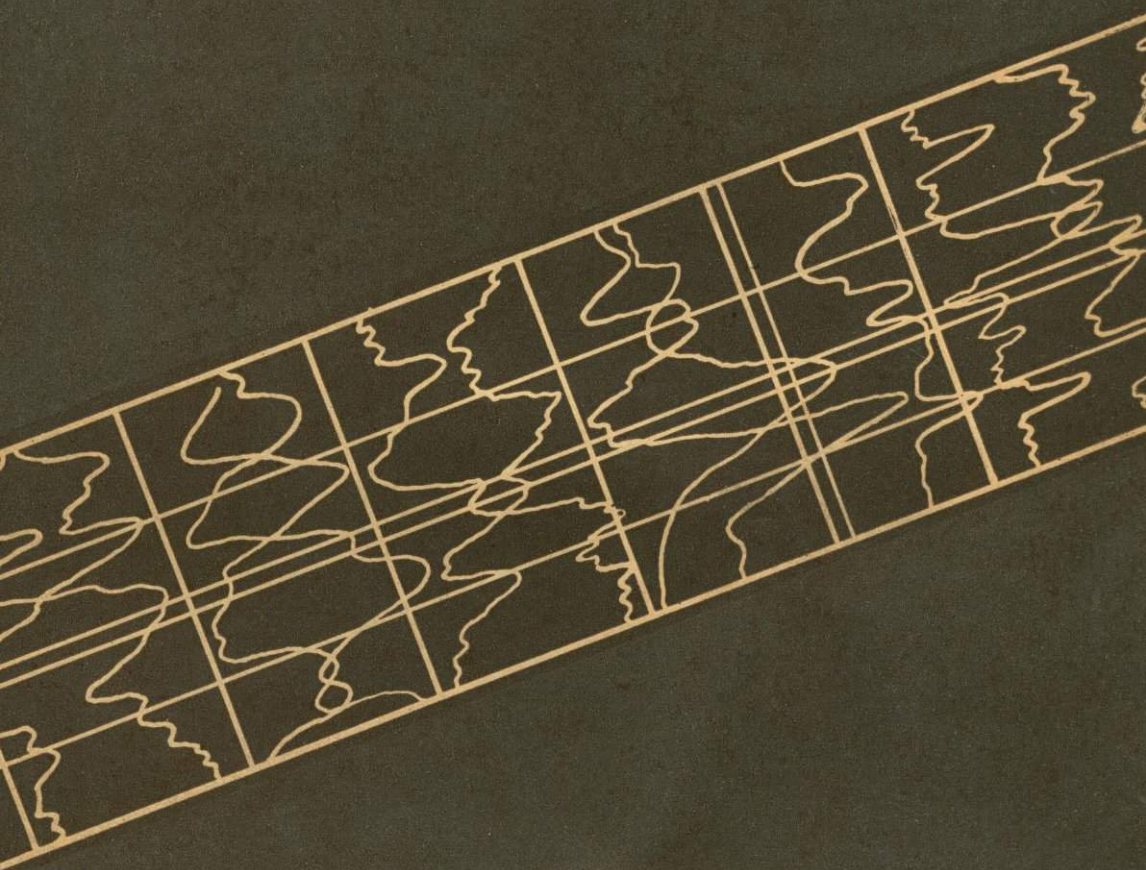


ЯДЕРНО-  
ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ  
И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ



АКАДЕМИЯ НАУК СССР · УРАЛЬСКИЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР

# ЯДЕРНО- ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

СВЕРДЛОВСК 1987



УДК 550.3+550.832

**Ядерно-геофизические и геотермические исследования:** Сб. науч. трудов. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Представлены материалы о теоретических, методических, аппаратных разработках ядерно-геофизических методов поиска и разведки месторождений полезных ископаемых. Обсуждены результаты применения нейтронно-активационного, гамма-гамма-селективного и фотонейтронного методов на месторождениях меди, углей, бокситов, редких металлов. Рассмотрены теоретические вопросы термической эволюции Земли и проанализированы результаты исследований теплового потока на Урале.

Сборник представляет интерес для геофизиков и геологов, а также для студентов геофизических специальностей.

Ответственные редакторы

кандидат физико-математических наук Ю. В. Хачай, доктор технических наук В. И. Уткин

Рецензент

доктор геолого-минералогических наук В. В. Кормильцев

---

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрастает интерес к результатам ядерно-геофизических исследований и развитию геотермии. Для применения ядерно-геофизических методов каротажа наиболее актуальными являются вопросы о градуировке зондовых устройств, используемых в качестве концентраторомеров, об однозначности и воспроизводимости результатов каротажа. Перспективно также направление, связанное с использованием ядерно-геофизических методов для экспресс-анализа качества добываемого рудного сырья.

Фундаментальное значение имеет изучение информативности геотермии на примере такой рудной провинции, как Урал, являющейся уникальным объектом для проверки тектонических концепций. Особый интерес вызывает исследование энергетических источников геотектонической активности, их временное и пространственное распределение.

Изложение результатов экспериментальных и теоретических исследований этих проблем и составляет содержание настоящего сборника.

Ю. П. БУЛАШЕВИЧ, В. А. ЩАПОВ

**ОБ АНОМАЛЬНО НИЗКОМ ТЕПЛОМ ПОТОКЕ  
В ТАГИЛЬСКОМ СИНКЛИНОРИИ**

В системе уральских меридионально простирающихся структур первого порядка традиционно выделяют чередующиеся поднятия и погружения. Среди них Тагило-Магнитогорский прогиб занимает особое положение, образуя западную зону Уральской эвгеосинклинали. Он протягивается от берегов Карского моря до конца южных отрогов Мугоджар более чем на 2300 км. Его также называют западной зеленокаменной полосой Урала, зеленокаменным синклинорием, главной меденосной полосой Урала [12], главной структурой Урала [16].

В Тагило-Магнитогорском прогибе размещено большое количество магнетитовых месторождений контактово-метасоматического типа. Примерно на широте г. Карабаш Тагило-Магнитогорский прогиб делится на северную часть (Тагильский синклинорий) и южную (Магнитогорский синклинорий).

В западной части Тагильский синклинорий вмещает так называемый Платиноносный пояс Урала, представленный в значительной степени породами основного и частично ультраосновного состава. С пироксенидами этого пояса связаны Гусевогорское и Качканарское месторождения титаномагнетитов.

Тагило-Магнитогорский прогиб связан с Главным Уральским разломом, что, видимо, существенно повлияло на вещественный состав пород прогиба.

До недавнего времени повышенные температуры в недрах и тепловые потоки рассматривались как универсальная геотермическая характеристика геосинклиналей. Аномалии теплового потока геосинклиналей считались всегда положительными [14]. На геотермической карте Советского Союза всей Уральской геосинклинали приписан высокий тепловой поток величиной 1,2—1,6 мккал/см<sup>3</sup>·с [13]. Глобальность этого утверждения оказалась ошибочной. Уральская геосинклиналь выпадает из такой зависимости. В своей осевой части в Тагило-Магнитогорском прогибе она характеризуется весьма низким тепловым потоком, 0,52—0,55 мккал/см<sup>2</sup>·с, т. е. 22—23 мВт/м<sup>2</sup>. Здесь, таким образом, имеет место отрицательная аномалия по сравнению с тепловыми потоками на обрамляющих Урал платформах [7, 9, 10].

В пределах Тагило-Магнитогорского прогиба определения теплового потока были произведены в интервале 52—58° с. ш., т. е. на Южном и Среднем Урале. В данной статье приведены результаты определений теплового потока примерно до 62° с. ш., т. е. включая уже и Северный Урал в пределах 59°08' и 64° с. ш.

Рис. 1. Термограмма, типичная для Северного Урала.

1 — четвертичные аллювиальные отложения; 2 — метасоматиты хлорит-кварцевые; 3 — серицит-хлорит-кварцевые породы; 4 — дацит, затронутый процессом метасоматоза; 5 — диабаз; 6 — термограмма; 7 — коэффициент теплопроводности по керну, Вт/м·град; 8 — концентрация растворенного гелия.

### Тип термограмм на Северном Урале

На рис. 1 представлена типичная термограмма, снятая на Северном Урале. Обращает на себя внимание верхняя часть термограммы. Примерно до 100 м температура с глубиной несколько понижается, т. е. тепловой поток направлен от дневной поверхности в недра. При этом минимальность и постоянство концентрации гелия на уровне  $10^{-4}$  мл/л до глубины 500 м исключают влияние на форму термограммы гидрогеологических факторов. Коэффициент теплопроводности имеет на аномальном интервале значение около 3 Вт/м·град, характерное для всего геологического разреза скважины. Имеются термограммы и с более четким проявлением минимума температуры на тех же глубинах.

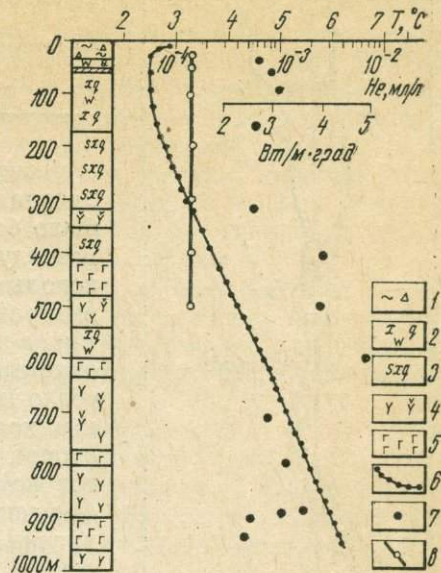
Понижение температуры с глубиной известно для северных широт. Так, на севере Канады температура понижается до глубины 1700 м, что связано с эпохой максимального оледенения [29]. В нашем случае понижение захватывает меньшие глубины. Оценим характерное время, необходимое для температурной деформации прямолинейной термограммы в изображенную на рис. 1. Оценка производится по известному соотношению

$$\tau = \frac{h^2}{4a},$$

где  $h=100$  м длины аномального участка,  $a=10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с [23], коэффициент температуропроводности. Подставляя эти значения, находим  $\tau=80$  лет, что, по-видимому, согласуется с метеорологическими наблюдениями и свидетельствует о потеплении климата.

### Тепловой поток в Тагильском синклинии на Северном Урале

Ранее нами было получено двенадцать определений теплового потока в Тагильском синклинии в пределах Северного Урала. В 1984—1985 гг. были сняты термограммы по 12 скважинам, группирующимся по четырем участкам Северного Урала. Общее представление о конфигурации Тагило-Магнитогорского прогиба, по [17], с указанием некоторых величин теплового потока можно получить из рис. 2.



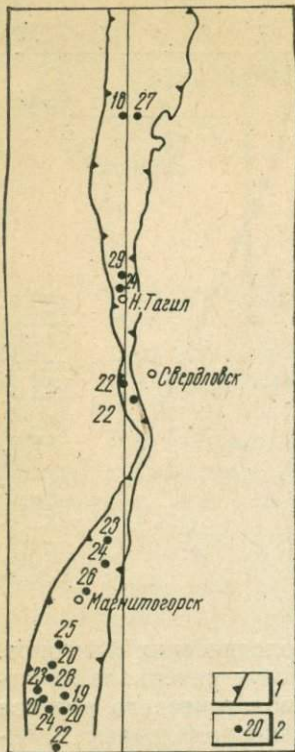


Рис. 2. Схематический план Тагило-Магнитогорского синклиория.

1 — границы синклиория; 2 — значения теплового потока, мВт/м<sup>2</sup>.

Точки определения тепловых потоков не распределяются равномерно по площади, что было бы оптимальным, а группируются около разведываемых месторождений. О возможности использования для геотермии скважин в рудных районах не лишне привести мнение геотермиков-нефтяников: «Весь громадный фонд опорных и разведочных скважин Министерства геологии, которые бурятся без спуска обсадных колонн и физически ликвидируются после отбора керна и каротажа, выпадает из объектов исследования и не дает необходимой информации для геотермии» [21, с. 7]. Конечно, краски здесь несколько сгущены, но во всяком случае использование таких скважин ограничено и требует большой оперативности. Если Уральская сверхглубокая скважина СГ-4 в районе г. Верхняя Тура будет буриться с обсадкой и цементацией затрубного пространства и забоя, то она после выстойки даст идеальные метрологические условия для геотермии.

В таблице приведены новые термические данные по Тагильскому синклиорию для Северного Урала. Нумерация точек определения тепловых потоков продолжает приведенную в [10].

Как следует из данных таблицы, Тагильский синклиорий на Северном Урале характеризуется такими же аномально низкими тепловыми потоками, как и на Среднем Урале.

### О причинах аномально низкого теплового потока в Тагильском синклиории

Тагильский синклиорий изучен в геолого-геофизическом отношении более полно, чем Магнитогорский. Именно поэтому в районе г. Верхняя Тура севернее г. Нижнего Тагила начата проходка сверхглубокой скважины СГ-4 [15].

Низкий тепловой поток выделяет в системе структур первого порядка Урала весь Тагило-Магнитогорский синклиорий. Однако в данной статье мы остановимся преимущественно на Тагильском мегасинклиории, затрагивая Магнитогорский только попутно и для аналогии с другими.

**Влияние рудных тел.** В работе [22], относящейся к Южному Уралу, утверждается, что уменьшение теплового потока в рудных полях является результатом рефракции линий плотности теплового потока рудны-

ми телами. Последние как бы шунтируют тепловой поток. Однако это не так. В рудных телах и в околорудном пространстве произведено непосредственное изучение теплового поля [11]. Оказалось, что в рудных телах и над ними тепловой поток имеет такие же низкие значения, как и в остальной части рудного поля. Электропроводность пирита и магнетита, благодаря ее электронной природе, на несколько порядков превышает электропроводность вмещающих пород. Отсюда широкое, хотя и ограниченное по глубинности, применение методов электроразведки при поисках сульфидных руд. Однако электронная компонента теплопроводности у этих руд, как следует из закона Видемана и Франца, практически равна нулю [11]. Теплопроводность руд имеет ту же атомную природу, что и вмещающие породы. Она близка к теплопроводности пород, которая может значительно меняться. Поэтому аномальный тепловой эффект будет тонуть в фоне помех при попытке применить термометрию для поисков слепых рудных тел.

**Охлаждение горных массивов.** Иногда низкие температуры и тепловые потоки пытаются объяснить охлаждением пород Урала. Такая трактовка опровергается тем, что, например, у Тараташского массива древних дорифейских пород Урала глубинные температуры и тепловой поток выше, чем в Тагило-Магнитогорском прогибе среднепалеозойского возраста [8].

**Влияние оледенений.** Оледенения наступали с севера, поэтому их влияние должно было вызвать широтную зональность теплового поля. Однако, как было показано в [19], глубинные геоизотермы от Южного до Полярного Урала совпадают с простираем уральских структур и, по-видимому, могут быть искажены только в верхней части геологического разреза.

**Надвиг литосферных плит.** В работе [28] низкий тепловой поток на Южном Урале рассматривается как результат нестационарности теплового поля, вызванной надвигом литосферных плит. Рассмотрена следующая модель. Литосфера мощностью 65—70 км имеет на верхней границе температуру 0 °С, а на нижней 1200 °С. При надвиге одной литосферной пластины на другую нагретая подошва одной ляжет на холодную кровлю другой. В результате некоторое время из верхней пластины часть тепла будет распространяться вверх, а часть вниз. Следствием чего в течение значительного геологического времени будет уменьшение теплового потока у дневной поверхности.

Аномально низкий тепловой поток прослеживается вдоль всего Тагило-Магнитогорского прогиба от Южного до Северного Урала. Его объяснение должно быть сделано с единых позиций. В этой связи рассматриваемая модель требует соответствующего геолого-геофизического анализа. Возможно, что магнитотеллурическое зондирование могло бы дать материал для проверки нестационарной модели.

**Влияние нисходящей фильтрации метеогенных вод.** При нисходящей фильтрации метеогенных вод термограммы должны иметь выпуклый к оси глубин вид, а геотермический градиент расти с глубиной [5]. Такие термограммы по нефтяным и углеразведочным скважинам действительно имеют место [19]. Аналогичная термограмма получена на Тараташском массиве [8]. В последнем случае была оценена скорость фильтрации, составившая около 1 см/год. Столь малая величина существенна для геотермии, но находится вне рамок понятий и инструментальных методов современной гидрогеологии. Отсутствие обсадки и цементации затрудняет изучение конвективной компоненты теплового потока в сква-

### Термическая характеристика Тагильского

№ п. п.	Участок и номер скважины	Температура (°С) на глубине		Градиент, град/100 м	Интервал опред. теплового потока, м	Градиент на интервале опред. теплового потока, град/100 м	Средний коэффициент теплопроводности	
		500 м	1000 м				кал см·с·град · 10 <sup>-3</sup>	Вт м·град
46	Ново-Шемурский 2017	4,78	—	—	500—840	0,58	10,2	4,27
47	2021	4,17	6,37	0,44	800—950	0,44	7,63	3,20
48	2015	4,95	8,88	0,79	500—1000	0,79	—	—
49	2016	4,95	—	—	400—570	0,52	—	—
	СУБР — Черемуховский							
50	7696	4,14	—	—	500—620	0,72	—	—
51	1140	5,14	—	—	500—630	1,15	—	—
52	7518	4,60	9,65*	1,01	760—900	0,95	—	—
53	Тошемский 1201	4,12	9,60	1,01	600—1300	1,0	6,46	2,71
	II Северное железорудное месторождение							
54	121	4,23	10,50*	1,25	700—970	1,27	—	—
55	117	5,19	—	—	500—600	0,99	—	—
56	116	—	—	—	200—340	0,76	—	—
57	122	4,90	—	—	500—660	0,86	—	—

\* Значения температуры, экстраполированные в пределах 100 м.

жинах [21]. Для скважин глубиной примерно 1 км в Тагильском и Магнитогорском синклиналиях эффект фильтрации не наблюдался. Необходимо дальнейшее изучение. На данном этапе исследований мы считаем, что влияние фильтрации имеет место, особенно в верхах геологического разреза, но носит подчиненный характер сравнительно с основностью пород [6].

#### Влияние основности пород на тепловой поток

По сравнению с другими теплогенерирующими источниками в Земле наиболее достоверно изучено содержание радиоактивных элементов урана, тория и калия в горных породах. Выделяемая при радиоактивном распаде энергия вполне достаточна для создания наблюдаемого глобального теплового потока. Разные авторы приводят примерно одинаковые теплогенерации для пород различной основности [18, 20]:

	Плотность, г/см <sup>3</sup>	Теплогенерация, мкВт/м <sup>3</sup>
Осадочные (глины, сланцы) . . . . .	2,4	1,6
Кислые магматические (граниты) . . . . .	2,62	2,4
Основные (базальты, габбро) . . . . .	2,9	0,46
Ультраосновные (дуниты, перидотиты) . . . . .	3,35	0,0054

синклиория

Тепловой поток		Колич. образцов на интервале опред. теплового потока	Координаты	
мккал см <sup>2</sup> ·с	мВт м <sup>2</sup>		Восточная долгота	Северная широта
0,59	25	11	50°40'	60°40'
0,34	14	14	59 40	60 40
—	—	—	59 40	60 40
—	—	—	59 40	60 40
—	—	—	60 00	60 20
—	—	—	60 00	60 20
—	—	—	60 00	60 20
0,65	27	15	60 02	60 56
—	—	—	60 00	61 40
—	—	—	60 00	61 40
—	—	—	60 00	61 40
—	—	—	60 00	61 40

С повышением основности теплогенерация уменьшается, а плотность растет. Поэтому между величиной теплового потока и аномалиями силы тяжести должна быть тенденция к обратной зависимости (представительность «действующих» масс различна). Значение теплового потока определяется теплогенерацией не только коры, но и мантии, а на величину гравитационной аномалии могут существенно влиять породы, залегающие на глубине до 10—15 км. Так как между плотностью и скоростью сейсмических волн часто наблюдается прямая корреляция, то более скоростным разрезам должны соответствовать пониженные тепловые потоки.

Еще А. Д. Архангельский, сопоставляя результаты маятниковой съемки Урала с геологической картой, пришел к заключению, что положительные аномалии силы тяжести достигают наибольшей величины «в полосе габбро-перидотитовых массивов и зеленокаменных пород восточного склона Урала, характеризующейся массовым развитием тяжелой

основных эффузивных и интрузивных пород» [3]. При этом А. Д. Архангельский, первый из советских геологов, владеющий гравиметрией, отдавал предпочтение аномалиям Фая, считая что при редукции Буге «гравиметрическая характеристика гор и впадин становится одинаковой». Как видим, А. Д. Архангельский прозорливо связывал ту полосу пород, которая называется Тагило-Магнитогорским прогибом, с положительными аномалиями силы тяжести. Этот вопрос вновь рассматривается сотрудниками ВСЕГЕИ, владеющими всей геолого-геофизической информацией. В исследовании [4] в качестве характерных особенностей Тагило-Магнитогорского прогиба отмечаются следующие: 1) интенсивный максимум гравитационного поля на всем протяжении прогиба — уральский супермаксимум; 2) резкое повышение коэффициента основности.

В работе [26, с. 13] для Урала отмечено, что «характерной особенностью гравитационного поля следует считать субмеридиональную положительную аномалию шириной 100—150 км, прослеживаемую на протяжении более 2000 км. В большей своей части она коррелируется с Тагило-Магнитогорским прогибом».

Для южной части прогиба подчеркивается [27, с. 47], что «земная кора Магнитогорского мегасинклиория характеризуется в целом повышенными скоростями упругих волн и плотностью, что связано с более высокой основностью пород».

В работе [2] утверждается: интенсивные положительные гравитационные поля на всем протяжении Тагило-Магнитогорского прогиба обу-

словлены широким распространением здесь «интрузивных и эффузивных образований основного состава». В [25] отмечается, что в Тагильском синклинории интрузии основного состава занимают значительное место в разрезе и, видимо, уходят глубоко в недра земной коры. Этому соответствуют интенсивные положительные аномалии в редукциях как Фая, так и Буге [25]. На основании гравиметровой съемки в [24, с. 313] утверждается, что «Тагильско-Магнитогорский синклинорий характеризуется крупной положительной аномалией силы тяжести в редукции Буге». Можно было бы привести еще очень много подобных высказываний. У нас нет оснований считать их ошибочными. Они полностью коррелируют с низкими тепловыми потоками Тагило-Магнитогорского синклинория, представленными в работе [10] и подтвержденными на Северном Урале. Поэтому нам нет необходимости останавливаться на работе [1, с. 33], в которой написано, что «однако при сопоставлении фактических данных такой корреляции не наблюдается».

Сопоставим теперь тепловой поток по Тагильскому синклинорию и другим структурам первого порядка, которые пересекаются Красноуральским профилем ГСЗ. По этому профилю на основании количественной интерпретации геофизических данных был определен так называемый показатель основности. Он представляет собой отношение вертикальной мощности  $h$  слоя пород с плотностью больше  $2,90 \text{ г/см}^3$  ко всей мощности земной коры  $H$

$$k = \frac{h}{H} \cdot 100 \%$$

Этот показатель обобщает сейсмические и гравиметрические работы по профилю [16]. Результаты определений следующие:

Показатель основности, %	Блоки (структуры)					
	Восток Русской платформы	Предуральский	Западно-Уральский	Тагильский	Восточно-Уральский	Зауральский
Тепловой поток, мВт/м <sup>2</sup>	—	47	36—49—52	71	47,5	32
	36	35	35	24	31*	35**

\* Тепловой поток дан для Восточно-Уральского погружения.

