T_i - \Delta T} \parallel H. \quad (12)$$

Если предположить, что  $H$  мало — меньше 1 эрст — интенсивность  $J_{T_i, H}^{T_i - \Delta T}$  почти пропорциональна  $H$ .

Суммируя вышесказанные данные, мы можем написать

$$\frac{1}{H} \frac{J_{T_i}^{T_i - \Delta T}}{\Delta T} = \frac{1}{H} \frac{\Delta J_{T_i, H}}{\Delta T} = P(\bar{T}_i), \quad (13)$$

где  $\bar{T}_i = T_i - \Delta T/2$ .

Тогда  $P(\bar{T}_i)$  будет характеристической функцией TRM по отношению к температуре  $T_i$ , представляя собой скорость образования TRM при частичном остывании в единичном магнитном поле за единицу температурного интервала. Вышеприведенный вывод  $P(\bar{T}_i)$  основан на предположении, что  $\Delta J_{\bar{T}_i, H} / \Delta T$  стремится к конечной величине при любой температуре, если  $\Delta T$  уменьшается.

Строго говоря, для очень малых  $\Delta T$  это может и не быть справедливым, поскольку TRM является результатом статистического равновесия между энергией теплового движения, магнитостатической энергией и внутренней энергией (обусловленной внутренними напряжениями и кристаллографической анизотропией) ферромагнитных доменов в ферромагнитных частицах, а также является функцией времени релаксации. Однако экспериментальные результаты показывают, что  $\Delta J_{\bar{T}_i, H} / H$  для  $\Delta T = 50^\circ\text{C}$  почти вдвое больше, чем для  $\Delta T = 25^\circ\text{C}$  при любой температуре. Следовательно, мы можем вывести эмпирическую формулу

$$\frac{1}{H} \left( \frac{\Delta J_{T, H}}{\Delta T} \right) = P(T) \quad (14)$$

и, соответственно, из уравнения (10)

$$J_{T_1, H}^T = H \cdot \int_{T_2}^{T_1} P(T) dT. \quad (T_1 > T_2). \quad (15)$$

Формула (15) представляет идеализированный случай закона сложения TRM. Таким образом, TRM и предельная TRM, определенные на стр. 134—135, выражаются следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} J_{T, H} &= H \cdot \int_0^T P(T) dT, \\ J_{T_c, H} &= H \cdot \int_0^{T_c} P(T) dT. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Следовательно, если  $H$  мало, TRM может быть выражена через  $P(T)$ , которая может быть названа *характеристической функцией* TRM. На фиг. 100 и 101 приведены кривые  $P(T) \sim T$  изверженных пород, для которых величины  $P(T)$  определены экспериментально из отношения  $\Delta J_{\bar{T}_i, H} / H \cdot \Delta T$  для  $\Delta T = 50^\circ$ . Во всех этих примерах

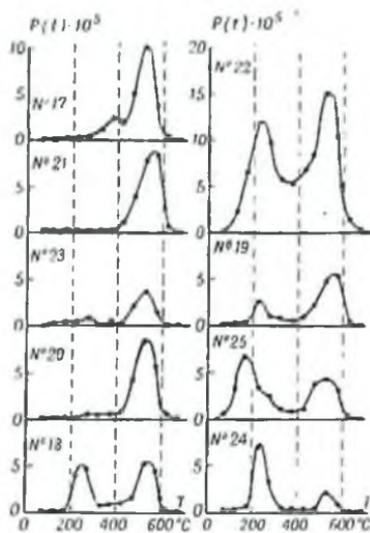
$$P(T \geq T_c) = 0, \quad (17)$$

как и следовало ожидать. На фиг. 100 и 101 хорошо видно, что  $P(T)$  имеет максимальную величину при переходной температуре  $T_0$  TRM,

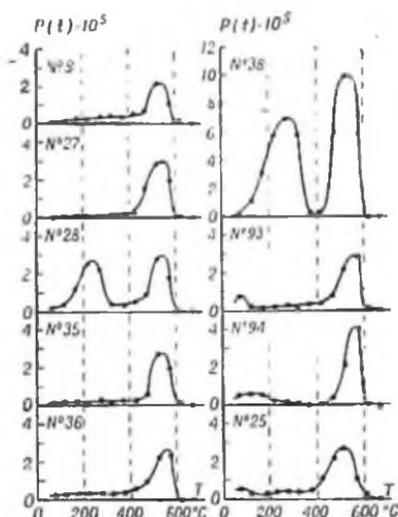
определенной в предыдущем разделе. Иными словами,

$$P(T_0) = \max. \quad (18)$$

**Характеристическая функция TRM,  $P(T)$ .** Обычный тип характеристической функции TRM,  $P(T)$ , показан на фиг. 100 и 101 для образцов 8, 20, 21, 27, 35 и 36. Кривая  $P(T)$  имеет только один пик, причем  $T_0$  всегда на несколько десятков градусов ниже точки



Фиг. 100. Примеры кривых  $P(T) \sim T$  для TRM изверженных пород.



Фиг. 101. Примеры кривых  $P(T) \sim T$  для TRM изверженных пород.

Кюри магнетита. Кривые функции  $P(T)$  других образцов, представленные на этих фигурах, имеют по два пика. Повидимому, они состоят из обычного типа  $P_s(T)$  и необычного типа  $P_e(T)$ , переходная температура которого  $T_{0e}$  намного ниже, чем у обычного типа  $T_{0s}$ . В последнем случае  $P(T)$  должно быть записано, как

$$P(T) = P_s(T) + P_e(T) \quad (19)$$

$$\text{с } P_s(T_{0s}) = \max. \text{ и } P_e(T_{0e}) = \max.$$

Каждая из элементарных кривых  $P_s(T)$  и  $P_e(T)$  имеет довольно простую форму, а именно представляет собой кривую распределения гаусса с максимумом при переходной температуре. Как видно из фиг. 100 и 101, обычный тип  $P_s(T)$  в большинстве случаев является основным компонентом или по меньшей мере одним из двух главных компонентов характеристической функции TRM. Но для некоторых эффузивных пород (образцы 59, 75 и 76)  $P(T_{0s})$  обычного типа

намного меньше, чем  $P(T_{00})$  необычного типа, т. е.  $P_e(T)$  является основным компонентом общей TRM.

Таблица 18

ПРИМЕРЫ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН TRM ИЗВЕРЖЕННЫХ ПОРОД

Номер образца	$\gamma_0$	$\theta_m, ^\circ\text{C}$	$\theta_{11}, ^\circ\text{C}$	$T_0, ^\circ\text{C}$	$P(T_0)$	$I_{T_0}$
17	$2,25 \cdot 10^{-3}$	460	580	520	$10,1 \cdot 10^{-5}$	$12,1 \cdot 10^{-3}$
		350	390	380	$2,3 \cdot 10^{-5}$	
18	$1,31 \cdot 10^{-3}$	520	580	535	$5,1 \cdot 10^{-5}$	$10,9 \cdot 10^{-3}$
		285	320	250	$4,8 \cdot 10^{-5}$	
19	$1,82 \cdot 10^{-3}$	530	580	550	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$9,7 \cdot 10^{-3}$
		235	300	240	$2,7 \cdot 10^{-5}$	
20	$1,28 \cdot 10^{-3}$	500	580	520	$8,4 \cdot 10^{-5}$	$10,5 \cdot 10^{-3}$
21	$1,55 \cdot 10^{-3}$	515	590	540	$8,9 \cdot 10^{-5}$	$13,0 \cdot 10^{-3}$
22	$0,70 \cdot 10^{-3}$	520	580	530	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$41,7 \cdot 10^{-3}$
		260	310	250	$11,7 \cdot 10^{-5}$	
23	$1,29 \cdot 10^{-3}$	495	580	525	$4,0 \cdot 10^{-5}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$
		530	585	530	$2,1 \cdot 10^{-5}$	
24	$0,40 \cdot 10^{-3}$	230	300	240	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$
		530	585	520	$4,2 \cdot 10^{-5}$	
25	$0,90 \cdot 10^{-3}$	195	290	190	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$14,8 \cdot 10^{-3}$
		500	580	520	$4,8 \cdot 10^{-5}$	
59	$1,31 \cdot 10^{-3}$	290	360	320	$30,8 \cdot 10^{-5}$	$38,3 \cdot 10^{-3}$
		460	590	525	$49,4 \cdot 10^{-5}$	
60	$1,11 \cdot 10^{-3}$	460	590	525	$49,4 \cdot 10^{-5}$	$47,6 \cdot 10^{-3}$
60'	$1,10 \cdot 10^{-3}$	420	600	520	$28,8 \cdot 10^{-5}$	$38,0 \cdot 10^{-3}$
75	$1,19 \cdot 10^{-3}$	530	580	—	—	$16,5 \cdot 10^{-3}$
		270	350	295	$13,1 \cdot 10^{-5}$	

$\gamma_0$  — начальная удельная восприимчивость, гс/гс

$\theta_{11}$  — кажущаяся точка Кюри,  $^\circ\text{C}$

$P(T_0)$  — максимальное значение  $P(T)$ , гс/гс·град.

$\theta_m$  — средняя точка Кюри,  $^\circ\text{C}$

$T_0$  — переходная температура TRM,  $^\circ\text{C}$

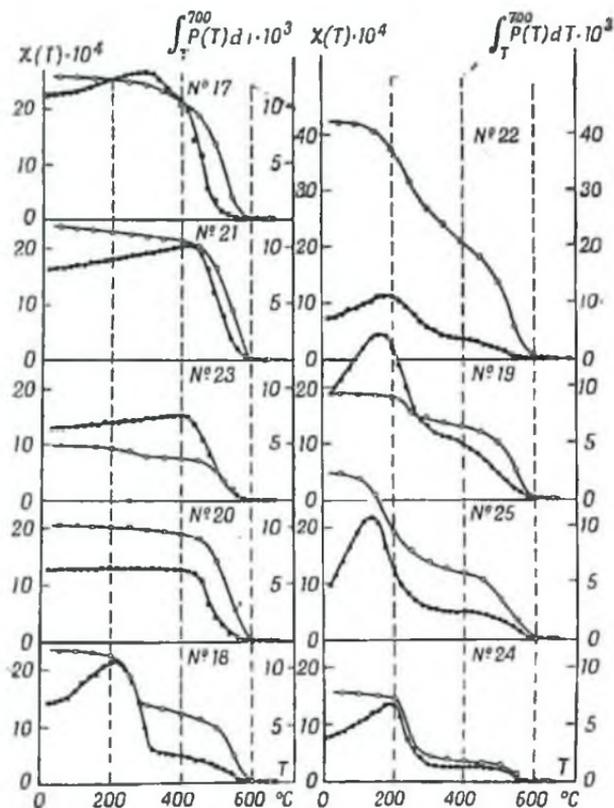
$I_{T_0}$  — удельная намагниченность насыщения TRM, гс/гс.

В табл. 18 величины  $T_0$  ряда изверженных пород сопоставлены с кажущейся и средней точками Кюри тех же пород. Как свидетельствуют эти данные  $T_0$  любого образца породы находится в соответствии с его точкой Кюри; породы, имеющие две точки Кюри, имеют также две соответствующие переходные температуры TRM.  $T_0$  почти всегда такая же, как  $\theta_m$  или немного выше  $\theta_m$  и на  $40-80^\circ\text{C}$  ниже, чем кажущаяся точка Кюри. Для более ясной иллюстрации соответ-

ствия между  $P(T)$  и  $\chi(T)$  кривые  $\chi(T)$  в процессе нагревания и

$$J_{T_c}^T = \int_T^{T_c} P(T) dT$$

одних и тех же образцов показаны вместе на фиг. 102, где можно видеть, что резкие изменения температурного градиента обеих кривых всегда совпадают.



Фиг. 102. Сравнение магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  с  $J_{T_c}^T$  TRM.

Рассмотрим физический смысл соответствия между  $P(T)$  и  $\chi(T)$ . Предположим, что образец породы охлаждается в немагнитном пространстве от температуры, превышающей  $\theta_a = T_c$ , до температуры  $T$  и что магнитное поле  $H$  приложено при  $T$ . Удельная намагниченность образца при этой температуре будет  $H \cdot \chi(T)$ . Предположим далее, что образец продолжает охлаждаться в поле  $H$  в пределах

температурного интервала  $\Delta T$ ; тогда общая намагниченность  $J$  образца при  $T - \Delta T$  выражается, как

$$J(T - \Delta T) \sim H \cdot \chi(T - \Delta T) + H \cdot p(T, T - \Delta T) \cdot \Delta T, \quad (20)$$

где  $p(T, T - \Delta T)$  выражает значение характеристической функции TRM от  $T$ , измеряемой при  $T - \Delta T$ , которое вообще может отличаться от значения  $P(T)$ , выражающего ту же характеристическую функцию TRM от  $T$ , но измеренную при  $0^\circ\text{C}$ . т. е.

$$P(T) = p(T, 0) \quad (21)$$

в новом обозначении.

Поскольку любая остаточная намагниченность, образовавшаяся под действием поля в температурном интервале от  $T - \Delta T$ , должна быть остатком или частью индуцированной намагниченности  $H \cdot \chi(T)$ , то  $p(T, T - \Delta T)$  можно считать функцией  $\chi(T)$  при условии, что  $P(T)$  также является функцией последней. При этом принимается, что  $\Delta T$  достаточно мало. С этой точки зрения на фиг. 102  $\chi(T)$  сравнивается с  $P(T)$ .  $P(T)$  почти параллельно  $-\frac{\partial}{\partial T} \chi(T)$  в широком диапазоне температур за исключением тех температур, где  $-\frac{\partial}{\partial T} \chi(T)$

отрицательно и  $\int_T^{T_c} P(T) dT$  намного превышает  $\chi(T)$ . Необходимо

отметить, что значение  $P(T)$  всегда меньше, чем  $\chi(T)$ . Таким образом, наше предположение о том, что  $H \cdot p(T, T - \Delta T)$  является остатком от  $H \cdot \chi(T)$ , подтверждается. Следовательно, TRM начинает неизбежно возрастать, как только образец в процессе остывания переходит из парамагнитного состояния в ферромагнитное.

**Размагничивание TRM при нагревании.** На основании закона сложения PTRM может быть сделан вывод, что PTRM, образовавшаяся в различных температурных интервалах в слабом магнитном поле, почти независимы друг от друга. Справедливость этого подтверждается рядом фактов, связанных с размагничиванием TRM при увеличении температуры, главным из которых является следующий.  $J_{T_1, H}^T$ , образовавшаяся при остывании от  $T_1$  до  $T_2$  в поле  $H$ , может быть полностью размагничена путем нагревания образца до  $T_1$  и нового охлаждения в пространстве, где нет магнитного поля. Нагревание до  $T_2$  едва изменяет частичную TRM.

Поскольку образец породы, охлажденный с любой температуры до  $0^\circ\text{C}$  в немагнитном пространстве, не обнаруживает никакой остаточной намагниченности, вышеупомянутое охлаждение от  $T$  до  $0^\circ\text{C}$  в немагнитном пространстве не влияет на TRM, изменение которой обусловлено главным образом нагревом.

Эксперимент, показывающий характер термического размагничивания TRM, состоит в следующем. Образец породы, имеющей  $J_{T_c, H}$

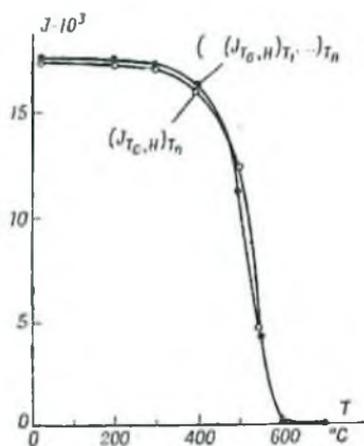
был нагрет до  $T_1$  и снова охлажден в немагнитном пространстве до  $0^\circ\text{C}$ . Конечная остаточная намагниченность, получившаяся при этом,  $(J_{T_0, H})_{T_1}$ , отличается от  $J_{T_0, H}$ . Остаточную намагниченность, которая остается после нагревания образца, обладавшего  $(J_{T_0, H})_{T_1}$ , до  $T_2$  и последующего охлаждения до  $0^\circ\text{C}$  в поле  $H = 0$ , обозначим через  $((J_{T_0, H})_{T_1})_{T_2}$ . Если такой процесс повторялся  $n$  раз, остаточная намагниченность  $n$ -го нагревательного цикла будет

$$((\dots (J_{T_0, H})_{T_1} \dots)_{T_{n-1}})_{T_n}.$$

Результаты такой температурной обработки для случая  $T_n > T_{n-1} > \dots > T_2 > T_1$  приведены на фиг. 103. Величина  $(J_{T_0, H})_{T_n}$  дана для

сравнения. Результаты показывают, что для любой  $T_n$

$$((\dots (J_{T_0, H})_{T_1} \dots)_{T_n}) = (J_{T_0, H})_{T_n}. \quad (22)$$



Фиг. 103. Размагничивание TRM при нагреве.

Сравнение  $((\dots (J_{T_0, H})_{T_1} \dots)_{T_{n-1}})_{T_n}$   
с  $(J_{T_0, H})_{T_n}$   
Образец № 60.

Согласно экспериментальным данным, интенсивность и направление магнитного поля  $H'$ , приложенного в процессе нагревания, не влияют на TRM, так что уравнение (22) справедливо при любом значении  $H'$ . Допустим, что  $T_n > \dots > T_2 > T_1$  в левой части уравнения (22), что, однако, не является необходимым условием. Если изменение температур  $T_i$  температурных циклов не происходит по восходящей кривой, то  $T_n$  в правой части уравнения (22) будет равна самой высокой температуре этого ряда циклов. На фиг. 104  $(J_{T_0, H})_{T_n}$  для различных  $T_n$  сравнивается с  $J_{T_0, H}^T$ , а на фиг. 105

$(J_{T_0, H})_{T_{n-1}} - (J_{T_0, H})_{T_n}$  сравнивается с  $J_{T_n, H}^T - J_{T_0, H}^T$ . Эти результаты показывают, что

$$J_{T_n, H}^T - J_{T_0, H}^T = (J_{T_0, H})_{T_{n-1}} - (J_{T_0, H})_{T_n}. \quad (23)$$

Другими словами, правая часть уравнения (22) выражается как

$$(J_{T_0, H})_{T_n} = J_{T_0, H}^T - J_{T_n, H}^T. \quad (24)$$

а левая часть как

$$\begin{aligned} (\dots (J_{T_0, H})_{T_1} \dots)_{T_n} &= (J_{T_0, H} - J_{T_1, H}) - (J_{T_2, H} - J_{T_1, H}) - \dots \\ &\dots - (J_{T_n, H} - J_{T_{n-1}, H}) = J_{T_0, H} - J_{T_n, H}. \end{aligned} \quad (25)$$

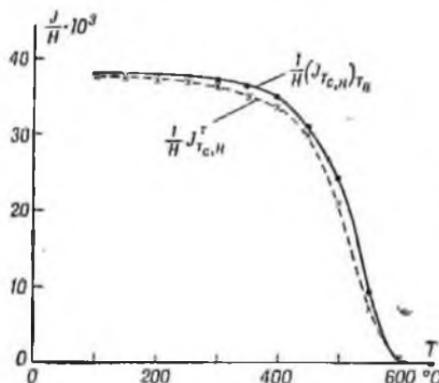
Если мы введем более общее выражение TRM, приведенное в уравнении (15), то уравнения (22) и (23) примут вид

$$(\dots (J_{T_0, H})_{T_1} \dots)_{T_n} = J_{T_0, H} - H \int_0^{T_n} P(T) dT = (J_{T_0, H})_{T_n} \quad (22a)$$

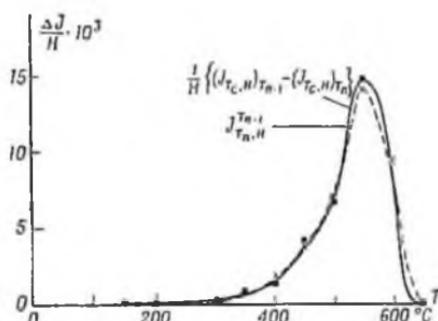
и

$$(J_{T_0, H})_T - (J_{T_0, H})_{T'} = -H \int_{T'}^T P(T) dT. \quad (23a)$$

Это является количественным выражением закономерности, которой подчиняется термонамагничивание и которая может быть названа



Фиг. 104. Сравнение  $(J_{T_0, H})_{T_n}$   
с  $J_{T_0, H}^T$ .  
Образец № 60.



Фиг. 105. Сравнение  
 $\frac{1}{H} \{(J_{T_0, H})_{T_{n-1}} - (J_{T_0, H})_{T_n}\}$   
с  $J_{T_{n-1}, H}^T$ .  
Образец № 60.

законом сложения для размагничивания TRM при нагревании. Суммируя законы сложения для образования и размагничивания TRM, мы можем заключить, что TRM, вызванная охлаждением образца от  $T$  до  $T'$  в поле  $H$ , размагничивается при повышении температуры от  $T'$  до  $T$  независимо от величины магнитного поля, приложенного во время нагревания, и независимо от TRM, образовавшейся в других температурных интервалах. Таким образом, можно утверждать, что

$$(J_{T, H})_{T'} = J_{T, H} - J_{T', H} = H \cdot \int_{T'}^T P(T) dT. \quad (26)$$

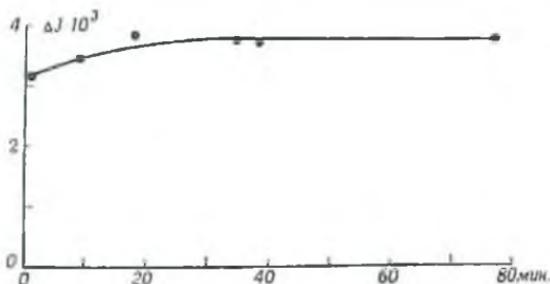
Кёнигсбергер [13] в своих работах по TRM пород часто пользовался этим методом для измерения  $(J_{T_c, H})_{T, H}$  и  $(J_{T_c, H})_{T, -H}$ . Правильность его метода подтверждена общей характеристикой TRM, приведенной в уравнении (22). Это можно записать как

$$(J_{T_c, H})_{T, H} = J_{T_c, H} - J_{T, H} + J_{T, H} = J_{T_c, H}, \quad (27)$$

$$(J_{T_c, H})_{T, -H} = J_{T_c, H} - J_{T, H} + J_{T, -H} = J_{T_c, H} - 2J_{T, H}, \quad (28)$$

хотя Кёнигсбергер употреблял обозначения  $(J_{T_c, H} + J_{T, H})$  и  $(J_{T_c, H} - J_{T, H})$  вместо обозначений, приведенных в уравнениях (27) и (28).

