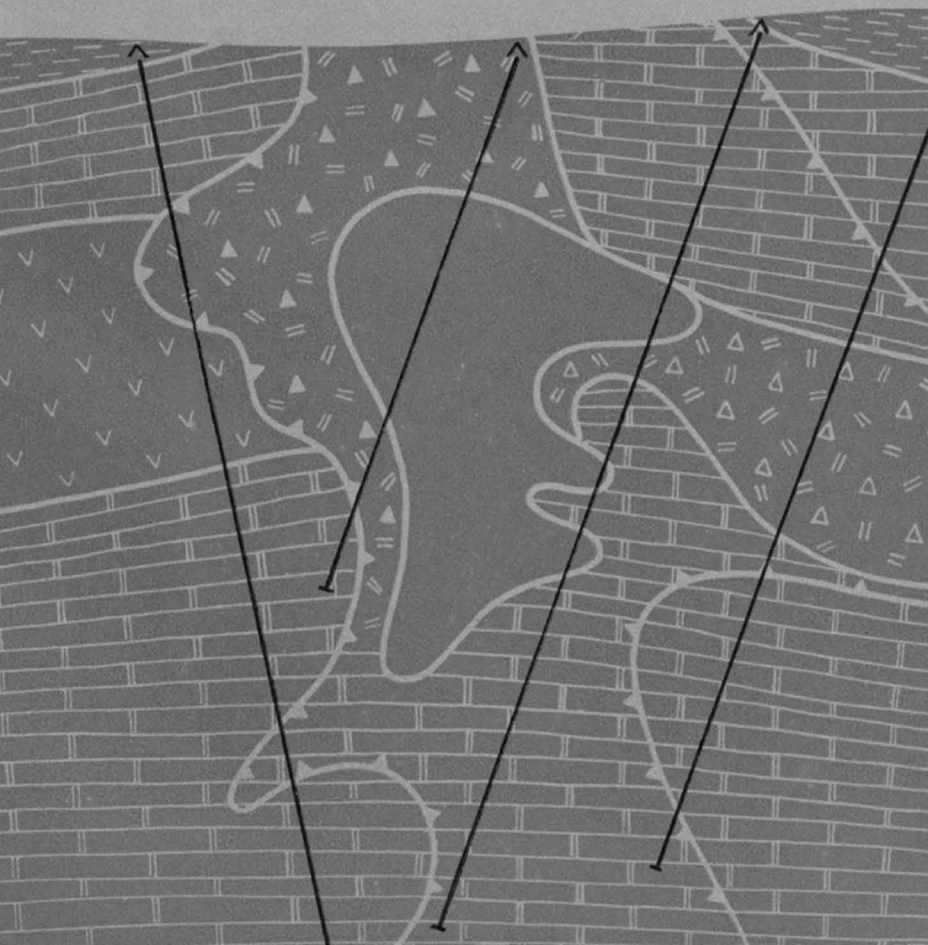


НИЗКОЧАСТОТНАЯ ИНДУКТИВНАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА при поисках и разведке магнитных руд



**НИЗКОЧАСТОТНАЯ
ИНДУКТИВНАЯ
ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА
при поисках
и разведке
магнитных руд**



Москва "Недра" 1986

Низкочастотная индуктивная электроразведка при поисках и разведке магнитных руд/Ю. И. Блох, Е. М. Гаранский, И. А. Доброхотова и др. — М.: Недра, 1986. — 192 с.

Обобщены материалы по применению низкочастотных индуктивных методов (НЧМ) в основных железорудных провинциях СССР при поверхностном картировании, изучении морфологии рудных тел, генезиса месторождений. В комплексе с магниторазведкой НЧМ дают возможность однозначно выяснять природу аномалий, получать принципиально новую геологическую информацию о содержании минералов в изучаемом объекте и их генезисе. Рассмотрены основы методов, аппаратура, оборудование, методика работ, обработка материалов.

Для инженеров и техников-электроразведчиков.

Табл. 3, ил. 69, список лит.—31 назв.

Авторы:

Ю. И. Блох, Е. М. Гаранский, И. А. Доброхотова, И. В. Ренард, Ю. В. Якубовский.

Рецензент: *Б. С. Светов*, д-р техн. наук (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн Академии наук СССР)

**Юрий Исаевич Блох, Евгений Михайлович Гаранский,
Ирина Александровна Доброхотова и др.**

НИЗКОЧАСТОТНАЯ ИНДУКТИВНАЯ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКА ПРИ ПОИСКАХ И РАЗВЕДКЕ МАГНИТНЫХ РУД

Редактор издательства *И. П. Иночкина*. Обложка художника *И. А. Слюсарева*.
Художественный редактор *В. В. Шутько*. Технический редактор *О. Ю. Цишевская*.
Корректор *Р. А. Давыдова*

ИБ 5756

Сдано в набор 21.06.85. Подписано в печать 14.01.86. Т-06315. Формат 60×90^{1/16}. Бумага книжно-журнальная. Гарнитура Литературная. Печать высокая. Усл.-печ. л. 12,0. Усл. кр.-отт. 12,51. Уч.-изд. л. 13,16. Тираж 820 экз. Заказ 475/38-3. Цена 65 коп.

Ордена «Знак Почета» издательство «Недра»,
103633, Москва, К-12, Третьяковский проезд, 1/19.

Московская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
109088, Москва, Ж-88, Южнопортовая ул., 24.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Повышение геологической эффективности геофизических исследований в рудных районах является актуальной проблемой дальнейшего развития геофизической службы в СССР. Одним из путей решения этой проблемы является совершенствование методов электроразведки, играющих важную роль в общем комплексе геофизических работ в рудных районах.

Начиная с 1965 г. авторы настоящей работы — сотрудники геофизического факультета Московского геологоразведочного института им. Серго Орджоникидзе — занимаются вопросами применения низкочастотных индуктивных методов электроразведки для изучения магнитных характеристик геологических разрезов. Эти исследования в достаточной степени обосновывают выбор геологических задач, методику полевых работ и интерпретацию их результатов в указанной выше области электроразведки. В ряде геологических организаций, ведущих поиски и разведку железорудных месторождений, низкочастотные индуктивные методы с успехом применяются в производственных масштабах. Следует ожидать, что в ближайшем будущем в связи с предполагающимся серийным выпуском универсального комплекса электроразведочной аппаратуры, позволяющего наряду с другими исследованиями выполнять работы низкочастотными индуктивными методами, появится возможность широкого применения этих методов в районах с четкой дифференциацией горных пород и руд по их магнитным свойствам. Именно это обстоятельство побудило авторов обобщить результаты опытных, а также производственных работ и изложить их в данной книге.

Настоящая книга предназначена главным образом для работников геофизических производственных предприятий, применяющих или предполагающих применять низкочастотные индуктивные методы. Некоторые полезные сведения найдут в ней научные работники, занимающиеся разработкой новых и совершенствованием известных методов электроразведки.

Основу книги составляют результаты, полученные авторами в процессе теоретических исследований и полевых работ в различных районах страны.

Введение и §§ 7 и 8 написаны Ю. В. Якубовским; §§ 1, 2 и 13 — И. А. Доброхотовой; §§ 3, 9, 10 и гл. V — И. В. Ренардом; §§ 3, 14—17 — Ю. И. Блохом; гл. II и §§ 11, 12 — Е. М. Гаранским. Общая научная редакция выполнена Ю. В. Якубовским.

Среди многочисленных методов электроразведки выделяется группа так называемых индуктивных методов, в которых в качестве носителя информации о геологическом разрезе используется переменное электромагнитное поле, возбуждаемое с помощью обтекаемых переменным током незаземленных контуров и измеряемое в ближней зоне источника, т. е. на расстояниях от него, существенно меньших длины волны. По характеру изменения поля во времени выделяют низкочастотные индуктивные методы (НЧМ), в которых поле изменяется по гармоническому закону, и метод переходных процессов (МПП), использующий нестационарные поля источников, питаемых импульсами тока.

Характер геологической информации, получаемой индуктивными методами, определяется прежде всего особенностями поведения индуктивно возбужденного поля в электрически неоднородных средах — реальных геологических разрезах. Эти особенности достаточно хорошо теоретически изучены для сравнительно простых геоэлектрических моделей и экспериментально — в реальных геологических условиях.

В индуктивных методах в качестве информационного параметра переменного электромагнитного поля обычно используют напряженность его магнитной составляющей. Аномальная компонента последней, т. е. отклонение наблюдаемого поля от его нормального значения, является конкретным носителем геологической информации. В некоторых случаях эту информацию выгодно извлекать из эффективных параметров — кажущейся проводимости или сопротивления, кажущейся магнитной восприимчивости и др., являющихся результатом нормирования наблюдаемого поля полем в однородной среде.

Аномалии, наблюдаемые в индуктивных методах, по своему происхождению и частотной зависимости могут быть разделены на четыре типа. К первому относятся вихревые аномалии (иногда используется термин «магнитные»), обязанные своим происхождением вихревым токам, индуцированным в проводящих областях геоэлектрического разреза. Второй тип — аномалии концентрационные (или электрические), связанные с зарядами, индуцированными на поверхностях раздела сред с различной электропроводностью при протекании тока через эти поверхности. Под влиянием поля этих зарядов происходит концентрация тока в областях разреза, обладающих высокой электропроводностью. Аномалии третьего типа — магнитостатические, связанные с намагничиванием пород и руд в первичном магнитном поле источника.

Аномалии четвертого типа связаны с явлением поляризации горных пород и руд под влиянием внешнего (поляризующего) поля. По своей природе они аналогичны аномалиям, наблюдаемым и используемым в методе вызванной поляризации.

Аномалии всех типов взаимно связаны. Появление аномалий одного типа влечет за собой появление или изменение аномалий других типов. Лишь в отдельных случаях можно наблюдать аномалию какого-либо типа в чистом виде. Так, например, локальный немагнитный проводник, расположенный в непроводящей среде, вызывает вихревую аномалию; аномалии такого же типа наблюдаются над горизонтально-слоистыми средами в поле вертикального магнитного диполя. Над магнитным непроводящим телом, расположенным в непроводящей же среде, наблюдаются магнитостатические аномалии и т. д. Соотношение между аномалиями различного типа существенно зависит от характера первичного поля — его ориентации, частоты или скорости изменения во времени, соотношения между электрической и магнитной составляющей и т. д. Направленным выбором структуры первичного поля и его зависимости от времени можно изменить соотношение между аномалиями различного типа.

Геологическая информативность вихревых, концентрационных и магнитостатических аномалий различна. Интенсивность и зависимость от частоты и времени вихревых аномалий определяются абсолютными значениями проводимости и размерами объектов, создающих эти аномалии. Это определяет большую разрешающую способность индуктивных методов в отношении разделения аномалий на рудные и безрудные при поисках хорошо проводящих руд. Концентрационные аномалии, подобно аномалиям в постоянных электрических полях, зависят от отношения электропроводности контактирующих сред, причем их интенсивность достигает предельных значений при сравнительно малой контрастности сопротивлений. Это обстоятельство определяет информативность аномалий концентрационного типа при решении задач геологического картирования малококонтрастных по удельному сопротивлению геологических разрезов.

Магнитостатические аномалии несут информацию о магнитной восприимчивости пород и руд, участвующих в геологическом строении исследуемой площади. В некоторой степени они близки к аномалиям, наблюдаемым при магниторазведочных исследованиях, однако отличаются от последних двумя существенными особенностями — в их образовании не участвует остаточная намагниченность и они связаны с индукционным намагничиванием геологических образований первичным полем, которым можно управлять в соответствии с решаемой геологической задачей, т. е. фокусировать его в определенных областях геологического разреза и выбирать его направление.

Аномалии, связанные с вызванной поляризацией горных пород и руд, в индуктивно возбужденных полях особенно четко проявляются в области инфранизких частот и сравнительно поздних стадий переходных процессов. Их можно ослабить или усилить, применяя электромагнитные поля, в которых электрическая компонента поля существенно ослаблена или, наоборот, усилена по сравнению с магнитной компонентой поля.

Традиционно индуктивные методы электроразведки применялись для изучения геоэлектрических разрезов, дифференцированных по удельному сопротивлению слагающих их пород и руд. Основными задачами подобного рода являются поиски и разведка хорошо проводящих руд, а также геологическое картирование.

Впервые соображения о возможности применения низкочастотных индуктивных методов для поисков магнитных руд железа были высказаны С. Уордом (1965 г.), им же выполнен расчет аномальных эффектов от проводящего и магнитного шара, помещенного в первично-однородное поле. Судя по опубликованным данным, практического приложения эти работы не получили.

В Советском Союзе систематические теоретические, опытные и производственные работы по применению индуктивных методов для изучения магнитных свойств геологических разрезов были начаты в 1965 г. [11, 12 и др.]. Сначала на месторождениях железистых кварцитов, а затем на железорудных месторождениях юга Западной Сибири и Приангарья были выполнены опытные полевые работы, доказавшие целесообразность применения низкочастотных индуктивных методов в комплексе с магниторазведкой для детальных поисков магнитных руд железа. Одновременно с полевыми работами проводились теоретические расчетные и модельные исследования, результаты которых легли в основу разработки методики полевых работ и интерпретации их результатов. Строгие решения задач о переменном первично-однородном магнитном поле в присутствии локальных проводящих и магнитных объектов удалось получить лишь для тел простой формы — шара и кругового цилиндра. Для эллиптического цилиндра и эллипсоида вращения пришлось ограничиться асимптотическими приближениями полных решений для достаточно низких и высоких частот. Для тел пластовой формы и для разрезов, состоящих из совокупности локальных проводников, взаимодействующих между собой, в большом объеме было выполнено физическое моделирование.

Успешный опыт применения индуктивных методов в указанных выше железорудных районах стимулировал развитие методик полевых работ. В 1972 г. была разработана методика вертикальных индукционных зондирований для изучения проводящих и магнитных разрезов [29]. В 1967—1969 гг. сотрудники ВИРГа и треста «Сибцветметавтоматика» выполнили опытные полевые работы дипольным индуктивным профилированием на железорудных месторождениях Приангарья [26]. В 1974 г. на кафедре геофизики Ленинградского горного института А. В. Колесником была разработана методика дипольного индуктивного профилирования установками с малыми разносами, предназначенная для экспрессного опробования железистых кварцитов в карьерах [12].

Логическим продолжением опытных работ в ряде железорудных провинций явилось производственное применение низкочастотных индуктивных методов. Впервые в производственных масштабах эти методы были применены на железорудных месторожде-

ниях КМА Воронежской геофизической экспедицией (1978 г.). Специфика геоэлектрических условий здесь связана с наличием мощной (до нескольких сотен метров) толщи хорошо проводящих отложений осадочного чехла, перекрывающего фундамент платформы. Глубокое залегание железистых кварцитов заставило выполнять работы методом незаземленной петли с большими петлями, а это в сочетании с высокой электропроводностью покровных отложений определило необходимость разработки и последующего применения методики учета влияния этих отложений путем введения в процессе обработки соответствующих поправок.

С 1980 г. низкочастотные индуктивные методы применяются в производственном масштабе на Южно-Якутских железорудных месторождениях в зоне БАМ. В комплексе с магниторазведкой эти методы позволяют уточнять морфологию рудных залежей, оценивать анизотропию магнитной восприимчивости и, используя корреляционные связи между магнитной восприимчивостью и содержанием магнитного железа, оценивать запасы железа. В последнее время начаты производственные работы низкочастотными индуктивными методами при поисках железных руд в Казахстане и на Полярном Урале.

Во всех упомянутых районах индуктивные методы применяются на стадии детальных поисков и отчасти при предварительной и детальной разведке, хотя информация, получаемая этими методами, была бы весьма полезной при общих и специальных поисках.

К настоящему времени достаточно полно определен круг задач, связанных с изучением магнитных свойств геологического разреза, для решения которых целесообразно привлекать низкочастотные индуктивные методы. К этим задачам следует прежде всего отнести раздельное определение индуцированной и остаточной намагниченности локальных железорудных объектов.

Известно, что интерпретация аномалий, связанных только с индукционным намагничиванием, дает более уверенную информацию о морфологии аномалиеобразующих объектов и их магнитной восприимчивости. Последний параметр особенно важен с разведочной точки зрения в связи с часто наблюдающейся корреляционной связью между магнитной восприимчивостью руды и содержанием в ней магнетитового железа.

Возможность управлять намагничивающим полем, т. е. изменять его направление и распределение по глубине, позволяет получать более полную по сравнению с магниторазведкой информацию о морфологии рудных тел, что весьма важно при детальных поисках и поисково-разведочных исследованиях.

В ряде железорудных провинций остаточная намагниченность рудовмещающих и покровных отложений создают аномалии магнитного поля Земли, по интенсивности соизмеримые с аномалиями от рудных залежей и даже превышающие их. Типичным примером этого являются железорудные месторождения, располагающиеся под толщей интенсивно намагниченных траппов. В такой ситуации глубинность и разрешающая способность магниторазведки оказы-

ваются существенно сниженными. Применение индуктивных методов в этих случаях позволяет уменьшить уровень аномалий-помех и соответственно повысить глубинность исследований.

В том случае, когда магнитные руды обладают повышенной электропроводностью, низкочастотными индуктивными методами можно определить и этот параметр, весьма информативный в отношении геологической природы источников аномального поля.

К весьма перспективной области применения индуктивных методов, требующей дополнительных теоретических, методических и аппаратных разработок, следует отнести геологическое картирование изверженных и метаморфических комплексов по параметру остаточной намагниченности. Этот параметр является информативным не только в геолого-структурном, но и в генетическом смысле. Возможность изучать палеомагнетизм горных пород и руд в их естественном залегании (без отбора образцов) повышает значение исследований, связывающих остаточное намагничение горных пород и руд с особенностями их генезиса и последующими изменениями, которые они претерпевают в процессе геологического развития. Исследования подобного рода должны теоретически обосновать геологические аспекты применения индуктивных методов для изучения остаточного намагничения пород и руд.

Широкому внедрению низкочастотных индуктивных методов в производство препятствует отсутствие серийной аппаратуры, предназначенной для возбуждения и измерения низкочастотных электромагнитных полей. В настоящее время производственные работы выполняются с аппаратурой ИКС-50, снабженной магнитоиндукционными датчиками МИД-1, либо им аналогичными, изготовленными силами местных организаций, а также с аппаратурой ИМА-1, выпущенной в 70-х годах промышленностью малой серией. Для этой же цели могут быть использованы серийно выпускаемые комплекты аппаратуры АНЧ-3, «Лазурит» и АСМИ-40, ИПР [29].

Перспективы широкого применения низкочастотных индуктивных методов в дальнейшем следует связывать с разработкой и серийным выпуском так называемого агрегативного комплекса электроразведочной техники, предназначенной для исследования в рудных районах (АКЭТ-Р). В этом комплексе предусмотрены блоки, необходимые для возбуждения и измерения низкочастотных электромагнитных полей.

Большинство научно-исследовательских и производственных работ, выполненных к настоящему времени, было направлено на изучение геологических разрезов, весьма контрастных по своим магнитным свойствам. К их числу относятся железорудные месторождения. Это связано с тем, что стандартные аппаратура и методики полевых исследований обеспечивают возможность измерения переменного магнитного поля с погрешностью более 1—3%. Поэтому геологической интерпретации подвергаются аномалии, превышающие несколько процентов. Именно такие аномалии характерны для контрастных разрезов. Снижение аппаратурных и методических погрешностей на порядок по сравнению с указанными

ми выше величинами позволило бы привлечь низкочастотные индуктивные методы к изучению малоконтрастных по магнитным свойствам разрезов, в частности к геологическому картированию изверженных и метаморфических пород по их магнитной восприимчивости и остаточному намагничению. В настоящей работе уделяется внимание опытным исследованиям, направленным на высокоточные измерения магнитного поля в индуктивных методах электроразведки.

Если частоту, с которой изменяется ток в незаземленном источнике поля, сделать равной нулю, в постоянном поле такого источника проводимость среды не будет играть роли. Аномальные эффекты в этом случае связаны только с индукционным намагничением пород и руд. На этой особенности постоянного магнитного поля незаземленного источника основан метод подмагничивания [13]. По своим геологическим возможностям этот метод близок к низкочастотным, однако отличается от последних невозможностью получать информацию об удельном сопротивлении компонент геологического разреза. Аппаратура для метода подмагничивания менее помехоустойчива, чем для низкочастотных методов, из-за отсутствия в измерительном тракте фильтрующих элементов. Следствием этого является необходимость использования мощных источников тока в цепи источника подмагничивающего поля.

Близки к индуктивным по физическим основам магнитовариационные методы изучения магнитных свойств геологических разрезов. Переменная составляющая магнитного поля Земли намагничивает породы и руды, обладающие повышенной магнитной восприимчивостью, вследствие этого амплитуды магнитных вариаций над такими геологическими объектами оказываются большими, чем над немагнитными или слабомагнитными образованиями. Таким образом, относительная величина амплитуды вариаций магнитного поля Земли несет в себе информацию о магнитных характеристиках геологического разреза [16].

Несомненным достоинством магнитовариационных исследований является то, что они реализуются без специальных источников первичного поля, что экономически целесообразно. Выгодна также высокая степень однородности первичного поля. В то же время случайный характер магнитных вариаций осложняет измерение поля и обработку результатов полевых наблюдений.

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПРИМЕНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИНДУКТИВНЫХ МЕТОДОВ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ НА МЕСТОРОЖДЕНИЯХ МАГНИТНЫХ РУД

§ 1. ГАРМОНИЧЕСКИ МЕНЯЮЩИЕСЯ ПОЛЯ ИСТОЧНИКОВ РАЗЛИЧНОГО ТИПА НАД ГОРИЗОНТАЛЬНО-СЛОИСТЫМ РАЗРЕЗОМ

Решение и анализ прямых задач об электромагнитном поле источников типа незаземленной петли, длинного кабеля, электрического и магнитного диполей над горизонтально-слоистыми разрезами в теории низкочастотных индуктивных методов, применяющихся на магнитных объектах, имеют большое значение по следующим соображениям:

1) при поисках локальных магнитных тел (типа рудных объектов) необходимо знать нормальное поле источника, искаженное влиянием вмещающих пород и покровных отложений, чтобы, во-первых, исключить его и выделить вторичное поле от объекта поисков и, во-вторых, по данным интерпретации безаномальных участков получить геологическое представление о характере вмещающих и покровных сред;

2) изучение особенностей полей различных источников, расположенных на поверхности слоистых разрезов, необходимо при геологическом картировании разрезов, имеющих в своем составе горизонты с повышенной магнитной проницаемостью. Между тем анализ решений подобных задач выполнен в основном для немагнитных разрезов [22 и др.].

Горизонтальный электрический диполь

Пусть на поверхности горизонтально-слоистой среды расположен электрический диполь, ось которого ориентирована по направлению оси x . Вертикальную ось z декартовой системы координат направим вниз. Исходными для решения задачи являются уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{B} = \sigma \vec{E} + \partial \vec{D} / \partial t; \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0; \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t; \quad \operatorname{div} \vec{D} = 0$$

и уравнения связи

$$\vec{B} = \mu \vec{H}; \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E},$$

где \vec{B} — вектор магнитной индукции; \vec{D} — вектор электрической индукции; \vec{E} — вектор напряженности электрического поля; μ — магнитная проницаемость; ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Решение будем искать для гармонических полей ($\vec{B} = \vec{B}_0 e^{-i\omega t}$,

$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$, где ω — круговая частота тока, t — время) в квазистационарном приближении ($\sigma/\omega \gg 1$, σ — удельная электропроводность) с помощью векторного потенциала электрического типа, вводимого как $\vec{B} = \text{rot } \vec{A}$, и скалярного потенциала, для которого из уравнений Максвелла при наложении калибровки Лоренца справедливо $U = (i\omega/k^2) \text{div } \vec{A}$. Тогда $\vec{E} = i\omega(\vec{A} + k^{-2} \text{grad div } \vec{A})$. Здесь k — волновое число, $k^2 = \omega^2 \mu \sigma + i\omega \mu \sigma$. Для данного источника существуют лишь две компоненты вектор-потенциала A_x и A_z , для которых в цилиндрической системе координат

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_x}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_x}{\partial z^2} + k^2 A_x = 0; \quad (I.1)$$

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 A_z}{\partial z^2} + k^2 A_z = 0. \quad (I.2)$$

Решаем уравнения (I.1) и (I.2) методом разделения переменных, т. е. представим

$$A_x = R(r) Z_x(z); \quad (I.3)$$

$$A_z = R(r) Z_z(z), \quad (I.4)$$

или, опуская для краткости аргументы,

$$\frac{d^2 R}{dr^2} Z + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} Z + \frac{d^2 Z}{dz^2} R + k^2 R Z = 0;$$

$$\frac{1}{R} \frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{rR} \frac{dR}{dr} + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} + k^2 = 0,$$

или

$$\frac{R''}{R} + \frac{1}{r} \frac{R'}{R} = -k^2 - \frac{Z''}{Z},$$

откуда, приравняв обе части к действительной постоянной $-m^2$, получим

$$R'' + R'/r + m^2 R = 0, \quad Z'' - (m^2 + k^2) Z = 0.$$

Обозначим $m^2 + k^2 = n^2$, тогда (I.2) будет иметь вид

$$Z'' - n^2 Z = 0.$$

Частными решениями (I.1) и (I.2) будут $Y_0(mr)$, $J_0(mr)$, e^{nz} и e^{-nz} , где $J_0(mr)$, $Y_0(mr)$ функции Бесселя нулевого порядка I и II рода. Так как $Y_0(mr)$ на оси z при $r \rightarrow 0$ стремится к ∞ ,

$$A_{x,z} = \int_0^{\infty} Z J_0(mr) dm,$$

или

$$A_{x,z} = (\mu_0 I / 4\pi) \int_0^{\infty} (e^{-nz} + ce^{nz}) J_0(mr) dm.$$

Здесь I — ток в диполе; $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м.

При нахождении A_x следует учитывать, что вектор-потенциал первичного поля в однородной среде может быть представлен в следующем виде:

$$A_{x_0} = (\mu_0 I / 4\pi) \int_0^{\infty} (m/n_0) e^{-n_0 |z|} J_0(mr) dm.$$

Для нахождения неопределенных коэффициентов и определения вектора-потенциала воспользуемся граничными условиями для вектора-потенциала на границе раздела i -й и $(i+1)$ -й сред:

$$\frac{1}{\mu_i} A_{zi} = \frac{1}{\mu_{i+1}} A_{zi+1}; \quad \frac{1}{\mu_i} \frac{\partial A_{xi}}{\partial z} = \frac{1}{\mu_{i+1}} \frac{\partial A_{xi+1}}{\partial z};$$

$$A_{xi} = A_{xi+1}; \quad \frac{\operatorname{div} A_i}{k_i^2} = \frac{\operatorname{div} A_{i+1}}{k_{i+1}^2}.$$

Следуя Н. В. Липской, можно написать, если

$$Z = de^{-nz} + ce^{nz},$$

то для i -го пласта

$$Z_i/Z_i' = -R_i/n_i,$$

где

$$R_i = (d_i e^{-n_i z} + c_i e^{n_i z}) / (d_i e^{-n_i z} - c_i e^{n_i z}).$$

Для $z=0$

$$R_1(0) = \frac{d_1 + c_1}{d_1 - c_1} = \operatorname{cth} \left(n_1 h_1 + \operatorname{arcth} \frac{d_1 e^{-n_1 h_1} + c_1 e^{n_1 h_1}}{d_1 e^{-n_1 h_1} - c_1 e^{n_1 h_1}} \right). \quad (I.5)$$

Для $z=h_1$

$$R_1(h_1) = \frac{d_1 e^{-n_1 h_1} + c_1 e^{n_1 h_1}}{d_1 e^{-n_1 h_1} - c_1 e^{n_1 h_1}}. \quad (I.6)$$

Из граничных условий для A_x следует при $z=h_1$:

$$d_1 e^{-n_1 h_1} + c_1 e^{n_1 h_1} = d_2 e^{-n_2 h_1} + c_2 e^{n_2 h_1};$$

$$\mu_2 n_1 (d_1 e^{-n_1 h_1} - c_1 e^{n_1 h_1}) = \mu_1 n_2 (d_2 e^{-n_2 h_1} - c_2 e^{n_2 h_1}).$$

Разделив левые и правые части уравнения друг на друга, получим

$$\frac{\mu_1}{n_1} \frac{d_1 e^{-n_1 h_1} + c_1 e^{n_1 h_1}}{d_1 e^{-n_1 h_1} - c_1 e^{n_1 h_1}} = \frac{\mu_2}{n_2} \frac{d_2 e^{-n_2 h_1} + c_2 e^{n_2 h_1}}{d_2 e^{-n_2 h_1} - c_2 e^{n_2 h_1}},$$

т. е.

$$\frac{d_1 e^{-n_1 h_1} + c_1 e^{n_1 h_1}}{d_1 e^{-n_1 h_1} - c_1 e^{n_1 h_1}} = \frac{\mu_2 h_1}{\mu_1 h_2} \frac{d_2 e^{-n_2 h_1} + c_2 e^{n_2 h_1}}{d_2 e^{-n_2 h_1} - c_2 e^{n_2 h_1}},$$

или

$$R_1(h_1) = \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} R_2(h_1).$$

Учитывая аналогично условия на границе раздела сред 2—3; 3—4; ...; $N-1$ и N , приходим к следующему выражению для функции R на поверхности Земли:

$$R_1(0) = \text{cth} \{ n_1 h_1 + \text{arcth} (n_1 \mu_2 / n_2 \mu_1) \text{cth} [n_2 h_2 + \dots + \text{arcth} (n_{N-1} \mu_N / n_N \mu_{N-1})] \}. \quad (I.7)$$

На поверхности раздела

$$Z_{x1}/Z'_{x1} = (-1/n_1) R_1(0).$$

Из граничных условий для A_z , учитывая, что $J_0(mr)$ не зависит от z и k , следует:

$$\begin{aligned} \mu_2 (d_1 e^{-n_1 h_1} + c_1 e^{n_1 h_1}) &= \mu_1 (d_2 e^{-n_2 h_1} + c_2 e^{n_2 h_1}); \\ k_2^2 n_1 (d_1 e^{-n_1 h_1} - c_1 e^{n_1 h_1}) &= k_1^2 n_2 (d_2 e^{-n_2 h_1} - c_2 e^{n_2 h_1}). \end{aligned}$$

Разделив левые и правые части уравнения друг на друга, получим

$$\frac{\mu_2}{k_2^2 n_1} \frac{d_1 e^{-n_1 h_1} + c_1 e^{n_1 h_1}}{d_1 e^{-n_1 h_1} - c_1 e^{n_1 h_1}} = \frac{\mu_1}{k_1^2 n_2} \frac{d_2 e^{-n_2 h_1} + c_2 e^{n_2 h_1}}{d_2 e^{-n_2 h_1} - c_2 e^{n_2 h_1}},$$

т. е.

$$\frac{d_1 e^{-n_1 h_1} + c_1 e^{n_1 h_1}}{d_1 e^{-n_1 h_1} - c_1 e^{n_1 h_1}} = \frac{\mu_1 k_2^2 n_1}{\mu_2 k_1^2 n_2} \frac{d_2 e^{-n_2 h_1} + c_2 e^{n_2 h_1}}{d_2 e^{-n_2 h_1} - c_2 e^{n_2 h_1}},$$

соответственно,

$$R_1(h_1) = (\mu_1 k_2^2 n_1 / \mu_2 k_1^2 n_2) R_2(h_1).$$

Учитывая условия на границе раздела сред 2—3; 3—4; ...; $N-1$ и N , на поверхности Земли получим

$$R_1^*(0) = \text{cth} \left(n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{\mu_1 n_1 k_2^2}{\mu_2 n_2 k_1^2} \text{cth} \left[n_2 h_2 + \dots + \text{arcth} \frac{\mu_{N-1} n_{N-1} k_N^2}{\mu_N n_N k_{N-1}^2} \right] \dots \right). \quad (I.8)$$

Чтобы отличить функцию $R_1(0)$ от таковой для вектора-потенциала A_x , для вектора-потенциала A_z функцию $R_1(0)$ обозначим R_1^* , тогда

$$Z_{z1}/Z'_{z1} = -R_1^*(0)/n_1.$$

Пользуясь формулами (I.7) и (I.8), определим A_x и A_z и найдем компоненты электромагнитного поля горизонтального электрического диполя на поверхности раздела земля — воздух.

Вектор-потенциал A_{x0} в воздухе складывается из вектора-потенциалов поля источника в однородной среде и индуцированного поля:

$$A_{x0} = A_{x0}^0 + A'_{x0} = (\mu_0 I / 4\pi) \int_0^{\infty} \left(\frac{m}{n_0} e^{-n_0 z} + c_0 e^{n_0 z} \right) J_0(mr) dm.$$

В первом пласте

$$A_{x1} = (\mu_1 I / 4\pi) \int_0^{\infty} (c_1 e^{n_1 z} + d_1 e^{-n_1 z}) J_0(mr) dm.$$

Для определения A_{x0} необходимо найти c_0 . Из граничных условий $A_{x0} = A_{x1}$,

$$\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial A_{x0}}{\partial z} = \frac{1}{\mu_1} \frac{\partial A_{x1}}{\partial z}$$

получим: при $z=0$

$$\mu_0 (m/n_0 + c_0) = \mu_1 (c_1 + d_1) = \mu_1 Z_{x1};$$

$$n_0 c_0 - m = n_1 (c_1 - d_1) = Z'_{x1},$$

или отсюда

$$\frac{-m + n_0 c_0}{\mu_0 \left(\frac{m}{n_0} + c_0 \right)} = \frac{1}{\mu_1} \frac{Z'_{x1}}{Z_{x1}},$$

тогда

$$\frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{m}{n_0} \frac{Z'_{x1}}{Z_{x1}} + \frac{\mu_0}{\mu_1} c_0 \frac{Z'_{x1}}{Z_{x1}} = -m + n_0 c_0,$$

откуда

$$c_0 = \frac{m Z'_{x1} \mu_0 / n_0 Z_{x1} \mu_1 + m}{n_0 - \mu_0 Z'_{x1} / \mu_1 Z_{x1}}$$

или

$$c_0 = \frac{-m_0 \mu_0 n_1 / n_0 \mu_1 R_1(0) + m}{n_0 + (n_1 \mu_0 / R_1(0) \mu_1)}$$

и

$$Z_{x1} = \frac{2m}{n_0 + \mu_0 n_1 / \mu_1 R_1(0)},$$

тогда

$$A_{x0} = \frac{I \mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{m}{n_0 - n_1 \mu_0 / R_1(0) \mu_1} J_0(mr) dm. \quad (1.9)$$

Найдем теперь выражение для вертикальной компоненты вектора-потенциала A_z . A_z может быть представлена как

$$A_z = \frac{I\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} Z_z J_0(mr) dm,$$

или

$$A_z = \frac{I\mu_0 \partial W}{4\pi \partial x}; \quad W = \int_0^{\infty} Z_z J_0(mr) dm.$$

Из граничных условий для A_z и $U = (i\omega/k^2) \operatorname{div} \vec{A}$ следует:

$$A_{zi}/\mu_i = A_{zi+1}/\mu_{i+1};$$

$$\operatorname{div} A_i/k_i^2 = \operatorname{div} A_{i+1}/k_{i+1}^2,$$

т. е. для Z_z

$$Z_{zi}/\mu_i = Z_{zi+1}/\mu_{i+1},$$

$$(Z_{x0} + Z'_{z0})/k_0^2 = (Z_{xi} + Z'_{zi})/k_i^2.$$

На поверхности земля — воздух ($z=0$)

$$Z_{z0}/\mu_0 = Z_{z1}/\mu_1;$$

$$(Z_{x0} + Z'_{z0})/k_0^2 = (Z_{xi} + Z'_{zi})/k_i^2.$$

Если представить Z_z как $Z_z = V - (Z'_x/m^2)$, для V получим более простые граничные условия:

$$\frac{1}{\mu_0} V_0 - \frac{1}{\mu_1} V_1 = \frac{2}{m} \frac{1}{\mu_0}, \quad V'_0 = n_0 V_0;$$

$$\frac{1}{k_0^2} V'_0 = \frac{1}{k_1^2} V'_1, \quad V_0 = \frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} V'_1;$$

отсюда

$$\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0 \mu_0} V'_1 - \frac{1}{\mu_1} V_1 = \frac{2}{m \mu_0}.$$

Делим это выражение на V_1 :

$$\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0 \mu_0} \frac{V'_1}{V_1} - \frac{1}{\mu_1} = \frac{2}{m \mu_0 V_1},$$

т. е.

$$\frac{k_0^2 n_1}{k_1^2 n_0 \mu_0 R_1^*(0)} - \frac{1}{\mu_1} = \frac{2}{m \mu_0 V_1}$$

получаем

$$-mk_0^2 n_1 \mu_1 V_1 - k_1^2 n_0 \mu_0 R_1^*(0) m V_1 = 2\mu_1 n_0 k_1^2 R_1^*(0).$$

Находим

$$V_1 = \frac{-2\mu_1 n_0 k_1^2 R_1^*(0)}{m(k_0^2 n_1 \mu_1 + k_1^2 n_0 \mu_0 R_1^*(0))} = -\frac{2}{m\left(\frac{k_0^2 n_1 \mu_1}{k_1^2 n_0 \mu_1 R_1^*(0)} + \frac{k_1^2 n_0 \mu_0}{k_1^2 n_0 \mu_1}\right)} =$$

$$= -\frac{2R_1^*(0)}{m\left(\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} + \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{R_1^*(0)}{n_1}\right) n_1}$$

$$V_1' = \frac{2}{m\left(\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} + \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{R_1^*(0)}{n_1}\right)}.$$

В результате

$$A_z = \frac{I\mu_0}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left(-\frac{Z_{x1}}{m^2} + V_1\right) J_0(mr) dm =$$

$$= \frac{I\mu_0}{2\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[\frac{1}{m\left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1}\right)} - \frac{\frac{R_1^*(0)}{n_1}}{m\left(\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} + \frac{\mu_0 R_1^*(0)}{\mu_1 n_1}\right)} \right] \times$$

$$\times J_0(mr) dm; \quad (I.10)$$

$$U = \frac{I\mu_0 i\omega}{4\pi k_1^2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty (Z_{x1} + Z'_{x1}) J_0(mr) dm =$$

$$= \frac{I\mu_0 i\omega}{4\pi k_1^2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left(Z_{x1} + V_1 - \frac{n_1^2}{m^2} Z_{x1}\right) J_0(mr) dm =$$

$$= \frac{I\mu_0 i\omega}{4\pi k_1^2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left(V_1 - \frac{k_1^2}{m^2} Z_{x1}\right) J_0(mr) dm =$$

$$= \frac{I\mu_0 i\omega}{2\pi k_1^2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[\frac{1}{m\left(\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} + \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{R_1^*(0)}{n_1}\right)} - \frac{k_1^2 Z_{x1}}{m^2} \right] J_0(mr) dm =$$

$$-\left. \frac{k_1^2 \frac{R_1(0)}{n_1}}{m \left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)} \right] J_0(mr) dm. \quad (I.11)$$

Из выражений (I.10) и (I.11) можно получить значения компонент электромагнитного поля горизонтального электрического диполя B_x, B_y, B_z, E_x, E_y :

$$B_x = \frac{\partial A_z}{\partial y} = \frac{I\mu_0}{2\pi} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \int_0^\infty \left[\frac{1}{m \left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)} - \frac{\frac{R_1^*(0)}{n_1}}{m \left(\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} + \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{R_1^*(0)}{n_1} \right)} \right] J_0(mr) dm; \quad (I.12)$$

$$B_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} = \frac{I\mu_0}{2\pi} \left[\frac{\partial}{\partial z} \int_0^\infty \frac{J_0(mr) dm}{m \left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)} - \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \frac{J_0(mr) dm}{m \left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)} + \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \frac{\left(\frac{R_1^*(0)}{n_1} \right) J_0(mr) dm}{m \left(\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} + \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{R_1^*(0)}{n_1} \right)} \right]; \quad (I.13)$$

$$B_z = -\frac{\partial A_x}{\partial y} = -\frac{I\mu_0}{2\pi} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty \frac{m R_1(0)}{\left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right) n_1} J_0(mr) dm; \quad (I.14)$$

$$E_x = i\omega A_x - \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{i\omega I\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{m}{\left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right) n_1} R_1(0) J_0(mr) dm + \frac{I\mu_0 i\omega}{2\pi k_1^2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^\infty \left[\frac{1}{m \left(\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} + \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{R_1^*(0)}{n_1} \right)} - \frac{k_1^2}{m \left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)} \frac{R_1(0)}{n_1} \right] J_0(mr) dm; \quad (I.15)$$

$$E_y = -\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{I\mu_0 i\omega}{2\pi k_1^2} \frac{\partial}{\partial y} \int_0^\infty \left[\frac{1}{m \left(\frac{k_0^2}{k_1^2 n_0} + \frac{\mu_0}{\mu_1} \frac{R_1^*(0)}{n_1} \right)} - \frac{k_1^2}{m \left(\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1} \right)} \frac{R_1(0)}{n_1} \right] J_0(mr) dm. \quad (I.16)$$

В случае, если диполь расположен на однородном проводящем и магнитном полупространстве, выражения для компонент электромагнитного поля (I.13)–(I.16) упрощаются, так как $R_1(0) = 1$ и $R_1^*(0) = 1$.

Магнитный вертикальный диполь

Для решения этой задачи вводится магнитный вектор-потенциал \vec{A}^* , связанный с напряженностью электрического поля соотношением $\vec{E} = i\omega \text{rot } \vec{A}^*$.

Магнитный вектор-потенциал для случая вертикального магнитного диполя имеет только одну, вертикальную компоненту A_z^* . С помощью A_z^* определяется электрическое поле, имеющее лишь горизонтальную компоненту E_φ^* , и магнитное поле, имеющее вертикальную и радиальную компоненты B_z^* и B_r^* :

$$E_\varphi^* = -i\omega \frac{\partial A_z^*}{\partial r}; \quad B_z^* = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A_z^*}{\partial r} \right); \quad B_r^* = \frac{\partial^2 A_z^*}{\partial r \partial z}.$$

Для обеспечения непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного поля требуется непрерывность векторного потенциала A_z^* , т. е. $A_{z1}^* = A_{z2}^*$ и условие

$$\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial A_{z1}^*}{\partial r} = \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial A_{z2}^*}{\partial r}.$$

Граничные условия для A_x и A_z^* совпадают, так же как и исходные уравнения

$$\nabla^2 A_x - k^2 A_x = 0; \quad \nabla^2 A_z^* - k^2 A_z^* = 0.$$

Отсюда следует, что, пользуясь решением для A_x электрического диполя, мы можем для электрического векторного потенциала в случае магнитного диполя написать

$$A_z^* = \frac{M\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{m}{\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1}} \frac{R_1(0)}{n_1} J_0(mr) dm; \quad (I.17)$$

$$\frac{\partial A_z^*}{\partial z} = -\frac{M\mu_0}{2\pi} \int_0^\infty \frac{m}{\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1}} J_0(mr) dm$$

и соответственно для компонент E и B :

$$E_{\varphi}^* = -\frac{i\omega\mu_0 M}{2\pi} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^{\infty} \frac{m}{\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1}} \frac{R_1(0)}{n_1} J_0(mr) dm; \quad (I.18)$$

$$B_z^* = -\frac{M\mu_0}{2\pi r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \int_0^{\infty} \frac{m}{\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1}} \frac{R_1(0)}{n_1} J_0(mr) dm; \quad (I.19)$$

$$B_r^* = \frac{M\mu_0}{2\pi} \frac{\partial}{\partial r} \int_0^{\infty} \frac{m}{\frac{n_0}{n_1} R_1(0) + \frac{\mu_0}{\mu_1}} J_0(mr) dm, \quad (I.20)$$

где M — магнитный момент диполя.

Анализируя формулы (I.10) — (I.20) для электрической и магнитной компонент электромагнитного диполя, расположенного на поверхности горизонтально-слоистой среды, мы видим, что:

1) горизонтальные электрические компоненты E_{φ} и вертикальная магнитная компонента B_z электромагнитного поля от вертикального магнитного диполя, так же как и вертикальная магнитная компонента B_z от электрического горизонтального диполя, расположенных на поверхности горизонтально-слоистой среды, зависят от функции $R_1(0)$;

2) горизонтальные компоненты магнитного поля B_x и B_y электрического диполя на поверхности горизонтально-слоистой среды определяются функциями $R_1^*(0)$ и $1/R_1(0)$;

3) горизонтальные компоненты электрического поля E_x и E_y горизонтального электрического диполя на поверхности горизонтально-слоистой среды определяются через функции $R_1(0)$ и $1/R_1^*(0)$.

Влияние магнитных свойств отдельных элементов разреза удобно проследить на трехслойных магнитных разрезах.

Рассмотрим вначале разрезы типа Н и А. Полагая $|k_2 h_2| \ll 1$ и $\left| \frac{n_3}{n_2} \right| < 1$, исследуем общие формулы $R_1(0)$ и $R_1^*(0)$ для трехслойных разрезов:

$$R_1(0) = \text{cth} \left[n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} \text{cth} \left(n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2 \mu_3}{n_3 \mu_2} \right) \right]; \quad (I.21)$$

$$R_1^*(0) = \text{cth} \left[n_1 h_1 + \text{arcth} \frac{n_1 \sigma_2}{n_2 \sigma_1} \text{cth} \left(n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2 \sigma_3}{n_3 \sigma_2} \right) \right]. \quad (I.22)$$

От параметров второго горизонта зависят: в формуле (I.21)

$$\alpha = \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} \text{cth} \left(n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2 \mu_3}{n_3 \mu_2} \right),$$

а в (I.22)

$$\alpha^* = \frac{n_1 \sigma_2}{n_2 \sigma_1} \text{cth} \left(n_2 h_2 + \text{arcth} \frac{n_2 \sigma_3}{n_3 \sigma_2} \right).$$

После нескольких преобразований получаем:

$$\alpha = \frac{n_1 \mu_3}{\mu_1} \frac{1}{n_3 - i\omega \frac{n_2}{\rho_2} \mu_3} = \frac{n_1 \mu_3}{\mu_1 n_3 \left(1 + \frac{n_2}{\mu_2} \mu_3 \frac{n_2^2}{n_3} \right)}; \quad (I.23)$$

$$\alpha^* = n_1 \rho_1 S_2 + \frac{n_1 \sigma_1}{n_3 \rho_3} = n_1 \rho_1 \left(S_2 + \frac{1}{n_3 \rho_3} \right), \quad (I.24)$$

где S_2 — продольная проводимость промежуточного пласта. Как видно из (I.23) и (I.24), для разрезов типа Н и А функции $R_1(0)$ и $R^*_1(0)$ зависят не от параметров $\rho_2 \mu_2 h_2$ по отдельности, а от проводимости S_2 или от h_2/μ_2 , а также от μ_1 и μ_3 , т. е. от магнитных свойств первого и третьего горизонтов. Функция $R^*_1(0)$ от магнитной проницаемости второго горизонта μ_2 не зависит.

Для разрезов типа К и Q удобнее анализировать выражения:

$$R_1(0) = \text{th} \left[n_1 h_1 + \text{arth} \frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} \text{th} \left(n_2 h_2 + \text{arth} \frac{n_2 \mu_3}{n_3 \mu_2} \right) \right];$$

$$R^*_1(0) = \text{th} \left[n_1 h_1 + \text{arth} \frac{n_1 \sigma_2}{n_2 \sigma_1} \text{th} \left(n_2 h_2 + \text{arth} \frac{n_2 \sigma_3}{\sigma_3 n_3} \right) \right].$$

От параметров второго горизонта зависят: для $R_1(0)$

$$\frac{n_1 \mu_2}{n_2 \mu_1} \text{th} \left(n_2 h_2 + \text{arth} \frac{n_2 \mu_3}{n_3 \mu_2} \right) = \beta;$$

для $R^*_1(0)$

$$\frac{n_1 \sigma_2}{n_2 \sigma_1} \text{th} \left(n_2 h_2 + \text{arth} \frac{n_2 \sigma_3}{n_3 \sigma_2} \right) = \beta^*.$$

Учитывая условия $|k_2 h_2| \ll 1$ и $|\frac{n_2}{n_3}| < 1$, получаем

$$\beta = h_2 \mu_2 \frac{n_1}{\mu_1} + \frac{n_1 \mu_3}{n_3 \mu_1}; \quad (I.25)$$

$$\beta^* = \frac{n_1 \rho_1}{n_3 \rho_3 + n_2^2 h_2 \rho_3} = \frac{n_1 \rho_1}{n_3 \rho_3 + m^2 h_2 \rho_2 + i\omega \mu_2 h_2}. \quad (I.26)$$

Как видно из (I.25) и (I.26), для разрезов типа К и Q функции $R_1(0)$ и $R^*_1(0)$ ведут себя по-разному по отношению к параметрам второго горизонта. $R_1(0)$ не зависит от удельного сопротивления ρ_2 , которое в этом случае не влияет на форму графиков зондирования. Постоянство произведения $h_2 \mu_2 = M_2$ при изменении h_2 и μ_2 в ограниченных пределах обеспечивает совпадение кривых зондирования (разрезы эквивалентны при $M_2 = h_2 \mu_2$). В случае $R^*_1(0)$ дело обстоит сложнее. Параметр β^* зависит и от $T_2 = h_2 \rho_2$ и от $\mu_2 h_2 = M_2$. Степень зависимости функций R_1 и R^*_1 от T_2 или M_2 определяется удельным весом m^2 — квадрата «пространственной частоты» или ω — круговой частоты. Так, для $m \rightarrow 0$ кривые ρ_k эк-

вивалентны при $M_2 = h_2 \mu_2$, для $\omega \rightarrow 0$ кривые Q_K эквивалентны при $T_2 = h_2 \rho_2$.

Задачи об электрическом и магнитном диполях над горизонтально-слоистым магнитным разрезом представляют интерес с точки зрения учета влияния магнитной проницаемости на результаты электромагнитных зондирований, а также с позиций выбора методики работ и частотного диапазона при применении индукционных зондирований для решения вопросов поисков магнитных руд пластового типа и геологического картирования.

Запишем выражения $R_1(0)$ и $R_1^*(0)$ для трехслойного разреза для условий $m \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow 0$, проанализируем их.

I. $m \rightarrow 0$. Для разрезов типа Н и А:

$$R_1(0) = \text{cth} \left(k_1 h_1 + \text{arcth} \frac{\sqrt{\mu_3 \rho_3}}{\sqrt{\mu_1 \rho_1} (1 + \sqrt{i\omega \mu_3 \rho_2})} \right); \quad (I.27)$$

$$R_1^*(0) = \text{cth} \left[k_1 h_1 + \text{arcth} \sqrt{i\omega \mu_1 \rho_1} \left(S_2 + \frac{1}{\sqrt{i\omega \mu_3 \rho_3}} \right) \right]. \quad (I.28)$$

Для разрезов типа К и Q:

$$R_1(0) = \text{cth} \left[k_1 h_1 + \text{arcth} \left(h_2 \mu_2 \sqrt{\frac{i\omega}{\mu_1 \rho_1}} + \sqrt{\frac{\rho_3 \mu_3}{\rho_1 \mu_1}} \right) \right]; \quad (I.29)$$

$$R_1^*(0) = \text{cth} \left[k_1 h_1 + \text{arcth} \sqrt{\frac{\rho_1 \mu_1}{\rho_3 \mu_3}} \frac{1}{h_2 \mu_2 \sqrt{\frac{i\omega}{\mu_3 \rho_3} + 1}} \right]. \quad (I.30)$$

II. $\omega \rightarrow 0$. Для разрезов типа Н и А:

$$R_1(0) = \text{cth} \left[m h_1 + \text{arcth} \frac{\mu_3}{\mu_1 \left(m \frac{h_2}{\mu_2} \mu_3 + 1 \right)} \right]; \quad (I.31)$$

$$R_1^*(0) = \text{cth} \left[m h_1 + m \rho_1 \left(S_2 + \frac{1}{m S_2} \right) \right]. \quad (I.32)$$

Для разрезов типа К и Q:

$$R_1(0) = \text{cth} \left[m h_1 + \text{arcth} \left(h_2 \mu_2 \frac{m}{\mu_1} + \frac{\mu_3}{\mu_1} \right) \right]; \quad (I.33)$$

$$R_1^*(0) = \text{cth} \left(m h_1 + \text{arcth} \frac{m \rho_1}{m \rho_3 + m^2 S_2} \right). \quad (I.34)$$

1. Наименьшее влияние магнитные параметры горизонтально-слоистого разреза оказывают в случае возбуждения поля электрическим диполем и исследования напряженности электрического поля. При этом для вертикальных электрических и дипольных зондирований на постоянном токе вообще не существует зависимости

от μ_2 как для хорошо проводящих, так и для плохо проводящих слоев и разрезов в целом [см. (I.32)—(I.34)]. Для зондирований с электрическими диполями на переменном токе влиянием магнитной проницаемости можно пренебречь, если работать на очень низких частотах. При увеличении частоты и расстояний влиянием μ пренебрегать нельзя.

2. На результаты электромагнитных зондирований на высоких частотах и при больших расстояниях между источником и точкой наблюдения, соответствующих дальней зоне, влияют магнитные характеристики отдельных элементов разреза как при магнитном (магнитный диполь), так и при электрическом (электрический диполь) возбуждении. Для разрезов с плохо проводящим промежуточным горизонтом это влияние усиливается. Для трехслойных разрезов типа К и Q меняется принцип эквивалентности — кривые зондирований становятся эквивалентными не при постоянстве мощности промежуточного горизонта h_2 , а при постоянстве произведения мощности на магнитную проницаемость этого горизонта $h_2\mu_2 = M_2$.

3. Наибольшее влияние магнитные параметры разреза оказывают на результаты работ при магнитном (магнитный диполь) возбуждении разреза. При достаточно низких частотах и малых расстояниях от источника до приемника над разрезами с плохо проводящими промежуточными горизонтами результаты зависят не от электрических, а от магнитных характеристик отдельных горизонтов и от $\mu_2 h_2$ промежуточного слоя.

Кабель на поверхности многослойной горизонтально-слоистой среды

Электромагнитное поле кабеля, лежащего на поверхности горизонтально-слоистой среды, где i -й слой характеризуется мощностью h_i , удельной электропроводностью σ_i и магнитной проницаемостью μ_i , можно определить, проведя интегрирование выражений для компонент электромагнитного поля при возбуждении горизонтальным электрическим диполем вдоль оси x , по которой ориентирован диполь.

Бесконечный кабель. Если при работе с источником возбуждения в виде длинного, заземленного на концах прямолинейного кабеля, питаемого гармоническим током, измерения осуществляются в точках, для которых расстояние до кабеля значительно меньше, чем расстояние до заземлений, для этих точек расчет поля можно выполнять, используя выражения для бесконечно длинного прямолинейного кабеля. Выражения для компонент вектора-потенциала A_z в этом случае можно найти, произведя интегрирование соответствующих компонент электрического горизонтального диполя в бесконечных пределах вдоль оси диполя.

Поскольку компонента A_z является нечетной функцией, то $\int_{-\infty}^{+\infty} A_z dx = 0$. Следовательно, электрическое поле бесконечно длинного кабеля, лежащего на поверхности земли, характеризуется

лишь одной компонентой вектора-потенциала A_x , для которой в соответствии с (I.9) можно записать

$$A_x = \int_{-\infty}^{\infty} A_{xд} dx = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{m}{n_0 + \frac{n_1\mu_0}{R_1(0)\mu_1}} \int_{-\infty}^{\infty} J_0(mr) dm dx,$$

где $A_{xд}$ — горизонтальная компонента вектора-потенциала горизонтального электрического диполя. Учитывая, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} J_0(mr) dx = 2 \int_0^{\infty} J_0(mr) d\sqrt{r^2 - y^2} = 2 \int_0^{\infty} \frac{rJ_0(mr) dr}{\sqrt{r^2 - y^2}} = \frac{\cos my}{m},$$

получим

$$A_x = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\cos my}{n_0 + n_1\mu_0/R_1(0)\mu_1} dm. \quad (I.35)$$

Тогда компоненты магнитного поля кабеля:

$$B_x = 0;$$

$$B_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} = -\frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{n_0 \cos my}{n_0 + n_1\mu_0/R_1(0)\mu_1} dm. \quad (I.36)$$

$$B_z = -\frac{\partial A_x}{\partial y} = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{m \sin my}{n_0 + n_1\mu_0/R_1(0)\mu_1} dm. \quad (I.37)$$

Для низких частот можно принять $n_0 = m$ (так как $k_0 \ll m$ вследствие малости ω и σ_0). В этом случае выражения для B_y , B_z , A_x приобретают вид:

$$A_x = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\cos my}{m + n_1\mu_0/R_1(0)\mu_1} dm; \quad (I.35')$$

$$B_y = \frac{\partial A_x}{\partial z} = -\frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{m \cos my}{n_0 + n_1\mu_0/R_1(0)\mu_1} dm; \quad (I.36')$$

$$B_z = -\frac{\partial A_x}{\partial y} = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{m \sin my}{n_0 + n_1\mu_0/R_1(0)\mu_1} dm. \quad (I.37')$$

Учитывая, что $n_1^2 = k_1^2 + m^2$, получаем

$$B_y = -\frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\cos my}{1 + \sqrt{m^2 + k_1^2} \mu_0/mR_1(0)\mu_1} dm; \quad (I.36'')$$

$$B_z = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin my}{1 + \sqrt{m^2 + k_1^2} \mu_0/R_1(0) \mu_1} dm. \quad (I.37'')$$

Для однородного, проводящего и магнитного полупространства $R_1(0) = 1$ и соответственно:

$$A_x = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\cos my}{m + \sqrt{m^2 + k_1^2} \frac{\mu_0}{\mu_1}} dm; \quad (I.35''')$$

$$B_y = -\frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\cos my}{1 + (\sqrt{m^2 + k_1^2} / m) \mu_0/\mu_1} dm; \quad (I.36''')$$

$$B_z = \frac{I\mu_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin my}{1 + (\sqrt{m^2 + k_1^2} / m) \mu_0/\mu_1} dm. \quad (I.37''')$$

Если допустить, что полупространство немагнитно ($\mu_1 = \mu_0$), то все формулы можно существенно упростить и представить их либо с помощью известных табулированных функций, либо в виде рядов, например

$$A_0 = \frac{I\mu_0}{\pi} \left\{ \frac{1}{k_1 y} + \frac{iS_{\parallel} [k_1 i y]}{2k_1 y} - \frac{iS_{\parallel} [k_1 (-iy)]}{2k_1 y} \right\}, \quad (I.38)$$

где S_{\parallel} — функция Ломмеля, связанная с функцией Струве H и функцией Неймана N_1 соотношением

$$S_{\parallel}(z) = \frac{\pi}{2} [H_1(z) - N_1(z)].$$

При $z \gg 1$ $S_{\parallel}(z) \approx 1 + (1/z^2) + \dots$ Тогда для случаев $|k_1 y| \gg 4$ или $y \gg \lambda_1/2$ на поверхности Земли справедливо

$$B_z \cong -6I\mu_0/\pi k_1^2 y^3; \quad B_y \approx 0. \quad (I.39)$$

Таблицы и графики, определяющие поле кабеля над однородным проводящим полупространством, приведены в работах А. В. Вешева.

Кабель конечной длины, прямоугольная петля, круглая петля над многослойной средой и однородным полупространством

Для кабеля конечной длины выражения, определяющие магнитное поле, оказываются более сложными, чем для бесконечного кабеля, поскольку при интегрировании (I.35) в конечных пределах

от a до b

$$A_x = \frac{I\mu_0\rho}{2\pi} \int_0^\infty \frac{m}{n_0 + n_1\mu_0/R_1(0)\mu_1} \int_a^b J_0(mr) dm dx \quad (I.40)$$

не удается получить компактных формул (здесь a и b — координаты начальной и конечной точек кабеля). Поэтому расчет поля прямоугольной петли по формулам, использующим выражение (I.40), производить сложно. Практически учет поля петли производят в зависимости от конкретной геологической ситуации:

1) если вмещающие породы высокоомны и немагнитны, для выделения аномальной части рассчитывают поле петли в воздухе:

$$B_z = \frac{I\mu_0}{4\pi} \left\{ \frac{(x-A)(y-B)}{\sqrt{(x-A)^2 + (y-B)^2 + z^2}} \left[\frac{1}{(x-A)^2 + z^2} + \frac{1}{(y-B)^2 + z^2} \right] - \frac{(x+A)(y-B)}{\sqrt{(x+A)^2 + (y-B)^2 + z^2}} \left[\frac{1}{(x+A)^2 + z^2} + \frac{1}{(y-B)^2 + z^2} \right] + \frac{(x+A)(y+B)}{\sqrt{(x+A)^2 + (y+B)^2 + z^2}} \times \left[\frac{1}{(x+A)^2 + z^2} + \frac{1}{(y+B)^2 + z^2} \right] - \frac{(x-A)(y+B)}{\sqrt{(x-A)^2 + (y+B)^2 + z^2}} \left[\frac{1}{(x-A)^2 + z^2} + \frac{1}{(y+B)^2 + z^2} \right] \right\}; \quad (I.41)$$

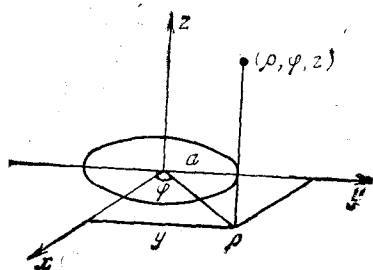
$$B_x = \frac{I\mu_0}{4\pi} z \left\{ \frac{y-B}{[(x-A)^2 + z^2] \sqrt{(x-A)^2 + (y-B)^2 + z^2}} - \frac{y-B}{[(x+A)^2 + z^2] \sqrt{(x+A)^2 + (y-B)^2 + z^2}} - \frac{y+B}{[(x-A)^2 + z^2] \sqrt{(x-A)^2 + (y+B)^2 + z^2}} + \frac{y+B}{[(x+A)^2 + z^2] \sqrt{(x+A)^2 + (y+B)^2 + z^2}} \right\}; \quad (I.42)$$

$$B_y = \frac{I\mu_0}{4\pi} z \left\{ \frac{x-A}{[(y-B)^2 + z^2] \sqrt{(x-A)^2 + (y-B)^2 + z^2}} - \frac{x-A}{[(y+B)^2 + z^2] \sqrt{(x+A)^2 + (y+B)^2 + z^2}} + \frac{x+A}{[(y-B)^2 + z^2] \sqrt{(x+A)^2 + (y-B)^2 + z^2}} + \frac{x+A}{[(y+B)^2 + z^2] \sqrt{(x+A)^2 + (y+B)^2 + z^2}} \right\}; \quad (I.43)$$

где A и B — половины длин сторон прямоугольной петли, x , y , z — координаты точки наблюдения (начало координат в центре петли; ось ox параллельна стороне петли A , а ось oy — стороне B);

2) если вмещающие породы низкоомны и немагнитны, поле пря-

Рис. 1. Круглая петля на поверхности однородного полупространства



моугольной петли рассчитывается как сумма полей четырех заземленных на концах кабелей конечной длины. Примеры таких расчетов приводятся в гл. IV.

Учет одновременно влияния проводимости и магнитной проницаемости вмещающей и покровной сред можно произвести, введя ряд упрощений, например, аппроксимируя источник круглой незаземленной петлей. Эта задача рассматривалась многими авторами. Ниже анализируются формулы, полученные Г. В. Присом (1965 г.).

Незаземленная круглая петля радиусом a , обтекаемая переменным током $I \cos \omega t$, расположена на однородном полупространстве с удельной электропроводностью σ_1 и магнитной проницаемостью μ_1 (рис. 1). Задача решается в квазистационарном приближении в цилиндрической системе координат.