\*\* Тюменско-Кустанайский прогиб.

Контуры блоков соответствуют контурам уральских структур первого порядка [16]. В Западно-Уральский блок входит Западно-Уральская зона складчатости и Центрально-Уральское поднятие.

Обратная корреляция между показателем основности и тепловым потоком выражается весьма точно. Основность максимальна в Тагильском блоке, для которого тепловой поток минимален. Они отличаются от значений для Предуральского блока примерно в полтора раза.

По [16], наиболее характерная мощность земной коры для Тагильского блока  $H=57$  км. Разделив тепловой поток на мощность земной коры, мы получим среднюю теплогенерацию пород Тагильского блока. Ее лучше называть эффективной, так как при этом пренебрегаем потоком из мантии [6]. Тем самым мы незначительно можем завысить поток из земной коры, т. е. понизить ее основность.

Для эффективной теплогенерации получаем значение  $0,42 \text{ мкВт/м}^3$ . Эта величина близка к теплогенерации пород основного состава, из которых и сложена усредненная по параметру теплогенерации земная кора Тагильского синклинория.

Таким образом, низкий тепловой поток связан с понижением средней плотности источников тепла. Это обусловлено повышением основности пород. Дешевый и в региональном отношении весьма информативный метод термометрии следует использовать при изучении строения и развития Урала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алейников А. Л., Беллавин О. В., Дьяконов Б. П., Кузнецов А. А., Морозова В. С. Особенности строения восточной окраины Восточно-Европейской платформы.— *Геофиз. журн.*, 1985, т. 7, № 4, с. 29—36.
2. Ананьева Е. М., Дорофеев Б. В., Калабурдина А. И. и др. Геофизическая изученность глубинных зон Урала и основные результаты геофизических исследований.— В кн.: *Глубинное строение Урала*. М., 1968, с. 55—68.
3. Архангельский А. Д. Значение гравиметрии и геологии и проблема изучения геологического строения Западно-Сибирской низменности.— *Бюл. МОИП. Отд. геологии*, 1932, т. 10 (3—4), с. 413—427.
4. Берлянд Н. Г., Маренчев А. И., Петрова И. А. Глубинное строение и металлогения Уральской складчатой области.— В кн.: *Глубинное строение и геодинамика литосферы*. Л., 1983, с. 276.
5. Булашевич Ю. П. Тепловой поток в условиях вертикальной фильтрации.— *Докл. АН СССР*, 1980, т. 255, № 6, с. 1447—1449.
6. Булашевич Ю. П. Информативность геотермии при изучении земной коры Уральской эвгеосинклинали.— *Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1983, № 8, с. 76—83.
7. Булашевич Ю. П., Шапов В. А. Геотермические особенности Уральской геосинклинали.— *Докл. АН СССР*, 1978, т. 243, № 3, с. 715—718.
8. Булашевич Ю. П., Шапов В. А. Термика Тараташского массива дорифейских пород Урала.— *Докл. АН СССР*, 1979, т. 249, № 3, с. 670—673.
9. Булашевич Ю. П., Шапов В. А. Геотермическая характеристика некоторых структур Урала.— В кн.: *Исследование гелиевых и тепловых полей Урала*. Свердловск, 1980, с. 17—23.
10. Булашевич Ю. П., Шапов В. А. Геотермическая характеристика Урала.— В кн.: *Применение геотермии в региональных и поисково-разведочных исследованиях*. Свердловск, 1983, с. 3—17.
11. Булашевич Ю. П., Шапов В. А. Геотермические особенности рудных месторождений Урала.— *Изв. АН СССР. Физика Земли*, 1984, № 6, с. 103—107.
12. Геология СССР, т. XII, ч. 1. Геологическое описание, книга 2. М.: Недра, 1959, с. 303.
13. Геотермическая карта СССР/Под ред. Ф. А. Макаренко. М.: ГУГК СССР; ГИН АН СССР, 1972.
14. Гордиенко В. В. Тепловые аномалии геосинклиналей. Киев: Наукова думка, 1975. 139 с.
15. Дружинин В. С., Каретин Ю. С., Назаров А. И. и др. Вероятный разрез земной коры в районе проектирования Уральской сверхглубокой скважины.— *Сов. геология*, 1982, № 3, с. 62—69.
16. Дружинин В. С., Кошубин С. Н., Рыбалка В. М., Шарманова Л. Н. Особенности методики и результаты глубинных сейсмических исследований на Красноуральском профиле ГСЗ.— В кн.: *Сейсморазведка при поисках цветных металлов на Урале*. М., 1981, с. 103—119.
17. Дружинин В. С., Кошубин С. Н., Вальчак В. И. и др. Глубинное строение Урала по меридиональному профилю ГСЗ Нижняя Тура—Орск.— *Сов. геология*, 1985, № 1, с. 74—85.
18. Дучков А. Д., Соколова Л. С. Геотермические исследования в Сибири. Новосибирск: Наука, 1974. 143 с.
19. Ежов Ю. А. Основные черты геотермии Урала и сопредельных территорий.— В кн.: *Глубинное строение Урала*. М., 1968, с. 314—323.
20. Кутас Р. И., Гордиенко В. В. Тепловое поле Украины. Киев: Наукова думка, 1971. 117 с.

21. Непримеров Н. Н., Ходырева Э. Я., Елисеева Н. Н. Геотермия областей нефтегазонакопления. Казань: Изд-во Казан. гос. ун-та, 1983. 136 с.
22. Сальников В. Е. Тепловые потоки на Южном Урале.— В кн.: Геотермия. М., 1976, ч. 1, с. 45—52.
23. Справочник по физическим свойствам минералов и горных пород при высоких термодинамических параметрах / Под ред. М. П. Воляровича. М.: Недра, 1978. 237 с.
24. Тимофеев А. Н., Беллавин О. В. О гравиметрическом и магнитометрическом пересечении Тагило-Магнитогорского синклиория Урала.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1959, № 2, с. 311—315.
25. Тимофеев А. Н., Кузнецов А. А., Беллавин О. В., Алейников А. Л. Структурная схема земной коры Урала по гравиметрическим данным.— Там же, с. 101—107.
26. Халевин Н. И. Сейсмология взрывов на Урале. М.: Наука, 1975. 134 с.
27. Халевин Н. И., Буньков А. М., Алейников А. Л. и др. Структура Магнитогорского мегасинклиория Урала по данным сейсмологии взрывов и петрофизическое изучение глубинных недр.— В кн.: Геодинамика вулканизма и гидротермального процесса: Краткие тезисы IV Всесоюз. вулканол. совещ. Петропавловск-Камчатский, 1974, с. 47—48.
28. Хуторской М. Д. Тепловой поток, модель строения и эволюции литосферы Южного Урала и Центрального Казахстана.— Геотектоника, 1985, № 3, с. 50—61.
29. Allis R. The effect of Pleistocene climatic variation on the geothermal regime in Ontario a reassessment.— Can. J. Earth Sci., 1978, vol. 15, p. 1875—1879.

В. И. УТКИН

**К ВОПРОСУ ОБ ОДНОЗНАЧНОСТИ  
КРИВЫХ ГГК-С**

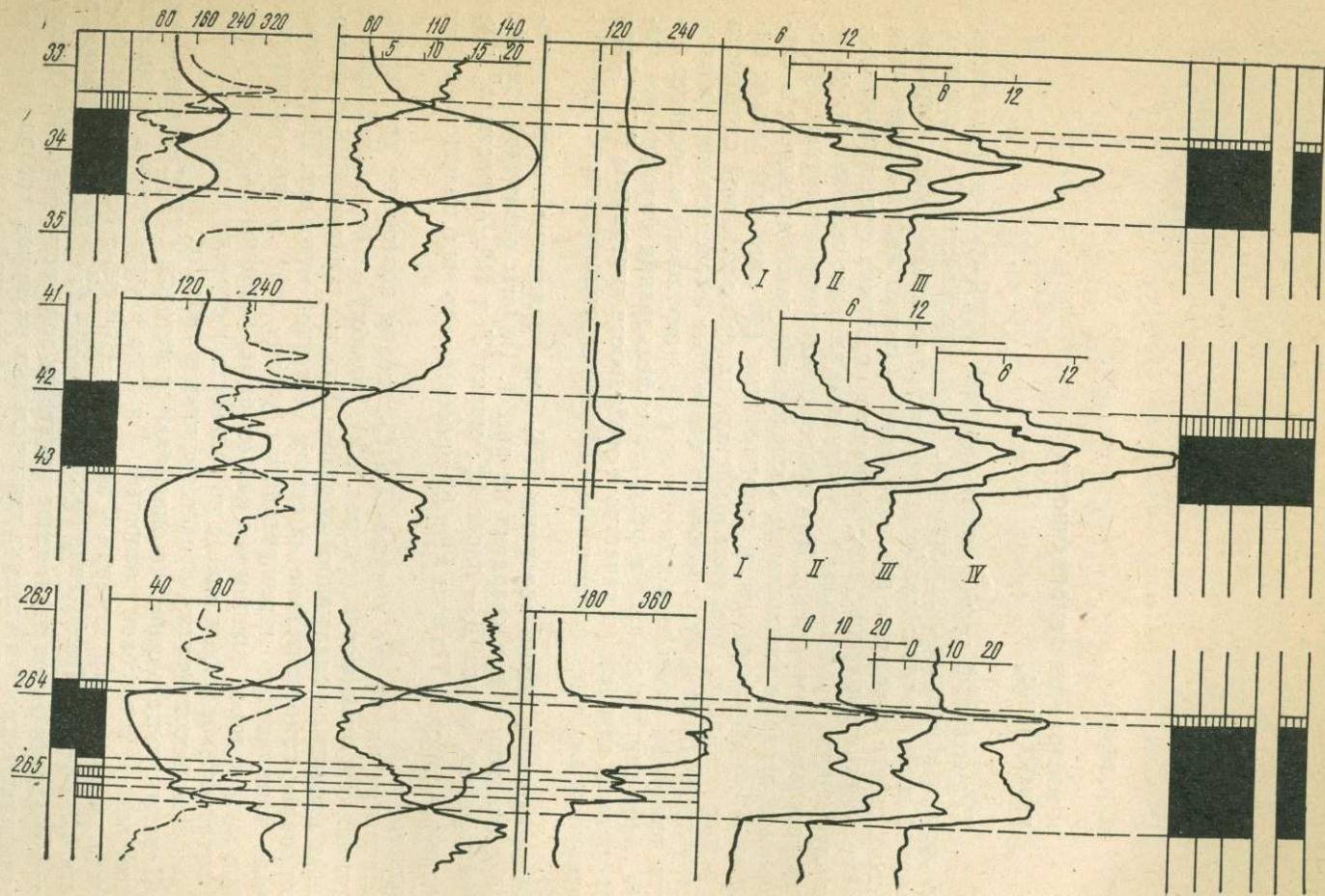
Селективный гамма-гамма-каротаж (ГГК-С) — эффективный метод детализационных исследований. Это определяется в основном геометрией исследований: малой длиной измерительного зонда и прижимом его к стенке скважины при измерениях. Однако малая длина зонда и низкие энергии первичных гамма-квантов источника существенно снижают глубинность исследований и усиливают влияние скважинных условий на результаты каротажа. Для проверки влияния скважинных условий были проведены специальные исследования, заключающиеся в следующем. Во-первых, проводили многократные (до пяти раз) записи одного и того же пласта, при этом выбирали пласты различной сложности по структуре. Во-вторых, проводили повторные исследования пластов спустя несколько месяцев, когда пласт либо разрушался в процессе бурения, либо глинизировался в результате фильтрации бурового раствора. В-третьих, определяли качество и особенности диаграммы ГГК-С при нераскрытом выносном измерительном блоке скважинного прибора (рис. 1—3).

Многократная запись диаграмм ГГК-С по различным пластам в различных скважинах представлена на рис. 1. Пласты различной степени метаморфизма, марка Д — пласт  $k_2^H$ , марка Т и ПА — пласты  $k_5^B$  и  $k_1$  и антрацит-пласт  $l_2$ . Пласты  $k_2^H$  и  $k_5^B$  простого строения, пласты  $k_1$  и  $l_2$  — сложного.

Несмотря на то, что кривые ГГК-С в целом повторяют друг друга, в деталях они отличаются (см. рис. 1, *e*). Поэтому оценку повторяемости данных проводили следующим образом. Каждую кривую ГГК-С интерпретировали самостоятельно на основе известной методики. Потом проводили комплексную интерпретацию с учетом всех данных каротажа, результаты которой принимали как опорные, истинные (см. рис. 1, *ж*). Однозначность описания пласта по зольности и строению можно оценить по данным интерпретации, представленным в таблице.

Пласты простого строения описываются методом ГГК-С практически однозначно и с высокой точностью. Разброс в определении мощности пласта по различным замерам в пределах  $\pm 1,0$  см, в определении зольности 0,3—0,4 А<sup>с</sup>. Исключение составляет пласт  $k_5^B$ , в пределах которого среднеквадратическое отклонение величины зольности  $\pm 1,0$  А<sup>с</sup>. Однако в этом пласте имеется каверна значительных размеров, которая в основном и является причиной высокой ошибки измерений.

По пластам сложного строения наблюдается значительный разброс



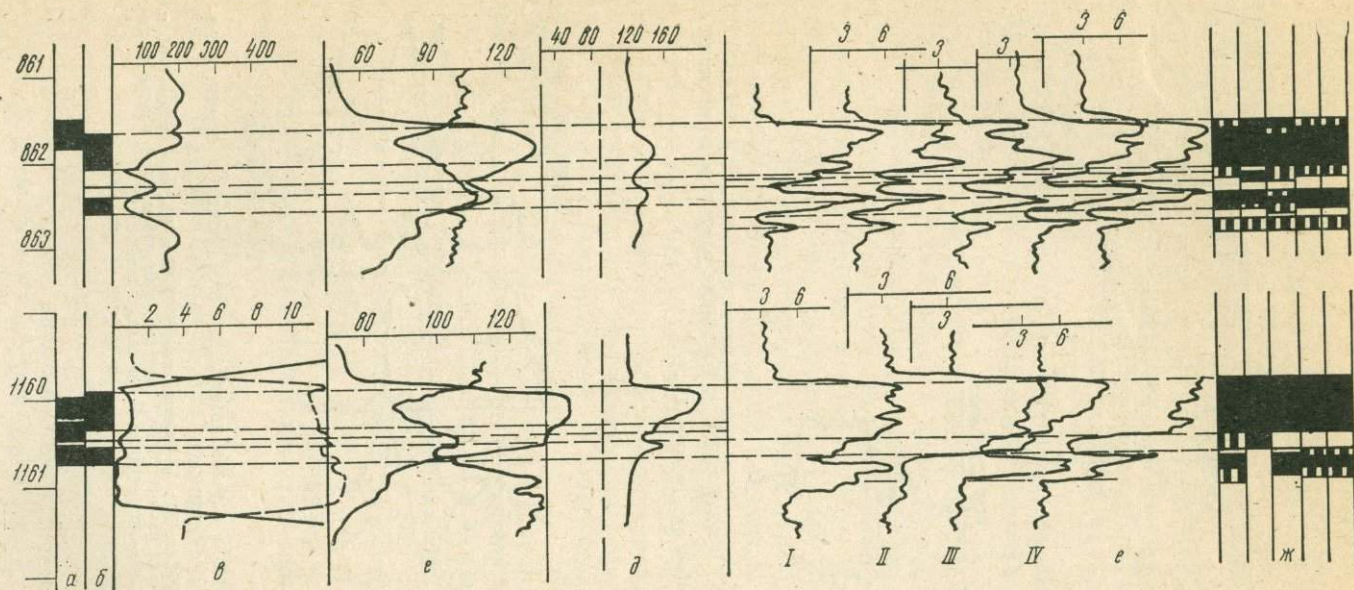


Рис. 1. Многократная запись детализационных диаграмм ГГК-С по угольным пластам различной степени метаморфизма. а — геологическая колонка; б — колонка по данным электрокаротажа; в — КС и ТК (штриховая линия), г — ГГК-П и ГК, д — кавернограмма, е — ГГК-С, несколько повторных записей, ж — результаты интерпретации данных ГГК-С (отдельных записей и комплексной интерпретации (последняя колонка)).

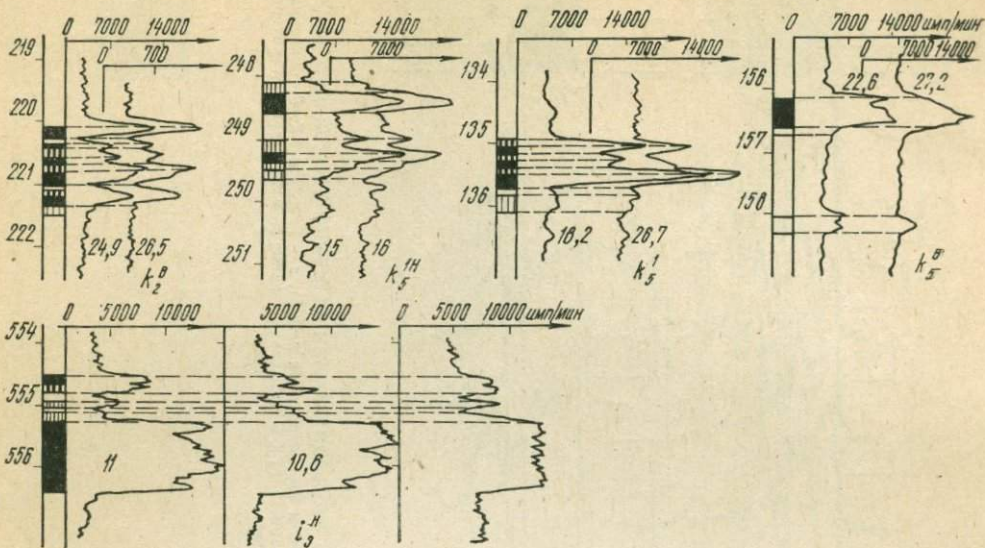


Рис. 2. Повторные диаграммы ГГК-С, полученные с большим разрывом во времени.  
Цифры на кривых —  $A^C$ , %.

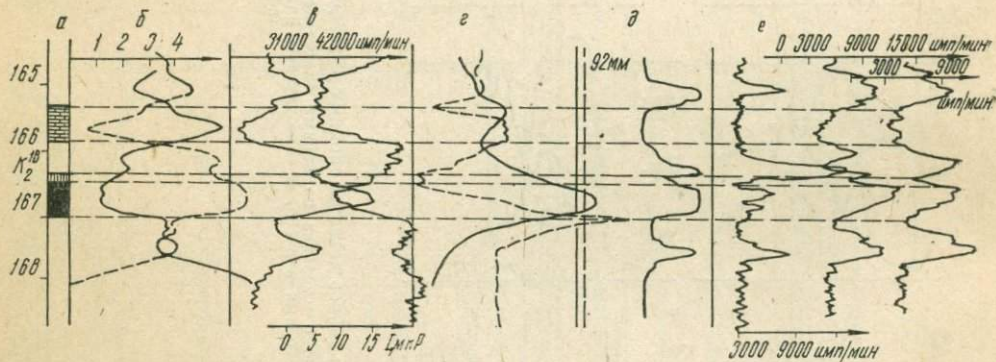


Рис. 3. Искажения кривой ГГК-С при отрыве измерительного блока от стенки скважины.  
а — геологические данные, б — кривые КС и ТК; в — диаграммы ГГК-П и ГК; г — кривые ПС и градиента ПС; д — кавернограмма; е — диаграммы ГГК-С (первая — при нормальной работе измерительного блока, другие — при отрыве его от стенки скважины).

как по суммарной мощности пласта, так и по средневзвешенной зольности.

Если в целом по пласту  $k_1$  не наблюдается существенных расхождений по мощности и структуре пласта, то по пласту  $l_2$  заметны различия. Это, как и в предыдущем случае, опять связано с наличием большой каверзости в пределах пласта.

Таким образом, пласты простого строения при отсутствии каверн исследуются методом ГГК-С практически с исчерпывающей точностью. Пласты сложного строения, особенно при тонком (меньше длины измерительного зонда) переслаивании породных и угольных прослоев, описываются с меньшей точностью. И, наконец, наибольшая неоднозначность данных наблюдается при наличии большой каверзости в сложных угольных пластах.

Интересно отметить, что среднеквадратическое отклонение по зольности пласта в нескольких реализациях, даже в самом неблагоприятном случае, не превышает  $1,6 A^c$ .

Последнее обстоятельство свидетельствует о том, что при массовых исследованиях угольных пластов методом ГГК-С в большинстве случаев наблюдаются надежные и достоверные результаты. Небольшой процент искаженных данных, связанных либо с каверзностью, либо с глинизацией в пределах угольного пласта, как правило, надежно выделяется комплексом геофизических методов. Эти искаженные данные в целом не вносят существенных изменений в общую картину скважинных исследований угольных пластов.

Изучение влияния динамики разрушения угольного пласта в процессе бурения и соответственно искажения данных геофизики проводилось путем последовательных исследований одного и того же угольного пласта всем комплексом скважинных методов. Анализ полученных результатов показал, что разрушение пластов происходит путем образования каверны с последующей ее глинизацией, что отчетливо видно по данным, приведенным ниже.

Повторные диаграммы ГГК-С при исследовании одного и того же пласта, но через несколько дней представлены на рис. 2. Данные ГГК-С, полученные через 10 дней по пластам  $k_2^H$  и  $k_5^{1H}$ , свидетельствуют, что пласты еще достаточно хорошо сохранились, поскольку не наблюдаются существенных отклонений в интерпретации как по структуре пластов, так и их зольности. Иначе дело обстоит с пластами  $k_5^1$  и  $k_5$ , которые были повторно исследованы через 21 день. В этом случае наблюдаются заметные искажения кривой ГГК-С, что сразу отражается при интерпретации данных: структура пласта заметно меняется, зольность пласта увеличивается на  $5-8 A^c$ .

Пласт  $i_3^H$  был исследован три раза с перерывами в 10 и 30 дней. Если первые две диаграммы отличаются незначительно, то третья диаграмма свидетельствует о разрушении пласта, развитии каверны в пределах пласта и его глинизации. Это приводит к искажению всех амплитудных значений интенсивности рассеянного гамма-излучения и к характерной форме диаграммы в пределах пласта (практически ровная линия).

Приведенные данные свидетельствуют о том, что для получения достоверных результатов измерений методом ГГК-С при исследовании угольных пластов необходимо проводить каротаж либо непосредственно после вскрытия пласта, либо через небольшое время после перебурки.