**Влияние скорости охлаждения на TRM.** TRM очень слабо зависит от скорости охлаждения в магнитном поле. На фиг. 106 показана зависимость интенсивности PTRM от времени, необходимого для остывания на  $50^\circ\text{C}$ , при изменении скорости охлаждения от 0,01 град/сек.



Фиг. 106. Зависимость интенсивности частичной TRM от скорости охлаждения.

до 0,7 град/сек. Как показывает фиг. 106, интенсивность PTRM почти постоянна, независимо от скорости охлаждения; отклонения составляют всего несколько процентов; при этом PTRM будет тем меньше, чем короче время охлаждения. Этот результат, полученный экспериментально, наводит на мысль, что TRM едва ли зависит от скорости охлаждения. (Конечно, сказанное верно только для скоростей охлаждения, превышающих скорости охлаждения, при которых фазовые равновесия между составляющими породу минералами остаются ненарушенными.)

#### ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОСТАТОЧНОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ

**Обзор экспериментальных данных, касающихся TRM.** Наиболее существенным фактом, относящимся к TRM, является закон сложения PTRM как для случая образования, так и для случая разма-

гничивания. Экспериментальные данные, приведенные на стр. 140—150, показывают, что физическое состояние, обуславливающее возможность возникновения остаточной намагниченности, зависит только от интервала остывания  $\Delta T$  при  $T$ . Поле  $H$  влияет на данное физическое состояние таким образом, что эта возможность реализуется и образуется остаточная намагниченность  $H \cdot P(T) \cdot \Delta T$  при  $0^\circ\text{C}$ . Это физическое состояние исчезает при нагревании в том же температурном интервале  $\Delta T$  при  $T$ , результатом чего является исчезновение  $H \cdot P(T) \cdot \Delta T$  независимо от магнитного поля  $H'$ , которое было приложено во время нагревания. Другими словами, развитие и исчезновение физического состояния  $P(T)\Delta T$  обратимо по отношению к изменению температуры.

Однако  $J_{T, H}^T$  вряд ли исчезает при нагревании, пока температура не превысит  $T'$  (т. е. температуру, при которой кончилось воздействие внешнего поля  $H$ ). Следовательно, вышеупомянутое физическое состояние, образовавшееся в температурном интервале от  $T$  до  $T'$ , почти полностью стабильно при температурах ниже  $T'$ .

**Процессы развития и исчезновения PTRM.** Все эксперименты, описанные на стр. 131—140 и 140—150, относятся к термоостаточной намагниченности пород при  $0^\circ\text{C}$  после различной термической обработки. Соответственно, экспериментальные законы являются законами для конечных TRM при  $0^\circ\text{C}$ .

В дальнейшем, однако, мы будем иметь дело с результатами прямых измерений процессов развития и исчезновения PTRM при более высоких температурах в процессе остывания и нагрева.

Пусть образец породы остывал от  $T_1$  до  $T_2$  ( $T_2 < T_1 \leq T_c$ ) в поле  $H$ , а затем в немагнитном пространстве. Тогда намагниченность  $J_{T, H}^T(T)$  увеличивается с уменьшением  $T_1$ , несмотря на отсутствие внешнего магнитного поля. На фиг. 107 показано это явление;  $T_1 = 550^\circ\text{C}$ ,  $T_2 = 500^\circ\text{C}$  и  $H = 1,82$  эрст. Важным фактом является то, что намагниченность  $J_{T, H}^T(T)$  почти обратима по отношению к температуре в отсутствие внешнего поля до тех пор, пока  $T$  не превышает  $T_2$ . Наоборот,  $J(T)$  изменяется необратимо в зависимости от  $T$  в отсутствие внешнего поля, если  $T$  превышает  $T_2$ .  $J(T)$  совершенно исчезает, если  $T$  становится равной  $T_1$ . При  $T \geq T_1$  никакой остаточной намагниченности не возникнет, пока  $H$  равно нулю.

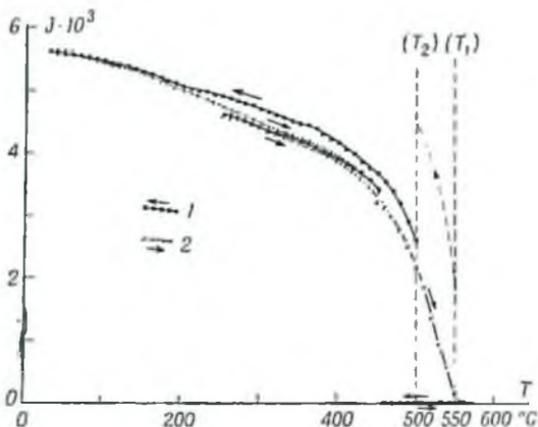
Вышеупомянутое обратимое изменение  $J(T)$  в зависимости от  $T$ , повидимому, отвечает кривой изменения спонтанной намагниченности магнетита с температурой;  $J(T)$  при  $T = 0$  — это  $J_{T, H}^T$ , определенное на стр. 140. Эксперименты, проведенные на ряде образцов, дают подобные же результаты.

На основании вышеизложенного мы можем пересмотреть заключения, сделанные на стр. 140—150. Применяя уравнение (21), из

уравнения (15) получим следующее выражение:

$$J_{T_1, H}^{T_2} = H \int_{T_2}^{T_1} p(\theta, T) d\theta^1, \quad (T < T_2 < T_1). \quad (29)$$

Кривая, полученная экспериментально и представленная на фиг. 107, показывает, что  $p(\theta, T)$  является обратной функцией по отношению к  $T$ , пока  $T < T_2$ . Необратимые процессы  $p(\theta, T)$  имеют место в интервале  $T_2 \sim T_1$ , как уже упомянуто здесь и на стр. 147—150.



Фиг. 107. Обратимое изменение  $J_{T_1, H}^{T_2}(T)$ , ( $T < T_2$ )  
в поле  $H = 0$ .

Образец № 60. 1 — охлаждение в поле  $H = 0$ ; 2 — нагревание  
в поле  $H = 0$ .

Эти факты позволяют предположить, что обратимое изменение  $p(\theta, T)$  соответствует термическому изменению интенсивности спонтанной намагниченности тех ферромагнитных доменов, которые закреплены параллельно  $H$ , тогда как сам процесс закрепления доменов должен быть почти завершен при остывании от  $T_1$  до  $T_2$  под влиянием  $H$ .

Обозначим интенсивность спонтанной намагниченности доменов через  $I_s$ . Пусть  $I_s$  является функцией  $T$  и зависит от точки Кюри материала. Через  $\psi$  обозначим вероятность на единицу объема закрепления доменов или плотность доменов, закрепленных в течение

<sup>1</sup> Здесь  $T$  — температура, при которой находится образец во время эксперимента, а  $\theta$  — температура, при которой имеют место те или иные процессы (например, закрепление доменов). Таким образом, температура  $\theta$  является параметром, характеризующим внутреннее состояние образца. — Прим. перев.

единичного температурного интервала при температуре  $\theta$  под влиянием поля  $H$ . Таким образом,  $\psi$  будет функцией  $\theta$  и  $H$ . Тогда намагниченность, образовавшаяся при остывании в магнитном поле  $H$ , за температурный интервал  $\Delta\theta$  при  $\theta$ , может быть выражена следующим образом:

$$I_s(T)\psi(H, \theta)\Delta\theta \equiv J(T). \quad (30)$$

Необходимо отметить, что вероятность  $\psi$  зависит еще от размеров и формы зерен, энергии магнитной анизотропии, внутренних напряжений, а также от точки Кюри и спонтанной намагниченности ферромагнитных зерен породы. Все эти факторы могут быть для простоты охарактеризованы одним параметром  $\theta$  в уравнении (30). Таким образом, поскольку  $I_s(T)$  означает спонтанную намагниченность тех доменов, которые могут быть закреплены в  $\Delta\theta$  при  $\theta$ , можно написать, что

$$I_s(T) = I_s(\theta, T),$$

считая  $\theta$  характеристическим параметром.

Если  $H$  мало,  $\psi(H, \theta)$  может быть пропорционально  $H$ , тогда

$$\psi(H, \theta) = H \cdot \Phi(\theta). \quad (31)$$

Согласно уравнению (30), получаем

$$J(T) = H \cdot I_s(\theta, T) \cdot \Phi(\theta) \cdot \Delta\theta. \quad (31a)$$

Это означает, что количество зародышей PTRM, возникших при остывании в течение  $\Delta\theta$ , пропорционально  $H$ .  $J(T)$ , образовавшаяся таким образом, обратно пропорциональна  $T$  в соответствии с температурным изменением  $I_s$ , если  $T < \theta$ , в то время как при  $T > \theta$  она исчезает вследствие исчезновения  $\Phi(\theta)$ .

В естественных горных породах ферромагнитные минералы обычно включают несколько компонентов, функция распределения которых по отношению к  $\theta$   $f(\theta)$ . Для такой совокупности ферромагнитных зерен  $J(T)$ , образовавшаяся при остывании от  $T_1$  до  $T_2$  в поле  $H$ , выразится следующим образом:

$$J_{T_1, H}^{T_2} = H \cdot \int_{T_2}^{T_1} I_s(\theta, T) \Phi(\theta) \cdot f(\theta) \cdot d\theta, \quad (T < T_2 < T_1). \quad (32)$$

Тогда, сравнивая уравнения (32) и (29), мы получим

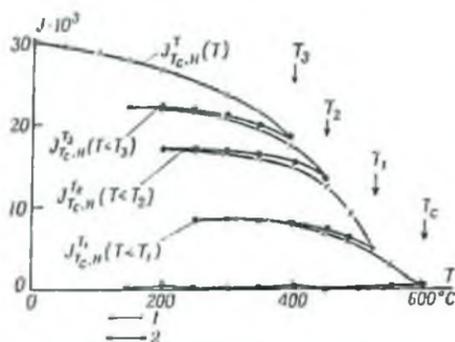
$$\rho(\theta, T) = I_s(\theta, T) \Phi(\theta) \cdot f(\theta). \quad (33)$$

$J(T)$  в температурном интервале от  $T_2$  до  $T_1$  выражается как

$$J(T) = H \cdot \int_{T_2}^{T_1} I_s(\theta, T) \cdot \Phi(\theta) \cdot f(\theta) d\theta, \quad (T_1 \leq T \leq T_2). \quad (34)$$

Совершенно ясно, что из уравнений (32) и (33) могут быть получены все законы сложения PTRM.

То, что вышеприведенная интерпретация TRM правильна, может быть доказано экспериментально. Результат такого опыта представлен на фиг. 108. Кривая на этой фигуре показывает зависимость остаточной намагниченности, которая образуется при остывании в поле от  $T_c$  до  $0^\circ\text{C}$ , от температуры. Этот процесс соответствует процессу  $(\dots (J_{T_c, H}^T)_{T_1}, \dots)_{T_2}$ , с которым мы имели дело на стр. 148. Таким образом, а) остаточная намагниченность  $J(T)$ , которая равна  $J_{T_c, H}$  при  $0^\circ\text{C}$ , уменьшается, когда  $T$  возрастает; б) она увеличивается при повторном остывании от  $T_1$  в поле  $H=0$ , но уже следует другой кривой, более низкой, чем предшествующая кривая нагревания. При этом температурное изменение  $J(T)$  обратимо по отношению к  $T$ , пока  $T < T_1$ ; в) если  $T$  превышает  $T_1$ ,  $J(T)$  уменьшается далее с возрастанием  $T$ ; г) процесс повторного охлаждения от  $T_2$  дает несколько меньшую величину  $J(T)$ , которая изменяется обратимо по отношению к  $T$ , пока  $T < T_2$  и т. д.



Фиг. 108. Изменение TRM с температурой при  $H=0$ .

Образец № 60 1 — нагревание; 2 — охлаждение.

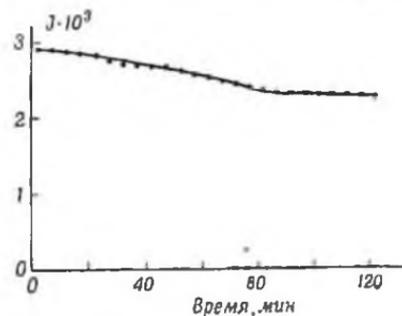
**Влияние времени на TRM.** До сих пор предполагалось, что TRM и PTRM почти независимы от продолжительности температурного цикла, пока скорости охлаждения и нагревания остаются средними ( $10\text{--}200^\circ$  в 1 час). Это предположение основано на экспериментальных данных (см. стр. 150).

Однако теоретически явление TRM надо отнести к проблемам статистической механики, поскольку оно определяется соотношением термокинетической энергии, магнитостатической энергии и магнитоупругой энергии в порообразующих ферромагнитных минералах. Поэтому его конечное установившееся состояние должно быть связано со временем релаксации. Следовательно, независимость TRM от времени только кажущаяся и при высоких температурах TRM существенно зависит от времени.

На фиг. 109 показано уменьшение остаточной намагниченности  $J_{T_2, H}^T(T)$  при  $T=T_2$  (после снятия поля) со временем;  $T_1=550^\circ\text{C}$  и  $T_2=500^\circ\text{C}$ . На фигуре показано, что уменьшение  $J(T)$  со временем при  $500^\circ\text{C}$  достаточно велико в течение первых 80 мин. При этом первоначальная величина  $J(T)$  уменьшается почти на 15%. Скорость уменьшения  $J(T)$  постепенно падает и достигает небольшой,

но отличной от нуля величины, когда  $\tau$  превышает 80 мин. Необходимо отметить, что уменьшение TRM со временем при комнатной температуре обычно ничтожно мало.

Уменьшение  $J(T)$ , показанное на фиг. 109, может быть последствием намагничивания, вызванного внешним магнитным полем ( $H$ ), которое было снято при  $\tau = 0$ , и, следовательно, представляет собой релаксационное явление. Ниже будет показано, что сравнительно быстрое уменьшение  $J(T)$  сразу же после снятия поля отражает размагничивание за счет дезориентировки магнитных доменов, которые были закреплены при температуре, имевшей место сейчас же после  $T_2$  (поскольку их закрепление может быть еще нестабильным при  $T_2$ ). Медленное уменьшение  $J(T)$  на последующей стадии может отражать явление релаксации закрепления доменов, которое явно происходило при температуре, превышающей  $T_2$ , а именно около  $T_1$ . Оба вида размагничивания могут быть вызваны тепловым движением.



Фиг. 109. Действие времени на частичную TRM горной породы.

Образец № 6.

Приведенное выше объяснение основано на предположении, что влияние теплового движения, которое понижает величину  $\Psi(H, \theta)$  в уравнении (32), больше (а, соответственно, время релаксации короче) при более высоких температурах и что тепловое движение при данной температуре мало влияет на ориентировку доменов, которые закрепляются при более высоких температурах.

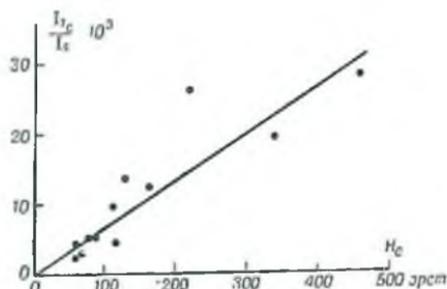
Таким образом, можно считать, что различные характеристики TRM, разобранные без учета времени, являются приблизительными, хотя они и могут отражать факты, наблюдаемые при комнатной температуре. Действительно, для  $J(T)$ , измеренных при высоких температурах, ошибки иногда достигают 10% и больше (см. фиг. 107 и 108).

Отношение TRM к коэрцитивной силе  $H_c$ . На фиг. 110 показана зависимость отношения предельной TRM  $J_{T_0}$  к намагниченности насыщения  $J_s$  от коэрцитивной силы  $H_c$  тех же образцов. Хорошо видно, что отношение  $J_{T_0}/J_s$  обычно больше для пород с большей коэрцитивной силой, причем эта зависимость почти линейна. Этот результат можно выразить эмпирической формулой

$$J_{T_0} \propto J_s \cdot H_c. \quad (35)$$

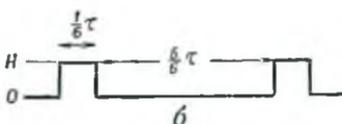
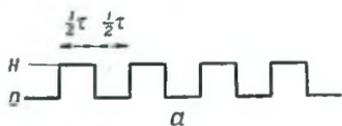
TRM, образующаяся в пульсирующем магнитном поле. Одной из основных проблем TRM является выяснение физического механизма

закрепления ферромагнитных доменов в направлении внешнего магнитного поля. Другими словами, речь идет о физическом смысле функции  $\Psi(H, \theta)$  (см. уравнение 30), которая зависит как от  $H$ , так и от внутренней энергии ферромагнитных материалов. Решить эту



Фиг. 110. Зависимость между TRM насыщения и коэрцитивной силой пород.

проблему с помощью экспериментов очень трудно, поскольку здесь переплетается много сложных явлений. Закрепление доменов, в результате которого образуется TRM, согласно экспериментам, обусловлено остыванием в поле в определенном интервале температур. Здесь может возникнуть вопрос такого рода. Если все ферромагнитные минералы принадлежат к одному и тому же типу и спектр  $f(\theta)$  в формуле (32) состоит из одной линии по отношению к  $\theta$ , то как велик температурный интервал  $\Delta\theta$  в формуле (30) и время фиксации доменов при  $\theta$ ? Это, очевидно, является основной проблемой TRM, но решить ее экспериментально почти невозможно, так как всегда наблюдаются колебания в химическом составе и размерах зерен ферромагнитных минералов (даже полученных искусственно).



Фиг. 111. Прямоугольные волны переменного магнитного поля, применявшиеся для специального эксперимента по образованию TRM.

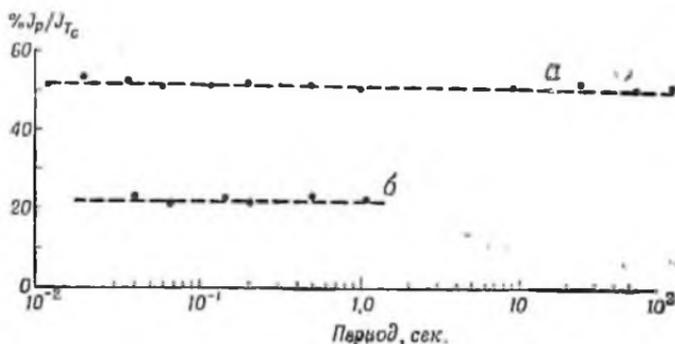
в зависимости от периода,  $\tau$  представлена на фиг. 112, где по оси ординат отложено отношение интенсивности TRM ( $J_p$ ) к интенсивности обычной TRM в постоянном поле  $H$  ( $J_{T_e}$ ). Кривые  $a$  и  $b$  на фиг. 112 соответствуют различным режимам  $a$  и  $b$  действия магнитного поля во время остывания образца. Поскольку скорость остывания образца поддерживалась постоянной, а именно  $270^\circ$  в 1 час, период  $\tau$  (см. фиг. 112) может быть заменен температурным интервалом  $\Delta T$ , величина которого также дана на фигуре.

Если все ферромагнитные минералы принадлежат к одному и тому же типу и спектр  $f(\theta)$  в формуле (32) состоит из одной линии по отношению к  $\theta$ , то как велик температурный интервал  $\Delta\theta$  в формуле (30) и время фиксации доменов при  $\theta$ ? Это, очевидно, является основной проблемой TRM, но решить ее экспериментально почти невозможно, так как всегда наблюдаются колебания в химическом составе и размерах зерен ферромагнитных минералов (даже полученных искусственно).

Свойства TRM, образовавшейся при остывании в пульсирующих магнитных полях, в зависимости от температуры и времени дают некоторые, хотя и недостаточные сведения, относящиеся к сформулированной выше проблеме (см. фиг. 111).

Интенсивность термоостаточной намагниченности, образовавшейся при остывании образца породы от  $T_e$  до  $0^\circ\text{C}$  в прямоугольном пульсирующем магнитном поле постоянного напряжения  $H$

Хорошо видно, что средние эффективные интенсивности приложенного магнитного поля для случаев *a* и *b* равны соответственно  $H/2$  и  $H/6$ . Таким образом, результаты, представленные на фиг. 112, указывают, что TRM, образовавшаяся в пульсирующем магнитном поле, почти пропорциональна средней эффективной интенсивности магнитного поля независимо от периода  $\tau$ . Точнее говоря, интенсивность TRM для случая *b* несколько больше, чем  $1/6$  обычной TRM,



Фиг. 112. Интенсивность TRM, образовавшейся при остывании в прямоугольном пульсирующем магнитном поле.

Ординаты дают отношение интенсивностей этой TRM к полной TRM. Образец № 60. *a* и *b* соответствуют форме  $H$ , *a* и *b* на фиг. 111.

не зависящей от  $\tau$ . (Однако, если учесть, что  $J_{T_c} H/N$  увеличивается с уменьшением  $H$  (см. стр. 135), можно предположить, что упомянутое отклонение скорее свидетельствует о зависимости TRM от средней эффективной величины магнитного поля.)

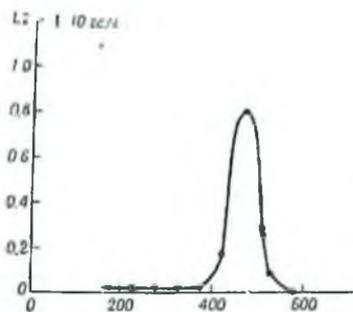
Вышеописанный эксперимент может дать ответ на вопрос, определяется ли TRM максимальной амплитудой или же средней эффективной величиной приложенного магнитного поля. Если ориентировка доменов магнитным полем совершается мгновенно, а закрепление доменов имеет место независимо от намагниченности, то должна была бы наблюдаться тенденция к увеличению интенсивности TRM (приближающейся к  $J_{T_c} H$ ) с уменьшением  $\tau$  и, соответственно,  $\Delta T$ .

Поскольку TRM, образовавшаяся в пульсирующем магнитном поле, почти пропорциональна средней эффективной интенсивности поля, следует предположить, что ориентировка доменов и их закрепление являются результатом установления статистического равновесия примерно с одним и тем же временем релаксации, зависящим от температуры.