Если определить вектор-потенциал в воздухе как

$$A_{\varphi_0} = (I\mu_0 a/2) \int_0^{\infty} J_1(\lambda a) J_1(\lambda r) e^{-\lambda z} d\lambda, \quad (I.44)$$

решение волнового уравнения при выполнении граничных условий с учетом неравенства магнитных проницаемостей среды и воздуха для области низких частот $|k^2 a^2| \ll 1$ и $|k^2 r^2| \ll 1$ даст

$$A_{\varphi} = \frac{I\mu_0 a}{2} \int_0^{\infty} J_1(\lambda a) J_1(\lambda r) e^{-\lambda z} \left[\frac{r\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + \mu_0} + \frac{\mu_1 \mu_0}{\mu_1 + \mu_0} \frac{k_1^2}{\lambda^2} \right] d\lambda. \quad (I.45)$$

Сводя интегральные выражения к эллиптическим интегралам I и II рода $K(p)$ и $E(p)$, для $B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r A_{\varphi}$ получаем

$$B_z = \frac{I\mu_0}{2a} \left[B^*(a, r) + \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + \mu_0} B^*(a, r) + \frac{\mu_1 \mu_0}{(\mu_1 + \mu_0)^2} k_1^2 a^2 B(a, r) \right], \quad (I.46)$$

где

$$B^*(a, r) = \frac{pa}{2\pi \sqrt{ar}} \left[K(p) - \frac{1 - (a+r)p^2/2r}{1-p^2} E(p) \right]; \quad (I.47)$$

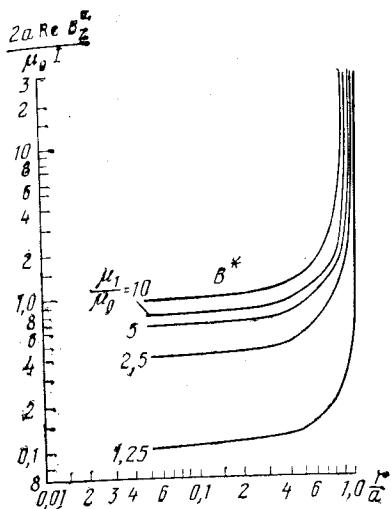


Рис. 2. Графики $\text{Re} B_z^a$ для круглой петли на поверхности однородного полупространства

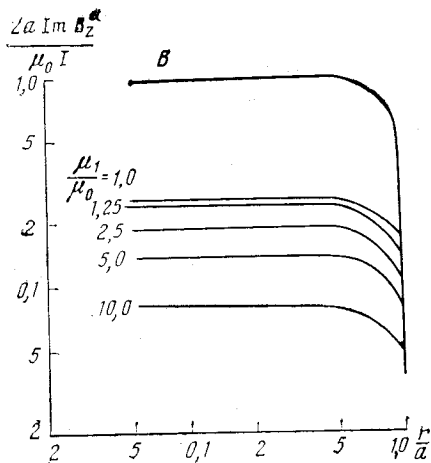


Рис. 3. Графики $\text{Im} B_z^a$ для круглой петли на поверхности однородного полупространства

$$B(a, r) = -\frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{r}{a}} \frac{1}{p} [V\sqrt{2p^2} K(p) + E(p)]; \quad (1.48)$$

$$p^2 = \frac{4ar}{(a+r)^2};$$

$$\text{Re} B_z = \frac{I\mu_0}{2a} \left[B^*(a, r) + \frac{\mu_1 - \mu_0}{\mu_1 + \mu_0} B^*(a, r) \right]; \quad (1.49)$$

$$\text{Im} B_z = \frac{I\mu_0\mu_1}{2a(\mu_1 + \mu_0)^2} k_1^2 a^2 B(a, r). \quad (1.50)$$

Первое слагаемое в выражении (1.49) представляет собой нормальное поле круглой петли в воздухе B^0 , а второе слагаемое — аномальное поле, т. е. реакцию среды на возбуждение. Обозначим это слагаемое B_z^a .

Графики распределения B_z^a и $\text{Im} B_z$ вдоль линии (профиля), проходящей через центр петли (рис. 2 и 3), могут служить основой для оценки проводимости и магнитной проницаемости однородного полупространства, на котором расположена петля.

Из формул (1.49), (1.50) и графиков (см. рис. 2 и 3) видно, что действительная компонента B_z^a , соответствующая амплитуде суммарного поля, определяется на достаточно низких частотах (малых параметрах) только магнитными свойствами среды, как это имеет место и для локальных проводников. Удельная элект-

ропроводность сказывается на результатах измерений мнимой компоненты магнитного поля (или фазовых соотношениях). Однако все это остается справедливым только для области малых параметров или достаточно низких частот, где B_z^a меняется линейно с ростом частоты.

Если для определения проводимости и магнитной проницаемости (или восприимчивости) полупространства измерения поля выполнять в центральной точке петли приемной рамкой малого радиуса b , состоящей из n витков, величину э. д. с. в этой приемной рамке можно найти, воспользовавшись формулой Приса,

$$U = nb \int_0^{2\pi} E_\varphi d\varphi = 2\pi i \omega n b A_\varphi = i \omega n l b^2 B_z. \quad (I.51)$$

Выражение для мнимой части этой э. д. с., обусловленной действительной компонентой поля B_z , может быть преобразовано в расчетную формулу для определения относительной магнитной проницаемости $\mu = \mu_1/\mu_0$ или восприимчивости κ полупространства через измеряемые геометрические (a , b) и электрические величины (U , I):

$$\bar{\mu}' = K_\mu \text{Im } U/I; \quad (I.52)$$

$$\kappa' = 2(\bar{\mu}' - 1) = 2K_\mu \text{Im } U/I - 2, \quad (I.53)$$

где K_μ выступает в роли геометрического коэффициента установки

$$K_\mu = 2a/\pi b^2 n \omega \mu_0 B^*(a, r). \quad (I.54)$$

Значения $\bar{\mu}'$ и κ' будут практически совпадать с истинными величинами $\bar{\mu}$ и κ при средней величине магнитной восприимчивости менее 0,1 ед. СИ. При больших значениях κ эти величины связаны между собой соотношениями:

$$\bar{\mu}' = \frac{2\bar{\mu}}{\bar{\mu} + 1} = \frac{2}{1 + 1/\bar{\mu}}; \quad \bar{\mu} = \frac{\bar{\mu}'}{2 - \bar{\mu}'} = \frac{1}{2/\bar{\mu}' - 1};$$

$$\bar{\mu}' = 1 + \frac{\kappa'}{2}; \quad \bar{\mu} = 1 + \kappa; \quad (I.55)$$

$$\kappa' = \frac{2\kappa}{\kappa + 2} = \frac{\kappa}{1 + \kappa/2} = \frac{1}{1/\kappa + 1/2}; \quad \kappa = \frac{2\kappa'}{2 - \kappa'} =$$

$$= \frac{\kappa'}{1 - \kappa'/2} = \frac{1}{1/\kappa' - 1/2}. \quad (I.56)$$

Из (I.56) видно, что κ' приобретает смысл «магнитной восприимчивости формы» [16] с коэффициентом размагничивания $1/2$, появляющимся из-за неоднородного намагничения верхней части разреза, имеющего место для петли с током, расположенной на поверхности полупространства, в котором магнитная восприимчивость κ . В случае неоднородного магнитного разреза величина κ' приобретает смысл кажущейся магнитной восприимчивости и

формула (I.53) может быть использована для выражения измеренных электромагнитных величин поля в виде кажущегося параметра изучаемой среды κ_k . Этот параметр κ_k нетрудно связать с величиной вторичного поля в точке приема, учитывая, что первый член выражения (I.49) (если раскрыть скобки) является первичным полем петли B^0 , а второй — действительной частью вторичного поля $\text{Re } B_z^a$, обусловленной влиянием магнитных свойств полупространства:

$$\text{Re } B_z^a = B^0 + \text{Re } B_z^a.$$

Из (I.49) видно, что

$$\text{Re } B_z^a = \frac{\bar{\mu} - 1}{\bar{\mu} + 1} B^0 = \frac{\kappa}{\kappa + 2} B^0. \quad (\text{I.57})$$

Выражая вторичное поле в долях первичного, заменяя согласно выражению (I.56) κ на κ' для кажущейся магнитной восприимчивости κ'_k , можно получить следующую связь κ'_k с измеряемым вторичным полем петли:

$$\kappa'_k = 2\text{Re } B_z^a / B^0. \quad (\text{I.58})$$

Это выражение, справедливое для любой точки внутри и вне контура петли, позволяет значительно упростить процедуру расчета κ_k , так как при расчете κ_k по (I.53) в более общем случае (некруглая петля, наблюдения в любой точке внутри или вне петли) выражения для коэффициента установки k_μ становятся очень громоздкими и сложными¹.

В рассматриваемой нами центральной установке при $b \ll a$ эллиптические интегралы I и II рода в (I.47), (I.48) сводятся к элементарным функциям, благодаря чему выражение для коэффициента установки (I.54) упростится:

$$K'_\mu = 2a / \pi b^2 n \omega \mu_0. \quad (\text{I.54}')$$

Аналогичное выражение для квадратной петли со стороной $2A$ будет иметь вид [29]

$$K''_\mu = A \sqrt{2} / 2b^2 n \omega \mu_0. \quad (\text{I.54}'')$$

Действительная часть э. д. с. в приемной рамке, вызванная мнимой компонентой поля B_z и связанная с действием вихревых токов в изучаемой среде, может быть использована для нахождения удельной электропроводности полупространства. Из (I.51) и (I.50) получаем следующее выражение для определения σ_k — кажущейся проводимости, имеющей место в более общем случае неоднородного геоэлектрического разреза:

$$\sigma_k = \bar{\mu}'^2 K_\sigma \text{Re } U / I \approx K_\sigma \text{Re } U / I, \quad (\text{I.59})$$

¹ Форма представления результатов в κ_k с помощью выражения, аналогичного (I.58), известна также в методе искусственного подмагничивания [13].

где

$$K_{\sigma} = 8/\pi b^2 n \omega^2 \mu_0^2 a B(a, r); \quad (I.60)$$

K_{σ} — имеет смысл геометрического коэффициента центральной установки и выражение для него упрощается при $b \ll a$:

$$K'_{\sigma} = 8/\pi b^2 n \omega^2 \mu_0^2 a. \quad (I.60')$$

Нетрудно показать [29], что для квадратной петли аналогичное выражение для коэффициента установки приобретает вид

$$K''_{\sigma} = 8/b^2 n \omega^2 \mu_0^2 A \ln(\sqrt{2} - 1). \quad (I.60'')$$

Из формулы для σ_k (I.59) видно, что при магнитной восприимчивости полупространства (или κ_k) более 0,1 ед. СИ ее необходимо учитывать при определении σ_k по (I.52) — (I.56).

Если круглая петля расположена на многослойном магнитном проводящем разрезе с параметрами слоев $h_i, z_i, \kappa_i, \sigma_i$, задача относительно просто решается [29] только для центральной точки, где может располагаться приемная рамка рассмотренной выше установки. Решение выполняется с помощью волнового уравнения Гельмгольца для вектора-потенциала в цилиндрических координатах методом разделения переменных для трехслойной среды, а затем обобщается на N -слойный разрез. С учетом граничных условий находятся значения вектора-потенциала в каждом слое и на поверхности [29] в центре петли с переменным током, где располагается приемная рамка. Выражая наблюдаемое поле в приемной рамке в единицах э. д. с. с помощью (I.51) и ограничиваясь областью малого параметра (см. ниже) поля при относительно невысокой магнитной восприимчивости разреза ($\kappa_i \leq 0,1$ ед. СИ), можно получить выражение для U , содержащее эллиптические интегралы I, II и III рода, подобные (I.46) — (I.48). При малом размере приемной рамки ($b \ll a$) эти интегралы сводятся к элементарным функциям, и выражение для э. д. с. в приемной рамке приобретает вид

$$U = U_0 \left\{ 1 + \frac{\kappa'_1}{2} \left[1 + \left(\frac{\kappa'_2}{\kappa'_1} - 1 \right) a^3 (a^2 + 4h_1^2)^{-3/2} + \right. \right. \\ \left. \left. + \left(\frac{\kappa'_3}{\kappa'_1} - \frac{\kappa'_2}{\kappa'_1} \right) a^3 (a^2 + 4z_2^2)^{-3/2} \right] - i \frac{\omega \sigma_1 \mu_0 a^2}{2} \left[1 + \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} - 1 \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{\sqrt{a^2 + 4h_1^2} - 2h_1}{a} + \left(\frac{\sigma_3}{\sigma_1} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right) \frac{\sqrt{a^2 + 4z_2^2} - 2z_2}{a} \right] \right\}, \quad (I.61)$$

где $U_0 = i\omega\mu_0\pi b^2 n I / 2a$ — э. д. с., создаваемая первичным полем петли; $z_2 = h_1 + h_2$ — глубина залегания подошвы второго слоя.

Мнимая часть (I.61) отражает влияние магнитных свойств разреза, а действительная — его проводимости. Подставляя $\text{Im } U$ в (I.53), а $\text{Re } U$ в (I.59), с учетом (I.54) и (I.60') после обобщения

решения для N -слойного разреза получим формулы, выражающие зависимость измеряемых эффективных параметров κ_k и σ_k от реальных параметров среды h_i , z_i , κ_i , σ_i и геометрии установки а:

$$\frac{\kappa'_k}{\kappa'_1} = 1 + \left(\frac{a}{h_1}\right)^3 \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\kappa'_{i+1}}{\kappa'_1} - \frac{\kappa'_i}{\kappa'_1}\right) \left[\left(\frac{a}{h_1}\right)^2 + 4\left(\frac{z_i}{h_1}\right)^2\right]^{-3/2}; \quad (I.62)$$

$$\frac{\sigma_k}{\sigma_1} = 1 + \left(\frac{a}{h_1}\right)^{-1} \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\sigma_{i+1}}{\sigma_1} - \frac{\sigma_i}{\sigma_1}\right) \left[\sqrt{\left(\frac{a}{h_1}\right)^2 + 4\left(\frac{z_i}{h_1}\right)^2} - 2\frac{z_i}{h_1}\right], \quad (I.63)$$

где $z_i = h_1 + h_2 + \dots + h_i$ — глубина залегания подошвы i -го слоя мощностью h_i .

Выражение (I.63) совпадает с известным решением для круглой петли, расположенной на немагнитном многослойном геоэлектрическом разрезе.

Из (I.19) для поля магнитного диполя, расположенного на поверхности слоистой среды, путем его интегрирования в пределах контура квадратной петли можно найти выражение для э. д. с. в приемной рамке, расположенной в центре петли. Подставив это выражение в (I.53) и (I.59), в конечном счете получим [29]:

$$\frac{\kappa'_k}{\kappa'_1} = 1 + \left(\frac{A}{h_1}\right)^3 \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\kappa'_{i+1}}{\kappa'_1} - \frac{\kappa'_i}{\kappa'_1}\right) \times \\ \times \left\{ \left[\left(\frac{A}{h_1}\right)^2 + 4\left(\frac{z_i}{h_1}\right)^2\right] \sqrt{\left(\frac{A}{h_1}\right)^2 + 2\left(\frac{z_i}{h_1}\right)^2} \right\}^{-1}; \quad (I.62')$$

$$\frac{\sigma_k}{\sigma_1} = 1 + \frac{1}{2 \ln(\sqrt{2} + 1)} \sum_{i=1}^{N-1} \left(\frac{\sigma_{i+1}}{\sigma_1} - \frac{\sigma_i}{\sigma_1}\right) \times \\ \times \left\{ \ln \frac{\sqrt{2(A/h_1)^2 + 4(z_i/h_1)^2} + A/h_1}{\sqrt{2(A/h_1)^2 + 4(z_i/h_1)^2} - A/h_1} - 2\frac{z_i}{h_1} \left(\frac{A}{h_1}\right)^{-1} \operatorname{arcth} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{A}{h_1}\right)^2 \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left(\frac{z_i}{h_1}\right)^{-1} \left\{ 2\left(\frac{A}{h_1}\right)^2 + 4\left(\frac{z_i}{h_1}\right)^2 \right\}^{-1/2} \right] \right\}. \quad (I.63')$$

Формулы (I.62) и (I.63') можно использовать для расчета многослойных кривых зависимости κ'_k и σ_k от размера генераторного контура $2A$. Они применимы в области малого параметра установки при условии $\omega\sigma_i\mu_0 a^2 \leq 0,1 \div 0,2$. Например, при $\rho = 1/\sigma = 1000$ Ом·м, $f = \omega/2\pi = 22,5$ Гц максимальный радиус петли составляет 1—2 км.

Требование относительно невысокой магнитной восприимчивости распространяется только на выражения с σ_k , а если в (I.59) не пренебрегать отличием μ' от единицы, то и это ограничение практически снимается для всех возможных геологических разрезов.

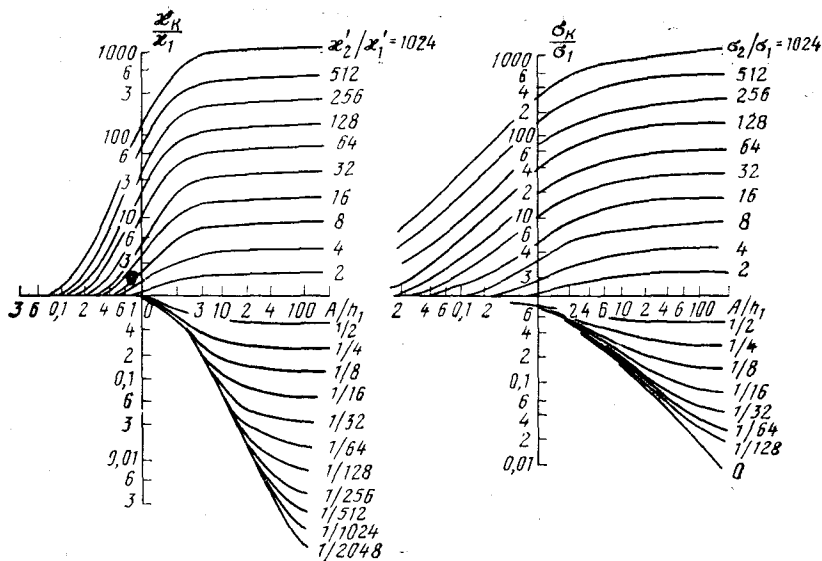


Рис. 4. Графики зависимости κ'_k и σ_k от размера квадратной петли для двухслойного разреза

Теоретические кривые зависимостей κ'_k и σ_k от размера половины стороны квадратной петли A , рассчитанные по формулам (I.62') и (I.63') при $N=2$ для двухслойного разреза (рис. 4), при интерпретации могут быть использованы как палетки.

§ 2. АНОМАЛЬНЫЕ ПОЛЯ ОТ ЛОКАЛЬНЫХ ПРОВОДЯЩИХ И МАГНИТНЫХ ТЕЛ

При решении прямых задач об электромагнитном поле проводящих и магнитных тел, индуктивно возбуждаемых переменным низкочастотным электромагнитным полем различных источников, рассматривают, как правило, тела идеализированной формы, аппроксимирующие реально встречающиеся в геолого-геофизической практике объекты изометричной, жилообразной и пластовой формы. Поэтому правомерно рассмотрение задач о проводящих и магнитных шарах, горизонтальном круговом цилиндре, эллиптическом цилиндре и эллипсоиде вращения, помещенных в безграничную проводящую и магнитную среду и возбуждаемых низкочастотными переменными электромагнитными полями кабеля, петли и магнитного диполя — источников, применяемых в практике индуктивной электроразведки. Эти прямые задачи являются теоретической базой для оценки возможностей индуктивной электроразведки на магнитных объектах, разработки методики полевых работ, требований к аппаратуре, создания способов интерпретации.

Исходными для решения всех этих задач являются уравнения Максвелла для гармонически меняющихся полей низкой частоты,

токи смещения принимаются пренебрежимо малыми по сравнению с токами проводимости, т. е. $\sigma/\omega\epsilon \gg 1$.

Решение уравнения Гельмгольца и соответственно определение выражений для компонент электромагнитного поля, производится в различных системах координат в зависимости от симметрии конкретной задачи.

Граничные условия для вектора-потенциала в рассматриваемых ниже системах координат записываются в виде:

$$[\vec{A}_i, \vec{n}_i] = [\vec{A}_e, \vec{n}_e]; \quad \frac{1}{\mu_i} (\vec{A}_i, \vec{n}_i) = \frac{1}{\mu_e} (\vec{A}_e, \vec{n}_e);$$

$$\frac{1}{k_i^2} \operatorname{div} \vec{A}_i = \frac{1}{k_e^2} \operatorname{div} \vec{A}_e; \quad \frac{1}{\mu_i} \frac{\partial \vec{A}_i}{\partial n} = \frac{1}{\mu_e} \frac{\partial \vec{A}_e}{\partial n}.$$

Проводящий и магнитный эллиптический цилиндр в однородном, гармонически меняющемся переменном магнитном поле \vec{B}^0

Задача об эллиптическом цилиндре будет рассмотрена в двух вариантах: а) вертикальный эллиптический цилиндр — возбуждающее поле \vec{B}^0_e направлено вдоль большой оси эллипса поперечного сечения цилиндра a ; б) горизонтальный эллиптический цилиндр — возбуждающее поле направлено вдоль малой оси эллипса поперечного сечения цилиндра b .

Задача решается в системе эллиптических координат ξ, η, z (рис. 5) с осью z , направленной вдоль длинной оси цилиндра.

Рассматривая вертикальный цилиндр, будем считать возбуждающее поле направленным по оси x декартовой системы координат, совпадающей с большой полуосью эллипса поперечного сечения (см. рис. 5) a . Для горизонтального цилиндра возбуждающее поле направлено по оси y декартовой системы координат, совпадающей с малой полуосью эллипса поперечного сечения b .

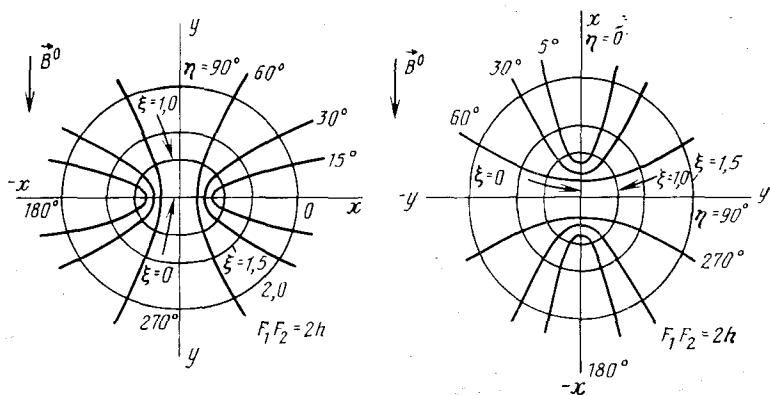


Рис. 5. Система эллиптических координат

Проводимость эллиптического цилиндра обозначим σ_i , магнитную проницаемость μ_i , соответствующие характеристики внешней среды примем σ_e и μ_e , причем σ_e положим равной нулю. Эллиптические координаты связаны с декартовыми соотношениями

$$x = f \operatorname{ch} \xi \cos \eta, \quad y = f \operatorname{sh} \xi \sin \eta, \quad (I.64)$$

где f — половина фокусного расстояния софокусных эллипсов сечения координатных поверхностей в плоскости xOy .

Вектор-потенциал \vec{A} при обоих случаях возбуждения цилиндра имеет только одну составляющую A_z , для которой справедливо уравнение Гельмгольца

$$\nabla^2 A_z + k^2 A_z = 0.$$

В системе эллиптических координат это уравнение записывается в виде

$$\frac{\partial^2 A_{zi}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 A_{zi}}{\partial \eta^2} + k_i^2 f^2 (\operatorname{ch}^2 \xi + \cos^2 \eta) A_{zi} = 0 \quad (I.65)$$

при $k \neq 0$ внутри цилиндра и

$$\partial^2 A_{ze} / \partial \xi^2 + \partial^2 A_{ze} / \partial \eta^2 = 0, \quad (I.66)$$

поскольку $k_e^2 = 0$ вне цилиндра.

Будем искать решение в виде произведения функций, зависящих только от одной переменной ξ или η ,

$$A_z = \psi(\xi) \Phi(\eta).$$

Тогда, разделив переменные, получим для уравнения (I.66)

$$\frac{\partial^2 \Phi(\eta)}{\partial \eta^2} + (a^2 - f^2 k^2 \cos^2 \eta) = 0;$$

$$\frac{\partial^2 \psi(\xi)}{\partial \xi^2} - (a^2 - f^2 k^2 \operatorname{ch}^2 \xi) = 0,$$

или

$$\frac{\partial^2 \Phi(\psi)}{\partial \eta^2} + (b - 2q \cos 2\eta) = 0; \quad (I.67)$$

$$\frac{\partial^2 \psi(\xi)}{\partial \xi^2} - (b - 2q \operatorname{ch}^2 \xi) = 0, \quad (I.68)$$

где $b = a^2 - (k^2 f^2 / 2)$; $q = k^2 f^2 / 4$. Уравнения (I.67) и (I.68) являются дифференциальными уравнениями Матье, решения их известны как функции Матье и присоединенные функции Матье.

Общее решение для вектора-потенциала внутри эллиптического цилиндра A_z , если учитывать периодичность изучаемого поля по η , может быть представлено в виде ряда

$$A_{zi} = \sum_{n=0}^{\infty} [C_n \operatorname{se}_n(\eta, q) + D_n \operatorname{ce}_n(\eta, q)] [E_n \operatorname{Se}_n(\xi, q) + F_n \operatorname{Ce}_n(\xi, q)], \quad (I.69)$$

где se , se — функции Матье целого порядка первого рода; Se , Se — присоединенные функции Матье; C , D , E и F — неопределенные постоянные.

Вне цилиндра общее решение для вектора-потенциала

$$A_{ze} = \sum_{n=0}^{\infty} (M_n \sin n\eta + N_n \cos n\eta) (K_n e^{n\xi} + Q_n e^{-n\xi}). \quad (1.70)$$

Дальнейший ход решения зависит от расположения первично-однородного поля по отношению к большой и малой полуосям эллипса вертикального сечения цилиндра, т. е. от того, какой цилиндр мы рассматриваем — вертикальный или горизонтальный.

Для вертикального цилиндра первичное поле

$$\vec{A}_0 = \vec{B}^0 f \sin \eta \operatorname{sh} \xi$$

и выполняется симметрия вектора-потенциала относительно плоскости yOx . Следовательно, соблюдая условия на бесконечности, получим

$$A_{ze} = B^0 f \sin \eta \operatorname{sh} \xi + \sum_{n=0}^{\infty} L_n \sin \eta n e^{-n\xi}.$$

Поскольку в плоскости $y=0$, $x=0$ магнитное поле не имеет составляющей, параллельной оси y , т. е. $B_y=0$, для A_z будет справедливым

$$\left. \frac{\partial A_z}{\partial \eta} = 0 \right|_{\eta = \frac{\pi}{2}}; \quad A_i = 0 \Big|_{\xi=0},$$

откуда очевидно, что при четных n и $f_n=0$.

С учетом приведенного выше выражения для вектора-потенциала внутри и вне цилиндра приобретают вид:

$$A_{zi} = \sum_{n=0}^{\infty} P_{2n+1} \operatorname{se}_{2n+1}(\eta, q) \operatorname{Se}_{2n+1}(\xi, q); \quad (1.71)$$

$$A_{ze} = B^0 f \sin \eta \operatorname{sh} \xi + \sum_{n=0}^{\infty} L_{2n+1} \sin(2n+1) \eta e^{-(2n+1)\xi}, \quad (1.72)$$

где

$$\operatorname{se}_{2n+1} = \sum_{k=0}^{\infty} B_{2k+1}^{2n+1} \sin(2k+1) \eta;$$

$$\operatorname{Se}_{2n+1} = \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{2n+1} \operatorname{sh}(2r+1) \xi;$$

и B_{2r+1}^{2n+1} — функция только q .

Граничные условия для вектора-потенциала в нашем случае

$$A_i = A_e \Big|_{\xi=\xi_0}; \quad \frac{\partial A_i}{\mu_i \partial \xi} = \frac{1}{\mu_e} \frac{\partial A_e}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_0}.$$

Выполняя граничные условия, умножим обе части равенств на $\text{Sin}(2m+1)\eta$, где m — произвольное целое число, и проинтегрируем их по $\text{Sin } \eta$ от 0 до π . Тогда получим две бесконечные системы уравнений:

$$\sum_{n=0}^{\infty} P_{2n+1} B_{2m+1}^{2n+1} \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+1}^{2n+1} \text{sh}(2r+1) = B^0 f \text{sh } \xi_0 \varepsilon_m + L_{2m+1} e^{-(2m+1)\xi_0},$$

$\varepsilon_m = 1$ при $m=0$; $\varepsilon_m = 0$ при $m \neq 0$;

$$\begin{aligned} \mu_e \sum_{n=0}^{\infty} P_{2n+1} B_{2m+1}^{2n+1} \sum_{r=0}^{\infty} B_{2r+2}^{2n+1} (2r+1) \text{ch}(2r+1) = \\ = \mu_i B^0 f \text{ch } \xi - \mu_e L_{2m+1} (2m+1) e^{-(2m+1)\xi_0}. \end{aligned}$$

Из этой системы методом последовательных приближений находим значения коэффициентов L_{2m+1} при малых параметрах q , при которых

$$B'_{2r+1} = (-1)^r \left[\frac{1}{r!(r+1)!} t^r - \frac{r}{[(r+1)!]^2} t^{r+1} + \right. \\ \left. + \frac{1}{4(r+1)!(r+2)!} t^{r+2} + O(t^{r+3}) B'_2 \right];$$

$$B_m = 1; \quad B_{2n+m}^m \approx (-1)^r \frac{m!}{r!(m+r)!} t^r; \quad B_{m-2r}^m \approx \frac{(m-r-1)!}{r!} t^r,$$

где $t = q/4$.

Если положить $k^2 f^2 < 1$, $t < k^2 f^2 / 16$, пренебречь членами, содержащими t во второй и более высокой степени, раскрыть $\text{sh } 3\xi_0$ и $\text{ch } 3\xi_0$ и учесть, что $a = f \text{ch } \xi_0$ и $b = f \text{sh } \xi_0$, в первом приближении получим

$$L_1 = \frac{1}{f} \frac{B^0 ab (a+b) \{\mu_i - \mu_e\} - k^2 [\mu_i (b^2 + 3a^2) - 3\mu_e (a^2 + 3b^2)] / 32}{\mu_e a + \mu_i b - k^2 [\mu_i (b^3 - 3a^2 b) + 3\mu_e (a^3 + 3b^2 a)] / 32},$$

или, разделив действительную и мнимую части (для малых параметров),

$$L_1 = \left[\frac{a(\mu_i - \mu_e)}{\mu_i b + \mu_e a} + \frac{k^2}{4} ab \frac{b(a+b)\mu_i \mu_e}{(\mu_i b + \mu_e a)^2} \right] \frac{b(a+b)}{f}.$$

Для второго приближения L_3 справедливо

$$L_3 = - \frac{k^2 \mu_i \mu_e ab^3 (a+b)^4}{12f (\mu_i b + \mu_e a) [\mu_i (b^3 + 3a^2 b) + \mu_e (a^3 + 3b^2 a)]}.$$

Теперь можно записать общее выражение для вектора-потенциала вертикального цилиндра при малых параметрах $|k^2 f^2| < 1$:

$$A_{ze} \approx B^0 f \text{sh } \xi \sin \eta + L_1 \sin \eta e^{-\xi} + L_3 \sin 3\eta e^{-3\xi}. \quad (1.73)$$

Для горизонтального цилиндра первичное поле определяется выражением $\vec{A}_0 = \vec{B}^0 f \text{ch } \xi \cos \eta$ и выполняется симметрия вектора-потенциала относительно плоскости xOz , что при соблюдении усло-

вия на бесконечности приводит к выражению

$$A_{ze} = B^0 f \operatorname{ch} \xi \cos \eta + \sum_{n=0}^{\infty} L_n^* \cos n\eta e^{-n\xi}.$$

Поскольку в плоскости $y=0$, $x=0$ магнитное поле не имеет составляющей, параллельной оси x ($B_x=0$), справедливо

$$\partial A_i / \partial \xi = 0 \Big|_{\xi=\xi_0}; \quad B_r = 0 \Big|_{\eta=\pi/2}.$$

Очевидно, что $E_n=0$ и $L_n=0$ для всех четных n .

Проводя рассуждения, аналогичные рассуждениям для вертикального цилиндра, получим

$$A_{zi} = \sum_{n=0}^{\infty} P_{2n+1} \operatorname{ce}_{2n+1}(\eta, q) \operatorname{Ce}_{2n+1}(\xi, q);$$

$$A_{ze} = B^0 f \operatorname{ch} \xi \cos \eta + \sum_{n=0}^{\infty} L_{2n+1} \cos(2n+1)\eta$$

или для малых параметров

$$A_{ze} = B^0 f \operatorname{ch} \xi \cos \eta + L_1^* \cos \eta e^{-\xi} + L_3^* \cos 3\eta e^{-3\xi}, \quad (I.74)$$

где

$$L_1^* = \left[-\frac{b(\mu_i - \mu_e)}{\mu_i a + \mu_e b} + \frac{k^2}{4} ab \frac{a(a+b)\mu_i \mu_e}{(\mu_i a + \mu_e b)^2} \right];$$

$$L_3^* = -\frac{k^3 \mu_i \mu_e a^3 b (a+b)^4}{12f(\mu_i a + \mu_e b) [\mu_i (a^3 + 3b^2 a) + \mu_e (b^3 + 3a^2 b)]}.$$

Функции L_3 и L_3^* не имеют действительной компоненты.

При производстве полевых работ измерения проводятся на расстояниях до источника, превышающих величину большой полуоси эллипса главного сечения, поэтому функции L_3 и L_3^* при практической интерпретации можно отбросить, приняв $L \approx L_1$ и $L^* \approx L_1^*$. Тогда можно считать, что в области малых параметров функции L и L^* представляются в виде двух частей, одна из которых, действительная, определяется только магнитными свойствами тела и вмещающей среды, а также вытянутостью тела в направлении возбуждающего поля, вторая же, мнимая, зависит от частоты поля, проводимости объекта, его относительной магнитной проницаемости и геометрических характеристик объекта.

Пространственные компоненты вектора магнитной индукции вне цилиндра выражаются через функции L и L^* для вертикального цилиндра:

$$B_{\xi} = \left[B^0 f \operatorname{ch} \xi + B^0 L \frac{b(a+b)}{f} e^{-\xi} \right] \frac{\cos \eta}{f \sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta}}; \quad (I.75)$$

$$B_{\eta} = -\left[B^0 f \operatorname{ch} \xi - B^0 L \frac{b(a+b)}{f} e^{-\xi} \right] \frac{\sin \eta}{f \sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta}}, \quad (I.76)$$

для горизонтального цилиндра

$$B_{\xi} = \left[B^0 f \operatorname{ch} \xi + B^0 L^* \frac{a(a+b)}{f} i^{-\xi} \right] \frac{\sin \eta}{f \sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta}}; \quad (I.77)$$

$$B_{\eta} = - \left[B^0 f \operatorname{ch} \xi - B^0 L^* \frac{a(a+b)}{f} i^{-\xi} \right] \frac{\cos \eta}{f \sqrt{\operatorname{ch}^2 \xi - \cos^2 \eta}}. \quad (I.78)$$

Как видно из (I.75) — (I.78), наблюдаемое поле складывается из нормального — возбуждающего поля (первое слагаемое) и аномального — вторичного поля (второе слагаемое). Функции L и L^* выражают зависимость вторичного магнитного поля от физических параметров тела и вмещающей среды μ_i , μ_e , σ , множителя $b(a+b)/f$ и $a(a+b)/f$ — зависимость вторичного поля от вытянутости тела в направлении возбуждающего поля. При очень малых параметрах (очень низких частотах, $\omega \rightarrow 0$, $|k^2 f^2| \rightarrow 0$) можно считать

$$\lim_{|k^2 f^2| \rightarrow 0} L = \lim_{|k^2 f^2| \rightarrow 0} \operatorname{Re} L = \frac{a(\mu_i - \mu_e)}{\mu_i b + \mu_e a};$$

$$\lim_{|k^2 f^2| \rightarrow 0} L^* = \lim_{|k^2 f^2| \rightarrow 0} \operatorname{Re} L^* = \frac{b(\mu_i - \mu_e)}{\mu_i a - \mu_e b},$$

т. е. наблюдаемое поле зависит только от магнитных и геометрических свойств объекта и не зависит от частоты тока и проводимости тела. В области больших параметров q при $|k^2 f^2| \rightarrow \infty$ ряды, содержащие Se_{2n+1} , se_{2n+1} , Ce_{2n+1} , ce_{2n+1} , являются расходящимися, но, произведя ряд преобразований, получим

$$\lim L = -1 \quad \text{при} \quad |k^2 f^2| \rightarrow \infty; \quad \lim L^* = -1 \quad \text{при} \quad |k^2 f^2| \rightarrow \infty$$

По (I.75) — (I.78), переводя их в декартову систему координат, можно рассчитать графики распределения вторичного магнитного поля вдоль профиля наблюдения, проходящего над поверхностью цилиндров, при малых ($|k^2 f^2| < 1$) и больших ($|k^2 f^2| \rightarrow \infty$) значениях параметра для вертикального и горизонтального эллиптических цилиндров при различных отношениях большой и малой полуосей (рис. 6).

Если в формулах (I.75) — (I.78) положить $a=b$ и перейти к цилиндрическим координатам, получим формулы для вектора-потенциала и компонент вектора магнитной индукции горизонтального кругового цилиндра, помещенного в однородное гармонически меняющееся поле:

$$A_{ze} = B^0 \left(r + \frac{a^2}{r} T \right) \sin \varphi;$$

$$A_{zi} = B^0 C I_1(kr) \sin \varphi;$$

$$B_{re} = B^0 \left(1 + T \frac{a^2}{r^2} \right) \cos \varphi; \quad (I.79)$$

$$B_{\varphi e} = -B^0 \left(1 - T \frac{a^2}{r^2} \right) \sin \varphi, \quad (I.80)$$

$$B_{ze} = 0,$$

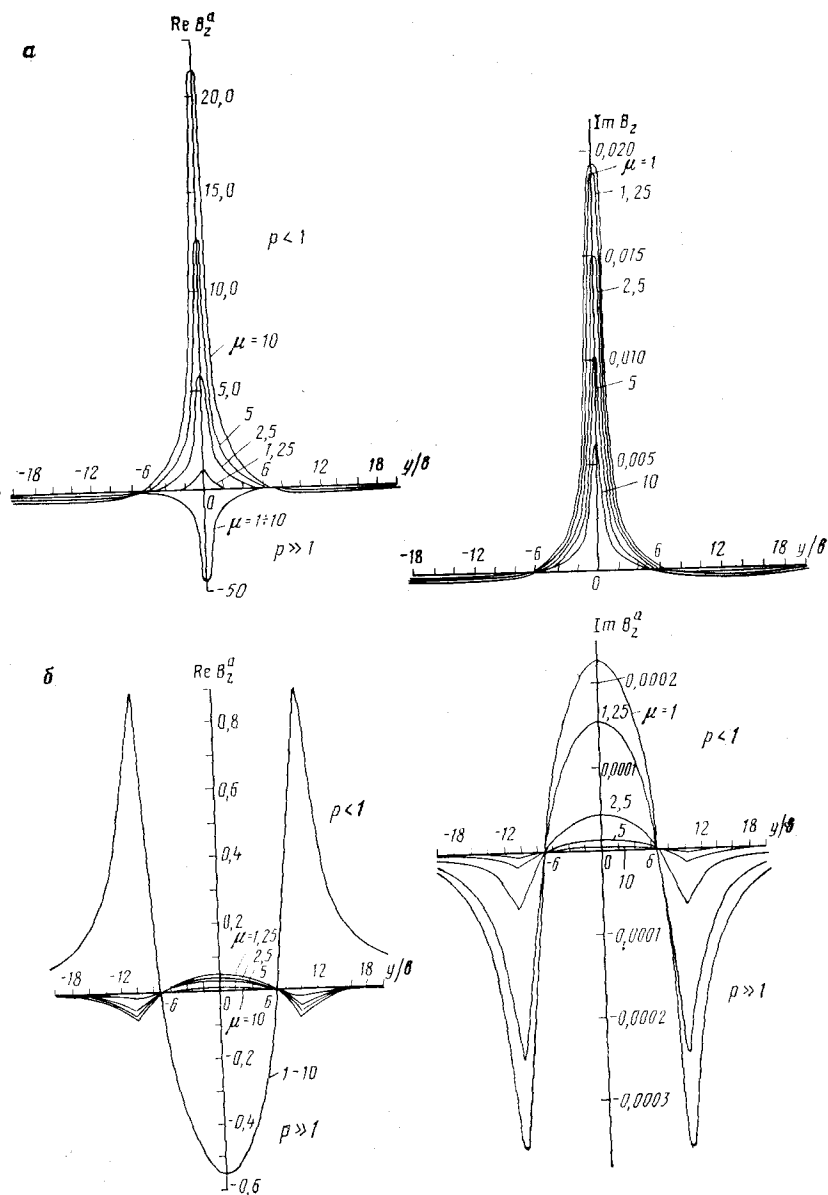


Рис. 6. Графики $Re B_z^a$ и $Im B_z^a$ над эллиптическими цилиндрами при $b/a = 1:10$:

а — вертикальным, б — горизонтальным

где

$$T = \frac{(\mu_i - \mu_e) I_0(ka) - (\mu_i + \mu_e) I_1(ka)}{(\mu_i + \mu_e) I_0(ka) - (\mu_i - \mu_e) I_1(ka)}; \quad (I.81)$$

$I_0(ka)$, $I_1(ka)$ — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядка. T представляет собой аномальную функцию, аналогичную функциям L и L^* .

Внешнее магнитное поле, как видно из (I.79), (I.80), складывается в этом случае также из двух слагаемых, из которых первое соответствует возбуждающему нормальному полю, а второе — аномальному полю, аналогичному полю линейного магнитного диполя, расположенного вдоль оси цилиндра, с моментом, ориентированным вдоль возбуждающего поля.

Комплексная функция комплексного аргумента T описывает аномальное вихревое поле на поверхности цилиндра и содержит в себе зависимость поля от физических и геометрических параметров тела — его удельной электропроводности, магнитной проницаемости и размеров. Графики действительной и мнимой компонент функции T представлены на рис. 7. В области малых параметров функцию T можно представить в виде

$$T = \operatorname{Re} T + i \operatorname{Im} T \approx \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} - 0,5i \frac{[\mu_i \mu_e]^2}{(\mu_i - \mu_e)^2} \sigma_i \mu_i \omega a^2, \quad (I.82)$$

т. е. в виде двух частей, из которых одна, действительная, определяется только магнитными свойствами тела и среды, а вторая, мнимая, зависит и от частоты возбуждающего поля и от физических и геометрических характеристик тела. Исследование асимптотического поведения $\operatorname{Re} T$ и $\operatorname{Im} T$ при $\omega \rightarrow 0$ и $\omega \rightarrow \infty$ приводит к выражениям:

$$\lim_{p \rightarrow 0} \operatorname{Re} T = (\mu_i - \mu_e) / (\mu_i + \mu_e); \quad (I.83)$$

$$\lim_{p \rightarrow 0} \operatorname{Im} T = -1; \quad (I.84)$$

$$\lim_{p \rightarrow 0} \operatorname{Im} T = 0, \quad (I.85)$$

где $p = \sigma \mu \omega a^2$.

Из графиков и формул (I.82) — (I.85) видно, что аномальное магнитное поле кругового цилиндра на достаточно низких частотах (малых параметрах p) определяется только его магнитными свойствами, а именно магнитной проницаемостью или восприимчивостью. Формулы для аномальных компонент магнитного поля в этом случае тождественны известным в магниторазведке выражениям, применяющимся для вычисления магнитного поля над горизонтальным круговым цилиндром:

$$B_{re} = B^0 \left(1 + \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} \frac{a^2}{r^2} \right) \cos \varphi; \quad (I.86)$$

$$B_{\varphi e} = -B^0 \left(1 - \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i - \mu_e} \frac{a^2}{r^2} \right) \sin \varphi. \quad (I.87)$$

По знаку аномальное магнитное поле в этой области параметров совпадает с возбуждающим полем. С ростом параметра p действительная компонента аномального поля начинает уменьшаться, затем меняет знак на противоположный и растет, достигая при больших значениях p на поверхности цилиндра величины первичного поля. Характер поведения ReT соответствует поведению амплитуды вторичного магнитного поля. Мнимая компонента функции $T(ImT)$ при малых значениях параметра стремится к нулю, затем возрастает, достигая максимума, и снова снижается до нуля в области больших параметров. Поведение ее в общих чертах соответствует поведению наблюдаемой в реальных условиях фазы суммарного поля. Если трансформировать (1.86) и (1.87) в декартовой системе координат таким образом, чтобы сравнить их с магнитным полем цилиндра, намагниченного вертикальным, постоянным, например, Земным магнитным полем, то получим одинаковые формулы:

$$B_z^a = B^0 \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} a^2 \frac{h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^2};$$

$$B_x = B^0 \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + \mu_e} a^2 \frac{2hx}{(h^2 + x^2)^2}$$

или

$$\Delta Z = 2M \frac{h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^2}, \quad \Delta H = 2M \frac{2hx}{(h^2 + x^2)^2},$$

где M — магнитный момент цилиндра, $M = I\pi a^2$; I — интенсивность намагничивания; h — глубина залегания оси цилиндра; ΔZ — аномалия вертикальной составляющей магнитного поля Земли; ΔH — аномалия горизонтальной составляющей магнитного поля Земли.

Проводящий и магнитный эллипсоид вращения в однородном гармонически меняющемся магнитном поле

Задачу об эллипсоиде вращения по аналогии с задачей об эллиптическом цилиндре также рассмотрим в двух вариантах: а) вытянутый эллипсоид вращения, когда возбуждающее магнитное поле направлено вдоль большой полуоси эллипса поперечного сечения; б) сплюснутый эллипсоид вращения, когда первич-

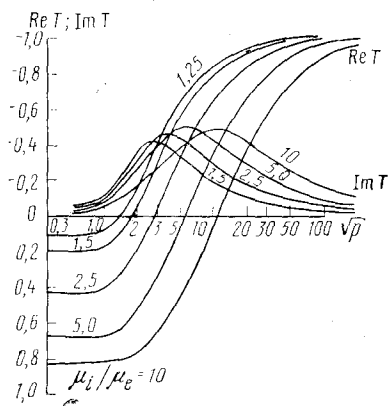


Рис. 7. Графики $Re T$ и $Im T$.
 $p = (\tau\mu\omega)^{1/2}a$.

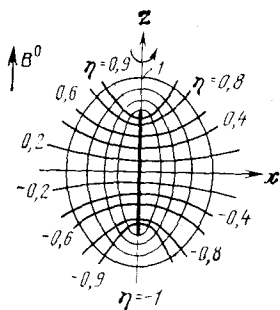


Рис. 8. Система сфероидальных координат

ное поле направлено вдоль малой полуоси эллипса поперечного сечения.

Задача решается в системах координат вытянутого и сплюснутого эллипсоидов вращения, связанных с прямоугольными координатами соотношениями: для вытянутого эллипсоида

$$x = f \sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)} \cos \varphi;$$

$$y = f \sqrt{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)} \sin \varphi;$$

$$z = \operatorname{tg} \eta$$

и для сплюснутого эллипсоида

$$x = f \sqrt{(\xi^2 + 1)(1 - \eta^2)} \cos \varphi; \quad y = f \sqrt{(\xi^2 + 1)(1 - \eta^2)} \sin \varphi;$$

$$z = \operatorname{tg} \eta,$$

где f — половина фокусного расстояния,

Эллипсоидальная система координат (рис. 8) вводится формулами:

$$x = f \operatorname{sh} u \sin v \cos \varphi; \quad y = f \operatorname{ch} u \sin v \sin \varphi; \quad z = f \operatorname{ch} u \cos v.$$

Вектор-потенциал \vec{A} имеет только φ -составляющую и не зависит от φ . При этих условиях для него можно записать: для вытянутого эллипсоида

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[(\xi^2 - 1) \frac{\partial A_\varphi}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(1 - \eta^2) \frac{\partial A_\varphi}{\partial \eta} \right] + \left[k^2 a^2 (\xi^2 - \eta^2) - \frac{(\xi^2 - 1) + (1 - \eta^2)}{(\xi^2 - 1)(1 - \eta^2)} \right] A_\varphi = 0;$$

для сплюснутого эллипсоида

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left[(1 + \xi^2) \frac{\partial A_\varphi}{\partial \xi} \right] + \frac{\partial}{\partial \eta} \left[(1 - \eta^2) \frac{\partial A_\varphi}{\partial \eta} \right] + \left[k^2 a^2 (\xi^2 + \eta^2) - \frac{(1 + \xi^2) - (1 - \eta^2)}{(1 + \xi^2)(1 - \eta^2)} \right] A_\varphi = 0.$$

Задача решается методом разделения переменных [18]. Приведем ее решение лишь для малых значений параметра $k^2 a^2$.

Приближенные выражения для вектора-потенциала вне вытянутого и сплюснутого эллипсоидов

$$A_{\varphi e} \approx \frac{1}{2} B^0 f \operatorname{sh} u \left\{ 1 + \frac{3}{2} E_b \operatorname{sh}^3 u_0 \left[\frac{\operatorname{ch} u}{\operatorname{ch}^2 u} - \frac{1}{2} \ln \left| \frac{\operatorname{ch} u + 1}{\operatorname{ch} u - 1} \right| \right] \right\} \sin v;$$

$$A_{\varphi e} \approx \frac{1}{2} B^0 f \operatorname{ch} u \left\{ 1 + \frac{3}{2} E_c \operatorname{ch}^3 u_0 \left[\operatorname{arctg}(\operatorname{sh} u) - \frac{\operatorname{sh} u}{\operatorname{ch}^2 u} \right] \right\} \sin v,$$

где

$$E_b = \frac{2}{3 \operatorname{sh}^2 u_0} \left(\frac{\operatorname{sh} u_0 \operatorname{je}_{11} - \bar{\mu} \operatorname{ch} u_0 \operatorname{je}_{11}}{\bar{\mu} \operatorname{je}_{11} Q_1^1 - \operatorname{je}_{11} Q_1^1 (\operatorname{ch} u_0)} \right);$$

$$E_c = \frac{2}{3 \operatorname{ch}^2 u_0} \left(\frac{\operatorname{ch} u_0 - \operatorname{je}_{11} - \bar{\mu} \operatorname{sh} u_0 \operatorname{je}_{11}}{\bar{\mu} \operatorname{je}_{11} Q_1^1 - \operatorname{je}_{11} Q_1^1 (i \operatorname{sh} u_0)} \right),$$

$\bar{\mu} = \mu_i / \mu_e$ — относительная магнитная проницаемость; Q_1^1 — присоединенные функции Лежандра II рода первой степени первого порядка; je_{11} — радиальные сфероидальные волновые функции I рода.

Составляющие магнитного поля вне сплюснутого и вытянутого эллипсоидов можно определить выражениями:

$$B_{ue} = \frac{B^0 f \operatorname{ch} u}{f (\operatorname{ch}^2 u - \sin^2 v)^{1/2}} \left\{ 1 + E_c \operatorname{ch}^3 u_0 \frac{3}{2} \left[\operatorname{arctg} (\operatorname{sh} u) - \frac{\operatorname{sh} u}{\operatorname{ch}^2 u} \right] \cos v; \right. \quad (I.88)$$

$$B_{ve} = - \frac{B^0 f \operatorname{sh} u}{f (\operatorname{ch}^2 u - \sin^2 v)^{1/2}} \left\{ 1 + E_c \operatorname{ch}^3 u_0 \frac{3}{2} \times \right. \\ \left. \times \left[\operatorname{arctg} (\operatorname{sh} u) - \frac{1}{\operatorname{sh} u} \right] \right\} \sin v; \quad (I.89)$$

$$B_{ue} = \frac{B^0 f \operatorname{sh} u}{f (\operatorname{ch}^2 u - \cos^2 v)^{1/2}} \left\{ 1 + E_b \operatorname{sh}^3 u_0 \frac{3}{2} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{\operatorname{ch} u}{\operatorname{sh}^2 u} - \frac{1}{2} \ln \left| \frac{\operatorname{ch} u + 1}{\operatorname{ch} u - 1} \right| \right] \right\} \cos v; \quad (I.90)$$

$$B_{ve} = - \frac{B^0 f \operatorname{ch} u}{f (\operatorname{ch}^2 u - \cos^2 v)^{1/2}} \left\{ 1 + E_b \operatorname{sh}^3 u_0 \frac{3}{2} \left[\frac{1}{\operatorname{ch} u} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{2} \ln \left| \frac{\operatorname{ch} u + 1}{\operatorname{ch} u - 1} \right| \right] \right\} \sin v. \quad (I.91)$$

Функции E_b и E_c , так же как функции L , L^* и T для эллиптического и горизонтального цилиндров, описывают аномальное поле на поверхности объекта возбуждения — эллипсоида. Они зависят от параметра $k^2 a^2$, т. е. от магнитной проницаемости тела и вмещающей среды его проводимости, и от отношения полуосей эллипсоида вращения.

При малых параметрах (на низких частотах)

$$E_b \approx \frac{2l (\bar{\mu} - 1)}{3 \operatorname{sh}^2 u_0 (\bar{\mu} b Q_1^1 - l Q_1^1)} + 0,2 i \bar{\sigma} \bar{\mu} \omega b l \frac{2 \mu b (j Q_1^1 - b Q_1^1)}{3 \operatorname{sh}^2 u_0 (\bar{\mu} b Q_1^1 - l Q_1^1)^2},$$

где $l = f \operatorname{ch} u_0$, $b = f \operatorname{sh} u_0$ — полуоси эллипсоидов и

$$E_c \approx \frac{2b (\bar{\mu} - 1)}{3 \operatorname{ch}^2 u_0 (\bar{\mu} l Q_1^1 - b Q_1^1)} + 0,2 i \bar{\sigma} \bar{\mu} \omega b l \frac{2 \bar{\mu} l (b Q_1^1 - l Q_1^1)}{3 \operatorname{ch}^2 u_0 (\bar{\mu} l Q_1^1 - b Q_1^1)^2}$$

На очень низких частотах ($\omega \rightarrow 0$) получим:

$$E_b = \frac{2l(\bar{\mu} - 1)}{3 \operatorname{sh} u_0 (\bar{\mu} b Q_1' - l Q_1')} ; \quad E_c = \frac{2\bar{b}(\mu - 1)}{3 \operatorname{ch}^2 u_0 (\bar{\mu} l Q_1' - l Q_1')} ,$$

а для очень больших параметров (частот) при $\omega \rightarrow \infty$

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} E_{bc} = -1.$$

При вырождении эллипсоидов в сферу $f \rightarrow 0$ и $\operatorname{ch} u \approx \operatorname{sh} u \rightarrow \infty$;
 $f \operatorname{ch} u \approx f \operatorname{sh} u \rightarrow r$; $f \operatorname{ch} u_0 \approx f \operatorname{sh} u_0 \rightarrow a$; $v \rightarrow 0$; $\varphi = \varphi$.

где a — радиус сферы; z, θ, φ — сферические координаты. Кроме того, $Q_1'(chu) \approx 2/3 \operatorname{ch}^2 u$ при $chu \rightarrow \infty$.

При этих условиях уравнения (I.88) — (I.91) преобразуются в известные для сферы выражения:

$$A_{\varphi e} = B^0 [(r + D(a^3/r^2))] \sin \theta/2;$$

$$A_{\varphi i} = B^0 C (a^{3/2}/r^{1/2}) I_{3/2}(kr) \sin \theta/2;$$

$$B_{re} = B^0 [1 + D(a^3/r^3)] \cos \theta; \tag{I.92}$$

$$B_{\theta e} = -B^0 [1 - D(a^3/2r^3)] \sin \theta, \tag{I.93}$$

$$B_{\varphi e} = 0,$$

где

$$D = \frac{(2\mu_i + \mu_e) ka I_{-1/2}(ka) - [2\mu_i + \mu_e (1 + k^2 a^2)] I_{1/2}(ka)}{(\mu_i - \mu_e) ka I_{1/2}(ka) - [\mu_i - \mu_e (1 + k^2 a^2)] I_{-1/2}(ka)} ;$$

$$C = \frac{3\mu_i ka}{(\mu_i - \mu_e) ka I_{-1/2}(ka) - [\mu_i - \mu_e (1 + k^2 a^2)] I_{1/2}(ka)} .$$

Определяя $I_{-1/2}(ka)$ и $I_{1/2}(ka)$ через гиперболические функции, получим для интересующей нас функции D другую форму записи:

$$D = \frac{2\mu_i [\operatorname{sh}(ka) - k \operatorname{ch}(ka)] + \mu_e [\operatorname{sh}(ka) - ka \operatorname{ch}(ka) + k^2 a^2 \operatorname{sh}(ka)]}{\mu_i [\operatorname{sh}(ka) - ka \operatorname{ch}(ka)] - \mu_e [\operatorname{sh}(ka) - ka \operatorname{ch}(ka) + k^2 a^2 \operatorname{sh}(ka)]} .$$

Функция D — комплексная функция комплексного аргумента. Она описывает аномальное вихревое поле на поверхности шара и содержит в себе всю информацию о физических параметрах тела — его проводимости и магнитной проницаемости, размерах, поскольку зависит не только от частоты, но и от μ_i, μ_e, σ, a . В области малых параметров функцию D можно представить как

$$D = \operatorname{Re} D + i \operatorname{Im} D \approx 2 \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e} - i \frac{\mu_i \mu_e}{(\mu_i + 2\mu_e)^2} \omega \mu \sigma a^2.$$

Исследование асимптотического поведения функции D приводит к выражениям:

$$\lim_{p \rightarrow 0} \operatorname{Re} D = 2 \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e} ; \quad \lim_{p \rightarrow 0} \operatorname{Im} D = -1;$$

$$\lim_{p \rightarrow 0} \operatorname{Im} D = 0; \quad \lim_{p \rightarrow \infty} \operatorname{Im} D = 0.$$

Как видно из (I.88) — (I.93), внешние магнитные поля эллипсоида и шара складываются из двух частей, первая из которых соответствует нормальному полю, а вторая представляет собой аномальное магнитное поле, определяемое функциями E и D . В случае шара аномальное поле подобно полю магнитного диполя, помещенного

в центре шара с моментом \vec{M} , ориентированным вдоль возбуждающего поля: $\vec{M} = 4\pi\vec{B}^0 D (a^3/r)$.

При достаточно малых параметрах (или достаточно низких частотах аномальное магнитное поле шара определяется только его магнитными свойствами и геометрическими характеристиками (размерами, расстоянием от источника до точки наблюдения, вытянутостью тела в направлении возбуждающего поля). Так, величина $\text{Re}E_B$ при малых параметрах k^2f^2 больше, чем $\text{Re}E_e$. Знак действительной компоненты аномального поля в этой области параметров совпадает со знаком возбуждающего поля. Поведение функций E_B , E_c и D в зависимости от изменения параметров k^2f^2 или k^2a^2 можно проследить на примере хорошо известной функции D (рис. 9).

Общий характер поведения $\text{Re}D$ и $\text{Im}D$ в зависимости от p аналогичен разобранному выше поведению функций $\text{Re}T$ и $\text{Im}T$, но следует отметить, что форма кривых и место их на оси абсцисс не совпадают. Особенно велико отличие в нижней части графиков, показанных на рис. 9 и 7 (для положительных значений $\text{Re}D$ и $\text{Re}T$). В области отрицательных значений $\text{Re}D$ и $\text{Re}T$ (верхняя часть графиков) кривые очень напоминают друг друга и могут быть совмещены (с некоторыми несовпадениями) при сдвиге их вдоль оси абсцисс.

Формулы для пространственных компонент магнитного поля над шаром при $\omega \rightarrow 0$ могут быть трансформированы в декартовой системе координат в вид, тождественный известным формулам магниторазведки:

$$B_z^a = \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e} B^0 a^3 \frac{2h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}};$$

$$B_x = \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e} B^0 a^3 \frac{3hx}{(h^2 + x^2)^2}$$

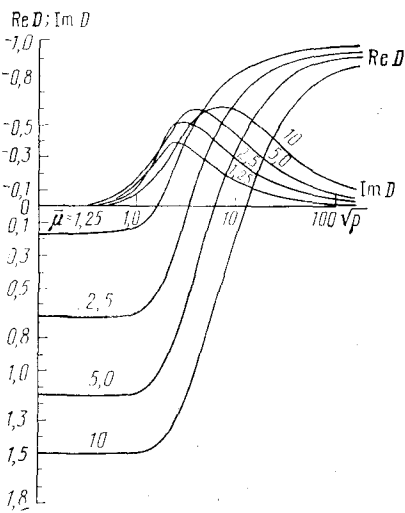


Рис. 9. Графики $\text{Re} D$ и $\text{Im} D$.
 $p = (\tau\mu\omega^2)^{1/2} a$.

и

$$\Delta Z = M \frac{2h^2 - x^2}{(h^2 + x^2)^{5/2}}; \quad \Delta H = M \frac{3hx}{(h^2 + x^2)^{5/2}},$$

где $\vec{M} = \vec{I}V$, \vec{I} — вектор индуктивной намагниченности; V — объем шара.

Анализ задач о проводящих и магнитных телах правильной формы (шар, горизонтальный цилиндр, эллиптический цилиндр, эллипсоид), помещенных в однородное, гармонически меняющееся магнитное поле, позволяет сделать ряд заключений, касающихся вопросов применения низкочастотных индуктивных методов на месторождениях магнитных руд — методических положений, способов интерпретации результатов полевых наблюдений, а также некоторых аспектов создания и использования аппаратуры.

1. Поведение действительной компоненты всех определяющих аномальное поле функций D , T , $L(L^*)$ и E при $\omega \rightarrow 0$ (или очень малых параметрах) свидетельствует о том, что амплитуда наблюдаемого магнитного поля на асимптотически низких частотах зависит только от магнитной проницаемости объекта и его геометрических характеристик и не зависит от проводимости.

2. Формулы, определяющие в левой асимптотической области пространственные компоненты вектора напряженности магнитного поля, тождественны известным в магниторазведке формулам для соответствующих компонент, и, следовательно, результаты наблюдений этих компонент в переменном магнитном поле на низких частотах аналогичны данным магниторазведки и имеют преимущество в том, что в электроразведке нет искажающего влияния остаточной намагниченности.

3. При изменении параметров k^2a^2 , k^2f^2 от малых ($|k^2a^2| \rightarrow 0$, $|k^2f^2| \rightarrow 0$) до очень больших ($|k^2a^2| \rightarrow \infty$, $|k^2f^2| \rightarrow \infty$) меняется характер графиков действительных компонент (соответственно амплитуды аномального магнитного поля) — происходит уменьшение величин $\text{Re}D(T, L, E)$ до нулевых значений, последующее изменение знака и рост отрицательных значений $\text{Re}D(T, L, E)$ до значения -1 , т. е. до полного отражения возбуждающего поля аномальным объектом.

4. Форма параметрических (а значит и частотных) характеристик $\text{Re}D$, $\text{Re}T$, $\text{Re}L$, $\text{Re}E$ зависит в основном от относительной магнитной проницаемости $\mu = \mu_i/\mu_e$, а также от формы тела и его вытянутости в направлении возбуждающего поля. Это дает возможность при известной форме тела определять относительную магнитную проницаемость объекта по форме его частотной характеристики (это принципиально невозможно по данным магниторазведки).

5. Изменение параметра $k^2a^2(k^2f^2)$ от 0 до ∞ приводит к изменению мнимых компонент функций $\text{Im}D(T, L, E)$ от нулевых значений при очень малых параметрах, $\omega \rightarrow 0$ через область максимума, величина которого для тел разной формы и разной магнитной

проницаемости примерно одинакова, до нулевых значений (в области очень больших параметров $\omega \rightarrow 0$).

6. Форма частотных характеристик мнимых компонент функций $\text{Im}D(T, L, E)$ (т. е. фазовых соотношений компонент наблюдаемого магнитного поля) слабо зависит от $\bar{\mu}$ и геометрических параметров тела, поэтому использование этих характеристик как основы для определения магнитных свойств объекта нецелесообразно.

7. Основную информацию о магнитной проницаемости объекта несут действительные компоненты определяющих аномальное поле функций (или амплитуда пространственных компонент магнитного поля) — их низкочастотные асимптоты и форма параметрических (частотных) характеристик.

Указанные положения, в свою очередь, позволяют сделать ряд практических рекомендаций.

1. Для решения вопросов выявления и классификации магнитных объектов можно использовать низкочастотные гармонические поля.

2. При практическом применении низкочастотных гармонических полей на магнитных объектах следует измерять в основном, действительные компоненты (амплитуды пространственных компонент) магнитного поля.

3. Для оценки магнитных свойств объектов, имеющих изометрическую форму поперечного сечения, необходимо получить частотную характеристику аномалии амплитуды магнитного поля $\text{Re}D(T, L, E)$.

4. Сопоставление результатов полевых наблюдений низкочастотных гармонических полей на магнитных объектах с результатами магниторазведки дает дополнительную информацию о магнитных свойствах объекта.

5. Поскольку в магниторазведке возбуждающее поле однородно, целесообразно производить абсолютные измерения амплитуды пространственных компонент магнитного поля в гармонических полях источников, создающих поле, близкое к однородному.

Проводящий и магнитный шар в поле гармонически меняющегося магнитного диполя

Применяющиеся в низкочастотных индуктивных методах источники возбуждения — незаземленная петля, кабель и, особенно, магнитный диполь — создают электромагнитные поля, как правило, достаточно неоднородные в области возбуждаемого объекта. Поэтому с практической точки зрения следует рассмотреть локальные объекты в поле конкретных источников и оценить степень влияния неоднородности возбуждающего поля.

Такой подход позволит оценить допустимую степень упрощения, которую мы можем ввести в способы интерпретации, если базировать их на решении задач о телах в однородном поле или предложить другие методы обработки и интерпретации, учитываю-

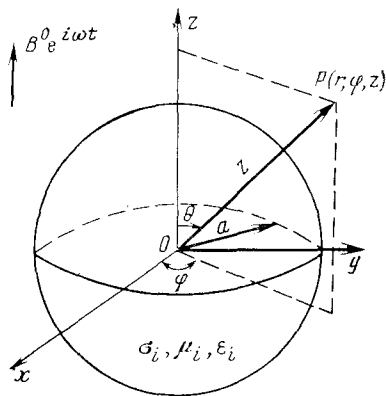


Рис. 10. Шар в поле магнитного диполя (сферическая и декартова система координат)

при этом разлагается на два частных, для первого радиальная компонента магнитного поля равна нулю (т. е. поверхность шара пересекает только электрическое поле), а для второго нулю равна радиальная компонента (поверхность шара пересекает только магнитное поле).