Диаграммы, приведенные на рис. 3, демонстрируют характерный вид

Результаты интерпретации повторных замеров методом ГГК-С

Пласт	Мощность, м						Зольность, А <sup>с</sup>					
	I	II	III	IV	$\bar{h}$	$\Delta h$	I	II	III	IV	$\bar{A}^c$	$\Delta A^c$
$k_2^H$	0,10 0,96	0,10 0,96	0,10 0,96	— —	1,06	0,00	14,5	15,0	14,7	—	14,7	$\pm 0,3$
$k_1$	0,23 0,99	0,23 0,99	0,23 0,99	0,23 0,99	1,22	0,00	14,0	13,9	13,7	13,2	13,7	$\pm 0,4$
$k_5^B$	0,09 1,30	0,09 1,30	0,09 1,30	— —	1,39	0,00	19,0	20,2	18,3	—	19,2	$\pm 1,0$
$l_3^H$	0,12 0,08 0,43 0,12 0,08 0,12 0,18 0,14 0,08 — —	0,12 0,51 0,12 0,08 0,20 0,08 0,08 0,12 0,10 — —	0,12 0,08 0,10 0,33 0,20 0,08 0,08 0,08 0,08 0,10 0,08	0,12 0,08 0,10 0,12 0,20 0,18 0,14 — 0,08 — —	1,36	$\pm 0,03$	20,0	22,1	21,7	19,8	20,9	$\pm 1,2$
Сумма	1,35	1,41	1,33	1,35								
$l_2$	0,64 0,16 0,08 0,10 0,12 0,12	0,80	0,64 0,24 0,22 0,22	0,64 0,16 0,08 0,10 0,16	1,10	$\pm 0,14$	22,1	18,3	21,6	20,9	20,7	$\pm 1,6$
Сумма	1,22	0,80	1,10	1,14								

кривой ГГК-С при неприжатом к стенке скважины выносном измерительном блоке. В этом случае на диаграмме фиксируется, как правило, общее изменение диаметра скважины, и на этом фоне угольные пласты практически не могут быть обнаружены. Кроме того, видно, что кавернозность в пределах пласта и глинизация самого пласта существенно искажают данные ГГК-С даже при нормальной работе выносного блока.

Приведенные данные скважинных измерений позволяют сделать три важных методических вывода.

1. При детализационных исследованиях угольных пластов необходимо регистрировать кривую ГГК-С для простых пластов не менее двух

раз, в сложных пластах и при наличии каверн в пределах угольного пласта 3—4 раза.

2. Данные ГГК-С наиболее достоверны при исследовании пластов, вскрытых скважиной не более чем за 5—7 дней до каротажа.

3. Наиболее достоверные данные ГГК-С обеспечиваются при плотном прижатии скважинного измерительного зонда к стенке скважины, желательна также изучение профиля стенки скважины, по которой скользит измерительный зонд.

Ю. Б. БУРДИН, В. А. БОЛЬЩИКОВ

**О ГРАДУИРОВКЕ МИКРОЗОНДОВ  
ГАММА-ГАММА-КАРОТАЖА**

В практике геофизических исследований скважин находят широкое применение ядерно-геофизические методы, с помощью которых определяют содержание полезных ископаемых в естественном залегании. Для реализации таких определений необходима соответствующая система метрологического обеспечения, предусматривающая, в частности, градуировку шкалы измерительных устройств, применяемых как концентратомеры, в единицах содержания исследуемых полезных ископаемых. Известны два наиболее распространенных способа такой градуировки: путем измерения на моделях горных пород с заданными содержаниями определяемых компонентов [5] и статистический метод [3], заключающийся в подборе подходящей эмпирической формулы для многочисленных пар значений данных скважинных измерений и соответствующих им данных геологического опробования керна. Первый из этих способов при относительной простоте исполнения обладает существенным недостатком: из-за различия свойств взаимодействия с излучением материала модели и реальных горных пород в результаты количественных определений вносится систематическая погрешность [1, 4], величина которой зависит от конкретных физических свойств исследуемых горных пород и может сильно варьировать на разных месторождениях. Поэтому практически градуировка по первому способу должна уточняться в конкретных физико-геологических условиях и вследствие этого фактически сводится ко второму способу. Главный недостаток второго способа — недопустимо большая величина случайной ошибки единичного сопоставления показаний каротажа и геологического опробования. Так как эти показания соответствуют разному каменному материалу, следует ожидать, что чем неравномернее распределяется полезное ископаемое в веществе горных пород, тем больше величина случайной погрешности сопоставлений. Соответственно, чем точнее требуется выполнить градуировку, тем больше по объему должна быть исходная выборка данных количественных определений. Это требование объясняет известную трудоемкость статистического способа градуировки.

В рамках статистического способа авторами предпринята попытка усовершенствования градуировки. Предполагалось уменьшить объем исходной выборки за счет максимально возможного избавления от влияния неравномерности распределения полезного ископаемого в веществе горных пород. С этой целью предложено разбраковать исходные данные, причем очевидным критерием для отнесения в разряд «доброкачественных» может служить идентичность показаний, выполненных одним методом по стенке скважины и по поверхности соответствующего по глу-

бине керна. При этом исследуемый керн должен быть таких размеров, чтобы создать слой насыщения для гамма-квантов источника. Если используемый зонд по длине не превышает 5 см, а энергия гамма-квантов источника не более 0,1 МэВ, то последнему условию удовлетворяет неразрушенный керн скважин колонкового бурения практически любого диаметра.

Экспериментальная проверка изложенных предположений выполнена на Орловском бурогольном месторождении, где с помощью метода селективного гамма-гамма-каротажа оценивалась зольность угля в естественном залегании. В скважинном варианте метода применяли прижимной зонд, несущий сцинтилляционный детектор и источник излучения америций-241, длина измерительного зонда 5 см. В наземной стандартной панели регистрировалась интегральная интенсивность излучения в режиме плато сцинтилляционного счетчика. Для измерений на керне был сконструирован специальный приставной зонд условно названный анализатором керна, по параметрам аналогичный каротажному зонду, снабженный электронной схемой, повторяющей схему скважинного прибора, и датчиком перемещения [2]. Зонд мог свободно перемещаться вдоль столба керна, при этом его показания регистрировались на ленте регистратора аналогично диаграмме селективного гамма-гамма-каротажа.

Методика исследований заключалась в следующем. Неразрушенный керн, поднятый из пределов угольного пласта вместе с околопластовыми вмещающими породами, исследовали с помощью анализатора керна, затем выполняли каротаж скважины скважинным прибором. Диаграммы, полученные по всем пластопересечениям в скважинах и на керне, сравнивали между собой. Для удобства сравнения все диаграммы регистрировали в одном масштабе по оси глубин. Каждому пластопересечению, отождествленному по этим диаграммам, ставили в соответствие два числа

$$\tilde{A}_{\text{СГГК}} = \frac{\sum_{i=1}^n h_i \ln \frac{I_{i,\text{СГГК}}}{I_{\text{ВМ,СГГК}}}}{\sum_{i=1}^n h_i}; \quad (1)$$

$$\tilde{A}_{\text{АК}} = \frac{\sum_{i=1}^n h_i \ln \frac{I_{i,\text{АК}}}{I_{\text{ВМ,АК}}}}{\sum_{i=1}^n h_i}, \quad (2)$$

где индексы АК и СГГК означают, соответственно, что величины получены с помощью анализатора керна или скважинного прибора селективного гамма-гамма-каротажа;  $I_i$  — интенсивность рассеянного излучения, зарегистрированная в  $i$ -ом элементарном интервале глубин;  $I_{\text{ВМ}}$  — интенсивность, зарегистрированная против околопластовых вмещающих пород;  $n$  — число элементарных интервалов глубины;  $h$  — мощность элементарного интервала. Одновременно по диаграмме каротажа вычисля-

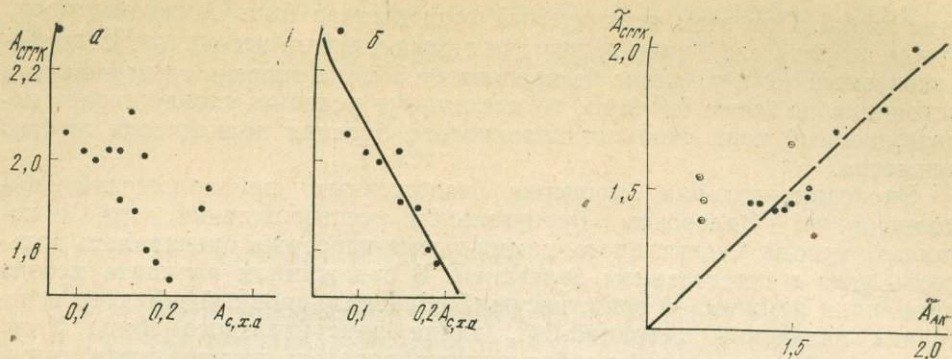


Рис. 1. Пример построения градуировочной кривой по ограниченному числу исходных данных.

Объяснение в тексте.

Рис. 2. Сравнение среднепластовых аномалий интенсивности, измеренных в скважине и на керне.

Объяснение в тексте.

ли средние значения амплитуд аномалий по каждому пластопересечению:

$$A_{сггк} = \frac{\sum_{i=1}^n h_i \ln \frac{I_i}{I_0}}{\sum_{i=1}^n h_i}, \quad (3)$$

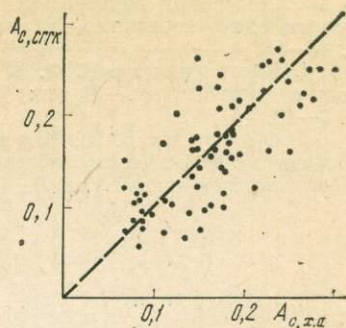
где  $I_0$  — интенсивность против опорных вмещающих пород, принятых за эталонные с зольностью 100 %. Каждому значению амплитуды  $A_{сггк}$  ставили в соответствие среднюю пластовую зольность, полученную по данным химического анализа керна  $A_{с, х.а.}$ , и по этим данным в координатах ( $A_{с, х.а.}$ ;  $A_{сггк}$ ) подбিরали эмпирическую градуировочную кривую.

На рис. 1, а нанесены результаты измерения величин  $A_{сггк}$  для 14 пластопересечений, по которым одновременно выполнены измерения с анализатором керна. По виду рисунка, на первый взгляд, можно сделать вывод, что объем выборки недостаточен не только для построения аппроксимирующей кривой, но и для уверенного утверждения наличия корреляционной связи между показаниями каротажа и геологического опробования, представленными на рисунке. По этим же пластопересечениям на рис. 2 приведены результаты вычисления  $A_{ак}$  и  $A_{сггк}$ . Обращает на себя внимание, что экспериментальные точки (за исключением четырех из них, на рисунке обведенных кружочками) группируются вблизи прямой  $A_{сггк} = A_{ак}$ . Если, как оговорено выше, в качестве критерия разбраковки принять условие

$$\tilde{A}_{сггк} \approx \tilde{A}_{ак}, \quad (4)$$

то следует исключить из рассмотрения (см. рис. 1, а) точки, соответствующие обведенным кружочками на рис. 2. Теперь (см. рис. 1, б) построение аппроксимирующей кривой не вызывает затруднения и в первом приближении зависимость между показаниями каротажа и геологического

Рис. 3. График сопоставления значений зольности по данным геологического опробования и по каротажу.



опробования, построенная по методу наименьших квадратов, в конкретном случае имеет вид

$$A_{сггк} = 2,44 - 3,44A_c. \quad (5)$$

Обращаясь к рис. 1, а и рис. 2, можно отметить, что отброшенные точки соответствуют случаям, когда амплитуды аномалии по каротажу существенно больше расчетных. Можно предположить, что одной из причин такого расхождения является искажение амплитуд аномалий  $A_{сггк}$  (в сторону увеличения) за счет влияния зарегистрированной по данным стандартной кавернометрии неровности стенок скважин на контактах исследованных угольных пластов с вмещающими породами.

С помощью (5) обработаны данные измерений по ряду скважин Орловского месторождения. Численные результаты иллюстрирует рис. 3. Здесь точками изображены пары числовых значений средней зольности угольных пластов, полученных по данным химического анализа угольного керна ( $A_{с, х.а}$ ) и вычисленных с помощью (5) ( $A_{с, сггк}$ ). Нетрудно убедиться в том, что все экспериментальные точки группируются вокруг прямой  $A_{с, сггк} = A_{с, х.а}$ . Разброс точек относительно этой прямой характеризуется средним квадратическим отклонением  $\sigma_1 = 0,0424$ . Можно оценить, насколько изменится градуировочная прямая, если воспользоваться обычным статистическим подходом и вывести эмпирическую формулу, пользуясь всей совокупностью экспериментальных данных:

$$A_{сггк} = 2,50 - 3,51A_c, \quad (6)$$

соответствующее значение среднего квадратического отклонения составит  $\sigma_2 = 0,0417$ . Таким образом, при употреблении (6) вместо (5) средняя погрешность определения зольности угля по каротажным данным лишь незначительно уменьшается, составляя в том и другом случае около 4 % абсолютной золы. Это свидетельствует в пользу исходного предположения о том, что с достаточной степенью точности можно пользоваться для количественных определений выражением (5) вместо (6).

В заключение добавим, что изложенный способ градуировки с предварительной разбраковкой данных по условию (4), по-видимому, применим и в других методах с использованием микрозондовой геометрии измерительной установки, например, в рентгено-радиометрическом каротаже на рудных месторождениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Большаков А. Ю., Яншевский Ю. П. Влияние условий измерений и распределения оруденения на результаты рентгено-радиометрического каротажа.— В кн.: Вопросы рудной геофизики. Л., 1965, вып. 6, с. 137—141.
2. Большиков В. А., Бурдин Ю. Б. Аппаратура для исследования керна углеразведочных скважин методом рассеянного гамма-излучения. Статья в настоящем сборнике.
3. Воскобойников Г. М., Балашов В. Н., Главчев П. А. К вопросу

о количественных определениях содержания тяжелых металлов в руде по данным селективного каротажа.— В кн.: Геофизический сборник № 3. Свердловск, 1962, с. 47—56.

4. Захарченко В. Ф. К методике интерпретации нейтронных измерений в средах с включениями.— В кн.: Ядерно-геофизические исследования. Свердловск, 1967, с. 3—13.

5. Фоминых В. И., Юртин Е. Н., Герлинг В. Э., Згардовский В. И. Основы метрологического обеспечения рентгенорадиометрической аппаратуры.— В кн.: Геофизическая аппаратура. Л., 1979, вып. 69, с. 192—196.

В. В. БЕХТЕРЕВ, Н. В. ДЕРЮГИН

**ДЛИНА ЗАМЕДЛЕНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ  
И ЕЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ИНТЕРПРЕТАЦИИ  
НЕЙТРОННОГО АКТИВАЦИОННОГО КАРОТАЖА**

Разработка способов определения ядерно-геофизических характеристик горных пород в их естественном залегании с целью количественного определения различных химических элементов, установления петрофизических характеристик — актуальная задача ядерной геофизики. Одной из таких характеристик горных пород является длина замедления быстрых нейтронов, пропорциональная среднему расстоянию, на которое отходит нейтрон от источника к моменту замедления [6]. Имеются примеры установления зависимости между длиной замедления быстрых нейтронов и концентрацией водорода для оценки качества каменного угля [7], а также длиной замедления и концентрацией железа в железистых кварцитах, когда в них отсутствует водород [2]. Однако развитие таких методик сдерживается отсутствием простых и надежных способов определения длины замедления быстрых нейтронов в горных породах в их естественном залегании, хотя ряд таких способов в литературе известен [1, 2, 5]. Так, в [2] измеряют плотность тепловых нейтронов на некотором расстоянии от источника быстрых, а длину замедления рассчитывают с помощью алгоритма, основанного на использовании эталонных зависимостей распределения плотности тепловых нейтронов от расстояния до источника быстрых нейтронов и от длины замедления. Эталонные зависимости должны быть получены на модели. Метод [1] также основан на регистрации плотности тепловых нейтронов на двух различных (достаточно больших) расстояниях от источника быстрых. В [5] длина замедления нейтронов полоний-бериллиевого источника в сульфидно-флюоритовой руде оценена по наведенной гамма-активности азота-16, образующегося из ядер фтора-19 на быстрых нейтронах по  $(n, \alpha)$  реакции. Эти способы не вышли из стадии единичных экспериментальных определений.

В работе [3] рассмотрены различные варианты, как показали экспериментальные исследования, простого и надежного способа определения длины замедления быстрых нейтронов в горных породах в их естественном залегании в условиях скважины, основанного на облучении горных пород быстрыми нейтронами и измерении вторичного гамма-излучения радиоактивного изотопа-индикатора, образующегося по  $(n, \gamma)$  реакции на тепловых нейтронах, замедлившихся из быстрых.

В настоящей статье обсуждаются результаты опробования длины замедления [3] на месторождении бокситов и использование длины за-

медления в качестве корреляционного параметра при количественной интерпретации активационного каротажа.

Приближенная теория активационного каротажа показывает, что плотность активированных атомов на постоянном расстоянии от движущегося вдоль стенки скважины источника нейтронов для случая, когда детектор находится за источником, определяется выражением [4]

$$n = \frac{AL}{v - L\lambda} \left[ \frac{2v}{v + L\lambda} e^{-\frac{\lambda d}{v}} - e^{-\frac{d}{L}} \right], \quad (1)$$

где  $L$  — длина замедления;  $v$  — скорость перемещения источника нейтронов и детектора вдоль скважины;  $d$  — длина зонда (расстояние между источником нейтронов и детектором);  $\lambda$  — постоянная распада радиоактивного изотопа-индикатора, образующегося в результате облучения нейтронами;  $A$  — скорость активации в точке источника. При  $v=0$  и  $d=0$  находится максимальная плотность активированных атомов  $n_0$ , соответствующая бесконечному времени активации в точке неподвижного источника нейтронов,

$$n_0 = \frac{A}{\lambda}. \quad (2)$$

В соответствии с [4], регистрируемая интенсивность гамма-излучения пропорциональна концентрации радиоактивного изотопа в точке измерения

$$I = k \cdot n. \quad (3)$$

Тогда из (1), (2) с учетом (3) имеем

$$I = c \frac{L}{v - L\lambda} \left[ \frac{2v}{v + L\lambda} e^{-\frac{\lambda d}{v}} - e^{-\frac{d}{L}} \right]; \quad (4)$$

$$I_0 = c \frac{1}{\lambda}. \quad (5)$$

В формулах (4), (5)  $I$  и  $I_0$  — измеряемые значения интенсивностей гамма-излучения в процессе проведения активационного каротажа для случаев, когда детектор расположен, соответственно, за движущимся источником и в точке неподвижного источника;  $c$  — постоянный коэффициент.

Выражая  $I$  в долях максимально возможной интенсивности гамма-излучения, из (4) и (5) получим

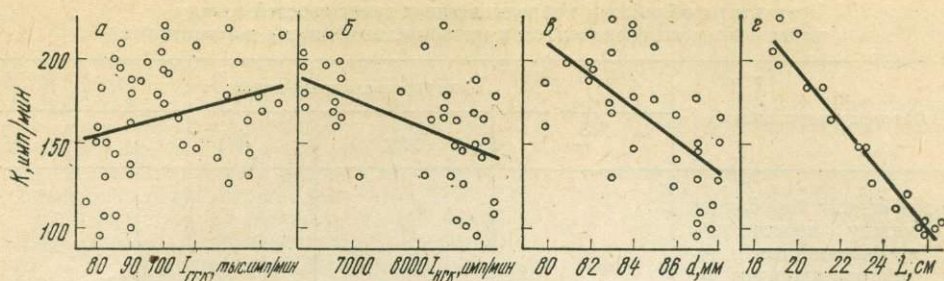
$$\frac{I}{I_0} = \frac{L\lambda}{v - L\lambda} \left[ \frac{2v}{v + L\lambda} \cdot e^{-\frac{\lambda d}{v}} - e^{-\frac{d}{L}} \right]. \quad (6)$$

Выбирая длину зонда и скорость каротажа так, чтобы  $\frac{d}{L} \gg 1$  и  $L\lambda \ll v$ , получим

$$\frac{I}{I_0} = \frac{2L\lambda}{v} \cdot e^{-\frac{\lambda d}{v}}, \quad (7)$$

откуда длина замедления определяется как

$$L = \frac{I}{I_0} \cdot \frac{v}{2\lambda} \cdot e^{\frac{\lambda d}{v}}. \quad (8)$$



Экспериментально полученные зависимости между величиной пересчетного коэффициента и интенсивностью гамма-излучения, измеренной при плотностном гамма-гамма-каротаже (а), нейтронном гамма-каротаже (б), диаметром скважины (в), длиной замедления быстрых нейтронов (г).

Сплошная линия — корреляция, рассчитанная по экспериментально полученным значениям  $K=f(I \text{ ГГК})$ ,  $K=f(I \text{ НГК})$ ,  $K=f(d)$ ,  $K=f(L)$ .

При практической реализации способа в качестве изотопа-индикатора использован алюминий-28. Период полураспада алюминия-28, равный 2,3 мин, позволяет надежно регистрировать его гамма-излучение в вариантах как непрерывного, так и точечного каротажа. Кроме того, алюминий широко распространен в большинстве горных пород и руд в количествах, достаточных для его уверенного выделения активационным каротажем. При этом в подавляющем большинстве случаев отсутствуют изотопы с близкими активационными параметрами, которые послужили бы препятствием для выделения гамма-индикатора алюминия-28 в чистом виде. Выбор в качестве изотопа-индикатора алюминия-28 тем более существен на месторождении бокситов, так как определения длины замедления опираются здесь на те же результаты активационного каротажа, что и количественные определения основного компонента бокситов — глинозема.

Экспериментальные определения длины замедления выполнены в скважине, вскрывшей пласт боксита мощностью 25 м и выбранной в качестве опорной. Содержание основных компонентов в боксите, по данным химических анализов, следующее, %:  $\text{SiO}_2$  2—10,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  42, 48—55,5,  $\text{TiO}_2$  2,8,  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  20—25,  $\text{CaO}$  1,  $\text{MgO}$  0,7,  $\text{H}_2\text{O}$  10,3—15,1.

Непрерывный активационный каротаж выполнен со скоростью около 30 м/ч с длиной зонда 1,5 м. Условия проведения точечного каротажа следующие: время активации 3 мин, пауза между концом облучения и началом измерения 1 мин, время измерения наведенного гамма-излучения 3 мин. В качестве измерительного прибора использован каротажный спектрометр СГСЛ-2, источник нейтронов — калифорний-252 активностью  $1,5 \cdot 10^7$  нейтр/с.

Для оценки точности способа определения длины замедления в одном из интервалов скважины мощностью 1,5 м выполнены многократные измерения гамма-излучения алюминия-28 как при непрерывном, так и при точечном каротаже. В результате установлено, что среднее значение длины замедления, полученное по 10 измерениям и равное 22 см, определяется с ошибкой  $\pm 0,6$  см.

По результатам геологического опробования рассчитан пересчетный коэффициент [8], используемый для количественной интерпретации активационного каротажа. Оказалось, что для исследуемого 25-метрового

**Результаты обработки корреляционных зависимостей между  
пересчетным коэффициентом и интерпретационными параметрами**

Параметр корреляции	Интерпретационный параметр			
	$L$	$I_{ГГК}$	$I_{НГК}$	$d$
Коэффициент корреляции между пересчетным коэффициентом и интерпретационным параметром . . . . .	-0,96	0,30	-0,53	-0,63
Вид корреляционного уравнения . . . . .	$K = -15,9L + 513,1$	$K = 0,47I + 118,52$	$K = 1,651I + 293,22$	$K = 9,73d + 988,44$
Среднее значение пересчетного коэффициента . . . . .	146,3	146,3	146,3	146,3
Относительная ошибка определения среднего	±6,0 %	±22,2 %	±18,4 %	±19,7 %

интервала боксита он не остается постоянным, а изменяется более чем в два раза, от 100 до 220 имп/мин·1 %  $Al_2O_3$ . Очевидно, что использование среднего по месторождению значения пересчетного коэффициента, устанавливаемого предварительно, может привести к существенным погрешностям в определении содержания полезного компонента. Непостоянство от интервала к интервалу пересчетного коэффициента даже в пределах одного рудного подсечения побуждает искать дополнительные физические параметры, легко и просто определяемые, которые находились бы в функциональной зависимости с пересчетным коэффициентом. Как показали наши исследования, таким параметром может быть длина замедления быстрых нейтронов.