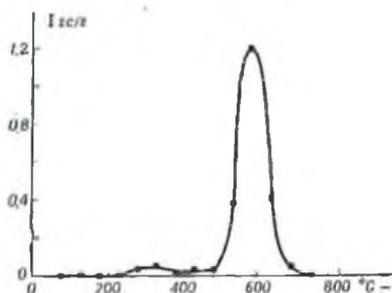
**TRM магнетита и других ферритов.** Согласно Кайа, монокристаллы магнетита размером в несколько сантиметров не обладают TRM. Однако конгломерат искусственно изготовленных зерен магнетита показывает типичное явление TRM. На фиг. 113 представлена

кривая  $P(T)$  почти чистого магнетита, имеющего размер зерен 0,1 м.м. На основании анализа кривой едва ли можно предположить, что энергия магнитной кристаллографической анизотропии у кристаллов феррита или явление, подобное образованию суперрешетки в кристаллах, играют существенную роль в процессе закрепления доменов. Явление TRM, повидимому, связано с малыми размерами зерен ферромагнитного материала или с какими-либо неоднородностями в нем.

Спрессованный образец, состоящий из мелких зерен  $\text{CoOFe}_2\text{O}_4$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , тоже имеет резко выраженную TRM (см. фиг. 114).



Фиг. 113. Частичная TRM искусственного порошка магнетита.  
Размер зерен  $> 250$  меш,  $H = 1$ , 35 эрст.  
по Акимото.



Фиг. 114. Частичная TRM магнита  
О. Р.  $H = 1$ , 35 эрст.  
( $\text{CoOFe}_2\text{O}_4 - 3\text{Fe}_3\text{O}_4$ ).

Рокэ и Телье [39, 40] доказали что образец, состоящий из мелких зерен  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , обладает типичной TRM, как будет детально описано на стр. 160—164.

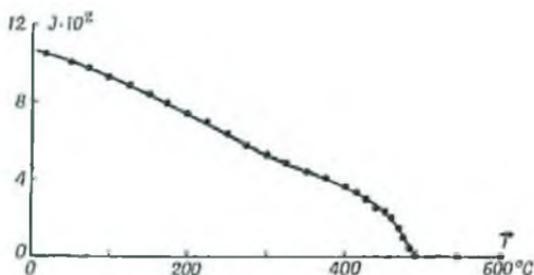
Суммируя вышеизложенные результаты, мы можем предположить, что одним из необходимых условий образования TRM может быть малый размер ферромагнитных зерен. Подобное предположение подтверждается явной корреляцией между  $H_c$  и  $J_{T_c}/J_d$ , приведенной на стр. 156. Это является следствием того, что большие значения  $H_c$  могут соответствовать малым величинам средних размеров ферромагнитных зерен, как указано на фиг. 17.

**Аномальное увеличение TRM вблизи точки Кюри.** В большинстве случаев  $J_{T_c, H}^T(T)$  уменьшается монотонно или скачкообразно с увеличением температуры, как показано на фиг. 107. Но обнаружен особый случай, когда  $J_{T_c, H}^T(T)$  увеличивается аномально при температурах вблизи точки Кюри. На фиг. 115 показана  $J_{T_c, H}^T(T)$  такого образца, где кривая характеризует изменение предельной TRM с увеличением температуры в немагнитном пространстве. Подобная кривая  $J_{T_c, H}^T(T)$  обычного образца породы понижается монотонно или скачкообразно с увеличением температуры. На фиг. 116 пред-



ности  $I_s(T)$ . Подобное предположение вполне допустимо с точки зрения нелевской теории ферромагнетизма (см. Р-тип ферримagnetизма на фиг. 23).

Это аномальное явление можно объяснить также наличием сильного магнитного взаимодействия между двумя различными составляющими ферромагнитных минералов, что, впрочем, не исключает первого объяснения. Иными словами, мы предполагаем, что сначала домены составляющей, которая имеет более высокую точку Кюри,



Фиг. 117. Кривая  $J_{475; 0,5}^0(T) \sim T$  того же образца, что и на фиг. 115.

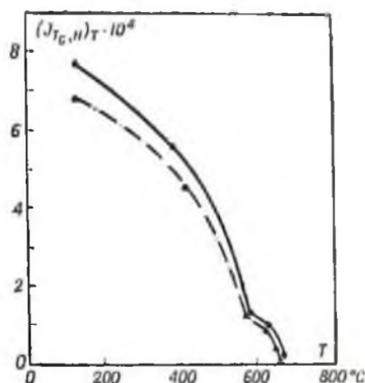
фиксировались вдоль направления магнитного поля, приложенного при остывании. Затем на домены другой составляющей, имеющей более низкую точку Кюри, влияло размагничивающее поле, вызванное намагничиванием первой составляющей. Доказательство существования ферромагнитной составляющей с более низкой точкой Кюри представлено на фиг. 117, где кривая  $J_{T_1}^T(T) - T$  при  $T_1 = 475^\circ\text{C}$  для того же образца показывает обычный тип изменения в зависимости от  $T$ . Предположение о сильном магнитном взаимодействии между различными ферромагнитными составляющими будет рассмотрено детально на стр. 181—184.

### ТЕРМОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ОБОЖЖЕННЫХ ГЛИН

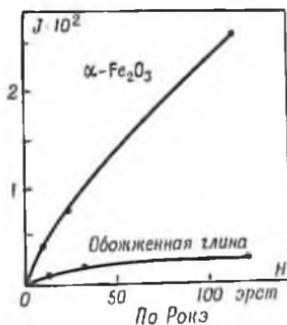
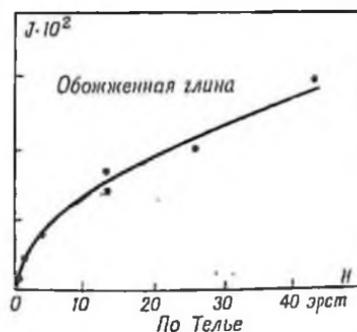
**Общие замечания.** Обоженные глины (кирпичи, глиняная посуда и т. д.) тоже могут обладать термоостаточной намагниченностью. Поскольку компоненты этих глин образовались из каких-то горных пород, ясно, что они должны приобретать TRM при остывании с высоких температур в магнитном поле. Однако ферромагнитные материалы, содержащиеся в обоженных глинах и в изверженных породах, несколько отличаются друг от друга. Например, обоженные глины обычно богаты  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , образовавшимся, повидному, при длительном окислении магнетита глин и других осадочных пород; кроме того,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  мог образоваться при нагревании этих пород в атмосферных условиях.

Направления остаточной намагниченности обожженных глин исследования с целью прослеживания вековых геомагнитных вариаций в прежние геологические эпохи (палеомагнитные исследования). В связи с этим физические свойства TRM обожженных глин подверглись детальному изучению, особенно во Франции. Среди многочисленных работ, посвященных вопросу изучения TRM обожженных глин, необходимо упомянуть работы Телье [17—22] и Рокэ [25, 26, 39, 40]. Описания и обсуждения, приведенные ниже, основаны на результатах работ этих французских ученых.

**Термоостаточная намагниченность обожженных глин.** Критическая температура  $T_c$  TRM обожженных глин обычно равна  $670^\circ\text{C}$  [17, 19], что соответствует точке Кюри  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ; иногда она равна  $580^\circ\text{C}$  [17] реже наблюдается и та и другая температуры. На фиг. 118 приведена кривая  $(J_{T_c, H})_T$  для обожженной глины. Как видно из этой фигуры зависимости  $(J_{T_c, H})_T \sim T$  и, соответственно,  $J_{T, H} \sim T$  для обожженной глины почти такие же, как и для горных пород.



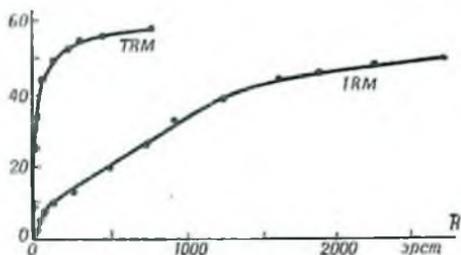
Фиг. 118. Кривая  $(J_{T_c, H})_T \sim T$  обожженных глин, по Е. Телье.



Фиг. 119. Зависимость TRM обожженных глин и порошка  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  от внешнего магнитного поля, по Телье и Рокэ.

Зависимость интенсивности  $J_{T_c, H}$  от магнитного поля  $H$  показана на фиг. 119 [17], где для сравнения приведена также  $J_{T_c, H}$  для конгломерата зерен  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . Другими экспериментами было доказано,

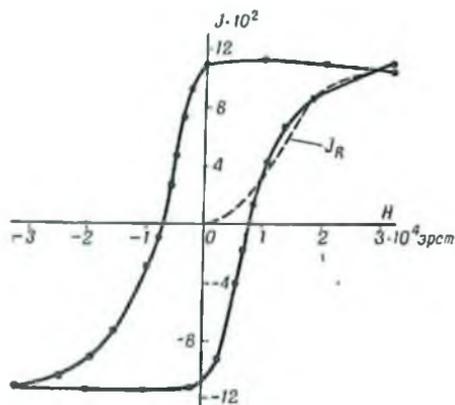
что  $J_{T_e} H$  почти пропорциональна  $H$ , когда  $H$  мало (порядка 1 эрст), т. е. совсем так же, как и в случае изверженных пород. Если  $H$  становится очень большим,  $J$  достигает величины насыщения примерно



Фиг. 120. Зависимость TRM и IRM обожженных глин от внешнего магнитного поля, по Рокэ.

Единица по абсциссе = 10 эрст.

Выше уже отмечалось, что конгломерат мелких зерен  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  имеет такие же характеристики TRM, как и обожженные глины. Единственным различием является то, что интенсивность TRM конгломерата зерен намного больше, чем глин. Таким образом, можно предположить, что TRM обожженных глин обусловлена главным образом гематитом, содержащимся в глинах.



Фиг. 121. IRM ( $J_R$ ) для  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в зависимости от внешнего поля  $H$  (пунктирная кривая) и гистерезисная кривая изменения остаточной намагниченности с  $H$  (сплошная кривая), по Рокэ.

насыщения в сильных полях порядка 30 000 эрст, но при этом интенсивность остаточной намагниченности составляет только 0.11 эл.-магн. ед. Судя по прямоугольной форме гистерезисной кривой, мы можем заклю-

при 7700 эрст, как показано на фиг. 120 [25], где для сравнения представлена зависимость изотермической остаточной намагниченности того же образца от поля  $H$ . На фиг. 120 можно видеть, что изотермическая остаточная намагниченность (IRM), которая была достигнута при  $H = 26\,800$  эрст, меньше, чем предельная остаточная намагниченность насыщения (TRM), достигнутая при 7700 эрст.

Некоторые ученые считают, что чистый гематит ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ ) парамагнитен (см. стр. 37). Однако Рокэ [39, 42] доказала, что даже чистый  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  обнаруживает ферромагнитный характер, имея точку Кюри при  $670^\circ\text{C}$ . На фиг. 121 показана зависимость  $J_R$  конгломерата очень мелких зерен  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  от  $H$ , выведенная Рокэ. Ясно видно, что намагниченность зерен  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  почти достигает

чить, что зерна  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , о которых здесь идет речь, имеют почти такие же магнитные свойства, как и мелкие зерна, с которыми мы имели дело на стр. 28—32.

Пунктирная линия на фиг. 121 показывает величину изотермической остаточной намагниченности  $J_R$ , полученной при приложении магнитных полей различной величины. Отсюда, согласно Рокэ,  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  явно ферромагнитен, хотя и очень слабо.

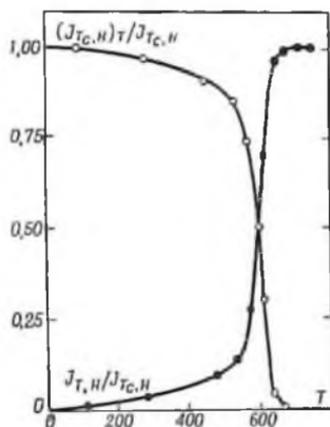
**Закон сложения PTRM и размагничивание TRM.** Частичная термоостаточная намагниченность обожженных глин исследовалась Телье [17, 40] независимо от автора данной книги. Телье доказал, что закон сложения выполняется также и для случая PTRM обожженных глин. Температурный интервал от  $T = 670^\circ\text{C}$  до  $T = 20^\circ\text{C}$  был разделен на несколько интервалов  $T_1, T_2, \dots, T_n$ , где  $670^\circ\text{C} > T_1 > T_2 > \dots > 20^\circ\text{C}$ . PTRM обожженных глин показывает, что

$$J_{670, H}^{20} = J_{670, H}^{T_1} + J_{T_1, H}^{20},$$

и вообще

$$J_{670, H}^{20} = J_{670, H}^{T_1} + \dots + J_{T_n, H}^{20}.$$

Телье изучал также размагничивание TRM при помощи нагревания [17, 18, 40], причем пришел к тем же выводам, какие получил автор для горных пород. На фиг. 122 показано изменение TRM, образовавшейся у зерен  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , при их повторном нагревании до  $T$  и последующем охлаждении в поле  $H=0$ . Это соответствует  $(J_{T_c, H})_T$ , определенной на стр. 148, которая выражена через свое отношение к  $J_{T_c, H}$ ; кривая  $(J_{T_c, H})_T / J_{T_c, H}$  сравнивается с кривой  $J_{T, H} / J_{T_c, H}$ , где  $T_c$  практически равна  $670^\circ\text{C}$ . Как хорошо видно на фиг. 122, эти две кривые пересекаются при ординате  $\frac{1}{2} J_{T_c, H}$  и почти полностью симметричны по отношению к горизонтальной линии  $\frac{1}{2} J_{T_c, H}$  графика, показывая что



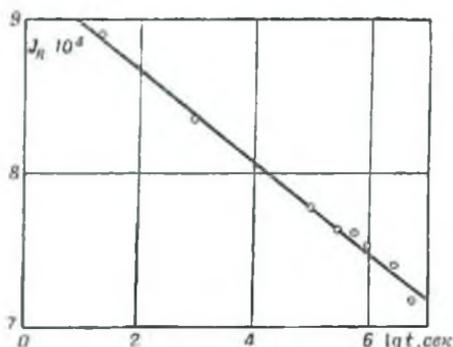
Фиг. 122. Кривые  $J_{T, H} / J_{T_c, H}$  и  $(J_{T_c, H})_T / J_{T_c, H}$  для  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ , по Рокэ и Е. Телье.

$$\frac{(J_{T_c, H})_T}{J_{T_c, H}} = 1 - \frac{J_{T, H}}{J_{T_c, H}}. \quad (36)$$

Совершенно ясно, что уравнение (36) соответствует уравнению (24) на стр. 148. При изучении TRM обожженных глин Телье пришел к тем же выводам. Им также было установлено, что PTRM,  $J_{TR}^2$ , обожженных глин можно прекрасно размагничивать при повторном нагревании до  $T_1$  и последующем охлаждении в немагнитном пространстве.

**Обратимые температурные изменения TRM при сравнительно низких температурах.** Телье [20] также наблюдал, что TRM меняется обратимо с температурой  $T$  в пределах колебаний обычной атмосферной температуры, что выражается эмпирической формулой

$J_T = J_0(1 - \alpha T)$ . Эта формула соответствует приближенной формуле изменения спонтанной намагниченности в зависимости от  $T$  в пределах небольших температурных интервалов. Подобная зависимость находится в соответствии с результатами, изложенными на стр. 131—140.



Фиг. 123. Размагничивание IRM обожженных глин со временем, по Телье.

и годы). Наоборот, IRM тех же образцов меняется со временем примерно так, как показано на фиг. 123. Кроме того, TRM обожженных глин заметно более стабильна по сравнению с IRM по отношению к постоянным магнитным полям.

**Сходство TRM обожженных глин и горных пород.** На основании экспериментальных данных мы можем заключить, что характеристики TRM обожженных глин и зерен  $\alpha$ - $\text{Fe}_2\text{O}_3$  подобны соответствующим характеристикам TRM горных пород. Это вполне закономерно, поскольку и в том и в другом случае TRM обусловлены одним и тем же физическим механизмом. Совпадение результатов, полученных независимо различными исследователями на различных образцах, подтверждает справедливость сделанных заключений. Единственное отличие между обожженными глинами и горными породами состоит в разнице критических температур их TRM, а именно  $T_c$  первых в большинстве случаев равна  $670^\circ\text{C}$ , тогда как последние большей частью имеют  $T_c = 580^\circ$ . Надо полагать, что основной ферромагнитной составляющей горных пород является магнетит с точкой Кюри  $580^\circ\text{C}$ , в то время как основной составляющей обожженных глин является гематит, точка Кюри которого  $670^\circ\text{C}$ .

#### Стабильность TRM.

TRM обожженных глин очень стабильна, поскольку интенсивность TRM сохраняется неизменной в течение длительного времени (месяцы

ТЕОРИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ТЕРМООСТАТОЧНОЙ  
НАМАГНИЧЕННОСТИ

Опытные данные о TRM, подлежащие теоретической интерпретации. Повидимому, простые феноменологические отношения, данные в уравнениях (32) и (33), в состоянии хорошо представить все закономерности TRM, в том числе закон сложения, размагничивание при нагревании и другие. Надо полагать, что явление TRM есть результат закрепления ферромагнитных доменов при остывании в течение определенного температурного интервала, причем направление намагниченности доменов закрепляется вдоль магнитного поля, приложенного во время остывания.

Ориентировка доменов под воздействием магнитного поля при определенной высокой температуре должна происходить быстро, но после удаления поля релаксация ориентировки доменов, закрепленных таким образом, будет очень медленной, практически равняясь нулю в лабораторной шкале времени при небольших температурах, например при комнатной температуре. Релаксация будет осуществляться быстро при температуре, вблизи которой происходит закрепление этих доменов, так как TRM исчезает полностью при такой температуре за короткий промежуток времени.

Однако скорость закрепления доменов возрастает с увеличением магнитного поля, как и в случае изотермической остаточной намагниченности, и образцы, обладающие большими коэрцитивными силами, способны приобретать большие величины TRM.

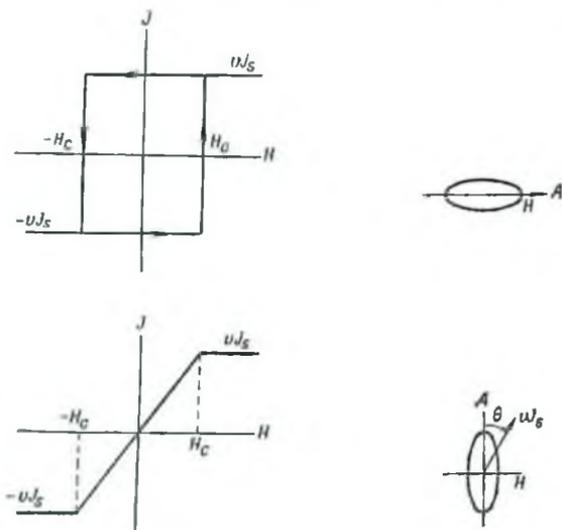
Основная проблема TRM заключается поэтому в выяснении физического механизма закрепления доменов. Физическая картина закрепления доменов должна быть следующей [33, 43]. Под воздействием внешнего магнитного поля  $H$  некоторые домены при температуре  $T$  ориентируются вдоль  $H$ , преодолевая магнитостатическую энергию самих доменов, а также энергию их магнитного взаимодействия, кинетическую энергию теплового движения, энергию, связанную с наличием внутренних напряжений, если они существуют, и т. д. Расположение доменов поддерживается почти таким, каким оно было в течение времени остывания до  $T'$  в поле  $H$ . В процессе дальнейшего остывания соотношения между различными видами энергий изменяются, но эти изменения должны быть таковы, чтобы при данной ориентировке доменов общая энергия была минимальна. Если затем при температуре ниже  $T'$  снять поле  $H$ , большая часть доменов сохранит прежнее расположение, поскольку это расположение отвечает минимуму энергии, а энергия теплового движения ниже  $T'$  должна быть настолько меньше энергии теплового движения при  $T$ , что релаксация переориентировки становится незначительной.

Основная идея теории TRM Неля. Исходя из простой идеализированной модели, Нель [44] предложил удовлетворительную теорию TRM. Согласно теории Неля, одними из основных составляющих

образца горной породы являются очень мелкие зерна ферромагнетиков сферондальной формы, магнитные свойства которых разобраны на стр. 30—31. Если поле  $H$  приложено вдоль большой оси  $A$  сферонда, намагничивание будет характеризоваться прямоугольной петлей гистерезиса, изображенной на фиг. 19 и затем с небольшим изменением на фиг. 124. Если же поле  $H$  перпендикулярно оси  $A$ , намагниченность будет обратима и пропорциональна  $H$ , пока  $H$  не достигнет величины  $H_c$ . Обозначим объем зерна через  $v$ . Тогда интенсивность намагниченности  $m$  в последнем случае для  $-H_c < H < H_c$  выразится как

$$m = vJ_s H / H_c. \quad (37)$$

Если кинетическая энергия теплового движения сравнительно мала, намагниченность, показанная на фиг. 124, сохраняется при данных



Фиг. 124. Кривая намагничивания однодомного эллипсоида.

условиях. В действительности, однако, ориентировка должна быть существенно нарушена, когда кинетическая энергия теплового движения  $kT$  становится почти равной энергии намагничивания  $E_a$ .