Потенциалы Π^E и Π^H удовлетворяют уравнению Гельмгольца

$$\nabla^2(\Pi^H, \Pi^E) + k^2(\Pi^H, \Pi^E) = 0$$

и условиям сопряжения:

$$\frac{\partial}{\partial R}(R\Pi_1^{EH} + R\Pi_0^{EH}) = \frac{\partial}{\partial R}(R\Pi_1^{EH});$$

$$(\sigma_2 - i\omega\epsilon_2)(R\Pi_2^E + R\Pi_0^E) = (\sigma_1 - i\omega\epsilon_1)R\Pi_1^E;$$

$$i\omega\mu_e(R\Pi_2^H + R\Pi_0^H) = i\omega\mu_1R\Pi_1^H.$$

Магнитные компоненты электромагнитного поля в сферической системе координат выражаются через Π^E и Π^H следующим образом:

$$H_R^E = 0; \quad H_\theta^E = \frac{\sigma - i\omega\epsilon}{R \sin \theta} \frac{\partial R\Pi^E}{\partial \varphi}; \quad H_R^H = \frac{1}{\partial R^2} \frac{\partial^2 R\Pi^H}{\partial R^2} + kR\Pi^H;$$

$$H_\varphi^E = -\frac{\sigma - i\omega\epsilon}{R} \frac{\partial R\Pi^E}{\partial \theta}; \quad H_\theta^H = \frac{1}{R} \frac{\partial^2 R\Pi^H}{\partial \theta \partial R}; \quad H_\varphi^H =$$

$$= \frac{1}{R \sin \theta} \frac{\partial^2 R\Pi^H}{\partial R \partial \varphi}.$$

Поле произвольно ориентированного диполя можно представить как сумму двух диполей, расположенных таким образом, что ось одной перпендикулярна к линии, соединяющей центры сферы

шие вид конкретного источника. В качестве примера рассмотрим задачу о шаре.

Пусть шар радиусом a , проводимостью σ_i , с магнитной проницаемостью μ_i , диэлектрической проницаемостью ϵ_i помещен внутри однородной среды, характеризующейся параметрами $\sigma_e, \mu_e, \epsilon_e$, в гармонически меняющемся поле магнитного диполя с моментом \vec{M} расположенного на расстоянии b от центра произвольно ориентированного шара (рис. 10).

Напряженности электрического и магнитного полей находятся с помощью скалярных потенциалов Дебая электрического и магнитного типов Π^E и Π^H . Вычисляемое поле

и диполя (азимутальный диполь), а ось другого направлена вдоль этой линии (радиальный диполь).

Потенциалы Дебая вторичного поля вне шара для азимутального диполя можно записать в виде

$$P_2^E = M \sin \varphi \sum_{n=1}^{\infty} a_n [\xi_n(k_2 R)/R] P_n'(\cos \theta); \quad (I.94)$$

$$P_2^H = M \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} b_n [\xi_n(k_2 R)/R] P_n'(\cos \theta);$$

где

$$a_n = -\alpha_n \frac{k_1(\sigma_2 - i\omega\varepsilon_2) \psi_n(k_2 a) \psi_n'(k_1 a) - k_2(\sigma_1 - i\omega\varepsilon_1) \psi_n'(k_2 a) \psi_n(k_1 a)}{k_1(\sigma_2 - i\omega\varepsilon_2) \psi_n(k_2 a) \xi_n(k_2 a) - k_2(\sigma_1 - i\omega\varepsilon_1) \xi_n'(k_2 a) \psi_n(k_1 a)}; \quad (I.95)$$

$$b_n = \beta_n \frac{k_1 i\omega\mu_2 \psi_n(k_2 a) \psi_n'(k_1 a) - k_2(\sigma_1 - i\omega\varepsilon_1) \psi_n'(k_2 a) \psi_n(k_1 a)}{k_1 i\omega\mu_2 \xi_n(k_2 a) \psi_n'(k_2 a) - k_2 i\omega\mu_1 \xi_n'(k_2 a) \psi_n(k_1 a)}.$$

В свою очередь,

$$\psi_n(kR) = (\pi kR/2)^{1/2} J_{n+1/2}(kR); \quad (I.96)$$

$$\xi_n(kR) = (\pi kR/2)^{1/2} H_{n+1/2}(kR);$$

$$\alpha_n = -\omega\mu_2 \frac{(2n+1)}{(n+1)n} \frac{\xi_n(k_2 b)}{k_2 b};$$

$$\beta_n = -i \frac{(2n+1)}{n(n+1)} \frac{\xi_n(k_2 b)}{k_2 b}; \quad (I.97)$$

$P_n'(\cos \theta)$ — присоединенные функции Лежандра; $J_{n+1/2}(kR)$ — функции Бесселя I рода $(n+1/2)$ -го порядка; $H_{n+1/2}(kR)$ — функции Ханкеля $(n+1/2)$ -го порядка.

Для радиального диполя потенциал P_2^H вторичного поля вне шара можно представить следующим образом:

$$P_2^H = (M/b) \sum_{n=1}^{\infty} l_n (\xi(k_2 R)/R) P_n(\cos \theta);$$

$$P_2^E = 0;$$

где

$$l_n = -\frac{k_1 i\omega\mu_2 \psi_n(k_2 a) \psi_n'(k_1 a) - k_2 i\omega\mu_1 \psi_n'(k_2 a) \psi_n(k_1 a)}{k_1 i\omega\mu_2 \xi_n(k_2 a) \psi_n'(k_1 a) - k_2 i\omega\mu_1 \xi_n'(k_2 a) \psi_n(k_1 a)} dn; \quad (I.98)$$

$$d_n = i(2n+1) \xi_n(k_2 b) k_2 b.$$

Учитывая (I.94) — (I.98) для азимутального диполя получаем:

$$P_2^E = \omega \mu_2 \sin \varphi \frac{1}{k_2 b R} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} C_n \frac{\psi_n(k_2 a)}{\xi_n(k_2 a)} \xi_n(k_2 b) \xi_n(k_2 r) P_n'(\cos \theta); \quad (\text{I.99})$$

$$P_2^H = i \cos \varphi \frac{1}{b R} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} D_n \frac{\psi_n(k_2 a)}{\xi_n(k_2 a)} \xi_n(k_2 b) \xi_n(k_2 r) P_n'(\cos \theta). \quad (\text{I.100})$$

Для радиального диполя

$$P_2^E = 0.$$

$$P_2^H = \frac{i}{k_2 b^2 R} \sum_{n=1}^{\infty} (2n+1) D_n \frac{\psi_n(k_2 a)}{\xi_n(k_2 a)} \xi_n(k_2 b) \xi_n(k_2 r) P_n'(\cos \theta), \quad (\text{I.101})$$

где

$$C_n = \frac{k_1(\sigma_2 - i\omega\epsilon_2) \frac{\psi_n'(k_1 a)}{\psi_n(k_1 a)} - \frac{\psi_n'(k_2 a)}{\psi_n(k_2 a)}}{k_2(\sigma_1 - i\omega\epsilon_1) \frac{\psi_n'(k_1 a)}{\psi_n(k_1 a)} - \frac{\xi_n'(k_2 a)}{\xi_n(k_2 a)}}; \quad (\text{I.102})$$

$$D_n = \frac{1 - \left[\frac{\psi_n'(k_2 a)}{\psi_n(k_2 a)} \frac{\psi_n(k_1 a)}{\psi_n'(k_1 a)} \right] \frac{k_2 \mu_1}{k_1 \mu_2}}{1 - \left[\frac{\xi_n'(k_2 a)}{\xi_n(k_2 a)} \frac{\psi_n(k_1 a)}{\psi_n'(k_1 a)} \right] \frac{k_2 \mu_1}{k_1 \mu_2}}.$$

В случае соблюдения условий $|k_2 a| \ll 1$; $|k_2 b| \ll 1$; $|k_2 r| \ll 1$ выражения (I.97) и (I.98) упрощаются в соответствии с приближенными формулами:

$$\left. \begin{aligned} \psi_n(x) &\approx \frac{x^{n+1}}{1 \cdot 3 \dots (2n+1)}; & \psi_n'(x) &\approx \frac{(n+1)x^n}{1 \cdot 3 \dots (2n+1)}; \\ \xi_n(x) &\approx \frac{i(2n)!}{x^n 2^n n!}; & \xi_n'(x) &\approx \frac{i(2n)!}{x^{n+1} 2^n (n-1)!}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.103})$$

Потенциалы P^H для азимутального и радиального диполей, которые нас интересуют, и соответственно компоненты векторов напряженности магнитного поля в этом случае можно представить в виде:

для азимутального диполя

$$H_{az}^H = -\cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{a^{2n+1}}{b^{n+2} R^{n+1}} \frac{1}{n+1} P'_n(\cos \theta); \quad (I.104)$$

$$H_R = -M \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{a^{2n+1}}{b^{n+2} R^{n+2}} n P'_n(\cos \theta);$$

$$H_\theta = M \cos \varphi \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{a^{2n+1}}{b^{n+2} R^{n+2}} \frac{n}{n+1} \frac{\partial P'_n}{\partial \theta}(\cos \theta); \quad (I.105)$$

$$H_y = -\frac{M \sin \varphi}{\sin \theta} \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{a^{2n+1}}{b^{n+2} R^{n+2}} \frac{n}{n+1} P'_n(\cos \theta);$$

для радиального диполя

$$H_{рад}^H = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{a^{2n+1}}{b^{n+2} R^{n+1}} P_n(\cos \theta); \quad (I.106)$$

$$H_R = -M \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{a^{2n+1}}{b^{n+2} R^{n+2}} n(n+1) P_n(\cos \theta);$$

$$H_\theta = M \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{a^{2n+1}}{b^{n+2} R^{n+2}} n P'_n(\cos \theta); \quad (I.107)$$

$$H_\varphi = 0,$$

где

$$D_n = \frac{J_{n-3/2}(k_2 a) [(n+1) \mu_1 + n \mu_2] - J_{n-1/2}(k_1 a) \times}{J_{n-3/2}(k_1 a) [n \mu_1 - n \mu_2] + J_{n-1/2}(k_1 a) \times} \times \\ \times \frac{[\mu_2 (2n^2 - n + k_1^2 a^2) + (n+1)(2n-1) \mu_1]}{[\mu_2 (2n^2 - n - k_1^2 a^2) - n(2n-1) \mu_1]}.$$

В реальных условиях при дипольном профилировании расстояние r между питающим и приемным диполями не превышает 100 м и, следовательно, реальные тела, создающие аномальный эффект, находятся от возбуждающего диполя на расстоянии не более r . Если размеры тел, создающие аномалию, также сравнительно невелики, в этих условиях на достаточно низких частотах ограничения $|k_2 a| \ll 1$, $|k_2 b| \ll 1$ выполняются и по формулам (I.104) — (I.107) можно оценить характер и величины аномального эффекта над магнитными проводящими объектами изометрической формы при дипольном индуктивном профилировании.

Ряды, входящие в формулы (I.104) — (I.107), быстро сходятся,

если отношение a^2/bR намного меньше единицы, и тем быстрее, чем меньше a^2/bR .

Если $b \gg a$ и $R \gg a$, т. е. точка наблюдения удалена от источника поля от шара, при расчетах компонент вторичного поля можно ограничиться первыми членами разложения, которые соответствуют формулам для составляющих поля магнитных диполей, расположенных в центре шара с моментами $\vec{M}_{\text{рад.экв}} = \vec{M} D_1 a^3/b^3$ для радиального диполя, ориентированного по оси z , и $\vec{M}_{\text{аз.экв}} = \vec{M} D_1 a^3/2b^3$ для азимутального диполя, ориентированного по оси x . При этих условиях компоненты вторичного магнитного поля для азимутального диполя

$$H_R = -\cos \varphi (a^3 M/b^3 R^3) D_1 \sin \theta; \quad (I.108)$$

$$H_\theta = \cos \varphi (a^3 M/2b^3 R^3) D_1 \cos \theta; \quad (I.109)$$

$$H_\varphi = -\sin \varphi (a^3 M/2b^3 R^3) D_1; \quad (I.110)$$

для радиального диполя

$$H_R = (M 2a^3/b^3 R^3) D_1 \cos \theta; \quad (I.111)$$

$$H_\theta = (M a^3/b^3 R^3) D_1 \sin \theta; \quad H_\varphi = 0. \quad (I.112)$$

Эти выражения соответствуют полностью выражениям, определяющим вторичное поле от магнитного проводящего шара в однородном переменном гармонически меняющемся возбуждающем поле.

При наблюдениях вблизи шара и достаточно больших размерах его предположение об однородности поля в пределах аномального объекта несправедливо и при оценке аномального эффекта следует учитывать члены разложения, содержащие функции D_2 , D_3 и т. д., соответствующие полям магнитных мультиполей, расположенных в центре шара, или оценивать погрешность, вносимую в расчет при использовании формул (I.108)—(I.112) вместо (I.104)—(I.107).

Число членов разложения, которые нужно учитывать в каждом конкретном случае для соблюдения заданной точности интерпретации, зависит от рабочей частоты, параметров сферы, но в основном определяется соотношением между радиусом шара и расстоянием между питающим и приемным диполями. Для иллюстрации этого положения рассмотрим, как влияет на величину и форму аномалий H_z^a , наблюдаемых вдоль профиля, проходящего над центром шара, последовательный учет членов разложения в формулах, определяющих аномалию амплитуды от изометрического магнитного проводящего тела.

Если тело расположено под диполем, на одной оси с его центром и на расстоянии, определяемом отношением b/a от центра диполя для расчета величины аномалии $H_z^a \max$ в точке максимума и ее изменения в зависимости от учета числа членов разложения при конкретных значениях отношений магнитной проницаемости тела и среды, а также для различной глубины залегания тела

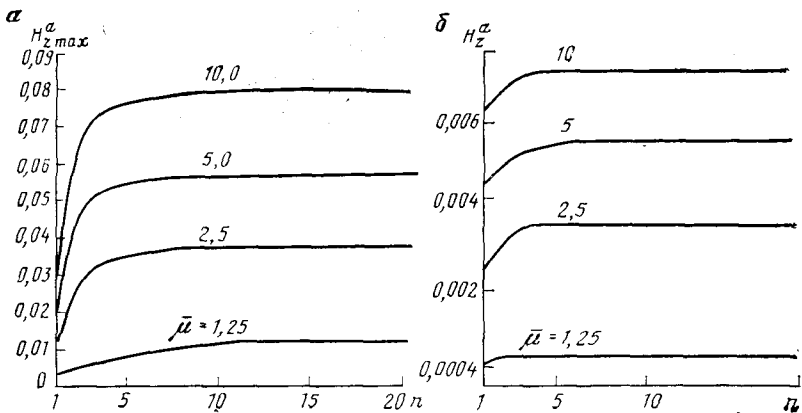


Рис. 11. Графики зависимости $H_{z_{\max}}^a$ от n над шаром, помещенным в поле диполя для $\mu = 1,25; 2,5; 5,0; 10$; $b/a = 2$ (а); $b/a = 4$ (б).

Учитывалось число членов

(отношений b/a) можно воспользоваться формулой

$$H_{z_{\max}} = H_{R_{\max}} = M \sum_{n=1}^{\infty} D_n (a^{2n+1}/b^{n+2} R^{n+2}) [n(n+1)] P_n(\cos \theta). \quad (\text{I.113})$$

При условии $\theta = 0$, $R = b$ (совмещенная установка)

$$H_{z_{\max}} = M \sum_{n=1}^{\infty} D_n (a^{2n+1}/b^{2n+4}) n(n+1). \quad (\text{I.114})$$

Для области применения низкочастотной индуктивной электроразведки на магнитных объектах, целью которой является классификация магнитных аномалий и получение возможно большей информации о физических и геометрических параметрах тела, наиболее важна оценка вклада членов с $n > 1$ на низких частотах, когда тело намагничивается переменным первичным полем, а доля вихревых токов сравнительно мала. Эта оценка дает представление о том, насколько влияние неоднородности возбуждающего поля искажает результаты интерпретации полевых наблюдений, основанной на предположении об однородности намагничивающего поля.

В области низких частот, т. е. малых параметров, можно, воспользовавшись асимптотическим представлением функций Бесселя и разделив действительную и мнимую части, представить функцию D_n в виде

$$D_n \approx - \frac{(n+1) [\mu_1 - \mu_2]}{n\mu_1 + (n+1)\mu_2} + i \frac{(2n+1) \mu_1 \mu_2}{(2n+3) [n\mu_1 + (n+1)\mu_2]^2} \sigma_{\mu_1} \omega a^2. \quad (\text{I.115})$$

По формулам можно рассчитать $\text{Re} D_n$ и H_z^a , соответствующие аномалии амплитуды над шаром в точке максимума. Пример расчетов представлен на рис. 11. Учитывалось число членов разложения от 1 до 20.

По графикам (рис. 11) и формуле (I.114) видно, что для поверхностного расположения тела, т. е. при небольших b/a ряд, определяющий величину аномалии $H_{2\max}^a$, членами которого являются сомножители $D_n(a^{2n+1}/b^{n+1})n(n+1)$, сходится медленно. Расчеты показывают, что, только начиная с глубин до центра шара b , составляющих не менее четырех радиусов тела a , можно пренебрегать суммой членов ряда, номер которых больше четырех (т. е. учитывать не более четырех членов ряда). До глубин залегания b/a , меньших четырех радиусов тела, величина четвертого члена ряда составляет более 3 % его первого члена и более 2,5 % суммы его 20 членов.

При работах методом дипольного индуктивного профилирования там, где глубинность исследования в настоящее время невелика и не превышает по самым оптимистическим представлениям в реальных условиях трех радиусов тела, при интерпретации результатов полевых наблюдений на магнитных объектах следует пользоваться не графиком функции D_1 , соответствующей аномалии от проводящего и магнитного шара, помещенного в однородное гармонически меняющееся поле, а графиком функции

$$D_{\Sigma} = \sum_{n=1}^{\infty} D_n a^{2n+1} n(n+1) / b^{2n+4} \quad \text{с учетом хотя бы 20 членов ряда.}$$

Сравним полученные данные с характером аномальных полей от магнитных и немагнитных проводящих объектов на высоких частотах и попытаемся оценить, насколько правомочной будет в этом случае интерпретация результатов полевых наблюдений в предположении, что в пределах вызвавшего аномалию объекта возбуждающее поле однородно.

Для такой оценки воспользуемся формулой, дающей представление об асимптотическом поведении функции D_n при больших значениях параметра $p = \sigma \mu \omega a^2 \rightarrow \infty$.

При $p \rightarrow \infty \lim \operatorname{Re} D_n = 1$ и, следовательно, поскольку аномалия амплитуды определяется именно $\operatorname{Re} D_n$ в точке максимума, расчетная формула будет иметь вид

$$H_{2\max}^a = M \sum_{n=-}^{\infty} (a^{2n+1}/b^{2n+4}) [n(n+1)], \quad (\text{I.116})$$

т. е. влияние неоднородности поля определяется зависимостью функции a^{2n+1}/b^{2n+4} от n и $\sum_{n=1}^{\infty} (a^{2n+1}/b^{2n+4}) n(n+1)$ от n .

И в этом случае при неглубоком залегании тела характер убывания величины, определяющей вклад n -го слагаемого в общую сумму аномального эффекта, таков, что при $b/a < 4$ не позволяет пренебречь членами ряда, номер которых менее 4. Это правило должно соблюдаться на высоких частотах (для больших значений параметров) еще более тщательно, чем на низких частотах для магнитных объектов, так как величина $\operatorname{Re} D_n$ здесь не убывает с увеличением номера члена ряда, а остается постоянной.

Проводящий и магнитный шар в поле круглой незаземленной петли, питаемой гармонически меняющимся током низкой частоты

Проанализируем случай расположения шара под контуром, когда их центры расположены на одной вертикальной оси.

Примем радиус петли r , расстояние между центрами петли и шара h , расстояние до точки наблюдения, лежащей в плоскости петли, R .

Вектор-потенциал вторичного поля, возбуждаемого в шаре полем круглой петли, обтекаемой гармонически меняющимся током,

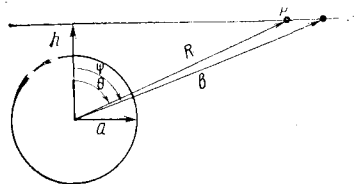
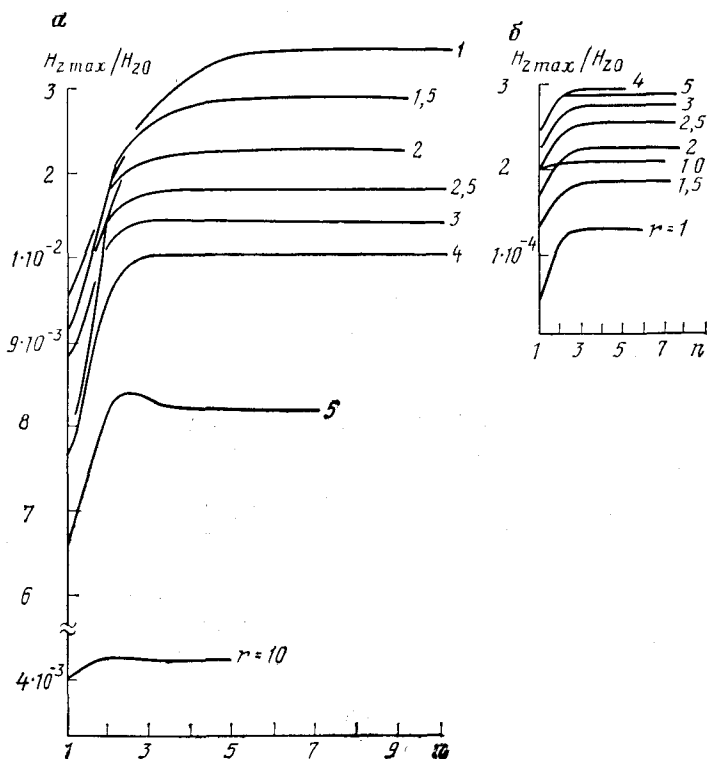


Рис. 12. Шар в поле круглой петли

Рис. 13. $H_{z \max}$ над шаром в поле петли.

$a - b/a = 2, \quad r = 1 + 10, \quad \bar{\mu} = 1,25; \quad б - b/a = 5, \quad r = 1 + 10, \quad \mu = 1,25$



можно записать [6]

$$\vec{A} = \frac{\mu I}{2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin \psi}{n(n+1)} P'_n(\cos \psi) P'_n(\cos \theta) \frac{a^{2n+1}}{r^n R^{n+1}} D_n, \quad (I.117)$$

где ψ , θ — углы, показанные на рис. 12; D_n — рассмотренная нами ранее функция, определяющая аномалию от шара на его поверхности.

Формулу (I.117) можно представить также в виде

$$\vec{A} = (\mu I/2) \sum_{n=1}^{\infty} D_n [\sin \psi/n(n+1)] P'_n(\cos \psi) P_n(\cos \theta) \times \\ \times (a^{2n+1}/b^{2n+1}) \cos^n(\psi) \cos^{n+1}(\theta).$$

Поскольку у возбуждающего поля H_0 нет φ -компоненты, а имеются лишь компоненты H^0_θ и H^0_R , вектор-потенциал A имеет только φ -компоненту A_φ . Кроме того, в силу симметрии задачи изменений поля вдоль координаты φ не происходит, следовательно, все производные поля по этой координате равны нулю. Соответственно компоненты вторичного магнитного поля

$$H_R = \frac{A_\varphi}{R \operatorname{tg} \theta} + \frac{1}{R} \frac{\partial A_\varphi}{\partial \theta}; \quad H_\theta = - \left(\frac{A_\varphi}{R} + \frac{\partial A_\varphi}{\partial R} \right). \quad (I.118)$$

Подставляя в (I.118) значения A_φ , получим:

$$H_R = (\mu I/2) \sum_{n=1}^{\infty} D_n [\sin \psi/n(n+1)] P'_n(\cos \psi) \times \\ \times (a^{2n+1}/b^{2n+2}) \cos^{n+1} \theta [P'_n(\cos \theta) (\cos^2 \theta/\sin \theta) - \\ - (n+1) [\partial(P'_n \cos \theta)/\partial \theta] \sin \theta] \cos^n \psi;$$

$$H_\theta = (-\mu I/2) \sum_{n=1}^{\infty} D_n [\sin \psi/(n+1)] P'_n(\cos \psi) P'_n(\cos \theta) \times \\ \times (a^{2n+1}/b^{2n+2}) \cos^{n+2} \theta \cos^n \psi.$$

При работе методом незаземленной петли наблюдения проводятся внутри петли, размеры которой во время измерений не меняются, что при определенной глубине залегания шарообразного тела означает $\psi = \text{const}$ или $\psi = \psi_0$. Максимальные значения аномалии вертикальной компоненты магнитного поля $H^z = H_R \cos \theta$ наблюдаются при $\theta = 0$ ($\cos \theta = 1$) и $H_{z \max}$ в этом случае равно H_R .

Для определения величины $H_{z \max}$ и ее изменений в зависимости от размеров петли и глубины залегания тела можно, следовательно, воспользоваться формулой

$$H_{z \max} = \frac{\mu I}{4} \sum_{n=1}^{\infty} D_n (n+1) \frac{a^{2n+1}}{b^{2n+1}} \sin \psi \cos^n \psi P'_n(\cos \psi). \quad (I.119)$$

Так как отношение $P'_n(\cos\theta)/\sin\theta$ при $\theta=0$ можно представить как $n(n+1)/2$,

$$H_{z\max} = (\mu I/4) \sum_{n=1}^{\infty} D_n (n+1) (a^{2n+1}/b^{2n+2}) \sin\psi \cos^n\psi P'_n(\cos\psi).$$

Чтобы в выражении (I.119) выделить размеры петли $r = b \operatorname{tg}\psi$, представим его в виде

$$H_{z\max} = (\mu I/4) \sum_{n=1}^{\infty} D_n (n+1) (a^{2n+1}/b^{2n+2}) b \operatorname{tg}\psi \cos^{n+1}\psi P'_n(\cos\psi). \quad (\text{I.120})$$

Результаты расчетов $H_{z\max}$ для случаев $b/a=2; 5$, $n=1 \div 20$, $\mu=1,25; 5$ и ψ , изменяющегося от 0 до ψ_0 (что определяет изменение размеров петли по отношению к радиусу исследуемого тела и глубине его залегания), представлены в виде графиков на рис. 13. Очевидно, что при наблюдениях, выполняемых в поле петли, влияющие неоднородности поля источника в пределах исследуемого тела значительно меньше, чем в поле диполя, и зависят от соотношения между размерами петли r , радиусом тела a и глубиной его залегания b . При больших размерах возбуждающих петель результаты полевых работ можно интерпретировать, пользуясь способами, разработанными на основе решения задачи о магнитных проводниках в однородном возбуждающем поле. Правомочность такого приближения уменьшается с повышением магнитной проницаемости объекта. С увеличением размеров тела и с уменьшением глубины его залегания приходится все больше учитывать влияние неоднородности возбуждающего поля, привлекая для интерпретации уже не функцию D_1 , а сумму D_n , обрывая число слагаемых в каждом конкретном случае на номере, определяемом соотношением, r , a , b и значением μ . Для определения необходимого для интерпретации с наперед заданной погрешностью числа членов разложения и оценки возможных ошибок можно пользоваться формулой (I.120) или графиками, рассчитанными по этой формуле.

§ 3. АНОМАЛЬНЫЕ ПОЛЯ НАД СЛОЖНЫМИ РАЗРЕЗАМИ

Расчет аномальных полей с помощью ЭВМ

Большинство встречающихся на практике геологических объектов имеет сложное строение, тогда как строгие аналитические выражения удается получить лишь для некоторых простых тел, ограниченных поверхностями второго порядка. Для расчета полей над сложными разрезами целесообразна разработка алгоритмов вычисления аномальных полей в поле реальных источников на ЭВМ.

В настоящее время для решения задач электродинамики на ЭВМ разработано множество различных методов [7]. Наибольшее

распространение получили методы, связанные с составлением и численным решением интегральных уравнений, описывающих соответствующие физические процессы и явления. Эти методы характеризуются достаточной гибкостью, точностью, быстродействием и простотой реализации на ЭВМ. Несколько реже применяются модификации метода конечных элементов.

Для обоснования упрощений, используемых при вычислении аномальных полей сложных магнитных разрезов в индуктивной электроразведке, обратимся к результатам анализа аномальных полей тел простой формы. Эти результаты (см. § 2) показывают, что при поисках и разведке месторождений магнитных руд с помощью индуктивной электроразведки в низкочастотной области аномалии электромагнитного поля практически тождественны соответствующим аномалиям статического магнитного поля. Другими словами, низкочастотная индуктивная электроразведка позволяет путем выбора формы, размеров источника и частоты питающего его тока добиться минимального влияния вихревых токов на результаты полевых измерений, что делает получаемые материалы количественно интерпретируемыми по формулам магнито-статистики, как если бы ток в питающем контуре был постоянным. Таким образом, с практической точки зрения наиболее важно иметь аппарат вычисления аномальных эффектов в области низких частот, где справедливо магнито-статическое приближение. При этом, естественно, требуется учитывать размагничивание, т. е. влияние формы объекта на его намагниченность, так как магнитная восприимчивость магнитных руд весьма высока и составляет, как правило, единицы СИ. Рассмотрим основное интегральное уравнение, используемое для вычисления аномального поля сложных разрезов в магнито-статическом приближении.

При решении прямых задач в магнито-статике для горных пород и руд обычно исходят из допущения линейной зависимости намагничения \vec{I} от напряженности намагничивающего поля \vec{H} , т. е. считают их «идеальными ферромагнетиками». Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что аналогичные представления справедливы и в низкочастотной индуктивной электроразведке, так как при используемых напряженностях поля источников явления насыщения и гистерезиса не проявляются. В соответствии с этим интенсивность намагничения в точке a

$$\vec{I}(a) = \kappa(a) \vec{H}(a), \quad (I.121)$$

где κ — магнитная восприимчивость.

Пусть в неоднородное первичное поле с напряженностью $\vec{H}_{\text{прв}}$, создаваемое источником в немагнитной однородной среде, внесено тело V . Тогда к полю $\vec{H}_{\text{прв}}$ прибавится вторичное поле $\vec{H}_{\text{втр}}$, возникающее под действием поляризации, и намагничение тела будет происходить под действием суммарного поля

$$\vec{H} = \vec{H}_{\text{прв}} + \vec{H}_{\text{втр}}. \quad (I.122)$$

Согласно (I.121),

$$\vec{I}(a) = \kappa(a) \vec{H}(a) = \kappa(a) [\vec{H}_{\text{прв}}(a) + \vec{H}_{\text{втр}}(a)]. \quad (\text{I.123})$$

Поле $\vec{H}_{\text{втр}}$ является функцией намагниченности \vec{I} , следовательно, выражая $\vec{H}_{\text{втр}}$ через \vec{I} в виде интеграла по объему тела V , можно получить интегральное уравнение Фредгольма II рода:

$$\vec{I}(a) = \kappa(a) \left[\vec{H}_{\text{прв}}(a) + (1/4\pi) \text{grad}_a \int_V (\vec{I}(q) \text{grad}_a (1/L_{qa})) dV \right], \quad (\text{I.124})$$

где L_{qa} — расстояние от текущей точки q тела V до точки a ; операция grad_a означает, что дифференцирование проводится по координатам точки a .

Это интегральное уравнение для данной задачи является наиболее общим, поскольку справедливо для неоднородных тел в неоднородных полях. Для однородных тел (I.124) можно преобразовать, переходя от объемной намагниченности к плотностям эквивалентных простых или двойных слоев, распределенных по поверхности тела. Получаемые таким образом интегральные уравнения имеют большое теоретическое значение, однако возможности их практического использования в отличие от (I.124) ограничены кусочно-однородными средами.

Рассмотрим в качестве примера решение уравнения (I.124) для однородного шара в однородном первичном поле. Полагая $\vec{I} = C \vec{H}_{\text{прв}}$, где C — неопределенная постоянная, из (I.124) получим

$$C \vec{H}_{\text{прв}} = \kappa \left[\vec{H}_{\text{прв}} + (C/4\pi) \text{grad}_a \int_V (\vec{H}_{\text{прв}} \text{grad}_a (1/L_{qa})) dV \right]. \quad (\text{I.125})$$

Интеграл в этом уравнении с точностью до множителя представляет собой ньютоновский потенциал притяжения внутри однородного шара. Если радиус шара обозначить a_1 , а расстояние от центра шара до точки a внутри него R , то

$$\int_V \frac{dV}{L_{qa}} = \frac{3V}{2a_1} \left(1 - \frac{R^2}{3a_1^2} \right), \quad (\text{I.126})$$

где V — объем шара, равный $(4/3)\pi a_1^3$. Подставляя (I.126) в (I.125), получаем

$$C = \kappa \left(1 - CV/4\pi a_1^3 \right), \quad (\text{I.127})$$

откуда находим неопределенную постоянную

$$C = 3\kappa/(3 + \kappa). \quad (\text{I.128})$$

Таким образом, намагниченность шара можно представить в виде

$$\vec{I} = \kappa \vec{H}_{\text{прв}} / \left(1 + \frac{1}{3} \kappa \right). \quad (\text{I.129})$$

Аналогичный вид имеет намагниченность произвольного эллипсоида, намагниченного вдоль любой из его осей, только вместо коэффициента $1/3$ в знаменателе формулы (I.129) для эллипсоида помещается соответствующий коэффициент размагничивания $0 \leq \leq N \leq 1$. Максимальное значение коэффициента размагничивания $N=1$ характерно для бесконечного слоя, намагниченного перпендикулярным к нему полем. При намагничении бесконечного слоя компланарным ему полем $N=0$. Для шара, как следует из (I.129), $N=1/3$, для бесконечного кругового цилиндра, намагниченного перпендикулярно к оси, $N=1/2$.

Дискретизация интегрального уравнения приводит к системе линейных алгебраических уравнений. Для этого сложный геологический объект аппроксимируется совокупностью элементарных объемов, в каждом из которых намагниченность считается однородной. Решение системы можно осуществлять либо прямыми методами, либо методом последовательных приближений, однако практически удобнее модифицировать уравнение (I.124).

Методика численного решения интегрального уравнения (I.124), используемая нами для вычисления аномальных полей над сложными разрезами, основана на аппроксимации объема V совокупностью непересекающихся изометричных элементов одинаковых размеров [2, 4]. В качестве таких элементов могут быть использованы кубы и додекаэдры, совокупность которых может заполнять пространство без промежутков. Изометричность их формы позволяет проводить вычисления поля для них по формулам для равновеликих шаров (учет возникающих при этом погрешностей рассмотрен ниже), что значительно экономит машинное время, используемое на решение уравнения.

Преобразуем уравнение (I.124), для чего выделим малый шар V_a с центром в точке a . Тогда (I.124) можно переписать в виде

$$\vec{I}(a) = \kappa(a) \left[\vec{H}_{\text{прв}}(a) + \frac{1}{4\pi} \text{grad}_a \int_{V_a} \left(\vec{I}(q) \text{grad}_a \frac{1}{L_{qa}} \right) dV + \right. \\ \left. + \frac{1}{4\pi} \text{grad}_a \int_{V-V_a} \left(\vec{I}(q) \text{grad}_a \frac{1}{L_{qa}} \right) dV \right]. \quad (\text{I.130})$$

Как отмечено выше, шар V_a считается намагниченным однородно, тогда в соответствии с полученными для однородного шара формулами

$$\frac{1}{4\pi} \text{grad}_a \int_{V_a} \left(\vec{I}(q) \text{grad}_a \frac{1}{L_{qa}} \right) dV = -\frac{1}{3} \vec{I}(a). \quad (\text{I.131})$$

Переносим этот член в левую часть уравнения и делим обе части

на $1 + \kappa(a)/3$, придем к уравнению вида

$$\vec{I}(a) = \frac{\kappa(a)}{1 + \kappa(a)/3} \left[\vec{H}_{\text{прв}}(a) + \frac{1}{4\pi} \text{grad}_a \int_{V-V_a} \left(\vec{I}(q) \text{grad}_a \frac{1}{L_{qa}} \right) dV \right]. \quad (\text{I.132})$$

Далее, заменяя интеграл суммой, придем к линейной алгебраической системе. Уравнение для k -го элемента с объемом V при общем числе элементов, равном n , записывается в виде

$$\vec{I}(a_k) = \frac{3\kappa(a_k)}{3 + \kappa(a_k)} \left[\vec{H}_{\text{прв}}(a_k) + \frac{iV}{4\pi} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^n \text{grad}_{a_k} \left(\vec{I}(a_i) \text{grad}_{a_k} \frac{1}{L_{a_i a_k}} \right) \right]. \quad (\text{I.133})$$

Система векторных уравнений решается методом последовательных приближений, причем в качестве начального приближения берется

$$\vec{I}_0(a_k) = 3\kappa(a_k) \vec{H}_{\text{прв}}(a_k) / (3 + \kappa(a_k)). \quad (\text{I.134})$$

Рекуррентные формулы для вычисления намагниченности имеют вид

$$\vec{I}_m(a_k) = \frac{3\kappa(a_k) V}{4\pi [3 + \kappa(a_k)]} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^n \text{grad}_{a_k} \left(\vec{I}_{m-1}(a_i) \text{grad}_{a_k} \frac{1}{L_{a_i a_k}} \right), \quad (\text{I.135})$$

а результирующая эффективная намагниченность элемента вычисляется как сумма

$$\vec{I}(a_k) = \vec{I}_0(a_k) + \vec{I}_1(a_k) + \dots + \vec{I}_m(b_k) + \dots \quad (\text{I.136})$$

При проведении расчетов на ЭВМ приходится обрывать итерационный процесс на m -м приближении. Для учета $(m+1)$ -го и последующих приближений эффективен прием, основанный на физической трактовке описанного алгоритма. Дело в том, что итерационный процесс в данном случае имеет следующее весьма простое физическое истолкование. Если каждый физический объект представить состоящим из совокупности элементарных частей, то описанный алгоритм будет эквивалентен учету взаимного влияния этих частей. Действительно, начальное приближение можно трактовать как вычисление намагниченности каждого элемента в первичном поле без учета наличия других элементов. Формула (I.135) может рассматриваться как вычисление на m -м этапе намагниченности, индуцированной окружающими элементами с намагниченностями $(m-1)$ -го этапа взаимовлияния. В свете этой трактовки учет $(m+1)$ -го и последующих приближений состоит в учете попарного взаимовлияния элементов с намагниченностями, полученными на m -м этапе взаимовлияния.

Эффективность этой методики базируется на том, что для двух изометричных элементов решение системы двух векторных уравнений вида (I.133), т. е. системы шести скалярных уравнений для компонент намагниченности, можно провести аналитически. Представим себе, что центр одного из элементов совпадает с началом правой прямоугольной декартовой системы координат, ось z которой направлена вниз, а центр другого элемента расположен в точке с координатами (x, y, z) . При решении задачи учета взаимовлияния наиболее удобно использовать матричную форму записи. Введем обозначения компонент вектора-столбца начальной намагниченности первого из взаимовлияющих элементов I_{x1}, I_{y1}, I_{z1} , а второго — I_{x2}, I_{y2}, I_{z2} . Опуская несложные, но громоздкие выкладки, приведем окончательные выражения поправок за взаимовлияние, обозначая их компоненты для первого элемента как $\Delta I_{x1}, \Delta I_{y1}, \Delta I_{z1}$, а для второго элемента — $\Delta I_{x2}, \Delta I_{y2}, \Delta I_{z2}$;

$$\begin{pmatrix} \Delta I_{x1} \\ \Delta I_{y1} \\ \Delta I_{z1} \end{pmatrix} = \{[A] - [E]\} \begin{pmatrix} I_{x1} \\ I_{y1} \\ I_{z1} \end{pmatrix} + [B] \begin{pmatrix} I_{x2} \\ I_{y2} \\ I_{z2} \end{pmatrix}; \quad (\text{I.137})$$

$$\begin{pmatrix} \Delta I_{x2} \\ \Delta I_{y2} \\ \Delta I_{z2} \end{pmatrix} = \{[A] - [E]\} \begin{pmatrix} I_{x2} \\ I_{y2} \\ I_{z2} \end{pmatrix} + [C] \begin{pmatrix} I_{x1} \\ I_{y1} \\ I_{z1} \end{pmatrix}.$$

Здесь $[A], [B], [C]$ — симметричные матрицы третьего порядка, а $[E]$ — единичная матрица третьего порядка. Компоненты матрицы $[A]$ таковы:

$$\left. \begin{aligned} a_{11} &= [x^2 F_2 + (y^2 + z^2) F_1]/R^2, \\ a_{22} &= [y^2 F_2 + (x^2 + z^2) F_1]/R^2, \\ a_{33} &= [z^2 F_2 + (x^2 + y^2) F_1]/R^2, \\ a_{12} &= a_{21} = xy(F_2 - F_1)/R^2, \\ a_{13} &= a_{31} = xz(F_2 - F_1)/R^2, \\ a_{23} &= a_{32} = yz(F_2 - F_1)/R^2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.138})$$

Компоненты матрицы $[B]$ имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} b_{11} &= Q_1 [2x^2 F_2 - (y^2 + z^2) F_1]/R^2, \\ b_{22} &= Q_1 [2y^2 F_2 - (x^2 + z^2) F_1]/R^2, \\ b_{33} &= Q_1 [2z^2 F_2 - (x^2 + y^2) F_1]/R^2, \\ b_{12} &= b_{21} = xyQ_1 (F_1 + 2F_2)/R^2, \\ b_{13} &= b_{31} = xzQ_1 (F_1 + 2F_2)/R^2, \\ b_{23} &= b_{32} = yzQ_1 (F_1 + 2F_2)/R^2. \end{aligned} \right\} \quad (\text{I.139})$$

Компоненты матрицы $[C]$ аналогичны компонентам матрицы $[B]$, только для их получения в формулах (I.139) надо Q_1 заменить на

Q_2 , т. е. $[C] = Q_2[B]/Q_1$. В формулах для компонент матриц используются обозначения:

$$\left. \begin{aligned} R^2 &= x^2 + y^2 + z^2, & F_1 &= 1/(1 - Q_1 Q_2), \\ F_2 &= 1/(1 - 4Q_1 Q_2), & Q_1 &= 3\kappa_1 V/4\pi R^3 (3 + \kappa_1), \\ Q_2 &= 3\kappa_2 V/4\pi R^3 (3 + \kappa_2), \end{aligned} \right\} \quad (I.140)$$

где V — объем элементов, κ_1 и κ_2 — магнитные восприимчивости соответствующих элементов. Выражения Q_1 и Q_2 записаны для равновеликих элементу шаров. Напомним, что фактически элементами аппроксимирующей конструкции являются не шары, а кубы или додекаэдры.

Можно показать, что вычисление полей по формулам для равновеликих шаров для несоприкасающихся элементов дает относительную погрешность менее 1,3%. Для соприкасающихся сторонами элементов необходимо учитывать их фактическую форму. Так, если аппроксимация осуществляется кубическими элементами с длиной ребра $2l$, для соприкасающихся сторонами элементов при $R = 2l$ вычисление коэффициента Q_1 необходимо проводить по формуле [4]

$$Q_1 = [3\kappa_1/\pi (3 + \kappa_1)] \left(\arctg \sqrt{3} - \arctg \frac{\sqrt{11}}{3} \right). \quad (I.141)$$

Аналогичное выражение с заменой κ_1 на κ_2 должно использоваться и при вычислении Q_2 .

В соответствии со сказанным выше, основной алгоритм расчета аномальных полей над сложными разрезами в магнитостатическом приближении следующий. Вначале изучаемый объект аппроксимируется набором одинаковых изометричных элементов, например кубов. Очевидно, чем меньше размеры элементов, тем выше точность расчетов, но больше и затраты машинного времени на их проведение. Практически целесообразно выбирать размеры элемента порядка одной трети глубины залегания верхней кромки объекта. При аппроксимации следует соблюдать основные принципы: 1) объемы объекта и аппроксимирующей его конструкции должны быть равными; 2) центры масс объекта и аппроксимирующей его конструкции должны совпадать; 3) аппроксимирующая конструкция должна сохранять угол падения, относительную вытянутость и элементы симметрии объекта. Соблюдение этих принципов позволяет при сравнительно небольших затратах машинного времени добиться высокой относительной точности вычислений.

Далее по формуле (I.134) вычисляются компоненты начальной намагниченности каждого элемента. При этом напряженность первичного поля источника вычисляется в соответствии с формулой Био — Савара с учетом его фактической конфигурации. Соответствующие формулы расчетов полей источников сложной формы в непроводящей среде приведены в гл. IV. Затем с помощью рекуррентного соотношения (I.135) вычисляются намагниченности

первого и последующих этапов взаимовлияния. Итерационный процесс прерывается, когда максимальная из компонент дополнительных намагниченностей элементов станет меньше наперед заданной величины, после чего по формулам (I.137) и (I.138) вводятся поправки за $(m+1)$ -е и последующие приближения. Для реализации на ЭВМ формулу (I.135) удобно представить в матричной форме, после чего она примет вид

$$\begin{pmatrix} I_{mx}(a_k) \\ I_{my}(a_k) \\ I_{mz}(a_k) \end{pmatrix} = \frac{3\kappa(a_k)V}{4\pi[3+\kappa(a_k)]} \sum_{\substack{i=1 \\ i \neq k}}^n [D] \begin{pmatrix} I_{m-1, x}(a_i) \\ I_{m-1, y}(a_i) \\ I_{m-1, z}(a_i) \end{pmatrix}. \quad (I.142)$$

Компоненты симметричной матрицы третьего порядка $[D]$ следующие:

$$\left. \begin{aligned} d_{11} &= (2x^2 - y^2 - z^2)/R^5, & d_{22} &= (2y^2 - x^2 - z^2)/R^5, \\ d_{33} &= (2z^2 - x^2 - y^2)/R^5 = -(d_{11} + d_{22}), & d_{12} &= \\ &= d_{21} = 3xy/R^5, & d_{13} &= d_{31} = 3xz/R^5, & d_{23} &= d_{32} = \\ &= 3yz/R^5. \end{aligned} \right\} \quad (I.143)$$

В этих формулах, а также в соотношениях для учета попарного взаимовлияния необходимо брать $x = x_k - x_i$, $y = y_k - y_i$, $z = z_k - z_i$. Для соприкасающихся элементов вместо $[D]$ используется матрица, учитывающая фактическую форму элемента.

В результате вычислений получаем компоненты эффективной намагниченности элементов, тем самым объект оказывается аппроксимированным набором диполей, помещенных в центрах элементов, от которых в любой внешней по отношению к объекту точке можно вычислить компоненты индукции аномального поля B_x , B_y , B_z :

$$\begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} = \frac{\mu_0 V}{4\pi} \sum_{i=1}^n [D] \begin{pmatrix} I_{xi} \\ I_{yi} \\ I_{zi} \end{pmatrix}, \quad (I.144)$$

где для вычисления компонент матрицы $[D]$ берется в точке наблюдения с координатами (x_T, y_T, z_T) : $x = x_T - x_i$, $y = y_T - y_i$, $z = z_T - z_i$. Рассчитанные таким образом компоненты индукции пересчитываются в аномалии с учетом индукции нормального поля источника в точке наблюдения, например

$$B_z^a = B_z/B_z^0. \quad (I.145)$$

Полученные в результате значения, не зависящие от тока в источнике, используются для интерпретации выражаемых в том же виде полевых данных. Рассматривая прямую задачу в широком смысле, можно аналогично вычислять любые функционалы от полученного распределения намагниченности, например гармонические моменты, спектр и т. п.

Скорость сходимости алгоритма достаточно высока. Можно показать, что суммарный магнитный момент элемента в процессе последовательных приближений сходится быстрее, чем геометрическая прогрессия со знаменателем

$$d = 3K\kappa/4\pi(3 + \kappa), \quad (I.146)$$

где κ — средняя магнитная восприимчивость объекта; $K < 4,8$ для любых практически встречающихся случаев.

Высокая скорость сходимости алгоритма является основой экспресс-метода численного решения интегрального уравнения. Можно показать [4], что для объектов с магнитной восприимчивостью $\kappa < 2$ ед. СИ при необходимости учета размагничивания с относительной точностью около 2% допустимо вообще отказаться от итерационного процесса, учитывая попарное взаимовлияние сразу после расчета начальных намагниченностей элементов. Применение экспресс-метода позволяет приблизительно на порядок сократить машинное время, требуемое для численного решения интегрального уравнения, что особенно важно при интерпретации полевых данных методом подбора. Экспресс-метод легко реализуется на современных ЭВМ, простые модели этим методом могут изучаться на мини-ЭВМ и даже на микро-ЭВМ. Примеры использования алгоритмов будут приведены в гл. IV.

Физическое моделирование полей

Физическое моделирование применяется для сложных магнитных геоэлектрических разрезов в тех случаях, когда решение прямых задач описанными выше приемами затруднительно. В отдельных случаях для оценки качества моделирования такие наблюдения выполняются и для простых магнитных проводящих тел типа шар, горизонтальный цилиндр, пласт. Физическое моделирование проводится с учетом критериев подобия электромагнитных полей, изменяющихся по гармоническому закону [31]:

$$l_m^2 \sigma_m f_m \mu_m = l_n^2 \sigma_n f_n \mu_n. \quad (I.147)$$

Здесь l — характерный размер; σ — проводимость; f — частота поля; μ — магнитная проницаемость объекта при моделировании (индекс m) и в натуре n . Если частоты в модельных и натуральных условиях принимать равными, что удобно, так как дает возможность при моделировании применять полевую аппаратуру, а масштаб моделирования ($l_m:l_n$) выбирать равным 1:1000 (реже 1:100, 1:2000, 1:5000), то в качестве моделей проводящих магнитных тел можно использовать чугунные или стальные шары, цилиндры, пластины. Для изготовления магнитных слабопроводящих моделей можно брать магнетитовый порошок, засыпаемый в специальные формы. Проводящие экранирующие покровные отложения можно моделировать листами алюминиевой фольги.

Источниками поля при моделировании служат многovitковые генераторные рамки и контуры, питаемые током 0,5—1 А от лабо-

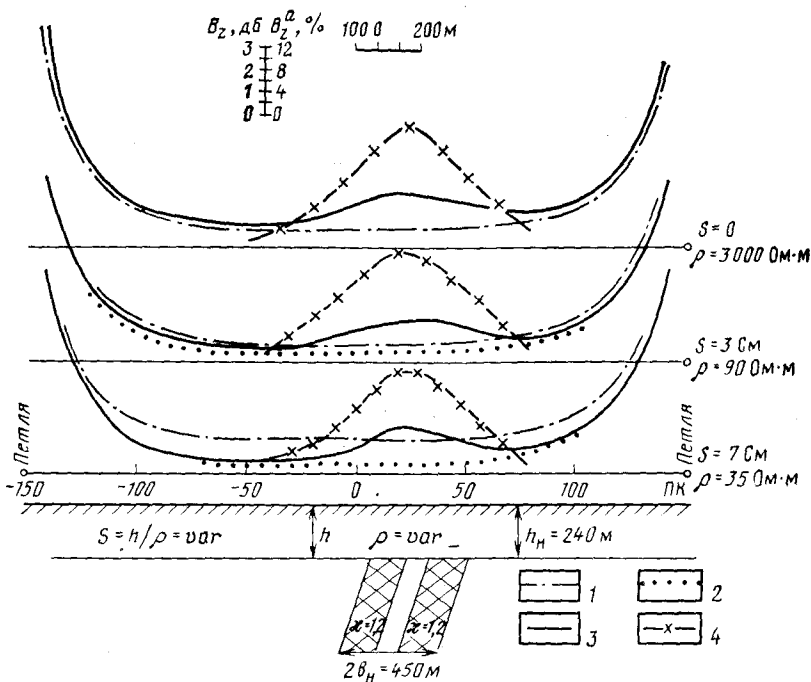


Рис. 14. Пример результатов физического моделирования для сложной модели магнитного проводящего разреза типа КМА при различных проводимостях покровных отложений:

1 — B_z^0 — первичное поле; 2 — B_z — нормальное поле над наносами; 3 — B_z^Σ — суммарная кривая, наблюдаемая над разрезом; 4 — B_z^a — аномальная часть поля, h_n — глубина залегания пласта; $2b_n$ — мощность пласта в натуре

раторных звуковых генераторов ГЗ-18, ГЗ-33 и т. п., а прием поля осуществляется многовитковыми катушками (иногда с ферритовыми или пермалловыми сердечниками), подключаемыми либо к лабораторным вольтметрам (например, В-3-13, В-7-16 и т. п.), либо к полевым измерительным приборам (например, ИМА-1, «Лазурит» и т. п.).

Влияние проводящих покровных отложений на результаты работ методом НП. Одной из наиболее сложных задач при обработке полевых результатов является оценка влияния на наблюдаемые электромагнитные поля проводящих покровных отложений. Характерным примером объектов такого рода являются месторождения КМА, где железистые кварциты перекрыты чехлом низкоомных ($\rho \approx 20 \div 40 \text{ Ом} \cdot \text{м}$) пород осадочного чехла мощностью h до 300 м.

Физическое моделирование геоэлектрического разреза, характерного для Орловского участка КМА (рис. 58), выполнялось в масштабе 1:5000 при различной продольной проводимости пород чехла ($S = h/\rho = 0 \div 7 \text{ См}$). С помощью пластов из магнетито-

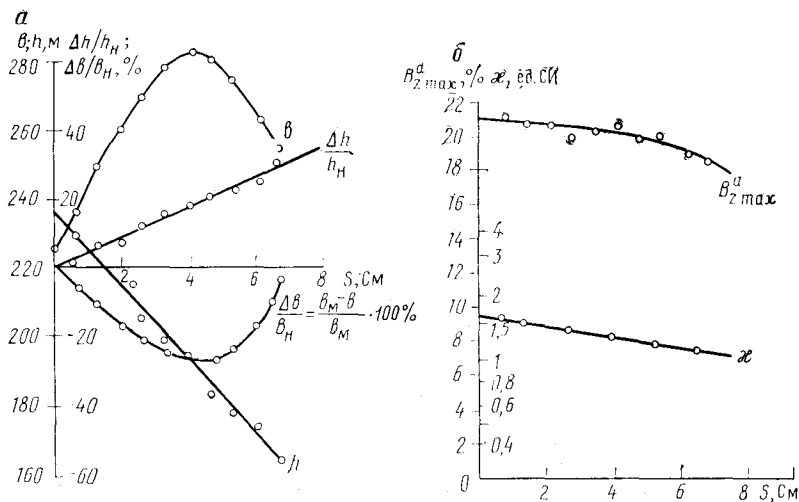


Рис. 15. Зависимость интерпретационных параметров (b — мощность, h — глубина залегания, x) магнитного пласта от продольной проводимости покровных отложений

вого порошка и фольги была смоделирована¹ рудная пачка, состоящая из двух пластов мощностью по 150 м, разделенных безрудным пропластком мощностью 100 м, залегающая под 250-метровыми покровными отложениями с различными сопротивлениями (от 35 до 3000 Ом·м). Как можно видеть из полученных графиков V_z, V_z^0, V_z^a, V_z^z , для петли 1×3 км (в натуре) и частоты поля 22,5 Гц (рис. 14) с увеличением проводимости покровных отложений нормальное поле V_z уменьшается по сравнению с первичным полем петли V_z^0 . Одновременно при этом наблюдается уменьшение амплитуды аномалии V_z^a и даже изменение формы графика V_z^a . Эти обстоятельства необходимо учитывать для конкретных размеров объектов, частот съемки и с помощью специальных эмпирических номограмм (рис. 15) вводить поправки в результаты количественной интерпретации полевых материалов (см. § 14).

Зависимость характера аномалий от наклона магнитных проводящих пластов. Приведенные выше строгие решения для вертикального и горизонтального магнитных проводящих эллиптических цилиндров (см. § 2) позволяют рассчитать графики распределения и частотные характеристики V_z^a для вертикального и горизонтального пластов, а характер электромагнитных полей для наклонных проводящих магнитных пластов проще было изучать методом физического моделирования.

Моделирование выполнялось в масштабе 1:2000 в контуре квадратной многовитковой рамки, имеющей сторону, равную 1 м, что соответствовало в натуре размеру петли 2×2 км. Основной моделью служила стальная пластина (с относительной магнитной

¹ Это моделирование было выполнено аспирантом из ДРВ Нгуен-Ким-Тхоа.

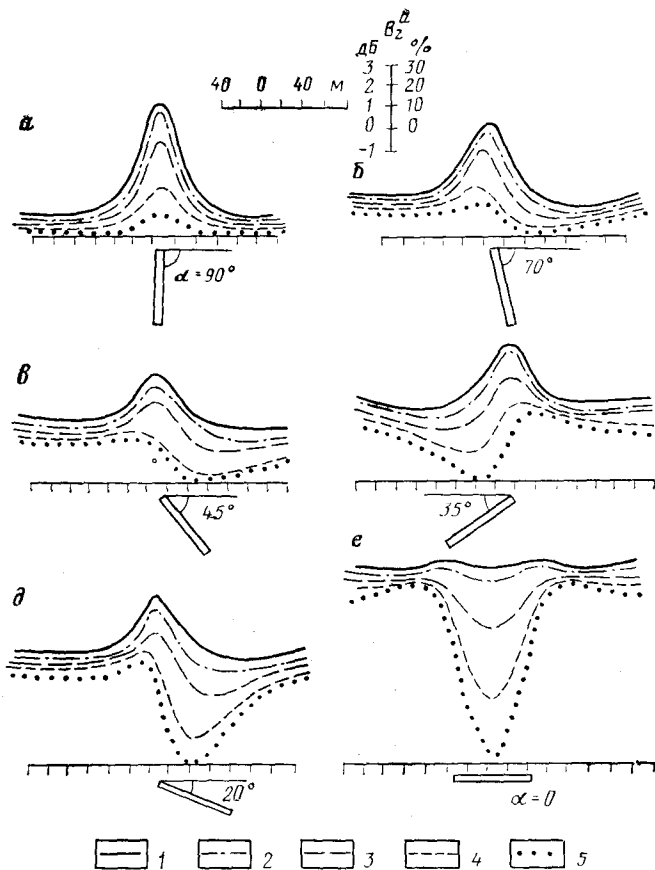


Рис. 16. Зависимость амплитуды и формы аномалии B_z^a от угла наклона магнитного проводящего пласта.

Частота тока: 1 — 20 Гц; 2 — 125 Гц; 3 — 1125 Гц; 4 — 7,5 кГц; 5 — 20 кГц

проницаемостью 3) размером $490 \times 75 \times 7$ мм (т. е. $980 \times 150 \times 14$ мм в натуре). Моделирование выполнялось для метода относительных амплитудно-фазовых и абсолютных измерений на восьми рабочих частотах (от 20 Гц до 20 кГц) при различных углах наклона α пластины.

На рис. 16 представлены некоторые из полученных графиков B_z^a , иллюстрирующие общие закономерности изменения амплитуды и формы аномалий над наклонными магнитными проводящими пластинами при многочастотных абсолютных амплитудных измерениях методом НП. Можно видеть, что наибольшая положительная аномалия B_z^a отмечается на частоте 20 Гц для вертикального пласта, а самая большая отрицательная аномалия B_z^a на частоте 20 кГц для горизонтального пласта. С уменьшением угла наклона пласта и с ростом частоты доля поля вихревых токов относитель-

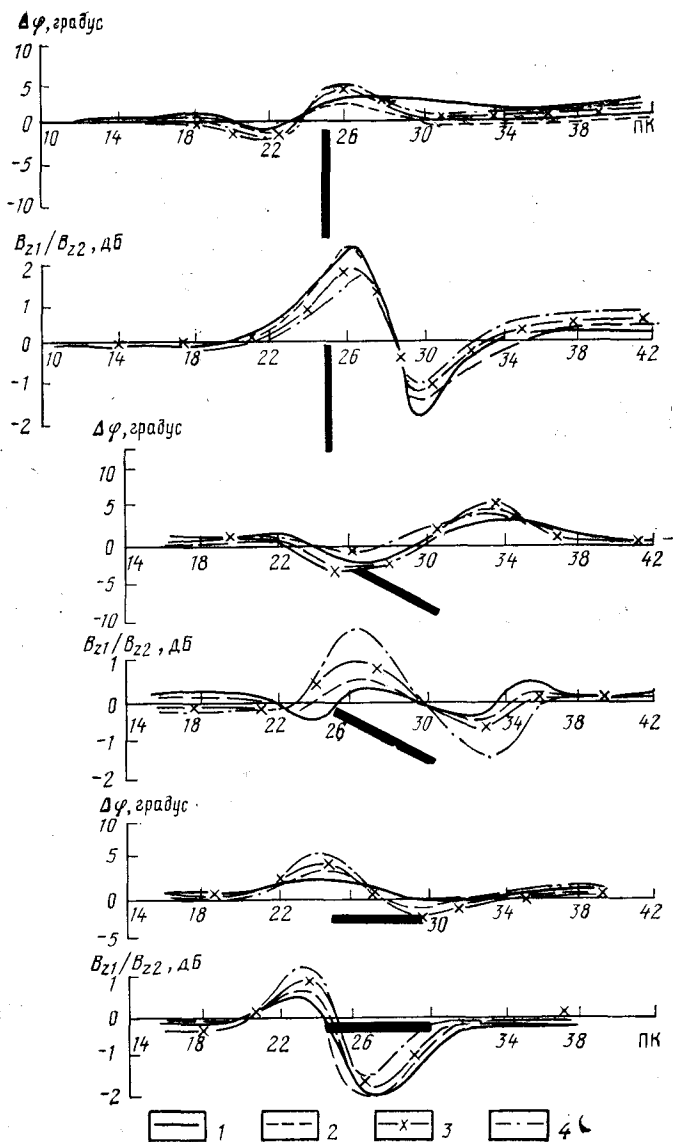


Рис. 17. Графики относительных амплитудно-фазовых наблюдений над наклонными магнитными проводящими пластами по результатам физического моделирования.

Частота тока, Гц: 1 — 125; 2 — 375; 3 — 1125; 4 — 3375

но поля, связанного с индуктивным намагничением пласта, возрастает вплоть до полного их преобладания, при котором форма аномалий B^a , над этим магнитным проводящим пластом практически совпадает с таковой для немагнитного проводящего пласта (например, при $\alpha=45^\circ$ и $f=20$ кГц, при $\alpha=35^\circ$ и $f \geq 7,5$ кГц, при $\alpha=20^\circ$ и $f \geq 1125$ Гц, при $\alpha=0$ и $f=125$ Гц). Сложная взаимосвязь этих двух явлений (возбуждение вихревых токов и индукционное намагничение) для наклонных пластов, помещенных в переменное электромагнитное поле, приводит к появлению аномалий B^a_2 сложной, трудно интерпретируемой формы и затрудняет разделение этих двух эффектов.

Подобные явления для моделей пластов наблюдаются и при относительных амплитудно-фазовых измерениях с постоянным разнесом приемных рамок (рис. 17). Несмотря на относительную сложность графиков B_{z1}/B_{z2} и $\Delta\varphi$ (разность фаз), характерную для дифференциальных установок, разделение эффектов вихревых токов и индукционного намагничения по ним значительно проще, чем по графикам B_z . Так, аномалия по фазе над магнитным проводящим пластом близка к аномалии над немагнитным проводящим пластом и отличается от нее только смещением частотной характеристики $\Delta\varphi$ в область более высоких частот. В целом наблюдаемые экспериментально частотные характеристики амплитуды и фазы над наклонными проводящими магнитными пластинами при $\alpha=0$ и 90° находятся в хорошем соответствии с теоретическими зависимостями ReL (см. рис. 43) от параметра p^2 для горизонтального и вертикального эллиптических цилиндров (см. § 2).

Физическое моделирование, выполненное для наклонных пластин, позволило вывести следующую эмпирическую зависимость величин действительной и мнимой компонент вектора магнитной индукции вторичного поля от физических свойств σ и μ и угла наклона α через функцию L (см. § 2):

$$L = \frac{(a \sin \alpha + b \cos \alpha) (\bar{\mu} - 1)}{(\bar{\mu}b + a) (\bar{\mu}a + b) \sin \alpha \cos \alpha} + \frac{1}{4} i \sigma \bar{\mu}^2 \omega a b \times$$

$$\times \frac{(a + b) (b \sin^2 \alpha + a \cos \alpha)}{[(\bar{\mu}b + a) \sin \alpha]^2 + [(\bar{\mu}a + b) \cos \alpha]^2}, \quad (I.148)$$

где a — половина длины пласта по падению; b — полумощность пласта.

Выражение (I.148) позволяет получить частотные характеристики и графики распределения B^a_2 для наклонных магнитных пластов в широком диапазоне изменения параметров последних.

Зависимость характера аномалий над магнитными цилиндрами и пластинами от размера генераторной петли. Изучение влияния неоднородности намагничения локальных магнитных объектов в петлях разного размера выполнялось в масштабе 1:1000 на модельной установке, состоящей из восьми петель размером от 5×5 до 100×100 см², поочередно подключаемых к генератору, причем измерения поля проводились в общей центральной точке всех пе-

тель. Таким образом, моделировались задачи применительно к методике вертикальных индукционных зондирований (ВИЗ). Наряду с изучением закономерностей над простыми разрезами с локальными телами типа «горизонтальный или вертикальный цилиндр», «вертикальный пласт» моделированием изучались закономерности для сложных магнитных разрезов типа локального тела под магнитным экраном.