На рисунке и в таблице приведены результаты обработки корреляционных связей между пересчетным коэффициентом и некоторыми, назовем их интерпретационными, параметрами (длиной замедления быстрых нейтронов  $L$ , интенсивностью гамма-излучения, измеряемой при плотностном гамма-гамма-каротаже  $I_{ГГК}$  и нейтронном гамма-каротаже  $I_{НГК}$ , диаметром скважины  $d$ ). Из четырех рассмотренных параметров устойчивая корреляционная связь наблюдается только для величины пересчетного коэффициента с длиной замедления быстрых нейтронов (коэффициент корреляции 0,69).

Учитывая это, а также принимая во внимание простоту методики определения длины замедления быстрых нейтронов и надежность получаемых результатов, указанную корреляционную зависимость после уточнения ее в конкретных условиях месторождения, можно использовать для интерпретации активационного каротажа с целью повышения точности количественных определений глинозема.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. Аллен Л. С., Титтл Ч. В., Миллс В. Р., Колдуэлл Р. Л. Нейтронный каротаж двумя зондами для определения плотности.— В кн.: Промысловая геофизика. М., 1970, с. 99—109.
2. Барсуков С. О., Кантор С. А., Цигельницкий Г. Н., Школьников А. С. О возможности совместного определения нейтронных параметров горных

пород  $L_2$  и  $t$  по данным измерений в скважине со стационарным источником нейтронов.— В кн.: Тезисы докладов Всесоюзного совещания по разработке и комплексированию геофизических методов при детальной и эксплуатационной разведке рудных месторождений (октябрь 1982 г., Ленинакан). Ереван, 1982, с. 132—134.

3. Булашевич Ю. П., Бахтерев В. В., Харус Р. Л. Определение длины замедления быстрых нейтронов в горных породах путем нейтронной активации.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1985, № 12, с. 88—93.

4. Булашевич Ю. П., Шулятьев С. А. Оптимальные условия непрерывного активационного каротажа.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1960, № 2, с. 253—262.

5. Давыдов Ю. Б., Гулимов А. В., Зараменских Н. М. Экспериментальная оценка длины замедления нейтронов  $Po-Be$  источника в сульфидно-флюоритовой руде.— Рукопись, деп. в ВИНТИ 1.09.83, № 4978—83 Деп.

6. Кантор С. А., Кожевников Д. А., Поляченко А. Л., Шимелевич Ю. С. Теория нейтронных методов исследования скважин. М.: Недра, 1985. 224 с.

7. Рыжков Г. С., Хрынин Б. А. Рудная ядерная геофизика за рубежом (страны СЭВ): Региональная, разведочная и промысловая геофизика. М.: ВИЭМС, 1979. 31 с.

8. Сенько-Булатный И. Н., Бахтерев В. В. К вопросу бескерновых количественных определений меди в рудах гамма-спектрометрическим активационным методом.— В кн.: Ядерно-геофизические исследования. Свердловск, 1967, с. 21—27.

В. А. КАЛИНИН, Е. А. ЛЮБИМОВА, О. И. ПАРФЕНЮК

### ИСТОЧНИКИ ТЕПЛА И ИХ РОЛЬ В ТЕПЛОВОЙ ЭВОЛЮЦИИ ЗЕМЛИ И ЛИТОСФЕРЫ

Тепловая эволюция литосферы и Земли в целом рассматривается на основе численного решения нестационарной задачи о тепловом режиме Земли с «холодным» начальным состоянием. Одной из сложных проблем для таких моделей является обеспечение достаточно высоких температур ядра на ранних стадиях эволюции, необходимых для объяснения существования магнитного поля Земли.

В качестве возможных источников таких температур рассматриваются энергия гравитационной дифференциации, выделяющаяся в процессе образования ядра и мантии при разделении тяжелого и легкого компонентов, а также энергия химических реакций окисления-восстановления.

Все первые работы по эволюционным моделям рассматривали в качестве основного и практически единственного источника тепла энергию распада радиоактивных изотопов  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{40}\text{K}$ . Фундаментальное значение имела работа А. Н. Тихонова [18], где было получено решение задачи о распределении температур в недрах Земли в зависимости от радиоактивного распада и выполнен анализ влияния на тепловой режим гипотезы стационарности, кривизны поверхности, начальной температуры, распределения радиоактивных элементов по глубине.

В дальнейшем эволюционная задача для сферически-симметричной Земли с учетом внутренних источников тепла получила развитие в цикле работ Е. А. Любимовой [7—10], в которых была построена модель тепловой эволюции Земли на основе аналитического и численного решения нестационарного уравнения теплопроводности, особенно лучистого теплообмена, начальных температур, различных концентраций радиоактивных элементов. В моделях Е. А. Любимовой определена зона «оттока» тепла, соответствующая верхней мантии, и показана принципиальная возможность разогревания глубинных недр в отличие от гипотез о вековом охлаждении Земли.

Следующий этап развития теории эволюции Земли связан с изучением конвективного переноса тепла в его приложении к эволюции земных недр. На настоящий момент существует огромное число работ, рассматривающих самые различные аспекты конвективного теплопереноса. Их обзор выходит за пределы нашей статьи. Отметим только, что все эти модели можно разделить на три группы по предлагаемому масштабу конвекции в мантии: вся мантия в целом, только верхняя мантия, верхняя и нижняя мантии, охваченные отдельными конвективными течениями. Но, как правило, двумерные конвективные модели не рассматривают эволюцию Земли как целого, состоящего из взаимосвязанных и взаимодействующих слоев.

В приложении к глобальной эволюции Земли в сферически-симметричной постановке конвективный теплоперенос учитывается интегрально введением эффективного коэффициента теплопроводности.

Одним из первых вкладов в решение такой задачи стали работы [14, 24, 26]. В моделях [26] и [24] сделаны выводы о существенном влиянии на поверхностный тепловой поток конвективного выноса тепла и перераспределения к поверхности радиоактивных элементов. В работах [14, 15] рассматривалось влияние эффективной теплопроводности в зоне расплава постоянной мощности.

Движение расплавленного слоя, динамика его фронтов впервые изучены А. Н. Тихоновым, Е. А. Любимовой, В. К. Власовым [19] с учетом условий теплового баланса Стефана для двух движущихся границ подплавления и затвердевания. Получен вывод о зависимости длительности и числа циклов проплавления от отношения эффективного коэффициента теплопереноса расплавленного слоя к коэффициенту теплопроводности окружающих слоев.

Аналогичная модель рассмотрена в работах Ю. П. Булашевича [1] и Ю. В. Хачая [20], где корректно учтен вынос радиоактивных элементов из мантии в кору и изменение кривой плавления в ходе эволюции, а также разработана модель процесса выделения  $^{40}\text{Ar}$  в атмосферу из верхней мантии.

Продолжением и значительным развитием исследований этого направления стала разработка и обоснование схем параметризованной конвекции [25, 28—30]. Но модели этих авторов основаны на гипотезе начально горячего состояния Земли, прошедшей дифференциацию на стадии формирования, т. е. с различных точек зрения при разных способах параметризации рассматривается остывающая Земля.

В то же время, согласно современным взглядам на процесс формирования планет, вытекающим из работ О. Ю. Шмидта, Земля образовалась в процессе аккумуляции холодного газо-пылевого протопланетного облака [17, 21]. Результатом ударов крупных тел о поверхность растущей Земли явилось повышение температур на глубинах 300—1300 км до температур плавления [17, 23]. При этом центральные области планеты оставались относительно холодными. В таком случае все модели холодного происхождения Земли сталкиваются с проблемой существования источников тепла, которые могли бы разогреть Землю на ранних стадиях эволюции и привести к образованию жидкого (преимущественно железного) ядра по меньшей мере 2,7 млрд лет назад. Это ограничение вытекает из существования пород с остаточной намагниченностью такого возраста.

Эволюция Земли определяется не только нагреванием вследствие распада долгоживущих радиоактивных изотопов, но и разделением (дифференциацией) тяжелого и легкого вещества, формирующих соответственно ядро и мантию Земли. Процесс дифференциации сопровождается выделением значительного количества тепла, которое оценивается величиной  $(1,4—2) \cdot 10^{31}$  Дж [3, 13, 22]. Если предположить, что процесс гравитационной дифференциации завершился очень быстро, одновременно или сразу после образования планеты, то в этом случае энергия дифференциации учитывается как вклад в начальную температуру Земли, повышающий ее вплоть до температуры солидуса. Но в предположении длительного процесса разделения ядра и мантии энергия дифференциации становится наряду с энергией распада долгоживущих радиоактивных изотопов мощным источником тепла.

Короткоживущие радиоактивные изотопы, наиболее важными из которых с точки зрения периодов полураспада являются  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{36}\text{Cl}$ ,  $^{60}\text{Fe}$ ,  $^{129}\text{I}$ , могли бы внести существенный вклад в начальный разогрев, если бы аккумуляция Земли произошла не позднее  $2 \cdot 10^7$  лет после окончания процесса нуклеосинтеза, а по многочисленным данным, этот интервал времени оценивается величиной порядка  $10^8$  лет.

За счет адиабатического сжатия можно ожидать увеличения температуры центральных областей не более чем на несколько сотен градусов [2, 10].

Таким образом, максимальная начальная температура центральных областей Земли с учетом всех приведенных факторов оценивается 1200—1500 К [17].

В качестве возможного источника высоких температур в области внешнего ядра может рассматриваться энергия гравитационной дифференциации, а также энергия химических реакций окисления-восстановления. Возможность восстановления, например, силикатов до кремния, растворенного в жидком железе, в условиях ранней эволюции Земли приводит к тому, что большая часть тепла этих химических реакций выделяется в области ядра [5].

Проблема источников тепла в моделях с относительно холодным начальным состоянием встает еще более остро в связи с тем, что новейшие геохимические исследования привели к почти вдвое меньшей оценке содержания радиоактивных элементов, чем требуется для объяснения современного теплового потока:

	Хондриты [4]	«Земная смесь» [32]	Земные породы [6]
$^{238}\text{U}$	} 1,2	3,4	1,8
$^{235}\text{U}$			
Th	4	12	6,5
K	81500	25200	16920
K/U	$8 \times 10^4$	$10^4$	9400
Генерация тепла лет назад, $10^{-4}$ Вт/кг	$4,5 \cdot 10^9$ 3,71	3,39	1,64

В то же время статистический анализ полученных значений теплового потока приводит к увеличению оценок теплопотерь с поверхности Земли [27].

Таким образом, обобщение измеренных значений теплового потока, которое приводит к более высокому среднему значению теплопотерь, наряду с появлением новых геохимических данных об уменьшении генерации тепла за счет распада долгоживущих радиоактивных изотопов, изменение представлений о ранних этапах эволюции планет земной группы, разработка схем тепловой и гравитационной конвекции потребовали пересмотра прежних тепловых эволюционных моделей.

Для учета столь разнотипных серий данных выполнено дальнейшее, более детальное изучение тепловой эволюционной модели для сферически-симметричной Земли с учетом интегрального конвективного выноса тепла, параметризованного через числа Рэлея и Нуссельта в областях конвективной неустойчивости [11, 16].

Уравнение теплового баланса для сферически-симметричной Земли с учетом внутренних источников тепла и радиального конвективного выноса тепла запишется в виде

Рис. 1. Влияние эффективной вязкости мантии на эволюцию теплового потока и мощности литосферы.

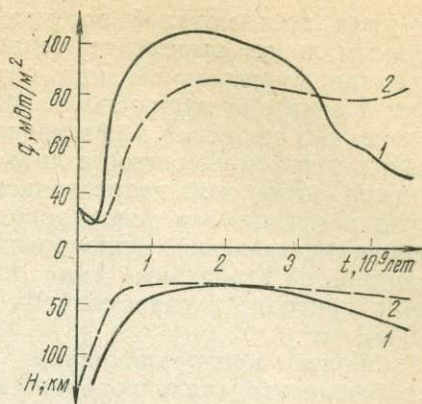
1 — вязкость  $10^{17}$  м<sup>2</sup>/с, 2 — вязкость  $10^{18}$  м<sup>2</sup>/с.

$$\rho(r) \cdot c(r, T) \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^2 \text{Nu} \cdot k(r, T) \frac{\partial T}{\partial r} \right\} + H(r, t), \quad 0 < r < R, \quad 0 < t < t_0$$

$$T(R, t) = T_0, \quad 0 \leq t \leq t_0$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0,$$

$$T(r, 0) = f(r).$$



Здесь  $r$  — радиус,  $t$  — время,  $T$  — температура,  $\rho(r)$  — заданное распределение плотности,  $f(r)$  — начальная температура,  $H(r, t)$  — распределение источников тепла. Через произведение  $\text{Nu} \cdot k$  интегрально учитывается конвективный радиальный тепломассоперенос.

Одним из самых неопределенных, но в то же время и одним из важнейших параметров тепловых моделей является вязкость  $\nu$ . Полуэмпирическая реологическая модель приводит к экспоненциальной зависимости вязкости мантийного вещества от температуры. Оценки вязкости по данным о послеледниковом поднятии позволяют использовать в расчетах изовязкую мантию с эффективной вязкостью  $10^{17}$ — $10^{18}$  м<sup>2</sup>/с [25]. При температурах, близких или немного превышающих температуру плавления, вязкость убывает. Расчеты тепловой эволюционной модели проводили при значениях эффективной вязкости в диапазоне  $10^{16}$ — $10^{17}$  м<sup>2</sup>/с.

Переход вещества в стадию плавления или кристаллизации учитывался введением  $\delta$ -образной функции  $c_\delta(r, T)$  на фронтах движения расплава.

Рассмотрим сначала результаты расчетов тепловой модели, в которой предполагается, что к моменту завершения формирования Земли уже существуют ядро и мантия современных размеров (тогда энергия гравитационной дифференциации учитывается как вклад в начальную температуру), либо рассматривается возможный вклад реакций окисления-восстановления в начальную температуру Земли.

Следует отметить, что независимо от параметров задачи —  $T_0, T_m, k(r, T)$ ,

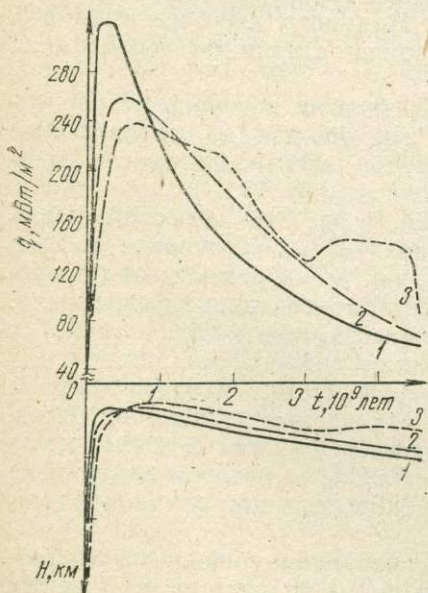


Рис. 2. Влияние лучистой составляющей коэффициента теплопроводности ( $\epsilon$  — коэффициент оптической непрозрачности) на эволюцию теплового потока и мощности литосферы.

1 —  $\epsilon = 25$ , 2 —  $\epsilon = 50$ , 3 —  $\epsilon = 100$ .

$\nu$  — для всех моделей получен качественно одинаковый результат — максимальное выделение тепла в пространство происходило в архее при минимальной мощности литосферы 8—20 км. Например, на рис. 1 показана мощность литосферы и тепловые потоки во времени для различных значений эффективной вязкости, на рис. 2 — эволюция тепловых потоков и мощности литосферы для различных значений коэффициента оптической непрозрачности, входящего в лучистую составляющую коэффициента теплопроводности. Увеличение за счет этого коэффициента значений теплопроводности всей мантии оказывает сильное влияние на глобальный отток тепла, хотя в конечном итоге все эти модели приводят к современному тепловому потоку в диапазоне 67—80 мВт/м<sup>2</sup>.

Обратно пропорциональная зависимость решеточной составляющей коэффициента теплопроводности от температуры обеспечивает значительный «запирающий» эффект литосферы, поэтому глубинные слои остывают слабо.

Один из важных аспектов тепловых моделей связан с обоснованием повышенной проницаемости литосферы и, как следствие, с усиленным выносом тепла в трещиноватых раздробленных зонах. Это связано с гидротермальной циркуляцией и эффективным остыванием земной коры через систему трещин и разломов. На основе этих представлений выполнено моделирование поздних стадий эволюции раздробленной литосферы, что позволило получить литосферу мощностью 120—180 км, которая согласуется с современными оценками данной величины для континентальных областей.

Наряду с эволюционной моделью, основным источником тепла в которой принималась энергия радиоактивного распада, рассмотрена модель эволюции Земли, учитывающая ее гравитационную дифференциацию. Модель предполагает, что первоначально Земля состояла из однородной смеси тяжелого и легкого компонентов. В процессе эволюции тяжелый компонент оседает к центру планеты, образуя ее ядро. Мантия Земли все время состоит из однородной смеси легкого и не выделившейся в ядро части тяжелого компонента. Параметр дифференциации  $\lambda$  определен как отношение массы ядра на данной стадии дифференциации к массе современного ядра.

В предположении, что гравитационная энергия диссипирует посредством сил трения в тех частях планеты, где происходит относительное перемещение тяжелого и легкого компонентов, оценена плотность выделения энергии гравитационной дифференциации  $\omega(r, \lambda)$ .

Полученная оценка  $\omega(r, \lambda)$  использована в расчетах тепловой эволюционной модели, включающей вынос радиоактивных источников из ядра в мантию в ходе дифференциации, рост ядра в зависимости от степени дифференциации и эффективный радиальный конвективный вынос тепла. Расчеты проводили при различных закономерностях изменения  $\lambda(t)$  и в разных значениях  $t_d$  длительности процесса дифференциации.

Поскольку истинный закон формирования земного ядра во времени не известен, были рассмотрены возможные варианты этого процесса, определяемые длительностью процесса дифференциации  $t_d$  и скоростью этого процесса  $d\lambda/dt$ . Рассматривалась модель, в которой разделение ядра и мантии происходит с постоянной скоростью при различной длительности процесса дифференциации  $t_d$ .

Принципиально возможны и модели с неравномерной дифференциацией во времени — ускоренно или замедленно на различных стадиях. На

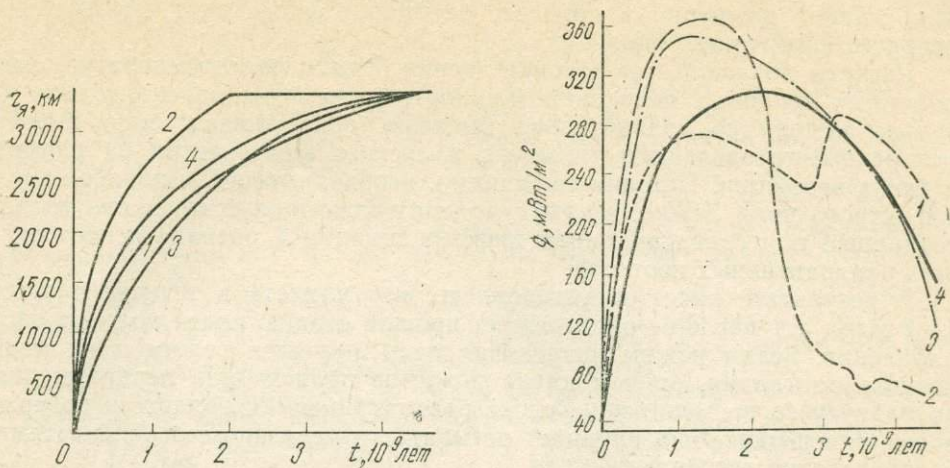


Рис. 3. Рост радиуса ядра Земли во времени.

$t_D$  — продолжительность процесса дифференциации,  $t_m$  — момент максимальной скорости дифференциации. 1 —  $\lambda(t) = t/t_D$ ,  $t_D = 4,5 \cdot 10^9$  лет; 2 —  $\lambda(t) = t/t_D$ ,  $t_D = 2 \cdot 10^9$  лет; 3 —  $\lambda(t) = (t/t_D)^2 \times (1-t) \cdot (3t_D/t_m) / (1 - 1/3t'_m)$ ,  $t'_m = t_m/t_D = 1/2$ ,  $t_D = 4,5 \cdot 10^9$  лет; 4 —  $\lambda(t) = (t/t_D) \cdot (t^2 / (3t_D^2 - t'_m(t/t_D - 2) - 1) / (t'_m - 2/3))$ ,  $t'_m = t_m/t_D = 1,3$ ,  $t_D = 4,5 \cdot 10^9$  лет.

Рис. 4. Зависимость поверхностного теплового потока  $q$  от времени  $t$ .  
Обозначения те же, что на рис. 3.

рис. 3 показаны кривые роста радиуса ядра для каждого из этих вариантов.

Основной задачей расчетов тепловой эволюционной модели было определение влияния различной продолжительности процесса дифференциации  $t_D$  и скорости процесса  $d\lambda/dt$  на общую картину распределения глубинных температур и поверхностного теплового потока во времени. Длительность дифференциации оказывает значительное влияние на тепловую эволюцию Земли. На рис. 4 представлены сравнительные величины тепловых потоков для  $t'_D = 4,5 \cdot 10^9$  лет и  $t'_D = 2 \cdot 10^9$  лет при постоянной скорости дифференциации (кривые 1 и 2 соответственно). Предположение о постоянной интенсивности процесса дифференциации для первой модели приводит к высоким значениям теплового потока в ходе всей эволюции Земли, в то время как в варианте с завершившимся 2,5 млрд лет назад процессом образования ядра на рубеже 2,9—3,2 млрд лет назад теплопотери в пространство начинают почти монотонно и довольно быстро убывать.

Для всех рассчитанных моделей, в том числе и для процесса с переменной скоростью (см. рис. 3, кривые 3 и 4), характерна смена геотермического режима различных слоев. Максимальные тепловые потоки в архее достигают 290—370 мВт/м<sup>2</sup>. Внутренние области планеты сильно нагреваются в течение первых 0,9—1,2 млрд лет, и образуется мощная зона расплавленного вещества, охватывающая и часть ядра. При температурах плавления, принятых согласно оценкам [31], ядро остывает со скоростью  $(1-9) \cdot 10^{-8}$  К/год. Таким образом, энергия гравитационной дифференциации и энергия распада долгоживущих радиоактивных изотопов создают запас тепла в глубоких областях Земли, а на более позд-

них стадиях эволюции в процессе остывания происходит образование твердого внутреннего ядра.

Расчеты показали, что с точки зрения оценки палеотемператур, современных тепловых потоков и мощности литосферы более предпочтительны модели со сравнительно быстрым образованием ядра либо с ускоренным разделением тяжелого и легкого компонентов на ранних стадиях эволюции. Источником динамо, необходимого для поддержания магнитного поля Земли, в таких моделях может служить запас тепла, созданный при гравитационной дифференциации и распаде долгоживущих радиоактивных изотопов.