Когда направление намагниченности составляет угол  $\theta$  с осью  $A$  и не существует никакого внешнего поля, энергия намагничивания обусловлена только энергией магнитной анизотропии, связанной с формой зерна, что выражается уравнением

$$E_a = \text{const.} - \frac{vJ_s H_c}{2} \cos^2 \theta. \quad (38)$$

Следовательно, мы можем сказать, что если  $kT$  имеет тот же порядок, что и  $vJ_s H_c$ , намагниченность, изображенная на фиг. 124, будет нарушена. Предположим, что существует переходное состояние намагниченности зерна по пути к установлению окончательного состояния статистического равновесия при данной температуре  $T$  и магнитном поле  $H$  (т. е. релаксация состояния намагниченности). Тогда состояние намагниченности, обозначаемое через  $S$ , вообще будет функцией времени  $t$  и выразится уравнением

$$S = S_0 e^{-t/\tau}, \quad (39)$$

где  $\tau$  означает время релаксации и может быть выражено как

$$\tau = \tau(H_c, H, v, T). \quad (40)$$

Для случая  $\tau \gg t$ , т. е. если время релаксации значительно больше, чем время эксперимента, уравнение (39) примет вид  $S = S_0$ . Следовательно, намагниченность вдоль направления оси  $A$ , однажды приобретенная в начальном состоянии, сохранится неизменной на длительное время. Для случая  $\tau \ll t$ , наоборот, намагниченность быстро достигает состояния теплового равновесия. Если мы применим распределение Больцмана для конгломерата ферромагнитных зерен, средняя величина  $m$  намагниченности каждого зерна в этом случае выразится как

$$m = m_0 \operatorname{th} \frac{m_0 H}{kT}. \quad (41)$$

где

$$m_0 = vJ_s. \quad (42)$$

Соответственно, намагниченность вдоль оси  $A$  в поле  $H$  должна всегда выражаться формулой (41), причем явление гистерезиса, изображенное на фиг. 124, исчезает под воздействием теплового движения. Следует упомянуть, что намагниченность, перпендикулярная оси  $A$ , обратима по отношению к полю  $H$  даже в случае  $\tau \rightarrow \infty$ . Таким образом, она обратима для любой величины  $\tau$ , но это не имеет непосредственного отношения к остаточной намагниченности.

С другой стороны,  $\tau$  должно равняться нулю при точке Кюри и становится бесконечно большим при  $T = 0^\circ \text{K}$ ; величина  $\tau$  уменьшается с повышением температуры от  $T = 0^\circ \text{K}$  до  $T = T_c$ . Следовательно, ниже точки Кюри должна существовать температура  $T_r$ , при которой

$$\tau = t,$$

где  $t$  — время эксперимента. Это означает, что зерна ферромагнетиков достигают состояния, выражаемого формулой (41), около и выше  $T_r$ , которую Нель называет температурой релаксации.

Предположим теперь, что зерно остывает в поле  $H$  с температуры более высокой, чем  $T_r$ . При температуре  $T \gg T_r$  средняя намагни-

ченность будет выражаться формулой (41). Если же  $T$  становится ниже, чем  $T'_r$ , время релаксации для состояния намагниченности заметно возрастает, в результате чего средняя намагниченность при  $T < T_r$  изобразится формулой

$$m = vJ_s(T) \operatorname{th} \frac{vJ_s(T_r) H(T_r)}{kT_r}, \quad (43)$$

где  $H(T_r)$  — магнитное поле, которое действует при  $T = T_r$ . Намагниченность, выражаемая уравнением (43), является закрепленным состоянием при  $T < T_r$ ; она сохраняется, если  $H$  снять при  $T$ , так как  $m$ , согласно формуле (43), зависит только от  $H(T_r)$ , но не зависит от  $H(T)$ . Очевидно, что  $m$  меняется обратимо по отношению к  $T$  и пропорционально  $J_s(T)$ , пока  $T < T_r$ . Когда  $T$  приближается к  $T_r$  или становится больше  $T_r$ , зависимость  $m$  от  $T$  перестает быть обратимой;  $m$  при новых условиях определяется новым состоянием равновесия.

Для простоты в вышеприведенном описании  $\tau$  и, соответственно,  $T_r$  считались постоянными, не зависящими от  $H$ . Но подобное допущение возможно только при условии, что  $H$  значительно меньше, чем  $H_c$ . Поэтому магнитная энергия зерна в присутствии поля  $H$  (вдоль оси  $A$ ) выражается формулой

$$E_a = \operatorname{const.} - \frac{vJ_s H_0}{2} \cos^2 \theta - vJ_s H \cos \theta, \quad (44)$$

а не формулой (38), которая соответствует той же энергии при  $H=0$ . Пока  $H \ll H_c$ , уравнение (44) мало отличается от уравнения (38), в результате чего  $\tau$  и  $T_r$  имеют почти одинаковые значения в обоих случаях.

Теория Неля способна, повидимому, объяснить наблюдаемые особенности TRM. Путем сравнения формул (30) и (43) мы можем найти, что  $I_s(T)$  и  $\psi(H, \theta)$  в первой формуле соответствуют  $vJ_s(T)$  и  $\operatorname{th} \frac{vJ_s(T_r) H(T_r)}{kT}$  во второй формуле. Повидимому, наблюдаемые факты, изложенные на стр. 140—150, согласуются также с теорией Неля.

**Теоретическая оценка  $Q_T \equiv I_T/\chi_0$ .** Нель [45], основываясь непосредственно на вышеизложенной теории, получил величины  $Q_T \equiv I_T/\chi_0 = J_T/\chi_0$ , описанной на стр. 135.

Предположим, что ферромагнитные составляющие горной породы или обожженной глины имеют вид мелких продолговато-сфероидальных зерен и их концентрация равна  $c$ . Тогда при беспорядочном расположении зерен концентрация зерен, большие оси которых окажутся направленными перпендикулярно направлению приложенного магнитного поля  $H$ , будет равна  $2c/3$ , а концентрация зерен, у которых направление больших осей параллельно полю, будет  $c/3$ . Первая группа обуславливает обратимое индуцированное намагничивание  $\chi_0/H$ ,

а вторая TRM,  $J_T$ . Согласно уравнению (43),  $J_T$  при  $T$ , равной комнатной температуре  $T_0$ , выразится формулой

$$J_{T_0} = \frac{c}{3} J_s(T_0) \operatorname{th} \frac{v J_s(T_r) \cdot H}{k T_r}. \quad (45)$$

Если  $H$  мало, формула (45) примет вид

$$J_{T_0} \approx \frac{c v}{3} J_s(T_0) J_s(T_r) \cdot H / k T_r = \frac{c}{3} R S_r H, \quad (46)$$

где

$$R = J_s(T_0) / J_s(T_r) \quad (47)$$

и

$$S_r = v J_s^2(T_r) / k T_r. \quad (48)$$

Однако, согласно уравнению (41),  $\chi H$  в данном случае выразится как

$$\chi_0 H = \frac{2c}{3} \cdot \frac{H}{N - M}, \quad (49)$$

где размагничивающие факторы  $N$  и  $M$  для вытянутого сфероида даются формулами

$$N = n_0 + \frac{n}{2}, \quad M = n_0 - n \quad (50)$$

и

$$n_0 = \frac{4\pi}{3}.$$

где  $n_0$  — размагничивающий фактор сферы,  $n$  — параметр эллиптичности сфероида. Следовательно, формула (49) принимает вид

$$\chi_0 H = \frac{4cH}{9n}. \quad (51)$$

Отсюда  $Q_T$  определяется из уравнений (46) и (51) как

$$Q_T = \frac{J_{T_0}}{\chi_0 H} = \frac{3RnS_r}{4}. \quad (52)$$

Для оценки количественных величин в формуле (52) Нель использовал данные, полученные для изверженных пород. Для образца № 60, который является одним из типичных представителей пород, имеющих стандартные характеристики TRM,  $Q_T \sim 40$ ,  $T_r \sim 500^\circ \text{C}$  и  $J_s(T_0) / J_s(T_r) \sim 4$  (см. фиг. 107). Средняя величина восприимчивости  $\chi_m$  ферромагнитных зерен в горной породе равна 0,26 эл.-магн. ед. (см. гл. 2). Из отношения  $\frac{2}{3} \cdot \frac{2}{3n} = \chi_m = 0,26$  можно вычислить  $n$ , которое оказывается равным 1,7. Величины  $Q_T$ ,  $R$  и  $n$  при подстановке в уравнение (52) дают для  $S_r$  значение 8.

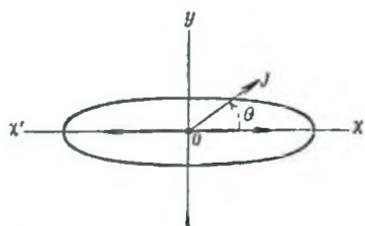
Величина  $S_r$  может быть оценена и другим путем.  $J_{T_0}$  того же образца № 60 обнаруживает тенденцию к достижению насыщения

в магнитном поле порядка нескольких десятков эрстед, как показано на фиг. 91. Сравнивая наблюдаемую кривую с кривой, выражаемой уравнением (45), можно определить, что аргумент гиперболического тангенса в формуле (45) порядка единицы для  $H = 20$  эрст. Тогда из уравнения (48) получается, что

$$\frac{S_r}{J_a(T_r)} \sim \frac{RS_r}{J_a(T_0)} \sim \frac{1}{20}.$$

Поскольку  $J_a(T_0)$  магнетита около 450 гс и  $R \sim 4$ ,  $S_r$  будет равно 5,6. Таким образом, величина  $S_r$ , полученная путем сравнения экспери-

ментальной кривой с выражением (45), имеет тот же порядок, что и  $S_r$ , полученная раньше. Следовательно, теоретическое выражение  $Q_T$ , представленное формулой (52), вполне реально.



Фиг. 125. Направление намагниченности однодоменного удлиненного сфероида.

**Определение времени релаксации зерен.** Значительная часть исследований Неля [44] посвящена определению времени релаксации, которое играет основную роль в его теории. Здесь приводятся только общие черты теории Неля и вытекающих из нее следствий. Примем

простую модель, в которой намагниченность любого количества зерен  $N$  всегда направлена или вдоль  $\vec{ox}$  или  $\vec{ox}'$  (см. фиг. 125). Число зерен, имеющих намагниченность вдоль  $\vec{ox}$ , равно  $P$ , а вдоль  $\vec{ox}'$  —  $(N - P)$ . Вероятность перехода от  $\vec{ox}$  к  $\vec{ox}'$  за время  $dt$  пропорциональна  $P dt$ , тогда как вероятность перехода от  $\vec{ox}'$  к  $\vec{ox}$  пропорциональна  $(N - P) dt$ . Следовательно, скорость возрастания  $P$  выразится, как

$$\frac{dP}{dt} = \frac{N - P}{2\tau_0} - \frac{P}{2\tau_0}. \quad (53)$$

в результате чего

$$S = S_0 e^{-t/\tau_0}, \text{ где } S \equiv 2P - N. \quad (54)$$

Это означает, что  $\tau_0$  в формуле (53) соответствует времени релаксации. Если принять, что энергия анизотропии выражается математически как

$$E_u = B \sin^2 \theta, \quad (55)$$

а не уравнением (38), то, опуская постоянный член, распределение Больцмана  $g(\theta)$  для направлений намагниченностей зерен можно

выразить приблизительно следующим образом:

$$g(\theta) \simeq \frac{Bv}{kT} e^{-\frac{Bv \sin^2 \theta}{kT}} \sin \theta. \quad (56)$$

Предполагается, что  $Bv/kT$  достаточно велико; это соответствует основному предположению, принятому при выводе формулы (53).

По законам физики изменение направления намагниченности  $J$ , первоначально направленной вдоль  $ox$  или  $ox'$ , на обратное (инверсия) должно быть вызвано какой-то парой сил  $\Gamma$ , перпендикулярной  $J$ ; возмущающая пара  $\Gamma$  должна определиться термической деформацией кристаллической структуры ферромагнетика. Если  $J$  означает магнитный момент спина, соответствующий момент количества движения  $p$  выразится (см. стр. 14) как

$$p = \frac{m}{e} J \text{ эл.-магн. ед.}, \quad (57)$$

поскольку  $g=2$ . Тогда вообще  $dp/dt = \Gamma$ . Следовательно, средняя угловая скорость  $\left| \frac{d\theta}{dt} \right|$  инверсии магнитного момента  $J$  выразится как

$$J \left| \frac{d\theta}{dt} \right| = \frac{e}{m} \left| \frac{dp}{dt} \right| = \frac{e}{m} |\bar{\Gamma}|, \quad (58)$$

где верхняя черта означает усреднение соответствующих величин. Сделаем далее предположение о скорости инверсии этих магнитных моментов в течение  $dt$ ; число  $(dP)$  магнитных моментов, проходящих через плоскость  $\theta = \pi/2$  со стороны  $x$  на сторону  $x'$ , равно числу магнитных моментов, которые лежат между  $\theta = \pi/2$  и  $\theta = \frac{\pi}{2} - \left| \frac{d\theta}{dt} \right| dt$ . Следовательно,

$$\frac{P}{2\tau_0} dt = Pg \left( \frac{\pi}{2} \right) \left| \frac{d\theta}{dt} \right| \cdot dt,$$

что вместе с формулами (56) и (58) дает выражение

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{2Bve |\bar{\Gamma}|}{MkTJ} e^{-\frac{Bv}{kT}}. \quad (59)$$

В качестве источников  $\Gamma$  Нель предполагает термическую однородную деформацию магнитокристаллической энергии, магнитоупругую энергию и энергию размагничивания, причем средняя величина потенциальной энергии  $E$  при деформации этих элементов находится в равновесии с термокинетической энергией  $kT$ ; тогда  $\Gamma$  выразится как  $\Gamma = -\partial E/\partial \theta$ . Следовательно, согласно Нелю [44],  $|\bar{\Gamma}|$  выразится как

$$|\bar{\Gamma}| = |3G\lambda + DJ^2| \sqrt{\frac{2kT}{\pi v U}}, \quad (60)$$

где  $G$  и  $\lambda$  означают соответственно продольную и поперечную магнитострикцию насыщения, а  $D$  — постоянную, зависящую от размагничивающего фактора, который для сферы равен  $4\pi/5$ . Подставляя уравнение (60) в уравнение (59), получим

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{eH_c}{m} |3G\lambda + DJ^2| \sqrt{\frac{2v}{\pi GkT}} e^{-\frac{vH_c J}{2kT}}, \quad (61)$$

поскольку  $B = H_c J/2$ , как получается при сравнении уравнений (55) и (38).

Если примем во внимание поле  $H$ , то, используя выражение (44) вместо (38) или (55) в проведенном выше расчете, получим математическое выражение времени релаксации  $\tau_H$ :

$$\frac{1}{\tau_H} = C \left[ \left(1 + \frac{H}{H_c}\right) \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right)^{1/2} e^{-\frac{vJ(H_c + H)^2}{2H_c kT}} + \right. \\ \left. + \left(1 - \frac{H}{H_c}\right) \left(1 - \frac{H^2}{H_c^2}\right)^{1/2} e^{-\frac{vJ(H_c - H)^2}{2H_c kT}} \right], \quad (62)$$

где

$$C \equiv \frac{eH_c}{2m} |3G\lambda + DJ^2| \cdot \sqrt{\frac{2v}{\pi GkT}}.$$

Расхождением между выражениями (61) и (62) можно пренебречь, пока  $H$  намного меньше, чем  $H_c$ .

Величина  $\tau_0$  для железа, рассчитанная при помощи уравнения (61), в зависимости от  $v/T$  такова:

$\tau_0$	10	$10^8$	$10^9$ сек.
$v/T$	$3,9 \cdot 10^{-21}$	$5,4 \cdot 10^{-21}$	$7,0 \cdot 10^{-21}$

Этот результат показывает, например, что зерно железа, имеющее  $\tau_0 = 10^9$  сек., при  $T = 300^\circ\text{K}$  имеет линейные размеры около  $0,02\mu$ .

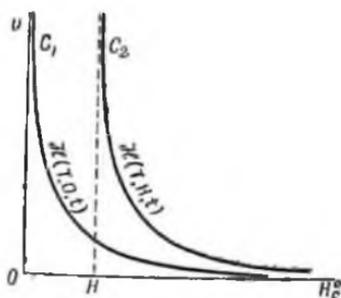
**Магнитные свойства конгломерата зерен, имеющих различное время релаксации.** Рассмотрим теперь конгломерат мелких зерен, обладающих одинаковой спонтанной намагниченностью  $J$ , но различными объемами  $v$  и коэрцитивными силами  $H_c$ . Тогда время релаксации  $\tau_0$  будет функцией  $v$  и  $H_c$  при параметрах  $T$  и  $H$ , как видно из уравнения (62). На фиг. 126 приведены кривые  $\tau_0(v, H_c, T) = t$  (где  $t$  — заданная величина) для различных величин  $T/T_c$ , являющихся параметром для случая  $H = 0$ . Кривые построены в координатах  $v$  и  $H_c^0$ , где  $H_c^0$  означает  $H_c$  при комнатной температуре  $T_0$ .

Если  $H \neq 0$ , то кривая  $c_1$ , соответствующая  $H = 0$ , превращается в кривую  $c_2$  (см. фиг. 127), где  $t$  и  $T$  являются постоянными. Кривые

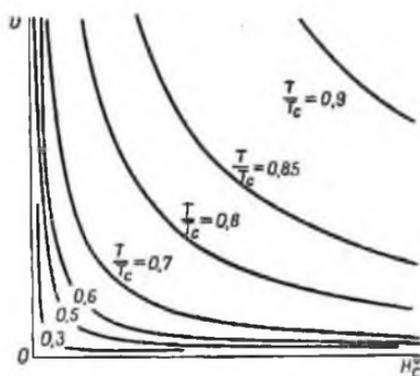
вая, о которой идет речь, должна быть обозначена  $N(T, H, t)$ , согласно Нелю [44]. Тогда  $\tau < t$  в левой части и  $\tau > t$  в правой части кривой  $N(T, H, t)$ , если предположить, что  $T$  и  $H$  постоянны. Другими словами, намагниченность зерен, которые относятся к левой части кривой  $N$ , подчиняется термодинамическому равенству (41); у зерен, относящихся к правой части, при данных величинах  $T$  и  $H$  и при данном времени эксперимента  $t$  направления намагниченности оказываются зафиксированными.

Если  $H$  приложено при  $T$ , зерна, относящиеся к левой части кривой  $N(T, H, t)$ , имеют магнитный момент, выраженный уравнением (41). Когда  $H$  снимается при той же температуре, то левая часть кривой  $N(T, 0, t)$  переходит в состояние  $\bar{m} = 0$ , и магнитный момент  $\bar{m} = m_0 \operatorname{tg}(m_0 H / kT)$  для зерен между  $N(T, H, t)$  и  $N(T, 0, t)$  остается в качестве остаточной намагниченности. Это изотермическая остаточная намагниченность.

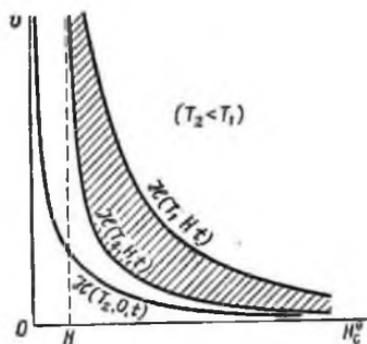
Если  $H$  приложено при  $T_1$ , а затем конгломерат зерен охлаждается от  $T_1$  до  $T_2$  в поле  $H$ , намагниченность зерен оказывается



Фиг. 127. Влияние внешнего магнитного поля  $H$  на  $N$ -кривую. Процесс возникновения IRM, по Нелю.



Фиг. 126. Схематическое изображение кривых  $N$  в поле  $H=0$  как функция  $T/T_c$ , по Нелю.



Фиг. 128. Схематическое представление при помощи  $N$ -кривой процесса возникновения TRM, по Нелю.

зафиксированной между  $N(T_1, H, t)$  и  $N(T_2, H, t)$ , как показано на фиг. 128. Намагниченность этих зерен соответствует TRM. Если  $H$  при  $T_2$  снять, зерна по левую сторону  $N(T_2, 0, t)$  будут размагничены, зерна

между  $N(T_2, H, t)$  и  $N(T_2, 0, t)$  будут обладать изотермической остаточной намагниченностью. Однако при небольшом  $H$  разница между  $N(T_2, H, t)$  и  $N(T_2, 0, t)$  меньше, чем между  $N(T_1, H, t)$  и  $N(T_2, H, t)$ , а это означает, что IRM очень мала по сравнению с TRM.

Ясно, что закон сложения PTRM соответствует аддитивности областей между  $N(T_i, H, t)$  и  $N(T_{i-1}, H, t)$  для соответствующих  $T_i$  в вышеуказанном процессе. Согласно теории Неля, размагничивание TRM при нагревании до  $T_1$  и повторное охлаждение в поле  $H=0$  соответствует процессу размагничивания зерен слева от кривой  $N(T_1, 0, t)$ .

Таким образом, почти все экспериментальные данные, приведенные на стр. 121—160 и выражаемые уравнениями (32) и (34), объясняются теорией Неля. Соответствие между экспериментальными данными и теорией лежит в пределах допустимых приближений. В экспериментальных данных всегда имеется ошибка в несколько процентов, а в приведенном выше теоретическом обсуждении принято допущение, что  $\tau \ll t$  слева и  $\tau \gg t$  справа от кривой  $N$ . Надо, однако, отметить, что величина  $\tau$  заметно меняется при небольшом изменении  $v/T$ , как показано в уравнении (61) и в таблице на стр. 72, так что это теоретическое допущение вполне приемлемо.

Нелем было произведено детальное исследование различных процессов TRM и IRM с точки зрения изложенной выше теории, но результаты этих исследований здесь не обсуждаются.

Надо отметить только одно важное обстоятельство, противоречащее теории Неля, которое относится к величине зерен, необходимой для того, чтобы обеспечить требуемое значение  $\tau$ . Величина зерен ферромагнетиков, какой она должна быть по теории Неля, слишком мала по сравнению с той величиной, которая наблюдается у реальных ферромагнетиков, обладающих TRM и которая обычно колеблется от 1 до 100 $\mu$ . Необходимо поэтому уточнить способ определения  $\tau$ , описанный на стр. 170—172, и так изменить его, чтобы добиться соответствия с результатами опытов. Однако общая идея, описанная на стр. 165—167, может, повидимому, полностью объяснить механизм закрепления доменов при остывании в слабых полях.

## ОБРАТНАЯ ТЕРМОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ

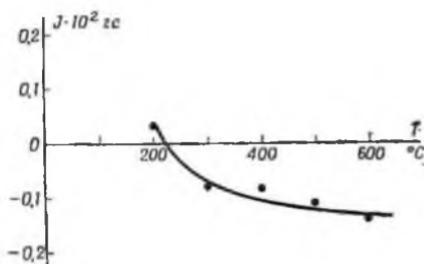
**Введение.** Имеется много сведений о том, что изверженные породы часто имеют естественную остаточную намагниченность, направление которой почти противоположно направлению современного геомагнитного поля. Это явление обратной намагниченности было обнаружено в различных частях света [14, 20, 37, 46, 47]. Поскольку закономерности TRM являются общими для всех изверженных пород, некоторые авторы [10, 20, 46] считают, что направление геомагнитного

поля во время остывания пород, обладающих обратной намагниченностью, было противоположно направлению современного поля.