На рис. 18 приведены обобщенные кривые ВИЗ над горизонтальными магнитными проводящими цилиндрами различных размеров для действительной и мнимой частей поля области малых параметров. Кривые представляют собой зависимость эффективных параметров — кажущихся магнитной восприимчивости χ'_k и удельной электропроводности σ_k от размеров стороны петли $2A$, выраженной в долях глубины залегания осей цилиндров h , т. е. от $A' = A/h$. Характерной особенностью кривой χ'_k для горизонтальных цилиндров по сравнению с кривыми χ'_k для других локальных тел (рис. 19 и 20) является наличие максимума на кривой χ'_k (см. рис. 18) при $A' = A/h = 2.5$ с последующим выходом этой кривой на асимптоту $\chi'_k / \chi_{k \max} = 0,5$ при $A' \rightarrow \infty$. Такая закономерность объясняется особенностями сложения вторичных полей от двух пар кабелей, образующих петлю (попарно параллельных и перпендикулярных к оси цилиндра).

Как показали результаты физического моделирования для вертикальных магнитных проводящих цилиндров (см. рис. 19) с различным соотношением их длины и диаметра, общие закономерности зависимости параметров χ_k и σ_k от размера петли остаются такими же, как и для шара. Характерной особенностью этой кривой зондирования $\chi'_k = \chi'_k(A)$ является то, что при увеличении относительного удлинения цилиндра (т. е. отношения длины цилиндра к его диаметру) от 1 до 20 сопряжение между асимптотами при $A \rightarrow 0$ и при $A \rightarrow \infty$ становится постепенно более плавным из-за убывающего влияния нижней кромки цилиндров.

Результаты физического моделирования ВИЗ над вертикальными магнитными проводящими пластами (см. рис. 20) мало отличаются от кривых χ_k и σ_k для вертикальных цилиндров (см. рис. 19), что объясняется преимущественным влиянием частей пласта, сосредоточенных под приемной рамкой.

В случае сложных магнитных разрезов, таких, как горизонтальный сильномагнитный цилиндр в магнитном пласте (рис. 21, а) или такой цилиндр под магнитным пластом (рис. 21, б) либо вертикальный магнитный цилиндр под горизонтальным магнитным пластом (рис. 21, в), присутствие локальных магнитных тел на графиках зондирования χ'_k в значительной мере затушевывается вмещающими или перекрывающими магнитными породами. Только на графиках σ_k локальные хорошо проводящие магнитные тела выделяются по проводимости в присутствии слабопроводящих магнитных горизонтальных пластов.

Характер вторичного поля от горизонтального магнитного цилиндра и вертикального пласта в поле наклонного магнитного ди-

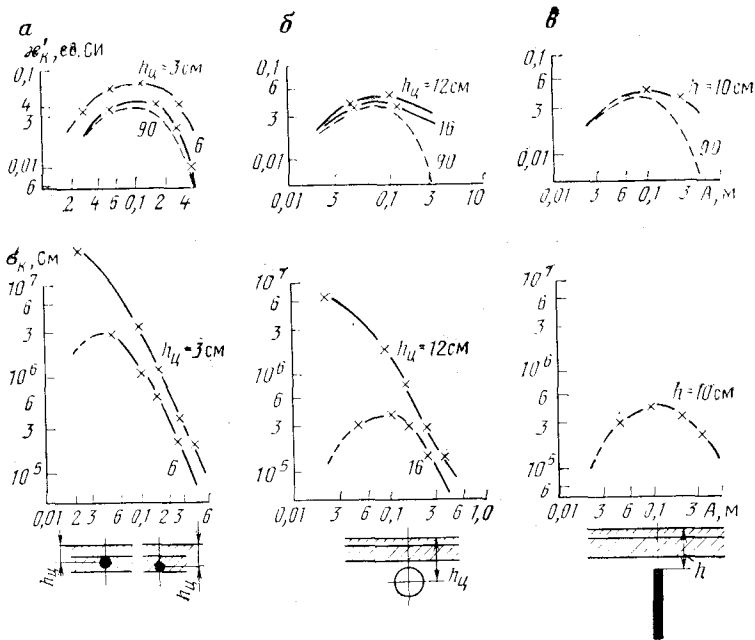


Рис. 21. Зависимость параметров χ'_k и σ_k от размеров квадратной петли для сложных магнитных разрезов:

а — горизонтальный магнитный проводящий цилиндр в горизонтальном магнитном пласте; б — горизонтальный магнитный проводящий цилиндр под магнитным пластом; в — вертикальный магнитный проводящий пласт под магнитным горизонтальным пластом

поля. Моделирование выполнялось для локальных магнитных тел в присутствии наклонного магнитного диполя применительно к задачам дипольного индуктивного профилирования (ДИП) с установкой типа «ZZ — УУ» со скрещенными диполями (см. гл. III, рис. 31). Разнос установки в натуре 100 м. Масштаб моделирования был принят 1:1000, частота поля составила 312 Гц.

Из графиков вторичного поля вдоль профилей, проходящих на различной высоте относительно центра горизонтального магнитного цилиндра, видно, что с ростом глубины залегания цилиндра амплитуда аномалий резко падает и две аномалии сливаются в одну (рис. 22, а). Характер затухания аномалии с увеличением глубины залегания горизонтального цилиндра (рис. 22, б) свидетельствует, что такого рода объекты могут быть выделены до глубин, равных разному установке. Как графики профилирования, так и график зондирования над горизонтальным магнитным цилиндром (см. рис. 22) мало отличаются по своему характеру от таковых для магнитного шара [21], за исключением того, что при расположении центра цилиндра на оси установки наблюдается не нулевой (как для шара за счет равенства полей для простых установок типа Z-Z и У-У), а конечный сигнал.

Из аналогичных графиков, полученных с описанной выше ус-

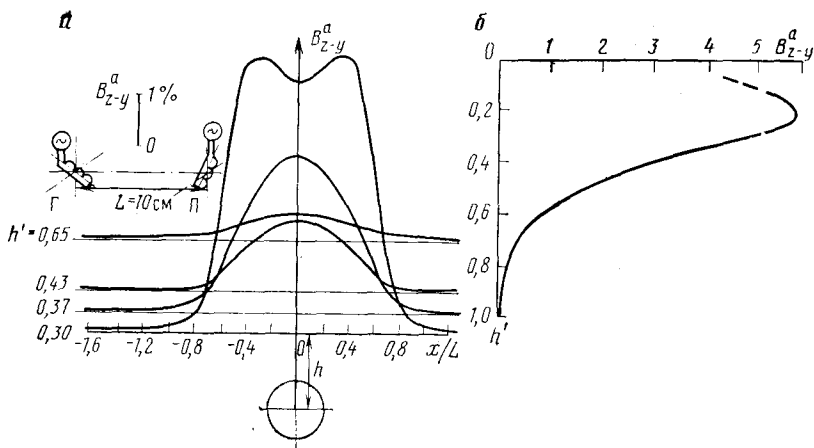


Рис. 22. Графики распределения B_{z-y}^a для установки ДИП типа ZZ—YY над горизонтальным магнитным цилиндром при различной глубине его залегания (а) и зависимость амплитуды аномалии в центре от глубины залегания оси цилиндра (б).

Γ — генераторная рамка, Π — приемная рамка, $h' = h/L$

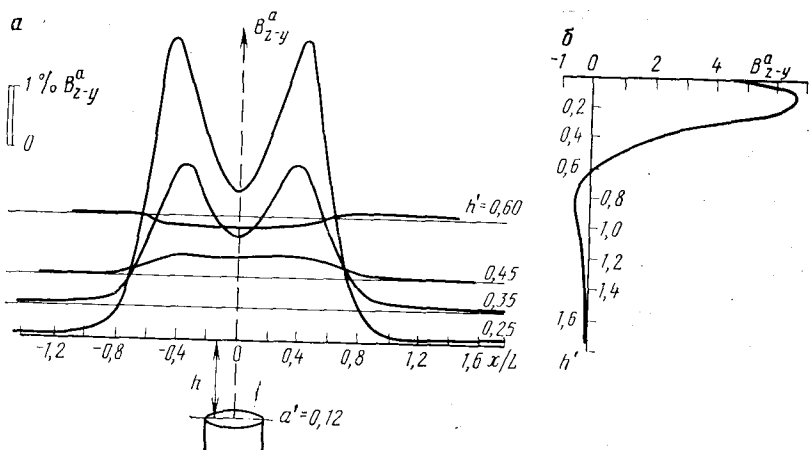


Рис. 23. Графики распределения B_{z-y}^a для установки ДИП типа ZZ—YY над вертикальным магнитным цилиндром при различной глубине его залегания (а) и зависимость амплитуды аномалии в центре установки от глубины залегания верхней кромки цилиндра (б).

$h' = h/L$, $a' = a/L$

тановкой над вертикальным магнитным цилиндром (рис. 23), видно, что их отличие от графиков для шара и горизонтального цилиндра состоит в том, что при глубине залегания верхней кромки вертикального цилиндра более 0,6 разноса установки аномалия над осью тела меняет знак. Аномалия на оси максимальна при

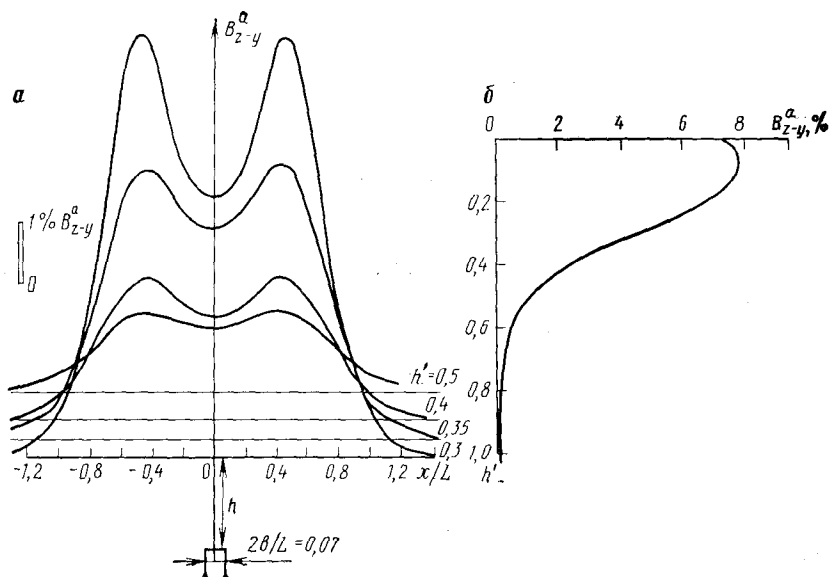


Рис. 24. Графики распределения B_{z-y}^a для установки ДИП типа ZZ—YY над вертикальным магнитным пластом при различной глубине его залегания (а) и зависимости амплитуды аномалии в центре установки от глубины залегания верхней кромки пласта (б).

разносе, равном четырем глубинам залегания верхней кромки, а разнос, равный приблизительно двум этим глубинам, является критическим, так как при таком разнесе вертикальный магнитный цилиндр вообще практически не может быть зафиксирован.

Закономерности, подобные отмеченным выше, наблюдаются также для тел, аппроксимируемых вертикальным магнитным пластом (рис. 24). Их характерная особенность заключается в наличии двух положительных максимумов на графиках профилирования на всех глубинах при большем, чем для цилиндров, соотношении разноса к глубине залегания верхней кромки ($L/h=10$), при котором аномалия в центре установки максимальна.

АППАРАТУРА И ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИНДУКТИВНЫХ МЕТОДОВ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ ПРИ ПОИСКАХ И РАЗВЕДКЕ МАГНИТНЫХ РУД

§ 4. ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К АППАРАТУРЕ И ТИПЫ ПРИМЕНЯЕМОЙ АППАРАТУРЫ

Комплекты аппаратуры для низкочастотных индуктивных методов электроразведки, в том числе и применяемые для работы на магнитных объектах, включают в себя два основных узла: возбуждающее устройство, состоящее из источника поля (незаземленная петля, кабель, диполь) и источника тока (генератор низкой частоты); измерительное устройство, состоящее из входного магнитоиндукционного преобразователя и измерителя.

Возбуждающее устройство

Возбуждающее устройство должно обеспечивать создание низкочастотного переменного электромагнитного поля, структура и частота которого удовлетворяют методическим требованиям, из которых основное — оптимальное соотношение между полезным сигналом и сигналом-помехой, а интенсивность достаточна для того, чтобы уверенно измерять информационный параметр поля на фоне полей-помех. При индуктивном возбуждении интенсивность возбуждаемого поля прямо зависит от тока, текущего по генераторному контуру. Ток, в свою очередь, определяется напряжением источника тока и полным сопротивлением цепи. Размеры источников поля в зависимости от характера решаемых задач изменяются в широких пределах. Соответственно изменяется их сопротивление. В силу этого на выходе генераторов желательно наличие устройств, согласующих выход генератора с сопротивлением нагрузки.

При поисках и разведке магнитных руд применяются абсолютные и относительные способы измерения компонент индукции электромагнитного поля. При абсолютных измерениях, особенно при измерениях повышенной точности на слабомагнитных объектах требуется высокая стабильность тока (изменения его должны быть не более половины допустимой погрешности наблюдений) и стабильность частоты ($\pm 1\%$). Поэтому генераторные группы комплектов аппаратуры содержат стабилизаторы тока или напряжения, а в качестве задающих устройств в генераторах используются мультивибраторы, стабилизированные кварцевым резонатором или питаемые стабилизированным напряжением.

При относительных измерениях амплитуды и фазы поля стабильность тока не столь существенна (до $\pm 10\%$), но требования к стабильности частоты генератора значительно возрастают (до $\pm 0,01\%$).

При неглубинных геологических исследованиях, связанных со значительными магнитными аномалиями, мощность генератора низкой частоты может составлять единицы или первые десятки ватт. При глубинных исследованиях, когда используются петли больших размеров, и при изучении слабомагнитных объектов, когда требуется проведение измерений повышенной точности, мощность генератора должна быть не менее 50 Вт (обычно от 50 до 600 Вт).

Известно, что лишь на достаточно низких частотах вторичное магнитное поле обусловлено влиянием только магнитной восприимчивости. Поэтому при работах на магнитных объектах рабочая частота должна составлять единицы или первые десятки герц. Для используемых в настоящее время комплектов аппаратуры это 4,6; 19; 22,5 Гц. При поисках и разведке электропроводящих магнитных руд необходимо применение генераторных устройств, работающих в достаточно широком диапазоне частот. Чаще всего это стандартный для электроразведки ряд частот, изменяющийся приблизительно в геометрической прогрессии — 125, 375, 1125, 3375 или другой ряд частот — 78, 312, 1250, 2500 Гц.

Измерительное устройство

При изучении переменных магнитных полей в индуктивных методах электроразведки информационным параметром обычно является напряженность (индукция) электромагнитного поля. Для измерения его компонент необходимо преобразование информационного параметра в электрический сигнал, которое при абсолютных измерениях осуществляется с помощью магнитоиндукционного датчика (МИД), а при относительных измерениях в современных устройствах типа ВТИМП — с помощью широкополосного индукционного преобразователя (ШИП). Основной характеристикой входных преобразователей является коэффициент передачи, который при исследовании магнитных полей в звуковом диапазоне частот должен составлять примерно 130 В/(А/м). Чувствительность магнитоиндукционных датчиков на нижних частотах должна быть не хуже $1 \cdot 10^{-5}$ — $1 \cdot 10^{-6}$ А/м. Анализ частотной характеристики магнитоиндукционных датчиков, настроенных в резонанс, показывает, что при параметре $P=1$, характеризующем связь между добротностью МИД, его индуктивностью, активным сопротивлением и выходным сопротивлением, частотная характеристика датчика почти линейна при изменении отношения рабочей частоты к резонансной от 0 до 0,9.

Коэффициент передачи широкополосных индукционных преобразователей магнитного поля не зависит от частоты, а сдвиг фаз между выходным напряжением преобразователя и напряженностью магнитного поля близок к нулю. Это позволяет, применяя ШИП, избавиться от недостатков, характерных для резонансных магнитоиндукционных датчиков.

Допустимая относительная погрешность измерений поля при работах на магнитных объектах зависит от интенсивности магни-

тостатических аномалий. Для интенсивных аномалий она не должна превышать 2—3 %. Наряду с этим при изучении малококонтрастных по магнитным свойствам геологических разрезов допустимая относительная погрешность не должна превышать 0,1 %. Этим определяются и требования к измерительному каналу. Класс точности стрелочных приборов должен быть не ниже 1 %, а класс точности элементов промежуточных информационных преобразователей (аттенуаторов, усилителей, фильтров и др.) не ниже 0,05 %.

Измерительный канал применяемой аппаратуры должен обладать высокой помехозащищенностью. Обычно это достигается различными комбинациями *RC*-фильтров. Подавление помех промышленной частоты (50 Гц) должно быть не менее 60 дБ.

При работах на магнитных и непроводящих объектах применяются измерительные устройства, работающие на одной фиксированной частоте, обычно 19 или 22,5 Гц. Если объекты исследования магнитны и электропроводны, используются измерители, работающие во всем указанном диапазоне частот.

§ 5. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИМЕНЯЕМЫХ КОМПЛЕКТОВ АППАРАТУРЫ

В табл. 1 представлены основные характеристики комплектов аппаратуры для низкочастотной электроразведки, которые могут быть использованы при работах на магнитных объектах. Некоторые из рассматриваемых комплектов аппаратуры в настоящее время не выпускаются, но еще имеются и эксплуатируются в производственных организациях. Все комплекты аппаратуры, представленные в таблице, за исключением ВТИМП-1, достаточно широко описаны в специальной и справочной литературе.

Комплект измерительной аппаратуры ВТИМП (рис. 25) предназначен для высокоточных измерений отношения действительных компонент вертикальных составляющих магнитного поля незаземленной петли и разности их фаз в двух точках. Наведенный в идентичных обмотках широкополосных индукционных преобразователей 1, 2 сигнал поступает на вход предварительных операционных усилителей ПУ. Часть сигнала с выхода ПУ подается в обмотку отрицательной обратной связи-каждого датчика, что обеспечивает высокую линейность амплитудной характеристики входных преобразователей при их плоской амплитудно-частотной характеристике в полосе пропускания.

С предварительных усилителей сигнал по бифилярно подается к индикаторному пульту, на входе которого операционные усилители обеспечивают согласование входного сопротивления индикаторного пульта, сопротивления входных преобразователей и соединительных линий. После операционных усилителей сигнал второго канала трехдекадным калиброванным делителем напряжения делится до уровня сигнала в первом канале. Затем оба сигнала поступают на суммирующую и вычитающую схемы. Сигнал, обра-

Таблица 1

Параметры	ИМА-1	ИКС-50	АНЧ-3	АСМИ-40	Лазурит	ВТИМП-1
Рабочая частота, Гц	78; 312; 1250; 2500 10 ⁻⁶ —10 ⁻⁷	22,5 10 ⁻⁶	4,88 10 ⁻⁶	125; 375; 1125; 3375 8×10 ⁻⁶	19,5; 78; 312 10 ⁻⁶ ; 10 ⁻⁷	19,5; 78; 312; 1250 10 ⁻⁵
Порог чувствительности к магнитному полю, А/м (для основной рабочей частоты)	130	5×10 ⁻⁸	(1÷3)×10 ⁶	85	100—120	10
Динамический диапазон, дБ, или диапазон измеряемой величины, мкВ	±5	±1—2	±4	±5	±5	±0,1; 0,5; 1
Погрешность измерения напряжений, %	30	—	50	—	—	120
Потребляемый ток А:	—	—	165	—	—	—
измерителя	0,5	1,5	2,5	—	—	10
генератора	—	60	—	70	—	80
Входное сопротивление измерителя, МОм	—	50	20; 300	—	30; 350	50—600
Подавление помехи 50 Гц, дБ	3,3	6,5	5,5 (с блоком аккумуляторов)	8	—	3,5
Мощность генератора, Вт	—	10,5	13,5 (с блоком аккумуляторов)	15	—	—
Масса измерителя, кг	—	4,4	—	—	—	—
Масса генератора, кг	2,9	5,5	—	7	—	6
Масса стабилизатора напряжения, кг	(—15)—50	(—15)—50	(—15)—50	(—10)—45	(—20)—50	Нет сведений
Масса магнитондукционного датчика, кг	—	—	—	—	—	—
Рабочий диапазон температур при относительной влажности до 80%, °С	—	—	—	—	—	—

Примечание. Подчеркнуты частоты, являющиеся основными рабочими частотами при работе на железорудных месторождениях.

чия и определяют возможности применения той или иной аппаратуры на различных этапах геологических исследований.

Аппаратура ИМА-1— наиболее компактна, с легким измерителем и магнитоиндукционным датчиком, обеспечивает высокую производительность съемок, но с достаточно высокой погрешностью измерений. Собственной генераторной группы ИМА-1 не имеет. Может использоваться с несколько видоизмененной генераторной группой комплекта ИКС-50. Генератор комплекта ИКС при этом переделывается на основную рабочую частоту 78 Гц или при необходимости на весь рабочий ряд частот ИМА. Иногда применяются специально сконструированные генераторы большой мощности. Измеритель ИМА-1 целесообразно использовать на поисковом этапе работ с целью выявления аномалий от железорудных объектов или оценки геологической природы выявленных магниторазведкой аномалий магнитного поля Земли.

Аппаратура ИКС-50— отличается большей, чем у ИМА, массой измерителя и несколько меньшей производительностью. Погрешность измерений с измерителем ИКС значительно ниже (опытный оператор может снизить погрешность наблюдений до 1%), что позволяет использовать эту аппаратуру на поисково-оценочном этапе работ и этапе предварительной разведки.

Аппаратура ВТИМП-1 выполнена на современном радиотехническом уровне с широким использованием микросхем и радиоэлементов повышенной точности. Малая масса измерителя и высокая точность наблюдений дают возможность применять эту аппаратуру при площадных и детальном исследованиях слабомагнитных объектов и исследованиях магнитных объектов на этапе предварительной разведки. При еще большем увеличении точности наблюдений с аппаратурой ВТИМП-1 (работы в этом направлении ведутся) появится возможность ее использования для картирования пород по параметру остаточной намагниченности.

При скважинных исследованиях на магнитных объектах могут использоваться комплекты аппаратуры АСМИ-40 или «Лазурит». Многолетний опыт работ с аппаратурой АСМИ-40 на железорудных месторождениях ЯАССР показывает, что, позволяя решать в целом поставленную задачу, эта аппаратура обладает рядом ограничений, главным из которых можно считать невысокую реализуемую точность при измерении поперечных составляющих (за счет несовершенной системы ориентации приемных рамок).

Характеристики перечисленных комплексов аппаратуры, которые могут применяться при работах на магнитных объектах, показывают, что все они отвечают требованиям, предъявляемым к аппаратуре для таких исследований. В то же время требуется разработка новой аппаратуры для низкочастотной электроразведки с использованием самых современных радиотехнических элементов, особенно в условиях увеличивающегося спроса производственных организаций на эту аппаратуру.

§ 6. ИСТОЧНИКИ ТОКА И ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ПРОВЕДЕНИЯ ПОЛЕВЫХ РАБОТ

Источники питания электроразведочной аппаратуры, применяемой при поисках и разведке магнитных руд, представлены рядом бензоэлектрических агрегатов, аккумуляторов и сухих элементов [28]. Практически во всех используемых в низкочастотных индуктивных методах электроразведки комплектах аппаратуры источником питания являются передвижные электрические станции типа АБ-0,5-0(115)-400 или АБ-1-0(230)-50 с мощностью соответственно 0,5 и 1 кВт. Для питания низкочастотной электроразведочной аппаратуры достаточно широко используются щелочные аккумуляторы типа КН (кадмиево-никелевые) и СЦ (серебряно-цинковые), а также батареи сухих элементов типа ПМЦГ, ГРМЦ, ФМЦ различного напряжения и емкости. В новых комплектах аппаратуры могут применяться и другие типы источников тока.

Основными элементами оборудования при проведении работ низкочастотными индуктивными методами электроразведки являются провода и катушки для их смотки и размотки. В настоящее время при проведении полевых работ используются специализированные геофизические провода типа ГПМП, ГПСМП, ГПСМПЮ.

При условии многочисленных смоточно-размоточных операций большое внимание уделяется сохранению изоляционного покрытия геофизических проводов. С этой целью они при пересечении дорог закапываются в землю или подвешиваются. При работе в условиях горно-таежной местности провода длиной до 1 км сматываются в бухты восьмеркой, что позволяет обойтись без катушек и облегчает переноску проводов с участка на участок. Во всех других случаях пользуются специальными электроразведочными катушками. В основном при электроразведочных работах используют катушки трех видов. Наиболее тяжелая из них — полевая электроразведочная катушка устанавливается на специальной подставке и вмещает до 500 м провода типа ГПСМП. Облегченная электроразведочная катушка на станке имеет специальные заплетные ремни и может переноситься одним человеком. Она удобна в работе, вмещает до 500 м провода типа ГПСМПЮ и используется довольно широко. Для петель небольшого размера могут применяться и легкие катушки, которыми обычно комплектуется аппаратура ИКС, вмещающие до 300 м провода ГПСМПЮ. При работах в равнинной местности для смотки-размотки проводов используют и специальные лебедки, установленные на автомобиле.

§ 7. ЭТАПЫ ПОЛЕВЫХ РАБОТ И ВЫБОР МОДИФИКАЦИИ
НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИНДУКТИВНЫХ МЕТОДОВ

Полевые работы низкочастотными индуктивными методами на объектах с высокой контрастностью магнитных свойств целесообразно выполнять на этапе детальных поисков и отчасти при предварительной, детальной и эксплуатационной разведке. Внемасштабные работы этими методами можно включать в комплекс специализированных геофизических поисков масштабов 1:50 000—1:25 000 для определения геологической природы магнитных аномалий. В этом случае наблюдения низкочастотными методами выполняются вдоль отдельных профилей, пересекающих центральные зоны магниторазведочных аномалий.

Привлечение низкочастотных индуктивных методов в комплекс детальных и специализированных поисков целесообразно в районах, в которых магнитное поле Земли осложнено наличием неравномерно распределенной остаточной намагниченности горных пород и руд, затрудняющей интерпретацию результатов магнитных съемок и существенно снижающей их глубинность. Типичным примером являются поиски магнетитовых руд, залегающих под траппами, обладающими весьма неоднородной и интенсивной остаточной намагниченностью.

Полевые работы на этапе детальных поисков должны носить площадной характер и выполняться в масштабах 1:10 000—1:5000. Если предполагаемая интенсивность магнитостатических аномалий не превышает 10—20 % или интенсивность магниторазведочных аномалий — первых тысяч нанотесл, предпочтительно применение метода незаземленной петли. Более интенсивные аномалии можно изучать также методом дипольного индуктивного профилирования. В районах с плохо проводящими вмещающими породами и маломощными покровными образованиями в качестве источника поля можно применять длинный кабель.

Детализацию аномалий, обнаруженных в результате площадных съемок, обычно выполняют в масштабе 1:2000—1:1000 методом незаземленной петли. Для изучения сложных разрезов в этом случае целесообразно привлекать индукционные зондирования и профилирование в прямоугольных петлях различного размера. Детальные работы масштаба 1:2000—1:1000 рекомендуется проводить в зонах магниторазведочных аномалий в том случае, когда последние осложнены влиянием остаточной намагниченности, затрудняющим определение формы, размеров, положения в пространстве, величины магнитной восприимчивости и соответственно концентрации ферромагнитных минералов в аномалиеобразующих геологических образованиях. Наземные работы в этом случае целесообразно дополнять скважинными измерениями в поле незаземлен-

ной петли, позволяющими оценивать морфологию и магнитную восприимчивость рудных залежей, подсеченных скважинами, а также решать некоторые другие разведочные задачи (оценка анизотропии, распределение магнитных свойств залежи по оси скважин и др.).

На всех этапах геолого-геофизических исследований выбор той или иной модификации низкочастотных индуктивных методов должен обосновываться анализом геолого-геофизической модели исследуемой площади и опытом работ этими методами в районах со сходными геологическими условиями.

§ 8. МЕТОД НЕЗАЗЕМЛЕННОЙ ПЕТЛИ

Выбор параметров установки

Параметры установки для работы методом незаземленной петли выбираются в соответствии с характером решаемой геологической задачи и особенностями геоэлектрического разреза.

Размеры и форма петли. На практике используются квадратные или прямоугольные петли со сторонами от первых сотен метров до первых километров. При конкретном выборе длины стороны петли приходится учитывать следующие, в значительной мере противоречивые соображения.

Длину стороны петли желательно выбирать максимально большой, так как это обеспечивает возбуждение первичного поля на достаточно большой глубине. График зависимости вертикальной компоненты напряженности первичного магнитного поля B_z квадратной петли в ее центральной части на глубине h , отнесенной к значению той же компоненты B_z^0 на поверхности земли от глубины $h' = h/2A$, выраженной в долях длины стороны петли $2A$ (рис. 26), построен без учета влияния проводимости нижнего полупространства. Как видно из рисунка, на глубине, равной длине стороны квадратной петли, напряженность первичного поля составляет около 10 % от поля на поверхности. На относительной глубине 0,2 эта величина возрастает до 80 %. Практически длину стороны квадратной петли или малой стороны прямоугольной петли следует выбирать не менее 4—5-кратной предполагаемой глубины залегания верхних кромок изучаемых геологических объектов.

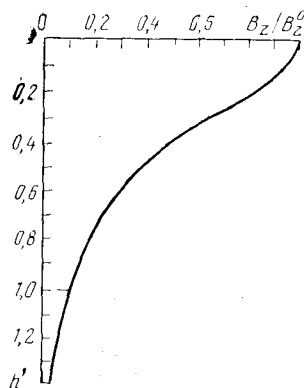


Рис. 26. График изменения B_z квадратной петли с увеличением глубины

Внутри петель больших размеров можно проложить профили, достаточно длинные для того, чтобы на них разместились аномальные зоны и участки с нормальным полем.

Это существенно облегчает разделение наблюдаемого поля на нормальную и аномальные части.

Работа с петлями больших размеров более производительна, чем с петлями малых размеров, поскольку при этом сокращается объем смоточно-размоточных работ, приходящийся на единицу заснятой площади.

Увеличению размеров петель препятствует то, что с увеличением длины стороны петли возрастает влияние на наблюдаемое поле вихревых токов, наводимых во вмещающих и покровных отложениях. Если задаться предельной величиной сигнала от вихревых токов во вмещающих породах, равной 3% от поля на поверхности непроводящего полупространства, т. е. $B_z^a/B_z^0 \leq 0,03$, (где B_z^a — аномальная часть вертикальной компоненты поля на поверхности проводящего полупространства; B_z^0 — та же компонента поля на поверхности непроводящего полупространства), максимальная длина стороны квадратной или малая сторона прямоугольной петлей определится соотношением

$$3,92fA^2/\rho \leq 0,45. \quad (\text{III.1})$$

Здесь f — частота поля в Гц; A — половина стороны квадратной петли или малая сторона прямоугольной петли в км; ρ — удельное сопротивление полупространства в Ом·м.

Техническим обстоятельством, ограничивающим размеры петлей, является необходимость увеличения тока, питающего петлю, по мере увеличения ее размеров. Если чувствительность измерительного прибора S (в мВ/дел), минимальный отсчет, обеспечивающий при данном уровне помех необходимую точность измерений, n (дел.), половина стороны квадратной петли A (в км), момент измерительной рамки M (в м²), частота f (в Гц), $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, то без учета влияния проводимости полупространства ток в петле (в А) определяется из соотношения

$$I = nSA/2 \sqrt{2} f\mu_0 M. \quad (\text{III.2})$$

Для прямоугольной петли с короткой стороной, равной $2A$, расчетный ток должен быть увеличен приблизительно в 2 раза.

Так, например, используя датчик из комплекта аппаратуры МППУ-2 с $M = 5 \cdot 10^3$ м², подключенный ко входу микровольтметра ИКС-1 с $nS = 20 \cdot 10^{-3}$ мВ, при работе на частоте 22,5 Гц в петле 1×1 км ($A = 0,5$ км) получим в соответствии с приведенным выражением расчетный ток в петле 0.125 А.

Мощность генераторной группы W (Вт), необходимая для питания петли указанным выше током, зависит от суммарной длины сторон петли A_c (в км) и погонного сопротивления провода, из которого изготовлена петля, ρ_n (в Ом/км):

$$W = I^2 A_c \rho_n. \quad (\text{III.3})$$

Так, для питания квадратной петли, изготовленной из провода ГПСМПО с $\rho_n = 40$ Ом/км со сторонами, равными 1 км, током

0,1 А необходима генераторная группа, обладающая мощностью $W = 0,01 \cdot 4,0 \cdot 40,0 = 1,6$ Вт.

Однако, учитывая внутреннее сопротивление генератора, эту величину следует приблизительно удвоить.

Отметим, что все приведенные расчетные формулы приближительны, так как они не учитывают поглощение первичного поля породами, вмещающими и перекрывающими изучаемые объекты. Это влияние может в некоторых случаях (высокая частота, низкоомные породы и др.) привести к необходимости увеличения тока в петле.

Выбор частоты. Площадные съемки методом незаземленной петли при изучении магнитных свойств геологического разреза обычно выполняют на одной частоте, выбранной таким образом, чтобы по возможности исключить или свести к минимуму влияние проводимости горных пород и руд. В соответствии с частотными характеристиками вторичных полей в присутствии проводящих и магнитных образований (см. гл. I) для уменьшения влияния вихревых токов, индуцированных в горных породах и рудах, достаточно снизить частоту поля. Однако при снижении частоты уменьшается чувствительность магнитоиндукционных датчиков, применяемых обычно в качестве входных преобразователей измерительного тракта (см. гл. II), а это влечет за собой необходимость повышения мощности генераторной группы. Исходя из приведенных соображений и параметров применяемого комплекта аппаратуры, в каждом конкретном случае для площадной съемки следует выбирать оптимальную в данных условиях рабочую частоту.

Приведем конкретный пример, иллюстрирующий сказанное. Пусть физико-геологическая модель разреза представляет собой немагнитное полупространство, заполненное породами с проводимостью, равной 300 Ом·м. В этих породах расположено рудное тело в виде шара радиусом $a = 50$ м, обладающего удельным сопротивлением 100 Ом·м и магнитной восприимчивостью $\kappa = 0,25$ ед. СИ. Половина длины стороны петли $A = 0,5$ км. Выберем рабочую частоту так, чтобы сигнал от вихревых токов во вмещающей среде и в шаре не превышал 3 % от сигнала первичного поля, связанного с индукционным намагничиванием. Для расчетов подобного рода достаточно принимать первичное поле петли в области, занятой шаром, однородным и пренебрегать взаимным влиянием шара и вмещающей среды.

Относительная магнитная проницаемость шара $\bar{\mu} = \mu/\mu_c = 1 + \kappa = 1,25$. Обратимся к рис. 9, на котором изображены параметрические характеристики аномального поля от шара. Кривая, оцифрованная $\mu/\mu_0 = 1,25$, выходит на горизонтальную асимптоту при $\rho \approx 1$, т. е. при частоте, соответствующей этому параметру, влияние вихревых токов в шаре становится пренебрежимо мало. Из соотношения $\rho = \omega \bar{\mu} a^2 / 2$ определим $f = \omega / 2\pi$. Очевидно, $f = 100$ Гц. В большинстве комплектов аппаратуры ближайшая к вычисленной частота равна 125 Гц. Проверим, удовлетворяет ли эта частота соотношению (III.1): $3,92 f A^2 / \rho = = 3,92 \cdot 125 \cdot 0,5^2 / 300 = 0,41$. Таким образом, вихревые точки во вмещающих породах создадут аномалию, меньшую 3 % от уровня первичного поля.

При опытных и детализационных исследованиях в аномальных зонах, обнаруженных в процессе площадных съемок, а также при изучении геологической природы магниторазведочных аномалий обязательными являются многочастотные съемки, позволяющие уточнять выбор оптимальной частоты для площадных одночастот-

ных съемок, а также определять в процессе интерпретации не только магнитную восприимчивость, но и проводимость объектов, создающих аномалии.

Выбор диапазона частот, в котором должна производиться съемка, подчинен необходимости получить частотную характеристику, в левой части выходящую на горизонтальную асимптоту, а в правой — имеющую достаточно четко выраженную восходящую ветвь. В качестве примера снова обратимся к параметрической кривой с индексом 1,25, изображенной на рис. 9. Восходящая ветвь этой кривой достаточно четко укладывается в значения параметра $p=8\div 9$, что для шара с принятыми выше размерами и свойствами соответствует частотам 800—900 Гц. Ближайшей к этим значениям в существующих комплектах аппаратуры является частота 1125 Гц. Она и ограничит сверху диапазон рабочих частот.

Выбор дискретных частот при многочастотных съемках определяется конкретными параметрами применяемого комплекта аппаратуры. Во всех случаях частоту желательно изменять в геометрической прогрессии с коэффициентом около 1,5—2, что позволяет достаточно детально и равномерно во всем диапазоне частот построить частотную характеристику на стандартных билогарифмических бланках с модулем 6,25 см.

Оценка допустимой погрешности

Допустимая погрешность полевых измерений методом незаземленной петли, как и в других методах электроразведки, определяется уровнем полезного сигнала и сигналов-помех, методическими погрешностями и техническими возможностями применяемых комплектов аппаратуры.

При изучении магнитных свойств геоэлектрических разрезов в связи с тем, что метод НП комплексируется, как правило, с магниторазведкой, оценку уровня полезного сигнала целесообразно связывать с уровнем аномалий магнитного поля Земли. При такой оценке предполагается, во-первых, что поле петли однородно в области, охватывающей источник аномалии и планшет, в пределах которого выполняются измерения, и, во-вторых магниторазведочные аномалии связаны с индукционным намагничиванием в поле Земли.

Если амплитуда аномальной составляющей поля Земли (в нТл) равна ΔZ , а полное значение вертикальной составляющей этого поля принять равным 50 000 нТл, амплитуда аномального поля (в %), очевидно, составит $\Delta Z^a/500$. При работе методом НП допустимая процентная погрешность должна быть не более 1/3 значения аномалий магнитного поля Земли, выраженной в процентах от его полного значения.

Если аномалии магнитного поля Земли превышают 3000—5000 нТл, что соответствует 7—10 % от вертикальной составляющей этого поля, допустимая погрешность измерения поля петли

равна 2—3 %. Такая погрешность реализуется с большинством комплектов аппаратуры.

Из аналогичных прикидок следует, что для изучения аномалий магнитного поля Земли, амплитуда которых не превышает первых сотен нТл, суммарная погрешность измерений не должна быть более 0,1—0,2 %.

Основным источником аномалий-помех при изучении магнитных свойств геологического разреза является влияние электропроводности пород и руд. Методы учета этого влияния разработаны для простейших моделей геологических разрезов — однородной и двухслойной. Они базируются на расчетах полей петли или других источников, расположенных на поверхности однородного полупространства и двухслойной среды (см. § 1). Соответствующие практические приемы учета этого влияния содержатся в гл. IV. Отклонения реального разреза от указанных моделей, связанные главным образом с неоднородностью вмещающих и покровных отложений, являются основным источником неучитываемых аномалий-помех. Опыт полевых работ в различных геологических условиях свидетельствует о том, что при рабочих частотах порядка первых десятков герц уровень указанных выше геологических помех не превышает обычно десятых долей процента, что обосновывает целесообразность снижения суммарной погрешности полевых работ методом НП до первых десятых долей процента.

Основными источниками методических погрешностей являются отклонения геометрических размеров установки для возбуждения и измерения поля от тех, для которых рассчитывалось нормальное поле.

Ошибка, связанная с ориентировкой датчика. Первичное поле горизонтальной петли в плоскости этой петли имеет только вертикальную составляющую. При отклонении оси магнитоиндукционного датчика от вертикали на угол α величина измеряемого этим датчиком поля составит $B = B_z \cos \alpha$. В соответствии с этим выражением подсчитаны значения угла отклонения датчика от вертикали, приводящие к относительной погрешности измерения вертикальной компоненты поля 1,5; 0,5 и 0,05 % (табл. 2). Приведенные в этой таблице данные свидетельствуют о некритичности установки датчиков по вертикали даже при высокоточных измерениях. Это позволяет использовать на датчиках грубые уровни или устанавливать их по отвесу. Отметим, что приведенные данные относятся и к ошибке за счет наклона плоскости петли к горизонту из-за рельефа местности.

Ошибка, связанная с неправильным определением положения датчика в плоскости петли (плановым положением датчика). Погрешности подобного рода особенно резко проявляются в краевых частях съемочного планшета, там где максимален горизонтальный градиент вертикальной компоненты поля.

Для расчета допустимых погрешностей в установке датчиков используем выражения для первичного поля петли $B_z^0(x, y)$ (I.41) в точке с координатами x и y при $z=0$, нормированные на первич-

Источник ошибки	Допустимая погрешность геометрии установки (метод НП) при заданном ϵ , %		
	1,5	0,5	0,05
Ориентировка датчика или наклон петли к горизонтальной плоскости	10°	6°	2°
Установка датчика в горизонтальной плоскости (для Δx при $y=0$, $x/A=2/3$)	0,0078 А (±3,9 м)	0,0026 А (±1,3 м)	0,00026 А (0±0,13 м)
Установка датчика по вертикали в крайней части планшета, $x/A=2/3$	0,050 А (±25 м)	0,028 А (±14 м)	(0,0090 А (±4,5 м)

Примечание. В скобках указаны числовые значения допустимых погрешностей в геометрии установки для петли 1×1 км.

ное поле петли в ее центре $B_z^0(0, 0)$:

$$F(x, y) = \frac{B_z^0(x, y)}{B_z^0(0, 0)} = \frac{\sqrt{(A-x)^{-2} + (B-y)^{-2}} + \sqrt{(A-x)^{-2} + (B+y)^{-2}} + \sqrt{(A+x)^{-2} + (B-y)^{-2}} + \sqrt{(A+x)^{-2} + (B+y)^{-2}}}{4 \times \sqrt{A^{-2} + B^{-2}}} \rightarrow$$

(III.4)

$$F'_y = \frac{(B-y)^{-3} \{ [(A-x)^{-2} + (B-y)^{-2}]^{-1/2} + [(A+x)^{-2} + (B-y)^{-2}]^{-1/2} \} - (B+y)^{-3} \{ [A-x)^{-2} + (B+y)^{-2}]^{-1/2} + [(A+x)^{-2} + (B+y)^{-2}]^{-1/2} \}}{4 \times \sqrt{A^{-2} + B^{-2}}} \rightarrow$$

(III.5)

$$F'_x = \frac{(A-x)^{-3} \{ [(B-y)^{-2} + (A-x)^{-2}]^{-1/2} + [(B+y)^{-2} + (A-x)^{-2}]^{-1/2} \} - (A+x)^{-3} \{ [(B-y)^{-2} + (A+x)^{-2}]^{-1/2} + [(B+y)^{-2} + (A+x)^{-2}]^{-1/2} \}}{4 \times \sqrt{A^{-2} + B^{-2}}} \rightarrow$$

(III.6)

Здесь, как и выше, A и B — половина длины сторон петли; начало прямоугольной системы координат расположено в центре петли; $F'_y(y)$ — горизонтальный градиент вертикальной компоненты поля вдоль профиля Oy , а $F'_x(x)$ — градиент этой же компоненты поля вдоль Ox .

Обозначая ϵ допустимую погрешность, а Δx и Δy допустимую погрешность за счет смещения датчика по осям x и y , можно на-

писать

$$\varepsilon = [F'(y)/F(x, y)] \Delta y;$$

$$\varepsilon = [F'(x)/F(x, y)] \Delta x.$$

(III.7)

По (III.7) были рассчитаны¹ относительные и абсолютные геометрические погрешности установки датчика в самой неблагоприятной области ($x/A=2/3$). Эти результаты для ε , равной 1,5; 0,5 и 0,05 %, приведены в табл. 2.

Приведенные в табл. 2 расчетные значения допустимых отклонений в положении датчика на профиле свидетельствуют о довольно жестких требованиях к точности установки датчика в плоскости петли.

Ошибка, связанная с установкой датчика по высоте. Ошибка этого рода так же, как и в предыдущем случае, возрастает с приближением точки измерения к контуру петли, т. е. к области неоднородного поля. Допустимые погрешности в установке датчика по высоте при заданных погрешностях измерений приведены в табл. 2, из которой следует, что требования к точности установки датчика в вертикальном направлении легко удовлетворяются даже при высокоточных измерениях поля. В целом приведенные данные говорят о том, что сравнительно простыми средствами методические погрешности, связанные с геометрией установки, могут быть снижены до 1 %, а при необходимости, более сложными приемами — до 0,1 %.

Аппаратурные погрешности измерений поля петли определяются типом применяемой аппаратуры и методикой полевых измерений. Опыт полевых работ свидетельствует о том, что, используя микровольтметры ИКС-1 и ИМА-1, при съемке с предварительно разбитой опорной сетью можно добиться измерений поля с погрешностью не более 1 %. Съемки с погрешностью менее 0,1—0,2 % требуют применения специальной аппаратуры, в частности описанной в гл. II аппаратуры ВТИМП-1.

Размеры и расположение профилей

Совокупность профилей, образующая съемочный планшет, обычно располагается в центральной части площади, ограниченной петлей. Здесь первичное поле сравнительно однородно и влияние вихревых токов, наведенных во вмещающих и покровных отложениях, минимально.

В простых геологических условиях при большом сопротивлении рудовмещающих и покровных отложений можно располагать съемочный планшет вне петли, ориентируя профили перпендикулярно к длинной стороне петли. Это позволяет уменьшить затрату времени и труда на смоточно-размоточные работы, необходимые для раскладки петель.

¹ Расчет выполнен аспирантом МГРИ С. З. Овешниковым.

Длину профилей принимают равной $1/2$ — $2/3$ длины стороны квадратной петли или малой стороны прямоугольной петли. Первая из двух указанных цифр предпочтительна при высокоточных съемках, так как при этом снижаются методические погрешности за счет искажения формы петли. При съемках обычной точности длину профилей можно увеличивать, что экономически выгодно.

Монтажная схема установки

Петли раскладываются из провода марки ГПСМПО с сопротивлением около 50 Ом/км или при длине сторон, большей 1 км , из провода ГПСМП с сопротивлением 8 — 10 Ом/км . Для облегчения размотки и смотки желательно, чтобы каждая из сторон петли была намотана на отдельную катушку (рис. 27, а). Генераторную группу размещают у одного из углов петли и подключают к петле с помощью кондуктора. Оператор генераторной группы снабжается портативной приемно-передаточной станцией, обеспечивающей связь между генераторной и измерительными установками.

Измерительная установка с микровольтметром (рис. 27, б) состоит из двух блоков — измерительного пульта и магнитоиндук-

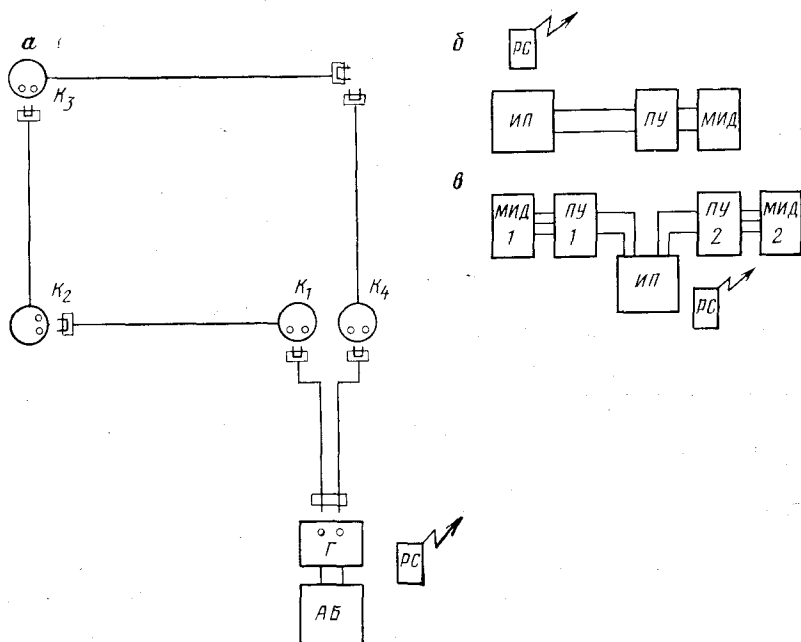


Рис. 27. Монтажная схема установки для работы методом незаземленной петли.

а — генераторная группа и петля; б — измерительная установка с микровольтметром; в — измерительная установка с ВТИМП-1. K_1 — K_4 — катушки с проводами; Г — генератор переменного тока; АБ — бензоэлектрический агрегат; РС — радиостанция; ИП — измерительный пульт; ПУ — предварительный усилитель; МИД — магнитоиндукционный датчик

ционного датчика с выносным усилителем. Оба блока соединены между собой гибким шлангом длиной 2—3 м.

Измерительная установка с ВТИМП-1 (рис. 27, в) комплектуется двумя магнитоиндукционными датчиками, один из которых располагается около измерительного пульта и соединен с ним шлангом длиной 20 м. Другой датчик соединен с пультом двойным проводом, длина которого должна быть достаточной для перемещения этого датчика, по крайней мере, в пределах половины профиля.

Измерительная часть установки, так же как и генераторная, комплектуется приемно-передаточной радиостанцией, обеспечивающей двустороннюю связь с генераторной группой.

Организация полевых измерений

Полевые работы методом НП начинаются с топографической подготовки съемочной площади. Сюда входят разметка на местности сторон петли и разбивка, а также пикетаж профилей.

При съемках с допустимой погрешностью 1—2 % и более разметку сторон петли можно производить с буссолью. Положение сторон петли отмечают на местности вешками. При необходимости в залесенных районах прорубают визирки. При высокоточных съемках с допустимой погрешностью 0,1—0,2 % разметка сторон петли осуществляется теодолитом с последующей их нивелировкой.

Разбивка и последующая привязка съемочных профилей производится в соответствии с действующими инструкциями по топографическому обслуживанию геофизических работ.

Полевые работы выполняются отрядом, состоящим из оператора, вычислителя, рабочего для переноски датчика по профилю и старшего рабочего, обеспечивающего работу генераторной группы и контроль за током в петле. Смоточно-размоточные работы целесообразно поручать специальному отряду и выполнять их в районах, доступных для перемещения автотранспорта с помощью специальной установки. В районах со сложными условиями перемещения по местности размотка и смотка проводов производится вручную с переносных катушек. График работы смоточно-размоточного отряда составляется так, чтобы к моменту окончания измерений на одном из планшетов была завершена размотка петли на следующем планшете.

Если площадь, подлежащая исследованию, не умещается на одном планшете, смежные петли раскладываются с перекрытием таким образом, чтобы профили смежных планшетов перекрывали друг друга в двух-трех точках.

Если работы методом НП выполняются в ограниченных объемах, на отдельных аномальных зонах и на одиночных планшетах, размотку и смотку петли можно поручать тому же отряду, который производит измерения поля.

Характер собственно измерительных операций зависит от требуемой точности съемки.

Съемки с допустимой погрешностью, большей 1%. Съемки подобного рода выполняются по методике, изложенной в действующей инструкции по электроразведке [14], и поэтому их описание здесь не приводится.

Съемки с аппаратурой ИКС-50 при допустимой погрешности 1%. Съемки повышенной точности с допустимой погрешностью 1% могут быть выполнены с комплектом аппаратуры ИКС-50 с несколько измененной по сравнению с описанной выше методикой.

Генератор, входящий в комплект аппаратуры ИКС-50, должен быть отрегулирован таким образом, чтобы кратковременные (длительностью 10—20 с) нерегулярные отклонения силы тока не превышали $\pm 0,5\%$ от его среднего значения. Линейные во времени в течение первых 1,5—2 ч работы изменения тока не должны превышать $\pm 10\%$, а в течение последующего времени $\pm 5\%$. Столь стабильного режима работы генератора удастся добиться при токе 0,3—1 А. Измерение тока в петле осуществляется при этом амперметром генераторной группы ИКС-50 с погрешностью $\pm 1\%$ каждые 5 мин.

Из имеющихся в наличии измерителей ИКС-1 выбирают прибор с минимальными уровнем собственных шумов и расхождением результатов измерений при смене чувствительности. Измерения с микровольтметром начинают после его прогрева в течение не менее 15 мин. Для повышения точности измерения сигнала на выходе индукционного датчика ступенчатые делители входного сигнала устанавливают в крайнее правое положение, после чего ручкой плавной регулировки усилителя выводят стрелку индикаторного прибора в правую часть шкалы, между делениями 45 и 50. Это положение запоминается оператором с точностью до $1/4$ деления. Затем переключатель рода работы устанавливают в положение «I» и с помощью делителей опорного сигнала α , β и γ выводят стрелку индикатора в ранее выбранное оператором положение с точностью до $1/4$ деления. После этого переключатель рода работы переключают в положение « ΔU » и убеждаются в том, что стрелка индикатора устанавливается в зафиксированное положение на шкале с точностью до $1/4$ деления шкалы. При расхождении отсчета операция повторяется.

Отсчет величины измеряемого сигнала производится как обычно по шкалам на ручках переключателей α , β и γ , причем отсчет по последнему делителю нужно интерполировать с точностью 0,2 дел. В журнал при таком способе измерений записываются четыре значащие цифры отсчета и порядок измеренной величины сигнала.

При переходе с точки на точку магнитоиндукционный датчик отключают от входа прибора. Оператор должен при этом следить за исправностью разъема, так как от состояния последнего существенно зависит надежность измерений. При работе в ветреную погоду на открытых участках (степь, тундра и т. д.) датчик следует устанавливать непосредственно на землю, а при слабом сигнале закрывать его ветровым экраном, изготовленным из брезента

Форма журнала для съемки опорной сети

Дата _____ Участок _____ Профиль _____

Оператор _____ Вычислитель _____ Прибор _____ Частота _____

№ п/п	ПК	Прямой ход			Обратный ход			Средний исправленный отсчет по прямому и обратному ходу	Примечание
		время	отсчет	средний отсчет	время	отсчет	средний отсчет		

или фанеры. Эта мера позволяет значительно уменьшить влияние микрофонного эффекта, связанного с колебанием датчика в магнитном поле Земли.

Опорная сеть при высокоточных измерениях с аппаратурой ИКС-50 создается главным образом для исключения погрешностей, связанных с регулярными (линейными в ограниченных интервалах времени) изменениями тока в петле и чувствительности измерительного тракта по магнитному полю. Точки опорной сети обычно располагают вдоль магистрали, секущей все профили. Значение поля в точках опорной сети измеряется дважды при независимых подключениях датчика к измерителю. Если разница между двумя такими отсчетами превышает $\pm 0,7\%$, что обычно связано с плохим контактом в разъеме, измерения повторяются до получения отсчетов, сходящихся в указанных выше пределах. В журнал записываются все отсчеты, но среднее выводится из двух сходящихся (см. форму журнала).

Рядовая съемка начинается с двукратного измерения поля на опорной точке. Дальнейший порядок отработки профилей должен быть выбран таким, чтобы через 1,5—2 ч оператор снова выполнил двукратное измерение поля на точке опорной сети. Предполагается (и подтверждается опытом полевых работ), что в указанный интервал времени суммарная чувствительность системы источник тока — измерительное устройство изменяется линейно, что позволяет ввести поправку за это изменение.

По измеренным значениям напряженности поля непосредственно на профиле строится график измеряемой компоненты поля петли. Это помогает оператору предварительно оценить достоверность получаемых результатов. В безаномальных участках планшета сигнал монотонно возрастает от середины планшета к крайним его точкам. Если планшет расположен в зонах аномального магнитного поля Земли, характер графиков ΔZ и поля петли сходен: плавным изменениям магнитного поля Земли соответствуют плавные же аномалии поля петли и, наоборот, на участках с высокоградиентными аномалиями ΔZ обычно имеют место резкие изме-

нения поля петли. Если в процессе полевых измерений характер графиков не соответствует отмеченным выше закономерностям, оператор обязан повторить измерения на нескольких точках профиля и убедиться в том, что основные и повторные замеры сходятся в пределах 1 %.

Высокоточные съемки с аппаратурой ВТИМП-1. Высокоточные измерения вертикальной компоненты магнитного поля петли с погрешностью 0,1 % выполняют с аппаратурой ВТИМП-1 по специальной методике, обусловленной тем, что аппаратура этого типа предназначена для относительных измерений (см. гл. II). В частности, относительный принцип измерений компонент поля допускает колебания тока в петле до $\pm 10\text{--}15\%$. В то же время высокая добротность избирательных усилителей аппаратуры ВТИМП-1 допускает уход частоты генератора в процессе работы не более $\pm 0,2\%$. Это обстоятельство вызывает необходимость использования задающих генераторов, стабилизированных кварцем. В процессе полевых работ величина тока фиксируется только в начале и конце дня.

Для увязки наблюдений по различным профилям в пределах контура петли по магистрали, секущей все профили, разбивается опорная сеть. При этом измерительная группа (прибор и датчик опорного сигнала) располагается неподвижно в центральной части опорного профиля, в то время как подвижный датчик перемещается вдоль профиля по точкам наблюдений. Во всех случаях наблюдения начинаются и заканчиваются установкой подвижного датчика на опорной точке профиля наблюдений (сравнение каналов). При этом, как и на других точках опорной сети, берется по два независимых отсчета, которые должны различаться не более чем на 0,05 %. При необходимости берется дополнительный отсчет. Разбивка опорной сети выполняется при смотке и размотке бифиляра, соединяющего подвижный датчик с измерительным прибором, т. е. при прямом и обратном ходе в обе стороны от центра профиля.

Каждое наблюдение начинается с установки подвижного датчика над пикетом наблюдений на треноге по отвесу или по круглому уровню. Датчик при необходимости закрывают ветровым экраном. По сигналу о готовности подвижного датчика оператор по показаниям стрелочного индикатора с помощью прецизионного трехступенчатого делителя D_1 (см. рис. 25) уравнивает величины сигналов от обоих датчиков до минимального показания индикатора. Первые три значащие цифры отсчета снимаются оператором по положениям ручек делителя, а последняя — по отклонению стрелки индикатора от нуля. Цена деления шкалы индикатора зависит от уровня поля и девиации частоты, поэтому ее регулярно определяют в процессе работы при каждом переходе с одной грубой ступени деления на другую (при изменении отсчетов при переходе с точки на точку более чем на 10 %). Определение цены деления выполняют путем переключения последней ступени делителя на 0,1 % с соответствующим замером изменения положения

стрелки индикатора [например, при изменении положения стрелки от -15 дел. до $+35$ дел. при переключении на $0,1\%$ цена деления составляет $0,10:50=0,002\%$ (дел)]. Как правило, при умеренном уровне помех отсчетная точность достигает половины четвертого порядка ($\pm 0,05\%$).

При проведении многочастотных наблюдений цикл измерений на точке заканчивается измерением сдвига фаз сигналов $\Delta\varphi$ в двух каналах путем переключения прибора в соответствующий режим. Отсчет $\Delta\alpha$ с точностью до $0,005$ рад ($\pm 1/3^\circ$) берут с лимба по положению ручки фазовращателя.

При рядовых наблюдениях неподвижный датчик опорного сигнала устанавливают на опорной точке рядового профиля, а подвижный датчик перемещают в обе стороны от нее. Наблюдения эти, как правило, однократные. При обратном ходе повторяются только отдельные точки, нарушающие закономерный ход графиков B_{zi}/B_z^0 (плохо коррелирующиеся аномалии, нарушение плавного хода кривой и т. п.). Форма полевого журнала от приведенной выше отличается добавлением при необходимости графы $\Delta\alpha$.

Состав полевой бригады при работе с ВТИМП-1 такой же, как и при абсолютных измерениях поля с микровольтметром ИКС-1 (4 человека). Производительность наблюдений при работе в горно-таежной местности около 200 физических точек за смену.

§ 9. ИНДУКЦИОННЫЕ ЗОНДИРОВАНИЯ

Сущность и способы индукционных зондирований

Индукционные зондирования по сущности физических явлений разделяются на две основные группы: частотно-временные и геометрические.

В частотно-временных зондированиях используется скин-эффект, и поэтому они позволяют изучать только проводящие разрезы. Влияние магнитных свойств геоэлектрического разреза на результаты частотно-временных зондирований проявляется несравненно в меньшей степени, чем влияние проводимости. Высокоомные магнитные разрезы вообще не могут быть изучены с помощью таких зондирований.

Для изучения магнитных разрезов наиболее пригодны геометрические зондирования, которыми изучается зависимость поля от расстояния между источником поля и точкой измерения. Их сущность заключается в том, что по мере удаления точки измерения поля от его источника относительный вклад в измеряемый сигнал вторичного поля от приповерхностных магнитных частей разреза падает и возрастает доля вторичного поля от его глубинных частей. В общем случае это вторичное поле обусловлено индукционным намагничиванием, вихревыми токами и зарядами на поверхностях раздела сред с различной электропроводностью.

При изучении магнитных свойств геологического разреза наибольший интерес представляют поля, связанные с индукционным

намагничиванием. Выделение полей подобного типа, как это следует из гл. I, возможно путем целенаправленного выбора рабочей частоты и измеряемых компонент поля. В частности, оказывается достаточным производить только абсолютные измерения магнитных компонент (как правило, одной вертикальной компоненты) поля только на одной низшей частоте, обеспечивающей допустимость пренебрежения полем вихревых токов по сравнению с вторичным полем магнитных «зарядов».

По типу используемого источника электромагнитного поля геометрические индукционные зондирования могут быть разделены на дипольные индукционные зондирования и индукционные зондирования с квадратными или прямоугольными петлями изменяющихся размеров. Если при дипольных зондированиях повышения глубины исследования добиваются последовательным увеличением расстояния между приемным и генераторным диполями, то при зондированиях с квадратными и прямоугольными петлями та же задача решается путем увеличения размера петли.

Практического применения на магнитных разрезах дипольные зондирования пока не получили из-за очень быстрого затухания поля с глубиной (по закону $1/h^3$) и сильного влияния приповерхностных неоднородностей. Поэтому основное внимание при опытных работах было обращено на методики индукционных зондирований с петлями, для которых характерна большая глубинность (поле петли убывает с глубиной по закону, близкому к $1/h$) и меньшее влияние приповерхностных неоднородностей, чем для дипольных установок.

Вертикальные индукционные зондирования с прямоугольными петлями

Вертикальные индукционные зондирования с прямоугольными петлями выполняются обычно на стадиях предварительной и отчасти детальной разведки магнетитовых месторождений в тех случаях, когда по отдельным профилям и разведочным линиям необходимо подробно изучить объемное распределение магнитных масс в разрезе для определения морфологических особенностей рудных залежей или оценки однородности распределения ферромагнитных минералов в объеме рудных тел.

Топографическая подготовка участка работ заключается в инструментальной разбивке сети профилей и магистралей для прокладки проводов и пикетажа профиля наблюдений. Длинные стороны всех петель одинаковы (рис. 28), а короткие увеличиваются в геометрической прогрессии с коэффициентом 2. Можно, например, рекомендовать при величине длинных сторон 1000 м следующие размеры коротких сторон прямоугольных петель: 50, 100, 200, 400, 1000 м. Точное расположение сторон (необходимое для расчета первичного поля) определяется после промера сторон по магистральям.

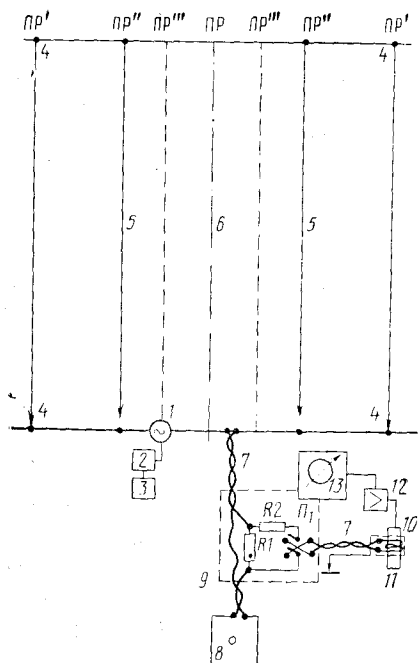


Рис. 28. Схема установки вертикального индукционного зондирования с прямоугольными петлями.

1 — генератор (ИКС-50 или УГЭ-300); 2 — стабилизатор тока в петле; 3 — бензоэлектрический агрегат (АБ-0,5-115/400); 4 — большая генераторная петля, в которой выполняется наблюдения; 5 — подготовленные к работе стороны последующей большой петли; 6 — центральный профиль исследований; 7 — соединительный бифиляр; 8 — градуировочная петля (20×20 м); 9 — токовый делитель; 10 — градуировочная обмотка (или градуировочное кольцо); 11 — магнитоиндукционный датчик; 12 — предварительный усилитель; 13 — микровольтметр (ИМА-1 или ИКС-1)

освободившиеся провода переключивают, подготавливая новые петли меньшего размера.

Порядок измерений зависит от типа применяемой измерительной аппаратуры.

Зондирование с микровольтметрами ИКС-1 и ИМА-1. При использовании микровольтметров ИКС-1 основная рабочая частота наблюдений 22,5 Гц, а при использовании ИМА-1—78 Гц.

Одновременно с размоткой больших петель полевой бригадой из четырех человек (оператор, вычислитель, рамочник и старший рабочий генераторной группы) разматывается градуировочная петля и подготавливается аппаратура к работе. Градуировочная петля 20×20 м раскладывается на расстоянии 30—50 м от больших петель и генераторной группы на участке, сложенном предпо-

Перед началом наблюдений смоточная бригада по двум магистралям с катушек разматывает провода, общие для всех коротких сторон петли. Одновременно она разматывает провод и по четырем профилям, наиболее удаленным от центрального профиля, подготавливая, таким образом, две самые большие петли. Генераторную группу устанавливают на пересечении центрального профиля и одной из магистралей, характеризующейся относительно меньшим уровнем помех — геологических и электромагнитных (см. рис. 28). Это необходимо для более качественной градуировки установки на площадке вне петли вблизи (около 50 м) генераторной группы. Вначале соединяют провода 4, образующие самую большую петлю (например, 1×1 км). Провода же следующей петли 5 подсоединяют к магистральному проводу только на дальней (по отношению к генератору) магистрали. В процессе работы по мере проведения съемок в каждой петле поочередно подсоединяют к магистральному проводу провода следующих меньших петель, а

ложительно немагнитными породами. Для градуировочной петли используется размеченный метками (через 20 м) кусок провода длиной 80 м. Ортогональность сторон градуировочной петли контролируют с помощью буссоли.