В результате расчетов установлено, что планета в течение первых 1—2 млрд лет после ее образования прошла стадию почти полного расплавления. Затем режим нагревания недр сменялся режимом их медленного остывания, причем смена режимов происходила неравномерно по радиусу во времени: чем ближе рассматриваемая область к поверхности, тем позднее она начинает остывать, что связано с особенностями распределения источников тепла.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Булашевич Ю. П., Хачай Ю. В. О связи выделения аргона и гелия из мантии с термической эволюцией Земли.— Докл. АН СССР, 1974, т. 216, № 5, с. 1026—1029.
2. Джекобс Дж. Земное ядро. М.: Мир, 1979. 305 с.
3. Калинин В. А., Сергеева Н. А. Вариации внутреннего строения Земли, обусловленные ее эволюцией.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1977, № 5, с. 3—16.
4. Каула У. Введение в физику планет земной группы. М.: Мир, 1971. 535 с.
5. Кусков О. Л., Хитаров Н. И. Начальная стадия эволюции Земли. Вопросы геохимии.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1982, № 6, с. 69—82.
6. Лаврухина А. К. Дифференциация химических элементов в протопланетном облаке и первичное вещество Земли.— Геохимия, 1977, № 12, с. 1770—1781.
7. Любимова Е. А. Влияние радиоактивного распада на тепловую историю Земли.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1952, № 2, с. 3—14.
8. Любимова Е. А. Влияние перераспределения радиоактивных источников на тепловую историю Земли.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1956, № 10, с. 1145—1160.
9. Любимова Е. А. О роли лучистого теплообмена в тепловом режиме Земли.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1957, № 5, с. 673—676.
10. Любимова Е. А. Термика Земли и Луны. М.: Наука, 1968. 280 с.
11. Любимова Е. А., Любошиц В. М., Парфенюк О. И. Численные модели тепловых полей Земли. М.: Наука, 1983. 125 с.
12. Любимова Е. А., Маева С. В. Модели термической эволюции Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1982, № 6, с. 82—95.
13. Люстих Е. Н. О возможности использования теории академика О. Ю. Шмидта в геотектонике.— Докл. АН СССР, 1948, т. 59, № 8, с. 1417—1419.
14. Маева С. В. О термической истории Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1967, № 3, с. 3—17.
15. Маева С. В. Тепловая история Земли с железным ядром.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1971, № 1, с. 3—12.
16. Парфенюк О. И. Об алгоритме численной модели термической истории Земли.— В кн.: Геотермометры и палеотемпературные градиенты. М., 1981, с. 135—142.
17. Сафронов В. С. Современное состояние теории происхождения Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1982, № 6, с. 5—24.
18. Тихонов А. Н. О влиянии радиоактивного распада на температуру земной коры.— Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз., 1937, № 3, с. 431—459.
19. Тихонов А. Н., Любимова Е. А., Власов В. К. Об эволюции зон плавления и термической истории Земли.— Докл. АН СССР, 1969, т. 188, № 2, с. 338—341.
20. Хачай Ю. В. Термическая эволюция дифференцируемой верхней мантии Земли.— Геология и геофизика, 1979, № 1, с. 83—91.
21. Шмидт О. Ю. Четыре лекции о теории происхождения Земли. М.: Наука, 1948. 72 с.

22. Birch F. Speculations on the Earth's thermal history.—*Geol. Soc. Amer. Bull.*, 1965, vol. 76, p. 133—156.
23. Kaula W. M. Thermal evolution of the Earth and Moon growing by planetesimal impacts.—*J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, p. 999—1008.
24. Lee W. H. K. Effects of selective fusion on the thermal history of the Moon, Mars and Venus.—*Earth Planet. Sci. Lett.*, 1968, vol. 4, p. 277—283.
25. Peltier W. R., Jarvis G. T. Whole mantle convection and the thermal evolution of the Earth.—*Phys. Earth Planet. Int.*, 1982, vol. 29, p. 281—304.
26. Reynolds R. T., Frieker P. E., Summers A. L. Effects of melting upon the thermal models of the Earth.—*J. Geophys. Res.*, 1966, vol. 71, p. 573—582.
27. Sclater J. G., Jaupart C., Galson D. The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the Earth.—*Rev. Geophys. Space Phys.*, 1980, vol. 18, p. 269—311.
28. Sharpe H. N., Peltier W. R. Parameterized mantle convection and the Earth's thermal history.—*Geophys. Res. Lett.*, 1978, vol. 5, p. 737—740.
29. Sharpe H. N., Peltier W. R. A thermal history model for the Earth with parameterized convection.—*Geophys. Res. Lett.*, 1979, vol. 59, p. 171—203.
30. Spohn T., Schubert G. Modes of mantle convection and the removal of heat from the Earth's interior.—*J. Geophys. Res.*, 1982, vol. 87, p. 4682—4696.
31. Stacey F. D. A thermal model of the Earth.—*Phys. Earth Planet. Int.*, 1977, vol. 15, p. 341—348.
32. Wasserburg G. J., MacDonald G. J. F., Hoyle F., Fowler W. A. Relative contributions of uranium, thorium and potassium to heat production of the Earth.—*Science*, 1964, vol. 143, p. 465—467.

Ю. В. ХАЧАЙ

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ  
НАЧАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЗЕМЛЕ**

Распределение температуры в планете ко времени достижения ею современного значения массы принято называть начальным [5, 11]. Прямые геологические данные о тепловом состоянии хотя бы верхних оболочек, палеогеотермометры, для возраста  $4,5 \cdot 10^9$  лет не обнаружены. Поэтому представления о начальной температуре придется получать из теоретических расчетов, опирающихся на какую-нибудь модель формирования планеты. Здесь мы используем динамическую модель Сафронова [10, 11].

Оценки нагревания Земли падавшими частицами и телами в процессе ее роста из протопланетного облака проводились неоднократно (см. библиографию в [11]). Тепловой баланс растущей планеты определяется источниками тепла, механизмами теплопереноса внутри и на внешней границе тела. Основным источником энергии в период аккумуляции является выделение потенциальной гравитационной энергии при выпадении вещества на планету. Обычно учитывается и выделение энергии при распаде радиоактивных элементов и нагревании при адиабатическом сжатии [3, 5, 6, 10]. Интегральная оценка гравитационного источника энергии  $Q \approx 2,2 \cdot 10^{39}$  эрг [6] показывает, что во избежание геологически неоправданной величины начального разогрева планеты до температуры около  $30\,000^\circ\text{C}$  необходимо допустить рассеяние большей ее части в пространство. Сброс энергии с поверхности растущей планеты осуществляется в основном излучением, поэтому присутствие первичной оптически плотной атмосферы могло увеличить начальную температуру [15]. В качестве основных механизмов теплопереноса в земных недрах рассматриваются фононная и радиационная теплопроводность, а также конвекция.

Принципиальным для реконструкции начального состояния и последующей эволюции Земли является вопрос о структуре образовавшейся планеты. Современная Земля неоднородна, имеются резко отличающиеся по плотности оболочки: ядро, мантия, кора [3]. В моделях однородной аккумуляции дифференциация на ядро и мантию рассматривается в ходе дальнейшей эволюции начально однородной планеты. Модели неоднородной аккумуляции описывают образование основных структур еще на стадии аккумуляции планеты. Имеются серьезные доводы как в пользу одной, так и другой группы моделей, и вопрос в целом остается остро дискуссионным [2, 4, 8, 11].

В настоящей статье рассматривается возможная неопределенность в оценке начальной температуры, обусловленная отсутствием данных о распределении плотности в растущей планете. В качестве предельных

в этом смысле вариантов использованы модель с постоянной плотностью и неоднородная плотностная РЕМ-модель Земли [3].

### Формулировка задачи

Рассматривается краевая задача для нелинейного уравнения теплопроводности в сфере увеличивающегося радиуса [5, 10, 16]

$$\rho c_p \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \lambda_{\text{эф}} \cdot \frac{\partial T(r, t)}{\partial r} \right) + F(r, t), \quad (1)$$

где  $T(r, t)$  — температура,  $t$  — время,  $r$  — расстояние от центра сферы,  $R(t)$  — мгновенное положение границы,  $\rho$  — плотность вещества,  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении,  $\lambda_{\text{эф}}$  — эффективный коэффициент теплопроводности,  $F$  — мощность энерговыделения внутренних источников тепла. Величина  $F$  представлена в виде двух частей:  $F_1$  — учитывающей вклад энергии, выделяющейся при ударах тел и частиц, и  $F_2$  — учитывающей энерговыделение при распаде радиоактивных элементов. Здесь это  $U^{238}$ ,  $U^{235}$ ,  $Th^{232}$ ,  $K^{40}$  для современных концентраций которых приняты оценки, соответственно,  $N_1 = 1 \cdot 10^{-8}$  г/г,  $N_2/N_1 = 1/137$ ,  $N_3/N_1 = 4$ ,  $N_4 = 8 \cdot 10^{-8}$  г/г. Конвективный теплоперенос учитывается с помощью эффективного коэффициента теплопроводности  $\lambda_{\text{эф}}$ . С учетом [13, 14, 16]

$$\lambda_{\text{эф}} = \lambda \cdot \text{Nu} = \begin{cases} \lambda \cdot (1 + 0,2 \sqrt[3]{\text{Ra} - \text{Ra}_k} & \text{Ra} > \text{Ra}_k, \\ \lambda & \text{Ra} \leq \text{Ra}_k. \end{cases} \quad (2)$$

Теплоперенос в твердом теле описывается суммой фононной и радиационной частей [3, 5].

$$\lambda = \frac{A}{T} + \frac{16}{3} \frac{n^2 \cdot \sigma}{\epsilon} T^3, \quad (3)$$

где  $A = 5,72 \cdot 10^7$  эрг/см·с;  $n$  — показатель преломления,  $n^2 = 3$ , [5, 12];  $\epsilon$  — коэффициент поглощения,  $\epsilon = 30$  см $^{-1}$  [12];  $\text{Nu} = \frac{P_k}{P_m}$  — число Нуссельта, равное отношению плотности теплового потока с учетом конвекции к молекулярному;  $\text{Ra} = \frac{\alpha g \Delta T h^3}{\nu \lambda}$  — число Релея,  $\text{Ra}_k$  — его критическое значение, здесь принято  $\text{Ra}_k = 675$ ;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения,  $\alpha = 1,5 \cdot 10^{-5}$  град $^{-1}$  [3];  $\kappa = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ ;  $h$  — мощность конвективного слоя;  $\Delta T$  — разность температур на его границах;  $g$  — величина гравитационного ускорения; эффективная вязкость в слое принята  $\nu \approx 10^{18}$  см $^2$ /с.

Область, в которой реализуется конвекция, зависит от вязкости вещества, а последняя определяется химическим составом, температурой и давлением [3, 12]. Это самостоятельная проблема, поэтому здесь мы используем простейшую модель конвекции однокомпонентной жидкости внутри слоя, границы которого определяются температурами начала плавления.

Температура плавления вычислялась с учетом [16]

$$T_m = A_1 + B \cdot P + C \cdot P^2 \quad P \leq 1,4 \cdot 10^{12} \text{ дн/см}^2, \quad (4)$$

где  $A_1 = 1720$  К выбрано так, чтобы  $T_m = 1800$  К достигалась на глубине 100 км [3],  $B = 0,26 \cdot 10^{-8}$ ,  $C = -0,91 \cdot 10^{-21}$  [16],  $P$ , дн/см<sup>2</sup>. Для  $P > 1,4 \times 10^{12}$  дн/см<sup>2</sup> принята линейная зависимость  $T_m(r)$  до значения  $T_m = 5000$  К при  $r = 0$ . Давление на глубине  $k$ -го слоя растущего тела, со-

стоящего из слоев мощностью  $H_i$ , вычислялось по формуле  $P_k = \sum_{i=1}^k \rho_i g_i H_i$ .

Возникновение зоны расплава контролировалось сравнением вычисленной температуры с температурой плавления. Перемещение границ зоны прослеживалось по решению задачи Стефана методом [13]. При этом для теплоты плавления пород принималась оценка  $L = 4 \cdot 10^9$  эрг/г [16] для интервала температур плавления  $\Delta T_m = 200$  К, а эффективная теплоемкость внутри интервала  $c_{эф} = (c_p \pm \frac{L}{2\Delta T_m})$  [13].

Температура поверхности растущей планеты определяется балансом тепла, поступающего от Солнца и из внутренних оболочек (с учетом тепла, выделяющегося при ударах аккумулируемых тел) и уходящего в пространство чернотельного излучения,

$$\begin{aligned} T^4 &= T_0^4 + \frac{P}{\sigma}, \quad r = R(t); \\ \lambda \frac{\partial T}{\partial r} &= 0, \quad r = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $T = 392$  К в подсолнечной точке при его современной светимости,  $p$  — плотность теплового потока из внутренних оболочек.

В задаче (1) — (5) изменение радиуса тела со временем для выбранной модели распределения плотности  $\rho = \rho(r)$  определяется скоростью увеличения массы зародыша [10, 11]

$$\frac{\partial M}{\partial t} = 2 \cdot (1 + 2 \cdot \Theta) \cdot R^2 \cdot \omega \cdot \left(1 - \frac{M}{M_0}\right) \cdot \sigma_0. \quad (6)$$

Здесь  $M_0 = 5,9 \cdot 10^{27}$  г [3] и  $M(t)$  — масса планеты в современный и текущий моменты времени соответственно;  $\omega$  — угловая скорость орбитального движения;  $\sigma_0 = 10$  г/см<sup>2</sup> — поверхностная плотность частиц в протопланетном облаке [10];  $\Theta$  — статистический параметр, учитывающий распределение масс и скоростей частиц в зоне питания планеты [10].

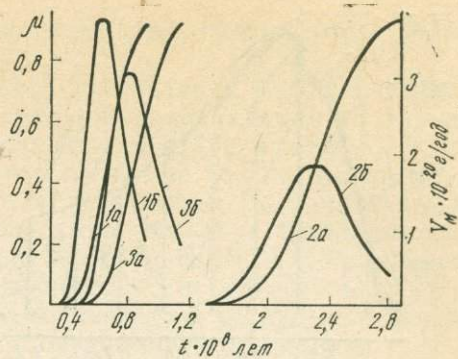
В используемой здесь модели [10, 11] значение  $\partial M / \partial t$  из (6) не зависит явно от температуры планеты и поэтому является внешним по отношению к задаче (1) — (5) параметром. Это приближение облегчает построение изменяющейся со временем пространственной сетки для численного решения задачи (1) — (5). Так, при переходе с  $n$  на  $(n+1)$  временной слой задается новое значение  $R_{n+1} = R(t_n) + kH$  для постоянного  $H$  и целого  $k$ . По этому значению  $R_{n+1}$  для выбранной модели

$\rho = \rho(r)$  вычисляется новое значение массы тела:  $M(t_{n+1}) = 4\pi \int_0^{R_{n+1}} \rho \cdot r^2 dr$ .

Сопоставляя это значение с  $M(t_n)$  и используя (6), находим временной шаг  $\tau_{n+1} = t_{n+1} - t_n$ . Выбором  $k$  пространственная сетка организуется по принципу вложенных звеньев. По мере роста тела сначала вытягиваются 400 узлов с шагом  $h_1 = H$ ,  $H = R_0 / 6600$ . Потом от  $r = 0$  к ним после-

Рис. 1. Зависимость скорости аккумуляции планеты от модели плотности.

1а-3а — изменение массы зародыша со временем; 1б-3б — изменение скорости аккумуляции  $V_M = \frac{\partial M}{\partial t}$  из (6) со временем. 1 — модель с  $\rho = 3 \text{ г/см}^3$ ; 2 — модель с распределением плотности, соответствующим современному по РЕМ-моделям Земли [3]; 3 — модель с  $\rho = 4 \text{ г/см}^3$ .



довательно добавляются 100 узлов с  $h_2 = 2 \cdot H$ , далее 100 узлов с  $h_3 = 4 \cdot H$ , затем 100 с  $h_4 = 8 \cdot H$  и, наконец, 300 узлов с  $h_5 = 16 \cdot H$ .

При такой организации сетки все узлы ее на  $n$  временном слое переходят в узлы на  $(n+1)$  временном слое и исключается необходимость в интерполяции функции между узлами, что могло бы привести к значительным ошибкам решения нелинейной задачи (1) — (5). Задача решалась аналогично [13, 14] по неявной разностной схеме.

Существенная сложность возникает при оценке доли энергии аккумуляции, идущей на нагревание растущей планеты [10, 16]. Здесь этот вклад описывался как равномерно распределенный источник тепла внутри слоя  $\Delta R = R_{n+1} - R_n$ , на который тело увеличилось за время  $\tau_{n+1}$ . Это позволяет частично учесть и эффект ударного перемешивания для тел, линейные размеры которых меньше  $\Delta R$ . Так как для нашей пространственной сетки при  $R(t) > 1500 \text{ км}$   $\Delta R \approx 16 \text{ км}$ , а согласно [11], вероятность выпадения фрагментов радиуса более 20 км мала, то такое приближение допустимо до завершающего периода аккумуляции. Эффекты падения наиболее крупных единичных тел на последнем этапе аккумуляции здесь не рассматриваются. Таким образом, внутри слоя  $\Delta R$  для  $F_1$  из (1) имеем

$$F_1 = \frac{G \cdot M \cdot \rho}{R \cdot \tau} \left( 1 + \frac{1}{2\theta} \right), \quad (7)$$

где  $G$  — гравитационная постоянная.

Использование такого упрощенного, по сравнению с [16], описания источника для целей нашей статьи оправдывается тем обстоятельством, что, как показали расчеты, различия в оценках начальной температуры для рассматриваемых предельных моделей распределения плотности превышают поправки, соответствующие более детальному описанию соударения.

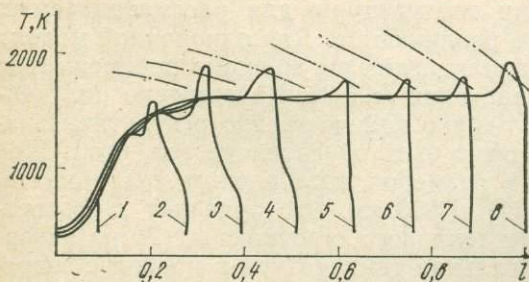


Рис. 2. Распределение температуры в растущей планете для модели  $\rho = 4 \text{ г/см}^3$ .

Шифр у кривых соответствует возрастающим значениям безразмерной массы зародыша  $\mu = M(t)/M_0$ . Значения параметров:  $cP = 1,25 \cdot 10^7 \text{ эрг/г} \cdot \text{град}$ ,  $R_0 = 7062 \text{ км}$ ,  $t = r/R_0$ ,  $\theta = 3$  [10]. 1-8 —  $\mu$ : 1 —  $7,5 \cdot 10^{-4}$ ; 2 — 0,02; 3 — 0,055; 4 — 0,124; 5 — 0,23; 6 — 0,40; 7 — 0,63; 8 — 0,93.

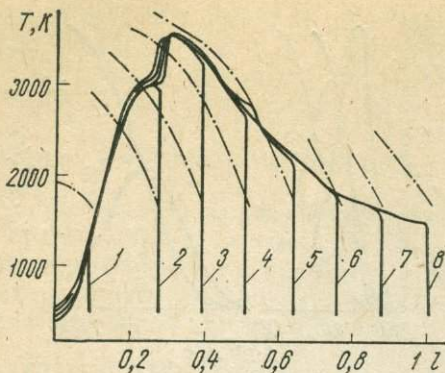


Рис. 3. Распределение температуры в растущей планете для модели плотности современной Земли [3].

Значения параметров:  $cP = 1,25 \cdot 10^7$  эрг/г·град,  $R_0 = 6371$  км,  $\theta = 3$  [10]. 1–8 —  $\mu$ : 1 — 0,002; 2 — 0,04; 3 — 0,11; 4 — 0,22; 5 — 0,34; 6 — 0,56; 7 — 0,75; 8 — 0,95.

## Результаты и обсуждение

Наша задача заключалась в том, чтобы оценить ту часть неоднозначности восстановления начальной температуры Земли, которая обусловлена

неопределенностью ее начальной плотности, считая остальные параметры задачи заданными. Естественными предельными в этом смысле моделями распределения плотности являются вариант с однородной зависимостью  $\rho = 4$  г/см<sup>3</sup> [16] и современное неоднородное распределение по РЕМ-моделям Земли [3]. Обе эти модели мы здесь рассматриваем как асимптотические аппроксимации для моделей однородной и неоднородной аккумуляции планеты.

Качественно зависимость начальной температуры от распределения плотности в растущей планете обусловлена тем, что интегральное значение энергии аккумуляции задано,  $Q \approx 2,2 \cdot 10^{39}$  эрг [6], но длительность процесса аккумуляции, а значит темп нагревания планеты и темп сброса части этой энергии в пространство, по (5) — (7), зависят от  $\rho(r)$ . На рис. 1 показано изменение массы тела со временем для моделей  $\rho = \rho(r)$ . Нужно отметить, что в однородной модели отсутствует дополнительный источник энергии, связанный с выделением тепла при адиабатическом сжатии, а в варианте с современным распределением плотности этот источник учитывается, вероятно, с завышением, так как предполагается, что вся эта энергия, а не некоторая ее доля [5], переходит в тепло.

Результаты вычислений температуры, как функции безразмерного параметра  $l = \frac{r}{R_0}$  для последовательно увеличивающихся значений масс тел, представлены на рис. 2 и 3. Общим для обеих моделей плотности является то, что температура в центре сферы до  $r < 100$  км остается близкой к  $T_0$ , а до  $r < 1000$  км ниже температуры начала плавления. Температурные кривые имеют максимум, и до  $l < 0,4$  он перемещается вслед за верхней границей тела. Для больших значений  $l$  и  $M(t)$  графики температуры для рассматриваемых предельных моделей существенно различаются. Для однородной модели максимум температуры и зона проплавления продолжают перемещаться за верхней границей вплоть до значений  $l \approx 0,96$ . Качественно полученный результат аналогичен [16], однако количественно результаты значительно отличаются. Отличие может быть обусловлено тем, что в [16] в качестве верхней границы для размеров выпадающих тел принята, вероятно, завышенная оценка [11] в 500 км. Это приводит к соответствующему завышению мощности теплового источника в (7) на завершающем этапе аккумуляции. Начальная температура в модели с современным распределением плотности максимальна в области внешнего

ядра, а в мантии до  $l < 0,75$  она остается ниже температуры плавления.

Различие в распределении начальной температуры между рассмотренными предельными моделями является принципиальным. В самом деле, процесс дифференциации, согласно [3, 4, 6, 8, 13], наиболее активно развивается в зонах расплава. Тогда на основе полученных результатов можно проследить следующую схему эволюции. На раннем этапе происходит быстрый рост рыхлого зародыша низкой средней плотности, который обгоняет в скорости роста более плотные образования (рис. 1). Однако по мере его роста увеличивается и относительная скорость соударения частиц [10], что может привести к разрушению слишком рыхлого зародыша и отбору тел с оптимальной для данной массы плотностью. По мере роста тела его температура увеличивается по типу, представленному на рис. 2. Когда его масса достигает примерно 3 %  $M_0$ , возникает зона проплавления и развивается интенсивная дифференциация по плотности и т. п. С этого момента распределение плотности уже не может оставаться однородным. И распределение температуры с ветви эволюции, аппроксимируемой моделью рис. 2, постепенно переходит на ветвь неоднородной модели рис. 3. То, что в этой модели начальная температура в верхней мантии оказалась ниже температуры плавления, с позиций рассматриваемой схемы может быть объяснено тем, что дифференциация в этой области могла развиваться позднее, в результате эволюции тепловых неоднородностей, которые появились на последнем этапе при падении единичных крупных тел [11].