Действительно, любая TRM есть намагниченность, направление которой совпадает с направлением магнитного поля, приложенного во время остывания. Случай, когда направление TRM почти противоположно направлению приложенного магнитного поля, наблюдается редко [48—51]. Этот особый случай TRM будет называться *обратной термоостаточной намагниченностью*, или *обратной TRM*.

Несмотря на многочисленные исследования магнитных свойств различных пород, обладающих обратной намагниченностью, в природных условиях до сих пор было обнаружено только два случая обратной TRM.

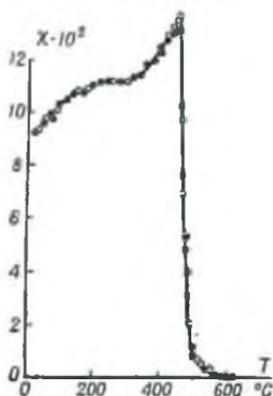
**Общие характеристики обратной TRM.** Одной из пород, обладающих обратной TRM, является гиперстен-роговообманковый дицит горы Харуна. Порода имела естественную остаточную намагниченность, направление которой было почти противоположно направлению современного магнитного поля, а интенсивность равна  $4,3 \cdot 10^{-3}$  эл.-магн. ед. TRM образца этой горной породы,  $J_{T,H}$  для  $H = 0,5$  эрст. показана на фиг. 129, где величины  $J$  с минусом означают обратную TRM. На фигуре хорошо видно, что  $J_{T,H}$  отрицательна, когда  $T$  больше  $200^\circ$ .



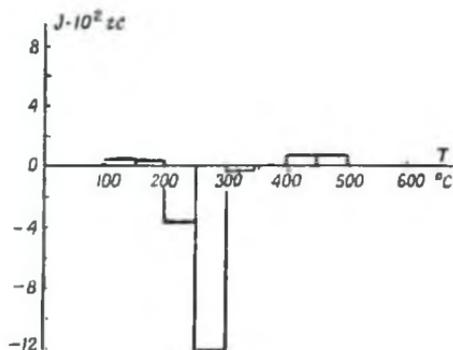
Фиг. 129. Термоостаточная намагниченность  $J_{T,H=0,5}^{10}$  дэцитовых лав вулкана Харуна.

Для уточнения характеристик обратной TRM из породы были выделены ферромагнитные минералы и тщательно изучены их магнитные свойства. Зерна ферромагнетиков имели средний размер 0,4 м.м. Их химический состав следующий: 53,15%  $Fe_2O_3$ , 31,93%  $FeO$ , 6,82%  $TiO_2$  и малые количества  $MnO$  и  $V_2O_5$ . Как видно из фиг. 130, характер изменения восприимчивости этих минералов с температурой свидетельствует о наличии двух точек Кюри: около 540 и  $280^\circ C$ . Можно предположить, что минералы состоят из большого количества магнетита и небольшого количества других ферромагнетиков. PTRM совокупности минералов для  $H = 0$  эрст показана на фиг. 131, где видно, что направление PTRM, образовавшейся в температурном интервале от 350 до  $200^\circ C$ , обратно направлению приложенного поля, тогда как PTRM, образовавшаяся в других температурных интервалах, имеет то же направление, что и приложенное поле. TRM ( $J_{T,H}$ ) минералов при  $H = 0,5$  эрст обнаруживает почти такие же свойства, как и TRM породы, из которой эти минералы были извлечены. TRM

породы в целом показана на фиг. 129, причем интенсивность предельной TRM, образовавшейся при остывании от  $600^{\circ}\text{C}$ , равна  $-0,12$  эл.-магн. ед.

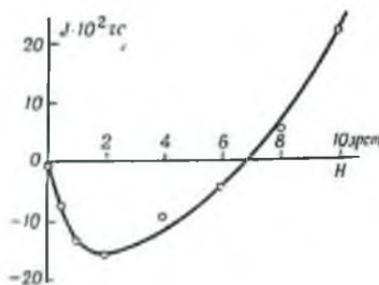


Фиг. 130. Изменение магнитной восприимчивости пород горы Харуна с температурой в слабом поле ( $H = 1,35$  эрст).

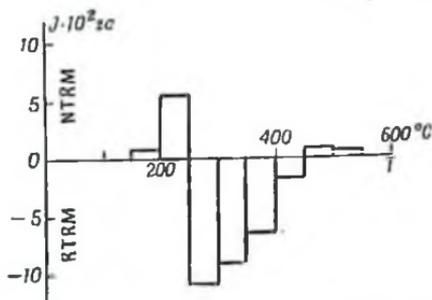


Фиг. 131. Частичная термоостаточная намагниченность, образовавшаяся при охлаждении в магнитном поле  $0,5$  эрст в различных температурных интервалах.

Явление обратной TRM зависит и от интенсивности приложенного магнитного поля. На фиг. 132 показана зависимость интенсивно-



Фиг. 132. Зависимость между частичной термоостаточной намагниченностью, образовавшейся при остывании с  $350$  до  $250^{\circ}\text{C}$ , и интенсивностью магнитного поля, приложенного в этом температурном интервале.



Фиг. 133. Частичная термоостаточная намагниченность, образовавшаяся при остывании в магнитном поле  $2,0$  эрст в различных температурных интервалах.

NTRM—нормальная термоостаточная намагниченность; PTRM—обратная термоостаточная намагниченность.

сти PTRM, образовавшейся в интервале от  $350$  до  $250^{\circ}\text{C}$ ,  $J_{250}^{250}$ , от величины магнитного поля  $H$ . Хорошо видно, что обратная PTRM образуется в слабом магнитном поле, величина которого меньше,

чем величина некоторого критического поля, в данном случае 7,0 эрст, тогда как для  $H > 7,0$  эрст PTRM имеет нормальное направление. Подобный результат относится к PTRM, образовавшейся при охлаждении в данном температурном интервале. На фиг. 133 изображена PTRM тех же минералов для  $H = 2,0$  эрст. Сравнивая фиг. 133 с фиг. 131, можно заметить, что распределение PTRM по отношению к температуре различно при различной величине магнитного поля  $H$ . Такая зависимость TRM от  $H$  отличается от зависимости, существующей между полем  $H$  и обычной TRM (см. стр. 131—165).

Поскольку вышеупомянутые свойства проявляются одинаково как у самой породы, так и у ферромагнитных минералов, выделенных из нее, в дальнейшем речь будет идти о различных характеристиках обратной TRM минералов.

Процесс развития обратной TRM. Процесс развития и исчезновения обратной PTRM совокупности минералов при охлаждении и нагревании представлен на фиг. 134, где светлые кружочки относятся к процессу остывания, а зачерненные — к процессу нагревания. Кривая фиг. 134 соответствует кривой фиг. 107,

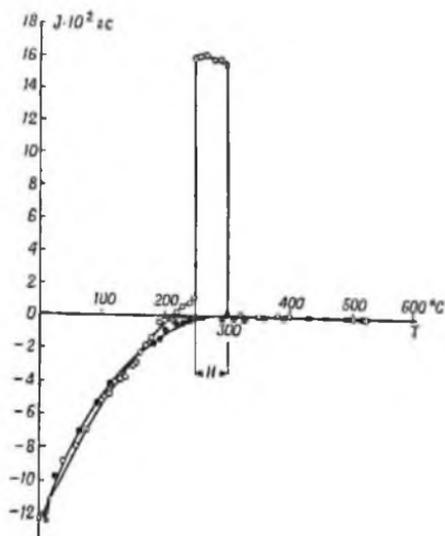
которая дает  $J_{T_1, H}^{T_2}$  обычной PTRM. На фиг. 134 показана также интенсивность намагничивания образца во время охлаждения от  $T_1$  до  $T_2$ . Следовательно, внезапное увеличение намагниченности в температурном интервале  $T_1 \sim T_2$  вызвано добавлением обратной намагниченности  $J_r (= \chi H)$ . Таким образом, намагниченность  $J(T)$  в этом интервале температур при охлаждении должна выразиться уравнением

$$J(T) = J_{T_1, H}^{T_2}(T) + \chi(T) \cdot H, \quad T_2 < T < T_1, \quad (63)$$

тогда как

$$J(T) = J_{T_1, H}^{T_2}(T), \quad T < T_2. \quad (64)$$

Образец, намагниченный таким образом, был вновь нагрет в немагнитном пространстве. Величины намагниченности, наблюдавшиеся

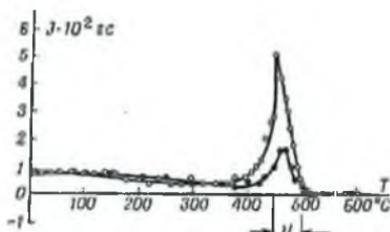


Фиг. 134. Развитие и исчезновение частичной термоостаточной намагниченности  $J_{300, 0.5}^{250}(T)$ . Характеристики обратной TRM.

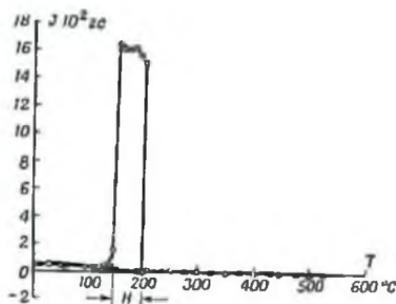
во время этого процесса, показана на фиг. 134 черными кружками. В процессе повторного нагрева, характеризующего отсутствием поля, намагниченность должна быть  $J_{T_1, H}^{T_2}(T)$  при любой температуре.

На фиг. 134 представлен случай, когда  $T_1 = 300^\circ\text{C}$ ,  $T_2 = 250^\circ\text{C}$  и  $H = 0,5$  эрст.

$J_{300; 0,5}^{250}(T)$  на этой фигуре уменьшается почти линейно с уменьшением температуры после снятия магнитного поля при  $250^\circ\text{C}$  и пересекает нулевую линию при  $205^\circ\text{C}$ , становясь обратной ниже этой температуры. Изменение  $J_{300; 0,5}^{250}(T)$  с  $T$  почти обратимо, пока  $T$  не превышает  $200^\circ\text{C}$ .



Фиг. 135. Развитие и исчезновение частичной термоостаточной намагниченности  $J_{600; 0,5}^{150}(T)$ .



Фиг. 136. Развитие и исчезновение частичной термоостаточной намагниченности  $J_{200; 0,5}^{150}(T)$ .

На фиг. 135 и 136 представлена зависимость  $J(T) \sim T$  того же образца для случаев  $T_1 = 500^\circ\text{C}$ ,  $T_2 = 450^\circ\text{C}$ ,  $H = 0,5$  эрст и  $T_1 = 200^\circ\text{C}$ ,  $T_2 = 150^\circ\text{C}$ ,  $H = 0,5$  эрст соответственно.  $J_{500; 0,5}^{150}(T)$  на фиг. 135 явно увеличивается около  $450^\circ\text{C}$  даже при повторном нагревании. Это именно то anomalous поведение TRM, о котором шла речь на стр. 158—160. Зависимость  $J_{200; 0,5}^{150}(T) \sim T$ , представленная на фиг. 136, имеет типичный для обычной TRM вид. На фиг. 134, 135 и 136 представлены общие характеристики зависимости  $J_{T_1, H}^{T_2}(T) \sim T$  для PTRM, образовавшейся в интервале температур 1)  $T_2 > 400^\circ\text{C}$ ; 2)  $T_2 > 200^\circ\text{C}$ ,  $T_1 < 400^\circ\text{C}$  и 3)  $T_1 < 200^\circ\text{C}$ .

На фиг. 137 показан процесс развития обратной TRM, образовавшейся при охлаждении в слабом магнитном поле, где  $H$  поддерживалось равным  $0,5$  эрст в течение всего процесса охлаждения. На этой фигуре для сравнения приведено также изменение намагниченности в зависимости от  $T$  для случая первичного нагрева в поле  $H$ . Намагничивание при первичном нагреве характеризуется выражением

$$J_h(T) = J_r(T) = \chi(T) \cdot H, \quad (65)$$

а при охлаждении

$$J_o(T) = J_r(T) + J_{0, H}^T, \quad (66)$$

где  $\theta$  означает точку Кюри. Следовательно, разница кривых  $J_s(T)$  и  $J_h(T)$  может быть выражена уравнением

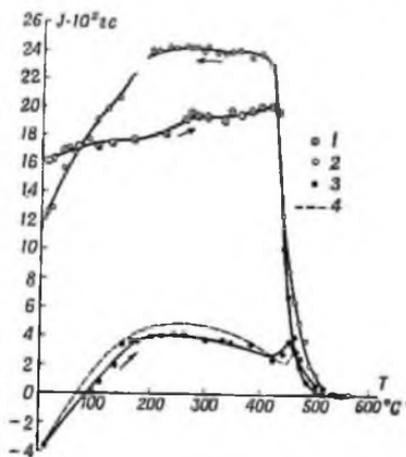
$$J_s(T) - J_h(T) = J_{\theta, H}^T(T). \quad (67)$$

Величина  $J_{\theta, H}^T(T)$  показана на фиг. 137 пунктирной линией. После снятия  $H$  при некоторой температуре (в данном случае  $10^\circ\text{C}$ ) образец приобретает обратную TRM, величина которой хорошо совпадает с  $J_s(10^\circ\text{C}) - J_h(10^\circ\text{C})^1$ . Кривые для образца, намагниченного таким образом, обозначены на фиг. 137 черными кружками. На фигуре видно, что  $J_{\theta, H}^T(T)$ , измеренная непосредственно, почти равна  $J_s(T) - J_h(T)$  при любой температуре. Этот факт свидетельствует о том, что зависимость, представленная формулой (67), и, соответственно, зависимость, представленная формулой (66), в данном случае хорошо соблюдаются.

**Экспериментальные данные о происхождении обратной TRM.**

Для выяснения причин возникновения обратной TRM горных пород зерна ферромагнитных минералов сепарировались магнитным путем при высоких температурах. Исследования показывают, что эти зерна представлены тремя различными группами ферромагнитных минералов. На фиг. 138 показано изменение намагниченности насыщения зерен при повышении температуры. Зерна типа *A* имеют точку Кюри около  $540^\circ\text{C}$ , и их кривая  $J_s \sim T$  выглядит почти так же, как кривая магнетита. Точка Кюри зерен типа *B* около  $220^\circ\text{C}$  и их  $J_s$  увеличивается линейно с уменьшением температуры, тогда как кривая  $J_s \sim T$  зерен типа *AB* кажется составленной из кривых  $J_s \sim T$  зерен типа *A* и типа *B*.

Зависимость  $J_s \sim T$  для зерен типа *AB* была исследована не только для совокупности зерен, но и для одного индивидуального зерна.



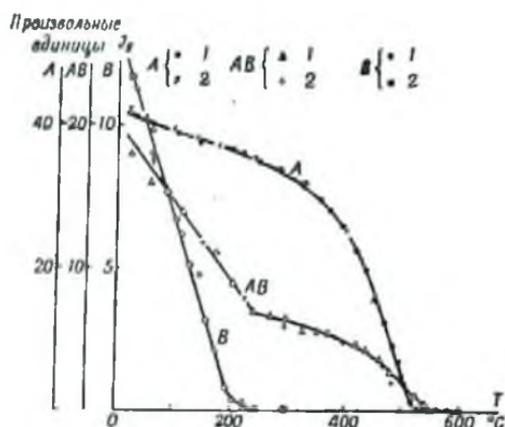
Фиг. 137. Изменение полной намагниченности образца с температурой.

1 — намагничивание в процессе нагревания в поле  $H=0,5$  эрст; 2 — намагничивание в процессе остывания в поле  $H=0,5$  эрст; 3 — TRM, образовавшаяся при втором процессе при нагревании в поле  $H=0$ ; 4 — разница между 1 и 2.

<sup>1</sup> В случае обычной TRM,  $J_{\theta, H}^T(T)$  при изменении температуры  $T_2$  от 0 до  $30^\circ\text{C}$  практически одинакова. Но для обратной TRM изменение  $T_2$  в упомянутом температурном интервале настолько влияет на величину  $J_{\theta, H}^T(T)$ , что необходимо точно определять  $T_2$ .

Результат одинаков в обоих случаях, а именно:  $J_s$  одного зерна меняется с температурой так, как это представлено на фиг. 138 кривой  $AB$ . Следовательно, каждое зерно типа  $AB$  составлено из  $A$ - и  $B$ -фаз, что подтверждается рентгеновским анализом образца.

Однако зерна типа  $A$  и  $B$  не могут иметь обратную TRM при охлаждении в слабых магнитных полях; направление их TRM всегда параллельно направлению приложенного магнитного поля. Только зерна



Фиг. 138. Изменение намагниченности насыщения зерен  $A$ ,  $B$  и  $AB$  ферромагнитных минералов в зависимости от температуры.

1 — нагрев; 2 — охлаждение.

типа  $AB$  могут приобретать обратную TRM при остывании в слабых полях. Было также экспериментально доказано, что каждое отдельное зерно типа  $AB$  может дать обратную TRM. Другими словами, необходимым условием для возникновения обратной TRM является сосуществование фаз  $A$  и  $B$  внутри отдельного ферромагнитного зерна. Сравним теперь резкое линейное изменение  $J_s$  зерен типа  $B$  при изменении температуры, показанное на фиг. 138, с линейным изменением  $J_{T_1, H}^T(T)$  ( $T < T_2$ ), представленным на фиг. 134. Совершенно ясно, что обратная намагниченность, представленная на фиг. 134, вызвана главным образом спонтанной намагниченностью фазы  $B$  в зернах. Очевидно, размагничивающее поле, вызванное намагниченностью фазы  $A$ , которая имеет более высокую точку Кюри, играет решающую роль в ориентировке магнитных доменов фазы  $B$  внутри зерен типа  $AB$  при температуре ниже точки Кюри фазы  $B$ . Только сильное магнитное взаимодействие между фазами  $A$  и  $B$  внутри отдельных зерен обуславливает обратную намагниченность магнитных доменов фазы  $B$ , и при низких температурах интенсивность спонтанной намагниченности фазы  $B$ , намагниченной таким образом, становится преобладаю-

шей по сравнению с интенсивностью спонтанной намагниченности фазы *A*.

Таким образом, обратная TRM пород горы Харуны является свойством ферромагнитных зерен типа *AB*. По данным рентгеновского анализа, кристаллическая структура фазы *A* почти такая же, как у магнетита, тогда как структура фазы *B* близка к структуре ильменита. Следует отметить, что необходимым условием для возникновения обратной TRM у совокупности самих ферромагнитных минералов или у их материнской породы является преобладание обратной остаточной намагниченности зерен *AB* по сравнению с нормальной остаточной намагниченностью зерен *A* и *B* при комнатных температурах.

### ТЕОРИЯ ОБРАТНОЙ ТЕРМООСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ

**Возможные теоретические интерпретации обратной TRM.** Нет сомнения, что явление обратной TRM является результатом закрепления доменов, спонтанная намагниченность которых противоположна внешнему магнитному полю. Физический механизм закрепления доменов будет таким же, как и для обычной нормальной TRM, описанной на стр. 165—174; существенная деталь, относящаяся к случаю обратной TRM, касается возможного механизма самообращения спонтанной намагниченности доменов в начальной стадии ее образования под воздействием магнитного поля.

Согласно Нелю [45, 52, 53], имеется немного возможных механизмов самообращения спонтанной намагниченности. Эти механизмы принадлежат к двум различным категориям. Механизмы первой категории относятся к тому случаю, когда совокупность ферромагнитных минералов представлена более чем двумя различными составляющими, которые имеют настолько сильное магнитное взаимодействие, что одни из них намагничиваются размагничивающим полем других, намагнитившихся во внешнем поле. При этом, когда образец охлажден, остаточная намагниченность первых преобладает по сравнению с остаточной намагниченностью вторых, в результате чего TRM имеет обратное направление при низких температурах. Нет сомнения, что обратная TRM пород Харуны, описанная на стр. 174—181, относится к такому случаю. Другой случай обусловлен самообращением спонтанной намагниченности самих доменов с *N*- или *V*-типом ферромагнитных решеток, существование которых предположил Нель [41]. Самообращение спонтанной намагниченности в этом случае происходит в результате взаимодействия между спиновыми моментами соседних узлов внутри решетки ферромагнетиков шпинельного типа.

В дальнейшем будут употребляться следующие обозначения физических величин:

$T_r$  — температура закрепления домена,

$H$  — интенсивность внешнего магнитного поля,

$J_s$  — необратимая или закрепленная намагниченность,

$J_r^A$  — обратимая намагниченность, равная  $\alpha H$ ,  
 $\sigma$  — интенсивность спонтанной намагниченности,  
 $v$  — объем магнитного домена.

Обратная TRM как результат магнитного взаимодействия между различными составляющими. Первый теоретически возможный механизм образования обратной TRM основывается на следующем предположении. Образец содержит два различных ферромагнетика  $A$  и  $B$ , имеющих различные температуры закрепления доменов  $T_r^A$  и  $T_r^B$ . Магнитные домены  $A$  закрепляются при  $T_r^A$  в направлении внешнего поля  $H$  во время процесса охлаждения в поле  $H$ , в результате чего возникает необратимая намагниченность

$$J_i^A(T) = n_A v_A \sigma_A(T), \quad T \leq T_r^A. \quad (68)$$

Тогда поле  $H_{\text{эфф.}}$ , действующее на домены  $B$  при  $T_r^B$ , будет

$$H_{\text{эфф.}} = H - (DJ_r(T_r^B) + \alpha J_i^A(T_r^B) + \beta J_i^B(T_r^B)), \quad (69)$$

где  $D$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  — размагничивающие факторы образца в целом, зерен  $A$  и зерен  $B$ . Если  $\alpha J_i^A(T)$  и  $DJ_r(T)$  так велики, что делают  $H_{\text{эфф.}}$  отрицательным, общая необратимая намагниченность при  $T < T_r^B$  будет

$$J_i(T) = J_i^A(T) + J_i^B(T) = n_A v_A \sigma_A(T) - n_B v_B \sigma_B(T). \quad (70)$$

Следовательно, если выдерживается условие, что

$$\frac{n_A v_A}{n_B v_B} < \frac{\sigma_B(T)}{\sigma_A(T)}, \quad (71)$$

то результирующая необратимая намагниченность  $J_i(T)$  может быть отрицательной. Более того, поскольку  $J_i(T)$  в уравнении (70) является и теоретически и практически положительной при  $T_r^B$ , то для того, чтобы она стала отрицательной при комнатной температуре  $T_0$ , должно выдерживаться неравенство

$$\frac{\sigma_B(T_r^B)}{\sigma_A(T_r^B)} < \frac{n_A v_A}{n_B v_B} < \frac{\sigma_B(T_0)}{\sigma_A(T_0)}. \quad (72)$$

В результате чего

$$\frac{\sigma_A(T_0)}{\sigma_A(T_r^B)} > \frac{\sigma_B(T_0)}{\sigma_B(T_r^B)}. \quad (71a)$$

Поскольку при понижении температуры  $\sigma_B$  возрастает значительно больше, чем  $\sigma_A$ , условие, написанное выше, должно быть правдоподобно. Следовательно, пока  $\sigma_B(T)$  увеличивается достаточно резко с уменьшением  $T$ ,  $J_i(T_0)$  может быть обратной TRM.