Основную 4 и градуировочную 8 петли и генераторную группу 1—3 включают последовательно с помощью бифиляра 7 (см. рис. 28), в разрыв которого приблизительно посередине дополнительно включают токовый делитель 9 с градуировочным кольцом 10.

Использование градуировочной петли 20×20 м необходимо только дважды в полевой сезон: вначале для определения постоянной $B_{ГК}$ токового делителя и градуировочной обмотки (градуировочного кольца), а также в конце сезона для контроля за величиной изменения этой постоянной градуировочной системы 8—10 (см. рис. 28). Вследствие этого при рядовых наблюдениях градуировочная петля 8 из схемы установки исключается и остаются только токовый делитель 9 и градуировочная обмотка (кольцо) 10. По мере готовности генераторной группы и генераторных контуров на 30—40 мин включается генератор для прогрева. Ток составляет около 0,2—0,8 А на основной частоте исследования 22,5 или 78 Гц. После прогрева генераторной группы и 15-минутного прогрева микровольтметра выполняют начальную градуировку установки путем подключения градуировочной обмотки датчика (градуировочного кольца) 10 к токовому делителю 9. При этом оператор снимает ряд (6—8) отсчетов U_1 и U_2 при различной полярности тока в градуировочной обмотке (кольце) по отношению к току в генераторном контуре 4. Полярность устанавливают с помощью переключателя Π_1 (см. рис. 28).

При определении постоянной $B_{ГК}$ в начале сезона аналогичным образом снимают ряд отсчетов в градуировочной петле 20×20 м. Такая методика снятия отсчетов при различных полярностях подключения градуировочной обмотки (кольца) и градуировочной петли позволяет отделять эффекты поля большой генераторной петли от поля градуировочной обмотки (кольца) или градуировочной петли. Например, первый отсчет U_1 , полученный при градуировке, обуславливается суммарным полем B_1 , складывающимся из поля градуировочной обмотки (кольца) $B_{ГК}$, нормального поля петли B^0 и синфазного вторичного поля B^a , обусловленного магнитным разрезом:

$$B_1 = cU_1 = B_{ГК} + (B^0 + B^a), \quad (\text{III.8})$$

где c — чувствительность приемной рамки в Тл/В.

После переключения переключателя Π_1 во второе положение (см. рис. 28) фаза тока в градуировочной обмотке (кольце) меняется на 180° и регистрируемый сигнал на выходе МИД U_2 будет связан с измеряемым полем следующим выражением:

$$B_2 = cU_2 = B_{ГК} - (B^0 + B^a). \quad (\text{III.9})$$

Из (III.8) и (III.9) находим магнитную индукцию поля градуировочной обмотки (кольца) и отсчет $U_{ГК}$, ею обусловленный:

$$B_{ГК} = (B_1 + B_2)/2 = 2 = c(U_1 + U_2)/2; \quad (III.10)$$

$$U_{ГК} = (U_1 + U_2)/2. \quad (III.11)$$

Естественно, что такого рода рассуждения и выражения, аналогичные (III.10) и (III.11), справедливы и для разделения $B_{ГП}$ и $U_{ГП}$ в случае наблюдений в градуировочной петле 20×20 м.

Для нахождения величины чувствительности c в начале c_1 и конце c_2 наблюдений при подключенной градуировочной обмотке (кольце) снимают ряд отсчетов (U_{11} , U_{12} , U_{21} , U_{22}). При известной постоянной этой обмотки (кольца) по полю $B_{ГК}$ чувствительности c_1 и c_2 рассчитывают по формуле

$$c_i = 2B'_{ГК}/(U_{1i} + U_{2i}); \quad i = 1, 2, \quad (III.12)$$

где $B'_{ГК} = B_{ГК}/I$; I — ток в генераторном контуре.

Величина $B_{ГК}$ в описанной выше установке (см. рис. 28) определяется путем специальной серии наблюдений при неизменном токе (с погрешностью $\pm 0,5\%$) в системе последовательно включенных генераторной 4, градуировочной 8 петель и градуировочного устройства, состоящего из токового делителя 9 и градуировочной обмотки 10. Снимая при различной полярности подключения обмотки 10 пары отсчетов U_1 и U_2 попеременно 4—5 раз в градуировочной обмотке и в градуировочной петле 20×20 м рассчитывают среднюю величину поля создаваемого градуировочной обмоткой (кольцом) при токе 1 А во всей системе. При этом используют расчетное значение поля в центре градуировочной петли, определяемое, например, по формуле для прямоугольной петли [28]:

$$B_z^0 = \mu_0 I \sqrt{A^2 + B^2} / \pi AB, \quad (III.13)$$

где I — ток в петле; $2A$ и $2B$ — размеры сторон в м. При $2A = 2B = 20$ м и $I = 1$ А в соответствии с выражением (III.13) находим, что градуировочная петля создает поле с магнитной индукцией 56,52 нТл. Зная эту величину, с помощью выражения (III.12) определяем чувствительность c_1 в момент градуировки. Зная c и $U_{ГК}$, из (III.10) и (III.11) можно определить постоянную градуировочной обмотки (кольца) $B_{ГК}$. При рядовых наблюдениях эта величина $B_{ГК}$ используется как постоянная для нахождения непостоянной во времени c_i по (III.12).

При рядовых наблюдениях в контуре петли по центральному профилю абсолютные значения поля B_j в каждой j -й точке рассчитывают по формуле

$$B_j = c_j U_j, \quad (III.14)$$

где c_j — текущее значение чувствительности c всей установки (сползание нуля-пункта системы, включая дрейф из-за нестабильности амплитуды и частоты тока в генераторной петле).

Как видно из (III.10) — (III.14), при токе I в установке, отличающемся от 1 А , все отсчеты U как при градуировке, так и при рядовых наблюдениях изменятся в $1/I$ раз, однако искомая величина поля B_j при этом остается неизменной. Действительно, подставляя в (III.12) — (III.14) U/I вместо U , получим

$$B_j = \frac{2B'_{\text{ГК}}}{(U_1/I) + (U_2/I)} \frac{U_j}{I} = \frac{2IB'_{\text{ГК}}}{U_1 + U_2} \frac{U_j}{I} = c_j U_j.$$

Описанная выше методика наблюдений позволяет избавиться от необходимости регистрации и использования при обработке абсолютных значений тока в петле, сохраняя, однако, требование к линейности его изменения во время наблюдений в период между градуировками. После начальной градуировки установки выполняют рядовые наблюдения по профилю с заданным шагом (5—10 м), причем для более надежного контроля за дрейфом величины c_j обратный ход по профилю выполняют по возможности быстро с шагом 100 м с двукратными отсчетами. Таким образом, для каждой петли создают вспомогательную опорную сеть, которая позволяет для всей системы генератор — петля — приемная рамка — микровольтметр построить кривую сползания нуля-пункта как изменение c_j во времени. Этот график используется при предварительной обработке результатов и вычислении наблюденного поля по (III.14). Заканчивают наблюдения в каждой петле повторной градуировкой, позволяющей определять окончательное для данного цикла значение коэффициента c_2 , необходимое для построения кривой сползания нуля-пункта системы.

По окончании цикла наблюдений в одной петле генераторную группу переключают на балластное сопротивление и затем на ближней магистрали по команде оператора отключают от магистрального провода концы отработанной петли и подключают провода следующей петли (см. рис. 28). После этого генераторную группу подключают к новой петле и спустя 10 мин (после входа генгруппы в режим) выполняют следующий аналогичный цикл наблюдений, включающий градуировки, рядовые наблюдения по профилю и разбивку вспомогательной опорной сети. Во время наблюдений смоточная бригада перекладывает освобожденные провода на стороны последующей петли с соблюдением требований техники безопасности [28].

Заканчивается зондирование обычно измерениями в самой малой петле (например, 50×1000 или 100×1000 м). В случае изучения не только магнитных свойств разреза, но и его электропроводности в каждой петле по описанной выше методике выполняют многочастотные наблюдения (например, 19,5 или 22,5; 78; 312; 1250 Гц). По опыту работ в горно-таежной местности для приведенных выше размеров петель многочастотное зондирование в прямоугольных петлях занимает около двух приборо-смен, одночастотное — 5—6 ч.

Зондирование с аппаратурой ВТИМП-1. При этом зондировании вначале на участке с высокоомными немагнитными породами определяют поле $B_{ГК}$, создаваемое градуировочной обмоткой с токовым делителем, подобно тому, как это описано выше для микровольтметров. При этом датчик № 2 устанавливают в центре градуировочной петли 20+20 м, а № 1 относят от нее на 8—10 м и берут ряд отсчетов по индикаторному блоку при различных полярностях подключения градуировочной обмотки (см. рис. 27, в и 28).

Если $N_1 = B_1/B_{ГП}$ — отсчет при расположении одного датчика (№ 1) вне петли (B_1), а другого (№ 2) в центре градуировочной петли ($B_{ГП}$), то при подключении градуировочной обмотки датчика № 1 через токовый делитель в двух полярностях будут получены дополнительные отсчеты N_2 и N_3 , связанные с измеряемыми полями соотношениями

$$N_2 = (B_1 + B_{ГК})/B_{ГП}; \quad N_3 = (B_1 - B_{ГК})/B_{ГП}. \quad (III.15)$$

Эти выражения позволяют по известной магнитной индукции градуировочной петли $B_{ГП}$ рассчитать $B_{ГК}$ градуировочной обмотки при единичном токе в установке:

$$B_{ГК} = N_1(N_2 + N_3)B_{ГП}/(N_2 - N_3). \quad (III.16)$$

Отличие методики работ с аппаратурой ВТИМП-1 от описанной выше с микровольтметрами ИКС-1 и ИМА-1 заключается в том, что при разбивке опорной сети датчик опорного сигнала (№ 1) располагают в 50 м от генераторной группы на центральном профиле, а второй датчик (№ 2) перемещают по опорным точкам с шагом 100 м. При этом на первых двух опорных точках берут по три отсчета N_1, N_2, N_3 , аналогичных тем, которые получены при определении $B_{ГК}$, т. е. без градуировочной обмотки и при двух ее подключениях в разных полярностях в токовую цепь генераторного контура. Из выражений (III.15) для этого случая следует, что абсолютные значения поля в первой и второй опорных точках при токе 1 А могут быть найдены следующим образом:

$$B_{1\text{оп}} = \frac{B_{ГК}(N_2 - N_3)}{N_2 + N_3}; \quad B_{2\text{оп}} = \frac{B_{ГК}(N_2 - N_3)}{N_1(N_2 + N_3)}; \quad N_1 = \frac{B_1}{B_2}. \quad (III.17)$$

Значения поля в остальных точках профиля определяются по измеренным величинам отношения сигналов N_i :

$$B_i = N_i B_{\text{оп}}. \quad (III.18)$$

Рядовые наблюдения с ВТИМП-1 выполняют при обратном ходе подвижного датчика и смотке бифиляра, а окончательные результаты рассчитывают по (III.18). Контрольные наблюдения выполняют на основной частоте в одной из петель в объеме 5—7 % от общего объема наблюдений на этой частоте. Средняя относительная допустимая погрешность наблюдений при зондиро-

Аппаратура	Частота, Гц						Примечание
	5	19,5	22,5	78	312	1250	
ИКС-50	—	—	0,9	—	—	—	Погрешность, % То же
ИМА-1	—	—	—	1,5	1,8	2,0	
ВТИМП-1	—	0,10	—	0,15	0,2	0,3	» Ожидаемая погрешность, %
АНЧ-3	1	—	—	—	—	—	

нии с аппаратурой различных типов на отдельных частотах приведена в табл. 3.

При проведении полевых работ необходимо иметь в виду, что с уменьшением размера петли возрастают требования к снижению погрешностей за счет установки датчиков наблюдений. Для этих оценок можно пользоваться данными, приведенными в табл. 2, полагая A равным половине короткой стороны петли.

Индукционные зондирования с квадратными петлями

Центральные индукционные зондирования с наблюдениями вертикальной составляющей поля в центре круглой петли переменного размера для изучения проводящих разрезов были предложены в конце 30-х годов Кенигсбергером, однако распространения они не получили. При изучении магнитных разрезов этот метод оказался достаточно удобным и простым средством оценки вертикальной неоднородности изучаемых объектов по магнитной восприимчивости. Это могут быть как внemasштабные работы в отдельных точках магнитных аномалий и аномалий, полученных методом НП на стадии детальных поисков, так и вспомогательные работы вместе с методом НП на стадии предварительной разведки месторождений в случаях относительно простого геологического строения исследуемой площади (покровы магнитных пород, субгоризонтальные рудные тела, одиночные тела простой формы и т. п.).

Зондированиям указанного типа также предшествует топографическая подготовка участка, при которой из точки зондирования перпендикулярно к профилю провешивают вспомогательную магистраль. Далее с помощью специального мерного шнура (с метками, отстоящими от нулевой метки на $A\sqrt{2}$ м, где $A=2; 5; 3,5; 5; 7,5; 10; 15; 25$ м) на каждом из четырех лучей (два по профилю и два по провешенной магистрали) от центра зондирования вехами с различной маркировкой отмечают углы квадратных петель со сторонами от 5 до 200 м. Таким образом, профиль и вспомогательная магистраль становятся общими диагоналями семи соосных петель (рис. 29).

Процесс зондирования начинают с размотки контуров петель 200×200 и 100×100 м. Эти стороны раскладывают (путем визи-

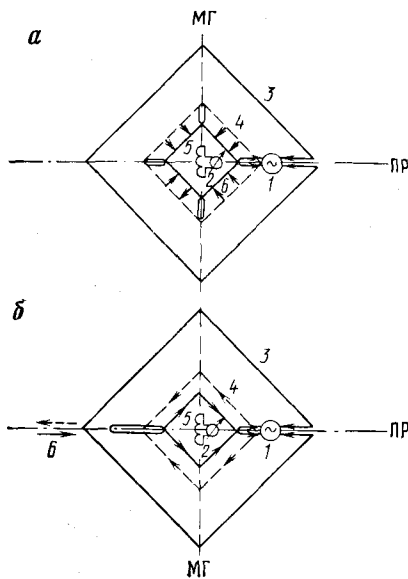


Рис. 29. Схема перекладки петель при вертикальных индукционных зондированиях с квадратными петлями.

a — на открытой местности; *б* — в за- лесенной местности; 1 — генератор (ИКС-50); 2 — МИД-1 и микровольтметр ИКС-1; 3 — контур петли 100×100 м; 4 — петля 50×50 м до перекладки; 5 — петля 30×30 м после перекладки; 6 — направление перекладки проводов петли

рования по вехам) с легких переносных катушек проводом ПВР или ПСРП. Затем куском провода длиной 200 м раскладывают петлю 50×50 м. Концы всех петель подтягивают к углу петли 50×50 м (см. рис. 29), где стационарно устанавливается генераторная группа. Обычно это генератор и стабилизатор ИКС-50, питаемые от батарей 29-ГРМЦ-13 или аккумуляторов НКН-10.

Одновременно с размоткой больших петель оператор с помощью вычислителя (после прогрева аппаратуры в течение 15 мин) выполняет градуировку аппаратуры путем подключения градуировочного кольца (обмотки) МИД-1 к выходу генератора при токе 10 мА. При этом определяют начальную чувствительность c_1 по (III.12). Постоянную градуировочного кольца $B_{ГК}$ определяют заранее, так же как при описанных выше зондированиях с прямоугольными петлями, путем наблюдений с петлей 20×20 м на участке с немагнитными породами.

Затем к генератору поочередно подключают петли 200×200, 100×100 и 50×50 м и в каждой из них в общей центральной точке берут отсчеты U_i с помощью датчика МИД-1, подсоединенного к микровольтметру ИКС-1. Ток в петлях 200×200 и 100×100 м поддерживают равным 100 мА, а в меньших петлях — 50 мА. В каждой петле оператор берет не менее трех отсчетов U_i , различающихся не более чем на $\pm 0,5\%$, из которых затем выводится средний отсчет U_i и записывается время последнего отсчета (см. форму журнала).

Для каждого среднего отсчета U_i рассчитывают значение кажущейся магнитной восприимчивости κ_k или кажущейся магнитной проницаемости μ_k :

$$\kappa_k = KU/I - 1; \quad (III.19)$$

$$\mu_k = KU/I, \quad (III.20)$$

где k — коэффициент установки,

$$K = c_1 \pi A / \sqrt{2}, \quad (III.21)$$

Участок _____ Профиль _____ ПК _____ Прибор _____

Дата _____ Оператор _____ Погода _____

№ п/п	Размер пет- ли, м	А, м	Ток I, А	Время наблю- дения	Чувствитель- ность c_i	К	Отсчет, мВ		μ_K	χ_K , ед. СИ	$\chi_K^{испр}$	Примечание
							U_i	$U_{ср}$				
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13

здесь c_i — чувствительность приемной рамки.

График зависимости χ_K от А (график зондирования) строят в двойном логарифмическом масштабе с модулем 6,25 см. При плавном ходе кривой зондирования оператор дает команду на перетягивание куска провода длиной 200 м, составляющего петлю 50×50 м, для изготовления петли размером 30×30 м. На открытой местности этот провод не отключают от генератора, а каждую сторону переносят параллельно самой себе до следующих вех. Образовавшийся лишний провод натягивают бифилярно вдоль диагоналей и временно закрепляют (рис. 29, а). Выполнив измерения в петле 30×30 м, рассчитывают новое значение χ_K , которое также наносят на общий график зондирования $\chi_K = \chi_K(A)$. При сохранении плавного характера этой кривой указанным выше способом раскладывают петли последующего размера (20×20, 15×15 м и т. д.). Таким образом, выполняют наблюдения до самого малого размера петли 5×5 м и получают полную полевую кривую ВИЗ. Заканчивают цикл измерений наблюдениями в градуировочном кольце и определением конечного значения c_2 по (III.12).

При окончательной обработке результатов зондирования по измеренным c_1 и c_2 строят кривую зависимости c от времени (т. е. кривую сползания нуля-пункта всей установки), по которой затем находят c_i для каждого момента времени измерения в каждой петле. Кроме того, в наблюдаемые значения U_i вносят поправки за несовпадение цены деления шкал при их смене. Таким образом, все наблюдаемые значения приводят к условиям измерений в градуировочной петле (20×20 м) при определении постоянной градуировочного кольца $V_{гк}$. По исправленным значениям U_i и c_i с помощью (III.19)—(III.21) рассчитывают окончательную кривую зондирования $\chi_K^{испр} = \chi_K(A)$ и строят ее на двойном логарифмическом бланке с модулем 6,25 см.

Затраты времени на одно зондирование в открытой местности (2А от 5 до 200 м) для бригады из четырех человек составляют 40—50 мин. Еще 30—40 мин уходит на топографическую подготовку точки на размотку-смотку больших петель. Общее время работ на одной точке около 1,5 ч.

В случае зондирования в залесенной таежной местности затраты времени возрастают приблизительно вдвое за счет затрудненного визирования по вехам при перекладывании петель малого размера (50×50 м и меньше). Несколько меняется и методика перекладки петель. Так, например, при окончании наблюдений в одной петле ее отключают от генератора (генератор нагружают на балластное сопротивление), и весь кусок провода длиной 200 м за середину вытягивают по профилю в сторону, противоположную генераторной группе (рис. 29, б). Далее каждый конец этого куска провода протягивают на две стороны следующей меньшей петли, ориентируясь по вехам, а затем подтягивают по профилю эти провода к генератору. После подключения петли провода натягивают, а образовавшиеся их излишки оставляют в виде бифиляра на профиле. Известную сложность в таежной местности составляет и раскладка больших петель (200×200 м и больше), вплоть до необходимости рубки просек для этих петель.

Контрольные наблюдения ВИЗ выполняют в объеме 5—10 % от общего числа точек. При погрешности наблюдений $U_{\text{ср}} \pm 0,7 \%$, тока $\pm 1 \%$, геометрии установки $\pm 0,3 \%$ суммарная погрешность определения μ_k составляет около $\pm 1,3 \%$, что соответствует определению χ_k 0,5 ед. СИ с погрешностью $\pm 4 \%$, а χ_k 0,1 ед. СИ с погрешностью $\pm 14 \%$.

§ 10. ИНДУКТИВНОЕ ПРОФИЛИРОВАНИЕ

Основные способы индуктивного профилирования

Различные модификации дипольного индуктивного профилирования давно и успешно применяются при поисках проводящих руд и при геологическом картировании. Имеется также достаточно примеров успешного применения ДИП при изучении магнитных разрезов [12, 20, 26, 30 и др.]. Среди разнообразных установок ДИП можно условно выделить малоглубинные, но удобные установки с жесткой геометрией и установки ДИП с разнесенными диполями. Величина разноса диполей редко превышает 100 м. Выбирается она исходя из заданной глубины исследования (обычно редко более 30 м) либо определяется техническими параметрами установки (например, размах крыльев самолета, мощность генератора и т. п.).

В ряде случаев индуктивное профилирование целесообразно осуществлять с источником поля типа незаземленная петля небольших размеров.

По опыту работ большого числа исследователей можно за-

ключить, что различные модификации индуктивного профилирования наиболее эффективны либо на ранних стадиях геофизических исследований (например, для изучения природы магнитных аномалий при специализированных геофизических поисках), либо на заключительных стадиях (например, при детальной или эксплуатационной разведке) для детального изучения строения рудной толщи.

В настоящем параграфе описывается методика индуктивного профилирования установками, опробованными и успешно применяемыми для изучения магнитных свойств горных пород и руд.

Индуктивное профилирование с квадратными петлями

Этот вид профилирования целесообразно применять на стадии детальных геофизических поисков для изучения магнитной восприимчивости пород верхней части разреза (первые десятки метров) вдоль профиля исследований и оценки их влияния на наблюдаемое магнитное поле Земли. Измерения выполняют в центре квадратной петли неизменных размеров, перемещаемой вдоль профиля. Размер петли выбирают исходя из требуемой глубинности исследования для заданной физико-геологической модели по теоретическим палеткам зондирования с квадратными петлями (см. рис. 4) либо на основе опытных зондирований. На открытой местности максимальный размер петель может составлять до 200×200 м (при работе с аппаратурой ИКС-50), а в залесенной таежной местности — до 50×50 м. В последнем случае можно применять более легкий и портативный генератор ИКС-1.

Методика полевых работ ИПП во многом схожа с методикой ВИЗ (см. § 9). Топографическую подготовку выполняют одновременно с полевыми наблюдениями, и сводится она к перетягиванию мерного шнура вдоль профиля наблюдений и установки временных вех для визирования. При наличии на профиле наблюдений пикетажа (через 5, 10 м), разбитого с погрешностью $\pm 0,3\%$, можно обойтись без мерного шнура, устанавливая вехи по пикетам.

Начинают процесс профилирования (рис. 30) с размотки вдоль профиля от исходной точки 5 мерного шнура. Для определения точки установки МИД-1 посередине этого мерного шнура имеется метка, а сама длина шнура выбрана равной длине диагонали квадратной петли, с которой выполняются исследования. Одновременно на исходной точке 5 устанавливают эккер с тремя визирами, ориентированными через 45° так, чтобы средний визир был направлен по профилю, а два других указывали направление сторон петли (см. рис. 30). Далее по этим направлениям (приблизительно на удалении, равном стороне петли) выставляют по одной вспомогательной вехе. После этого двумя кусками вымеренного провода с метками (каждый длиной, равной двум сторонам петли — 4А, с меткой посередине) раскладывают первую генераторную петлю. При этом каждый из двух рабочих сначала тянет свой кусок провода, ориентируясь на выставленную по эккеру веху, а

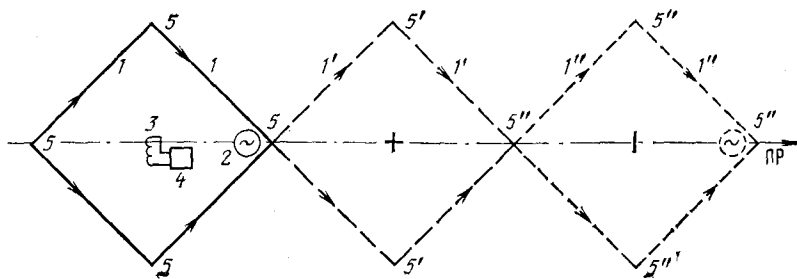


Рис. 30. Схема индуктивного профилирования с петлями (ИПП).

1, 1', 1'' — генераторные петли в соответствии с последовательностью их раскладки; 2 — генератор ИКС-1 (или ИКС-50); 3 — индукционный датчик МИД-1; 4 — микровольтметр ИКС-1; 5 — вехи для визирования

после получения сигнала (например, рывок провода) от старшего рабочего у экера о прохождении центральной метки он переставляет веху на угол петли. Затем этот рабочий меняет направление движения на 90° и, ориентируясь теперь уже на веху, установленную на профиле на другом конце мерного шнура (т. е. отмечающей последний угол петли), заканчивает протягивание двух сторон петли. По мере готовности всех четырех сторон старший рабочий соединяет разъемом концы петли, а рабочий на генераторной группе подсоединяет ее к генератору ИКС-1.

Во время каждого перетягивания петли оператор с помощью вычислителя производит градуировку установки путем подключения градуировочного кольца (или градуировочной обмотки) к выходу генератора ИКС-1. При этом по формуле (III.12) рассчитывают чувствительность приемной рамки. После градуировки МИД-1 его устанавливают в центре петли (по метке на мерном шнуре) и при наличии тока в петле с помощью микровольтметра снимают три отсчета U_i . Полученные значения усредняют и по (III.19) и (III.21) рассчитывают κ_k .

После нанесения полученного значения κ_k на график оператор дает команду на перетягивание петли на следующий пикет. При этом концы петли отключают от генератора и каждый рабочий протягивает свой кусок провода, ориентируясь назад по ранее выставленным вехам (см. рис. 30). По сигналу старшего рабочего в момент прохождения средней метки через веху на профиле каждый рабочий выставляет в створе третью веху $5'$ (см. рис. 30) на углу петли и меняет направление движения на 90° , ориентируясь на новую веху $5''$, установленную ранее во время измерений с помощью мерного шнура на профиле. При встрече у этой вехи рабочие соединяют концы петли, а старший рабочий подключает эту новую готовую петлю к генератору. Процесс наблюдений повторяют в таком порядке вплоть до прохождения всего профиля. Шаг наблюдений при этом составляет $2\sqrt{2}A$ ($2A$ — сторона петли). Время наблюдений одной физической точки бригадой из пяти человек по опыту работы в горно-таежной местности с петлей 40×40 м около 10 мин. При сокращении вдвое шага наблюдений

и использовании двух петель, раскладываемых с перекрытием, затраты времени на одну точку могут быть сокращены до 6—8 мин.

Для обеспечения более стабильной работы генератора ИКС-1 в перерывах между подключениями к очередной петле или к градуировочному кольцу его нагружают на балластное сопротивление около 100 Ом.

Контрольные наблюдения выполняют в объеме 5—10% физических точек. Погрешность определения $\bar{\mu}_k$ около $\pm 1,3—1,5\%$.

Дипольное индуктивное профилирование установками с разнесенными диполями

Установки ДИП с нежесткой геометрией могут успешно применяться при изучении геологической природы интенсивных магнитных аномалий ($\Delta Z \geq 10$ мкТл) на стадии геофизических поисков масштаба 1:50 000—1:25 000 в случаях относительно простых магнитных геоэлектрических разрезов (одиночные рудные тела, залегающие на глубинах несколько десятков метров и перекрытые однородными наносами), а также при детальных поисках масштаба 1:10 000.

Наиболее просто и достаточно эффективно наземный вариант ДИП может осуществляться с установкой типа Z—Z. В зависимости от типа применяемой аппаратуры и рабочей частоты максимально возможный разнос колеблется от 40 до 120 м. Верхняя рабочая частота ограничивается в соответствии с выражением

$$f \leq 450 \rho_{\text{ср}} / L^2, \quad (\text{III.22})$$

определяющим пренебрежимо малое влияние проводимости разреза на наблюдаемое электромагнитное поле.

Рабочая частота ДИП f (в Гц) выбирается исходя из ожидаемого среднего сопротивления геоэлектрического разреза $\rho_{\text{ср}}$ и наибольшего разноса L (обычно $L \leq 100$ м) (III.22). При соблюдении этого условия (III.22) амплитуда поля в точке приема будет не более чем на 3% отличаться от амплитуды первичного поля генераторного диполя. Например, при $L=65$ м и $\rho_{\text{ср}}=200$ Ом·м наибольшая допустимая частота исследования составляет 22 Гц. При несоблюдении этого условия необходимо оценивать действие вихревых токов во вмещающих породах с помощью многочастотных наблюдений по частотным характеристикам или путем специальных измерений действительной и мнимой частей поля. Величина разноса должна выбираться из необходимой глубины исследования с помощью теоретических кривых (см. рис. 22—24), однако на практике разнос обычно ограничен мощностью генераторной группы и чувствительностью приемной аппаратуры для допустимой частоты исследований. Серийная аппаратура ДЭМП-1, ПЭМК-1 на нижней рабочей частоте 125 Гц позволяет проводить профилирование с разносами до 40—60 м.

Полевые работы ДИП с установкой $Z-Z$ заключаются в последовательном поточечном измерении сигнала при перемещении обоих диполей по профилю. Разнос установки при этом сохраняется неизменным. Требования к стабильности разнoса весьма высокие. Так, для того чтобы погрешность измерения μ_k за счет непостоянства L была не более 1 %, разнос должен выдерживаться с погрешностью $\pm 0,3$ %. Поэтому генераторный и приемный диполи в процессе полевых работ рекомендуется соединять мерным шнуром. С аппаратурой некоторых типов (например, ПЭМК-1) в качестве такого мерного шнура можно использовать кабель для передачи опорного сигнала. Исключение нормального поля из результатов наблюдений выполняют обычно путем вычитаний сигнала, полученного при измерениях за пределами изучаемой магнитной аномалии, поэтому специальных градуировок установки, как правило, не производят. В случае сложных магнитных геоэлектрических разрезов можно рекомендовать проведение дополнительных многочастотных исследований (для выявления геоэлектрических неоднородностей) или ДИП с другими разносами.

Объем контрольных измерений составляет 5—10 % от общего числа точек, а суммарная допустимая погрешность наблюдений ± 3 %. Состав полевой бригады 4—5 человек (оператор, вычислитель, два рамочника, рабочий с генератором). Производительность съемок около 100 точек за смену.

Снизить погрешность наземных наблюдений ДИП почти на порядок можно, несколько усложнив методику полевых работ, применив более сложную установку ДИП с наклонными ортогональными диполями типа $ZZ-UU$. В этом случае используют специальные штативы для генераторного и приемного диполей, позволяющие наблюдения на точке профиля проводить в два этапа. Генераторный диполь закрепляют на штативе под углом 45° к вертикальной оси, вокруг которой он может вращаться, а штатив приемной рамки снабжается регулируемыми упорами, позволяющими поворачивать ее вокруг горизонтальной оси на 90° .

Особенность методики работ с этой установкой заключается в том, что на каждой точке в исходном положении генераторный диполь устанавливают под углом 135° (рис. 32, а) к горизонту в плоскости $zO'y$, а приемный диполь устанавливают под углом 45° в параллельной плоскости zOy , т. е. в пространстве эти диполи ортогональны и при отсутствии магнитных и проводящих объектов сигнала в приемном диполе не будет. В общем случае из-за неортогональности диполей или из-за наличия вторичного поля, обусловленного магнитным разрезом, в приемном диполе будет наводиться сигнал B^a_1 , который сводят к нулю путем небольшого поворота приемного диполя в плоскости zOy (рис. 31, в). Параллельности плоскостей $zO'y$ и zOy добиваются путем взаимного визирования поворотных устройств обоих штативов. Нулевого сигнала в приемном диполе добиваются путем небольшого поворота диполя с помощью установочного винта штатива. Далее приемный и генераторный диполи поворачивают на 90° вокруг сое-

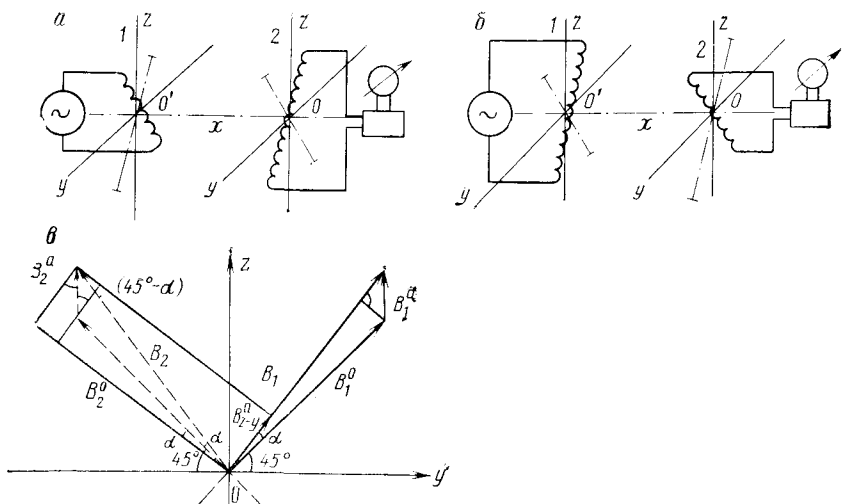


Рис. 31. Схема установки дипольного индуктивного профилирования ZZ—YY.

a — первое (исходное) положение диполей; *б* — второе положение диполей; *в* — векторная диаграмма сигналов в точке приема при двух позициях диполей на точке наблюдения

дипольной их горизонтальной оси Ox (рис. 31, б) соответственно в плоскостях zOy и $zO'y$. При этом для генераторной рамки этого достигают поворотом ее на штативе вокруг вертикальной оси Oz на 180° , а приемную рамку поворачивают вокруг горизонтальной оси от упора до упора на 90° . После такого поворота, как видно из рис. 31, в, приемной рамкой будет приниматься сигнал, обусловленный только вторичным полем B_{z-y}^a , амплитуда которого увеличена по сравнению с B_z^a обычной установкой типа Z—Z в $\sqrt{2}$ раз.

Действительно, поле наклонного диполя, если его разложить на отдельные составляющие по осям Oz и Oy , можно рассматривать как суперпозицию полей простых установок типа Z—Z и Y—Y, поэтому регистрируемая такой установкой аномальная, составляющая поля B_{z-y}^a , представляет собой разность сигналов для соответствующих простых установок. Первичное поле для этих простых установок меняется с изменением разноса по одному и тому же закону, поэтому данная методика ДИП свободна от влияния основной погрешности ДИП, связанной с непостоянством разноса установки.

Точность наблюдений, которой удастся достичь с описанной установкой ZZ—YY с обычной аппаратурой, около 0,3—0,4 % от уровня первичного поля в точке приема, однако затраты труда при данной методике ДИП возрастают в 5—7 раз по сравнению с затратами при наблюдениях обычной установкой типа Z—Z [28].

Дипольное индуктивное профилирование установками с жесткой геометрией

При специализированных аэрогеофизических поисках установки аэроэлектроразведки ДИП с жесткой геометрией могут успешно применяться для определения геологической природы аэромагнитных аномалий [30]. Методика этих работ на магнитных рудах не имеет особой специфики, но основное внимание при съемках обращают на нижние частоты, для которых эффекты, связанные с индукционным намагничиванием, проявлены наиболее ярко.

На стадиях детальной и особенно эксплуатационной разведки железорудных месторождений для подробного изучения отдельных рудных тел в уступах при открытой разработке целесообразно применение установок ДИП с малыми разносами (до 10 м) и жесткой геометрией [12].

Установки $Z-Z$ или $Y-Y$ с малым разносом (5—10 м) с приемным и генераторным диполями, жестко закрепленными на дюралюминиевой раме, могут быть собраны на основе маломощных генераторов и приемников, обеспечивающих измерение амплитуды и фазы или только амплитуды поля.

Ввиду малого размера установки в соответствии с выражением (III.22) рабочая частота может достигать 1 кГц.

Градуировка такой установки выполняется на участке, сложенном немагнитными горными породами, перед началом и в конце рабочего дня. Измеренная при градуировке амплитуда сигнала в приемном диполе интерполируется пропорционально времени для получения величины сигнала первичного поля в момент рядового наблюдения.

Рядовые наблюдения с такой установкой в разрабатываемых карьерах выполняются обычно по методике кругового профилирования [12], азимут установки меняют через 30° , а сами измерения производят в шести азимутах. Полученная таким образом полярная диаграмма позволяет определять магнитную восприимчивость руд по различным направлениям и коэффициент анизотропии κ , что в свою очередь позволяет определять содержание магнетита в рудах. Для исключения влияния уступов установку следует располагать по отношению к ним на расстоянии, не меньшем половины разноса. Установка ДИП с жесткой геометрией обслуживается тремя человеками. Время наблюдений на одной точке около 20 мин.

При изучении магнитной восприимчивости пород и руд, перекрытых маломощным (до 2—3 м) слоем немагнитных пород, на стадии детальной разведки железорудных месторождений, а также при эксплуатационной разведке весьма эффективным оказывается дипольное индуктивное профилирование установкой с совмещенными диполями. Как правило, такое профилирование выполняют с серийной аппаратурой ИКС-1, укомплектованной дополнительными блоками электрической компенсации и генераторно-измерительных рамок. Блок рамок представляет собой две

одинаковые многовитковые рамки, намотанные на ферритовых сердечниках, закрепленных жестко на общем основании ортогонально друг к другу. Для большей жесткости геометрии установок датчики заливают эпоксидной смолой. Сам блок рамок снабжен крючком для подвеса диполей под углом 45° к горизонту в рабочее положение.

Можно считать, что данная установка ДИП является вариантом описанной выше установки ДИП типа ZZ—YY с нулевым разносом. Практически разнос ортогональных диполей составляет 5—7 см, что много меньше расстояния до изучаемого разреза. Градуировка такой установки заключается в настройке блока электрической компенсации B^0 на участке с немагнитными породами до минимального уровня сигнала на входе микровольтметра. Рядовые наблюдения на каждой точке выполняют в трех уровнях для получения по измеренным сигналам при решении системы уравнений трех неизвестных величин: магнитной восприимчивости коренных пород κ_2 , глубины их залегания h_1 и величины недокомпенсированного первичного поля. Технически изменения уровня расположения блока датчиков на постоянную заданную величину (около 20—30 см) по высоте добиваются путем перевешивания блока рамок на закрепленном на треноге шнуре с петлями. Наблюдения выполняют по равномерной сети (обычно 5×5 , 5×10 или 10×10 м) и для каждой точки по номограммам определяют κ_2 и h_1 .

Установка ДИП с совмещенными диполями обслуживается бригадой из двух человек. Производительность наблюдений около 80—90 физических точек за смену. Погрешность определения магнитной восприимчивости коренных пород приблизительно 8—10 % при среднем уровне магнитной восприимчивости около 0,5 ед. СИ.

§ 11. НАБЛЮДЕНИЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СКВАЖИН

Методика работ скважинным вариантом метода на месторождениях магнитных руд имеет много общего с методикой работ наземным вариантом НП и существенно зависит от характера решаемых задач. Наиболее часто в процессе скважинных исследований приходится решать задачи определения магнитной восприимчивости и анизотропии этого параметра, величины и направления остаточной намагниченности, построения векторов суммарной намагниченности. Обычно в качестве источника первичного поля служит незаземленная петля. Датчиком поля в зависимости от аппаратного оснащения может быть либо осевой, либо трехкомпонентный зонд любого из выпускаемых серийно комплектов аппаратуры.

Важным методическим вопросом является выбор формы и размеров источника поля. При изучении анизотропии магнитной восприимчивости в естественном залегании пород возникает необходимость намагничивать рудные тела под разными углами к направлению слоистости. Известно, что если намагнитить пласт по

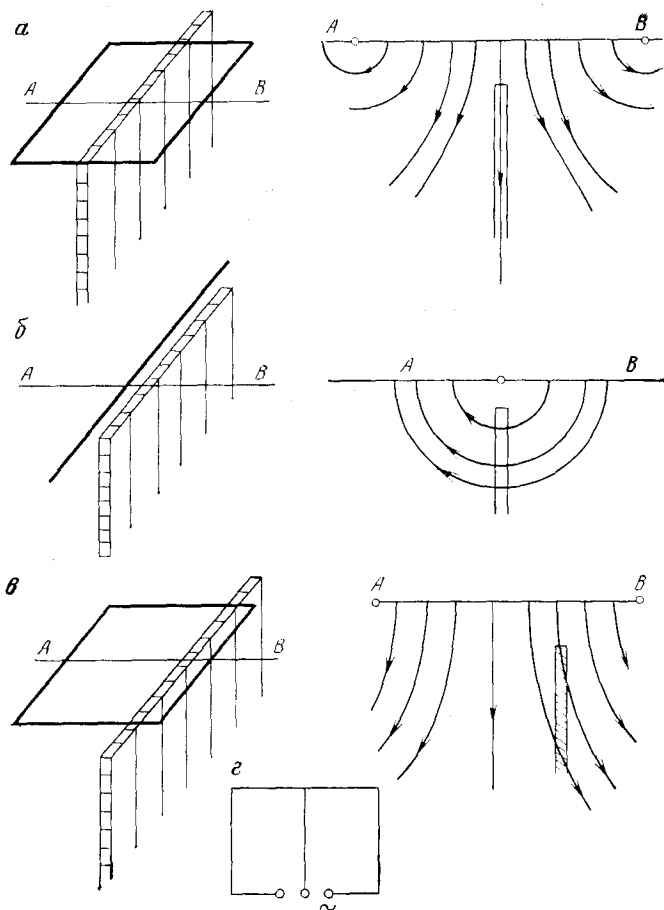


Рис. 32. Способы расположения источников поля относительно рудных тел

падению, в аномалии проявится лишь влияние продольной магнитной восприимчивости. Если пласт намагнитить поперек слоистости, аномалия будет создаваться поперечной магнитной восприимчивостью. Если же пласт намагнитить под некоторым углом к направлению слоистости, в аномалии будет содержаться информация как о поперечной, так и о продольной магнитной восприимчивости. В соответствии с этим возможно применение различно расположенных источников первичного поля (рис. 32).

Для намагничения крутопадающих пластов по падению могут быть использованы прямоугольные петли, расположенные так, что пласт совпадает с плоскостью симметрии петли (рис. 32, а). Поперечное намагничение осуществляется с помощью длинного кабеля, проходящего параллельно пласту над его верхней кромкой (рис. 32, б). Для намагничения под углом можно использовать

прямоугольные петли, асимметрично расположенные по отношению к пласту (рис. 32, в).

Эффективным источником поля при измерениях с осевым зондом является незаземленная петля, разделенная кабелем на две полупетли (рис. 32, г), позволяющая изменять геометрию намагничивающего поля, пропуская ток поочередно в большую петлю или одну из полупетель.

При измерениях с многокомпонентными зондами можно обойтись одной большой петлей, расположенной симметрично или асимметрично (в зависимости от решаемой задачи) относительно изучаемого объекта. Размеры контура зависят от глубины исследований, геометрических параметров ожидаемых объектов, проводимости вмещающих пород и покровных отложений (§ 8).

Процесс выполнения скважинных наблюдений начинается с топографической подготовки участка и последующей раскладки генераторного контура (незаземленной петли) на поверхности земли. Контур раскладывается так, чтобы наибольшее число скважин, подлежащих изучению, находилось внутри него.

Для того чтобы полученные в результате съемки данные представить в единицах поля и проверить работоспособность аппаратуры, производится ее калибровка в петле небольшого размера, но не менее чем 100×100 м. Калибровочная петля располагается на участке, сложенном немагнитными породами. Для известного размера этой петли рассчитывается значение поля в центре ее. Установив в этом центре зонд, получаем определенное значение в делениях прибора, соответствующее данному значению поля. Переход от наблюдаемых величин к значениям поля в каждой точке измерения производится умножением цены деления прибора, определенного для каждого конкретного зонда, на число делений с учетом положения ручек «шкала», «делитель», «множитель» и т. д.

Наблюдения в скважине начинаются с оценки ее технического состояния, т. е. со спуска и подъема калиброванного по диаметру зонда груза. Затем скважинный снаряд опускается на максимально доступную глубину и при подъеме производятся точечные или непрерывные измерения.

В многопетлевом варианте можно выполнять измерения во всех петлях при одном спуске-подъеме, т. е. на каждой точке производить переключение петель либо осуществлять измерения поочередно в каждой петле, увеличив число спусков-подъемов. При многокомпонентных измерениях в скважине число спусков-подъемов зависит также от конструкции зондов (за один спуск-подъем может быть измерена одна или две компоненты).

Если при исследовании скважин используются комплекты аппаратуры, в которых генератор и измерительный пульт разнесены на большое расстояние, между измерительной и генераторной группой поддерживается радиосвязь, позволяющая выбирать необходимый уровень сигнала в генераторном контуре и осуществлять быстрое переключение петель.

Шаг наблюдений по скважине в безрудных интервалах равен шагу инклинометрии (10—20 м) со сгущением в рудных интервалах до 0,5 м.

Контрольные наблюдения составляют 5—10 % от общего объема измерений. Допустимая погрешность наблюдений 5 %.

Глава IV

ОБРАБОТКА И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ ИНДУКТИВНОЙ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ ПРИ ИЗУЧЕНИИ МАГНИТНЫХ РАЗРЕЗОВ

§ 12. ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ПОЛЕВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Первичная обработка результатов

Первичная обработка результатов полевых наблюдений представляет собой ряд операций, позволяющих значения, получаемые в процессе измерения, представить в виде, удобном для последующего выделения аномальных значений поля. В зависимости от способа измерений, типа применяемой аппаратуры, интенсивности измеряемых магнитных полей меняется и первичная обработка полевых материалов.

При наземном изучении магнитных аномалий интенсивностью более 2000—3000 нТл требования к точности наблюдений сравнительно невысокие, первичная обработка результатов полевых наблюдений довольно проста и заключается в следующем.

При абсолютных измерениях наблюдения на одной или нескольких частотах приводятся к единому току. Если ток измерялся в начале и конце профиля, полученные значения поля нормируются на среднее из этих двух значений тока. Если ток измерялся через определенные интервалы времени, сигнал нормируется на ток, определенный для момента измерения поля по графику зависимости тока от времени. В обоих случаях нормированные значения поля записываются в соответствующую графу журнала, форма которого приведена выше, и наносятся на миллиметровку в полулогарифмическом масштабе с модулем, обеспечивающим наглядность получаемого материала и соответствующим точности съемки. Наиболее часто при обработке материалов метода незаземленной петли применяется логарифмический масштаб с модулем 40 или 100 см в зависимости от точности наблюдений. Примеры построения таких графиков представлены на рисунках в гл. V. На графиках по горизонтальной оси используется линейный масштаб, как правило, равный масштабу геологических разрезов, а по вертикальной оси — логарифмический масштаб. Применение вертикальных логарифмических масштабов позволяет избавиться от влияния изменения чувствительности входного преобразователя и тока на форму наблюдаемых кривых.

На построенный таким образом график, соответствующий амплитудным значениям поля в определенных точках исследуемой поверхности, накладывается палетка нормального поля петли в воздухе или рассчитанная, как это будет показано ниже, для полупространства с параметрами среды, характеризующими исследуемый разрез. Отклонения наблюденного графика от палеточной кривой создают аномальные зоны положительного (выше палеточного графика) или отрицательного (ниже палеточного графика) знака, подлежащие интерпретации. Аномальные значения поля оцениваются в процентах от первичного поля петли.

При изучении слабых магнитных аномалий интенсивностью до 2000 нТл, когда относительная погрешность наблюдений не должна превышать 1 % и кроме рядовой сети наблюдений используется опорная сеть, первичная обработка результатов носит более сложный характер. Повышенная точность наблюдений требует учета сползания нуля-пункта установки, т. е. учета изменения сигнала за счет изменения чувствительности магнитоиндукционного датчика, ухода частоты генератора и тока в генераторной группе.

По результатам рядовых наблюдений на опорных точках строятся кривые сползания нуля-пункта установки как изменения во времени поправочного коэффициента. Значения поправочного коэффициента в моменты измерения на опорных точках определяются отношением отсчетов при опорном ходе и рядовых наблюдениях.

Из графика зависимости поправочного коэффициента от времени по времени наблюдения в какой-то точке рядовой сети находится значение поправочного коэффициента, на который умножаются измеренные в этот момент значения ε д. с. на выходе магнитоиндукционного датчика. Исправленные таким образом значения отстраиваются в вертикальном логарифмическом масштабе так же, как и в случае наблюдений над магнитными объектами большой интенсивности.

Первичная обработка результатов относительных амплитудно-фазовых измерений заключается в построении графиков отношения амплитуд наблюденных значений индукции электромагнитного поля в двух точках наблюдения и разности фаз $\Delta\varphi$.

При многочастотных измерениях строятся графики амплитуды вертикальной составляющей индукции электромагнитного поля B_z , B_{z1}/B_{z2} и $\Delta\alpha$ для всех частот, а также частотные характеристики B_z^a для точек, расположенных в центральных частях аномальных зон. Аномальные участки на графиках выделяются путем наложения на наблюденные кривые палеток нормального поля.

Обработка результатов скважинных наблюдений в зависимости от способа регистрации начинается с построения графиков наблюдений при дискретных измерениях или с обработки полученных диаграмм при непрерывной записи. При построении графиков по вертикальной оси откладывается глубина от поверхности земли до

центра приемной катушки зонда, по горизонтальной — отсчет по шкале прибора в логарифмическом масштабе с модулем, обеспечивающим наглядность получаемых материалов. При непрерывной записи на полученных диаграммах становятся отметки глубин. Записанные в разных масштабах интервалы приводятся к одному масштабу.

На построенные или наблюдаемые диаграммы в соответствующем масштабе наносятся значения нормального поля петли, рассчитанные вдоль оси скважин, что позволяет затем графическим или машинным способом произвести выделение аномального поля и его интерпретацию.

Выделение аномального поля над высокоомными разрезами

При исследованиях в низкочастотных гармонических полях величины, получающиеся при измерениях и характеризующие поле, несут суммарную информацию о первичном поле источника (нормальное поле в воздухе) и вторичном электромагнитном поле вихревого, концентрационного и магнитостатического типов. Выделение вторичных полей из наблюдаемого поля требует знания первичного поля источника.

В общем случае в основе расчета первичного поля петли в воздухе лежит закон Био — Савара о магнитном поле элемента проводника с током, выражающийся формулой

$$\vec{B}^0 = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int \frac{[d\vec{l} \times \vec{R}]}{R^3}, \quad (IV.1)$$

где \vec{B}^0 — вектор электромагнитной индукции поля; I — ток; $d\vec{l}$ — элемент проводника; \vec{R} — расстояние от точки, в которой определяется первичное поле, до элемента проводника; μ_0 — магнитная проницаемость воздуха.

При вычислении B^0 необходимо провести численное интегрирование выражения (IV.1), что можно осуществить различными способами. Наиболее общим является способ интегрирования, при котором петля аппроксимируется набором прямолинейных отрезков с током (рис. 33). При этом поле совокупности прямых отрезков можно записать в виде:

$$B_x(x, y, z) = (\mu_0 I / 4\pi) \sum_{i=1}^n B_{xi}(x, y, z, x_i, y_i, z_i, x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1});$$

$$B_y(x, y, z) = (\mu_0 I / 4\pi) \sum_{i=1}^n B_{yi}(x, y, z, x_i, y_i, z_i, x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1});$$

$$B_z(x, y, z) = (\mu_0 I / 4\pi) \sum_{i=1}^n B_{zi}(x, y, z, x_i, y_i, z_i, x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1}),$$

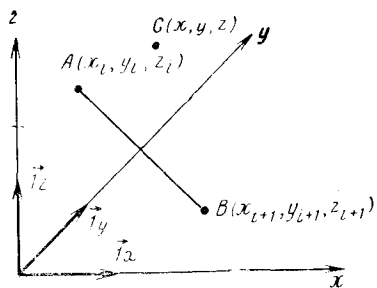


Рис. 33. Система координат при расчете поля для отрезка проводника с током

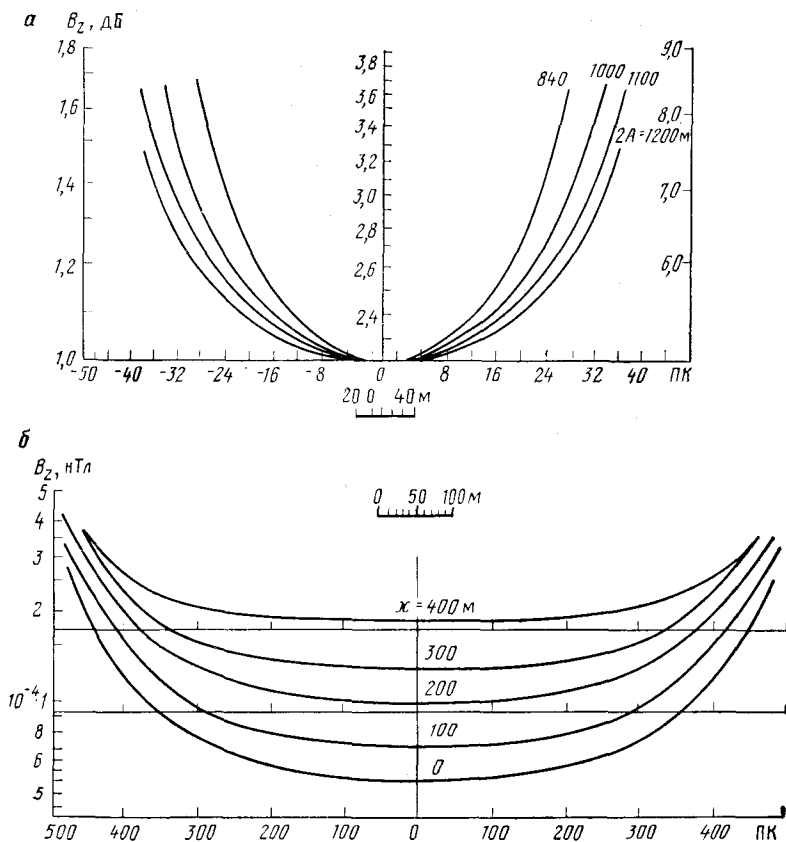


Рис. 34. Палетки нормального поля петли:

a — для центрального профиля *a* при разных размерах петли; *б* — для профилей, удаленных на различное расстояние от центра петли размером 1×1 км. Модуль палетки 1000

где

$$B_{xi} = \frac{(\vec{1}_x [\vec{AB} \times \vec{AC}])}{|\vec{AB}|^2 |\vec{AC}|^2 - (\vec{AB} \cdot \vec{AC})^2} \left[\frac{(\vec{AB} \cdot \vec{AC})}{|\vec{AC}|} - \frac{(\vec{AB} \cdot \vec{BC})}{|\vec{BC}|} \right];$$

$$B_{yi} = \frac{(\vec{1}_y [\vec{AB} \times \vec{AC}])}{|\vec{AB}|^2 |\vec{AC}|^2 - (\vec{AB} \cdot \vec{AC})^2} \left[\frac{(\vec{AB} \cdot \vec{AC})}{|\vec{AC}|} - \frac{(\vec{AB} \cdot \vec{BC})}{|\vec{BC}|} \right];$$

$$B_{zi} = \frac{(\vec{1}_z [\vec{AB} \times \vec{AC}])}{|\vec{AB}|^2 |\vec{AC}|^2 - (\vec{AB} \cdot \vec{AC})^2} \left[\frac{(\vec{AB} \cdot \vec{AC})}{|\vec{AC}|} - \frac{(\vec{AB} \cdot \vec{BC})}{|\vec{BC}|} \right].$$

В этих выражениях \vec{AB} — вектор, направленный из точки $A(x_i, y_i, z_i)$ в точку $B(x_{i+1}, y_{i+1}, z_{i+1})$; $C(x, y, z)$ — точка наблюдения.

При вычислении используются следующие соотношения, выражающие компоненты вектора нормального поля в воздухе через координаты точек A, B и C :

$$|\vec{AB}| = \sqrt{(x_{i+1} - x_i)^2 + (y_{i+1} - y_i)^2 + (z_{i+1} - z_i)^2};$$

$$|\vec{AC}| = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2};$$

$$|\vec{BC}| = \sqrt{(x - x_{i+1})^2 + (y - y_{i+1})^2 + (z - z_{i+1})^2};$$

$$(\vec{AB} \cdot \vec{AC}) = (x_{i+1} - x_i)(x - x_i) + (y_{i+1} - y_i)(y - y_i) + (z_{i+1} - z_i)(z - z_i);$$

$$(\vec{AB} \cdot \vec{BC}) = (x_{i+1} - x_i)(x - x_{i+1}) + (y_{i+1} - y_i)(y - y_{i+1}) + (z_{i+1} - z_i)(z - z_{i+1});$$

$$(\vec{1}_z [\vec{AB} \times \vec{AC}]) = (x_{i+1} - x_i)(y - y_i) - (y_{i+1} - y_i)(x - x_i);$$

$$(\vec{1}_x [\vec{AB} \times \vec{AC}]) = (y_{i+1} - y_i)(z - z_i) - (z_{i+1} - z_i)(y - y_i);$$

$$(\vec{1}_y [\vec{AB} \times \vec{AC}]) = (z_{i+1} - z_i)(x - x_i) - (x_{i+1} - x_i)(z - z_i).$$

Если петля замкнута, то $x_{i+1} = x_1, y_{i+1} = y_1, z_{i+1} = z_1$. Эти формулы описывают алгоритм, который легко реализовать на любых современных ЭВМ.

По значениям, полученным в результате расчета, строится палетка нормального поля петли в воздухе (рис. 34).

При наземных съемках с опорной сетью строятся кривые нормального поля для магистралей, по которым эта опорная сеть разбивалась.

Выделение аномальных полей начинается с обработки результатов наблюдений по опорным ходам. Для этого теоретическая кривая нормального поля B^0 совмещается с исправленной и ус-

реденной кривой наблюденного поля B_z в частях участка, где отсутствуют магнитные аномалии. Затем для каждого пикета считываются значения вторичного поля в процентах от уровня первичного поля в каждой точке наблюдения. Для этого на график нормального поля накладывается линейка с логарифмическим масштабом, равным масштабу построения графиков, так, чтобы оцифровка шкалы, равная единице, совпала со значением нормального поля в точке измерения (линейка направлена вверх или вниз в зависимости от знака аномалии). Значение на линейке, соответствующее аномалии, выражается в процентах нормального поля. Полученные по магистральям значения аномального поля в точках пересечения с профилями отстраиваются на графиках наблюдений по рядовым профилям съемки. Обычно их несколько. С помощью палеток проводится кривая нормального поля для рядовых профилей наблюдения. Затем в каждой точке рядовой съемки с помощью логарифмического масштаба считываются и заносятся в журнал аномальные значения поля, которые отстраиваются в виде графиков.

Графический способ выделения аномалий, изложенный выше, наиболее прост и применяется чаще всего.

Выделение аномального поля при скважинных наблюдениях

При расчете нормального поля для скважинных наблюдений координаты устья скважины и азимут профиля, а также замеры глубины, зенитных углов и азимутов, полученных по данным инклинометрии, задаются в той же системе координат, что и отрезки петли. По значениям, полученным в результате расчета, строится график нормального поля вдоль оси скважины.

Выделение аномального поля при скважинных наблюдениях может осуществляться как графическим путем, так и расчетным с помощью несложных программ на микрокалькуляторах.

Графический способ менее точный, но более простой. Он заключается в том, что по полученным расчетным данным строится график нормального поля петли в том же масштабе, что и наблюденная кривая, и они совмещаются по глубинам. В точках наблюдения рассчитываются значения аномальной составляющей электромагнитной индукции поля в процентах нормального поля петли, которые представляются в виде графика, являющегося основой для интерпретации.

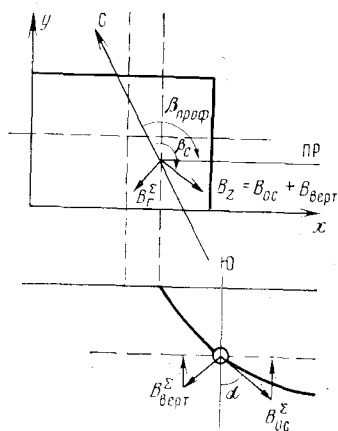


Рис. 35. Система координат при расчете аномальных составляющих поля петли вдоль скважины

Алгоритм для вычисления аномальных значений поля при трехкомпонентных измерениях (рис. 35) можно представить в виде:

для $|\beta_c - \beta_{\text{проф}}| \leq 90^\circ$

$$B_x^a = (B_{oc}^\Sigma \sin \alpha - B_{\text{верт}}^\Sigma \cos \alpha) \cos(\beta_c - \beta_{\text{проф}}) - B_r^\Sigma \sin(\beta_c - \beta_{\text{проф}}) - B_x^0;$$

$$B_y^a = -(B_{oc}^\Sigma \sin \alpha - B_{\text{верт}}^\Sigma \cos \alpha) \sin(\beta_c - \beta_{\text{проф}}) - B_r^\Sigma \cos \times$$

$$\times (\beta_c - \beta_{\text{проф}}) - B_y^0;$$

$$B_z^a = B_{oc}^\Sigma \cos \alpha + B_{\text{верт}}^\Sigma \sin \alpha - B_z^0;$$

для $|\beta_c - \beta_{\text{проф}}| > 90^\circ$

$$B_z^a = B_{oc}^\Sigma \cos \alpha - B_{\text{верт}}^\Sigma \sin \alpha - B_z^0;$$

$$B_x^a = (B_{\text{верт}}^\Sigma \cos \alpha - B_{oc}^\Sigma \sin \alpha) \cos(\beta_c - \beta_{\text{проф}}) + B_r^\Sigma \times$$

$$\times \cos(\beta_c - \beta_{\text{проф}} + 90^\circ) - B_x^0;$$

$$B_y^a = (B_{\text{верт}}^\Sigma \cos \alpha - B_{oc}^\Sigma \sin \alpha) \cos(\beta_c - \beta_{\text{проф}} + 90^\circ) + B_r^\Sigma \cos(\beta_c -$$

$$- \beta_{\text{проф}} + 180^\circ) - B_y^0,$$

где B_x^0, B_y^0, B_z^0 — значения составляющих нормального поля петли; $B_{oc}^\Sigma, B_{\text{верт}}^\Sigma, B_r^\Sigma$ — соответственно осевая, вертикальная и горизонтальная составляющие индукции поля, измеренные в скважине; α — зенитный угол скважины в точке наблюдения, β_c — азимут скважины в точке наблюдения; $\beta_{\text{проф}}$ — азимут профиля.

Полученные в результате расчета аномальные значения трех взаимно перпендикулярных составляющих могут быть использованы для интерпретации.

Выделение аномального поля над проводящими разрезами

Расчет нормального поля квадратной петли над проводящим разрезом может быть выполнен с помощью разработанных А. В. Вешевым и др. (1963, 1967 гг.) палеток и таблиц, определяющих поле длинного кабеля, расположенного на проводящем полупространстве. Исходными данными в этом случае являются частота поля f , размер петли ($2A \times 2A$) и распределение усредненного сопротивления ρ в пределах контура съемки. Параметр ρ можно получать по данным ВЭЗ, электропрофилеирования, радиоволнового просвечивания (СДВР), каротажа КС, но наиболее рационально ρ находить по данным многочастотной съемки методом НП, выполненной по разреженной сети, в том же контуре.