Приведенная схема не противоречит двум экспериментальным фактам, которые, на наш взгляд, имеют важное значение для уточнения начального состояния Земли [1, 12]. Во-первых, имеются сообщения [9] о палеонамагниченности пород возраста  $3,8 \cdot 10^9$  лет, следовательно, уже тогда существовало геомагнитное поле, и, если верны современные представления о его генерации [3, 12], структура ядра была близка к современной. Во-вторых, изотопный состав глубинного гелия свидетельствует о присутствии в современной мантии первичного, захваченного в период аккумуляции гелия [7]. Сохранность первичного гелия в мантии трудно объяснить как в моделях однородной аккумуляции, приводящих к распределению температуры типа рис. 2 и [16, рис. 1], так и в моделях неоднородной аккумуляции, если процесс образования ядра рассматривается ответственным и за образование коры и атмосферы.

### Выводы

Распределение температуры в Земле к моменту окончания активного процесса аккумуляции, начальная температура зависят от распределения плотности с глубиной. Отсутствие данных о плотности в Земле к этому моменту времени приводит к неоднозначности восстановления ее начальной температуры. Величину этой неоднозначности можно оценить на примере предельных, в этом смысле, моделей: модели с постоянной плотностью и современной модели неоднородного распределения плотности Земли. В первом случае возможны решения, описывающие такое распределение температуры, при котором возникающая зона проплавления следует за верхней границей растущего тела. Для альтернативного варианта неоднородного распределения плотности мак-

симум температуры локализуется в области современного внешнего ядра.

Температура верхней мантии для этой модели ниже температуры плавления. На основе этих результатов предложена возможная схема дифференциации вещества в процессе аккумуляции Земли.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Булашевич Ю. П., Хачай Ю. В. Комплекс наблюдений для выявления вклада радиоактивного распада в энергетику геотектонических движений.— В кн.: Применение геотермии в региональных и поисково-разведочных исследованиях. Свердловск, 1983. 115 с.
2. Витязев А. В. Фракционирование вещества в ходе образования и эволюции Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1982, № 6, с. 52—68.
3. Жарков В. Н., Трубицин В. П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1982. 448 с.
4. Кусков О. Л., Хитаров Н. И. Термодинамика и геохимия ядра и мантии Земли. М.: Наука, 1982. 278 с.
5. Любимова Е. А. Термика Земли и Луны. М.: Наука, 1968. 279 с.
6. Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965. 379 с.
7. Мамырин Б. А., Ануфриев Г. С., Хабарин Л. В. и др. Закономерность распределения концентрации изотопов гелия в Земле. Откр. № 253.— Бюлл. изобретений и открытий, 1982, № 19.
8. Рама Метри В. Состав ядра и ранняя химическая история Земли.— В кн.: Ранняя история Земли. М.: Мир, 1980. 621 с.
9. Рингвуд А. Е. Происхождение Земли и Луны. М.: Недра, 1982. 291 с.
10. Сафронов В. С. Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет. М.: Наука, 1969. 244 с.
11. Сафронов В. С. Современное состояние теории происхождения Земли.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1982, № 6, с. 5—24.
12. Стейси Ф. Физика Земли. М.: Мир, 1972. 342 с.
13. Тихонов А. Н., Любимова Е. А., Власов В. К. Об эволюции зон плавления в термической истории Земли.— Докл. АН СССР, 1969, т. 88, № 2, с. 338—342.
14. Хачай Ю. В. Термическая эволюция дифференцируемой верхней мантии Земли.— Геология и геофизика, 1979, № 1, с. 83—92.
15. Hayashi C., Nakazawa K., Mizuno H. Earth's melting due to the blanketing effect of the primordial dense atmosphere.— Earth Planet. Sci. Lett., 1979, vol. 43, p. 22.
16. Kaula W. M. Thermal evolution of Earth and Moon growing by planetesimal impacts.— J. Geophys. Res., 1979, vol. 84, N 83, p. 999—1008.

Ю. В. ХАЧАЙ

**ОБ ЭВОЛЮЦИИ ГРАНИЦЫ ЯДРО — МАНТИЯ  
И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ ИСТОЧНИКЕ  
КОНВЕКЦИИ ВО ВНЕШНЕМ ЯДРЕ**

Современная граница ядро — мантия разделяет две оболочки, резко различающиеся по плотности, упругим свойствам, электропроводности [5, 7, 9]. Различие физических свойств этих областей объясняется [5—8] отличием состава силикатной мантии от ядра, содержащего в основном либо окислы железа, либо железо с примесью легких элементов, а также влиянием высоких температур и давлений. Так, согласно [4, 5, 9], жидкое состояние внешнего ядра обусловлено тем, что его температура выше, чем температура плавления в этом интервале глубин и давлений. Внешнее ядро конвективно не устойчиво, и представления о течении хорошо электропроводного жидкого вещества в этой оболочке лежат в основе всех современных моделей генерации геомагнитного поля [4, 5, 9]. В зависимости от того, рассматривается формирование ядра в первично однородной планете [4, 8], либо принимается одна из моделей неоднородной аккумуляции планеты [2, 6], в качестве энергетических источников эволюции внутренних оболочек принимается, соответственно, энергия гравитационной дифференциации, либо выделение тепла при радиоактивном распаде  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $K^{40}$ .

В настоящей статье исследуются следствия, вытекающие из модели неоднородной аккумуляции [12], которые могут обусловить экспериментально наблюдаемые геофизические эффекты, что способствует лучшему пониманию проблемы.

1. Слой пониженной вязкости, астеносфера, в верхней мантии является областью, наличие конвекции в которой, как и в жидком внешнем ядре, достаточно обоснованно [5, 7, 9]. Физические условия в этой области глубин таковы, что зона проплавления либо пониженной вязкости, границы которой контролируются положением соответствующих изотерм, при возникновении в ней конвекции не остается на фиксированной глубине [7, 10, 11]. Границы слоя перемещаются к поверхности, вблизи которой слой останавливается, затухает, а через некоторое время вновь возникает на глубине. Процесс повторяется с продолжительностью цикла около 100 млн лет.

Проследим следствия, если границы внешнего ядра эволюционируют со временем подобно границам палеоастеносферы в верхней мантии. Граница ядро — мантия появляется только с обособлением этих оболочек, а момент ее возникновения зависит от того, происходила однородная или неоднородная аккумуляция планеты. Будем следовать модели [12], в которой процессы дифференциации и выделения ядра в основном заканчиваются на стадии роста планеты из протопланет-

ного облака. Если длительность этапа адиабатического сжатия внутренних оболочек есть величина того же порядка, что и время аккумуляции планеты [7], то в такой модели не только для оценки состава, но и физических свойств протоядра следует использовать их современные значения. Поэтому для распределения температуры плавления и электропроводности в мантии и ядре примем значения согласно [4, 5, 9].

В модели неоднородной аккумуляции [12], благодаря выделению энергии гравитационного сжатия, внешняя часть протоядра уже к концу роста планеты оказывается расплавленной с мощным конвективным теплопереносом. Следовательно, если справедливы представления о механизме генерации геомагнитного поля [4, 5, 9], то оно могло возникнуть уже на этом этапе. В зависимости от дальнейшей эволюции слоя расплава в ядре может быть решен вопрос о применимости модели неоднородной аккумуляции Земли. В самом деле, если границы слоя со временем перемещались в мантию, то оказывалось расплавленным вещество почти на пять порядков величины менее электропроводное, чем в ядре [5, 9]. Поэтому во столько же раз должны были возрастать омические потери при течении электрического тока, создающего геомагнитное поле [9]. Но согласно [5, 9], величина омических потерь при современной электропроводности ядра вполне может быть компенсирована внутренними источниками энергии, тогда как при их возрастании на пять порядков потребуется мощность энергии, которую не могут обеспечить радиоактивные элементы при допустимых оценках их концентрации в земном веществе. Энергия же гравитационной дифференциации в этой модели выделилась на предыдущем этапе и определила начальную температуру Земли. Следовательно, с перемещением границ расплава из ядра в мантию геомагнитное поле должно затухнуть. Согласно [9], длительность затухания всего около 1000 лет, тогда как из сопоставления мощности внешнего ядра  $h_1 \sim 2000$  км [4] и мощности палеоастеносферы [10, 11]  $h_2 \sim (100-300)$  км можно заключить, что длительность возбужденного состояния этого слоя не ниже, чем у астеносферного, т. е. около 100 млн лет. Однако палеомагнитные данные [9], по-видимому, исключают возможность отсутствия геомагнитного поля за промежутки времени такой длительности. Поэтому, если решения задачи о термической эволюции внутренних оболочек Земли в рамках модели неоднородной аккумуляции приводят к возможности перемещения границ расплава из ядра в мантию, то такая модель противоречила бы экспериментальным данным.

Для проверки этого следствия численно решалась краевая задача для нелинейного уравнения теплопроводности в сферически-симметричной модели, аналогично [11]

$$c\rho \frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \lambda_{\text{эф}}(r, T) \frac{\partial T}{\partial r} \right) + H(r, t), \quad 0 \leq r \leq R, \quad t > 0, \quad (1)$$

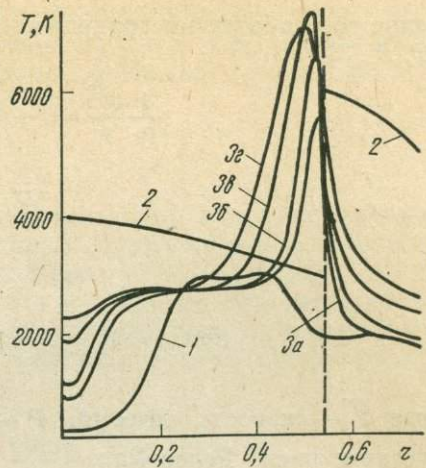
$$T(r, 0) = f(r), \quad T(R, t) = T_0, \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad (2)$$

где  $T(r, t)$  — искомая температура,  $c$  — теплоемкость при постоянном давлении,  $\rho$  — плотность,  $\lambda_{\text{эф}}(r, T)$  — эффективный коэффициент теплопроводности, учитывающий конвективный теплоперенос [11],  $H(r, t)$  — мощность внутренних источников тепла.

Для решения (1)–(2) использовалась абсолютно устойчивая неявная разностная схема [10, 11], на равномерной пространственной сетке,

Изменение температуры в мантии и ядре со временем.

1 — начальная температура, по [12]; 2 — температура плавления [4, 9]; 3 — распределение температуры для  $t = 4,5 \cdot 10^8$  (а),  $9 \cdot 10^8$  (б),  $2,25 \cdot 10^9$  (в),  $3,8 \cdot 10^9$  (г) лет. Значения параметров, определяющих  $\lambda_{эф}$  из (1), соответствуют принятым в [12].



имеющей 638 узлов, т. е. шаг по радиусу 10 км. В качестве начального распределения температуры,  $f(r)$ , принято полученное в [12] для модели неоднородной аккумуляции (см. рисунок, кривая 1). Необходимо подробнее остановиться на выборе функции  $H(r, t)$ . В этой модели  $H(r, t)$  описывает выделение энергии при распаде  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$ ,  $K^{40}$ . Но согласно [1], в слое

с развитой конвекцией радиоактивные источники тепла должны быть вынесены к его верхней границе. Результирующая концентрация у поверхности должна зависеть от интенсивности конвекции и может быть определена из решения соответствующей конвективной задачи. Решение такой задачи — самостоятельная проблема. Поэтому при решении (1) — (2) задавалась мощность зоны, в которую из остальной части ядра были вынесены  $U$ ,  $Th$ ,  $K$ . Мощность зоны в расчетах варьировала. Такое распределение источников приводит к перемещению максимума температуры в ядре именно к границе ядро — мантия, по сравнению с равномерным распределением источников. Для расчетов был принят наиболее неблагоприятный вариант, когда первичная концентрация радиоактивных элементов в земном ядре соответствует хондритовой, т. е.  $N_U = 3 \cdot 10^{-8}$  г/г,  $N_K = 8 \cdot 10^{-8}$  г/г,  $N_{Th} = 4$ . Использование этих значений дает верхнюю оценку теплового эффекта от радиоактивных источников [5, 9]. Полученные результаты (см. рисунок) показывают, что из-за более эффективного теплопереноса конвекцией в жидком ядре выделяемая у границы ядро — мантия энергия большей частью отводится в менее нагретые области ядра, а не в мантию. Для представляющих геофизический интерес мощностей зоны в 200, 100, 50 км, в которую выносились  $U$ ,  $Th$ ,  $K$  из остального ядра, проплавление мантии в расчетах не было зафиксировано. Таким образом, полученное описание термической эволюции ядра в верхней мантии, опирающееся на результаты модели неоднородной аккумуляции планеты, не привело к следствиям, противоречащим результатам палеомагнитных исследований.

2. Используемый при решении задачи (1) — (2) тип конвекции отличается от обычно обсуждаемых механизмов конвекции во внешнем ядре [4, 7, 9]. Особенность его заключается в том, что конвекция поддерживается источниками тепла у верхней границы слоя. Как известно [3], в этом случае конвективные движения со временем затухают. Поскольку обеспечивающая наличие геомагнитного поля конвекция должна существовать в настоящее время, то необходимо оценить скорость ее затухания в рассматриваемой модели. Для оценки воспользуемся результатами рассмотрения затухания конвекции в плоском слое. В приближении Буссинеска для малых возмущений стационарного состояния в

слой со свободными границами можно записать для безразмерных  $t, \vec{V}, T, P$  [3]

$$\frac{1}{\text{Pr}} \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\nabla P + \Delta \vec{V} + \text{Ra} \cdot T \cdot \vec{k}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \vec{V} = \Delta T; \quad (4)$$

$$\nabla \vec{V} = 0. \quad (5)$$

$$\text{при } z=0 \text{ и } z=1: V_z = 0 \quad \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2} = 0 \quad T = 0, \quad (6)$$

где  $\vec{V}$  — скорость течения,  $P$  — превышение давления над гидростатическим; число Релея  $\text{Ra} = \frac{\alpha g A h^4}{\nu \kappa}$ ,  $\alpha$  — коэффициент теплового расширения,  $g$  — величина гравитационного ускорения,  $A$  — величина стационарного градиента температуры,  $h$  — мощность слоя,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $\kappa = \frac{\lambda}{c_p}$  — температуропроводность; число Прандтля

$\text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa}$ ;  $\vec{k} = -\frac{\vec{g}}{g}$  — единичный вектор по оси  $z$ , плоскость  $XOY$  совмещена с нижней границей слоя. В (3) — (6) в качестве единицы измерения длины принята величина  $h$ , времени —  $h^2/\kappa$ , скорости —  $\kappa/h$ , температуры —  $Ah$ .

Так как ни краевые условия (6), ни коэффициенты в уравнениях (3) — (5) не зависят от горизонтальных координат, то задача имеет решения, периодические в плоскости  $XY$ :

$$\begin{aligned} V_z &= v(z) \exp[-\sigma t + i(k_1 X + k_2 Y)]; \\ T &= \Theta(z) \exp[-\sigma t + i(k_1 X + k_2 Y)]. \end{aligned} \quad k^2 = k_1^2 + k_2^2 \quad (7)$$

С учетом (6)  $v$  и  $\Theta$  имеют вид  $v(z) = a \sin \pi n z$ ,  $\Theta(z) = b \sin \pi n z$ . Действительная часть декрементов затухания  $\sigma$  определяет поведение возмущения со временем. При  $\text{Re} \sigma > 0$  оно затухает, при  $\text{Re} \sigma < 0$  нарастает. Для нижнего уровня возбуждения, при  $n=1$ , из условия существования нетривиального решения системы алгебраических уравнений, возникающих при подстановке (7) в (3) — (5) получим

$$\sigma_{1,2} = \frac{(\pi^2 + k^2)}{2} (\text{Pr} + 1) \pm \sqrt{\frac{(\text{Pr} - 1)^2}{4} (\pi^2 + k^2) + \frac{\text{Ra} \cdot \text{Pr} \cdot k^2}{(\pi^2 + k^2)}}. \quad (8)$$

Из перечисленных в (8) параметров в условиях ядра наименее определена оценка вязкости. Если в качестве наиболее обоснованных значений принять  $\nu \sim (10^{-2} - 10^3)$  см<sup>2</sup>/с [4, 5], то  $\text{Pr} = \nu/\kappa \sim (1 - 0,1)$ . Тогда во внешнем ядре уже при малых значениях числа Релея при нагревании сверху возникает затухающая со временем неустойчивость колебательного типа. Если  $\tau = 4,5 \cdot 10^9$  лет (возраст Земли), то за это время интенсивность конвекции уменьшится до  $\exp(-\sigma \tau) \sim (0,1 - 1)$  первоначального значения.

Учитывая грубость сделанных приближений и оценок, можно заклю-

чить, что в земных условиях затухание конвекции такого типа за геологическое время не приводит к существенному снижению уровня геомагнитного поля, что также не противоречит результатам палеомагнитных исследований.

### Выводы

Рассмотрена задача о термической эволюции ядра и нижней мантии Земли в рамках модели, в которой образование этих оболочек в основном закончилось на этапе аккумуляции планеты. Установлено, что в этой модели границы расплавленного слоя из ядра не поднимаются в мантию. В условиях внешнего ядра рассмотренный тип конвекции мог обеспечить течения, необходимые для генерации геомагнитного поля, в течение всего геологического времени.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Булашевич Ю. П., Хачай Ю. В. Конвективная устойчивость земных недр с радиоактивными источниками тепла.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1975. № 12, с. 13—18.
2. Виноградов А. П. Высокотемпературные протопланетные процессы.— Геохимия, 1971, № 11, с. 1283—1296.
3. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
4. Джекобс Дж. Земное ядро. М.: Мир, 1979. 305 с.
5. Жарков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетных недр. М.: Наука, 1980. 448 с.
6. Кусков О. Л., Хитаров Н. И. Термодинамика и геохимия ядра и мантии Земли. М.: Наука, 1982. 278 с.
7. Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. М.: Недра, 1965. 379 с.
8. Океанология. Т. 2. Геодинамика / Под ред. А. С. Монина. М.: Наука, 1979. 416 с.
9. Стейси Ф. Физика земли. М.: Мир, 1972. 342 с.
10. Тихонов А. Н., Любимова Е. А., Власов В. К. Об эволюции зон проплавления в термической истории Земли.— Докл. АН СССР, 1969, т. 188, № 2, с. 338—341.
11. Хачай Ю. В. Термическая эволюция дифференцируемой верхней мантии Земли.— Геология и геофизика, 1979, № 1, с. 83—92.
12. Хачай Ю. В. Численное моделирование распределения начальной температуры в Земле. Статья в настоящем сборнике.

Ю. П. БУЛАШЕВИЧ, А. К. ЮРКОВ

### ПОЛИГЕННОСТЬ РУДНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ УРАЛА И ЕЕ ПРОЯВЛЕНИЕ В ПОЛЯХ ГЕЛИЯ

В ряде работ было показано, что в геологическом разрезе скважин зоны дробления и другие нарушения сплошности пород характеризуются высокими концентрациями гелия, растворенного в подземных водах. Аномальные концентрации гелия достигают 1—2 мл/л при фоновых значениях  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  мл/л и ниже [4, 5].

Высокие концентрации гелия выделяют также рудные зоны, подсеченные скважинами, на колчеданных гидротермально-метасоматических и магнетитовых контактово-метасоматических месторождениях [4, 5, 8]. Это позволило высказать предположение, что проницаемые зоны, контролировавшие рудообразование, остаются проницаемыми и в настоящее время [6]. Отсюда вытекает возможный диагностический признак генезиса рудных месторождений. Если в формировании месторождения существенную роль играли разрывная тектоника, наличие проницаемых зон, по которым транспортировалось растворами рудное вещество, то таким месторождениям должны соответствовать высокие концентрации растворенного гелия.

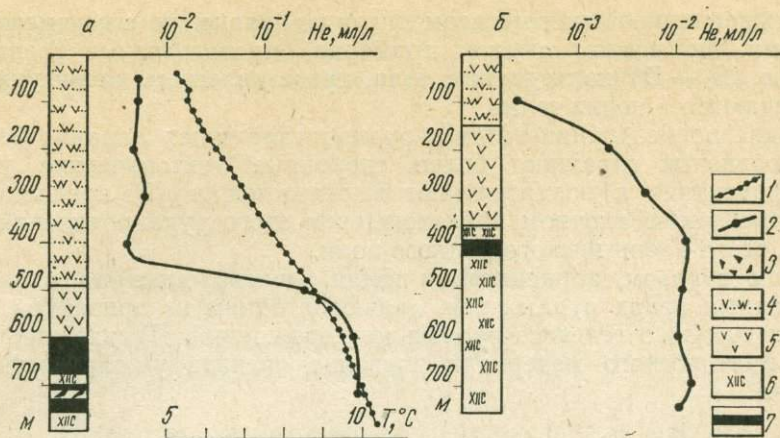
Для месторождений осадочного или вулканогенно-осадочного типа, образующихся в спокойной тектонической обстановке, должны быть характерны более низкие концентрации гелия. Таким образом проявляется полигенность рудных месторождений.

Конечно, можно допустить, что существовавшие некогда дизъюнктивные нарушения в последующем были залечены. Наоборот, осадочные или вулканогенно-осадочные месторождения могли быть нарушены при пострудной тектонической активизации. Ответ на эти вопросы может дать только фактический материал по концентрациям гелия, растворенного в подземных водах рудных месторождений, и определение генезиса геологическими методами.

Так, например, предположение об ином, не контактово-метасоматическом, типе Северо-Гороблагодатского магнетитового месторождения было высказано первоначально только на основании низких концентраций гелия [6]. Затем специальными геологическими исследованиями месторождение было отнесено к разряду вулканогенно-осадочного типа [3].

Остальные изученные нами железорудные месторождения с высокими концентрациями гелия являются скарново-магнетитовыми [1].

На рисунке, а, представлен типичный пример распределения гелия по стволу скважины на одном из сульфидных гидротермально-метасоматических месторождений Южного Урала [2]. Концентрация гелия возрастает более чем на два порядка при переходе от непродуктивных,



Сульфидное месторождение гидротермально-метасоматического типа (а) и Западно-Озерное рудопоявление вулканогенно-осадочного типа (б).

1 — термограмма; 2 — концентрация гелия, мл/л; 3 — зоны дробления и повышенной трещиноватости, 4 — туфы андезито-базальтового состава; 5 — порфириты андезитового состава; 6 — метаморфические сланцы; 7 — руда.

залегающих сверху пород улутауской свиты, к рудной зоне и толще метасоматически измененных пород продуктивной карамалыташской свиты. По термограмме, излом которой четко выделяет кромку рудного тела, можно ожидать, что рудная зона в виде апофиза распространяется по данной скважине до глубин более 1000 м. На безрудных участках указанных свиты также отличаются по концентрации гелия, но на гораздо более низком уровне  $10^{-4}$ — $10^{-3}$  мл/л [8].

Иные данные были получены при исследовании распределения гелия по скважинам Западно-Озерного колчеданного рудопоявления в пределах Узельгинского рудного поля на Южном Урале. Геологические данные указывают на возможность образования этого рудопоявления и всего Узельгинского рудного поля вулканогенно-осадочным путем [7]. Основанием для этого служат следующие факты: рудная залежь залегает согласно с вмещающими вулканогенно-осадочными породами и приурочена к обломочным образованиям; руды характеризуются тонкозернистым коллоидным строением. Имеется и ряд других признаков.