<sup>1</sup> Об  $J_i$  принято обозначать через  $J_i$  индуктивную намагниченность или даже обратимую часть индуктивной намагниченности, а через  $J_r$  — остаточную намагниченность, т. е. необратимую часть. — Прим. перев.

Имеется несколько способов расчета магнитного взаимодействия между двумя составляющими, о которых шла речь выше. В модели Неля, например, предполагается взаимодействие между зернами различных составляющих  $A$  и  $B$ , которые равномерно распределены в породе с концентрациями  $c_A$  и  $c_B$  и имеют форму удлиненных эллипсоидов. Тогда  $J_i(T)$  для  $T_i < T_r^B$  можно написать, как

$$J_i(T) = H \left( \frac{\sigma_B(T)}{\sigma_A(T_r^B)} \cdot \frac{c_B S_B \{1 - 2(c_A + c_B)\} - c_A n S_A \frac{\sigma_A(T_r^B) \cdot (1 - 2c_A)}{\sigma_A(T_r^A) \left(1 - \frac{2}{3}c_A\right) + S_A c_A n}}{\left\{1 - \frac{2}{3}(c_A + c_B)\right\} + c_B n S_B + c_A S_A \frac{\sigma_A(T)}{\sigma_B(T_r^A)} \cdot \frac{1 - 2c_A}{\left(1 - \frac{2}{3}c_A\right) + c_A n S_A}} \right), \quad (73)$$

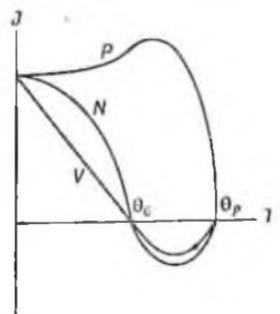
где

$$S_A \equiv \frac{v_A \sigma_A^2(T_r^A)}{k T_r^A}, \quad S_B \equiv \frac{v_B \sigma_B^2(T_r^B)}{k T_r^B}, \quad (74)$$

согласно уравнению (48), а  $n$  — параметр, связанный с размагничивающими факторами эллипсоида (см. уравнение (50)). Подставляя числовые данные вместо соответствующих буквенных обозначений в уравнение (73), Нель показал, что в ряде случаев возможно появление обратной TRM.

Модель Неля, в которой  $c_A$  и  $c_B$  играют основную роль, состоятельна сама по себе и, очевидно, возможна в действительности. Однако наблюдаемая обратная TRM, с которой мы имели дело на стр. 174—181, не всегда зависит от концентрации ферромагнитных зерен. Магнитное взаимодействие между  $A$  и  $B$  должно иметь место внутри каждого отдельного зерна ферромагнитных минералов. Были проведены некоторые теоретические вычисления с целью объяснения деталей наблюдаемого на опыте образования обратной TRM. Все эти расчеты основаны на общей теории, основные результаты которой выражаются уравнениями (68)—(72а).

**$N$ - или  $V$ -тип ферримангнетиков и обратная TRM.** Нелем было предложено несколько вариантов возможного изменения спонтанной



Фиг. 139. Схематическое изображение изменения с температурой спонтанной намагниченности  $N$ -,  $V$ - и  $P$ -типов ферримангнетиков.

намагниченности ферромагнетиков [41].  $N$ - и  $V$ -типы этих различных видов изменения схематически показаны на фиг. 139. Явление самообращения спонтанной намагниченности связано с обратным расположением спиновых магнитных моментов в  $A$  и  $B$ -узлах обратной шпильной структуры феррита, а также с разницей в относительных изменениях их спонтанной намагниченности с температурой.

Если домены закрепляются при температуре, лежащей между  $\theta_p$  и  $\theta_c$ , то, как видно на фиг. 139, TRM, образующаяся при этой температуре в поле  $H$ , должна стать обратной TRM при температурах ниже  $\theta_c$ . Однако до сих пор никто еще не доказал экспериментально существования  $N$ - или  $V$ -типов ферромагнетиков.

Поэтому необходимо более тщательное изучение обратной TRM как экспериментально, так и теоретически [54].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Forgheraiter G., *Real Accad. Lincet.*, **5**, 64 (1897).
2. Forgheraiter G., *Journ. de Phys.*, **8**, 630 (1899).
3. Maurain Ch., *Journ. de Phys.*, **10**, 123 (1901).
4. Mercanton P., *C. R.*, **143**, 138 (1906).
5. Mercanton P., *C. R.*, **182**, 859, 1231 (1926).
6. Nakamura S., Kikuchi S., *Proc. Tokyo Math. Phys. Soc.*, **6**, 268 (1912).
7. Pockels F., *Phys. Zs.*, **2**, 306 (1901).
8. David P., *C. R.*, **139**, 41 (1904).
9. Königsberger J. G., *Gerl. Beltr. Geophys.*, **35**, 51 (1932).
10. Königsberger J. G., *Gerl. Beltr. Geophys.*, **35**, 264 (1932).
11. Königsberger J. G., *ZS. Geophys.*, **8**, 322 (1932).
12. Königsberger J. G., *Phys. ZS.*, **33**, 468 (1932).
13. Königsberger J. G., *Terr. Mag.*, **43**, 119, 299 (1938).
14. Matuyama M., *Proc. Imp. Acad. Japan*, **5**, 203 (1929).
15. Chevallier R., *Ann. de Phys.*, **4**, 5 (1925).
16. Grenet G., *Ann. de Phys.*, **13**, 253 (1930).
17. Thellier É., *Ann. Inst. Phys., Globe*, **16**, 157 (1938).
18. Thellier É., *C. R.*, **213**, 1019 (1941).
19. Thellier É., *Journ. de Phys.*, **12**, 203 (1951).
20. Thellier É., Thellier O., *C. R.*, **213**, 59 (1941).
21. Thellier É., Thellier O., *C. R.*, **214**, 382 (1942).
22. Thellier É., Thellier O., *C. R.*, **228**, 1958 (1949).
23. Kato Y., *Hattori Hōkō-kai Kenkyū Hōkoku*, **9**, 267 (1941).
24. McG Bruckshaw J., Robertson E. I., *MNRAS, Geophys. Suppl.*, **5**, 308 (1949).
25. Roquet J., *C. R.*, **229**, 1135 (1949).
26. Roquet J., *C. R.*, **230**, 1939 (1950).
27. Manley H., Thesis (Univ. of London), (1949).

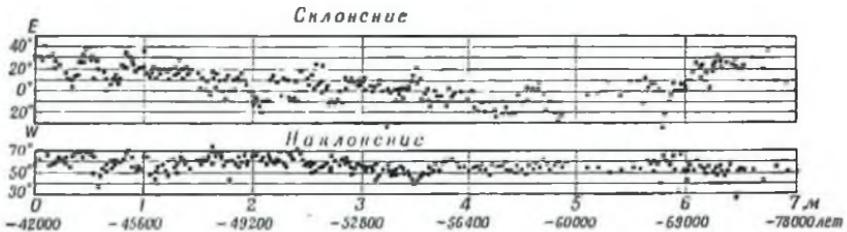
28. Roche A., C. R., **230**, 1608 (1950).
29. Nagata T., B. E. R. I., **18**, 281 (1940).
30. Nagata T., B. E. R. I., **19**, 49 (1941).
31. Nagata T., B. E. R. I., **19**, 304 (1941).
32. Nagata T., B. E. R. I., **20**, 192 (1942).
33. Nagata T., B. E. R. I., **21**, 1 (1943).
34. Pockels F., *Phys. ZS.*, **2**, 334 (1901).
35. Hallimond A. F., P. R. S., London, **141**, 302 (1933).
36. Nagata T., Watanabe T., *G. N. Tokyo Univ.*, **3**, No. 21 (1950).
37. Kumagai N., Kawai N., Nagata T., *Journ. Geomag. Geoele.*, **2**, 61 (1950).
38. Kaya S., *Rev. Mod. Phys.*, **25**, 49 (1953).
39. Roquet J., C. R., **224**, 1418 (1947).
40. Roquet J., Thellier É., C. R., **222**, 1288 (1946).
41. Néel L., *Ann. de Phys.*, **3**, 137 (1948).
42. Roquet J., C. R., **222**, 727 (1946).
43. Nagata T., *Nature*, **165**, 245 (1950).
44. Néel L., *Ann. de Géophys.*, **5**, 99 (1949).
45. Néel L., *Ann. de Géophys.*, **7**, 90 (1951).
46. Hospers J., *Nature*, **168**, 1111 (1951).
47. Roche A., C. R., **233**, 1132 (1951).
48. Nagata T., *Nature*, **169**, 704 (1951).
49. Nagata T., Akimoto S., Uyeda S., *Proc. Jap. Acad.*, **27**, 643 (1951).
50. Nagata T., Akimoto S., Uyeda S., *Proc. Jap. Acad.*, **28**, 277 (1952).
51. Nagata T., Uyeda S., Akimoto S., *Journ. Geomag. Geoele.*, **4**, 22 (1952).
52. Néel L., C. R., **234**, 1991 (1952).
53. Néel L., *Rev. Mod. Phys.*, **25**, 293 (1953).
54. Graham J. W., *Journ. Geoph. Res.*, **57**, 429 (1952).

## Глава 5

### ЕСТЕСТВЕННАЯ ОСТАТОЧНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД

#### НАПРАВЛЕНИЕ И ИНТЕНСИВНОСТЬ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД

Направление и интенсивность естественной остаточной намагниченности NRM осадочных пород. Первая работа по определению направления очень слабой естественной остаточной намагниченности



Фиг. 140. Изменения направления естественной остаточной намагниченности с глубиной.

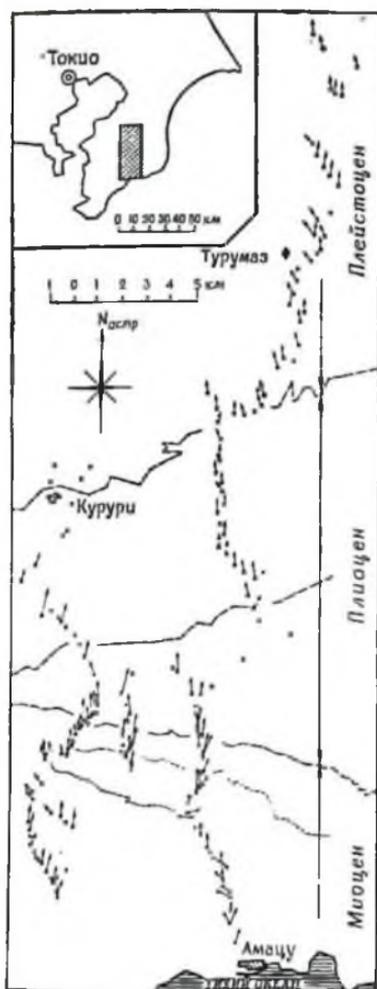
осадочных пород была выполнена Мак-Нишем и Джонсоном [1]; они систематически измеряли остаточную намагниченность ленточных глин в Новой Англии, США. Фиг. 140 и 141 показывают результаты



Фиг. 141. Изменения направления естественной остаточной намагниченности осадочных пород полуострова Босо с глубиной, по Кавани.

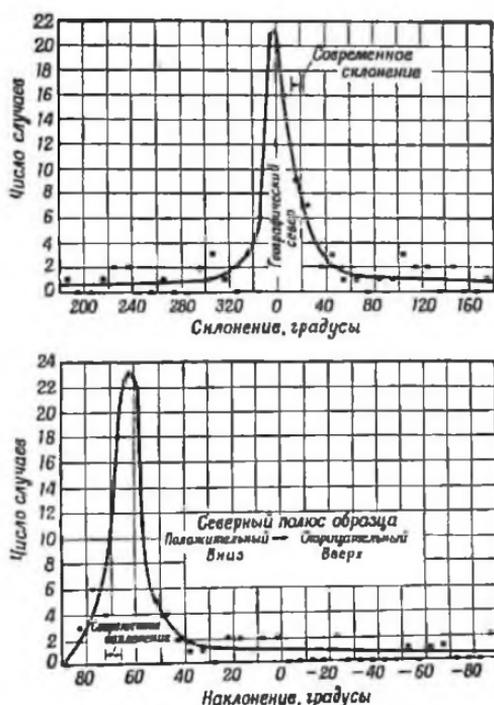
систематических измерений направления и интенсивности NRM,  $J_n$ , осадочных пород полуострова Босо, Япония [2, 3, 4]. На фиг. 140 показано распределение  $J_n$  в зависимости от глубины осадочных пород Нарита-бед (верхний плейстоцен) полуострова Босо. На фиг. 141 приведены результаты, которые получил Кавани [5] для образцов,

собранных из различных слоев осадочных пород — от верхнего миоцена до позднего плейстоцена (см. фиг. 142). Все осадочные пласты были наклонены на север под углом около 3—15° после их поднятия над уровнем моря. Отбор образцов проводился по направлению с юга на север на участках, длина которых соответствовала приблизительно 6000 м истинной мощности. Абсциссы на фиг. 141 обозначают эту истинную мощность. Для всех образцов направление  $J_n$  мало отличается от направления современного геомагнитного поля.



Фиг. 142. Распределение горизонтальных направлений NRM осадочных пород полуострова Босо, по Каван.

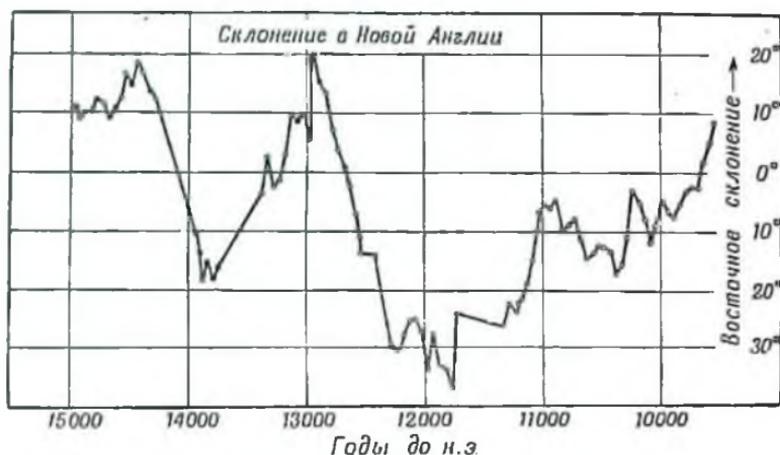
Результаты подобных исследований, выполненных Торресоном, Марфи и Грэхемом [6] на образцах, которые были собраны с большой площади в США и имели возраст от юры до плиоцена, представлены на фиг. 143. На основании этих результатов мы можем



Фиг. 143. Частота распределения данных значений склонения (наверху) и наклонения (внизу) на образцах пород, по Торресону, Марфи и Грэхему.

сказать, что направление  $J_n$  и в этом случае приблизительно совпадает с направлением современного геомагнитного поля.

На фиг. 144 приведено изменение склонения  $J_n$  ленточных глин с глубиной для Новой Англии, США, полученное Джонсоном, Марфи и Торресом [7]. Значения склонения  $J_n$ , приведенные на фиг. 144, мало отличаются от современного склонения; однако с глубиной склонение, повидимому, регулярно изменяется. Подобное регулярное изменение можно видеть и на фиг. 140. По оси абсцисс на фиг. 140



Фиг. 144. Изменение склонения NRM ленточных глин Новой Англии, по Джонсону, Марфи и Торресону.

и 144 откладывается абсолютный геологический возраст каждого образца, который определялся с помощью геохронологического анализа радиоактивных элементов, содержащихся в этом образце. Изучая ленточные глины южной Швеции, Изинг [8] пришел к выводу, что склонение  $J_n$  для ленточных глин почти совпадает со склонением современного геомагнитного поля.

Джонсон и другие [7] определяли направление вектора  $J_n$  океанических осадков. На фиг. 145 показано изменение склонения  $J_n$  осадочных пород Тихого океана с глубиной (глубина выражается в абсолютном возрасте). На фигуре хорошо видно, что направление склонения вектора  $J_n$  в горизонтальной плоскости для этих отложений приблизительно совпадает с направлением современного склонения по всей мощности отложений. Исследования образцов других четырех типов отложений океанического дна позволяют сделать тот же вывод, а именно: склонение вектора  $J_n$  для этих образцов, возраст которых колеблется от  $10^6$  лет до современного, близко к направлению современного магнитного склонения.

Кроме вышеупомянутых типичных примеров, имеются данные о направлении естественной остаточной намагниченности ряда оса-

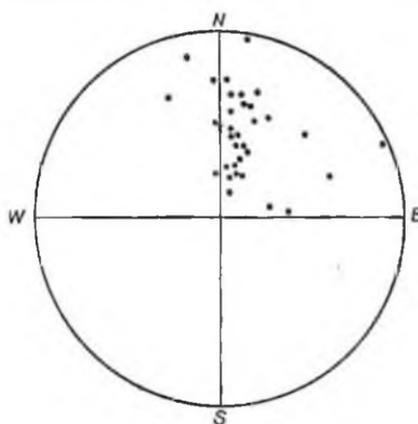
дочных пород, в особенности в США и в Японии. (К сожалению, большая часть этих данных в настоящее время еще не опубликована).



Фиг. 145. Вековые вариации магнитного склонения, полученные на основании изучения образцов осадочных отложений Тихого океана Антарктической экспедицией США 1945—1947 гг., по Джонсону, Марфи и Торресону.

Однако некоторые более древние осадочные породы, залегающие горизонтально, имеют естественную остаточную намагниченность, направление которой почти противоположно направлению современного геомагнитного поля. Подобные породы Каван обнаружил в районе Кинки, Япония. Согласно Каван, образцы, взятые из любой части туфового слоя Азуки-туф, который широко распространен в окрестностях города Осака, имеют почти обратную остаточную намагниченность; т. е. их вектор остаточной намагниченности направлен на юг и вверх, как показано на диаграмме проекции Шмидта на фиг. 146. Этот туфовый слой имеет осадочное происхождение и залегает почти горизонтально. Он не подвергался никаким тектоническим воздействиям. Следует отметить, что другие осадочные слои, лежащие выше и ниже туфового слоя, имеют нормальные намагниченности, т. е. намагниченности, направления которых приблизительно совпадают с направлением современного геомагнитного поля.

Подобные случаи были обнаружены Грэхемом и другими исследователями в США. Эти исследования позволяют сделать вывод, что



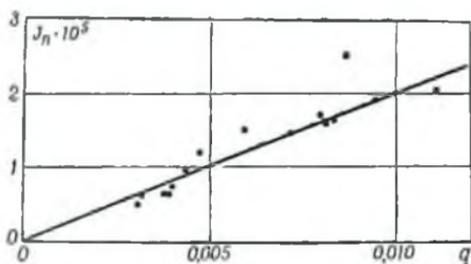
Фиг. 146. Шмидтовская проекция направлений естественной остаточной намагниченности туфа Азуки-туф.

Южный полюс проецируется на нижнюю полушару. Крестик (X) показывает северное направление современного геомагнитного поля, по Каван и Матуура.

обратная остаточная намагниченность в горизонтальном слое некоторой мощности, заключенном между слоями с нормальной намагниченностью, наблюдается в природе довольно часто.

**Интенсивность естественной остаточной намагниченности осадочных пород.** Интенсивность естественной остаточной намагниченности  $J_n$  осадочных пород очень мала и изменяется в пределах  $10^{-7} \sim 10^{-4}$  гс. Значение  $J_n$  для образцов пород Нарита-бед [2, 3, 4], направление  $J_n$  которых показано на фиг. 140, равно  $6 \cdot 10^{-6} \sim 10 \cdot 10^{-6}$  гс. Значение  $J_n$  для глин Новой Англии [7] (см. фиг. 144) меняется от  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $40 \cdot 10^{-5}$ , при этом среднее значение равно  $10 \cdot 10^{-5}$  гс, а для океанических отложений [7] (см. фиг. 145) значения  $J_n$  меняются от  $3 \cdot 10^{-6}$  до  $3 \cdot 10^{-5}$  гс.

Как будет объяснено позже (стр. 196—204), очень малая величина остаточной намагниченности осадочных пород не может рассматриваться, как особое явление в магнетизме горных пород, так как осадочные породы также способны приобретать обычную изотермическую остаточную намагниченность под влиянием магнитного поля Земли, поскольку они содержат ферромагнитные минералы. Кроме того, сезонные и суточные вариации температуры атмосферы могут вызывать TRM в этих породах. Но так как остаточная намагниченность, вызванная этими процессами, очень мала, то ею обычно пренебрегают.



Фиг. 147. Связь между интенсивностью естественной остаточной намагниченности ( $J_n$ ) и содержанием магнетита ( $q$ ) в отложениях Наритабед.

Для осадочных пород Нарита-бед [3] доказано, что они содержат зерна ферромагнитных минералов диаметром 0,04—0,08 м.м главным образом магнетита с точкой Кюри около  $590^\circ \text{C}$ . Как показано на фиг. 147, величины  $J_n$  образцов осадочных пород Нарита-бед приблизительно пропорциональны объемному содержанию ферромагнитных минералов в образце.