При многочастотных съемках для каждой частоты приближенно ($\pm 10-15\%$) исключают аномалии индуктивной намагниченности, а для оставшейся части поля по его амплитуде $[B_z = (\mu_0 I / A) h_z]$ в каждой части петли с помощью палетки $B_z^0 = \mu_0 F(\rho, f, A)$ определяются значения параметра $\rho / A^2 f$, а затем и ρ . Определение ρ можно выполнять и на одной частоте — достаточ-

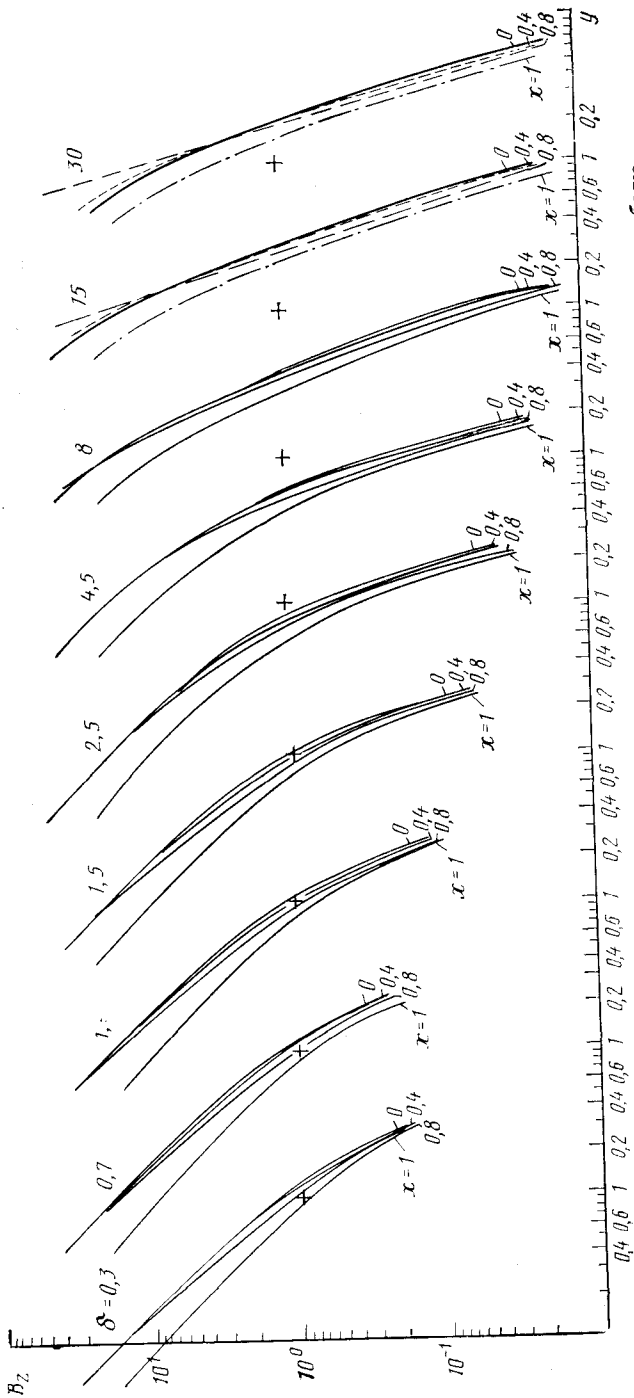


Рис. 36. Графики вертикальной компоненты B_z поля кабеля вдоль профилей, перпендикулярных к кабелю

но высокой, чтобы аномалия проводимости от разреза превышала по амплитуде аномалии индуктивной намагниченности отдельных рудных тел.

По полученным ρ для данной рабочей частоты находят значения параметра $\rho/A^2 f$ и по палетке для квадратной петли определяют h_z в некоторых точках петли. Значения нормального поля между этими точками находят путем интерполяции.

Для прямоугольных петель рассчитывают значения поля от каждой стороны отдельно как от кабеля конечной длины, расположенного на проводящем разрезе.

На рис. 36 приведены семейства кривых $B_z = F(y)$ для различных $\delta = 1,98l \sqrt{f/\rho}$ при фиксированных значениях x . Абсолютная величина индукции электромагнитного поля

$$B_z^0 = \mu_0 I B_z 10^{-6} / l,$$

где I — ток в кабеле в А; l — половина длины кабеля в км.

Полученные значения B_z^0 для заданного распределения ρ отстраиваются в виде графиков или плана изолиний, необходимых для дальнейшего исключения нормального поля из результатов площадных наблюдений.

Ограниченное количество опубликованных цифровых и палеточных данных вызывает необходимость создания программы для ЭВМ, позволяющей рассчитывать нормальное поле по любому профилю внутри прямоугольной петли.

Поле незаземленной петли представляет собой суперпозицию полей, создаваемых каждой ее стороной. Прямоугольную петлю можно рассматривать как совокупность четырех заземленных на концах кабелей.

Известную функцию, описывающую поле заземленного на концах кабеля, при выполнении условия $\delta \leq 4 \div 5$ можно представить в виде степенного ряда (для $z=0$)

$$B_z(x, y, L) = \frac{\mu_0 I}{\pi L} y \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n-1} \frac{n^2 - 1}{(n+2)!} [\delta(1+i)]^n G_{n-3}, \quad (IV.2)$$

где $B_z(x, y, L)$ — вертикальная компонента индукции электромагнитного поля на поверхности полупространства в точке наблюдения $M(x, y)$; I — ток, протекающий по кабелю, в А; L — длина кабеля в м, равная длине одной из сторон петли;

$$G_{n-3} = \int_{-1}^{+1} \left[\sqrt{(\bar{\xi} - \bar{x})^2 + \bar{y}^2} \right]^{n-3} d\bar{\xi};$$

\bar{x}, \bar{y} — нормированные на половину длины кабеля координаты точки наблюдения $\bar{x} = x/0,5L$; $\bar{y} = y/0,5L$; $\bar{\xi}$ — переменная интегрирования.

Система координат для расчета поля B_z от одиночного кабеля и петли представлена на рис. 37, а и б. Для незаземленной пря-

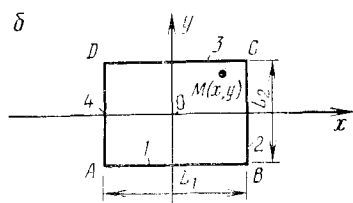
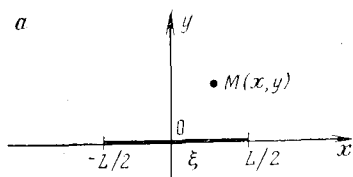


Рис. 37. Системы координат при расчете поля B_z от одиночного кабеля (а) и от прямоугольной петли (б).

$1-4$ — стороны петли

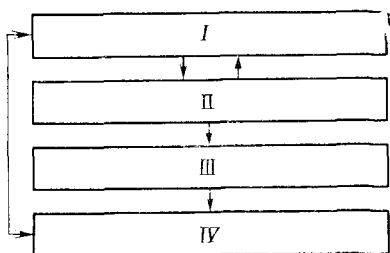


Рис. 38. Блок-схема программы «Петля».

I — суммирование полей от каждой стороны петли. $S = S_1 + S_2 + S_3 + S_4$; II — расчет поля $|B_z|$ заземленного кабеля, $S = \sqrt{\text{Re}B_z + \text{Im}B_z}$; III — построение графика $|B_z|$ по профилю; IV — изменение координаты x . Вывод данных на АЦПУ

моугольной петли со сторонами L_1 и L_2

$$B_z(x, y, L_1, L_2) = \sum_{i=1}^4 B_{zi}(\bar{x}_i, \bar{y}_i, L_i),$$

где $B_z(x, y, L_1, L_2)$ — функция, описывающая поле прямоугольной петли в точке $M(x, y)$; x и y — координаты точки M относительно центра петли; $B_{zi}(\bar{x}_i, \bar{y}_i, L_i)$ — функция, описывающая поле от i -й стороны длиной L_i ; \bar{x}_i и \bar{y}_i — координаты точки $M(x, y)$, отсчитанные от середины i -й стороны и нормированные на половину ее длины (рис. 37, б).

Если координаты отсчитывать относительно центра петли (см. рис. 37, б), то:

для кабеля AB

$$B_{z1}(\bar{x}_1, \bar{y}_1, L_1) = B_{z1}\left(\frac{x}{0,5L_1}; \quad \frac{L_2}{L_1} + \frac{y}{0,5L_1}; \quad L_1\right);$$

для кабеля BC

$$B_{z2}(\bar{x}_2, \bar{y}_2, L_2) = B_{z2}\left(\frac{y}{0,5L_2}; \quad \frac{L_1}{L_2} - \frac{x}{0,5L_2}; \quad L_2\right);$$

для кабеля CD

$$B_{z3}(\bar{x}_3, \bar{y}_3, L_1) = B_{z3}\left(\frac{-x}{0,5L_1}; \quad \frac{L_2}{L_1} - \frac{y}{0,5L_1}; \quad L_1\right);$$

для кабеля DA

$$B_{z4}(\bar{x}_4, \bar{y}_4, L_2) = B_{z4}\left(\frac{-y}{0,5L_2}; \quad \frac{L_1}{L_2} + \frac{x}{0,5L_2}; \quad L_2\right).$$

Если в формуле (IV.2) выделить действительную и мнимую части, она примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} B_z(\bar{x}, \bar{y}, L) &= \mu_0 \frac{I_y}{\pi L} \left[\frac{1}{2} G_{-3} - \frac{1}{7,5} \delta^3 \cos\left(\frac{3}{4} \pi\right) - \right. \\ &- \sum_{n=4, 6, 8, \dots}^{\infty} \left[\delta^n \frac{n^2 - 1}{(n+2)!} G_{n-3} \cos\left(\frac{n\pi}{4}\right) - \delta^{n+1} \frac{(n+1)^2 - 1}{(n+3)!} \times \right. \\ &\left. \left. \times G_{n-2} \cos\left(\frac{n+1}{4} \pi\right) \right] \right] \\ \operatorname{Im} B_z(\bar{x}, \bar{y}, L) &= \mu_0 \frac{I_y}{\pi L} \left[-\frac{1}{8} \delta^2 G_{-1} - \frac{1}{7,5} \delta^3 \sin\left(\frac{3}{4} \pi\right) - \right. \\ &- \sum_{n=4, 6, 8, \dots}^{\infty} \left[\delta^n \frac{n^2 - 1}{(n+2)!} G_{n-3} \sin\left(\frac{n}{4} \pi\right) - \delta^{n+1} \frac{(n+1)^2 - 1}{(n+3)!} G_{n-2} \sin\left(\frac{n+1}{4} \pi\right) \right] \right], \end{aligned}$$

$$G_{-3} = \frac{1}{y^2} \left(\frac{1 - \bar{x}}{\sqrt{(1 - \bar{x})^2 + y^2}} + \frac{1 + \bar{x}}{\sqrt{(1 + \bar{x})^2 + y^2}} \right);$$

$$G_{-1} = \ln \left(\frac{1 - \bar{x} + \sqrt{(1 + \bar{x})^2 + y^2}}{-1 - \bar{x} + \sqrt{(1 + \bar{x})^2 + y^2}} \right);$$

$$\delta = -\sqrt{2} \cdot 0,99L \cdot 10^{-3} \sqrt{f/\rho};$$

$$\begin{aligned} G_{n-3} &= \frac{1}{n-2} [G_{n-3} \bar{y}^2 (n-3) + (1 - \bar{x}) [(1 - \bar{x})^2 + \bar{y}^2]^{(n-3)/2} + \\ &+ (1 + \bar{x}) [(-1 - \bar{x})^2 + \bar{y}^2]^{(n-3)/2}]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_{n-2} &= \sum_{j=0}^{n/2-1} \frac{(n/2-1)!}{j! (n/2-1-j)!} \frac{1}{n-2j-1} \bar{y}^{2j} [(1 - \bar{x})^{n-2j-1} - \\ &- (-1 - \bar{x})^{n-2j-1}]; \end{aligned}$$

Зная $\operatorname{Re} B_z$ и $\operatorname{Im} B_z$, находим

$$B_z(\bar{x}, \bar{y}, L) = \sqrt{\operatorname{Re} B_z(\bar{x}, \bar{y}, L)^2 + \operatorname{Im} B_z(\bar{x}, \bar{y}, L)^2}.$$

Приведенные формулы используются в программе «Петля» (рис. 38), написанной на языке АЛГОЛ-60.

После вычисления значений нормального поля по профилям внутри петли и построения их графиков выделение аномальных полей производится наложением наблюдаемых кривых на расчетные аналогично изложенному выше.

Основные формы представления результатов полевых наблюдений

Результаты полевых наблюдений при площадных и детальных исследованиях могут быть представлены в виде плана графиков индукции электромагнитного поля или плана изолиний. Планы изолиний, при выборе сечения которых следует учитывать характер поля и его изменчивость, более наглядны, но менее детальны, чем планы графиков. При многочастотных исследованиях результаты работ представляются в виде графиков, построенных по отдельным профилям для всего диапазона измеряемых частот и частотных характеристик аномальных участков. Если работы проводятся на стадии предварительной или детальной разведки, результаты, кроме того, могут быть представлены в виде корреляционной зависимости между аномальными значениями индукции электромагнитного поля и содержанием магнетита.

При построении графиков полевых наблюдений горизонтальный масштаб, как правило, соответствует масштабу съемки. Вертикальный масштаб выбирается в зависимости от точности съемки и наглядности получаемого материала.

Результаты скважинных наблюдений представляются в виде диаграмм в комплексе с данными других методов. По трехкомпонентным наблюдениям строятся суммарные векторы электромагнитной индукции поля по точкам наблюдения в скважине, и результаты представляются в виде проекций этого вектора на плоскость разреза.

§ 13. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ПОЛЕВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Общие принципы интерпретации применительно к телам простой формы

Применение низкочастотной индуктивной электроразведки на магнитных объектах было вызвано тремя факторами (о которых уже упоминалось выше):

1) принципиальными трудностями при определении магнитных свойств изучаемых объектов по данным магниторазведки, возникающими за счет сильного искажающего влияния остаточной намагниченности, и теоретически обусловленной невозможностью по данным измерений постоянного магнитного поля над объектами конечных размеров оценить раздельно магнитные свойства тела и его размеры даже в отсутствие остаточной намагниченности;

2) возможностью получения по данным низкочастотных методов дополнительной информации об удельной электропроводности объекта, что немаловажно при поисках и предварительной разведке;

3) возможностью оценить величину и направление остаточной намагниченности, т. е. получить палеомагнитную оценку объекта исследования. Как известно, привлечение таких данных чрезвычайно интересно при составлении геологической концепции о

генезисе месторождения, прогнозирования и определения направления дальнейших поисков.

Возможности индуктивной низкочастотной электроразведки при разрешении указанных вопросов базируются на теоретических предпосылках, важнейшими из которых являются:

1) тождественность результатов, полученных при работе индуктивными методами на магнитных объектах (если работа низкочастотными методами осуществлена на достаточно низких частотах, соответствующих левой асимптотической ветви теоретических параметрических кривых), с результатами магниторазведки, свободными от остаточной намагниченности;

2) отсутствие влияния остаточной намагниченности, так как работа осуществляется на переменном токе;

3) зависимость формы частотной характеристики аномалии амплитуды от магнитной проницаемости объекта, что дает возможность оценки последней по данным многочастотных наблюдений;

4) зависимость положения частотной характеристики на оси частот от произведения проводимости, магнитной проницаемости и размеров объекта, что дает возможность оценить проводимость объекта, если его магнитная проницаемость и размеры определены на первых этапах интерпретации.

Интерпретация результатов полевых наблюдений проводится с целью извлечения по возможности наибольшего объема информации о физических и геометрических параметрах рудного тела, элементах залегания его, а также о физических и геометрических характеристиках вмещающей среды и покровных отложений.

Как следует из теоретических основ, рассмотренных в гл. I, данные полевых наблюдений низкочастотными индуктивными методами позволяют получать сведения о магнитной проницаемости объекта, его удельной электропроводности, размерах и элементах залегания. Если же кроме данных электроразведки использовать результаты магнитометрических работ, проведенных на той же площадке в том же масштабе, можно получить сведения об остаточной намагниченности изучаемого объекта.

Из графиков полевых наблюдений на безаномальных участках можно извлечь информацию, позволяющую оценить магнитную проницаемость и удельную электропроводность вмещающей среды и покровных отложений, а при сопоставлении с данными магниторазведки — их остаточную намагниченность. Следует, однако, иметь в виду, что если изучение свойств покровных и вмещающих сред является целью работ, для получения достоверных сведений в достаточном объеме требуется осуществление специальных методических приемов, например работа с петлями разного размера (индукционное зондирование и профилирование), многочастотные измерения и т. д.

Основные принципы интерпретации вытекают из всех сформулированных выше положений и заключаются в следующем.

1. При проведении интерпретации результатов полевых наблюдений низкочастотными индуктивными методами на магнитных

объектах максимально используется хорошо разработанный аппарат интерпретации данных магниторазведки, который полностью приложим к результатам индуктивной электроразведки в случае, если: работы осуществляются на достаточно низкой частоте; интерпретируются результаты абсолютных измерений амплитуды составляющих магнитного поля.

Дополнительным условием применимости аппарата магниторазведочной интерпретации к данным полевых наблюдений индуктивной электроразведки является однородность возбуждающего поля, оценку которой можно произвести по графикам и формулам, приведенным в гл. I. Условия однородности в первом приближении выполняются, если работы осуществлены методом незаземленной петли над объектами, глубина залегания которых не превышает 0,3 от длины стороны петли.

2. Данные полевых наблюдений на наиболее низкой частоте используются для определения геометрических характеристик тела — глубины его залегания, а в случае пластообразных тел — размеров, элементов залегания — и магнитной проницаемости или восприимчивости.

3. Данные многочастотных наблюдений (частотная характеристика аномалии амплитуды) используются для определения магнитной проницаемости, удельной электропроводности и размеров тел, вертикальное сечение которых можно аппроксимировать изометричным сечением.

4. Для оценки остаточной намагниченности объекта исследования привлекаются данные магниторазведки, проведенной в том же масштабе. Производится совместная интерпретация данных абсолютных наблюдений составляющих магнитного поля, полученных при электроразведочных работах, и данных магнитной съемки.

5. Для оценки электрических и магнитных свойств вмещающих и покровных отложений используются результаты многочастотных наблюдений (частотные характеристики аномалии амплитуды) на безаномальных участках и вертикальных индукционных зондирований.

Тела простой формы

Под телами простой формы мы будем понимать такие тела, форма которых в первом приближении может аппроксимироваться шаром, горизонтальным круговым цилиндром или пластом. Способы определения физических параметров подобных тел (магнитной проницаемости и удельной электропроводности), его геометрических характеристик (размеров) и элементов залегания в полевых условиях без применения ЭВМ рассматриваются ниже.

Перед началом интерпретации выносят суждение о форме объекта (шар, цилиндр, или пласт) на основании формы графиков распределения наблюдаемых величин и их изменения в пределах планшета (карт графиков распределения), а также имеющейся

геологической информации. Оценив приблизительно форму и отнеся аномалиеобразующий объект условно к одному из трех перечисленных типов, приступают к дальнейшей интерпретации.

Проводящие и магнитные тела изометричной формы (шар). При работе над изометричными, шарообразными телами можно по графикам распределения поля B_z^a определить глубину залегания центра шара h , а все остальные параметры — магнитную проницаемость μ , радиус шара a , удельную электропроводность σ — оценить по частотной характеристике аномалии амплитуды B_z^a . Для оценки h привлекают график распределения B_z^a вдоль профиля измерений на наиболее низкой частоте. В этом случае график B_z^a тождествен графику ΔZ при вертикальном однородном намагничивании шара и отсутствии остаточной намагниченности \vec{I}_n . Следовательно, для оценки h можно применить известные в магниторазведке способы [16], например способы характерных точек

$$h = 0,25 \cdot 2x_{\min}; \quad (\text{IV.3})$$

$$h \approx 0,35 \cdot 2x_0, \quad (\text{IV.4})$$

где $2x_{\min}$ — расстояние между точками минимумов B_z^a ; $2x_0$ — расстояние между точками перехода графика через нуль или интегральные соотношения типа

$$h = \int_{x_1}^{x_2} \frac{[+B_z^a(x)] dx}{B_{z\max}^a}, \quad (\text{IV.5})$$

где $[+B_z^a]$ — положительная часть аномальной кривой B_z^a , или любые другие способы, в том числе простые методы сравнения (палеточные способы).

Для оценки магнитной проницаемости шара μ привлекают частотную характеристику аномалии амплитуды B_z^a , построенную для эпицентра шара в двойном логарифмическом масштабе, и палетку параметрических характеристик $\text{Re}D$ (рис. 39) (модуль масштаба для обеих характеристик должен быть выбран одинаковым, чаще всего применяется модуль 6,25 см).

Частотная характеристика B_z^a , построенная на прозрачном блогогарифмическом бланке, накладывается на палетку $\text{Re}D$. Перемещением этой кривой вдоль вертикальной и горизонтальной осей при соблюдении параллельности осей абсцисс и ординат палетки и частотной характеристики B_z^a добиваются ее наилучшего совмещения с одной из кривых $\text{Re}D$ или такого положения между кривыми $\text{Re}D$, при котором интерпретируемая кривая и палеточная подобны (рис. 40). В этом положении считывают с палетки или определяют путем интерполяции индекс $\bar{\mu}$, характеризующий палеточную кривую $\text{Re}D$, наилучшим образом совпадающую с интерпретируемой. Это и будет усредненное значение относительной магнитной проницаемости объекта $\bar{\mu} = \mu_{\text{тела}} / \mu_{\text{вмещ.}}$. Отсюда можно найти κ , так как $\bar{\mu} = 1 + \kappa$.

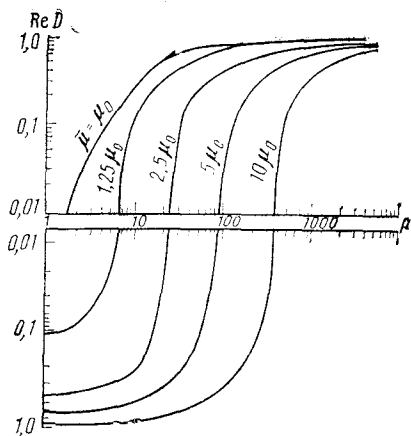


Рис. 39. Параметрическая характеристика $Re D$

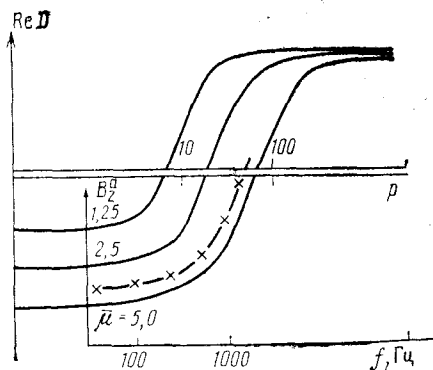


Рис. 40. Способ определения $\bar{\mu}_z$ по палетке $Re D$

Индукционный параметр шара $p = \sigma \omega a^2$ определяется по частотной характеристике B_z^a и палетке $Re D$ в этом же положении наилучшего совмещения интерпретируемой кривой с одной из кривых $Re D$ палетки. Для этого против любого значения частоты f_1 характеристики B_z^a/B^0 (удобнее кратной 10) прочитывается величина параметра $p = p_1$ (см. рис. 40) и составляется уравнение $p_1 = \sigma \omega_1 a^2$, где известно p_1 и ω_1 , а также $\bar{\mu}$ по предыдущему этапу интерпретации. Следовательно, можно определить произведение σa^2 , из которого затем находится удельная электропроводность σ .

Для определения радиуса шара a применяется левая асимптотическая ветвь частотной характеристики $B_z^a(f)$.

В соответствии с формулами (I.92) и (I.93)

$$\lim_{f \rightarrow 0} |B_{z\max}^a/B^0| = 2(\bar{\mu} - 1) a^3 / (\bar{\mu} + 2) h^3. \quad (IV.6)$$

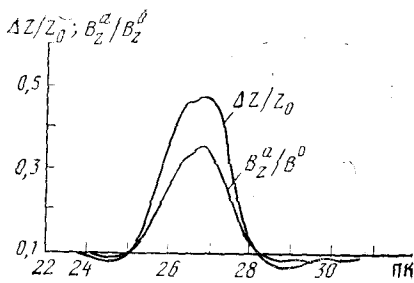
Поскольку $\bar{\mu}$ и h определены ранее, из (IV.6) можно рассчитать радиус шара a . Для этого по графику $B^a(f)$ определяется асимптотическое значение B^a/B^0 при $f \rightarrow 0$ и далее рассчитывается a :

$$a = \sqrt[3]{\lim_{f \rightarrow 0} (B_z^a/B^0) h^3 (\bar{\mu} + 2) / 2(\bar{\mu} - 1)}. \quad (IV.7)$$

Радиус шара a можно найти также и по графику распределения на основании известных в магниторазведке формул, определяющих вертикальную компоненту магнитного поля, поскольку в нашем случае отсутствует остаточная намагниченность, известно направление намагничивающего поля (оно вертикально) и по частотной характеристике рассчитана магнитная восприимчивость κ (или μ):

$$a = h \sqrt[3]{(9 + \kappa) B_{z\max}^a / 6\kappa B^0}. \quad (IV.8)$$

Рис. 41. Оценка величины Q^z по графикам $\Delta Z/Z_0$ и B_z^a/B^0



Определение удельной электропроводности σ сводится к расчету σ по найденному выше произведению σa^2 и a . Оценку влияния остаточной намагниченности на результаты проведенных ранее магниторазведочных работ можно произвести, определив $Q^z = I_z/I_z^i$ по графикам B_z^a/B^0 и $\Delta Z/Z_0$, построенным в едином масштабе [в долях своего нормального поля B^0 петли или Z_0 магнитного поля Земли (рис. 41)]. Для этого следует воспользоваться соотношением

$$Q^z = \frac{\Delta Z/Z_0}{B_z^a/B^0} - 1. \quad (\text{IV.9})$$

Необходимо иметь в виду, что данные оценки Q^z могут использоваться не только для учета искажающего влияния остаточной намагниченности, но и в целях выработки суждения о природе оруденения или решения каких-либо других вопросов генезиса. С этой точки зрения недостаточно определить Q^z , желательно найти, хотя бы грубо, величину и направление вектора остаточной намагниченности \vec{I}_n . Для этого используется тот факт, что графики ΔZ и B_z^a получают в общем случае при различной ориентации намагничивающего поля — в магниторазведке суммарный намагничивающий вектор наклонен, в индуктивной электроразведке — вертикален. Для определения: β — угла наклона вектора суммарной намагниченности \vec{I} к горизонту; φ — угла наклона вектора остаточной намагниченности \vec{I}_n к горизонту; I_i — абсолютного значения вектора индуктивной намагниченности; I_n — абсолютного значения вектора остаточной намагниченности можно использовать известные в магниторазведке [16] соотношения, связывающие значение аномалий в двух точках профиля (в начале координат O и произвольной x_i):

$$\text{ctg } \beta = \frac{1}{3hx_0} \left[2h^2 - x_i - \frac{\Delta Z_i}{\Delta Z_0} \frac{(h^2 + x_i^2)^{3/2}}{h^3} \right], \quad (\text{IV.10})$$

откуда можно вывести:

$$\varphi = \text{arctg} \frac{W - \sin I_m}{W \text{ctg } \beta - \cos I_m}; \quad (\text{IV.11})$$

$$W = \frac{\Delta Z_0 / T_0}{B_{z0}^a / B_z^0}; \quad (IV.12)$$

$$Q = (W - \sin I_m) / \sin \varphi; \quad (IV.13)$$

$$\vec{I}_i = \kappa T; \quad (IV.14)$$

$$\vec{I}_n = Q \vec{I}_i. \quad (IV.15)$$

В этих выражениях ΔZ и B_{z0}^a — аномалии ΔZ и B_z^a в точке x_0 , где $B_{z0}^a = B_{z_{\max}}^a$; T_0 — абсолютное значение полного вектора земного магнитного поля в данном районе; B_z^0 — значение нормального поля петли в точке $B_{z_{\max}}^a$; κ — средняя магнитная восприимчивость объекта; I_m — наклонение вектора \vec{I}_i .

Соотношения (IV.10) — (IV.15) позволяют оценить величину и направление вектора \vec{I}_n в том случае, если наблюдения выполняются по профилю, совпадающему с плоскостью магнитного меридиана или близкому к нему. Если это условие не выполняется, определяются не сами векторы \vec{I}_i и \vec{I}_n , а их проекции на плоскость наблюдений I'_i , I'_n , φ . Если азимут профиля равен углу A_m , величины проекций T' вектора намагничивающего поля \vec{T} и магнитного наклонения I_m определяются выражениями:

$$T' = T \sqrt{1 - \sin^2 A_m \cos^2 I_m}; \quad (IV.16)$$

$$\sin I'_m = \frac{\sin I_m}{\sqrt{1 - \sin^2 A_m \cos^2 I_m}}; \quad (IV.17)$$

$$\cos I'_m = \frac{\cos I_m \cos A_m}{\sqrt{1 - \sin^2 A_m \cos^2 I_m}}. \quad (IV.18)$$

В этом случае для определения пространственного положения и величины вектора остаточной намагниченности \vec{I}_n необходимо иметь результаты полевых наблюдений B_z и ΔZ по двум взаимно перпендикулярным профилям X и Y . Тогда определение склонения ψ , наклонения φ и абсолютной величины вектора \vec{I}_n можно произвести по формулам:

$$I_n = \sqrt{I_{nx}'^2 \cos^2 \varphi'_x + I_{ny}'^2 \cos^2 \varphi'_y + I_{nz}'^2 \sin^2 \varphi'_h}; \quad (IV.19)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{I_{nx}' \cos \varphi'_x}{\sqrt{I_{nx}'^2 \cos^2 \varphi'_x + I_{ny}'^2 \cos^2 \varphi'_y}}; \quad (IV.20)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{I_{ny}' \cos \varphi'_y}{I_{nx}' \cos \varphi'_x}, \quad (IV.21)$$

где I'_{nx} , I'_{ny} , φ'_x , φ'_y — рассчитанные по формулам (IV.10) — (IV.15) проекции вектора \vec{I}_n и угла φ на плоскости наблюдений.

Полное склонение D_c — вектора \vec{I}_n , если систему профилей повернуть на угол A_m (магнитный азимут), рассчитывается как сумма

$$D_c = \psi + A_m. \quad (IV.22)$$

Проводящие и магнитные тела жлообразной формы (горизонтальный цилиндр). Для жлообразных тел, форма которых может быть аппроксимирована горизонтальным круговым цилиндром, по графикам распределения поля B_z можно оценить глубину залегания центра вертикального сечения тела h по частотной характеристике аномалии амплитуды B_z^a — магнитную проницаемость μ , удельную электропроводность σ , радиус вертикального сечения a (размеры цилиндра), а по данным сравнения графиков B_z и ΔZ — остаточную намагниченность объекта.

Определение глубины залегания центра вертикального сечения цилиндра h производится по графикам распределения B_z^a — вдоль профиля наблюдений на наиболее низкой частоте, соответствующей левой асимптотической ветви частотной характеристики. Как и для шара, для расчетов используются известные в магниторазведке способы [16], применяющиеся при вертикальном намагничении, например способы характерных точек:

$$h \approx 1,03 \cdot 2x_{1/2}; \quad (IV.23)$$

$$h = 0,5 \cdot 2x_0, \quad (IV.24)$$

где $2x_0$ — расстояние между точками минимума B_z^a ; $2x_{1/2}$ — ширина аномалии на уровне $B_z^a \max/2$, или интегральные соотношения вида

$$h = \int_{x_1}^{x_2} [+B_z^a] dx / B_{z \max}^a, \quad (IV.25)$$

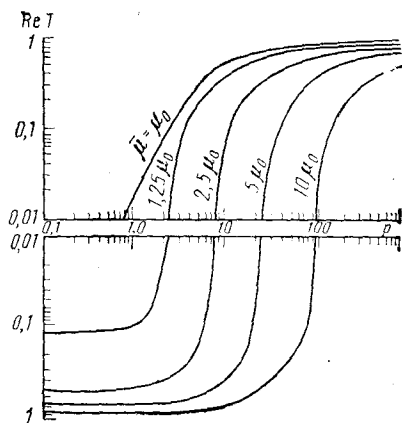


Рис. 42. Параметрическая характеристика $Re T$

где $[+B_z^a]$ — положительная часть аномальной кривой B_z^a , или любые другие способы, в том числе палеточные.

Для определения магнитной проницаемости цилиндра μ , так же как и для шара, на прозрачном билогарифмическом бланке строят частотную характеристику аномалии амплитуды B_z^a , накладывая ее на палетку параметрических характеристик $Re T$ (рис. 42) и приемом, аналогичным описанному выше для шара, находят $\mu = \mu_{\text{тела}}$: $\mu_{\text{вмещ}}$, а также значение магнитной восприимчивости χ .

Параметр $p = \sigma \mu \omega a^2$ и произве-

дение σa^2 также находят по параметрической характеристике $\text{Re}T$, соответствующей параметрической характеристике аномалии амплитуды над горизонтальным круговым цилиндром. Способы определения ρ и σa^2 аналогичны рассмотренным выше для шара.

Радиус вертикального сечения цилиндра можно найти по левой асимптотической ветви частотной характеристики аномалии амплитуды $B_z^a(f)$ из формулы

$$\lim_{f \rightarrow \infty} |B_{z\text{max}}^a/B_z^0| = (\bar{\mu} - 1)a^2/(\bar{\mu} + 1)h^2, \quad (IV.26)$$

т. е.

$$a = \sqrt{\frac{\lim_{f \rightarrow \infty} |B_{z\text{max}}^a/B_z^0| h^2 (\bar{\mu} + 1)}{\bar{\mu} - 1}}, \quad (IV.27)$$

а также по графикам распределения B_z^a на основании формул магниторазведки, определяющих магнитное поле над вертикально намагниченным круговым горизонтальным цилиндром в отсутствии остаточной намагниченности и для известных значений κ , т. е.

$$a = h \sqrt{\frac{(2 + \kappa) B_{z\text{max}}^a/B^0}{\kappa}}, \quad (IV.28)$$

где $B_{z\text{max}}^a/B^0$ — аномалия над жилообразным телом в точке максимума; κ — магнитная восприимчивость объекта, оцененная на первых этапах интерпретации по частотной характеристике B_z^a .

Удельная электропроводность σ рассчитывается из уже известных нам значений σa^2 .

Оценка соотношения остаточной и индуктивной намагниченности $I_{nz}/I_{iz} = Q^z$ производится по формуле (IV.9) на основе графиков распределения B_z^a и графиков ΔZ магниторазведки, построенных в одном и том же масштабе (в долях своего нормального поля).

Для определения величины и направления вектора остаточной намагниченности \vec{T}_n получены выражения [16], аналогичные (IV.10) — (IV.15). Значения β можно определить по формуле

$$\text{ctg } \beta = \frac{1}{2hx_i} \left[h^2 - x_i^2 - \frac{\Delta Z_i}{\Delta Z_0} \frac{(h^2 + x_i^2)^2}{h^2} \right]. \quad (IV.29)$$

Для расчета величин φ , W , Q , \vec{T}_i , \vec{T}_n можно использовать формулы (IV.11) — (IV.13). При выполнении наблюдений по профилям, не совпадающим с плоскостью магнитного меридиана, и для оценки пространственного положения вектора остаточной намагниченности следует руководствоваться теми же формулами, которые приведены для шарообразных тел (IV.16) — (IV.22).

Проводящие и магнитные тела пластообразной формы (эллиптический цилиндр). При интерпретации результатов полевых наблюдений, полученных низкочастотными индуктивными методами над пластообразными телами, можно применять те же приемы, которыми пользуются для оценки физических и геометрических

параметров изометричных тел. Однако в этом случае возникает ряд особенностей интерпретации, которые связаны с зависимостью величины аномалий и формы частотной характеристики для таких тел не только от их магнитной проницаемости, но и от вытянутости пластов в направлении возбуждающего поля, т. е. от соотношения между мощностью пласта, его длиной по падению и углом наклона к плоскости возбуждающей петли (к горизонту). Пренебрежение этими особенностями снижает достоверность результатов интерпретации. Поэтому приемы истолкования аномальных полей, основанные на аппроксимации эллиптическим цилиндром, используются только на начальном этапе интерпретации в полевых условиях, а при дальнейшей интерпретации чаще используется модель пласта.

Основные особенности интерпретации результатов полевых наблюдений на базе использования модели эллиптического цилиндра сводятся к следующему. При малой проводимости руд по результатам измерений, проведенных на низкой частоте, используя графики распределения B_z , в некоторых случаях можно оценить положение фокусов эллипса, размеры его полуосей и магнитную восприимчивость. Для этого необходимо, чтобы первичное поле не было направлено вдоль осей эллипса. Доказательство этого факта и методика определения параметров эллипса в этом случае рассмотрены в § 2.

При ориентировке первичного поля вдоль какой-либо оси эллипса по графику B_z можно определить лишь положение фокусов эллипса и дипольный момент единицы длины, зависящий от размеров и физических свойств объекта. В этих случаях иногда приходится оценивать размеры эллипса, используя формулы для пластов, что, вообще говоря, не вполне правомочно и может приводить к значительным погрешностям в оценке магнитной восприимчивости и проводимости руд. Более корректно использовать для интерпретации в этих случаях модель пласта, которая будет рассмотрена подробно в § 14.

Если на основании априорной информации удастся однозначно определить геометрические параметры эллипса, для определения его магнитной проницаемости и проводимости можно использовать частотные характеристики.

Значение магнитной проницаемости можно оценить по экстремальному значению аномалии B_a^z на низкой частоте, используя формулы, приведенные в гл. I. Из них следует, что для эллиптического цилиндра вертикального падения

$$\mu = \frac{z - \sqrt{z^2 - l^2 + b^2} + (B_2^a/B_2^0) (l/b - 1) \sqrt{z^2 - l^2 + b^2}}{z - \sqrt{z^2 - l^2 + b^2} - (B_2^a/B_2^0) (1 - b/l) \sqrt{z^2 - l^2 + b^2}}; \quad (IV.30)$$

для горизонтального залегания

$$\mu = \frac{\sqrt{z^2 - l^2 + b^2} - z + (B_2^a/B_2^0) (1 - b/l) \sqrt{z^2 - l^2 + b^2}}{\sqrt{z^2 - l^2 + b^2} - z + (B_2^a/B_2^0) (l/b - 1) \sqrt{z^2 - l^2 + b^2}}, \quad (IV.31)$$

где l — половина длины пласта по падению; b — половина мощности пласта; z — глубина до центра вертикального сечения.

Если длина по падению $2l$ становится больше стороны петли, в формулу вместо l следует подставлять величину $2A$, где $2A$ — длина стороны петли.

Другой способ заключается в определении μ по палеткам параметрических характеристик ReL для эллиптического цилиндра. При этом используются те же приемы, что и в случаях шара и цилиндра. Палетки ReL различны для разных отношений l/b и углов наклона пласта к горизонту (рис. 43). Удельную электропроводность пласта σ можно оценить приближенно по параметрическим характеристикам ReL (см. рис. 32), применяя приемы, описанные выше для нахождения параметра ρ и σ шара и цилиндра.

Для определения соотношения между остаточной и индуктивной намагниченностью $Q_z = I_{nz}/I_{iz}$ привлекают графики ΔZ и B_z и рассчитывают Q_z по (IV.9).

На основе формул, связывающих значения аномалий в двух точках измерений, так же как и для изометричных тел, выведены соотношения, позволяющие по графикам ΔZ и B_z^a , интерпретируемым совместно, определять величины векторов \vec{I}_i и \vec{I}_n и их ориентацию в пространстве, т. е. угол наклона β вектора суммарной намагниченности \vec{I}_Σ к горизонту, угол наклона вектора остаточной намагниченности \vec{I}_n к горизонту, их склонения и величину Q :

$$\operatorname{ctg} \alpha = 2 \left(\operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 - b^2 + x_i^2} - \frac{B_{zi}^a}{B_0^a} \operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 - b^2} \right) / \ln \frac{(x_i - b)^2 + h^2}{(x_i + b)^2 + h^2}; \quad (\text{IV.32})$$

$$\operatorname{tg}(\beta - \alpha) = 2 \left(\operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 - b^2 + x_i^2} - \frac{\Delta Z_i}{\Delta Z_0} \operatorname{arctg} \frac{2bh}{h^2 - b^2} \right) / \ln \frac{(x_i - b)^2 + h^2}{(x_i + b)^2 + h^2}; \quad (\text{IV.33})$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{W - \sin I_m}{W \operatorname{ctg} \beta - \cos I_m}; \quad (\text{IV.34})$$

$$Q = \frac{W - \sin I_m}{\sin \varphi}; \quad (\text{IV.35})$$

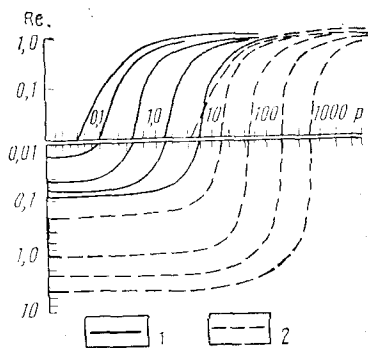


Рис. 43. Палетка ReL для горизонтального (1) и вертикального (2) эллиптических цилиндров
 $l/b=10$

$$W = \frac{1}{(\operatorname{ctg} \alpha \operatorname{ctg} \beta + 1)} \frac{\Delta Z_0 / T_0}{B_{z_0}^a / B_z^0}; \quad (\text{IV.36})$$

$$I_i = \kappa T; \quad (\text{IV.37})$$

$$I_n = Q I_i, \quad (\text{IV.38})$$

где α — угол наклона пласта; остальные обозначения те же, что в (IV.10) — (IV.15).

Формулы (IV.33) — (IV.38) справедливы в том случае, когда наблюдения выполняются по профилям, лежащим в плоскости магнитного меридиана. Если это не так, определяются не сами векторы, а их проекции на плоскость профиля. В этом случае для определения I_i , I_n и их ориентации в пространстве следует вводить поправки в соответствии с (IV.16) — (IV.22).

§ 14. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ НАД КРУТОПАДАЮЩИМИ ПЛАСТАМИ

Значительная часть мировых запасов железных руд связана с месторождениями метаморфогенной железорудной формации, представленной обычно магнетитовыми и гематито-магнетитовыми кварцитами. Характерной для этой формации формой рудных тел являются крутопадающие пласты. Аналогичная форма часто встречается и в месторождениях, принадлежащих к другим формациям. В связи с этим при интерпретации данных метода незаземленной петли наиболее часто встречается модель крутопадающего пласта или пачки таких пластов.

Рассмотрим особенности аномалий, вызванных этой моделью, при намагничении в поле незаземленной петли. Результаты теоретических и модельных исследований, приведенные в гл. I, свидетельствуют о том, что при интерпретации данных метода НП над крутопадающими объектами обычно можно пользоваться магнитостатическим приближением. Это связано с небольшим влиянием на низких частотах вихревых токов в объектах, примерно перпендикулярных к плоскости петли. Для руд метаморфогенной железорудной формации данное положение усиливается из-за большого удельного электрического сопротивления пород и руд, составляющего, как правило, 1000 Ом·м.

Магнитостатическая задача для крутопадающего пласта в поле незаземленной петли относится к трехмерным задачам даже при большой вытянутости пласта по простиранию, так как намагничивающее поле петли нельзя считать плоским. Аналитическое решение задачи затруднительно, однако можно воспользоваться численным моделированием с помощью ЭВМ. При расчетах по методике, описанной в гл. I, модель пласта аппроксимировалась 250 кубическими элементами, расположенными в один слой в вертикальной плоскости. По горизонтали размещались 25 элементов. Магнитная восприимчивость пласта была принята 1 ед. СИ. Верхняя кромка модели находилась на глубине, равной половине

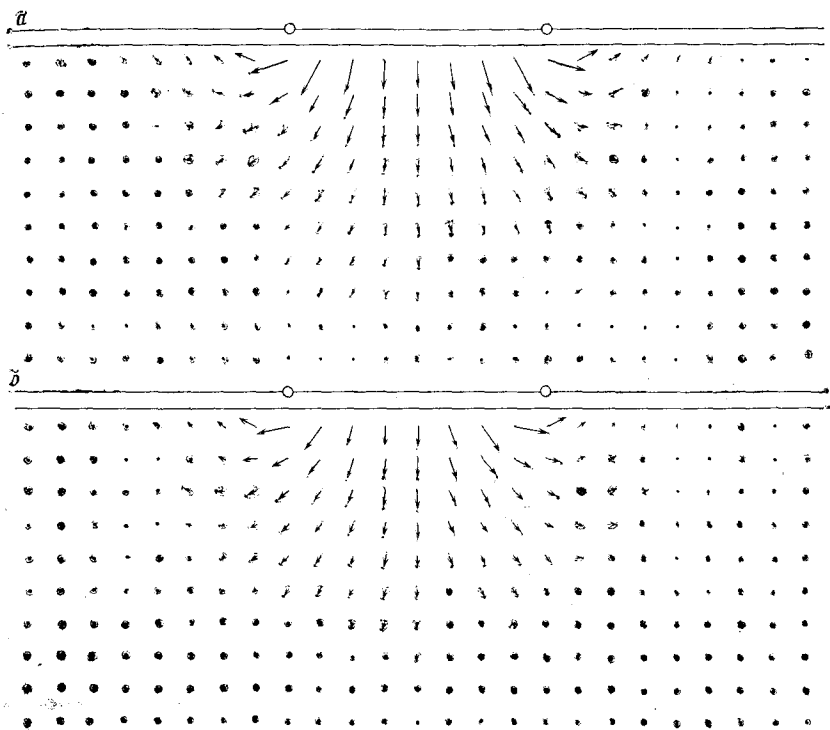


Рис. 44. Распределение намагниченности, индуцированной в тонком пласте квадратной незаземленной петли:
а — без учета размагничивания, *б* — с учетом размагничивания

мощности пласта b , а квадратная незаземленная петля с длиной стороны $16b$ была расположена так, что центр модели помещался под центром петли, а сам пласт был параллелен ее стороне. Такое расположение модели относительно петли определяет отсутствие компонент намагниченности, направленных перпендикулярно к пласту.

Результаты расчетов представлены на рис. 44, где помещены продольные вертикальные разрезы в плоскости пласта. Эффективные намагниченности элементов показаны векторами, причем модули векторов пропорциональны намагниченности. Рис. 44, *а* иллюстрирует распределение намагниченности в пласте без учета размагничивания, т. е. индуцированной лишь первичным полем. Рис. 44, *б* характеризует влияние размагничивания на распределение намагниченности в пласте. Как видно из рисунков, наиболее существенно размагничивание влияет на намагниченность верхней части пласта внутри петли, уменьшая ее и тем самым делая распределение намагниченности вблизи верхней кромки более однородным.

Квазиоднородность намагничивания верхней части пласта проявляется и в аномалиях. Расчеты показывают практическую тождественность по форме графика B^a_z внутри петли и графика ΔZ однородно и вертикально намагниченного пласта, местоположение которого совпадает с истинным положением пласта, но намагниченность меньше той, которая была бы у пласта без учета размагничивания. Это приводит к уменьшению амплитуды аномалии; в частности, для нашего примера уменьшение составляет 19 %.

Таким образом, при интерпретации данных МНП над крутопадающими пластами с небольшой глубиной залегания верхней кромки можно пользоваться методикой, разработанной в магниторазведке для однородно и вертикально намагниченных пластов, вводя поправки за размагничивание и за неоднородность намагничивающего поля петли при определении величины магнитной восприимчивости руд. При проведении предварительной (полевой) интерпретации для определения параметров крутопадающих пластов можно пользоваться простейшими разновидностями метода подбора — способами характерных точек и касательных. При использовании способа характерных точек методика интерпретации графиков B^a_z для вертикальных пластов сводится к следующему.

1. В точке максимума $B^a_{z \max}$ располагают начало координат.
2. На графике B^a_z находят точки, в которых B^a_z равно половине и четверти максимального.
3. Определяют абсциссы этих точек x_1 и x_2 , после чего вычисляют глубину залегания верхней кромки пласта [16].

$$h = (x_2^2 - x_1^2) / 2x_1. \quad (IV.39)$$

Если точка x_2 по графику идентифицируется ненадежно, вместо нее используют точку x_3 , в которой $B^a_z = 0,75B^a_{\max}$, и вычисляют

$$h = x_1(x_1^2 - x_3^2) / 2x_3^2. \quad (IV.40)$$

4. Полумощность пласта b находят из выражения

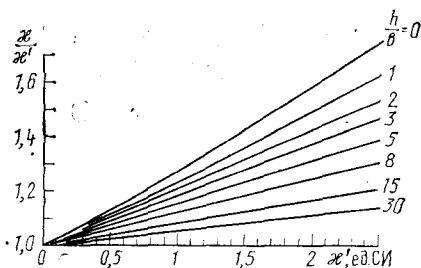
$$b = \sqrt{x_1^2 - h^2}. \quad (IV.41)$$

5. Для определения кажущейся магнитной восприимчивости пласта κ' используют максимальное значение $B^a_{z \max}$. В соответствии с формулой для мощного пласта в СИ

$$\kappa' = \pi B^a_{z \max} / \text{arctg}(b/h). \quad (IV.42)$$

6. Для определения истинной магнитной восприимчивости вводят поправки за размагничивание и за неоднородность первичного поля петли. Учет размагничивания при решении обратной задачи представляет собой сложную проблему, однако для крутопадающих пластов с определенной долей приближения можно воспользоваться палеткой, построенной по материалам численного моделирования на ЭВМ полей пластов в однородном поле, направленном по падению пласта (рис. 45). Для определенного по пункту 5 значения κ' путем интерполяции между кривыми с шиф-

Рис. 45. Палетка для введения поправок за размагничивание крутопадающих пластов



ром h/b находят отношение κ/κ' , после чего вычисляют κ . Полученное значение исправляют за неоднородность поля петли умножением на коэффициент K , зависящий от параметров пласта и намагничивающей петли. В общем случае этот коэффициент должен определяться численно путем моделирования на ЭВМ без учета размагничивания. Значение $K > 1$. При небольшой глубине залегания верхней кромки пласта по сравнению со стороной петли этот коэффициент весьма близок к 1. В этом случае с достаточной для практики точностью можно принимать $K = 1,02$.

Определенные таким образом параметры пласта могут использоваться для оценки по данным магниторазведки коэффициента Кенигсбергера $Q = I_n/I_i$ при коллинеарности векторов \vec{I}_n и \vec{I}_i . При этом методика следующая.

1. Путем корреляции графиков ΔZ и B_z^a устанавливают коллинеарность векторов \vec{I}_n и \vec{I}_i , при которой графики по форме либо повторяют друг друга, либо являются зеркальным отображением друг друга относительно оси абсцисс.

2. Определяют амплитуду аномалии ΔZ в долях намагничивающего поля $\Delta Z/T_0$. Если направление намагничивающего поля значительно отличается от вертикального, то, разделяя график ΔZ на четную и нечетную составляющие относительно эпицентра B_z^a , находят аналогичное отношение $\Delta Z_{\text{четн}}/Z_0$.

3. Вычисляют коэффициент

$$Q = \Delta Z_{\text{max}} B_z^0 / K T_0 B_{z\text{max}}^a - 1, \quad (\text{IV.43})$$

где K — коэффициент, учитывающий неоднородность поля петли. Поправку за размагничивание при этом вводить не надо, поскольку уменьшение амплитуды аномалий под действием размагничивания практически одинаково.

На месторождениях железистых кварцитов часто приходится встречаться с ситуацией, когда параллельные пласты руд сближены и объединены в пачки. Интерпретация аномалий простейшими способами в таких условиях затруднена из-за их наложения друг на друга. Разделение аномалий с помощью трансформаций в этом случае редко бывает эффективным, поэтому интерпретация аномалий для пачки пластов требует применения ЭВМ.

Обратная задача метода НП для пачки пластов решается

единственным образом, что вытекает из однозначности построения верхней кромки пачки по особым точкам функции B^a_z , совпадающим с угловыми точками каждого пласта. При намагничении в однородном поле эти точки являются логарифмическими точками ветвления и сохраняют, как показал В. Н. Страхов, свое местоположение и тип и при намагничении в поле кабеля [23]. Угол падения пачки при известном направлении намагничивающего поля также находится однозначно, что приводит к единственности определения и магнитной восприимчивости пластов.

Определение всех параметров, характеризующих геометрию пачки и распределение магнитной восприимчивости, методом подбора нецелесообразно из-за их большого числа, приводящего к отсутствию устойчивости решения. В связи с этим эффективная методика интерпретации может быть разработана лишь на базе комплексирования методов интерпретации, различающихся основами извлечения информации. Для модели пачки такая методика включает два этапа. На первом этапе с помощью хорошо разработанной технологии [16] определяются особые точки, характеризующие верхнюю кромку пачки. На втором этапе методом подбора при закрепленных особых точках находятся угол падения пачки и магнитная восприимчивость пластов. Если для решения геологической задачи требуется знание остаточной намагниченности пластов, она может быть определена методом подбора по данным магниторазведки при опоре на параметры, найденные с помощью метода НП.

Локализация особых точек может осуществляться по-разному в зависимости от особенностей геологического строения района работ. Для этого наиболее целесообразно использовать совместно данные метода НП и магниторазведки. При небольшой глубине залегания верхней кромки пачки вплоть до 10—20 м могут быть использованы простейшие приемы, основанные на идентификации точек максимального градиента B^a_z и ΔZ и применении способа касательных. Более точные результаты получаются при аналитическом продолжении аномалий на несколько уровней в верхнее и нижнее полупространства, построении изолиний и экстраполяции их до пересечения в особых точках. Эта методика, называемая обычно методикой аналитического продолжения в горизонтальный слой, может использоваться и при больших глубинах залегания верхней кромки пачки. К настоящему времени разработан целый ряд способов локализации особых точек [16], которые с успехом могут быть применены для интерпретации данных метода НП. Вместе с тем в некоторых случаях местоположение отдельных пластов в пачке определяется недостаточно уверенно даже при использовании современных методов особых точек. Тогда можно воспользоваться следующим приемом.

Как правило, наиболее устойчиво локализуются крайние особые точки, характеризующие самый левый и самый правый пласты в пачке. Тем самым глубина до верхней кромки и видимая мощность пачки находятся практически всегда достаточно уверенно.

но. Если же отдельные пласты по графикам B_z^a и ΔZ с привлечением результатов методов особых точек не удастся выделить, эта часть пачки формально разделяется на ряд тонких соприкасающихся пропластков, для которых методом подбора определяется магнитная восприимчивость. После этого выделенные пропластки с одинаковыми магнитными восприимчивостями формально объединяются в один пласт.

Таким образом, на первом этапе интерпретации пачка подразделяется на отдельные пласты с известным положением верхней кромки, после чего методом подбора ищется угол падения пачки и магнитная восприимчивость пластов. Для этого наиболее просто и эффективно пользоваться методом квазирешений, минимизируя сумму квадратов отклонений наблюдаемой аномалии B_z^a от теоретической аномалии пачки пластов. В соответствии со сказанным в качестве теоретической аномалии в методе НП можно использовать магниторазведочные аномалии вертикально намагниченных пластов [16], что приводит к задаче вида

$$\Phi(\varphi, \kappa'_1, \kappa'_2, \dots, \kappa'_P) = \sum_{k=1}^N \left[B_z^a(x_k, z_k) - \sum_{i=1}^P \kappa'_i B_i(x_k, z_k, x_{li}, z_{li}, x_{pi}, z_{pi}, \varphi) \right]^2 = \min, \quad (IV.44)$$

где B_i — аномалия от i -го пласта в долях первичного поля с единичной магнитной восприимчивостью в точке с координатами x_k, z_k (ось Ox направлена вправо, ось Oz — вверх); B_z^a — наблюдаемая аномалия в той же точке; φ — угол падения пачки, отсчитываемый от оси Ox по часовой стрелке и изменяющийся в пределах $0 < \varphi < 180^\circ$. Число точек наблюдения обозначено N , а число пластов P . Координаты x_{li} и z_{li} характеризуют левый угол i -го пласта, а x_{pi} и z_{pi} — его правый угол; κ'_i — кажущаяся магнитная восприимчивость пласта.

При горизонтально залегающей кромке пласта аномалия B_i имеет в СИ следующий вид ($z_{li} = z_{pi} = z_i$) [16]:

$$B_i(x_k, z_k, x_{li}, x_{pi}, z_i, \varphi) = \frac{\sin^2 \varphi}{2\pi} \left(\arctg \frac{x_k - x_{li}}{z_k - z_i} - \arctg \frac{x_k - x_{pi}}{z_k - z_i} \right) + \frac{\sin 2\varphi}{4\pi} \ln \frac{(z_k - z_i)^2 + (x_k - x_{li})^2}{(z_k - z_i)^2 + (x_k - x_{pi})^2}. \quad (IV.45)$$

Для поиска минимума функции $(P+1)$ -й переменной Φ можно воспользоваться стандартными методами, но из-за нелинейности задачи это приведет к большим затратам машинного времени. Значительно эффективнее, осуществляя направленный перебор по нелинейно входящему в Φ параметру φ , при каждом его значении решать линейную задачу относительно кажущихся магнитных восприимчивостей пластов. При этом естественно требовать, чтобы задача поиска минимума решалась с заданной точностью при минимальном числе проб значений угла φ . Можно

доказать, что оптимальная стратегия поиска угла φ связана с числами Фибоначчи и называется стратегией Фибоначчи [5]. Все другие возможные стратегии могут достигать заданной точности лишь при большем числе проб.

Числа Фибоначчи определяются рекуррентным соотношением $F_{n+2} = F_{n+1} + F_n$ ($n=1, 2, \dots$); $F_1 = F_2 = 1$. Определим вначале число проб, за которое можно найти минимум Φ с заданной точностью определения угла $0 < \varphi < 180^\circ$, равной ε . Для этого надо найти минимальное из чисел n , удовлетворяющих неравенствам [5]

$$\pi/F_{n+2} \leq \varepsilon < \pi/F_{n+1} \quad (\text{IV.46})$$

или

$$F_{n+1} < \pi/\varepsilon \leq F_{n+2}. \quad (\text{IV.47})$$

Пусть, например, необходимая точность определения угла φ составляет $0,5^\circ$, т. е. $\pi/\varepsilon = 360$. Рассмотрим ряд первых чисел Фибоначчи: 1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, 34, 55, 89, 144, 233, 377. Анализируя приведенные неравенства, легко убедиться, что минимальное число проб, за которые угол φ определяется с точностью $0,5^\circ$, равно 12.

Поиск на отрезке от φ_n (начальное) до φ_k (конечное) по стратегии n -го порядка начинается с выбора двух точек:

$$\varphi_1 = \varphi_n + (F_n/F_{n+2})(\varphi_k - \varphi_n), \quad (\text{IV.48})$$

$$\varphi_2 = \varphi_n + (F_{n+1}/F_{n+2})(\varphi_k - \varphi_n) = \varphi_n + \varphi_k - \varphi_1,$$

расположенных на отрезке $[\varphi_n, \varphi_k]$ симметрично, и вычисления $\Phi(\varphi_1)$ и $\Phi(\varphi_2)$. В нашем случае для стратегии 12-го порядка $\varphi_1 = 144\pi/377$ и $\varphi_2 = 233\pi/377$. Если $\Phi(\varphi_1) \leq \Phi(\varphi_2)$, для дальнейшего поиска полагаем $\varphi'_n = \varphi_n$, $\varphi'_k = \varphi_2$, $\varphi'_2 = \varphi_1$, $\varphi'_1 = \varphi'_n + \varphi'_k - \varphi'_2 = \varphi_n + \varphi_2 - \varphi_1$ и вычисляем $\Phi(\varphi'_1)$ и $\Phi(\varphi'_2)$. Если же $\Phi(\varphi_1) > \Phi(\varphi_2)$, полагаем $\varphi'_n = \varphi_1$, $\varphi'_k = \varphi_k$, $\varphi'_1 = \varphi_2$, $\varphi'_2 = \varphi'_n + \varphi'_k - \varphi'_1 = \varphi_1 + \varphi_k - \varphi_2$ и вычисляем $\Phi(\varphi'_1)$ и $\Phi(\varphi'_2)$. На n -м (в примере на 12-м) этапе точки φ_1 и φ_2 совпадут. Вычисленное при этом угле значение Φ характеризует качество подбора. Зная Φ , можно рассчитать среднеквадратическую погрешность подбора:

$$\varepsilon_{\text{под}} = \sqrt{\Phi/N}. \quad (\text{IV.49})$$

Минимизация Φ с помощью стратегии Фибоначчи сводится к решению n раз линейной задачи для кажущихся магнитных восприимчивостей χ'_i . При фиксированном угле φ определение χ'_i осуществляется путем решения системы нормальных уравнений. Для получения этой системы можно воспользоваться необходимым условием экстремума функции многих переменных и составить P уравнений вида $\partial\Phi/\partial\chi'_i = 0$. Эти уравнения являются линейными

ся кажущиеся магнитные восприимчивости пластов, т. е. без поправки за размагничивание, но с поправкой за неоднородность поля петли. Такой подход упрощает учет индуктивного намагничивания, так как и в поле петли, и в земном поле в высоких широтах влияние размагничивания практически одинаково. При горизонтальной верхней кромке пласта

$$B_{it} = \frac{\mu_0 \sin \varphi}{2\pi} \left(\operatorname{arctg} \frac{x_k - x_{li}}{z_k - z_i} - \operatorname{arctg} \frac{x_k - x_{pi}}{z_k - z_i} \right), \quad (\text{IV.52})$$

$$B_{ni} = \frac{\mu_0 \sin \varphi}{4\pi} \ln \frac{(z_k - z_i)^2 + (x_k - x_{li})^2}{(z_k - z_i)^2 + (x_k - x_{pi})^2}.$$

Задача определения компонент I_t и I_n в данной постановке относится к линейным задачам подбора и решается так же, как и в методе НП, путем составления и решения системы нормальных уравнений. Получающиеся продольные и поперечные компоненты можно пересчитать при необходимости в вертикальные и горизонтальные компоненты кажущейся остаточной намагниченности:

$$\begin{aligned} I'_z &= I_t \sin \varphi - I_n \cos \varphi, \\ I'_x &= I_t \cos \varphi + I_n \sin \varphi. \end{aligned} \quad (\text{IV.53})$$

При ориентировке остаточной намагниченности вдоль пласта для перехода от кажущейся остаточной намагниченности к истинной можно применить ту же палетку, что и при интерпретации данных метода НП, так как влияние размагничивания и на индуктивную и на остаточную намагниченности одинаково. При более сложных условиях влияние размагничивания следует учитывать путем моделирования по методике, приведенной в гл. I. Необходимо отметить, что для решения большинства геологических задач достаточно информации о кажущейся остаточной намагниченности. При небольшой глубине залегания верхней кромки рудной пачки остаточная намагниченность весьма изменчива даже в пределах одного рудного тела, так как часть ее связана с ударами молний. Для изучения остаточной намагниченности этого происхождения обычно требуются магнитные съемки масштаба 1:2000 и крупнее, что не всегда окупается при решении конкретных геологических задач, а для выяснения природы магнитных аномалий, связанных с остаточной намагниченностью, вполне достаточно информации о кажущихся компонентах остаточной намагниченности.

В качестве примера применения описанной методики можно привести результаты интерпретации данных метода НП и магниторазведки на одном из месторождений Южной Якутии (рис. 46). По результатам аналитического продолжения в верхнюю и нижнюю полуплоскости построены изодинамы ΔZ в вертикальной плоскости и экстраполированы до пересечения в особых точках. Таким образом, определена глубина залегания верхней кромки пласта 70 м и мощность вертикального пласта 200 м. Кажущаяся магнитная восприимчивость пласта составила 0,59 ед. СИ. Истинная средняя магнитная восприимчивость пласта, полученная с учетом

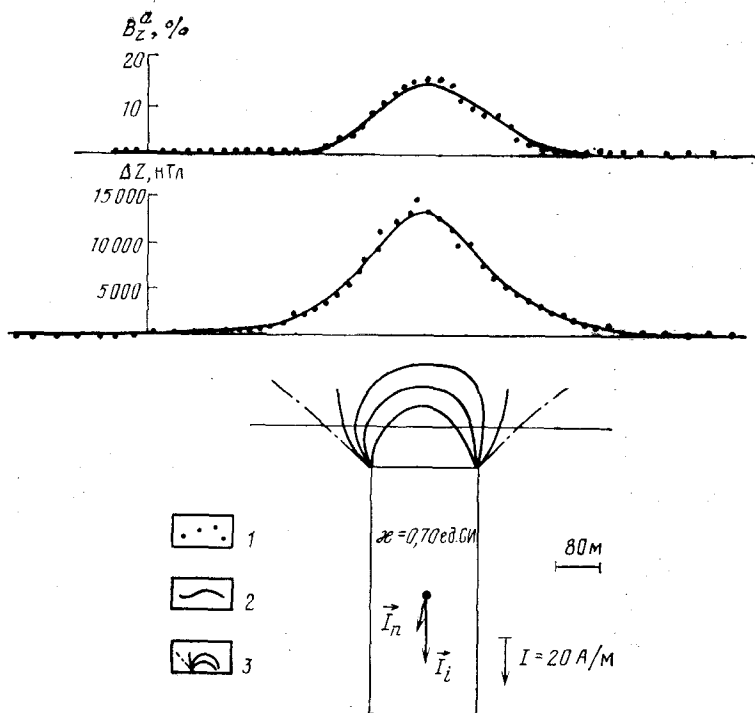


Рис. 46. Результаты интерпретации полевых материалов метода НП и магнито-разведки на месторождении Горкит.

Аномалии: 1 — наблюдаемые, 2 — подобранные, 3 — изолинии аналитического продолжения

поправок за размагничивание и за неоднородность поля петли, оказалась равной 0,7 ед. СИ, векторы индуктивной и остаточной намагниченности, определенные с учетом размагничивания, показаны на рис. 46. В гл. V приведены примеры решения геологических задач с помощью данной методики в различных регионах СССР.

§ 15. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ НАЗЕМНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ДЛЯ ЛОКАЛЬНЫХ ТЕЛ СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Интерпретация данных МНП для тел сложной формы в соответствии с теоретическими требованиями должна проводиться комплексом методов, основанных на различных идеях извлечения информации. Наибольшее значение при этом имеют методы подбора, особых точек и интегральные методы (методы моментов). Они позволяют достаточно эффективно определять форму локальных объектов и величину их магнитной восприимчивости.