На рудопоявлении гелиевый каротаж проведен ранее по шести скважинам, три из которых с рудными подсечениями. На рисунке приведено одно из типичных распределений гелия в такой скважине. Пробы воды отбирали из скважины целнометаллическим пробоотборником и исследовали по методике [8].

Как видно из сопоставления гелиограмм, фоновые концентрации для улутауской свиты в кровле гидротермально-метасоматического сульфидного месторождения (см. рисунок, а) соответствуют максимальным концентрациям на рисунке, б. Различие в концентрациях гелия против рудных зон в этих двух случаях составляет по крайней мере два порядка.

Высокие концентрации гелия (см. рисунок, а) связаны с большей проницаемостью рудной зоны. В некоторой степени повышению концентрации, возможно, содействует выделение гелия в поровую воду в процессе гидротермального метасоматоза пород, а также большая

скорость гелионирования метасоматитов по сравнению с неизмененными породами. Во всяком случае, примерно одновозрастные среднепалеозойские ( $S_2 - D$ ) колчеданные тела, представленные на рисунке, резко отличаются в полях гелия.

Низкие концентрации гелия в рудных скважинах Западно-Озерного рудопроявления отражают более спокойные тектонические условия рудообразования и подтверждают высказанное в [7] предположение о вулканогенно-осадочном происхождении этого рудопроявления и, вероятно, всего Узельгинского рудного поля.

Таким образом, концентрации гелия, фиксируемые по скважинам в подземных водах рудных зон, являются одним из признаков, позволяющих судить о генезисе рудных месторождений. Дальнейшее накопление фактического материала позволит оценить устойчивость этого признака.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Баклаев Я. П. О вулканогенно-осадочном происхождении магнетитовых руд Урала.— Геология руд. месторождений, 1983, № 1, с. 119—123.
2. Болотин Ю. А., Семенов В. Д., Солодкий Н. Н. Поиски медноколчеданных руд в закрытых структурах Магнитогорского мегасинклинория.— Разведка и охрана недр, 1975, № 12, с. 16—21.
3. Булашевич Ю. П., Дымкин А. М., Попов Б. А., Юрков А. К. Новые данные о вулканогенно-осадочной природе некоторых магнетитовых руд Урала.— Докл. АН СССР, 1981, т. 261, № 6, с. 1389—1391.
4. Булашевич Ю. П., Карташов Н. П. Применение гелиевого метода при изучении строения рудных полей.— Докл. АН СССР, 1976, т. 229, № 6, с. 1423—1425.
5. Булашевич Ю. П., Юрков А. К. Об аномалиях распределения гелия при изучении структуры рудных полей.— Докл. АН СССР, 1978, т. 239, № 6, с. 1408—1410.
6. Булашевич Ю. П., Юрков А. К. Газы в подземных водах некоторых рудных районов Урала.— Докл. АН СССР, 1980, т. 253, № 4, с. 932—935.
7. Гаврилов В. В., Скуратов В. Н., Исмагилов М. И. Структура и условия локализации Западно-Озерного колчеданного рудопроявления.— Докл. АН СССР, 1984, т. 277, № 1, с. 161—164.
8. Шапов В. А., Юрков А. К. Распределение температуры и концентрации гелия в скважинах на некоторых структурах Урала.— В кн.: Исследование гелиевых и тепловых полей Урала. Свердловск, 1980, с. 3—16.

В. И. УТКИН, В. И. ЕРМАКОВ
**О ПРЕДЕЛАХ ПРИМЕНИМОСТИ МЕТОДА  
ОДНОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ГК**

Несмотря на имеющиеся многочисленные расчеты методом Монте-Карло для различных установок гамма-гамма-каротажа [1—3], вопросы об областях применения метода однократного рассеяния, оценках вклада многократного рассеяния в общую интенсивность рассеянного излучения требуют дополнительного изучения.

Расчеты методом Монте-Карло, проведенные по методике [3], показали, что возможно введение некоторых полуэмпирических параметров, позволяющих вывести простые условия оценки качества рассеянного излучения и, в частности, вклада многократного излучения в общую интенсивность рассеянных гамма-квантов. Расчет проводили для расстояний между источником и детектором до 0,10 м, что характерно для большинства задач селективного гамма-гамма-метода, для энергий источника первичного излучения от 20 до 250 кэВ, для плотностей рассеивающих сред от 1,11 до 2,7 г/см<sup>3</sup>.

Анализ результатов расчета показывает, что при указанных условиях эксперимента вклад многократного излучения линейно возрастает с увеличением длины зонда (расстояние между источником и детектором).

$$\frac{I_1}{I_1 + I_2} = \eta = k \cdot L - 0,05,$$

где  $I_1$  и  $I_2$  — интенсивности многократно и однократно рассеянного гамма-излучения;  $L$  — длина зонда.

При этом, как показали расчеты, коэффициент пропорциональности  $k$  является функцией отношения  $\rho/E$ ,

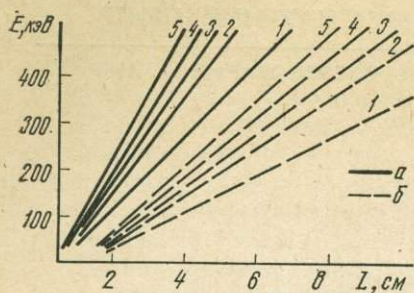
$$k = 0,17 \left( 1 - e^{-50 \frac{\rho}{E}} \right),$$

где  $\rho$  — плотность рассеивателя, г/см<sup>3</sup>;  $E$  — энергия первичных гамма-квантов, кэВ.

Следовательно, для длины зонда, равной или менее 0,10 м (предельная величина данных расчетов), можно ввести следующую эмпирическую зависимость

$$\eta = 0,17 \left( 1 - e^{-50 \frac{\rho}{E}} \right) L - 0,05$$

и оценить на основании ее условие применимости приближения одно-



Расчетные соотношения для энергии гамма-квантов и длины зонда при  $\eta=0,12$  (а) и  $0,25$  (б). Плотность среды, г/см<sup>3</sup>: 1—1,5; 2—2,0; 3—2,25; 4—2,5; 5—2,75.

кратного рассеяния для условий конкретной рассматриваемой задачи. Для  $\eta_1=0,12$  и  $\eta_2=0,29$  (вклад многократно рассеянного излучения 12 и 29 % соответственно) получим

$$\left(\frac{\rho}{E}\right)_1 = 0,02 \ln \frac{L}{L-1};$$

$$\left(\frac{\rho}{E}\right)_2 = 0,02 \ln \frac{L}{L-2}.$$

Вычисленные по формулам значения  $\rho/E$  для различных расстояний между источником и детектором ( $L$ ) следующие:

$L$ , см	$\eta_1=0,12$	$\eta_2=0,29$	$L$ , см	$\eta_1=0,12$	$\eta_2=0,29$
2	0,0139	—	6	0,036	0,081
3	0,0081	0,022	7	0,0031	0,0067
4	0,0058	0,0139	8	0,0028	0,0057
5	0,0045	0,0102	10	0,0026	0,0051

Расчетные значения для  $\eta_1=0,12$  и  $\eta_2=0,25$  различных величин плотности рассеивателя и энергии источника гамма-квантов приведены на графиках (см. рисунок).

С увеличением плотности и длины зонда существенно ухудшаются условия применения метода однократного рассеяния даже для оценочных расчетов. На основе графиков (см. рисунок) возможно в первом приближении оценить допустимость применения метода однократного рассеяния для различных длин зондов, плотностей рассеивателя и энергии первичных гамма-квантов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лухминский Б. Е. Моделирование задач селективного гамма-гамма-каротажа.— В кн.: Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике. Новосибирск, 1976, т. 1, с. 45—47.
2. Лухминский Б. Е., Галимбеков Д. К. Оптимизация зондового устройства для селективного гамма-гамма-каротажа.— Атомная энергия, 1979, т. 47, вып. 6, с. 394—396.
3. Уткин В. И., Стариков В. Н., Ермаков В. И., Якушев К. Применение метода Монте-Карло для задач селективного ГГМ.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1974, № 9, с. 92—96.

В. В. БАХТЕРЕВ

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПЕРЕМЕННОГО ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА МЕДНЫХ РУД НА ИЗМЕРЯЕМУЮ ВЕЛИЧИНУ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ НЕЙТРОННОЙ АКТИВАЦИИ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ КОЛИЧЕСТВЕННЫХ ОПРЕДЕЛЕНИЙ МЕДИ**

Одной из важнейших задач активационного каротажа, в том числе на месторождениях меди, является определение содержания исследуемого элемента по величине интенсивности гамма-излучения его радиоактивного изотопа, образующегося в результате облучения нейтронами

$$P = \frac{I}{K}, \quad (1)$$

где  $I$  — измеряемая интенсивность гамма-излучения;  $K$  — пересчетный коэффициент, представляющий собой интенсивность гамма-излучения радиоактивного изотопа, полученную при активации руды с содержанием меди 1 % и приведенную к стандартным условиям. Величина измеряемой интенсивности зависит от ряда факторов, в том числе от содержания исследуемого элемента в среде, используемых источников нейтронов и детекторов гамма-излучения, временных и энергетических режимов активационного каротажа, пространственно-энергетического распределения нейтронов в среде, нейтронных и гамма-лучевых свойств среды, скважинных условий и других. Многообразие влияющих факторов и сложность решаемой задачи предопределили появление большого числа как теоретических, так и экспериментальных, выполненных преимущественно на моделях работ [11, 13, 14, 17, 23]. В настоящее время влияние многих факторов, например, влажности, плотности горных пород, диаметра скважины, заполняющей скважину жидкости, обсадки и других, достаточно хорошо изучено на большом количестве примеров. Влияние же переменного химического состава изучено слабо. До сих пор здесь систематических расчетов и экспериментов не проводили. Хотя уже в первых теоретических и экспериментальных работах отмечалось, что с увеличением содержания исследуемого элемента в среде активационный эффект растет нелинейно при активации на месторождениях различных полезных ископаемых [9, 12, 21, 32]. Эта нелинейность активации оценена, например, для натрия, алюминия, марганца [19, 20, 23]. Определяющее значение такая оценка приобретает при количественных определениях активации меди, когда варьирует не только содержание исследуемого элемента, но и минеральный и химический состав руд. В результате пересчетный коэффициент изменяется в очень широких пределах. Так, теоретические расчеты, подтвержденные сква-

жинными исследованиями [9], показали, что пересчетные коэффициенты для руд вкрапленных (с суммарным содержанием в них рудных минералов пирита, сфалерита и халькопирита около 10 %) и массивных (практически полностью состоящих из пирита) отличаются в десятки раз. Поэтому для количественной интерпретации активационного каротажа на месторождениях меди знание пересчетного коэффициента для каждого исследуемого интервала является непременным условием. В настоящей статье исследованы нейтронные и гамма-лучевые параметры медных руд различного химического состава и их связь с величиной пересчетного коэффициента. Приведены способы определения пересчетного коэффициента и учета влияния переменного химического и минерального состава руд на измеряемую величину гамма-излучения для повышения точности количественной интерпретации при нейтронной активации.

Приближенная теория нейтронного активационного каротажа показывает [11], что полное количество активированных атомов в горной породе равно

$$n = \frac{Q}{\lambda} \frac{v\sigma_{act}}{v\sigma_a + \sum_i v_i\sigma_{ai}}, \quad (2)$$

где  $Q$  — мощность нейтронного источника;  $\lambda$  — постоянная распада исследуемого изотопа;  $v$  и  $v_i$  — количество атомов исследуемого и  $i$ -го элемента в 1 см<sup>3</sup> среды;  $\sigma_{act}$  — сечение активации исследуемого изотопа;  $\sigma_a$  и  $\sigma_{ai}$  — сечения поглощения исследуемого и  $i$ -го элемента. Из (2) видно, что в общем случае зависимость количества активированных атомов от содержания исследуемого элемента в горной породе является нелинейной. Условием сохранения линейности при изменении содержания исследуемого элемента в различных интервалах разреза скважины служит постоянство макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов средой  $\Sigma = (v\sigma_a + \sum_i v_i\sigma_{ai})$ . Для элементов с большими сече-

ниями активации (для большинства элементов  $\sigma_{act} = \sigma_a$  [1] условие линейности активации выполняется лишь при малых содержаниях в горных породах, что определяет в этом диапазоне содержаний линейный рост радиоактивных атомов с увеличением  $\sigma_{act}$ . При определенных (различных для разных элементов и сред их содержащих) значениях макросечения наступает нелинейность, а при достижении неравенства  $v\sigma_{act} \gg \sum_i v_i\sigma_{ai}$  — насыщение, когда дальнейшее увеличение содержания исследуемого элемента практически не приводит к увеличению числа радиоактивных атомов. Очевидно также, что эффект нелинейности, отмеченный в [11, 23] для однородной среды и обусловленный непостоянством макросечения поглощения  $\Sigma = (v\sigma_a + \sum_i v_i\sigma_{ai})$ , сохраняется

и при наличии скважины, с увеличением диаметра которой происходит лишь изменение абсолютного эффекта активации [13]. Измеряемый активационный эффект определяется, однако, не только количеством активированных атомов. Существенно их пространственное распределение, определяемое длиной замедления быстрых нейтронов и диффузией тепловых. Для подавляющего большинства горных пород, руд и минералов, включая медные руды, длина замедления быстрых нейтронов значительно превосходит длину диффузии тепловых нейтронов. Значения длины замедления быстрых нейтронов ( $L$ ) и длины диффузии тепловых нейтронов ( $l$ ), рассчитанные для основных руд минералов и некоторых

типов руд медноколчеданных месторождений по формулам, приведенным в [7, 8], следующие:

	$L$ , см	$l$ , см
Халькопирит ( $\text{CuFeS}_2$ )	54,5	3,3
Пирит ( $\text{FeS}_2$ )	36,9	3,3
Сфалерит ( $\text{ZnS}$ )	58,7	7,9
Вкрапленная медная руда ( $\text{CuFeS}_2$ 7,9 %; $\text{FeS}_2$ 28,7 %; $\text{SiO}_2$ 49,5 %; $\text{Al}_2\text{O}_3$ 13,9 %)	33,4	8,3
Массивный медный колчедан ( $\text{CuFeS}_2$ 50 %; $\text{FeS}_2$ 50 %)	44,5	3,3

Длина замедления на порядок превосходит длину диффузии. Поэтому основную роль в установлении пространственного распределения тепловых нейтронов играет процесс замедления. При этом объем породы вокруг источника быстрых нейтронов, в котором происходит основная часть взаимодействий тепловых нейтронов с ядрами атомов элементов и где образуются радиоактивные ядра, пропорционален длине замедления, а радиус этой зоны в общем случае примерно равен  $2L$  [16].

Связь между гамма-излучением активированного изотопа и количеством его в среде в лучевом приближении с учетом поглощающих и рассеивающих нейтроны и гамма-кванты свойств среды дается формулой [11]

$$I = a \cdot Q \frac{v\sigma_{act}}{v\sigma_a + \sum_i v_i \sigma_{ai}} \cdot \frac{1}{L^2 (1 + \mu L)}, \quad (3)$$

при выводе которой принято экспоненциальное распределение для плотности тепловых нейтронов вида  $A \exp\left(-\frac{r}{L}\right)$ . В формуле (3)  $a$  — коэффициент, зависящий от единиц измерения интенсивности излучения;  $\mu$  — линейный коэффициент поглощения гамма-излучения;  $L$  — длина замедления быстрых нейтронов. В последующих расчетах длина замедления определяется по полуэмпирической формуле [8]

$$L^2 = \frac{4,2 \cdot 10^{47}}{\bar{\xi} \cdot \sum_i v_i}. \quad (4)$$

При этом  $\bar{\xi} = \frac{\sum \xi_i v_i}{\sum v_i}$  средняя логарифмическая потеря энергии:  $\xi_i$  — логарифмическая потеря энергии нейтроном при соударении с атомом  $i$ -го сорта.

По формулам (3), (4) рассчитаны некоторые ядерно-физические параметры среды: длина замедления быстрых нейтронов, макросечение поглощения средой тепловых нейтронов, параметр, определяющий ослабление гамма-излучения, а также интенсивность гамма-излучения радиоактивного изотопа меди, образующегося при облучении медных руд различного химического и минерального состава. В связи со сложностью и большой изменчивостью химического и минерального состава

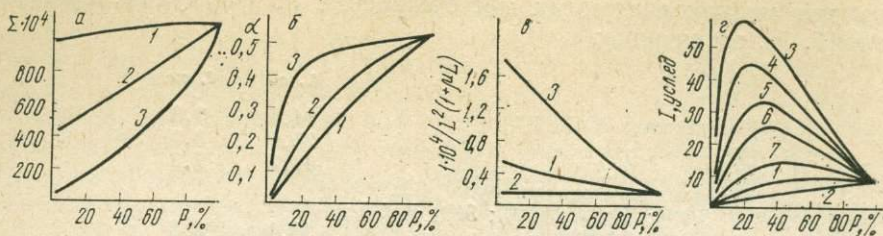


Рис. 1. Теоретически рассчитанные зависимости макроскопического сечения поглощения тепловых нейтронов средой  $\Sigma = (v\sigma_a + \sum v_i\sigma_{ai})$  (а); доли нейтронов, идущих на активацию

меди-63  $\alpha = \frac{v_{Cu}\sigma_{act}}{\Sigma}$  (б); параметра, связанного с замедляющими быстрые нейтроны

свойствами среды и ослаблением вторичного гамма-излучения  $\frac{1}{L^2(1+\mu L)}$  (в); вели-

чины интенсивности гамма-излучения меди-64 при нейтронной активации  $I$  (г) от содержания халькопирита для сред, состоящих из халькопирита и пирита (кривые 1), халькопирита и сфалерита (кривые 2), халькопирита и суммы окислов кремния и алюминия (кривые 3), халькопирита, пирита, окислов кремния и алюминия (кривые 4—7). Соотношение между суммой окислов кремния и алюминия для всех случаев постоянное и равно 78 : 22. Соотношение между суммой окислов кремния и алюминия и пиритом равно для сред: 4—9,31 : 1; 5—3,53 : 1; 6—1,57 : 1; 7—0,39 : 1.

медноколчеданных руд нейтронные, гамма-лучевые и активационные параметры рассчитаны нами для трех условных сред, имитирующих медноколчеданные руды. Первая среда—халькопирит-пиритовая, состоит из халькопирита и пирита—основных рудных минералов медноколчеданных руд. Содержание халькопирита в среде изменяется от 1,65 до 100 %. Халькопирит замещает пирит. Вторая среда—халькопирит-сфалеритовая, состоит из халькопирита и сфалерита. Содержание халькопирита в этой среде изменяется от 2 до 100 %. Третья среда представлена халькопиритом, а также окислами кремния ( $SiO_2$ ) и алюминия ( $Al_2O_3$ ). Результаты расчетов приведены в табл. 1—3 и на рис. 1.

В формуле (3), табл. 1—3 и на рис. 1 обозначены:  $\Sigma$ —макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов средой;  $\alpha = \frac{v_{Cu}\sigma_{act}}{\Sigma}$ —параметр, зависящий от поглощающих нейтроны свойств среды. Чем больше макроскопическое сечение поглощения среды, тем меньше остается нейтронов, идущих на активацию исследуемого изотопа. Поэтому этот параметр отражает долю нейтронов, идущих на активацию исследуемого изотопа, в данном случае меди;  $\frac{1}{L^2(1+\mu L)}$ —параметр, зависящий от замедляющих быстрые нейтроны свойств среды и ослабления вторичного гамма-излучения.

Для халькопирит-пиритовой среды при замещении пирита халькопиритом содержание меди изменяется от 0,57 до 34,42 %, а макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов всего лишь около 9 % (см. табл. 1 и рис. 1, а). Поэтому доля нейтронов, идущих на активацию меди, пропорционально и почти линейно возрастает с увеличением меди в среде (см. рис. 1, б, кривая 1) во всем диапазоне содержаний халькопирита. С увеличением содержания халькопирита длина замедления быстрых нейтронов растет в 1,6 раза, за счет чего увеличивается область, в которой распределены тепловые нейтроны, а следовательно,

Таблица 1

Расчетные значения некоторых ядерно-физических параметров халькопирит-пиритовой среды

Содержание CuFeS <sub>2</sub> , %	Плотность ρ, г/см <sup>3</sup>	L, см	$\frac{1 \cdot 10^4}{L^2 (1+\mu L)}$	Σ · 10 <sup>4</sup>	$\frac{\nu_{Cu} \cdot \delta_{act}}{\Sigma}$	I, усл. ед.	K, усл. ед.
1,65	5,08	34,0	0,52	998,66	0,012	0,61	1,07
8,38	5,01	35,1	0,48	1007,63	0,059	2,84	0,99
17,07	4,92	36,5	0,43	1018,87	0,116	4,50	0,76
35,44	4,74	39,7	0,35	1041,72	0,227	7,94	0,65
55,26	4,56	43,8	0,28	1063,84	0,333	9,23	0,48
76,71	4,38	48,4	0,22	1086,33	0,435	9,36	0,35
100	4,20	54,5	0,16	1105,00	0,533	8,53	0,25

Таблица 2

Расчетные значения некоторых ядерно-физических параметров халькопирит-сфалеритовой среды

Содержание CuFeS <sub>2</sub> , %	L, см	$\frac{1 \cdot 10^4}{L^2 (1+\mu L)}$	Σ · 10 <sup>4</sup>	$\frac{\nu_{Cu} \cdot \delta_{act}}{\Sigma}$	I, усл. ед.	K, усл. ед.
2	58,6	0,13	431,38	0,027	0,35	0,51
5	58,5	0,13	451,54	0,064	0,83	0,48
10	58,3	0,13	485,77	0,120	1,56	0,45
20	58,0	0,13	552,26	0,210	2,79	0,41
40	57,3	0,14	686,56	0,338	4,65	0,34
60	56,6	0,14	820,85	0,424	6,04	0,29
80	55,9	0,15	955,15	0,486	7,17	0,26
100	54,5	0,16	1105,00	0,533	8,53	0,25

Примечание. Плотность ρ во всех случаях равна 4,2 г/см<sup>3</sup>.