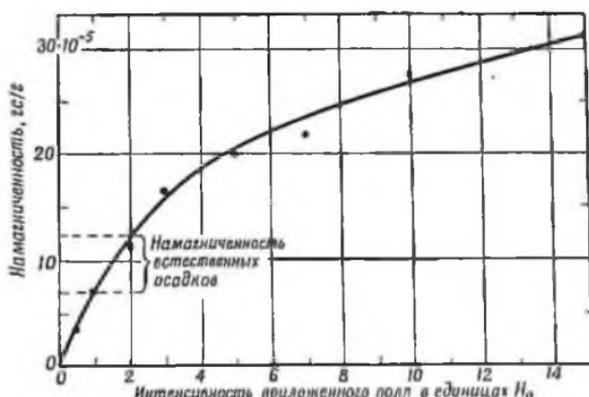
Доказано [9], что ферромагнитными компонентами ленточных глин являются частицы магнетита с диаметром, колеблющимся от 5 до 0,01  $\mu$  (чаще от 0,5 до 0,1  $\mu$ ). Согласно выводам, сделанным на стр. 28—29, большая часть этих частиц магнетита может иметь только один магнитный домен. Это значит, что каждое зерно имеет спонтанную намагниченность, пропорциональную его объему.

Другие проблемы, связанные с интенсивностью остаточной намагниченности осадочных пород, будут обсуждаться на стр. 191—204.

### ОСАЖДЕНИЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Осаждение материала осадочных пород в лабораторных условиях. Некоторыми исследователями были проведены лабораторные эксперименты по изучению намагничивания искусственных осадков в стоячей воде под влиянием магнитного поля.

Хотя различные исследователи проводили опыты независимо друг от друга и с различными материалами (Джонсон с сотрудниками [7] проводили опыты с глинами, Нагата [2] — с тонкими песками и раздробленными вулканическими породами и т. д.), полученные результаты показывают, что горизонтальное направление намагниченности искусственных осадков всегда совпадает с направлением горизонтальной составляющей магнитного поля с ошибкой в пределах нескольких градусов. Наоборот, наклонение намагниченности как



Фиг. 148. Намагниченность отложений, осаждаемых в лаборатории в магнитном поле при  $18^\circ\text{C}$ . Для сравнения показаны пределы изменения намагниченностей для естественных осадков, имеющих возраст 10 000 лет, по Джонсону, Марфи и Торреону.

у Джонсона, так и у Нагаты в ряде случаев меньше, чем наклонение приложенного поля, причем разница составляет  $10\text{--}20^\circ$ . Казалось бы, нет причин для такого анизотропного расхождения между намагниченностью и магнитным полем при сферической форме осаждающихся ферромагнитных частиц. Однако, согласно магнитному и микроскопическому анализам, о которых говорилось в гл. 3, небольшие частицы ферромагнитных минералов способны соединяться в цепочки по направлению их намагниченности, образуя небольшую магнитную стрелку. Это, вероятно, является причиной того, что наклонение намагниченности осадков меньше наклонения приложенного магнитного поля. Действительно, Изинг [8] указывал, что магнитная восприимчивость ленточных глин имеет большие значения вдоль горизонталь-

ной плоскости, чем вдоль вертикальной плоскости, и что благодаря магнитной анизотропии, о которой говорилось выше, наблюдается тенденция к уменьшению вертикальной компоненты  $J_n$ .

Фиг. 148 показывает зависимость намагниченности глин от приложенного магнитного поля  $H$ , которая была получена Джонсоном и другими [7]. Намагниченность  $J$  возрастает с увеличением  $H$ , поскольку толщина слоя воды, в котором частицы осаждались, оставалась постоянной.

**Математическое представление магнитной ориентации осадков [2].** Рассмотрим случай сферической частицы с массой  $m$ , моментом инерции  $I$  и магнитным моментом  $\sigma$ . Пусть эта частица осаждается в стоячей воде и на нее воздействует магнитное поле  $H$ . Движение частицы складывается из ее вращательного движения и поступательного движения вниз. Тогда, если  $\theta$  — угол между направлением магнитного момента частицы и полем  $H$ ,  $z$  — вертикальное расстояние, отсчитываемое вниз,  $\lambda$  — коэффициент вязкости воды по отношению к вращательному движению, а  $\nu$  — коэффициент вязкости воды по отношению к поступательному движению частицы, то уравнения движения будут иметь следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} I \frac{d^2\theta}{dt^2} &= -\lambda \frac{d\theta}{dt} - \sigma H \sin \theta, \\ m \frac{d^2z}{dt^2} &= -\nu \frac{dz}{dt} + mg. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

При вращательном движении инерциальным членом  $I \frac{d^2\theta}{dt^2}$  можно пренебречь по сравнению с двумя другими членами. Тогда  $\theta$  будет выражаться следующим образом:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \operatorname{tg} \frac{\theta_0}{2} e^{-\frac{\sigma H t}{\lambda}}, \quad (2)$$

где  $\theta_0$  означает начальное значение  $\theta$  при  $t = 0$ .

Пусть толщина слоя воды равна  $h$ . Тогда время  $t$ , которое требуется для опускания частицы, имеющей начальную скорость, равную нулю, на расстояние  $h$ , может быть найдено из выражения

$$h = \frac{m}{\nu} g t + \frac{m^2}{\nu^2} g \left( e^{-\frac{\nu}{m} t} - 1 \right)$$

или приближенно

$$h \cong \frac{m}{\nu} g t. \quad (3)$$

Предположим, что осаждается большое количество  $N$  одинаковых частиц, имеющих случайное распределение направлений вектора остаточной намагниченности при  $t = 0$  (что соответствует  $z = 0$ ). Тогда общий результирующий магнитный момент  $J$  образовавшегося на дне осадка, т. е. при  $z = h$  (что соответствует  $t = t$ ), получается

из уравнения (2)

$$J = \frac{N\sigma}{\pi} \int_0^{\pi} \cos \theta \, d\theta_0 = N\sigma \operatorname{th} \left( \frac{\sigma H}{2\lambda} t \right). \quad (4)$$

Этот результат показывает, что величина  $J$  при малых значениях  $H$  почти пропорциональна величине поля  $H$ , а вообще пропорциональна  $th \, vsh/2\lambda mg$ , помноженному на  $H$ . При  $H \rightarrow \infty$   $J$  стремится к значению насыщения  $N\sigma$ . Такой теоретический вывод хорошо согласуется с результатами лабораторных экспериментов, приведенными на фиг. 148. Аргумент гиперболического тангенса в уравнении (4) пропорционален также  $t$ . Это означает, что чем медленнее осаждаются намагниченные частицы в воде, тем больше становится величина  $J$  в постоянном магнитном поле. Другими словами,  $H$  и  $t$  ( $\cong \frac{v}{mg} h$ ) играют одну и ту же роль в уравнении (4), и произведение  $Ht$  является параметром, определяющим степень магнитной ориентации осадка при условии, что параметры вещества  $N$ ,  $\sigma$ ,  $\lambda$  и  $v$  постоянны.

На основании вычислений, приведенных выше, нельзя ожидать различий между наклоном намагниченности осадка и наклоном  $H$ . Если такие различия наблюдаются, они, повидимому, обусловлены анизотропной формой ферромагнитных частиц, как упоминалось ранее.

Таким образом, происхождение естественной остаточной намагниченности осадочных пород *in situ* также можно объяснить влиянием геомагнитного поля на зерна ферромагнитных минералов, содержащихся в осадочных породах.

**Влияние движения воды на магнитную ориентацию осадка.** В естественных условиях процесс отложения осадков в морях и озерах всегда происходит при термических и гидродинамических возмущениях, которые должны нарушать правильную ориентировку намагниченных частиц в осадке. Эксперименты по осаждению тонких песков отложений Нарита-бед в воде, которой сообщали вращательное движение вокруг вертикального направления, показали, что направление намагниченности осадка отклоняется по направлению вращения. Это отклонение возрастает с увеличением скорости вращения, достигая приблизительно  $40^\circ$  при наивысшей скорости.

При отложении в естественных условиях тепловая и гидродинамическая турбулентность в воде в большинстве случаев заметно влияет на вращение ферромагнитных частиц. Если мы возьмем некоторый достаточно большой объем осадка, то возмущения в различных частях этого объема могли быть случайными, в результате чего ослабляется тенденция к однородной магнитной ориентации частиц под действием приложенного поля. В таком случае уравнение вращательного движения намагниченной частицы будет иметь следую-

щий вид:

$$-\lambda \frac{d\theta}{dt} - \sigma H \sin \theta + f(t) = I \frac{d^2\theta}{dt^2} \cong 0, \quad (5)$$

где  $f(t)$  — случайная сила, обусловленная возмущениями, и, вероятно,  $f(t) = 0$  и  $f^2(t) \neq 0$ . Если  $|\sigma H \sin \theta| \gg |f(t)|$ , то уравнение (5) переходит в уравнение (1); таким образом, в результате получается уравнение (4). Если  $|f(t)| \gg |\sigma H \sin \theta|$ , распределение углов  $\theta$  становится случайным и, следовательно,  $J$  будет очень малым. Очевидно, это условие зависит главным образом от величины  $\sigma$ , так как поле  $H$  должно быть порядка современного геомагнитного поля. Здесь следует заметить, что  $\sigma$  обозначает момент „постоянной“ намагниченности, которую имеют частицы, когда они осаждаются в воде. Следовательно, если частицы имели очень малую остаточную намагниченность, то при осаждении даже в спокойной воде они не приобретут магнитной ориентации под действием геомагнитного поля. Это очевидное условие часто, повидному, опускается при обсуждении направления естественной остаточной намагниченности осадков. Основная задача состоит в том, чтобы выяснить, имели ли ферромагнитные частицы достаточно большую величину  $\sigma$  в начальной стадии осаждения.

Для ленточных глин Новой Англии выяснено, что величина  $\sigma$  большей части очень тонких зерен магнетита равна величине спонтанной намагниченности, которая абсолютно стабильна до тех пор, пока не произойдет изменения в самом материале. Было доказано экспериментально, что величина  $\sigma$  для тонких песков отложений Нарита-бед близка к предельной TRM каждого зерна, вызванной полем  $H = 0,45$  эрст. Однако нет никаких оснований считать, что ферромагнитные минералы во всех осадках должны иметь такую сильную остаточную намагниченность, как спонтанная намагниченность магнетита или предельная TRM. Следовательно, при обсуждении возможной связи между намагниченностью осадочных пород и геомагнитным полем желательнее определить, достаточно ли малы зерна ферромагнитных минералов, содержащихся в осадке, для того чтобы состоять из одного домена, и обуславливает ли магнитный характер этих минералов сохранение достаточно интенсивной TRM.

Вопрос о надежности определения направления намагниченности осадочных пород может быть решен путем статистического исследования случайных скоплений большого числа ферромагнитных зерен в этих породах [3, 4]. Вероятность ( $P$ ) того, что результирующий магнитный момент случайного скопления намагниченных частиц ( $N$ ), имеющих средний магнитный момент  $\sigma$ , в  $\alpha$  раз превышает момент их общей суммы (т. е.  $N\sigma$ ), выражается следующим образом:

$$P = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{A^3} \int_{r_0}^{\infty} r^2 e^{-\frac{r^2}{2A^2}} dr, \quad (6)$$

где

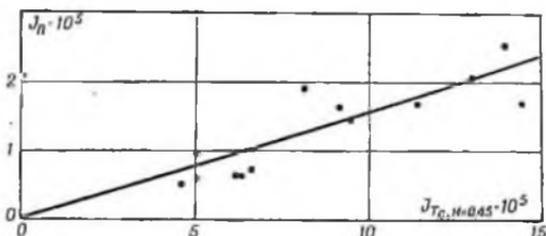
$$A^2 \equiv \frac{N\sigma^2}{3}, \quad r_0 = \alpha N\sigma.$$

Величину  $P$  можно оценить из уравнения (6) при условии, что  $N$  и  $\sigma$  даны.

Например, соотношение между интенсивностью  $J_n$  естественной намагниченности и интенсивностью предельной TRM,  $J_{T_c, H}$  (которая почти равна  $N\sigma$ ), показано на фиг. 149. Из фигуры видно, что:

$$\alpha \equiv \frac{\sum \sigma_i \cos \theta_i}{\sum \sigma_i} = \frac{\overline{\cos \theta}}{N} = \frac{J_n}{J_{T_c, H}} \cong 0,12.$$

Число частиц  $N$ , согласно результатам вычислений, в естественных образцах колеблется в пределах от  $7 \cdot 10^3$  до  $3 \cdot 10^4$  на каждый



Фиг. 149. Соотношение между интенсивностью NRM,  $J_n$ , и интенсивностью полной TRM в поле  $H = 0,45$  эрст,  $J_{T_c, H=0,45}$ , для образца из осадочных пород Нарита-бед.

кубический сантиметр образца. Следовательно, полагая  $\alpha = 0,1$ ,  $N > 7 \cdot 10^3$  в выражении (6), мы получаем  $P < 10^{-45}$ . Это означает, что магнитная ориентация частиц в осадках Нарита-бед не является результатом случайного скопления намагниченных частиц. Другой метод [4] оценки надежности определения направления намагниченности осадочных пород состоит в следующем. Если случайная возмущающая сила  $F(t)$  имеет тот же порядок величины, что и  $\sigma H \sin \theta$  в уравнении (5), то распределение направления  $\theta$  магнитных моментов большого числа намагниченных частиц в осадке будет почти симметрично относительно направления геомагнитного поля  $H$ . Следовательно, дисперсия распределения может быть обусловлена главным образом случайными возмущающими силами, и формула распределения  $f(\theta)$ , согласно Гауссу, будет

$$f(\theta) = Ce^{-\frac{(\theta - \theta)^2}{k^2}}. \quad (7)$$

Тогда, следовательно,

$$\alpha \equiv \frac{\sum \sigma_i \cos \theta_i}{\sum \sigma_i} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \cos \theta f(\theta) d\theta}{\int_{-\infty}^{\infty} f(\theta) d\theta} = e^{-\frac{k^2}{4}}. \quad (8)$$

Зная  $\alpha$ , при помощи этого соотношения можно оценить величину  $k$  в уравнении (7). Используя значение  $k$ , мы можем оценить среднюю ошибку наблюдаемого направления намагниченности осадочных пород, которое соответствует среднему значению направления намагниченности для  $N$  образцов с функцией распределения, выражаемой уравнением (7). Другими словами, средняя ошибка показывает величину возможного отклонения намагниченности от направления геомагнитного поля.

Например, стандартная ошибка в наблюдаемой величине  $\theta$  для осадков Нарита-бед, для которых  $N > 7 \cdot 10^3$  и  $\alpha = 0,1$ , будет равна

$$|\varepsilon| = \frac{k}{\sqrt{2N}} \cong 1,5^\circ.$$

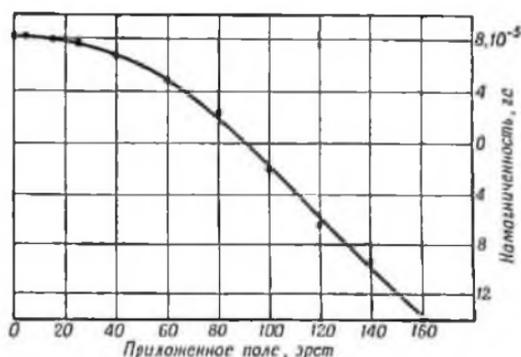
Следовательно, направление  $J_n$  этих образцов будет достаточно надежно указывать направление геомагнитного поля, действовавшего в период осадкообразования. Однако если  $N$  и  $\alpha$  намного меньше этих значений, то ошибка  $\varepsilon$  становится равной  $20-40^\circ$ , что свидетельствует о ненадежности полученного результата.

Данные упоминавшегося выше статистического исследования необходимы, но недостаточны при обсуждении физического смысла направления остаточной намагниченности осадочных пород.

### СТАБИЛЬНОСТЬ ЕСТЕСТВЕННОЙ ОСТАТОЧНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ ОСАДОЧНЫХ ПОРОД

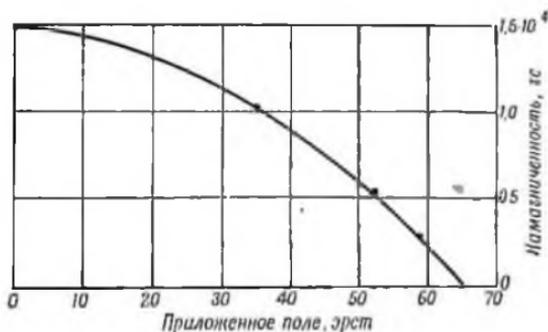
Стабильность естественной остаточной намагниченности по отношению к магнитному полю. На фиг. 150 показана кривая размагничивания естественной остаточной намагниченности ленточных глин (возраст 11 000 лет) постоянным магнитным полем, направление которого противоположно направлению естественной остаточной намагниченности. Эта кривая получена Джонсоном с сотрудниками [7]. Кривая размагничивания для образца глины, осажденной в лаборатории в современном геомагнитном поле, приведена на фиг. 151. Эти исследования показывают высокую стабильность как естественной остаточной намагниченности ленточных глин *in situ*, так и остаточной намагниченности искусственно осажденной глины.

На фиг. 152 и 153 приведены типичные примеры изменения остаточной намагниченности осадочных пород в зависимости от величины переменного магнитного поля. В обоих случаях переменное



Фиг. 150. Размагничивание образца ленточных глин из Вермонта (возраст 11 000 лет), по Джонсону, Марфи и Торресону.

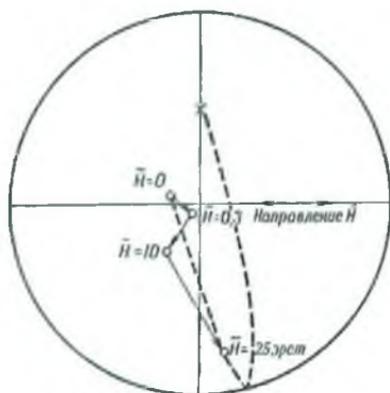
магнитное поле было приложено к образцам перпендикулярно к направлению вектора остаточной намагниченности. На этих фигурах видно, что переменное магнитное поле значительно влияет на NRM остаточных пород и что направление остаточной намагниченности



Фиг. 151. Размагничивание глин, отложенных в лаборатории в современном геомагнитном поле; по Джонсону, Марфи и Торресону.

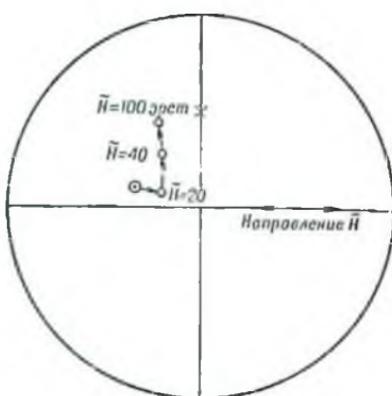
постепенно сдвигается, причем сдвиг происходит в сторону геомагнитного поля, которое постоянно действует на образец, а не по направлению к приложенному переменному полю. Подобная процедура размагничивания почти не изменяет направление TRM тех же образцов.

Таким образом, можно сделать вывод, что у одних осадочных пород естественная остаточная намагниченность достаточно стабильна относительно магнитных возмущений, а у других стабильность недостаточна.



Фиг. 152. Изменение направления NRM образцов осадочных пород в зависимости от переменного магнитного поля  $H$ .

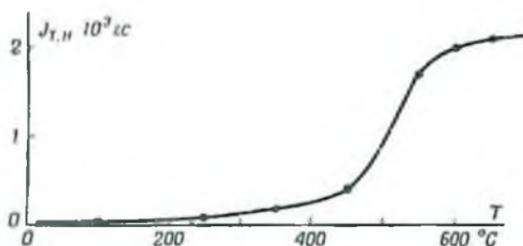
Шмидтовская проекция северных полюсов на верхнюю полушару. Крестик (X) показывает северное направление геомагнитного поля на нижней полушару, которое перпендикулярно  $H$ . Пунктирная кривая представляет большой круг, проходящий через (X) и точку  $H=0$ . Образец туфа Азуки-туф, по Матуура и Нагата.



Фиг. 153. Изменение направления NRM осадочных пород (полуостров Босо) в зависимости от переменного магнитного поля ( $H$ ).

Шмидтовская проекция северных полюсов на нижнюю полушару, по Матуура и Нагата.

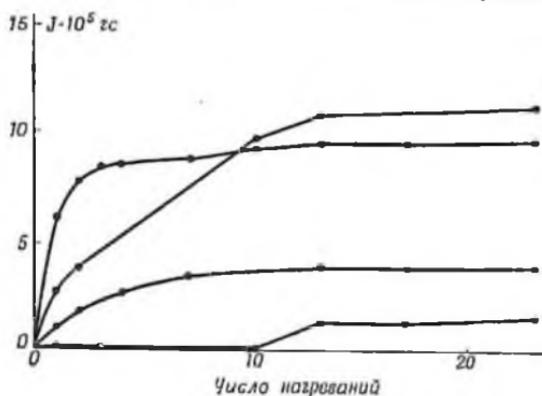
**Изменение естественной остаточной намагниченности осадочных пород с температурой.** Осадочные породы в процессе



Фиг. 154. Термоостаточная намагниченность ( $H = 0,5$  эрст) осадочных пород Нарита-бед.

охлаждения при наличии магнитного поля могут приобретать термоостаточную намагниченность. На фиг. 154 показана зависимость  $J_{T, H=0,5}$  от  $T$  TRM плейстоценовых отложений Нарита-бед.

Таким образом, при повторных нагреваниях в пределах атмосферных температур и при воздействии геомагнитного поля осадочные породы могут, повидимому, приобретать TRM порядка  $10^{-5}$  гс. На фиг. 155 приведены кривые, полученные Каван, которые подтверждают этот вывод. Осадочные породы полуострова Босо, направления естественной остаточной намагниченности которых показаны на фиг. 141 и 142, нагревались до температуры, превышающей температуру атмосферы на  $33^\circ$ , и затем охлаждались в геомагнитном поле. В результате образцы приобретали TRM, направление которой совпадало с направлением геомагнитного поля. Процесс нагревания



Фиг. 155. Процесс образования остаточной намагниченности  $J$  при повторных нагреваниях осадочных пород в геомагнитном поле.

Пределы изменения температуры при нагреве —  $33^\circ$ , по Каван.