Определение формы и магнитной восприимчивости тел возможно для таких классов объектов, для которых доказаны теоре-

мы единственности решения обратной задачи метода НП, а также метода искусственного подмагничивания. Изучением различных классов таких объектов занимались В. А. Филатов, А. В. Цирульский, В. Н. Страхов, А. И. Лучицкий, П. С. Мартышко и др. [3, 17, 23, 27]. Большинство полученных результатов относится к плоской задаче, когда намагничение тел проводится в поле кабеля или совокупности кабелей, параллельных простиранию объекта. С точки зрения практики наиболее важным из таких классов тел является параметрический класс произвольных многоугольников, где имеет место единственность при одном положении намагничивающего источника. Эта единственность обеспечивается однозначностью идентификации особых точек, совпадающих с вершинами многоугольника. Для этого класса тел эффективным является комплекс методов интерпретации, включающей методы особых точек и подбора. Частный случай такого комплекса — рассмотренный в гл. III комплекс для крутопадающих пластов.

Более сложной является геологическая ситуация на скарных магнетитовых месторождениях, где зачастую число рудных тел велико и форма их сложна. В этой ситуации в интерпретационном комплексе для выбора начального приближения могут применяться методы, основанные на вычислении гармонических моментов и построении квазиэквивалента с учетом размагничивания. Квазиэквивалентом называется тело простой формы, первые гармонические моменты которого совпадают с соответствующими моментами истинного геологического объекта. Для двумерной задачи в качестве эквивалента удобно использовать эллиптический цилиндр, а для трехмерной — эллипсоид.

Рассмотрим двумерную задачу метода НП и покажем, что параметры эллиптического цилиндра однозначно определяются по аномальному полю с учетом размагничивания, даже когда первичное поле петли в объеме, занимаемом телом, квазиоднородно. Примем координатную систему xOz с осью x вправо и осью z — вверх. Пусть $s = x + iz$ — комплексная переменная, а $B(s) = Z(x, z) + iX(x, z)$ — комплексная индукция аномального магнитного поля, порожденного источниками с намагниченностью $I(\sigma) = I_x(\xi, \zeta) + iI_z(\xi, \zeta)$ (где $\sigma = \xi + i\zeta$), расположенными в области S . Имеет место следующее разложение комплексной индукции в ряд Лорана во внешности окружности с центром в точке s_0 и радиусом R , охватывающей источники [24]:

$$B(s) = \frac{i\mu_0}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(n+1) M_n(s_0)}{(s-s_0)^{n+2}}. \quad (\text{IV.54})$$

Здесь $M_n(s_0)$ — комплексный гармонический момент n -го порядка относительно заданной точки s_0 , связанный с намагниченностью соотношением

$$M_n(s_0) = \int_S I(\sigma) (\sigma - s_0)^n ds. \quad (\text{IV.55})$$

Из этих формул следует, что система комплексных моментов однозначно определяется по внешнему полю, так что для доказательства единственности решения обратной задачи достаточно указать способ определения параметров объекта по его комплексным моментам.

Итак, пусть эллиптический цилиндр с полуосями a и b ($a > b$), имеющий магнитную восприимчивость κ , расположен в однородном первичном поле с индукцией \vec{B}_n (рис. 47). Угол между осью Ox и длинной осью цилиндра, отсчитываемый против часовой стрелки, обозначим φ , а острый угол между длинной осью цилиндра и направлением первичного поля — α . Разложим индукцию первичного поля на составляющие, параллельные осям цилиндра, для чего воспользуемся известными выражениями для его индуктивной намагниченности. Составляющая I_a , параллельная длинной оси, в СИ выражается следующим образом:

$$I_a = \kappa(a + b) B_n \cos \alpha / \mu_0 (a + b + \kappa b); \quad (IV.56)$$

составляющая I_b — соответственно

$$I_b = \kappa(a + b) B_n \sin \alpha / \mu_0 (a + b + \kappa a). \quad (IV.57)$$

Учитывая соотношение между магнитной восприимчивостью и относительной магнитной проницаемостью $\bar{\mu} = 1 + \kappa$, а также известную формулу площади эллипса $S = \pi ab$, получим следующее выражение для модуля нулевого комплексного момента, представляющего собой произведение модуля намагниченности на площадь поперечного сечения:

$$|M_0| = \frac{\pi ab(a + b)(\bar{\mu} - 1) B_n}{\mu_0} \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha}{(a + \bar{\mu} b)^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{(b + \bar{\mu} a)^2}}. \quad (IV.58)$$

Острый угол θ между вектором намагниченности и длинной осью цилиндра, как следует из соотношений для I_a и I_b , связан с параметрами эллипса следующим образом:

$$\operatorname{tg} \theta / \operatorname{tg} \alpha = (a + \bar{\mu} b) / (b + \bar{\mu} a). \quad (IV.59)$$

Если первичное поле направлено вдоль какой-либо оси эллипса, последнее соотношение становится неопределенным. Из этого следует, что слабая единственность решения обратной задачи для эллиптического цилиндра имеет место лишь тогда, когда первичное поле направлено не по его осям. В противном случае в соответствии с теоремой Маклорена для софокусных эллипсоидов можно построить однопараметрическое эквивалентное семейство эллипти-

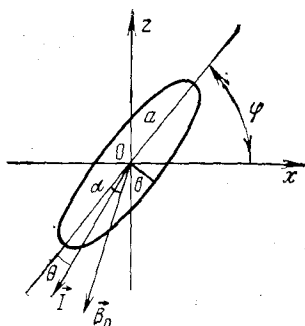


Рис. 47. Параметры, используемые при выводе соотношений (IV.56) — (IV.65)

ческих цилиндров, имеющих различные восприимчивости и создающих тождественные внешние поля.

Первый комплексный момент представляет собой произведение нулевого момента на аффикс центра масс $s_m = x_m + iz_m$, а второй момент относительно центра масс для эллипса [24]

$$M_2(s_m) = M_0(a^2 - b^2)e^{2i\varphi}/4. \quad (IV.60)$$

Этими соотношениями можно воспользоваться для решения обратной задачи и построения квазиэквивалента. Вычислив с помощью любого из известных методов нулевой, первый и второй моменты по наблюдаемому полю, определим координаты центра масс и угол φ :

$$s_m = M_1(0)/M_0(0); \quad (IV.61)$$

$$\varphi = 0,5 \arg M_2(s_m)/M_0(0). \quad (IV.62)$$

Далее, решив систему уравнений (IV.58) — (IV.60), найдем параметры a , b и $\bar{\mu}$. Для упрощения решения выразим $(a + \bar{\mu}b)$ из (IV.50) и подставим в (IV.58). В результате система приводится к виду

$$\left. \begin{aligned} \frac{ab(a+b)(\bar{\mu}-1)}{b+\bar{\mu}a} &= \frac{\mu_0 \sin \theta}{\pi \sin \alpha} \left| \frac{M_0}{B_{\Pi}} \right|, \\ \frac{a+\bar{\mu}b}{b+\bar{\mu}a} &= \frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{tg} \alpha}, \\ a^2 - b^2 &= 4 \left| \frac{M_2(s_m)}{M_0} \right|. \end{aligned} \right\} \quad (IV.63)$$

Введем обозначения

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\mu_0 \sin \theta}{\pi \sin \alpha} \left| \frac{M_0}{B_{\Pi}} \right|, & B &= \frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{tg} \alpha}, \\ C &= 4 \left| \frac{M_2(s_m)}{M_0} \right|, & D &= \frac{A}{C(1-B)}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.64)$$

Тогда решение будет следующим:

$$\left. \begin{aligned} a &= \sqrt{\frac{C}{2} \left(\frac{1+2D}{\sqrt{1+4D}} + 1 \right)}, \\ b &= \sqrt{\frac{C}{2} \left(\frac{1+2D}{\sqrt{1+4D}} - 1 \right)}, \\ \bar{\mu} &= \frac{a - bB}{aB - b}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.65)$$

Формулы (IV.61), (IV.62), (IV.64) и (IV.65) фактически представляют собой алгоритм решения обратной задачи.

На практике довольно часто встречается ситуация, когда по данным каротажа достаточно точно известна средняя магнитная

восприимчивости объекта. В этих случаях интерпретация данных метода НП можно проводить по-иному, воспользовавшись уравнением (IV.58) и третьим уравнением из системы (IV.63). Эти уравнения выбраны в связи с более высокой точностью определения модулей комплексных моментов. Тогда система примет вид

$$ab(a+b) \sqrt{\frac{\cos^2 \alpha}{(a+\bar{\mu}b)^2} + \frac{\sin^2 \alpha}{(b+\bar{\mu}a)^2}} = \frac{\mu_0}{\pi(\bar{\mu}-1)} \left| \frac{M_0}{B_{\Pi}} \right|, \quad (IV.66)$$

$$a^2 - b^2 = 4 \left| M_2(s_m)/M_0 \right|.$$

Приведем ее к виду, удобному для решения методом последовательных приближений. Для этого введем относительную вытянутость эллипса $k=a/b$, после чего поделим первое из уравнений на второе и внесем b под корень. В итоге получим

$$k = 1 + \frac{\pi k (\bar{\mu}-1) \left| M_2(s_m) \right| B_{\Pi} \sqrt{(k+\bar{\mu})^2 + (\bar{\mu}^2-1)(k^2-1) \cos^2 \alpha}}{\mu_0 (k+\bar{\mu})(1+k\bar{\mu}) \left| M_0 \right|^2}. \quad (IV.67)$$

В качестве начального приближения можно использовать значение k_0 , полученное при намагниченности для кругового цилиндра. При этом систему (IV.66) можно упростить:

$$\pi ab (\bar{\mu}-1)/(\bar{\mu}+1) = \mu_0 \left| M_0/B_{\Pi} \right|, \quad (IV.68)$$

$$a^2 - b^2 = 4 \left| M_2(s_m)/M_0 \right|.$$

Обозначив

$$F = \mu_0 (\bar{\mu}+1) \left| M_0 \right|^2 / 4\pi (\bar{\mu}-1) \left| M_2(s_m) \right| B_{\Pi}, \quad (IV.69)$$

для k_0 получим выражение

$$k_0 = (1 + \sqrt{1 + 4F^2})/2F. \quad (IV.70)$$

Итерационный процесс вычисления по формуле (IV.67) сходится за несколько шагов, после чего можно получить размеры эллипса:

$$b = \sqrt{4 \left| M_2(s_m) \right| / [(k^2-1) \left| M_0 \right|]}, \quad (IV.71)$$

$$a = kh.$$

Таким образом, в результате интерпретации данных метода НП можно определить геометрические параметры эллиптического цилиндра и его магнитную восприимчивость. Далее по данным магниторазведки может быть найдена остаточная намагниченность. Для этого необходимо по полевым данным получить магнитный момент эллиптического цилиндра \vec{M} и разложить его на составляющие M_a и M_b , параллельные осям цилиндра. Если острый угол между направлением нормального поля Земли с индукцией T_0 и длинной осью эллипса обозначить ψ , компоненты магнитного мо-

мента окажутся связанными с параметрами цилиндра соотношениями

$$M_a = \frac{\pi ab(a+b)(\kappa T_0 \cos \Psi + \mu_0 I_{na})}{\mu_0(a+b+\kappa b)},$$

$$M_b = \frac{\pi ab(a+b)(\kappa T_0 \sin \Psi + \mu_0 I_{nb})}{\mu_0(a+b+\kappa a)}, \quad (IV.72)$$

где I_{na} и I_{nb} — проекции вектора остаточной намагниченности на оси эллипса. Из этих соотношений несложно определить I_{na} и I_{nb} , которые при необходимости можно пересчитать в горизонтальную и вертикальную составляющие.

Несмотря на то что эллиптическая форма весьма характерна для магнетитовых рудных тел, многие месторождения отличаются более сложным строением. Вместе с тем численный эксперимент [3] показывает, что параметры двумерных объектов сложной формы с достаточной для начального приближения точностью могут быть оценены при учете их размагничивания на квазиэквивалентном эллиптическом цилиндре. При этом, естественно, результаты тем лучше, чем ближе форма поперечного сечения объекта к эллипсу.

Наиболее неблагоприятным является случай двух изолированных объектов, тогда как совокупность многих рудных тел, общая конфигурация которой близка к эллиптической, интерпретируется этим способом весьма эффективно.

При интерпретации результатов съемок определять комплексные моменты целесообразно каким-либо аппроксимационным методом [24]. При этом приходится решать системы линейных алгебраических уравнений относительно компонент магнитного момента формальных источников: диполей, пластинок и т. п. Особенность совместной интерпретации данных магниторазведки и метода НП состоит в том, что системы уравнений при заданной геометрии формальных источников отличаются лишь столбцами свободных членов. Решая систему с двумя различными столбцами свободных членов любым известным способом, например методом Гаусса — Жордана, можно добиться значительной экономии машинного времени, затрачиваемого при определении комплексных моментов.

На рис. 48 приведены результаты построения квазиэквивалентного эллиптического цилиндра на одном из магномагнетитовых рудопроявлений Среднего Приангарья. Над ним наблюдается положительная аномалия B_z^a амплитудой 12 % и знакопеременная аномалия ΔZ , отрицательный экстремум которой достигает 19 300 нТл. Это свидетельствует о значительном влиянии остаточной намагниченности. Аномалии B_z^a и ΔZ были аналитически продолжены вверх на высоту 40 м и на этом уровне аппроксимированы полем одной пластинки. Полученные комплексные моменты обработаны с учетом известного по данным каротажа магнитной

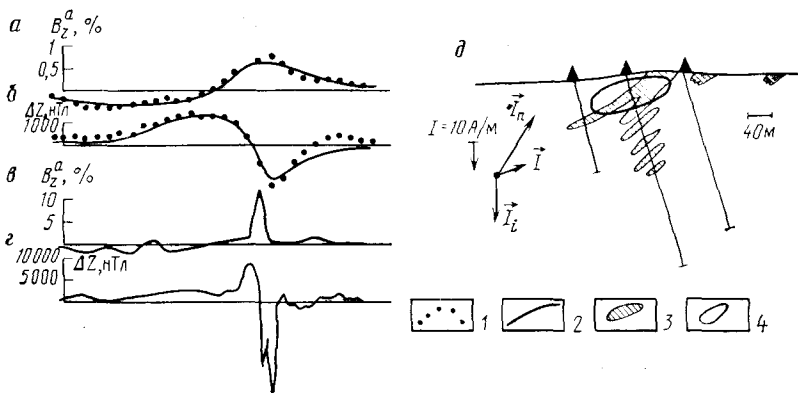


Рис. 48. Результаты интерпретации полевых материалов на магномагнетитовом рудопроявлении.

Подбор аномалий: а — B_z^a , аналитически продолженной на высоту 40 м. б — то же, ΔZ ; наблюдаемые аномалии: в — B_z^a , г — ΔZ ; д — геологический разрез с результатами интерпретации; 1 — аналитически продолженные аномалии для рис. а и б; 2 — подобранные аномалии для рис. а и б; 3 — рудные тела по геологическим данным; 4 — квазиэквивалентный эллипс

восприимчивости значения χ . В результате определены геометрические параметры эллиптического цилиндра и векторы его индуктивной и остаточной намагнитченности.

На поисковой стадии геологоразведочных работ построение квазиэквивалента и оценка его намагнитченности иногда могут полностью решать стоящие перед геофизиками задачи, в то время как при поисково-оценочных и тем более разведочных работах полученной таким образом информации уже может быть недостаточно. В этих случаях, используя квазиэквивалент как начальное приближение, с учетом информации об особых точках необходимо интерпретировать полученные аномалии путем подбора и моделирования с обязательным учетом размагничивания. Особенностью проведения моделирования сильномагнитных объектов является невозможность применения с целью количественной интерпретации геологического редуцирования, т. е. решения прямой задачи от известной части разреза, вычитания рассчитанного поля из наблюдаемого и интерпретации остаточных аномалий. Эта невозможность связана с большим взаимовлиянием объектов с высокой магнитной восприимчивостью, которое может приводить к тому, что искажения остаточных аномалий могут быть столь велики, что даже качественное истолкование остаточных аномалий может стать невозможным. Это приводит к необходимости одновременного моделирования и подбора всей совокупности особенностей строения объекта. Наиболее эффективно в этих случаях при решении прямой задачи использовать описанную в гл. I экспресс-методику, при которой небольшие изменения сложной модели не требуют пересчета компонент эффективной намагнитченности всех

элементов аппроксимирующей конструкции. Полярное взаимовлияние элементов известной части разреза может храниться в памяти ЭВМ, а при подборе можно лишь вычислять поправки, связанные с подбираемыми элементами.

Современные средства машинной графики и возможности подбора в диалоговом режиме делают такую интерпретацию весьма эффективной.

При интерпретации гравитационных и магнитных аномалий над разрезами сложной формы, в том числе над месторождениями магнитных руд, наибольшие трудности связаны с практической эквивалентностью разрезов. На ранних стадиях геологоразведочных работ при дефиците априорной информации зачастую можно построить целый ряд различных объектов, создающих такое же поле, как наблюдаемое. В методе НП имеются возможности преодоления этих затруднений за счет проведения съемки в различных по величине и форме петлях при индукционном зондировании и профилировании. Изменение геометрии возбуждающего поля помогает разобраться в структуре изучаемого объекта, в объемном распределении намагниченных масс.

Изменяя форму и величину намагничивающих петель, можно намагнитить, например, преимущественно верхнюю часть разреза или массы, залегающей в определенном интервале глубин. При интерпретации данных многопетлевых измерений имеются две принципиальные возможности. Во-первых, интерпретацию результатов, полученных в разных петлях, можно проводить независимо, сравнивая результаты, составляя комплексную модель и проводя ее моделирование в наибольшей и создающей более однородное первичное поле петле. Во-вторых, интерпретацию можно проводить одновременно во всех петлях с использованием критерия качества подбора, учитывающего априорные веса информации в различных петлях.

При обоих подходах в целом ряде случаев можно сузить границы практической эквивалентности и помочь эффективному решению поставленной геологической задачи.

§ 16. СОВМЕСТНАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ НАЗЕМНЫХ И СКВАЖИННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Скважинные наблюдения в методе незаземленной петли несут важную дополнительную информацию о структуре изучаемого геологического объекта и характере распределения его магнитной восприимчивости. Так же, как и наземные измерения, скважинные наблюдения свободны от влияния остаточной намагниченности, что дает возможность, комплексировав метод НП со скважинной магниторазведкой, разделить влияние на результаты последней индуктивной и остаточной намагниченности. Обычно скважинные наблюдения производятся на тех участках, где наземные съемки уже проведены, что ставит задачу совместной интерпретации данных наземных и скважинных наблюдений.

Отметим, прежде всего, характерные особенности информации

содержащейся в наземных и скважинных наблюдениях. Скважинные наблюдения проводятся вблизи рудных тел и внутри них, что влечет за собой значительность величин наблюдаемых аномалий. На фоне этих аномалий практически не проявляются помехи, создаваемые окружающими геологическими объектами. Расположение скважин вблизи изучаемого объекта позволяет детализировать структуру его ближайших к скважине частей. Аномалии в подсечении объекта несут информацию о его локальных магнитных свойствах. Вместе с тем при скважинных измерениях влияние близлежащих частей рудных тел настолько велико, что в наблюдаемых аномалиях оказывается значительно подавленной информация об удаленных частях объекта, особенно о глубокозалегающих. Эту информацию несут наземные наблюдения на длинных интерпретационных профилях, причем большая часть этой информации связана с областями, удаленными от эпицентра аномалии. Однако вдали от эпицентра на наземные аномалии начинают существенно влиять окружающие изучаемый объект геологические образования. В свете сказанного следует отметить, что наиболее эффективное извлечение информации, содержащейся в данных метода НП, возможно именно при совместной интерпретации наземных и скважинных наблюдений.

Совместная интерпретация наземных и скважинных наблюдений начинается с качественного анализа результатов. Вначале по данным наземной съемки, полученным как методом НП, так и магниторазведкой, намечают границы верхней кромки рудного тела или совокупности тел. По морфологии аномалий оценивают возможную форму тел, в частности, направление падения и характер расположения нижней кромки: на небольшой или на большой глубине. Далее по данным трехкомпонентных скважинных наблюдений, полученных методами НП и магниторазведки, уточняют местоположение тел и их строение. Приемы интерпретации скважинных наблюдений методом НП при этом аналогичны соответствующим приемам в скважинной магниторазведке [16]. Сравнивая распределение векторов аномального магнитного поля и векторов аномального поля, полученных с помощью метода НП и выраженных в долях модуля нормального поля в точках наблюдения, оценивают влияние остаточной намагниченности на результаты скважинной магниторазведки. При наличии подсечений рудных тел точки подсечения отмечают на разрезе, после чего с учетом априорной геологической информации строят начальное приближение модели изучаемого объекта.

Количественную интерпретацию начинают с анализа особых точек по данным наземных наблюдений и уточнения положения верхней кромки изучаемого объекта. Затем каким-либо аппроксимационным методом, например путем подбора аномалии, полем одной или нескольких пластинок, определяют гармонические моменты объекта и строят с учетом размагничивания квазиэквивалент, причем при подборе используют и наземные, и скважинные наблюдения. При этом оценивают положение центра масс, глу-

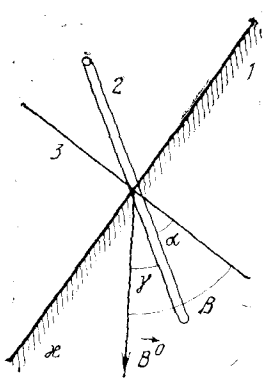


Рис. 49. Параметры, используемые при выводе соотношений (IV.73)–(IV.75).

1 — граница тела; 2 — скважина; 3 — нормаль к поверхности раздела

бину до нижней кромки объекта, его угол падения, вытянутость и средние магнитные свойства. На месторождениях с пластообразной формой рудных тел вместо построения квазиэквивалента удобно подбирать модель в виде пачки однородных по магнитной восприимчивости пластов, опираясь, как было отмечено выше, на особые точки, характеризующие верхнюю кромку пачки.

При недостаточном качестве подбора с учетом полученной информации уточняют модель объекта, основываясь на характере различий истинного и подобранного полей. При наличии подсечений скважинами рудных тел по скачку поля при переходе через границу оценивают локальную магнитную восприимчивость объекта.

Как известно, нормальная компонента напряженности магнитного поля при переходе через поверхность тела испытывает скачок на величину I_N , представляющую собой нормальную компоненту намагниченности в точке перехода. Нормальная компонента индукции поля теоретически непрерывна на границе тела, однако при проведении скважинных измерений индукции из-за наличия скважины, заполненной немагнитной средой и искажающей поле, скачок претерпевает и наблюдаемая нормальная компонента индукции, причем величина этого скачка в связи с немагнитностью среды в скважине равна $\mu_0 I_N$.

Оценку величины локальной магнитной восприимчивости проще всего проводить по скачку осевой компоненты индукции поля петли B_{oc} . Обозначим угол между направлением скважины и нормалью к телу в точке подсечения α , а угол между направлением нормального поля петли \vec{B}^0 и нормалью в той же точке β , угол между скважиной и направлением нормального поля γ (рис. 49). Если все три отмеченные линии (нормаль, скважина и направление поля) расположены в одной плоскости, то, очевидно, $\gamma = \beta - \alpha$.

Рассмотрим скачок аномалии осевой компоненты индукции, вычисляемой по формуле

$$B_{oc}^a = B_{oc}/B_{oc}^0 - 1. \quad (IV.73)$$

Нормальная компонента намагниченности объекта в точке подсечения I_N может быть записана следующим образом:

$$I_N^* = (\kappa'/\mu_0) B_N^0 = (\kappa'/\mu_0) B^0 \cos \beta, \quad (IV.74)$$

где κ' — кажущаяся магнитная восприимчивость в точке перехода через границу, тогда скачок нормальной компоненты индукции в немагнитной скважине будет равен $\kappa' B^0 \cos \beta$. Так как измеряет-

ся осевая компонента индукции, ее скачок соответственно меньше и составляет $\kappa' B^0 \cos \alpha \cos \beta$. Отметим, что на осевую компоненту индукции не влияет размагничивание (точнее подмагничивание) скважины, что и определяет удобство оценки κ по скачку осевой компоненты. В связи с тем, что при вычислении аномалии по формуле (IV.73) нормировка осуществляется на осевую компоненту, а не на модуль первичного поля $B^0_{oc} = B^0 \cos \gamma$, скачок аномалии осевой компоненты индукции ΔB_{oc} , измеряемой в скважине, будет

$$\Delta B_{oc} = \kappa' \cos \alpha \cos \beta / \cos \gamma. \quad (IV.75)$$

Из полученной формулы несложно найти κ' . Для перехода от кажущейся магнитной восприимчивости к истинной необходимо учесть размагничивание тела на квазиэквивалентном эллипсоиде. Для пластовых тел учет размагничивания при подсечении пласта вдали от его верхней и нижней кромок прост и может быть проведен по формуле для бесконечного пласта, т. е.

$$\kappa = \kappa' / (1 - \kappa'). \quad (IV.76)$$

При использовании формулы (IV.75) необходимо знать углы α , β и γ в точке подсечения, для чего надо вычислить нормальное поле в этой точке и учесть данные гироскопической инклинометрии. Положение нормали иногда известно по данным изучения скважин или в результате исследований с применением пластового наклономера. При отсутствии этой информации положение нормали может быть взято с первоначальной модели, но тогда в процессе подбора значение локальной магнитной восприимчивости должно уточняться и увязываться с данными каротажа магнитной восприимчивости.

Информацию о локальной магнитной восприимчивости, а также информацию, полученную с помощью каротажа магнитной восприимчивости, учитывают при составлении следующего приближения модели объекта, после чего осуществляют моделирование наземных и скважинных аномалий с учетом размагничивания. Процесс подбора и моделирования повторяют до тех пор, пока качество подбора станет хорошим и по точности совпадения полей, и по точности удовлетворения априорной геологической информации. Полученные сведения о распределении магнитной восприимчивости далее могут быть использованы для определения по данным скважинной и наземной магниторазведки величины и направления индуктивной и остаточной намагниченностей различных частей изучаемого объекта. Примеры совместной интерпретации наземных и скважинных наблюдений приведены в гл. V.

§ 17. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ АНИЗОТРОПНЫХ РУДНЫХ ТЕЛ

Характерной особенностью руд метаморфогенной железорудной формации, составляющих значительную часть мировых запасов железных руд, является их полосчатая текстура, вызванная

чередованием рудных прослоев с прослоями силикатного состава и кварца. Полосчатость текстуры руд обуславливает анизотропию их магнитной восприимчивости, оказывающую большое влияние на магнитные аномалии и требующую учета при решении целого ряда геологических задач.

Экспериментальные исследования образцов железных руд, проведенные З. А. Крутиховской, В. Н. Завойским и др. [25], показали, что для большинства руд характерна одноосная анизотропия. Магнитная восприимчивость руд по направлению полосчатости κ_t превышает магнитную восприимчивость в направлении, перпендикулярном полосчатости κ_n , иногда в несколько раз. Соответствующий тензор магнитной восприимчивости $\hat{\kappa}$ имеет вид

$$\hat{\kappa} = \begin{pmatrix} \kappa_t & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_t & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_n \end{pmatrix}. \quad (\text{IV.77})$$

В. Н. Завойским [25] и Ю. И. Блохом [2] показано, что анизотропия магнитной восприимчивости существенно влияет на магнитные аномалии месторождений метаморфогенной железорудной формации, приводя к качественным изменениям формы наблюдаемых аномалий и их величины. Это важно учитывать при моделировании месторождений, для чего необходимо знать средние значения компонент тензора магнитной восприимчивости. Эта информация нужна также для учета анизотропии при интерпретации результатов каротажа магнитной восприимчивости с целью оценки содержания магнетитового железа в руде [1]. Получение информации о компонентах тензора магнитной восприимчивости руд путем изучения образцов не всегда возможно и к тому же довольно трудоемко и дорогостояще.

Низкочастотная индуктивная электроразведка может использоваться для определения компонент тензора магнитной восприимчивости рудных тел путем создания в объеме, занимаемом изучаемым объектом, намагничивающего поля заранее заданного направления. В связи с изучением больших объемов рудных тел данные низкочастотной индуктивной электроразведки обладают большей представительностью по сравнению с результатами изучения образцов и могут эффективно использоваться при интерпретации магнитных аномалий на поздних стадиях геологоразведочных работ.

Как правило, задача определения компонент тензора магнитной восприимчивости возникает тогда, когда в результате проведенных геологических и геофизических работ местоположение и форма изучаемого объекта уже достаточно хорошо известны и требуется изучить распределение в нем полезных компонент руды. В этом случае низкочастотная индуктивная электроразведка может применяться в двух вариантах. В первом (более трудоемком) варианте измерения аномалий индукции проводят последовательно

в поле двух источников первичного поля. Первичное поле первого из источников в объеме, занимаемом изучаемым объектом, ориентируют вдоль напластования, с которым обычно в целом совпадает направление полосчатости, а первичное поле второго источника в том же объеме ориентируют перпендикулярно к напластованию. В случае вертикального пласта, например, продольное поле можно создать незаземленной петлей, разложенной на поверхности земли симметрично относительно пласта. Поперечное поле в этом случае удобно создавать длинным кабелем, разложенным вдоль простирания пласта над его верхней кромкой. Измерения аномалий индукции можно проводить как на поверхности земли, так и в скважинах, в том числе неподсекших изучаемый объект. Интерпретация получаемых результатов осуществляется аналогично интерпретации в описанном ранее случае изотропных руд. В итоге после учета размагничивания в поле первого источника определяют продольную компоненту тензора магнитной восприимчивости κ_t , а в поле второго — поперечную компоненту κ_n .

По второму варианту измерения аномалий индукции проводят в поле одного источника, первичное поле которого ориентируют под углом к напластованию, создавая тем самым и продольное и поперечное намагничение объекта. Оптимальной для работы по второму варианту является ориентировка первичного поля источника под углом, близким к 45° по отношению к напластованию, хотя вариации этого угла допустимы в весьма широких пределах. В качестве такого источника для крутопадающего пласта, например, может быть использована асимметрично расположенная незаземленная петля или длинный кабель, параллельный простиранию пласта, но не лежащий в плоскости его симметрии. Измерения аномалий индукции, проводимые в поле такого источника, содержат информацию и о продольной, и о поперечной компонентах тензора магнитной восприимчивости, но их влияние требует разделения аномалий на основе принципа суперпозиции полей. Наиболее удобно для этого использовать метод квазиразностей и находить кажущиеся значения компонент κ_t и κ_n путем минимизации суммы квадратов отклонения наблюдаемой аномалии от теоретической:

$$\sum_{k=1}^N \left[B_{\text{КОМ}}^a(x_k, y_k, z_k) - \frac{\kappa_t'}{B^0(x_k, y_k, z_k)} B_{\text{КОМ}}^t(x_k, y_k, z_k, B_t^0, P) - \frac{\kappa_n'}{B^0(x_k, y_k, z_k)} B_{\text{КОМ}}^n(x_k, y_k, z_k, B_n^0, P) \right]^2 = \min. \quad (\text{IV.78})$$

Здесь $B_{\text{КОМ}}^a$ — аномалия измеряемой компоненты индукции поля, например вертикальной при наблюдениях на поверхности земли или осевой при скважинных работах, получаемой в долях модуля нормального поля источника в точке наблюдения B^0 ; $B_{\text{КОМ}}^t$ и $B_{\text{КОМ}}^n$ — аномалии той же компоненты индукции, вызванные продольной B_t^0 и поперечной B_n^0 составляющими первичного поля

источника в объекте с набором (вектором) геометрических параметров P и единичной кажущейся магнитной восприимчивостью без учета размагничивания. Путем составления нормальных уравнений можно свести эту задачу к решению системы двух линейных алгебраических уравнений. Если изучаемый объект состоит из i отдельных тел, для каждого из которых требуется определить компоненты тензора магнитной восприимчивости, то в формулу (IV.78) включается сумма аномалий от каждого тела, что приводит к системе $2i$ линейных алгебраических уравнений. Для перехода от кажущихся компонент χ'_i и χ'_n , получаемых в результате решения этой системы, к истинным, надо путем моделирования на ЭВМ учесть размагничивание объекта и ввести соответствующие поправки.

В качестве примера приведем результаты определения компонент тензора магнитной восприимчивости на одном из месторождений Южной Якутии (см. рис. 67). По данным бурения с учетом результатов наземных измерений методом НП в симметрично расположенной петле построен разрез участка месторождения и после интерпретации определены продольные компоненты тензора магнитной восприимчивости для каждого из пластов. Моделирование скважинных результатов в другой, асимметрично расположенной, петле с определенными продольными компонентами при гипотезе об изотропности пластов, показанное на рисунке, не дало совпадения с исходными данными. Полученные в результате подбора, средние компоненты тензора анизотропии магнитной восприимчивости оказались равными $\chi_t = 1,23$ ед. СИ, $\chi_n = 0,68$ ед. СИ. Среднее значение коэффициента анизотропии, равного отношению χ_t/χ_n , получилось 1,81.

Глава V.

ПРИМЕРЫ ПРИМЕНЕНИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ИНДУКТИВНЫХ МЕТОДОВ ЭЛЕКТРОРАЗВЕДКИ В ОСНОВНЫХ ЖЕЛЕЗОРУДНЫХ РАЙОНАХ СССР ПРИ РЕШЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

§ 18. КЛАССИФИКАЦИЯ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ С ПОМОЩЬЮ ПРОФИЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ НЧМ

Известно [13], что вопросы классификации магнитных аномалий по их геологической природе стоят остро не только при поисках железорудных месторождений. С ними приходится сталкиваться при решении ряда других геологических задач. Примером того, как низкочастотные индуктивные методы помогают определению природы магнитных аномалий, могут служить результаты работ, полученные в Южной Якутии на ряде участков Алданского месторождения флогопита.

На рис. 50 приведены некоторые результаты профильных наблюдений методом незаземленной петли в сопоставлении с графика-

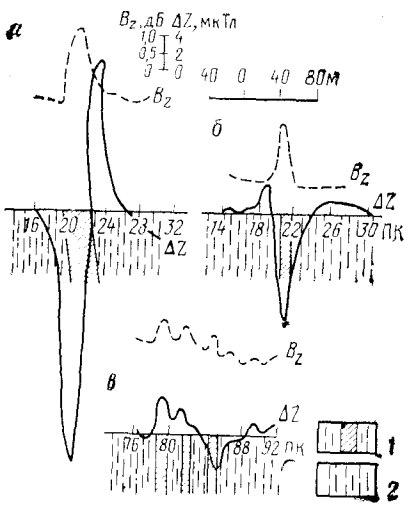
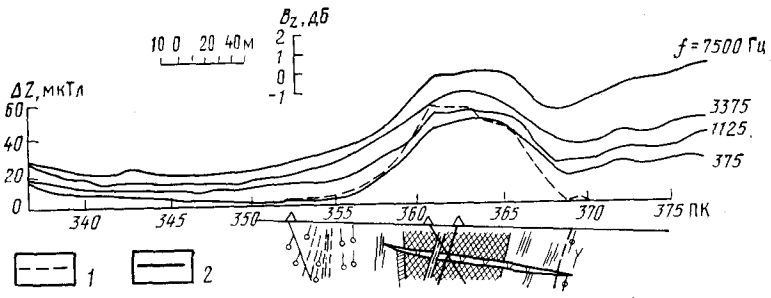


Рис. 50. Примеры классификации магнитных аномалий с помощью метода незаземленной петли на Эльконском слюдоносном поле Алданского месторождения флогопита в Южной Якутии.

Профили Северного участка: а — 80, б — 82; в — профиль 17 Южного участка; 1 — диопсид-магнетитовые сланцы; 2 — кристаллические сланцы

Рис. 51. Результаты работ методом незаземленной петли на месторождении железистых кварцитов «им. XV лет Октября» на Кольском полуострове.

1 — ΔZ ; 2 — B_z



ми магнитной съемки ΔZ на Эльконском слюдоносном поле Алданского месторождения. Сложный характер магнитного поля, наблюдаемый на этом месторождении над магнетитосодержащими диопсидовыми сланцами, обусловленный влиянием изменчивой остаточной намагниченности пород, значительно упрощается и упорядочивается на графиках B_z метода НП. По этим графикам уверенно выделяются диопсид-магнетитовые сланцы, для которых удастся определять элементы залегания (мощность и глубину) и магнитные свойства ($\chi = 1$ ед. СИ, $Q_z = I_{nz} / I^{iz} = 0 \div 2$). Эти данные наряду с классификацией магнитных аномалий позволяют дополнительно расчленять литологические разности пород Эльконского слюдоносного поля.

Наибольшая эффективность от применения НЧМ достигается в железорудных районах при определении геологической природы аномалий магнитного поля Земли, полученных в результате специализированных геофизических поисков (наземных и аэросъемок) масштаба 1:50 000—1:25 000. Примеров такого рода к настоящему

времени накоплено достаточно много в таких районах, как Горная Шория, Кузнецкий Алтай, Среднее Приангарье, КМА, Южное Побужье.

Наиболее просто подобные задачи решаются на неглубоко залегающих объектах (единицы и первые десятки метров). На рис. 51 результаты наблюдений методом незаземленной петли (на частотах 375—7500 Гц) сопоставлены с графиком ΔZ по одному из профилей на месторождении железистых кварцитов «им. XV лет Октября» на Кольском полуострове. Железистые кварциты этого месторождения залегают среди гнейсов и амфиболитов кольской серии архея. Пласт железистых кварцитов, выходящий под мало-мощные наносы, имеет по этому профилю мощность около 70 м и фиксируется в магнитном поле Земли аномалией 55 мкТл (или около 100 % от Z_0). В поле незаземленной петли этот пласт отмечается аномалией B_z^{az} 3,5 дБ (или 33 % от B^0) на частоте 375 Гц и 3 дБ (30 %) на частоте 7,5 кГц. Частотная характеристика B_z^{az} , так же как и графики амплитудно-фазовых измерений (на рисунке не приводятся), позволила определить, что сопротивление магнетитовых руд по этому профилю составляет около 100—200 Ом·м. По графику B_z для $f=375$ Гц при интерпретации удалось найти геометрические параметры пласта (глубину h и мощность $2b$) и его магнитную восприимчивость ($\kappa=0,87$ ед. СИ). Последняя величина позволяет, используя корреляционные зависимости, оценить среднее содержание магнетита в рудах величиной около 30 %. Полученные при интерпретации параметры пласта находятся в хорошем соответствии с данными геологической разведки.

Сопоставляя аномалии ΔZ и B_z^{az} , можно определить, что вектор остаточной намагниченности I_n совпадает с магнитным полем Земли и по абсолютной величине вдвое превышает индуктивную намагниченность I_i руд ($Q=2$).

В связи с тем, что параметр Q не выдержан не только для различных месторождений Кольского полуострова, но и для одного и того же пласта одного месторождения по простиранию, оценка содержания магнетита по суммарной намагниченности (определяемой при интерпретации данных магниторазведки) оказывается невозможной.

Весьма сходные результаты работ методом НП удалось получить и по другим железорудным месторождениям Кольского полуострова, таким как Комсомольское [9, 11], Южно-Кахозерское, Айвар и др. Для всех этих месторождений искажающее влияние остаточной намагниченности проявляется в увеличении амплитуды магнитных аномалий без искажения их формы. Проявление этого фактора на указанных месторождениях отличается от его поведения в железорудных районах, связанных с магнетитовыми рудами гидротермального генезиса (районы Ангаро-Илимский и Среднего Приангарья). Здесь над магнетитовыми рудами фиксируются магнитные аномалии различного знака, формы и амплитуды, нередко не отличимые от так называемых «породных» аномалий, обусловленных в основном очень высокой остаточной намагничен-

ностью траппов, довольно широко развитых в этих районах. В таких условиях применение НЧМ для определения геологической природы магнитных аномалий дает наибольший геолого-экономический эффект, так как позволяет резко сократить объемы поискового бурения. Приводимые ниже примеры по железорудному району Среднего Приангарья позволяют в этом убедиться.

Так, на рис. 52 данные, полученные с помощью профилирования установкой с совмещенными диполями и методом НП (абсолютные многочастотные наблюдения B_z и амплитудно-фазовые измерения B_{z1}/B_{z2} и $\Delta\phi$ с разносом приемных рамок 40 м в петле 1×1 км) на магнетитовом месторождении «Луч-1» сопоставлены с графиком ΔZ и геологическим разрезом. Это месторождение сложено магнетитовыми оолитовыми рудами, залегающими среди карбонатных брекчий, которые прорывают осадочные толщи отложения кембрия, перми-карбона. Оно отмечается весьма интенсивной отрицательной магнитной аномалией ΔZ амплитудой до -390 мкТл. По результатам профилирования ДИП и наблюдений методом НП можно определить, что магнитная аномалия обусловлена приповерхностным крутопадающим пластом мощностью около 30 м с магнитной восприимчивостью 1 ед. СИ. По графикам B_{z1}/B_{z2} и $\Delta\phi$ или по результатам многочастотных абсолютных наблюдений B_z^a , кроме того, можно найти, что сопротивление руд около 10 Ом·м, а вмещающих пород -200 Ом·м. Совместная интерпретация графиков B_z^a и ΔZ позволила заключить, что интенсивная аномалия ΔZ , равная 390 мкТл, обусловлена обратной остаточной намагниченностью руд величиной 10^3 А/м, в 20 раз превосходящей индуктивную намагниченность рудных тел ($Q=20$). Из этих материалов видно, что наиболее простой и достаточно информативной на данном участке являлась одночастотная ($f=22,5$ Гц) съемка B_z методом НП. Профилирование с совмещенными диполями также оказалось достаточно эффективным, но главным образом благодаря малой мощности четвертичных отложений (1—3 м). Многочастотные абсолютные и относительные амплитудно-фазовые наблюдения в методе НП позволяют получать дополнительную информацию о сопротивлении руд и вмещающих пород, которая, однако, в данном случае не столь важна для определения геологической природы этой магнитной аномалии.

Из других сходных месторождений Среднего Приангарья, где методом НП и профилированием были получены аналогичные результаты, можно назвать «Нижне-Тагарское-1», «Нижне-Тагарское-8», «Юбилейное», «Западный Лучик-2», «Кычет».

Увеличение глубины залегания магнитных объектов до первых десятков метров ограничивает применимость только профилирования с совмещенными диполями, в то время как другие модификации НЧМ не теряют своей эффективности.

На рис. 53 графики поля петли сопоставлены с известным геологическим разрезом и графиком ΔZ на магнетитовом месторождении Понепта в Среднем Приангарье. Массивные магнетитовые руды этого месторождения слагают изометричную залежь, зале-

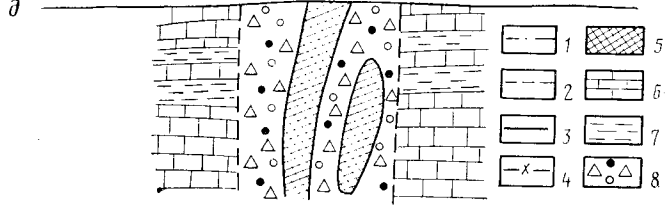
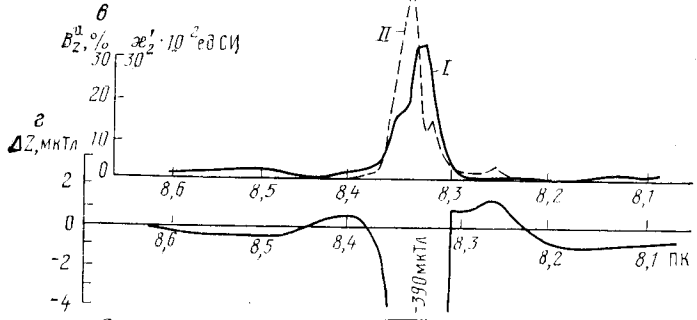
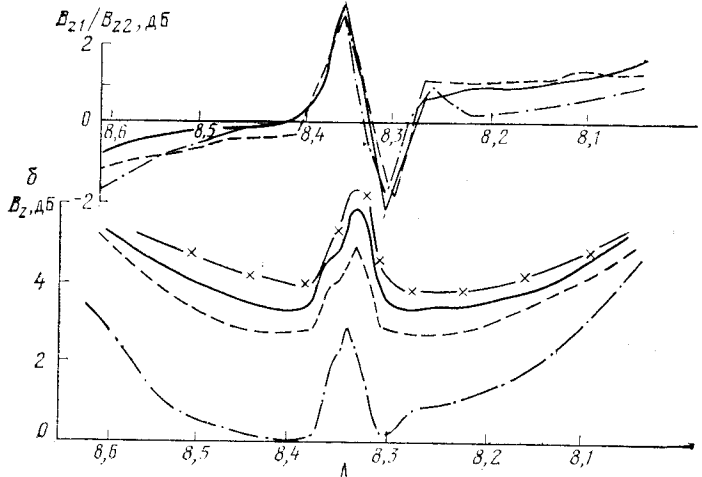
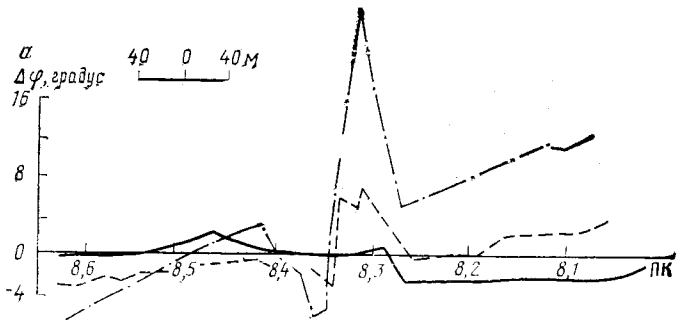


Рис. 52. Результаты работ НЧМ на магнетитовом месторождении «Луч-1» в Среднем Приангарье.

Графики метода НП: *a* — многочастотных относительных амплитудно-фазовых измерений (АФИ), *б* — абсолютных измерений B_z , *в* — графики аномальной части поля B_z^a для частоты 22,5 Гц метода НП (*I*) и магнитной восприимчивости (*II*) коренных пород κ_2 по данным метода ДНП установкой с совмещенными диполями. *г* — график магнитной съемки ΔZ ; *д* — геологический разрез (по данным геологов ПГО «Красноярскгеология»). Частоты в Гц: 1 — 1125, 2 — 375, 3 — 125, 4 — 22; 5 — магнетитовые руды, 6 — известняки, 7 — алевриты, 8 — брекчии карбонатные оруденелые

гающую на глубине около 50 м среди метасоматически измененных карбонатных пород. Это рудное тело отмечается положительной магнитной аномалией интенсивностью 6 мкТл, а в низкочастотных полях ($f=22,5$ Гц) над ней наблюдается аномалия B_z^a 10 %, убывающая с ростом частоты. Интерпретация этой аномалии B_z^a для частоты 22,5 Гц позволила определить параметры объекта, вызвавшего аномалию ($h=70$ м, $2b=80$ м, $\kappa=1,2$ ед. СИ, $Q=0,7$, $I_n=14$ А/м), которые достаточно хорошо согласуются с данными геологической разведки и изучения физических свойств пород. Наряду с методом НП для классификации данной магнитной аномалии достаточно эффективным представляется профилирование установкой с разнесенными (на 40 м) ортогональными диполями. Благодаря специальной методике наблюдений (см. § 10) погрешность наблюдений удалось снизить до $\pm 0,4$ % от уровня первичного поля. В результате рудное тело месторождения Понепта было уверенно отмечено аномалией B_z^a амплитудой 4 %. Подобные положительные результаты применения метода НП в сходной геолого-геофизической обстановке были получены по отдельным профилям на магнетитовых месторождениях «Пихтовое» и «Восток» в Среднем Приангарье.

Таким образом, в приведенных выше примерах по определяемому с помощью НЧМ параметру магнитной восприимчивости объекта наблюдаемые магнитные аномалии можно однозначно классифицировать как «рудные». Ярким примером выделения с помощью профильных наблюдений НЧМ «породной» (безрудной) аномалии могут служить результаты, полученные при изучении геологической природы Мурской магнитной аномалии интенсивностью 50 мкТл в Среднем Приангарье (см. рис. 54) [20].

Аномалия ΔZ приурочена здесь к контакту силлообразного тела долеритов (траппов) мощностью до 200 м с известковистыми песчаниками ордовика и обусловлена незначительным увеличением концентрации ферромагнитных минералов (главным образом магнетита) в зоне окварцевания и ороговирования долеритов вблизи этого контакта. Уменьшение размеров зерен магнетита в этой зоне привело к возрастанию коэрцитивной силы и резкому увеличению остаточной намагниченности траппов. На рис. 54, кроме схематического геологического разреза, приведены результаты наблюдений с различными модификациями НЧМ. Наиболее просто задача классификации Мурской аномалии решается с помощью одночастотной съемки B_z ($f=22,5$ Гц) в петле 900×900 м. По наб-

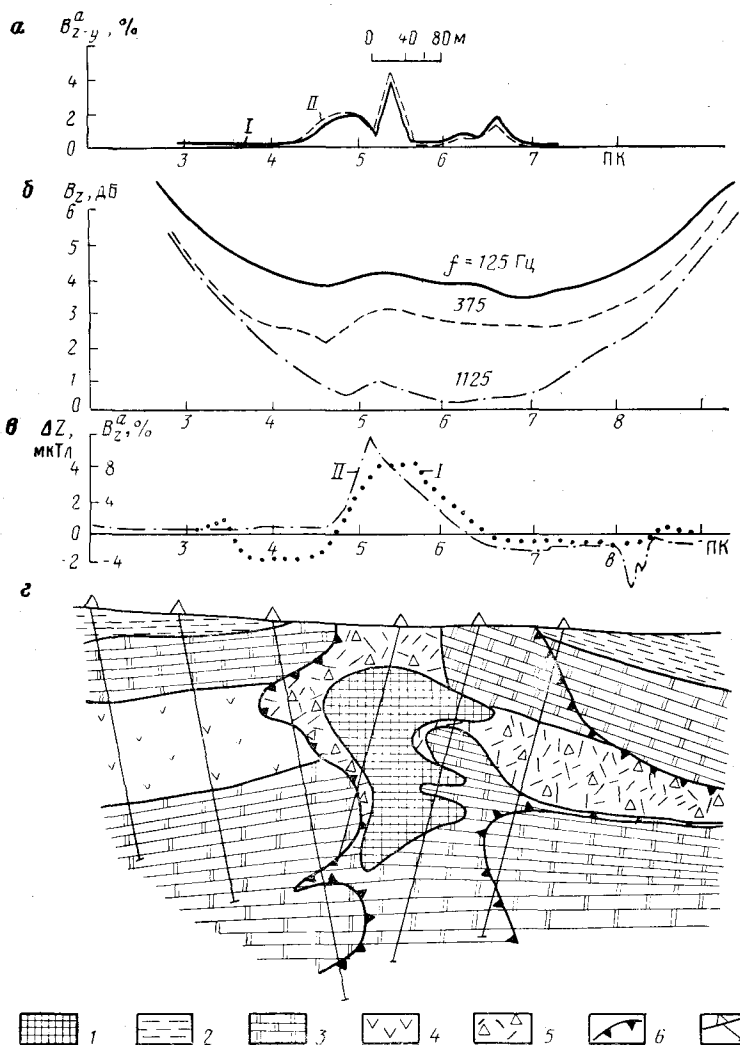


Рис. 53. Результаты работ НЧМ на магнетитовом месторождении Понепта в Среднем Приангарье.

Графики: *а* — основной (I) и контрольный (II) ДИП с установкой «ZZ—YY» при разnose 40 м на частоте 156 Гц, *б* — абсолютных наблюдений B_z методом НП; *в* — сопоставление графиков B_z^a (I) и ΔZ (II); *г* — геологический разрез (по данным геологов ПГО «Красноярскгеология»): 1 — магнетитовые руды, 2 — алевриты, 3 — доломиты, 4 — гипсы, 5 — брекчии, брекчированные известняки и доломиты, 6 — зона брекчированных пород, 7 — звездочные скважины

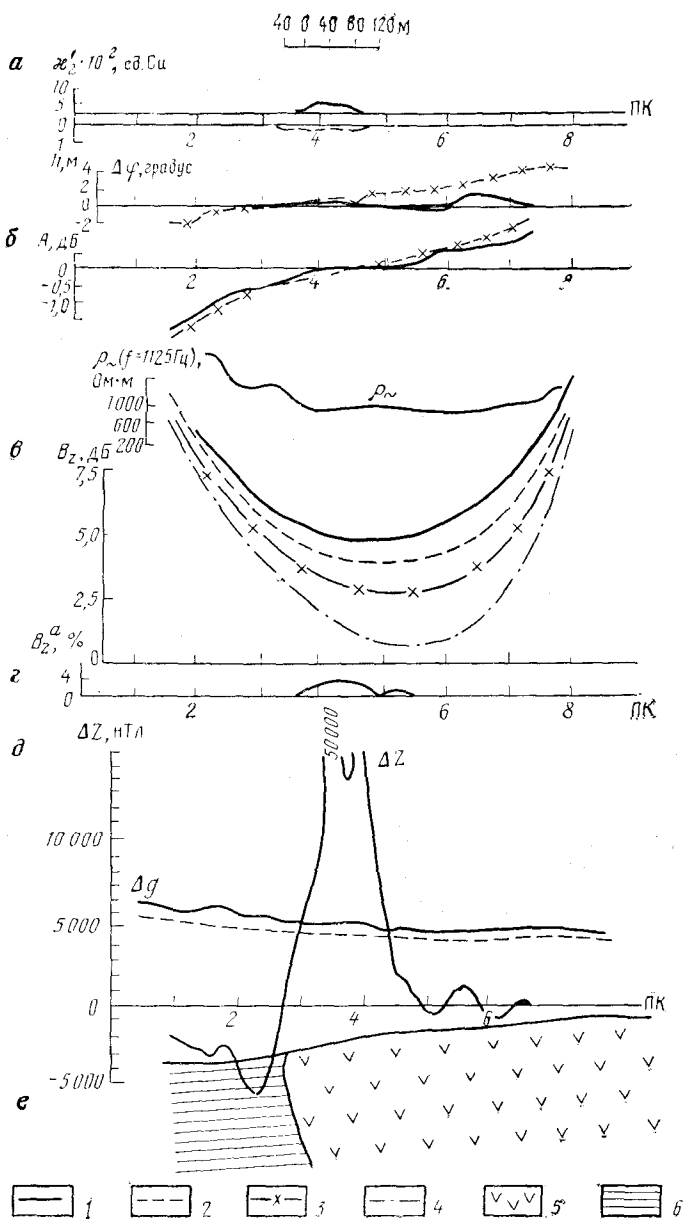


Рис. 54. Результаты работ НЧМ на «породной» магнитной аномалии Мурского участка в Среднем Приангарье.

Графики: **а** — магнитной восприимчивости коренных пород по данным ДИП с совмещенными диполями, **б** — относительных амплитудно-фазовых наблюдений, **в** — многочастотных наблюдений B_z методом НП и расчетный график ρ_{\sim} , **г** — B_z метода НП, **д** — Δg и ΔZ , **е** — геологический разрез (по данным геологов ПГО «Красноярскгеология»). Частоты в Гц: 1 — 125, 2 — 375, 3 — 1125, 4 — 3375; 5 — траппы; 6 — известковистые песчаники

людаемой аномалии B^a_z амплитудой 2 % можно определить, что зона незначительного повышения концентрации магнетита мощностью около 50 м располагается на глубине примерно 20 м и имеет весьма низкую магнитную восприимчивость ($\kappa = 5 \cdot 10^{-2}$ ед. СИ), характерную для траппов. Совместная интерпретация графиков B^a_z и ΔZ позволила определить, что для этой зоны вектор остаточной намагниченности \vec{I}_n направлен по современному магнитному полю Земли и не менее чем в 30 раз превосходит по модулю вектор индуктивной намагниченности \vec{I}_i . Многочастотные абсолютные и относительные наблюдения методом НП дополнительно позволили определить, что сопротивление вмещающих пород вдоль профиля меняется от 3000 (для известковистых песчаников) до 500 Ом·м (для траппов), а локальные проводящие тела по профилю отсутствуют.

Дипольное индуктивное профилирование установкой с совмещенными диполями позволило определить только магнитную восприимчивость коренных пород верхней части разреза. Так, в аномальной зоне отмечалось увеличение магнитной восприимчивости коренных пород до уровня $2 \cdot 10^{-2}$ ед. СИ, однако из-за малой глубинности этой установки эти данные не позволили однозначно трактовать природу данной магнитной аномалии.

Результаты, подобные приведенным выше, были получены на ряде других магнитных аномалий, обусловленных высокой остаточной намагниченностью пород основного и среднего состава. Среди них можно назвать участок «Аномальная зона 18» в Среднем Приангарье [19], «аномалия г. Малиновая» и «Акбалык» в Горной Шории, аномалию «Ферма» [20] в Кузнецком Алатау, Мартовскую и Амгинскую магнитные аномалии в Южной Якутии. В последнем случае с помощью метода НП было выяснено, что интенсивная (5 мкТл) обширная Амгинская магнитная аномалия вызвана выходящими под наносы на огромной площади магнетитосодержащими гранитогнейсами, магнитная восприимчивость которых около $(5-8) \cdot 10^{-2}$ ед. СИ при относительно невысокой доле остаточной намагниченности в общей суммарной намагниченности пород ($Q = 0,2 \div 0,5$). Таким образом, НЧМ позволяют однозначно определять геологическую природу контрастных магнитных аномалий высокой и средней интенсивности, связанных с близповерхностными объектами. Наряду с этим в подавляющем числе случаев НЧМ позволяют также классифицировать слабоградиентные магнитные аномалии средней и даже слабой интенсивности, вызванные магнитными объектами, залегающими до глубин 300—400 м. Ниже приводятся примеры применения НЧМ по различным железорудным районам.

На рис. 55 сопоставлены результаты профильных работ НЧМ, магниторазведки и известный геологический разрез скарнового магнетитового месторождения «Самара I—II» в Горной Шории. Это месторождение приурочено к контакту диоритов Тельбесского интрузивного комплекса девона с известняками и песчано-глини-

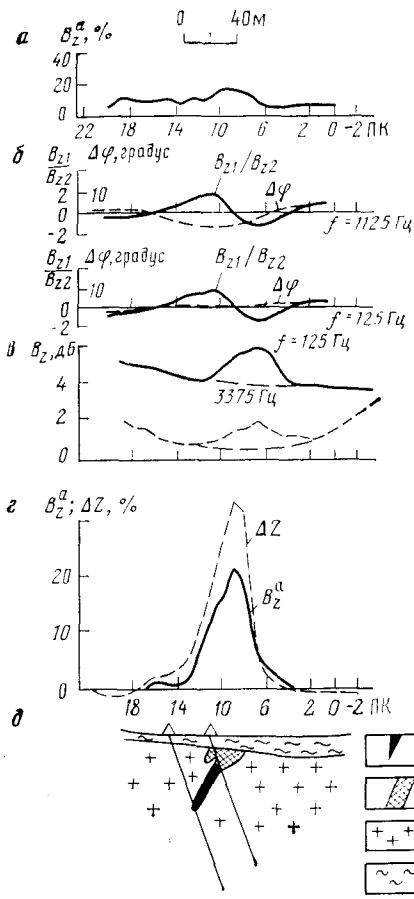
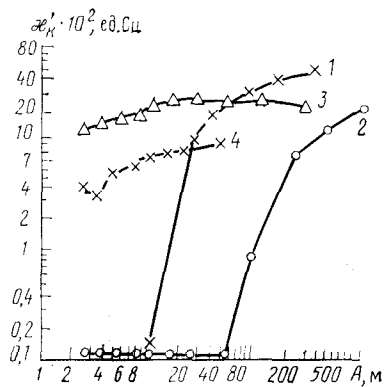


Рис. 55. Результаты работ НЧМ на магнетитовом месторождении «Самара I—II» в Горной Шории.

Графики: а — ДИП с установкой «Z—Z» при разном 30 м на частоте 125 Гц, б — АФИ метода НП с разном рамок 40 м, в — B_z^a метода НП в петле 700×600 м, г — графики ΔZ и B_z^a (в долях первичного поля); д — схематический геологический разрез: 1 — магнетитовые руды, 2 — окисленные руды, 3 — диориты, 4 — рыхлые отложения

Рис. 56. Кривые ВИЗ над магнетитовыми телами месторождений «Самара I—II» (1), «Ампалык» (2) и на «породных» магнитных аномалиях «Ферма» (3) и 4) в Горной Шории и Кузнецком Алатау



стыми отложениями кембрия. Оно представляет собой серию линзообразных магнетитовых рудных тел мартитизированных в верхней части разреза. Верхние кромки неокисленных рудных тел располагаются на глубинах 25—30 м, мощность их около 10 м. Рудные тела этого месторождения отмечаются на графиках всех опробованных модификаций НЧМ (см. рис. 55 и 56).

В результате абсолютных измерений B_z в петле 600×700 м на частоте 125 Гц по соотношению аномалий B_z^a и ΔZ (рис. 55, г) удалось определить величину параметра Кенигсбергера $Q=0,42$, которая очень близка к полученной в результате изучения физических свойств руд ($Q=0,41$). При многочастотных абсолютных наблюдениях методом НП наблюдается заметное убывание амплитуды аномалии B_z^a с ростом частоты (см. рис. 55, в), что позволяет построить частотную характеристику B_z^a . При совмещении этой частотной характеристики B_z^a с теоретической кривой функции D

для шара (см. рис. 9) удалось определить магнитную проницаемость, размеры и сопротивление данного рудного тела ($\mu=2$, $\kappa=1$ ед. СИ, $\rho=3$ Ом·м). Наблюдаемые по данному профилю четкие аномалии амплитуды и фазы на высоких частотах также позволяют получать независимую оценку сопротивления руд ($\rho=0,5$ Ом·м) при аппроксимации рудного тела вертикальным пластом. Таким образом, независимо от выбора аппроксимационной модели (шар или вертикальный пласт) данные аномалии метода НП однозначно интерпретируются как рудные.

При дипольном индуктивном профилировании на частоте 125 Гц с установкой $Z-Z$ при разnose диполей 30 м рудное тело месторождения «Самара I—II» выделяется аномалией B^a_z 20%. Эту аномалию B^a_z также удается интерпретировать для нахождения параметров аномального объекта, однако надежность этих результатов ниже, чем в методе НП, как из-за больших погрешностей наблюдений, так и из-за неоднородного характера возбуждающего поля.

Аналогичные результаты применения НЧМ для классификации магнитных аномалий получены и на ряде других месторождений Горной Шории, как более глубинных (например, «Верхний Учуден» [20], где глубина залегания руд более 50 м), так и менее глубинных (например, «Западная Сухаринка», «Левая Сухаринка»). Необходимо отметить, что для классификации подобных аномалий достаточно эффективной оказалась методика вертикальных индукционных зондирований. Как нетрудно видеть из сопоставления кривых $\kappa'_k = \kappa'_k(A)$ для месторождения «Самара I—II» и для «породных» магнитных аномалий «Ферма» [20], характер изменения κ'_k при увеличении размера петли качественно различен для приповерхностных магнитных пород и для глубокозалегających локальных магнитных рудных тел.

Интерпретация кривой зондирования, полученной на месторождении «Самара I—II» по палеткам для магнитного шара (см. рис. 19), позволила заключить, что изометричное рудное тело с магнитной восприимчивостью имеет в поперечнике размер около 50 м, а центр его располагается на глубине приблизительно 40 м. В результате интерпретации кривых зондирования, полученных на породных аномалиях Ферма, по двухслойным палеткам (см. рис. 4) были определены параметры геомагнитного разреза h_1 и κ , которые также находились в хорошем соответствии с результатами геологических работ и изучения физических свойств пород по этому участку. На рис. 56 приведена кривая зондирования и для глубинного рудного тела ($h=150$ м) Ампалыкского магнетитового месторождения [20] в Кузнецком Алатау, которая схожа с кривой ВИЗ, полученной на месторождении «Самара I—II», и отличается только смещением кривой $\kappa'_k = \kappa'_k(A)$ в область больших размеров петель из-за большей глубинности объекта. Рис. 56 достаточно наглядно демонстрирует классификационные возможности зондирования при изучении магнитных аномалий в относительно сложных геолого-геофизических условиях.

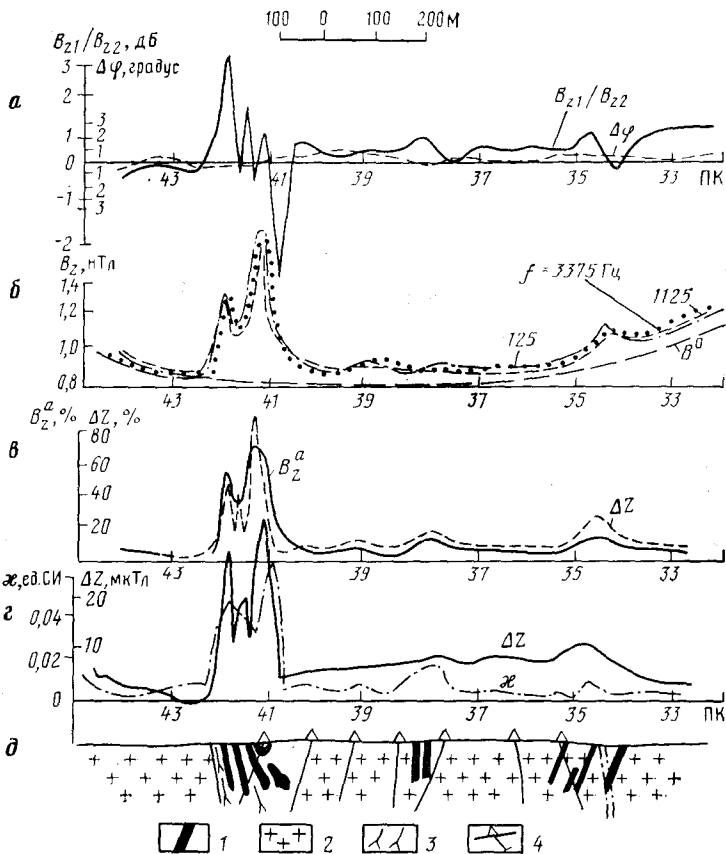


Рис. 57. Результаты работ НЧМ на Ималькском месторождении железистых кварцитов.

а — АФИ методом НП для $f=1125$ Гц, в петле 1×2 км; б — многочастотные измерения B_z в поле петли 1×2 км; в — графики B_z^a ($f=22,5$ Гц) и ΔZ ; г — индуктивное профилирование с петлями 40×40 м и магниторазведка; д — схематический геологический разрез (по данным геологов ПГО «Якутскгеология»); 1 — железистые кварциты; 2 — мигматиты, 3 — мигматиты с гнейсами, 4 — буровые скважины

Примером изучения геологической природы магнитных аномалий с помощью методики индуктивного профилирования с петлями могут служить результаты, полученные на Ималькском месторождении железистых кварцитов в Южной Якутии (рис. 57). Для этого месторождения характерно очень сложное блоковое строение рудной залежи, приводящее к тому, что хорошо зарекомендовавший себя в данном районе комплекс методов (гравиразведка, магниторазведка и электроразведка методом НП) не позволил уверенно судить о геологической природе протяженной магнитной аномалии в районе ПК 36,5. Профилирование с петлями 40×40 м, выполненное здесь для оценки магнитной восприимчивости пород верхней части разреза, показало, что магнитная аномалия обусловлена магнитными массами, залегающими на глубинах более 50 м.

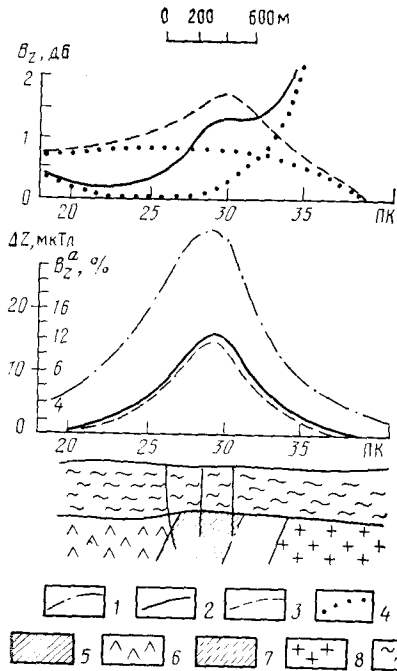


Рис. 58. Результаты работ методами НП и ДК на Орловском участке КМА. Графики: 1 — ΔZ , 2 — B_z и B_z^a метода НП, 3 — B_z и B_z^a метода ДК, 4 — B_z^0 методов НП и ДК; 5 — магнетитовые кварциты с дайками основных пород; 6 — метаэффузивы; 7 — кристаллические сланцы; 8 — мигматизированные гранито-гнейсы; 9 — породы осадочного чехла (геологический разрез и график ΔZ приведены по материалам ПГО «Центргеология»)

магнетитовые кварциты мощностью около 350 м на этом участке КМА перекрыты низкоомным (30 Ом·м) чехлом осадочных пород мощностью 300 м. Амплитуда магнитной аномалии над этим телом около 30 мкТл. В контуре прямоугольной петли 1×3 км на частоте 22,5 Гц этот объект отмечается аномалией B_z^a в 13%. При интерпретации этой аномалии методом характерных точек по формулам для пласта большой мощности с учетом неоднородности первичного поля и влияния проводимости пород осадочного чехла (см. § 3 и рис. 15) удалось определить как геометрические параметры рудной зоны ($h=240$ м, $2b=360$ м), так и ее среднюю магнитную восприимчивость ($\kappa=2,1$ ед. СИ). Параметр $Q = I_n/I_i$, найденный из соотношения амплитуд аномалий B_z^a и ΔZ , составил 1,1. Все эти результаты интерпретации хорошо соответствуют геологическим данным, а отличие найденной при интерпретации величины магнитной восприимчивости объекта от значения, полученного на рудных образцах ($\kappa=3,2$ ед. СИ), объясняется разубоживанием κ за счет включения в рудную зону безруд-

О глубинном (более 150—200 м) происхождении магнитной аномалии дополнительно свидетельствуют и полученные результаты зондирования с петлями до 2×2 км. Последующее бурение выявило на глубине около 400 м блок магнетитовых руд и, таким образом, подтвердило результаты интерпретации.

Что касается результатов, полученных на этом месторождении с помощью других модификаций НЧМ, можно отметить, что одночастотные ($f=22,5$ Гц) абсолютные наблюдения методом НП позволили определить глубину, мощность и магнитную восприимчивость приповерхностных пластов.

Из соотношения кривых ΔZ и B_z^a было определено, что параметр Q по профилю варьирует от 0,2 до 2,6.

Наиболее глубокие исследования по проверке классификационных возможностей НЧМ были проведены на Орловском участке КМА (рис. 58). Крутопадающие магнети-

ных пропластков и даек основных пород. Несмотря на последнее обстоятельство, полученная с помощью метода НП величина магнитной восприимчивости рудной зоны позволяет уверенно судить о высоком качестве руд этого участка ($Fe_{Mgt} = 30 \div 32 \%$).

На этом же Орловском участке были выполнены наблюдения B_z при $f = 22,5$ Гц в поле длинного (5 км) кабеля по профилю, проходящему параллельно кабелю на расстоянии 500 м от него [9]. В результате интерпретации графика аномальной части поля кабеля B_z^a определены параметры рудной зоны (h , $2b$, κ), которые также близки к величинам, полученным при геологической разведке, однако надежность этих определений оказывается ниже, чем в методе НП из-за возможного искажающего влияния электрической составляющей поля кабеля в неоднородном осадочном чехле.

Весьма сходные результаты работ методами НП и ДК были получены на центральном профиле Чернянского месторождения КМА [9] и на менее глубинном по сравнению с ним (около 60 м до верхней кромки) Горкитском месторождении железистых кварцитов в Южной Якутии. Из других глубинных объектов, где были продемонстрированы классификационные возможности методом НП и зондирований (см. рис. 56), можно назвать скарное магнетитовое месторождение Ампалык в Кузнецком Алатау [20].

§ 19. ПРИМЕНЕНИЕ НЧМ ПРИ ДЕТАЛЬНЫХ ПОИСКАХ МАГНИТНЫХ РУД

Основным при детальном поиске магнитных руд является метод незаземленной петли. Площадные съемки этим методом на этапе детальных поисков М 1:10 000—1:5000 в комплексе с магниторазведкой в последнее десятилетие были выполнены в ряде железорудных районов СССР (КМА, Побужье, Казахстан, Среднее Приангарье, Южная Якутия и др.), где они показали высокую эффективность при картировании рудных толщ, перекрытых осадочными отложениями, в условиях, когда данные магниторазведки осложнены влиянием остаточной намагниченности пород и руд.

Одним из примеров могут служить результаты, полученные на месторождении гидротермальных магнетитовых руд «Восток» в Среднем Приангарье (рис. 59), где методом НП была выполнена площадная съемка М 1:10 000 в контуре петли 1×1 км. В геологическом отношении это месторождение, расположенное в ядре Кодинской антиклинали, представляет собой трубку взрыва (размером в плане 400×600 м) в кембрийских известняках, выполненную метасоматически измененными породами (в основном траппами). Оруденение сконцентрировано в северо-восточной части трубки, не выдержано по простиранию и падению, имеет сложную линзообразную форму. Для этого месторождения характерно сложное магнитное поле, обусловленное изменчивой остаточной намагниченностью руд, из-за чего по данным магниторазведки трудно оконтурить все рудные тела, выходящие под наносы.

Площадные абсолютные измерения B_z выполнялись по сети

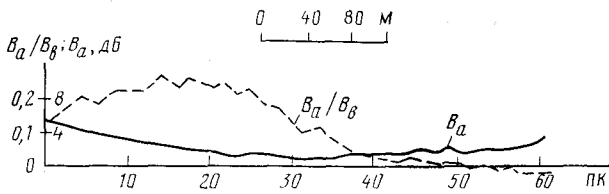
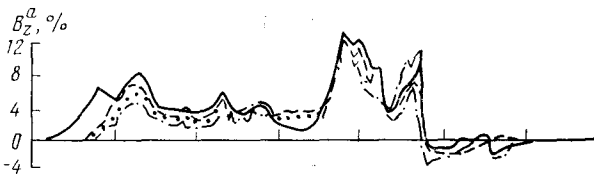
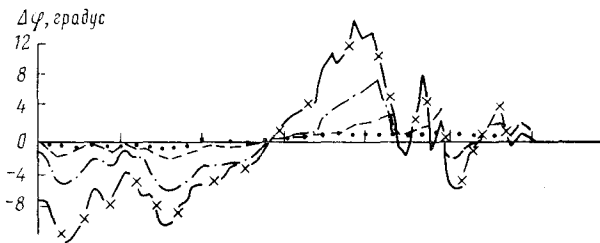
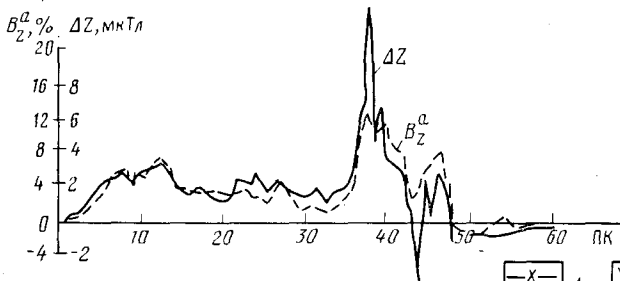
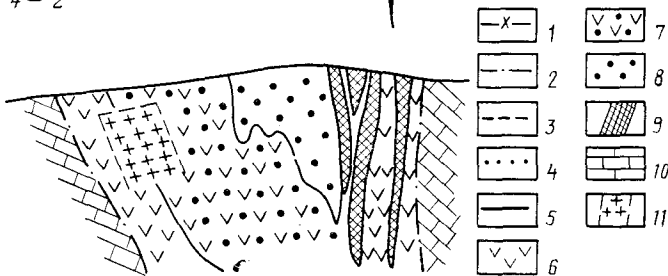
a**б****в****г**

Рис. 59. Результаты работ НЧМ по одному из профилей месторождения магнетитовых руд «Восток» в Среднем Приангарье.

Графики: *a* — большой V_a и малой V_b/V_a полуосей эллипса поляризации магнитного поля петли 1×1 км на частоте 312 Гц, полученные при съемке с аппаратурой ЭПП — 1 м, *б* — АФИ метода НП с разносом рамок 40 м, *в* — V_z^a абсолютных измерений в поле петли 1×1 км; *г* — сопоставление графиков V_z^a и ΔZ ; *д* — геологический разрез (по данным геологов ПГО «Красноярскгеология»). Частоты в Гц: 1 — 3375, 2 — 1125, 3 — 375, 4 — 125, 5 — 22; породы: 6 — долериты (траппы), 7 — метасоматически измененные траппы; 8 — скарны, 9 — магнетитовые руды, 10 — кембрийские известняки; 11 — контуры слепого магнетитового оруденения (по данным метода НП)

10×100 м на частоте 125 Гц. Наряду с этим по отдельным профилям с известным геологическим разрезом проводились опытные работы по оценке эффективности НЧМ в различных модификациях. Некоторые из полученных графиков для ПР 4 этого месторождения приведены на рис. 59. Сопоставление этих результатов свидетельствует о том, что методика измерений элементов эллипса поляризации в поле петли с аппаратурой ЭПП-1 м на частоте 312 Гц (рис. 59, *a*) малоэффективна вследствие малой точности ($\pm 3\%$) измерения большой полуоси V_a , несущей информацию о магнитной проницаемости разреза и высоком сопротивлении руд ($\rho = 1/\sigma = 10$ Ом·м), обуславливающим появление очень незначительных аномалий по малой полуоси (V_b/V_a), измеряемых с высокой точностью ($\pm 0,1\%$). Относительные амплитудно-фазовые измерения поля петли с афиметром и многочастотные абсолютные измерения V_z позволили оценить проводимость рудных тел (рис. 59, *б* и *в*), но при площадных исследованиях на этапе детальных поисков месторождений магнетитовых руд, как показал опыт [19], их применение не является необходимым. То же самое можно сказать и о результатах многочастотного дипольного индуктивного профилирования с установкой типа $Z-Z$, выполненного на этом месторождении ВИРГом [26], а также и о результатах наблюдений по методике ВИЗ в ряде точек месторождения «Восток». Необходимую и достаточно полную информацию о положении рудных тел данного месторождения позволила получить площадная съемка V_z (рис. 59, *г*). По этому графику V_z^a , так же как и по остальным профилям съемки, при интерпретации удалось оценить не только геометрические параметры рудных тел, но и их магнитную восприимчивость. С помощью карты графиков V_z^a контуры рудных тел были уверенно прослежены от профиля к профилю. Эти данные в существенно большей мере, чем данные магниторазведки, соответствуют результатам геологической разведки и дополняют их.

Сходные результаты площадных одночастотных съемок методом НП были получены на магнетитовых месторождениях «Пихтовое» в Среднем Приангарье, «Ям-то» на Полярном Урале и «Горелое» в Центральном Казахстане.

Опытно-методической партией КазИМСа были получены очень интересные результаты при площадной съемке М 1:10 000 методом НП в этом же районе на месторождении Кумдыколь. На этом

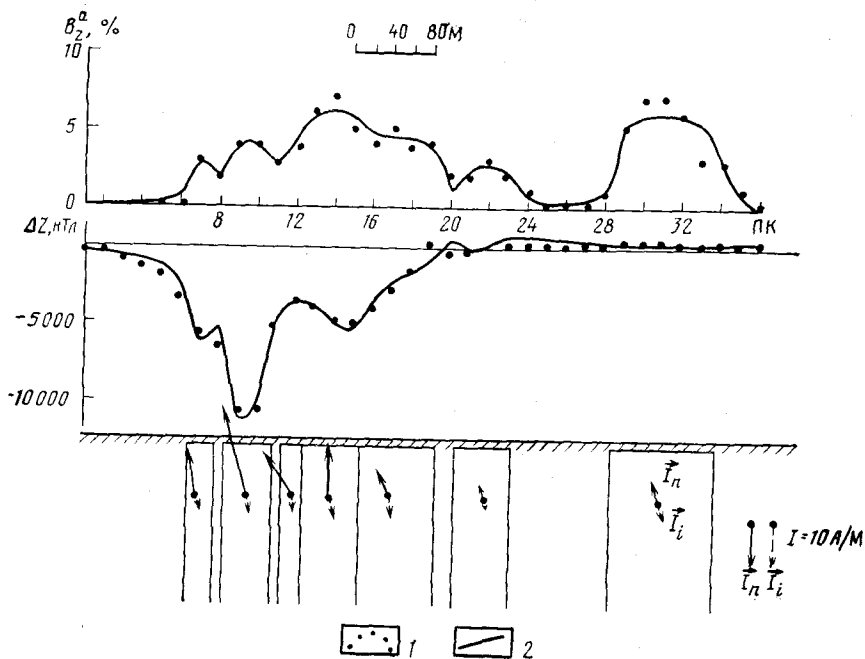


Рис. 60. Пример количественной интерпретации результатов по одному из профилей площадной съемки М 1 : 10 000 методом НП на месторождении магнетитовых руд Кумдыколь в Казахстане.

Графики: 1 — наблюдаемые; 2 — подобранные на ЭВМ

участке магнетитовые руды либо отмечаются отрицательными аномалиями ΔZ , либо вообще практически не отмечаются магнитными аномалиями из-за сильного влияния остаточной намагниченности. Комплексная интерпретация графиков ΔZ и B_z^a , выполненная по программам «Пачка», «Нампл» (см. § 14), позволила определить положение отдельных пачек пластов в плане и в разрезе, их среднюю магнитную восприимчивость, векторы индуктивной и остаточной намагниченности. В частности, для магнетитовых пластов, расположенных в северной части участка (рис. 60, ПК 23 и 32), эти векторы (\vec{I}_n и \vec{I}_i) практически равны по величине и противоположны по направлению, что приводит к появлению нулевой суммарной намагниченности этих пластов в магнитном поле Земли и к отсутствию магнитных аномалий над ними. В данной ситуации только метод НП позволяет надежно закартировать рудные залежи. Приведенные примеры касаются магнетитовых месторождений гидротермального и контактово-метасоматического генезиса.

Включение в комплекс детальных поисков железистых кварцитов площадных исследований методом НП с одночастотными абсолютными измерениями, как показал опыт, весьма эффективно как при малой мощности (3—5 м) перекрывающих пород, так

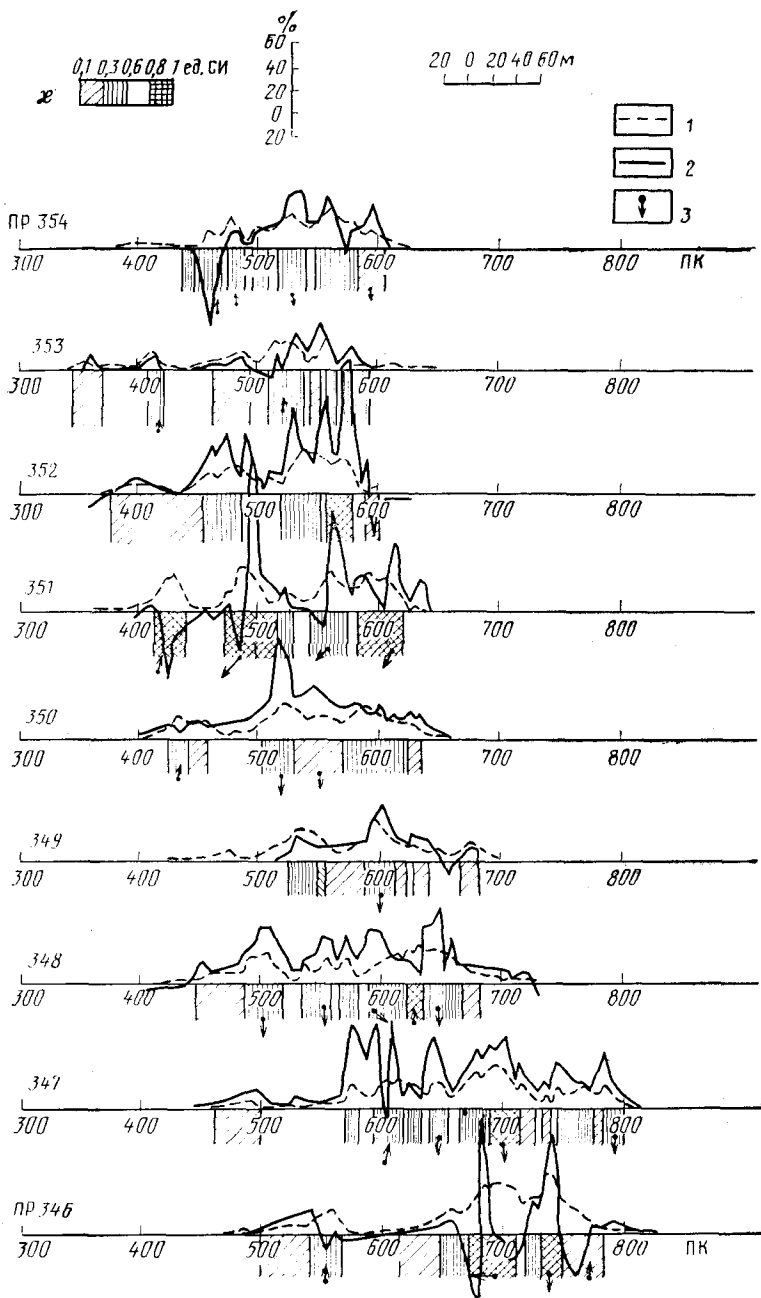


Рис. 61. Фрагмент карты графиков B_z^a и ΔZ площадной съемки методом НП М 1 : 10 000 по Тарынахскому месторождению железистых кварцитов с элементами интерпретации на ЭВМ.

1 — B_z^a ; 2 — ΔZ ; 3 — I_n

и при весьма значительном чехле осадочных пород (до нескольких сотен метров).

Из данных, полученных при малой мощности чехла делювия, можно привести некоторые результаты площадной съемки методом НП в М 1:10 000 в комплексе с магниторазведкой на Тарыннахском месторождении железистых кварцитов в Южной Якутии (рис. 61). Данные метода НП позволили выявить, что сложное, неоднородное, изменчивое магнитное поле ΔZ обусловлено сильной остаточной намагниченностью, меняющейся по величине и направлению (даже в пределах одной пачки пластов по простиранию). При интерпретации полученных данных метода НП по программе «Пачка» для каждого профиля удалось найти положение отдельных пластов в пачке и их магнитную восприимчивость. Как можно видеть из рис. 61, по этим данным можно построить пластовую карту указанного месторождения, выделяя по величине κ пласты с большим или меньшим содержанием магнетита. Приведенный пример позволяет прийти к выводу о необходимости включения метода НП в комплекс геофизических методов не только при детальном поисках, но и на последующих стадиях геологических работ.

Из других приповерхностных месторождений железистых кварцитов, где были получены аналогичные результаты с помощью площадных съемок методом НП, можно назвать месторождение «Ималык» (см. рис. 57), «Джелтуктата» и «Утомительное» в Южной Якутии, а также месторождения Кольского полуострова «Печегуба» и «им. Баумана» [20].

При более глубоком залегании магнетитовых пластов разрешающая способность метода НП падает так же, как и магниторазведки. При этом выделение в рудной зоне безрудных пропластков, мощность которых меньше мощности осадочного чехла, при любом шаге наблюдений оказывается затруднительным. Несмотря на это, выделяемые методом НП контуры рудной зоны и определение средней магнитной восприимчивости в ее пределах позволяют эффективно использовать этот метод при детальном поисках железистых кварцитов, перекрытых чехлом осадочных пород. Примером тому могут служить результаты, полученные на Богдановском месторождении в Побужье (рис. 62). При совместной интерпретации графиков B^a_z и ΔZ удалось оценить глубину ($h=50$ м), мощность ($2b=50$ м), среднюю магнитную восприимчивость ($\kappa=0,5$ ед. СИ) залежи, а также установить, что остаточная намагниченность I_n направлена по современному магнитному полю Земли, в 1,5 раза превосходит индуктивную намагниченность I_i и достигает 30 А/м. Такие же площадные съемки М 1:10 000 (по сети 25×100 м) на частоте 22,5 Гц в петлях 1×1 км были выполнены на Новоселичском и Первомайском участках железорудного района Южного Побужья. При этом были получены результаты, весьма сходные с результатами, полученными на Богдановском месторождении (см. рис. 62), что также свидетельствует о высокой эффективности, достигаемой включением метода НП в комплекс ме-

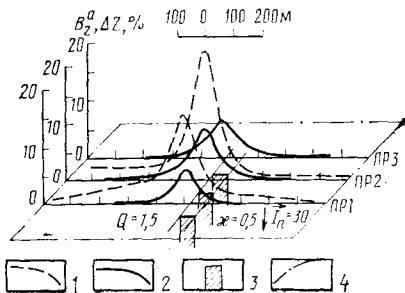


Рис. 62. Сопоставление результатов интерпретации данных площадной съемки методом НП М 1:10 000 и магниторазведки на Богдановском участке железорудного района Южного Побужья.

График 1 — ΔZ , 2 — B_z^a ; 3 — контур рудного пласта, 4 — контур петли 1×1 км

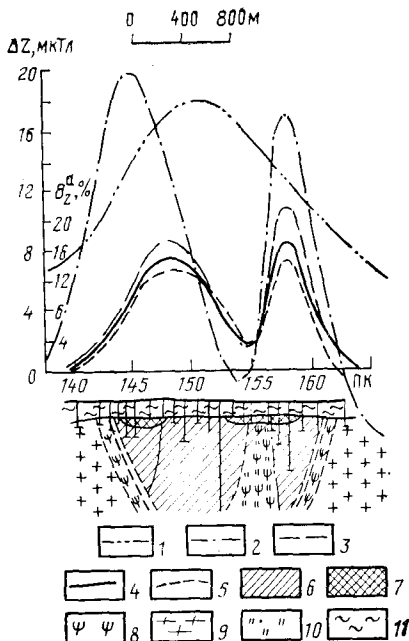


Рис. 63. Пример результатов площадных работ методом НП М 1:50 000 по одному из профилей Чернянского месторождения КМА. Геологический разрез и графики ΔZ и Δg приведены по материалам ПГС «Центргеология».

Графики 1 — Δg , 2 — ΔZ , 3 — B_z^a , снятый в двух петлях 2×2 км с перекрытием в 1 км, 4 — B_z^a , полученный в петле 1×3 км, 5 — B_z^a от кабеля длиной 5 км; породы: 6 — железистые кварциты; 7 — окисленные руды, 8 — сланцы, 9 — гнейсы и мигматиты, 10 — метапесчаники, 11 — породы осадочного чехла

тодов, используемых в районе Южного Побужья при детальном поиске железных руд.

Наиболее сложно применять метод НП при детальном поиске железистых кварцитов в условиях большой мощности пород перекрывающего осадочного чехла с низким сопротивлением как, например, в железорудных районах КМА [9]. На рис. 63 показаны графики B_z^a , полученные при съемке методом НП М 1:25000 в петлях 2×2 и 1×3 км при $f=22,5$ Гц по одному из профилей на Чернянском месторождении КМА. Для месторождения, перекрытого чехлом осадочных пород мощностью 150 м, характерно смещение максимума аномалии ΔZ на 400 м на юго-запад от центра рудной залежи из-за косо суммарной ее намагниченности, выз-

ванной высокой (горизонтальной) остаточной намагниченностью. Это наглядно видно из сопоставления графиков ΔZ и B^a_z по этому профилю и может быть количественно оценено по формулам для локальных простых тел (§ 13), либо с помощью программы «Нампл». Мощности и глубины залегания пачек пластов железистых кварцитов, полученные при интерпретации графика B^a_z методом характерных точек для вертикального магнитного пласта, в среднем на 15 % отличаются от данных геологической разведки, а эффективные (средние) значения магнитной восприимчивости и остаточной намагниченности этих двух рудных зон (см. рис. 63) оказываются занижены приблизительно вдвое за счет разубоживания κ . Это обстоятельство при учете его не мешает с помощью метода НП осуществлять детальное картирование рудных толщ с оценкой качества железистых кварцитов по параметру κ , связанному корреляционной зависимостью с содержанием магнетита в рудах. Об этом же свидетельствуют результаты, полученные с помощью метода НП на Яценском и Щигровском участках КМА. Существенное отличие этих участков от Чернянского участка заключается в очень высокой доле остаточной намагниченности (параметр Q_z для них равен соответственно 5 и 13), которая, однако, направлена по современному магнитному полю. Результаты, подобные упомянутым выше, были получены также при производственных площадных съемках методом НП с петлями 3×3 км, выполненных Воронежской геофизической экспедицией для оценки качества железистых кварцитов при детальном поиске на ряде других участков КМА (например, Долгополянском, Гриневском, Михайловском и др.).

В целом на КМА, не говоря уже о других, более обнаженных железорудных районах, площадные съемки методом НП позволяют выделить и разделить пласты и рудные зоны с различной концентрацией магнетита, наметить участки первоочередных разведочных работ.

§ 20. ДЕТАЛЬНЫЕ ПЛОЩАДНЫЕ И СКВАЖИННЫЕ РАБОТЫ НЧМ НА РАЗЛИЧНЫХ СТАДИЯХ РАЗВЕДКИ МЕСТОРОЖДЕНИЙ МАГНИТНЫХ РУД

Опыт применения НЧМ (главным образом метода НП в различных модификациях) на стадии предварительной разведки (в меньшей мере при детальной разведке) месторождений магнитных руд накоплен пока только для месторождений железистых кварцитов Алданского и Чаро-Токкинского железорудных районов Южной Якутии, однако полученные результаты, часть из которых приведена ниже, открывают новые перспективы применения индуктивных методов на стадии детальных поисков и разведки руд, обладающих интенсивной намагниченностью.

Одним из таких месторождений является Тарыннахское. Для него характерны относительно выдержанные крутопадающие (угол падения около 80°) пласты железистых кварцитов субмеридиональ-

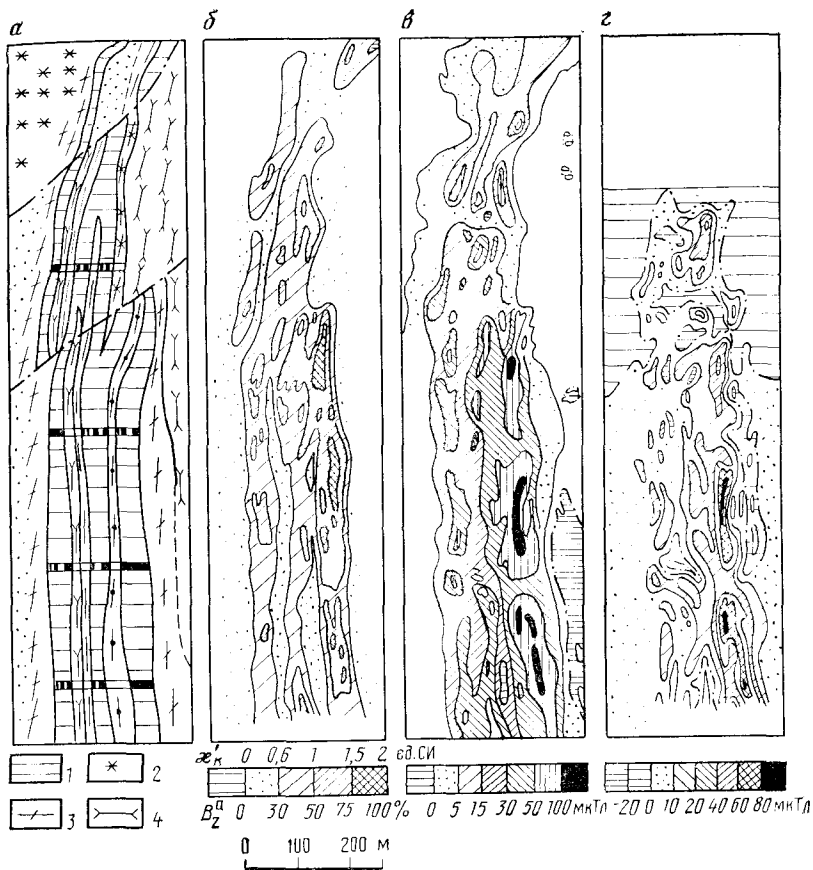


Рис. 64. Пример качественной интерпретации данных метода НП и магниторазведки по участку Тарыннахского месторождения железистых кварцитов в Южной Якутии.

Фрагменты карт: *а* — геологической (по данным геологов ПГО «Якутскгеология»), *б* — аномального поля петли B_z^a (карта кажущейся магнитной восприимчивости k'_k), *в* — магнитного поля ΔZ (по данным геофизиков ПГО «Якутскгеология»), *г* — расчетная карта магнитного поля $\Delta Z(I_n)$, вызванного остаточной намагниченностью пород и руд участка; породы: 1 — железистые кварциты, 2 — сиснит-порфиры, 3 — гнейсы; 4 — амфиболиты

ного простирания, фиксирующиеся в магнитном поле сложными по форме высокоинтенсивными магнитными аномалиями ΔZ , обусловленными главным образом высокой, изменчивой остаточной намагниченностью руд. На рис. 64, б приведена схематизированная карта изолиний кажущейся магнитной восприимчивости k'_k , отражающей аномальное магнитное поле петли размером $1 \times 1,4$ км по одному из участков этого месторождения, на котором была выполнена площадная детальная одночастотная ($f=78$ Гц) съемка B_z масштаба 1:2000 по сети 4×20 м. В результате сопоставления этой карты с данными геологического опробования по кана-

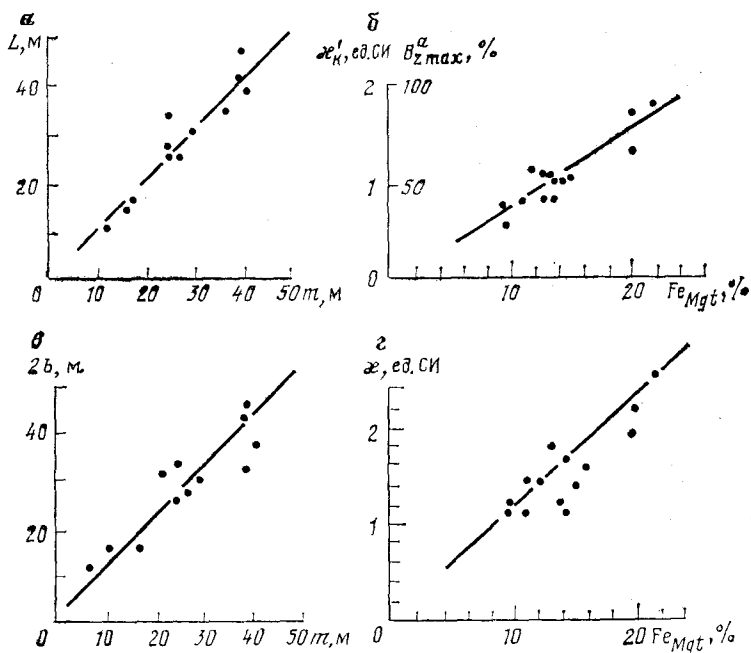


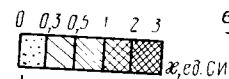
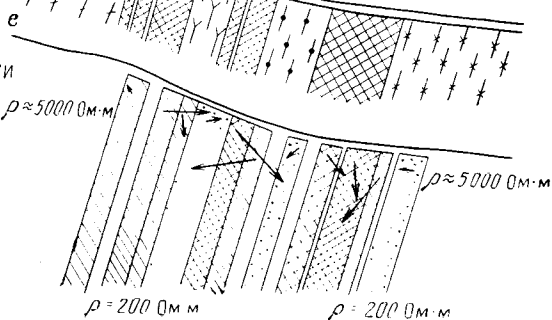
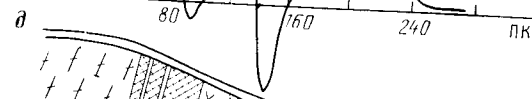
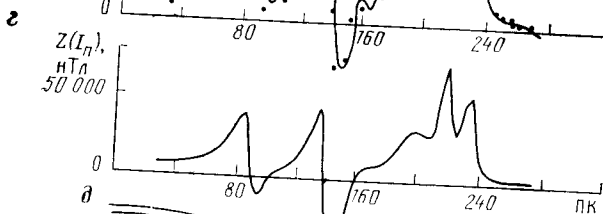
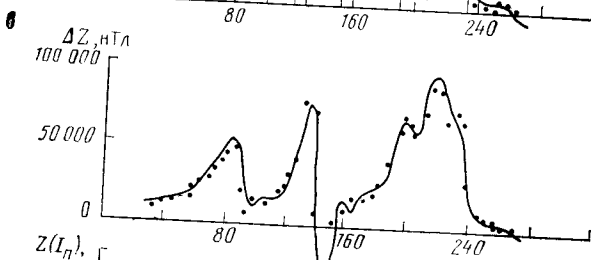
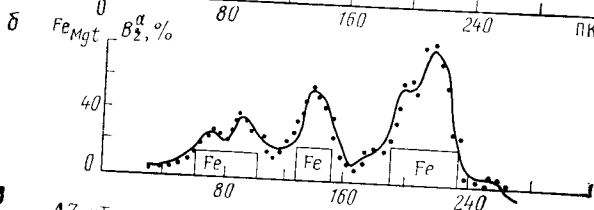
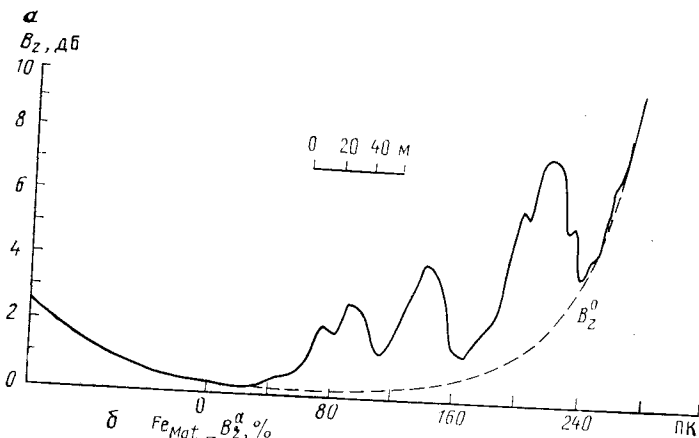
Рис. 65. Сопоставление результатов интерпретации данных метода НП и геологического опробования по канавам на Тарыннахском участке.

а — зависимость ширины аномалии B_z^a (на уровне 30 %) от мощности рудных пластов; *б* — зависимость амплитуды аномалии $B_{z \max}^a$ (или $\kappa'_k \max$) от содержания магнетита в рудных интервалах; *в* — сопоставление мощностей пластов по данным интерпретации графиков B_z^a с результатами геологического опробования; *г* — корреляционная зависимость магнитной восприимчивости пластов κ от содержания магнетита по рудным интервалам; *т* — мощность пластов по данным геологического опробования

вам (рис. 65, *а*) было выявлено, что изолиния $\kappa'_k = 0,6$ ед. СИ ($B_z^a = 30\%$) с погрешностью около $\pm 15\%$ соответствует контуру выхода рудных пластов под маломощные (5—7 м) наносы. Это обстоятельство позволило уточнить геологическую карту месторождения (см. рис. 64, *а*), выявить контуры отдельных рудных пластов и сократить объем горных работ при предварительной разведке этого месторождения. Эффективность магниторазведки (рис. 64, *в*) при решении подобных задач на этом месторождении в значительной мере ограничена сильным искажающим влиянием остаточной намагниченности, меняющейся по величине и направлению даже в пределах одной пачки пластов. Качественно новую информацию об остаточной намагниченности (об ее площадном распространении) можно получить из сопоставления наблюдаемых полей ΔZ (поля, вызванного суммарной намагниченностью рудных тел) и B_z^a или κ_k (поля, вызванного вертикальным индуктивным намагничиванием тех же объектов в низкочастотном поле петли). Поскольку Тарыннахское месторождение имеет субмеридио-

нальное простираение рудных пластов, его магнитное поле вызвано наряду с остаточной намагниченностью индуктивной намагниченностью, обусловленной главным образом вертикальной составляющей магнитного поля Земли Z_0 , т. е. полем Z_0 , направленным так же, как первичное поле незаземленной петли B_z^0 . Это обстоятельство позволило рассчитать карту поля ΔZ , созданного исключительно индуктивной намагниченностью \vec{I}_i руд этого месторождения в магнитном поле Земли, путем переоцифровки изолиний на карте κ'_k (или B_z^a). Например, изолиния B_z^a 10 % (см. рис. 64, б) соответствует полю $\Delta Z(\vec{I}_i)$ в 6 мкТл и т. д. Вычитая полученное таким образом поле $\Delta Z(\vec{I}_i)$ из наблюдаемого поля ΔZ (см. рис. 64, в), удалось составить карту магнитного поля данного участка $\Delta Z(\vec{I}_n)$ (см. рис. 64, г), созданного исключительно остаточной намагниченностью \vec{I}_n пород и руд. Можно предположить, что эта карта отражает историю геологического развития месторождения, его генезис, специфические черты метаморфизма и т. п., что может быть выявлено при ее совместном анализе с имеющейся геологической информацией (изучение вещественного состава руд, метаморфизма, дешифрирование аэрофотоснимков, космических снимков и т. п.).

Для Тарыннахского месторождения, характеризующегося относительно малой изменчивостью мощности чехла делювиальных отложений, наряду с довольно четкой корреляционной зависимостью ширины аномалии B_z^a (на уровне 30 %) от мощности рудных пластов (см. рис. 65, а) существует аналогичная зависимость амплитуды аномалий B_z^a (или $\kappa'_{k \max}$) от содержания магнетита в подсеченных рудных интервалах (см. рис. 65, б). Эти зависимости используют при качественной интерпретации материалов детальной съемки методом НП на данном и подобных ему месторождениях для выделения контуров рудных тел и оценки содержания в них магнетита. Более надежные результаты получают при использовании простейших приемов интерпретации (метод характерных «точек», см. § 14 и др.). Примером могут служить приведенные на рис. 65, в и г аналогичные корреляционные зависимости для параметров пластов $2b$ и κ , определенные по формулам (IV.41) и (IV.42) для пласта большой мощности. Если при качественном истолковании карт изолиний погрешность определения контура рудного тела достигает ± 15 — 17 %, а содержание магнетита ± 4 % (при средней его концентрации около 15—20 %, то при полуколичественной интерпретации графиков B_z^a эти погрешности снижаются соответственно до ± 12 и ± 3 %. Наиболее точные результаты при определении этих и других параметров рудных тел дает количественная интерпретация графиков B_z^a и ΔZ по программам «Пачка» и «Нампл» (см. § 14). Из сопоставления наблюдаемых и подобранных по этим программам графиков B_z^a и ΔZ с известным (по данным геологической разведки) и полученным (в результате интерпретации) разрезами по одному из профилей это-



$I_n = 10^2 \text{ ед. СИ}$

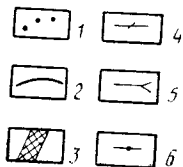


рис. 66. Результаты количественной интерпретации на ЭВМ данных метода НП и магниторазведки по одному из профилей Тарыннахского месторождения.

a — наблюдаемый график B_z в петле 500×400 м на частоте 125 Гц и расчетное первичное поле петли B_z^0 ; *b* — сопоставление графика B_z^a с результатами геологического опробования по канаве; *в* — график магнитной съемки ΔZ ; *г* — расчетный график $Z(I_n)$; *д* — схематический геологический разрез; *e* — расчетный геомагнитный геоэлектрический разрез, построенный по данным интерпретации графиков B_z^a и ΔZ ; *1* — наблюдаемые графики; *2* — подобранные на ЭВМ графики; *3* — железистые кварциты, *4* — гранитогнейсы, *5* — амфиболовые сланцы; *6* — кристаллические сланцы

го же участка Тарыннахского месторождения видно, что результаты количественной интерпретации находятся в хорошем соответствии с имеющимися данными геологического опробования по канаве. Это обстоятельство позволяет привлекать данные метода НП для подсчета запасов, сократив объем геологического опробования и разрядив сеть горных выработок на месторождении. Кроме того, получаемая при такой интерпретации информация об остаточной намагниченности каждого из пластов (рис. 66) может оказаться весьма полезной при решении ряда общих геологических вопросов о генезисе месторождения, особенностях метаморфизма и т. п.

Результаты, подобные приведенным выше (см. рис. 64), были получены при детальном съемках методом НП на Таежном и Десовском месторождениях в соседнем Алданском железорудном районе Южной Якутии при производственных работах масштаба 1:2000 экспедиций (ЧТГРЭ и ЮЯКЭ) ПГО «Якутскгеология».

На стадии предварительной разведки и особенно при детальной разведке магнетитовых месторождений большое значение приобретают скважинные наблюдения методом незаземленной петли в условиях, когда остаточная намагниченность искажает результаты скважинной магниторазведки. Наибольшей отдачи можно добиться при совместном использовании скважинных и наземных наблюдений методом НП.

Так, по одному из профилей Тарыннахского месторождения железистых кварцитов (рис. 67) по данным детальной наземной площадной съемки масштаба 1:2000 методом НП в петле 400×500 м были определены положение выхода под покровные отложения отдельных пластов и их магнитная восприимчивость, а при совместной интерпретации этих данных с магниторазведкой дополнительно были найдены величина и направление вектора остаточной намагниченности I_n . Скважинные наблюдения в той же петле позволили получить аномалии, подобные аномалиям скважинной магниторазведки, но уже без искажающего влияния остаточной намагниченности [8]. При интерпретации этих материалов по резкому падению поля B_{oc} были выделены рудные интервалы по скважинам, что вместе с данными наземной съемки методом НП позволило построить геомагнитный разрез по изучаемому профилю (см. рис. 67). Кроме вертикального намагничивания пластов по падению полем петли выполнялось и горизонтальное намагничение

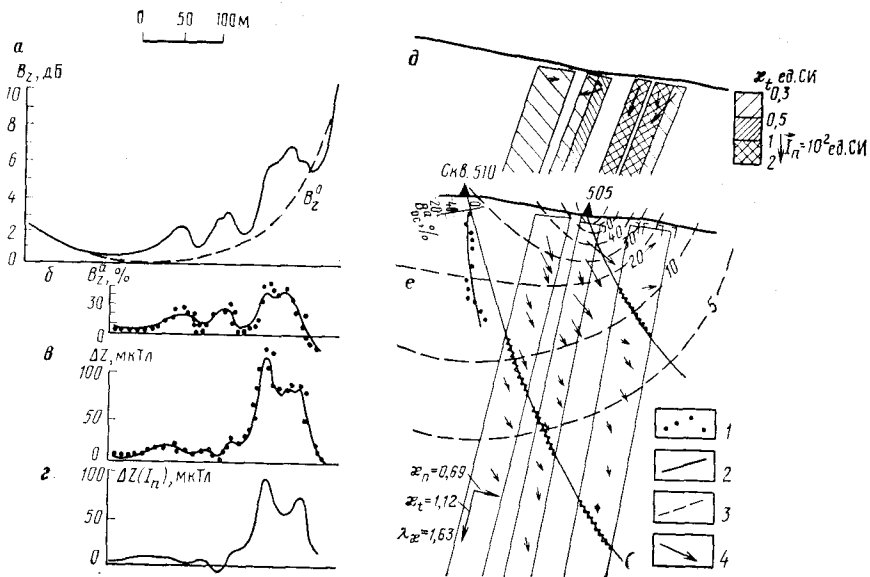


Рис. 67. Результаты количественной интерпретации на ЭВМ данных наземных и скважинных наблюдений методом НП по одному из профилей Тарынинского месторождения.

Графики: а — наблюдаемый B_z в петле 500×400 м на частоте 125 Гц и расчетное первичное поле петли B_z^0 , б — B_z^a , в — магнитной съемки ΔZ , г — расчетный $\Delta Z(I_n)$; д — схематический геологический разрез; е — схематический магнитный разрез, построенный по результатам совместной интерпретации данных подземной и скважинной съемок методом НП; 1 — наблюдаемые графики; 2 — подобранные на ЭВМ графики; 3 — изолинии напряженности поля; 4 — векторы первичного поля

пластов поперек слоистости путем смещения петли так, чтобы одна из сторон проходила над рудным телом. По измеренным в скважинах осевым составляющим поля петли B_{oc} вне подсечений рудных тел при двух направлениях намагничивающего поля петли с помощью специальной программы (см. § 16) удалось определить компоненты тензора магнитной восприимчивости вдоль и вкрест слоистости пласта железистых кварцитов в естественном залегании наряду с коэффициентом анизотропии λ_{χ} (см. рис. 67). Знание этих параметров необходимо для более точного подсчета запасов месторождения по геофизическим данным.

Проведение скважинных трехкомпонентных измерений магнитного поля петли оказывается весьма полезным при детальном изучении магнитных разрезов в тех случаях, когда данные скважинной трехкомпонентной магниторазведки из-за искажающего влияния остаточной намагниченности находятся в противоречии с другими данными. Целесообразность проведения таких трехкомпонентных наблюдений поля петли с аппаратурой АСМИ-40, позволяющих определять вектор аномального поля B^a , иллюстрируется рис. 68. Расхождение направления B^a с векторами T^a скважинной

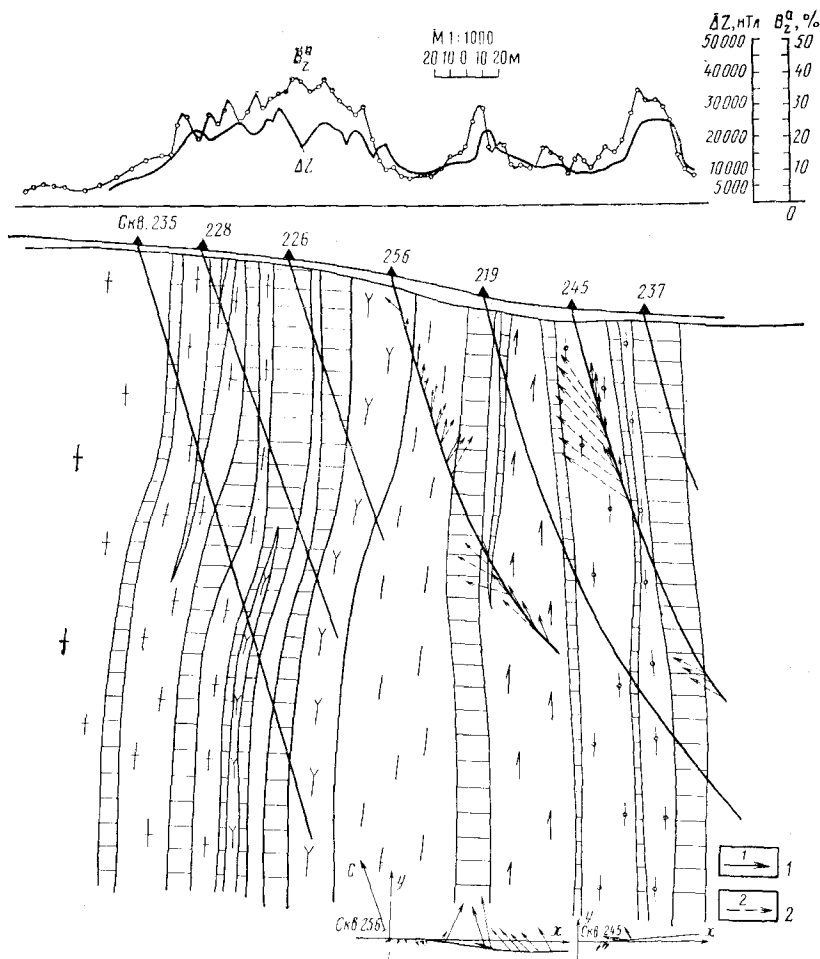


Рис. 68. Результаты трехкомпонентных скважинных наблюдений методом НП по одному из профилей Тарынахского месторождения железистых кварцитов.

Векторы: 1 — \vec{B}^a , 2 — \vec{T}^a

магниторазведки объясняется влиянием на последние остаточной намагниченности, а также эффектами размагничивания [4] для B^a и T^a данного разреза Тарынахского месторождения.

При скважинных, а особенно при наземных детальном исследованиях наиболее перспективно использование не одной, а ряда прямоугольных петель, различным образом возбуждающих отдельные участки и области изучаемого магнитного геоэлектрического разреза. На рис. 69 такие результаты наблюдений по методике вертикальных индукционных зондирований с прямоугольными петлями размером от 40×850 до 800×850 м и в виде графиков B^a_z сопоставлены с известным геологическим разрезом. Построен-

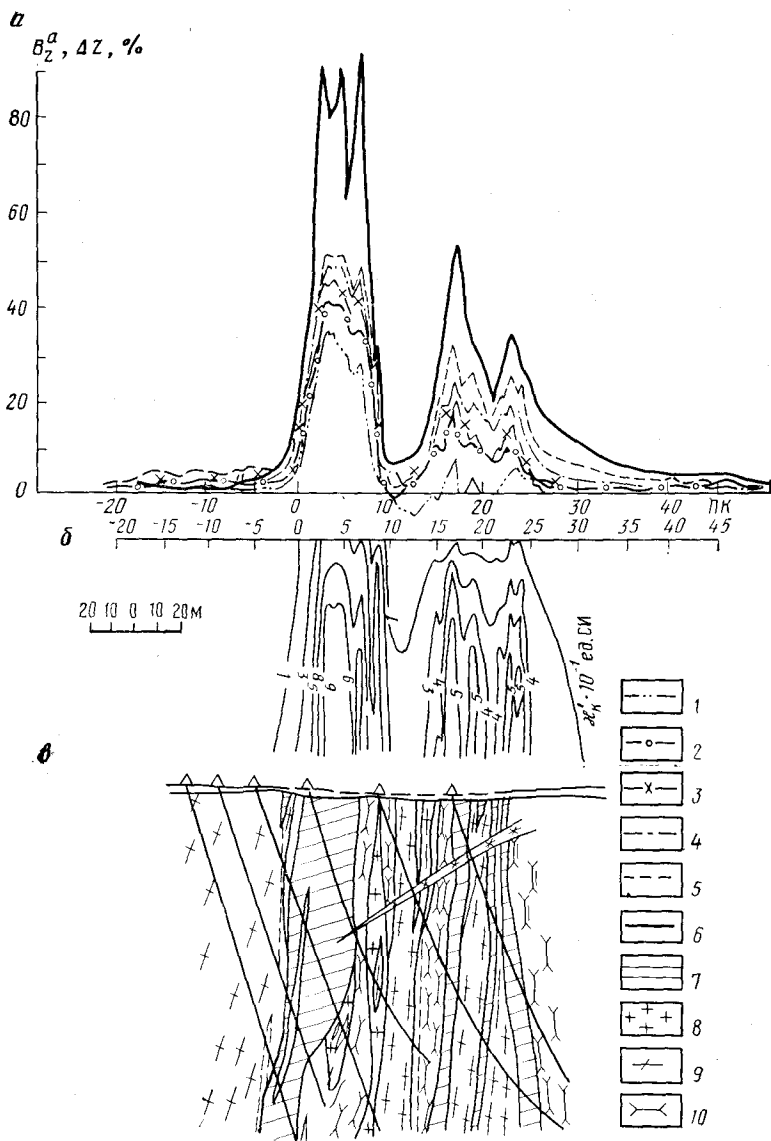


Рис. 69. Результаты использования на Тарынахском месторождении методики вертикальных индукционных зондирований с прямоугольными петлями при детальном изучении разрезов для изучения объемного распределения магнитных масс.

а — графики B_z^a в различных петлях: 1 — 40×850 м, 2 — 80×850 м, 3 — 200×850 м, 4 — 400×850 м, 5 — 800×850 м; б — график ΔZ ; в — разрез изолиний кажущейся магнитной восприимчивости; в — геологический разрез (по данным геологов ПГО «Якутскгеология»): 7 — железистые кварциты, 8 — сениит-порфиры, 9 — гнейсы, 10 — амфиболиты

ный по этим данным разрез изолиний кажущейся магнитной восприимчивости χ'_k (см. рис. 69) дает лишь первое приближенное представление о характере распределения магнитных масс в изучаемом разрезе, так как при этом не учитывается неоднородность намагничивающего поля. Использование специальных алгоритмов и программ (см. § 15) при подборе наблюдаемых полей B^a_z в данной системе петель позволило совершенно однозначно определить, что для пластов данного участка Тарыннахского месторождения характерна выдержанность магнитной восприимчивости по направлению падения пластов. Вывод этот весьма важен для подсчета запасов этого месторождения, так как свидетельствует о малой изменчивости концентрации магнетита по падению пластов.

Целесообразность применения НЧМ в модификации ДИП на стадии эксплуатационной разведки железорудных месторождений доказывается рядом примеров, известных в литературе [12].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты теоретических, методических, а также опытных и производственных полевых работ низкочастотными индуктивными методами, выполненных в различных железорудных районах СССР, убедительно доказывают целесообразность применения этих методов на различных стадиях геологических исследований для изучения магнитных свойств пород и руд, участвующих в строении геологического разреза.

Перспективы развития низкочастотных индуктивных методов применительно к изучению магнитных свойств пород и руд нужно, с нашей точки зрения, связывать с разработкой следующих основных направлений, которые в настоящее время лишь намечены либо слабо разработаны:

совершенствование теоретических и методических основ совместных наземных и скважинных исследований низкочастотными методами при разведке месторождений магнитных руд железа;

совершенствование методики высокоточных измерений магнитного поля в индуктивных методах с целью привлечения к глубинным поискам магнитных руд и геологическому картированию с использованием параметра остаточной намагниченности;

теоретические геолого-геофизические исследования, обосновывающие принципы и методы извлечения геологической информации из раздельно определенных в результате применения индуктивных методов векторов остаточной и индукционной намагниченности.

Из неотложных проблем технического характера следует отметить необходимость серийного выпуска комплектов аппаратуры, обеспечивающей выполнение полевых работ низкочастотными индуктивными методами. Можно надеяться, что эта проблема будет решена в рамках создаваемого в настоящее время агрегатированного комплекса электроразведочной техники, предназначенного для производства электроразведочных работ в рудных районах.

1. Билибин С. И., Плюснин М. И. Влияние анизотропии однородных сильно-магнитных сред на результаты магнитного каротажа.— Изв. Вузов. Сер. Геология и разведка, 1982, № 12, с. 78—82.
2. Блох Ю. И. Расчет магнитного поля двумерных анизотропных объектов произвольного сечения с учетом размагничивания.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1980, № 2, с. 65—72.
3. Блох Ю. И. Совместная интерпретация данных магниторазведки и метода незаземленной петли при определении магнитных свойств магнетитовых руд.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1981, № 1, с. 74—81.
4. Блох Ю. И. Учет размагничивания при решении прямой задачи магниторазведки для трехмерных изотропных объектов.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1983, № 5, с. 113—117.
5. Васильев Ф. П. Лекции по методам решения экстремальных задач. М., изд. МГУ, 1974.
6. Великин А. Б. Неустановившееся поле круглого контура в присутствии проводящего шара.— В кн.: Метод переходных процессов при поисках месторождений сульфидных руд. Л., Недра, 1971, с. 48—60.
7. Вычислительная математика и техника в разведочной геофизике. Справочник геофизика. М., Недра, 1982.
8. Гаранский Е. М. Определение природы аномалий скважинной магниторазведки методом НП.— Разведка и охрана недр, 1982, № 3, с. 41—43.
9. Доброхотова И. А., Ренард И. В., Якубовский Ю. В. Оценка качества железистых кварцитов индуктивным методом.— Разведка и охрана недр, 1979, № 6, с. 37—39.
10. Доброхотова И. А., Юдин М. Н. Влияние магнитной проницаемости на результаты магнитотеллурических зондирований.— Геология и разведка, 1981, № 6, с. 99—106.
11. Доброхотова И. А., Якубовский Ю. В. О возможности и результате применения индуктивных методов электроразведки на месторождениях магнитных руд.— В кн.: Разведочная геофизика. М., Недра, 1970, вып. 39, с. 86—89.
12. Захаров В. X., Колесник А. В. Определение магнитной проницаемости горных пород дипольными индуктивными установками с амплитудно-фазовыми измерениями.— Зап. ЛГИ, 1976, т. 69, № 2, с. 69—76.
13. Иванов Н. А., Стадухин В. Д. Применение метода искусственного подмагничивания для установления природы магнитных аномалий.— Разведка и охрана недр, 1974, № 7, с. 36—39.
14. Инструкция по электроразведке. Л., Недра, 1985.
15. Комплексная интерпретация данных метода незаземленной петли и магниторазведки при разведке месторождений железистых кварцитов/Ю. И. Блох, Е. М. Гаранский, И. А. Доброхотова и др.— Геология и геофизика, 1984, № 1, с. 104—109.
16. Магниторазведка. Справочник геофизика. М., Недра, 1980.
17. Маргышко П. С. Некоторые вопросы теории и алгоритмы решения задач метода искусственного подмагничивания. Препринт. Свердловск, УНЦ АН СССР, 1982.
18. Неун Дык Чак. Эллипсоид вращения в однородном гармонически меняющемся магнитном поле.— Изв. вузов. Сер. Геология и разведка, 1972, № 6, с. 126—132.
19. Некоторые результаты применения индуктивных методов электроразведки для поисков магнетитовых месторождений Среднего Приангарья/И. А. Доброхотова, Е. М. Гаранский, И. В. Ренард и др.— Межвузовский сб. Геофизические методы поисков и разведки, 1975, вып. 2, с. 76—80.
20. Применение низкочастотных индуктивных методов электроразведки для поисков месторождений магнитных руд/Е. М. Гаранский, И. А. Доброхотова,

И. В. Ренард и др: Обзор Сер. Рег., разв. и промысл. геофизика, 1976 (ОНТИ ВИЭМС).

21. Ренард И. В. Аномальные поля над магнитными разрезами для установок дипольного индуктивного профилирования с наклонными диполями. Деп. в ВИНТИ 11.07.83, № 3838—83, 15 с.

22. Светов Б. С. Теория, методика и интерпретация материалов низкочастотной индуктивной электроразведки. М., Недра, 1973.

23. Страхов В. Н. К теории метода искусственного подмагничивания.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1977, № 7, с. 56—74.

24. Страхов В. Н., Лапина М. И. Определение интегральных характеристик возмущающих масс аппроксимационным методом в задачах гравиметрии и магнитометрии.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1975, № 4, с. 35—58.

25. Структура фундамента и железорудные месторождения северного склона Украинского щита/З. А. Крутиховская, И. М. Силина, В. Н. Завойский и др. Киев. Наукова думка, 1975.

26. Франтов Г. С. Новожилов Г. Н., Савин А. П. Индуктивное дипольное профилирование при поисках магнетитовых руд.— Разведка и охрана недр. 1975, № 3, с. 41—45.

27. Цирульский А. В. Об единственности решения обратной задачи теории потенциала в методе искусственного подмагничивания.— Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли, 1972, № 9, с. 64—67.

28. Электроразведка. Справочник геофизика. М., Недра, 1980.

29. Якубовский Ю. В., Ренард И. В. Применение метода вертикальных индукционных зондирований для изучения магнитных геоэлектрических разрезов.— Изв. вузов. Сер. Геология и разведка, 1974, № 11, с. 115—122.

30. Fraser D. C. Magnetite ore tonnage estimates from an aerial electromagnetic survey.— Geoexploration. Amsterdam, 1973, vol. 11, No 2, p. 97—105.

31. Lindsay T. Electromagnetic sounding with susceptibility among the model parameters.— Geophysics, 1977, vol. 42, No 1, p. 92—96.

Предисловие	3
Введение	4
Глава I. Физико-математические основы применения низкочастотных индуктивных методов электроразведки на месторождениях магнитных руд	10
§ 1. Гармонически меняющиеся поля источников различного типа над горизонтально-слоистым разрезом	10
Горизонтальный электрический диполь	10
Магнитный вертикальный диполь	18
Кабель на поверхности многослойной горизонтально-слоистой среды	22
Кабель конечной длины, прямоугольная петля, круглая петля над многослойной средой и однородным полупространством	24
§ 2. Аномальные поля от локальных проводящих и магнитных тел.	32
Проводящий и магнитный эллиптический цилиндр в однородном, гармонически меняющемся переменном магнитном поле B^0	33
Проводящий и магнитный эллипсоид вращения в однородном гармонически меняющемся магнитном поле	41
Проводящий и магнитный шар в поле гармонически меняющегося магнитного диполя	47
Проводящий и магнитный шар в поле круглой незаземленной петли, питаемой гармонически меняющимся током низкой частоты	55
§ 3. Аномальные поля над сложными разрезами	57
Расчет аномальных полей с помощью ЭВМ	57
Физическое моделирование полей	65
Глава II. Аппаратура и оборудование для низкочастотных индуктивных методов электроразведки при поисках и разведке магнитных руд	76
§ 4. Основные требования к аппаратуре и типы применяемой аппаратуры	76
Возбуждающее устройство	76
Измерительное устройство	77
§ 5. Основные характеристики применяемых комплектов аппаратуры	78
§ 6. Источники тока и оборудование для проведения полевых работ	82
Глава III. Методика полевых работ	83
§ 7. Этапы полевых работ и выбор модификации низкочастотных индуктивных методов	83
§ 8. Метод незаземленной петли	84
Выбор параметров установки	84
Оценка допустимой погрешности	87
Размеры и расположение профилей	90
Монтажная схема установки	91
Организация полевых измерений	92
§ 9. Индукционные зондирования	96
Сущность и способы индукционных зондирований	96
Вертикальные индукционные зондирования с прямоугольными петлями	97
Индукционные зондирования с квадратными петлями	103
§ 10. Индуктивное профилирование	106
Основные способы индуктивного профилирования	106

Индуктивное профилирование с квадратными петлями	107
Дипольное индуктивное профилирование установками с разнесенными диполями	109
Дипольное индуктивное профилирование установками с жесткой геометрией	112
§ 11. Наблюдения с использованием скважин	113
Глава IV. Обработка и интерпретация данных индуктивной электроразведки при изучении магнитных разрезов	116
§ 12. Обработка результатов полевых наблюдений	116
Первичная обработка результатов	116
Выделение аномального поля над высокоомными разрезами	118
Выделение аномального поля при скважинных наблюдениях	121
Выделение аномального поля над проводящими разрезами	122
Основные формы представления результатов полевых наблюдений	127
§ 13. Интерпретация результатов полевых наблюдений	127
Общие принципы интерпретации применительно к телам простой формы	127
Тела простой формы	129
§ 14. Интерпретация результатов наблюдений над крутопадающими пластами	138
§ 15. Интерпретация данных наземных наблюдений для локальных тел сложной формы	147
§ 16. Совместная интерпретация данных наземных и скважинных наблюдений	154
§ 17. Определение компонент тензора магнитной восприимчивости анизотропных рудных тел	157
Глава V. Примеры применения низкочастотных индуктивных методов электроразведки в основных железорудных районах СССР при решении различных геологических задач	160
§ 18. Классификация магнитных аномалий с помощью профильных наблюдений НЧМ	160
§ 19. Применение НЧМ при детальном поиске магнитных руд	173
§ 20. Детальные площадные и скважинные работы НЧМ на различных стадиях разведки месторождений магнитных руд	180
<i>Заключение</i>	<i>189</i>
<i>Список литературы</i>	<i>190</i>