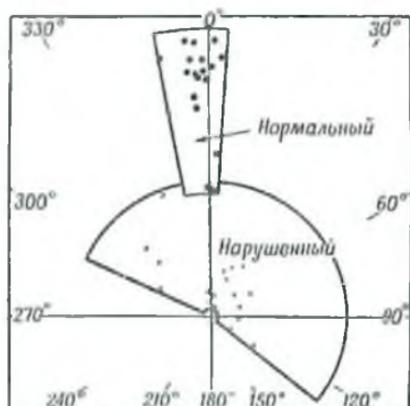
был повторен  $n$  раз. Абсцисса на фиг. 155 показывает число нагреваний, а ордината — полученную интенсивность TRM. При возрастании числа нагреваний результирующая интенсивность возрастает. Таким образом, если процесс нагревания повторяется 10—15 раз, то эти образцы осадочных пород, возраст которых изменяется от миоцена до плейстоцена, могут приобрести TRM порядка  $10^{-5}$  гс, что в несколько десятков раз больше естественной остаточной намагниченности этих отложений.

Так как выводы, сделанные в гл. 4, не позволяют точно интерпретировать процесс приобретения TRM при вышеупомянутых небольших температурах, то крайне желательно дальнейшее детальное изучение этого явления. Однако нет сомнения в том, что естественная остаточная намагниченность этих осадочных пород должна сильно изменяться при возникновении и исчезновении упоминавшейся здесь TRM.

**Геологические доказательства стабильности естественной остаточной намагниченности осадочных пород.** Кроме лаборатор-

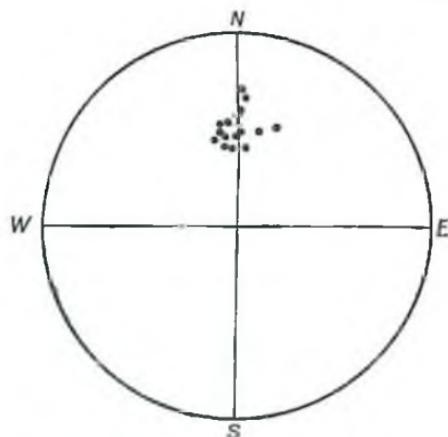
ных опытов по изучению стабильности естественной остаточной намагниченности осадочных пород, стабильность может быть оценена *in situ* посредством геологических исследований.

На фиг. 156 приведены результаты такого исследования естественной остаточной намагниченности ленточных глин, полученные Джонсоном с сотрудниками [7]. Черные кружочки на фигуре показывают интенсивность и направление горизонтальной компоненты  $J_n$  нормальных ленточных глин, а крестики — те же характеристики



Фиг. 156. Разброс магнитных векторов в нормальном и нарушенном слое.

Ленточные глины Новой Англии, по Джонсону, Марфи и Торресону.



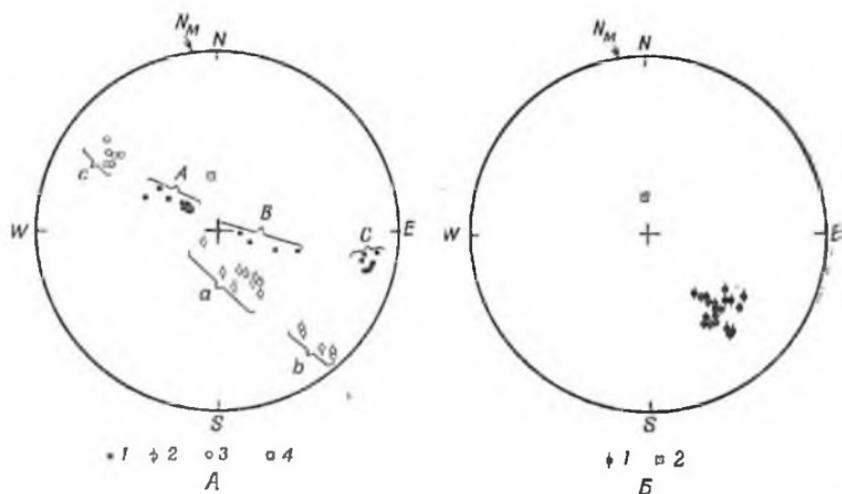
Фиг. 157. Направление галек конгломерата, отложения полуострова Босо.

Проекция северных полюсов на нижнюю полусферу; крестик (X) показывает направление современного геомагнитного поля, по Капан и Матуура.

для нарушенных глин, которые лежат между нормальными ленточными глинами, залегающими горизонтально. Нарушенные глины сначала были перемешаны, а потом отложены случайно ориентированными слоями. Повидимому, нарушение слоев произошло во время их отложения.

Как показано на фигуре, намагниченность ленточных глин, залегающих горизонтально, почти однородна, в то время как намагниченность нарушенных глин мала по величине и имеет случайные направления. Если бы намагниченность была нестабильна и изменялась вслед за изменением магнитного поля, то нарушенная часть слоев была бы намагничена, в основном, в том же направлении и с той же интенсивностью, что и ненарушенные слои, т. е. вдоль современного геомагнитного поля. Если, наоборот, естественная остаточная намагниченность обусловлена ориентировкой по полю намагниченных частиц во время их осаждения, тогда ненарушенные слои будут характеризоваться отсутствием изменений, а нарушенные — сильными

изменениями в статистической ориентировке. Такая картина свидетельствует о стабильности; при этом NRM нарушенной части слоев будет случайной по направлению и намного меньше, чем намагниченность ненарушенной части. На фиг. 156 ясно видно, что естественная остаточная намагниченность ленточных глин стабильна; нарушенные слои сохранили случайные направления намагниченности.



Фиг. 158. Направление NRM смятого в складки слоя и это же направление, исправленное за наклон, по Грэхему.

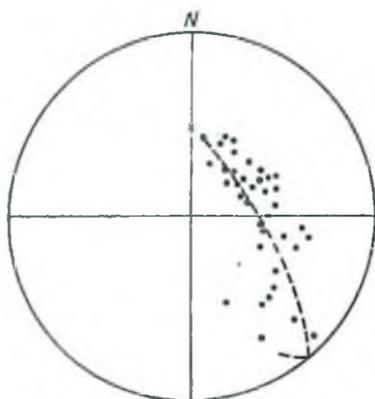
*А* — наблюдаемые намагниченности и ориентировка слоев формации Роз-Хилл (силур). Пинто, Мэриленд. 1 — ориентировка слоев, 2 — южный полюс намагниченности; 3 — северный полюс намагниченности; 4 — современное поле.

*Б* — намагниченности складчатой формации Роз-Хилл (силур), исправленные за наклон слоев Пинто, Мэриленд. 1 — южный полюс намагниченности (исправленный); 2 — современное поле.

Тот же самый критерий можно применить для оценки стабильности естественной остаточной намагниченности слоистых осадочных отложений и конгломератов, имеющих один и тот же состав и одинаковый возраст. На фиг. 157 показано направление естественной остаточной намагниченности конгломератов полуострова Босо, которые имеют тот же состав, что и породы, диаграммы намагниченности которых приведены на фиг. 141 и 142 и которые залегают между горизонтальными слоями последних. Бросается в глаза тот факт, что направление естественной остаточной намагниченности этих конгломератов почти совпадает с направлением естественной остаточной намагниченности слоистых пород, а также с направлением современного геомагнитного поля. Следовательно, естественная остаточная намагниченность конгломератов нестабильна.

Повидимому, тот же критерий можно применить для исследования стабильности естественной остаточной намагниченности наклонных или смятых в складки слоев осадочных пород при условии, что

наклон слоя осадочных пород не был обусловлен деформацией сдвига, т. е. при условии, что нормаль к поверхности изогнутого слоя соответствует нормали к горизонтальному слою в то время, когда породы отлагались. На фиг. 158 представлена стабильная естественная остаточная намагниченность складчатых осадочных пород, полученная Грэхемом [9]. Эти осадочные породы взяты из силурийских песчаников в штате Мэриленд, США, возраст которых считается приблизительно равным 350 млн. лет. На фиг. 158, А изображена диаграмма, составленная для наблюдаемого направления намагниченности в поле Земли, тогда как фиг. 158, В дает направление той же намагниченности, исправленной за наклон



Фиг. 159. Распределение направлений NRM по большому кругу на диаграмме в проекции Шмидта. Образец туфа Азукки-туф, по Кавани и Куме.

конгломераты, имеющие большой разброс векторов намагниченности, в то время как векторы намагниченности горизонтальных слоев, залегающих горизонтально и имеющих тот же состав, строго параллельны. Грэхем делает следующий вывод: „Существуют осадочные породы, которые сохранили направление намагниченности в продолжении ряда геологических эпох; таким образом, имеется возможность точно определять направление магнитного поля, действовавшего в эпоху образования породы, по направлению намагниченности пород, которые обнаруживают стабильность. Полевые исследования показывают, что достаточная степень магнитной стабильности обычна для осадочных пород“ [9].

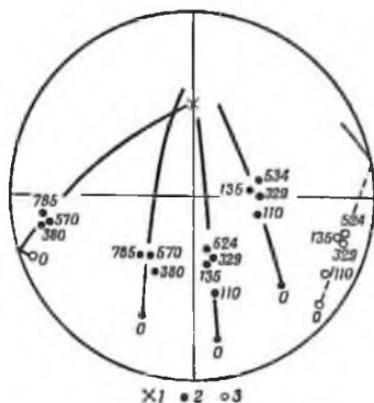
В некоторых случаях векторы намагниченности различных частей изогнутого слоя осадочных пород параллельны друг другу, но значительно отклоняются от направления геомагнитного поля. Несколько таких примеров было найдено Грэхемом в США и Кавани в Японии. Складчатый или наклонный слой в этом случае возник, вероятно,

слова (направление вектора намагниченности отсчитывается от плоскости первоначального горизонтального слоя). Несмотря на большой разброс наблюдаемых направлений векторов намагниченности, исправленные направления лежат в узких пределах вокруг некоторого определенного направления. Таким образом, тесная связь между ориентировкой слоев и направлением естественной остаточной намагниченности доказывает, что порода сохранила направление намагниченности со времени, предшествовавшего складчатости, т. е., вероятно, с конца палеозойской эры (приблизительно 200 млн. лет тому назад).

Грэхем обнаружил целый ряд подобных случаев. Им описаны

благодаря деформации сдвига; при этом ориентировка нормалей остается такой же, несмотря на изменение формы слоя.

Другой интересный результат приведен на фиг. 159, где направления NRM ряда образцов слоя Азуки-туф распределяются почти вдоль дуги большого круга, которая кончается в точке, представляющей направление геомагнитного поля. Вектор наблюдаемой намагниченности  $J_n$  отдельных образцов состоит, повидимому, из двух компонентов: намагниченности  $J_{||}$ , параллельной геомагнитному полю, и намагниченности, характеризующейся некоторым определенным направлением  $J_n^0$ . Отношение  $J_{||}/J_n^0$  меняется для различных образцов, поэтому вышеупомянутая интерпретация может объяснить почти непрерывное распределение направлений  $J_n$  вдоль большого круга. Во всяком случае вышеприведенный результат свидетельствует о нестабильности кажущегося направления естественной остаточной намагниченности некоторых пород. Однако здесь же показано, что для каждого образца  $J_n = c_1 J_n^0 + c_2 J_{||}$ ;  $J_n^0$ , вероятно, представляет первичную естественную остаточную намагниченность, а  $J_{||}$  является нестабильной частью, которая может быть вызвана современным геомагнитным полем.



Фиг. 160. Изменение направления NRM осадочных пород в зависимости от времени в лабораторных условиях.

1 — направление геомагнитного поля в лаборатории (северное направление в нижней полусфере); 2 — северный полюс на нижней полусфере; 3 — северный полюс на верхней полусфере. Цифры обозначают время в днях, по Кавзи и Кузе.

Следовательно, можно сделать вывод, что NRM одних осадочных пород сохранилась в продолжение последних  $10^8$  лет и более, в то время как некоторые другие породы были нестабильны. Ни один лабораторный эксперимент не может дать сведений относительно стабильности естественной остаточной намагниченности в течение геологических эпох. Поэтому в дальнейшем должны быть проведены обширные полевые исследования, которые позволят ответить на вопрос, какая намагниченность и для каких осадочных пород может стабильно сохраняться в течение длительных периодов.

**Лабораторные исследования стабильности естественной остаточной намагниченности осадочных пород.** Часто наблюдалось, что направление NRM образцов осадочных пород, которые спокойно лежали в лаборатории, постепенно изменялось со временем. На фиг. 160 приведен типичный пример такого явления для естественной остаточной намагниченности конгломератов полуострова Босо, пока-

занных на фиг. 157 (по Каван). Образцы пород, которые имели направления естественной остаточной намагниченности, обозначенные на фигуре значками „0“, были оставлены в лаборатории, где геомагнитное поле имело направление, показанное крестиком на той же фигуре. Числа, стоящие возле точек каждой группы, обозначают время в количестве дней от начала эксперимента.

Как ясно видно из фигуры, направление остаточной намагниченности постепенно сдвигалось со временем вдоль большого круга по направлению к геомагнитному полю. Величина сдвига достигала  $60^\circ$  в течение 500 дней. Этот факт свидетельствует о том, что остаточная намагниченность конгломератов никоним образом не является стабильной, тем более что ее направление меняется и в случае приложения переменного поля, как показано на фиг. 152 и 153.

Точно так же, как на фигуре 159,  $J_n$  на фиг. 160 можно интерпретировать как результат наложения  $J_n^0$  и  $J_n$ , причем последняя обусловлена, вероятно, наличием геомагнитного поля. Таким образом, мы можем сказать, что кажущаяся естественная остаточная намагниченность некоторых пород является нестабильной даже в течение небольшого периода времени. Нестабильность проявляется при влиянии небольших магнитных возмущений от линий промышленных переменных токов и т. д.

Однако путем соответствующего эксперимента и анализа можно, повидимому, выделить  $J_n^0$ , которая сохраняет свое первоначальное направление. Изучение этого вопроса является одной из будущих проблем учения о магнетизме остаточных пород.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. McNish A. G., Johnson E. A., *Terr. Mag.*, **43**, 393 (1938).
2. Nagata T., Rikitake T., Akasi K., *B. E. R. I.*, **21**, 276 (1943).
3. Nagata T., Harada Y., Hirao K., *B. E. R. I.*, **23**, 79 (1945).
4. Nagata T., Hirao K., Yoshikawa H., *Journ. Geomag. Geoele.*, **1**, 52 (1949).
5. Kawai N., *Journ. Geoph. Res.*, **56**, 73 (1951).
6. Torreson O. W., Murphy T., Graham J. W., *Journ. Geoph. Res.*, **54**, 111 (1949).
7. Johnson E. A., Murphy T., Torreson O. W., *Terr. Mag.*, **53**, 349 (1948).
8. Ising O., *Arkiv. Math. Astr. Fys.*, **29** A, No. 5 (1943).
9. Graham J. W., *Journ. Geoph. Res.*, **54**, 131 (1949).

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ, СВЯЗАННЫЕ  
С МАГНЕТИЗМОМ ГОРНЫХ ПОРОД

## ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Магнитные свойства изверженных и осадочных пород интересны не только геомагнитологам, но также геофизикам и геологам, которые интересуются строением земной коры. В большинстве случаев интерес возбуждает вопрос о происхождении намагниченности горных пород, являющихся источниками локальных аномалий, так как магнитная разведка базируется на знании магнитных свойств горных пород. (Аномалии могут быть выявлены как при наземных наблюдениях, так и с самолета).

Кроме того, большой интерес представляет проблема изменений локальных аномалий геомагнитного поля, сопровождающих сильную вулканическую деятельность, а также связь этих изменений с изменениями магнитных свойств горных пород. Намагниченность горных пород можно рассматривать как след геомагнитного поля, существовавшего в прошлые геологические эпохи, т. е. как очень важный элемент палеомагнетизма, поскольку вековые вариации геомагнитного поля на протяжении всей жизни Земли представляют один из основных объектов исследований современной геофизики.

Именно это побудило ряд ученых попытаться подвести итоги современному состоянию вопроса о магнетизме горных пород главным образом с точки зрения феноменологического изучения ферромагнитных материалов. Наиболее обстоятельной из таких работ является монография Хаалька [1], „Магнетизм горных пород“, в которой дан обзор основных работ по этому вопросу, опубликованных до 1941 года.

Как уже указывалось в гл. 1, основы учения о ферромагнетизме породообразующих магнитных минералов были заложены совсем недавно; в настоящее время этот раздел науки быстро развивается. Однако в последние несколько лет очень мало продвинулся вопрос о характере магнитного последствия, или, другими словами, о характере явления релаксации, связанного с намагничиванием. В этой области все еще остается ряд нерешенных проблем, а вместе с тем релаксация должна играть главную роль в явлении термоостаточной намагниченности и стабильности намагниченности горных пород.

Следует еще раз указать на необходимость выявления наиболее существенных направлений, по которым должно идти развитие проблемы магнетизма горных пород. Ниже рассматриваются геофизические проблемы, связанные с магнетизмом горных пород с целью выяснения основных трудностей, заключающихся в этих проблемах.

## МАГНЕТИЗМ ГОРНЫХ ПОРОД И ЛОКАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ АНОМАЛИИ

Намагниченность  $J$  изверженных пород *in situ* можно выразить суммой обратимой намагниченности  $\chi H_0$ , индуцированной геомагнитным полем  $H_0$  и естественной остаточной намагниченности  $J_n$ , а именно

$$J = \chi H_0 + J_n. \quad (1)$$

Как указывалось на стр. 86—105,  $\chi$  горных пород зависит от различных параметров, но главным образом от содержания магнетита. Соотношение (1) может быть использовано для приближенной оценки  $\chi$ , где  $\chi = \rho/\rho_0$ , а  $\rho$  означает плотность. При уменьшении кислотности пород значение  $\chi$  возрастает вследствие уменьшения содержания  $\text{SiO}_2$  и увеличения содержания  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ . Табл. 9 показывает пределы изменения значений  $\chi$  для различных пород. Для детального рассмотрения  $\chi$  пород следует обратиться к гл. 1 и 3.

Оценить  $J_n$  изверженных пород обычно очень трудно, так как интенсивность  $J_n$  этих пород меняется от точки к точке. В некоторых вулканических породах  $J_n \gg \chi H_0$  и во многих случаях  $J_n \sim \chi H_0$ ; в некоторых кристаллических породах  $J_n < \chi H_0$ . Можно с уверенностью принять, что в базальтах и андезито-базальтах  $J_n \gg H_0$  или, по крайней мере,  $J_n > \chi H_0$  (см. стр. 121—140). С физической точки зрения при уменьшении размеров зерен магнетита значение  $J_n$  увеличивается; с точки зрения петрологии те породы, которые содержат наибольшее количество магнетита в основной массе, имеют обычно наибольшую интенсивность  $J_n$ . Теоретическое доказательство этих положений приведено на стр. 165—174.

В настоящее время имеются следующие нерешенные проблемы остаточной намагниченности горных пород: 1) вопрос о том, обусловлено ли  $J_n$  наличием  $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и 2) каково происхождение обратной намагниченности некоторых пород. Интересной проблемой является также вопрос об интенсивной остаточной намагниченности гранитов, на что указывал Хейлс [2].

В большинстве случаев направление  $J_n$  почти параллельно направлению  $H_0$ , при этом разброс направленный  $J_n$  обычно лежит в пределах  $30^\circ$ . Таким образом, кажущуюся восприимчивость  $\chi_A$  можно определить как

$$J = \chi_A H_0, \quad \chi_A = \chi + \frac{J_n}{H_0}. \quad (2)$$

В других случаях направление  $J_n$  значительно отличается от направления  $H_0$ , причем в нескольких случаях направление  $J_n$  почти противоположно направлению  $H_0$ . Возможные факторы, определяющие направление  $J_n$ , обсуждались на стр. 121—140 и 181—184. Во всяком случае, при выполнении магнитной съемки в районе распространения изверженных пород желательно непосредственно измерять  $J_n$  для нескольких

типичных образцов пород. Такие данные по  $J_n$  часто более важны для интерпретации наблюдаемых магнитных аномалий, чем данные по  $\chi$ .

Для конгломератов или других пород, сложенных сравнительно небольшими частицами, принимается, что  $J_n$  значительно меньше, чем  $\chi H_0$  (насколько это можно установить макроскопически).

По сравнению с изверженными породами намагниченность осадочных пород несравненно меньше, и для них в большинстве случаев  $\chi H_0 \gg J_n$ . Проблемы, касающиеся  $J_n$  осадочных пород, обсуждались в гл. 5.

### МАГНЕТИЗМ ГОРНЫХ ПОРОД И ЛОКАЛЬНЫЕ АНОМАЛЬНЫЕ ВАРИАЦИИ ГЕОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

Часто высказывалась мысль, что аномальные изменения в земной коре, такие, как извержения вулканов и землетрясения, могут сопровождаться некоторыми аномальными изменениями геомагнитного поля. В периоды вулканических извержений и сейсмической активности был выполнен целый ряд полевых исследований [3—9], особенно в Японии. Несмотря на то, что до сих пор было проведено много таких исследований, объективных и надежных результатов очень мало. Наиболее надежными можно считать данные, полученные Рикитакэ [10, 11, 12] при извержении вулкана Михара на острове Осима в 1950 г. Результаты этих исследований показаны частично на фиг. 161.

Судя по магнитным аномалиям горизонтальной составляющей склонения, а также наклонения, показанным на фиг. 161, а, этот вулкан намагничен по направлению современного геомагнитного поля, причем намагниченность состоит главным образом из NRM. Намагниченность этого вулкана можно грубо представить как однородную намагниченность кругового конуса в направлении современного геомагнитного поля, причем интенсивность намагниченности равна приблизительно 0,03 гс. Аномальные локальные изменения, показанные на фиг. 161, б, продолжались в течение приблизительно двух месяцев со времени начала вулканической деятельности до ее наиболее активной стадии, в период которой произошло излияние большого количества лавы. Эти изменения соответствуют размагничиванию массы внутри сферы радиусом 1,7 км, которая расположена на глубине 5,5 км под кратером вулкана.

Подобный, но менее надежный результат был получен при сильном извержении на вулканическом острове Мияке в 1941 г. Вулканы острова Мияке и Михара сложены базальтами или андезито-базальтами; TRM этих пород очень велика,  $Q_T$  для них достигает 40—120, как упоминалось в гл. 4. Едва ли можно предположить, что наблюдаемые изменения магнитного поля обусловлены исчезновением только индуцированной намагниченности  $\chi H_0$  вследствие возрастания температуры внутри вулканов, так как  $\chi$  очень мала. Если, наоборот,