Таблица 3

Расчетные значения некоторых ядерно-физических параметров среды, состоящей из халькопирита, окислов кремния и алюминия

Содержание CuFeS <sub>2</sub> , %	Плотность ρ, г/см <sup>3</sup>	L, см	$\frac{1 \cdot 10^4}{L^2 (1+\mu L)}$	Σ · 10 <sup>4</sup>	$\frac{\nu_{Cu} \cdot \delta_{act}}{\Sigma}$	I, усл. ед.	K, усл. ед.
2,07	2,02	33,9	1,81	47,72	0,123	22,26	30,92
6,09	2,07	34,0	1,75	69,04	0,257	44,98	21,22
9,95	2,11	34,3	1,66	90,38	0,327	54,28	15,69
18,92	2,22	34,9	1,40	143,99	0,410	57,40	8,72
34,43	2,44	36,1	1,07	250,99	0,471	50,40	4,21
67,74	3,10	40,9	0,53	572,90	0,516	27,35	1,16
83,05	3,54	45,0	0,33	787,15	0,525	17,33	0,60
100	4,20	54,5	0,16	1105,00	0,533	8,53	0,25

и радиоактивные атомы, увеличивается ослабление гамма-излучения меди. Уменьшается множитель  $\frac{1}{L^2(1+\mu L)}$  в формуле (3), вследствие чего общая измеряемая величина интенсивности гамма-излучения уменьшается более чем в 3 раза (см. табл. 1 и рис. 1, в, кривая 1). Измеряемая величина интенсивности гамма-излучения в халькопирит-пиритовой среде с ростом в ней меди сначала медленно увеличивается, достигая максимального значения при содержаниях халькопирита 55—80 %, в дальнейшем несколько падает (см. рис. 1, г, кривая 1). При этом значение пересчетного коэффициента для меди-64 уменьшается в 4 раза. Из табл. 1 и рис. 1 видно, что в халькопирит-пиритовой среде главным фактором, приводящим к нелинейной зависимости между содержанием меди и измеряемой величиной интенсивности гамма-излучения при нейтронной активации, является различное ослабление гамма-излучения за счет различий по объему области, из которой оно приходит к детектору. Здесь одновременно действуют два процесса с увеличением в среде халькопирита, а следовательно, и меди: с одной стороны, число нейтронов, идущих на активацию меди, возрастает, почти линейно увеличивается количество радиоактивных атомов меди, что приводит к почти линейному росту гамма-излучения; с другой стороны, растет длина замедления быстрых нейтронов, увеличивается область распространения тепловых нейтронов и образующихся радиоактивных атомов меди, увеличивается расстояние, которое должны пройти гамма-кванты до детектора, растет их ослабление, что приводит к уменьшению измеряемой интенсивности гамма-излучения. В результате пересчетный коэффициент изменяется при переходе от халькопирит-пиритовой среды с содержанием меди 0,57 % к халькопириту с содержанием меди 34,42 % в 4 раза. Это изменение в основном обусловлено замедляющими быстрые нейтроны и ослабляющими вторичное гамма-излучение свойствами среды.

Для халькопирит-сфалеритовой среды при изменении в ней содержания халькопирита от 2 до 100 % (меди, соответственно, от 0,69 до 34,42 %) макросечение изменяется примерно в 2,6 раза почти линейно главным образом за счет большего сечения захвата тепловых нейтронов ядрами атомов железа и меди по сравнению с цинком [1]. Длина замедления быстрых нейтронов уменьшается на 7 %, что немного уменьшает область распределения тепловых нейтронов и образующихся радиоактивных атомов. А так как плотность среды не меняется, то за счет меньшей области немного уменьшается ослабление гамма-излучения. В результате чего измеряемая величина интенсивности гамма-излучения меди-64 увеличивается почти линейно в диапазоне содержаний от 0,69 до 34,2 %. Пересчетный коэффициент при этом уменьшается в 2 раза (см. табл. 2). Это изменение обусловлено почти исключительно изменением доли нейтронов, идущих на активацию меди.

Среда, состоящая из халькопирита, окислов кремния и алюминия (см. табл. 3 и рис. 1, кривые 3), наиболее сложная, но и наиболее важная для практики. С увеличением халькопирита макросечение поглощения среды растет сначала медленно почти линейно, затем градиент роста увеличивается, достигая наибольшего значения для халькопирита. Доля нейтронов, идущих на активацию меди, растет вначале почти линейно до содержаний халькопирита около 10 %, в области содержаний халькопирита 10—30 % наблюдается резкое замедление роста, а после 30 % медленно растет до максимального значения для халькопирита. Длина замедления меняется в 1,6 раза, более чем в 2 раза растет плот-

Таблица 4

Экспериментально полученные значения величины пересчетного коэффициента для руд различного состава некоторых медноколчеданных месторождений

Месторождение	Тип руды	Среднее ориентировочное содержание основных рудных минералов в исследуемом интервале разреза, %			Пересчетный коэффициент К
		CuFeS <sub>2</sub>	FeS <sub>2</sub>	ZnS	
Молодежное	Массивный колчедан	21	70	—	3,3
	Медистый колчедан	28	40	—	5,5
Октябрьское	Вкрапленный медный колчедан	28	20	5	12,0
	Вкрапленный медноцинковый колчедан	4	40	10	20,0
	Вкрапленный медистый колчедан	9	25	—	25,3
Александринское	То же	7	35	—	22,1
	Сплошной колчедан	14	85	—	2,0
Чусовское	Массивный колчедан	40	60	—	2,0
	Вкрапленная медная руда	6	10	—	38,0
Озерное	То же	5	12	—	42,3

ность среды. Все это существенно ослабляет образующееся гамма-излучение. В результате измеряемая величина интенсивности гамма-излучения с ростом халькопирита сначала резко почти линейно возрастает. В области содержаний халькопирита 15—20 % достигает максимального значения, а затем почти линейно, но с меньшим градиентом уменьшается, достигая для халькопирита около 15 % от своего максимального значения (см. рис. 1, г, кривая 3). Как видно из табл. 3, здесь влияние, которое оказывают на величину измеряемой интенсивности гамма-излучения меди-64 нейтронные и гамма-лучевые свойства среды, наиболее существенно по сравнению с халькопирит-пиритовой и халькопирит-сфалеритовой средами. Пересчетный коэффициент при переходе от среды с содержанием халькопирита 2,07 % к среде, состоящей из халькопирита, изменяется в несколько десятков раз (см. табл. 3).

Практически нет медноколчеданной руды, которая состояла бы только из халькопирита и окислов кремния и алюминия. В подавляющем большинстве случаев руды состоят из смеси минералов: халькопирита, пирита, сфалерита, серицита, кварца и др. Поэтому на рис. 1, г приведены кривые 4—7, характеризующие зависимость измеряемой величины интенсивности гамма-излучения от содержания халькопирита для сред, состоящих из суммы рудных минералов халькопирита и пирита и окислов кремния и алюминия в различных соотношениях. Характер поведения кривых 4—7 аналогичен кривой 3 (см. рис. 1, г). При этом абсолютное значение измеряемой величины интенсивности гамма-излучения с увеличением соотношения между пиритом и суммой окислов кремния и алюминия уменьшается.

Теоретически рассчитанные значения пересчетных коэффициентов для условных сред согласуются с многочисленными экспериментальными данными, полученными на 15 месторождениях и рудопроявлениях меди Урала, Башкирии, Казахстана в 1963—1983 гг. [4, 5, 19, 20, 23,

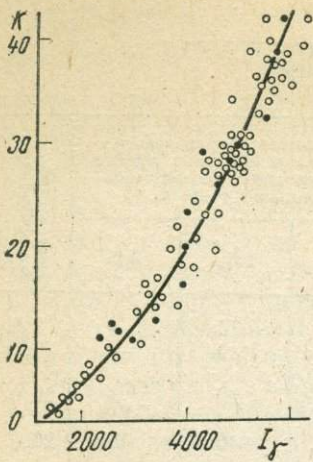


Рис. 2. Корреляционная зависимость между пересчетным коэффициентом и интенсивностью рассеянного гамма-излучения, полученного при постановке селективного гамма-гамма-каротажа  $K=f(I_\gamma)$ . Кривая корреляции (сплошная линия) рассчитана по экспериментально полученным на опорном медноколчеданном месторождении значениям  $K=f(I_\gamma)$  (темные кружки). Светлые кружки — значения  $K=f(I_\gamma)$ , полученные на других месторождениях.

24]. В качестве примера в табл. 4 приведены экспериментально полученные значения пересчетных коэффициентов для различных типов медных руд некоторых медноколчеданных месторождений. Все эксперименты выполнены в скважинах при активации руды в ее естественном залегании. Скважины диаметром 76—110 мм не обсажены, заполнены водой. Никаких поправок в результаты измерений на техническое состояние скважин, переменный диаметр и другие не вводили. Измерения выполнены гамма-спектрометром с реперной стабилизацией на световом диоде [2, 3]. Источник нейтронов ампульный полоний-бериллиевый активностью  $2 \cdot 10^7$  нейтр/с.

Данные табл. 1—4 указывают на отсутствие универсального пересчетного коэффициента не только для различных месторождений, но даже для руд одного месторождения. Изменчивость величины пересчетного коэффициента для руд различного химического и минерального состава осложняет количественную интерпретацию активационного каротажа. Возникает необходимость в определении дополнительного физического параметра, характеризующего тип руд и находящегося в то же время в функциональной зависимости с величиной пересчетного коэффициента. Для медноколчеданных руд, как показали выполненные расчеты и эксперименты, такими параметрами могут быть макроскопическое сечение поглощения тепловых нейтронов средой, плотность тепловых нейтронов, регистрируемая при постановке нейтрон-нейтронного каротажа [22], интенсивность рассеянного гамма-излучения точечного источника [22, 24], величина отношения интенсивностей гамма-излучения двух различных энергий [5], величина суммарной интенсивности гамма-излучения радиационного захвата тепловых нейтронов ядрами атомов меди и железа, длина замедления быстрых нейтронов [10]. Однако наиболее устойчивая связь, справедливая почти для всех типов руд, установлена между величиной пересчетного коэффициента и интенсивностью рассеянного гамма-излучения ( $I_\gamma$ ) точечного источника,

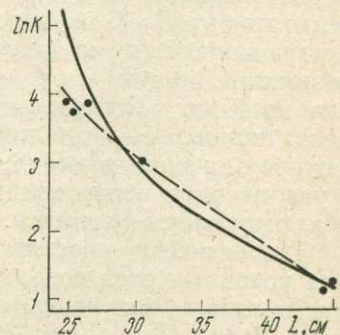


Рис. 3. Корреляционная зависимость между пересчетным коэффициентом и длиной замедления быстрых нейтронов  $\ln K=f(L)$ .

Сплошная линия — теоретический расчет; штриховая линия — кривая корреляции, рассчитанная по экспериментально полученным значениям  $\ln K=f(L)$  (темные кружки):  $\ln K = -0,0029 L^2 - 0,334 L + 10,619$  с ошибкой  $\sigma = \pm 0,141$ . Коэффициент корреляции 0,99.

измеряемой при постановке как селективного, так и плотностного гамма-гамма-каротажа  $K=f(I_\gamma)$ . При этом, как показали наши исследования, для подавляющего большинства руд лучшей является связь величины пересчетного коэффициента с интенсивностью рассеянного гамма-излучения, измеряемого при постановке селективного гамма-гамма-каротажа [22]. Преимущество селективного гамма-гамма-каротажа в данном случае состоит в том, что измеряемая здесь интенсивность гамма-излучения зависит как от плотности, так и от эффективного атомного номера среды. Кроме того, в селективном гамма-гамма-каротаже при использовании источников мягкого гамма-излучения можно более полно экранировать детектор от прямого облучения и получать более четкие аномалии [15]. Корреляционная зависимость между величиной пересчетного коэффициента и интенсивностью рассеянного гамма-излучения, измеряемого при постановке селективного гамма-гамма-каротажа, приведена на рис. 2. Пересчетный коэффициент устанавливается в результате опытных исследований на месторождении путем сопоставления измеренных в процессе активационного каротажа интенсивностей гамма-излучения меди с данными геологического опробования керна. Корреляционное отношение  $\eta(I_\gamma/K)$  [6], характеризующее тесноту корреляционной зависимости  $K$  от  $I_\gamma$ , равно 0,90. Корреляционное уравнение, устанавливающее связь между экспериментально полученными значениями  $K$  и  $I_\gamma$  (рис. 2, *темные кружки*), вычисленное по способу Чебышева [18], имеет вид

$$K = 0,038I_\gamma^2 + 0,205I_\gamma - 0,038 \quad (5)$$

с ошибкой  $\sigma = \pm 1,0\%$ . Среднее значение пересчетного коэффициента, равное 25 имп/мин 1% Cu, определяется с относительной ошибкой  $\pm 4\%$ . Новые экспериментальные данные, полученные на других месторождениях (см. рис. 2, *светлые кружки*), подтверждают зависимость  $K=f(I_\gamma)$ , установленную ранее для руд месторождения, выбранного в качестве опорного. Оценивая полученные ошибки в определении пересчетного коэффициента, необходимо помнить, что в измеряемые величины здесь не вводились никакие поправки на переменные скважинные условия, а данные геологического опробования принимались за истинные. Между тем, как это было показано неоднократно, например в [4], допущение об абсолютной достоверности данных геологического опробования оказывается неверным. Тем не менее, только использование зависимости  $K=f(I_\gamma)$  при количественной интерпретации гамма-спектрометрического активационного каротажа позволило получить результаты не менее достоверные по сравнению с данными геологического опробования.

В рудах с повышенным содержанием тяжелых элементов, например свинца, бария, целесообразнее использовать данные плотностного гамма-гамма-каротажа [4] для установления пересчетного коэффициента, а с повышенным содержанием кадмия — нейтрон-нейтронного каротажа [22]. Для руд с переменным содержанием халькопирита, когда халькопирит замещает пирит, может быть использована связь между пересчетным коэффициентом и длиной замедления быстрых нейтронов (рис. 3). Длину замедления быстрых нейтронов в этом случае определяют экспериментально в условиях скважины путем нейтронной активации [10].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алиев А. И., Дрыкин В. И., Лейпунская Д. И., Касаткин В. А. Ядернофизические константы для нейтронного активационного анализа: Справочник. М.: Атомиздат, 1969. 328 с.
2. Бахтерев В. В., Баусов А. В., Зырянов Л. А. и др. Стабилизация скважинного гамма-спектрометра при помощи инжекционного диода.— ПТЭ, 1973, № 4.
3. Бахтерев В. В., Баусов А. В., Зырянов Л. А. и др. Некоторые характеристики системы стабилизации гамма-спектрометра со световым диодом в качестве источника реперного сигнала.— В кн.: Ядерно-геофизические исследования. Свердловск, 1975, с. 58—63.
4. Бахтерев В. В., Сенько-Булатный И. Н., Ахметшин Б. Х. Ядерно-геофизический метод бескернового определения меди в рудах колчеданных месторождений (методика и опыт применения).— В кн.: Региональная, разведочная и промысловая геофизика. М., 1974, с. 18—29 (Экспресс-информация ВИЭМС, вып. 2).
5. Бахтерев В. В., Харус Р. Л. Определение плотности горных пород методом наведенной активности.— В кн.: Ядерно-геофизические исследования. Свердловск, 1975, с. 34—36.
6. Белинский В. А., Колихман И. Л., Майоров Л. Е., Митькин А. М. Высшая математика с основами математической статистики. М.: Высшая школа, 1965.
7. Булашевич Ю. П. Теория нейтронного каротажа в применении к разведке нефтяных и угольных месторождений.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз. и географ., 1948, т. 12, № 2, с. 155—168.
8. Булашевич Ю. П. К теории нейтронного каротажа.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1951, № 3, с. 31—36.
9. Булашевич Ю. П. Методика ядерно-геофизических исследований скважин при разведке месторождений угля и некоторых цветных металлов.— Acta Geophysica Polonica. Warszawa, 1965, vol. 13, N 2, s. 107—120.
10. Булашевич Ю. П., Бахтерев В. В., Харус Р. Л. Определение длины замедления быстрых нейтронов в горных породах путем нейтронной активации.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1985, № 12, с. 88—93.
11. Булашевич Ю. П., Шулятьев С. А. Оптимальные условия непрерывного активационного каротажа.— Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1960, № 2, с. 253—262.
12. Возжеников Г. С. К бескерновому определению меди в скважинах.— В кн.: Разведочная геофизика. Свердловск, 1962, с. 111—124.
13. Возжеников Г. С., Давыдов Ю. Б. К теории нейтронно-активационных измерений в скважинах.— Атом. энергия, 1977, т. 42, № 3, с. 205.
14. Возжеников Г. С., Давыдов Ю. Б. Оценка влияния некоторых факторов на результаты нейтронно-активационных измерений в скважинах.— Изотопы в СССР, 1981, № 60, с. 13—16.
15. Воскобойников Г. М., Балашев В. Н., Главчев П. А. К вопросу о количественных определениях содержания тяжелых металлов в руде по данным селективного каротажа.— Труды Ин-та геофизики Урал. фил. АН СССР, 1962, вып. 2.
16. Захарченко В. Ф. К вопросу применимости приближенных схем теории переноса нейтронов для решения задач нейтронной геофизики.— Там же, с. 17—45.
17. Кожевников Д. А. Нейтронные характеристики горных пород и их использование в нефтепромысловой геологии. М.: Недра, 1982. 221 с.
18. Митропольский А. К. Техника статистических вычислений. М.: Наука, 1971. 576 с.
19. Музюкин Л. В., Сенько-Булатный И. Н. Опыт применения активационного каротажа на месторождениях марганца Урала.— В кн.: Ядерно-геофизические исследования. Свердловск, 1967, с. 77—82.
20. Сенько-Булатный И. Н. Активационный каротаж бокситов.— Труды Ин-та геологии Урал. фил. АН СССР, 1974, вып. 64, с. 225—233.
21. Сенько-Булатный И. Н., Бахтерев В. В. К вопросу бескерновых количественных определений меди в рудах гамма-спектрометрическим активационным методом.— В кн.: Ядерно-геофизические исследования. Свердловск, 1967, с. 21—27.
22. Сенько-Булатный И. Н., Бахтерев В. В., Харус Р. Л. К вопросу о повышении надежности бескерновых количественных определений меди гамма-спектрометрическим активационным методом.— В кн.: Состояние и перспективы развития геофизических методов на Урале. Свердловск, 1971, с. 49—55.
23. Шимелевич Ю. С. Методика активационного анализа горных пород в скважинных условиях.— В кн.: Разведка и разработка полезных ископаемых. М., 1958.
24. А. С. 347719 (СССР). Способ определения содержания меди в средах переменного химического состава/И. Н. Сенько-Булатный, В. В. Бахтерев, Р. Л. Харус. Заявл. 26.06.70, № 1455918/26—25. Оpubл. Б. И., 1973, № 10. МКИ G 01 V 5/00.

В. А. БОЛЬЩИКОВ, Ю. Б. БУРДИН

**АППАРАТУРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КЕРНА  
УГЛЕРАЗВЕДОЧНЫХ СКВАЖИН  
МЕТОДОМ РАССЕЯННОГО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

Доказана [2] принципиальная возможность количественного определения зольности углей методом селективного гамма-гамма-каротажа, несмотря на то, что корреляционные уравнения при этом могут варьировать в зависимости от конкретных геологических особенностей месторождения.

При этом градуировка скважинных приборов производится путем сопоставления результатов геофизических измерений в скважине и данных геологического опробования соответствующих образцов керна, для чего необходимо выполнение условия идентичности физико-химических характеристик керна и соответствующих интервалов стенки скважины, которое в конечном итоге определяет достоверность результатов каротажа.

Для проверки выполнения такого условия с целью выделения наиболее благоприятных интервалов сопоставления в лаборатории ядерной геофизики Института геофизики УНЦ АН СССР проведена разработка устройства для исследования керна методом рассеянного гамма-излучения, получившего название анализатор керна (АК-1).

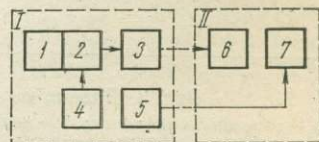
Была поставлена задача получения геофизической информации в том же виде, что и при проведении скважинных исследований, т. е. результаты измерений керна должны воспроизводиться в аналоговой форме в виде диаграммы на каротажном регистраторе в соответствующем масштабе. Анализатор керна АК-1 может найти применение не только для идентификации образцов керна и интервалов стенки скважины, но и для определения зольности угольного керна, что позволит в значительной мере снизить затраты на геологическое опробование.

Существенной предпосылкой для этого является то, что градуировка аппаратуры АК-1 производится, в отличие от градуировки скважинных приборов, непосредственно по результатам химического анализа измеряемых образцов керна, а достоверность геофизических измерений может быть выборочно проконтролирована по данным геологического опробования.

Аппаратура АК-1, структурная схема которой представлена на

Рис. 1. Структурная схема анализатора керна АК-1.

*I* — зондовое устройство, *II* — регистратор.  
1 — детектор NaI(Tl) 10×10 мм; 2 — фотоумножитель ФЭУ-60;  
3 — усилитель-нормализатор; 4 — высоковольтный преобразователь; 5 — датчик перемещения; 6 — пульт-интенсиметр; 7 — каротажный самописец Н-381.



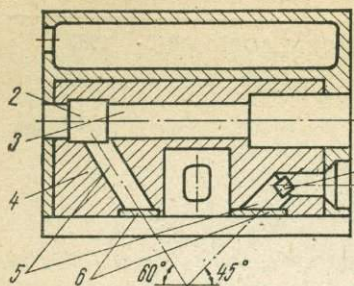


Рис. 2. Измерительный зонд анализатора керна АК-1. 1 — источник гамма-квантов  $\text{Am}^{241}$ ; 2 — детектор  $\text{NaJ}(\text{Tl})$   $10 \times 10$  мм; 3 — фотоэлектронный умножитель ФЭУ-60; 4 — свинцовый экран; 5 — коллиматоры; 6 — бериллиевые вставки.

рис. 1, состоит из двух основных узлов, соединенных многожильным кабелем: I — зондового устройства; II — регистратора.

Зондовое устройство содержит непосредственно измерительный зонд (рис. 2), состоящий из свинцового экрана с коллиматорами, сцинтилляционного кристалла  $\text{NaJ}(\text{Tl})$  размерами  $10 \times 10$  мм, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-60 и источника гамма-квантов америций-241. Отверстия коллиматоров, выходящие на нижнюю поверхность корпуса зондового устройства, которая имеет форму желоба с радиусом  $\approx 30$  мм, закрыты бериллиевыми вставками.

Геометрия коллиматоров измерительного зонда АК-1 аналогична геометрии коллиматоров выносного блока каротажного снаряда малого диаметра СГГК-36 и, с учетом того, что в каротажном снаряде используется тот же источник гамма-квантов, позволяет производить сопоставление диаграмм, записанных на керне, с диаграммами, получаемыми в процессе каротажа скважин снарядом СГГК-36. Это не исключает возможность сопоставления результатов опробования керна с результатами скважинных измерений, полученными с использованием других скважинных снарядов селективного гамма-гамма-каротажа (СГГК-48, РУР-1, РУР-2), так как в этом случае наблюдается качественное подобие получаемого материала, обусловленное аналогией метода исследования.

Кроме измерительного зонда, в корпусе зондового устройства (см. рис. 1) находится стабилизированный высоковольтный преобразователь для питания ФЭУ 4, усилитель-нормализатор 3, формирующий сигнал для трансляции его по многожильному кабелю на пульт-интенсиметр, и датчик перемещения зондового устройства 5. Пульт-интенсиметр 6 конструктивно смонтирован в корпусе каротажного самописца 7 и выполнен по схеме, аналогичной наземной панели радиометра РСКМ, с учетом специфики работы зондового устройства анализатора керна.

Известны работы по исследованию керна [1], где описано специальное зондовое устройство для точечного опробования рудного керна. Принципиальным отличием зондового устройства анализатора керна АК-1 является то, что оно позволяет производить непрерывную запись результатов опробования керна, причем, в том же масштабе, что и при детализации угольных пластов в скважине. Кроме того непрерывная запись дает возможность существенно повысить экспрессность метода при определении зольности угольного керна.

При этом механизм перемещения диа-

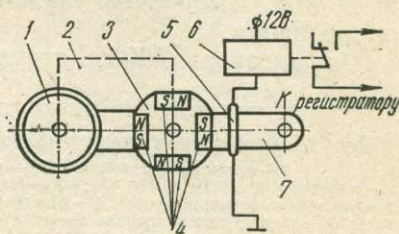


Рис. 3. Датчик перемещения.

1 — обрезиненный ролик; 2 — редуктор; 3 — кассета; 4 — постоянные магниты; 5 — геркон; 6 — электромагнитное реле; 7 — подвижной рычаг.

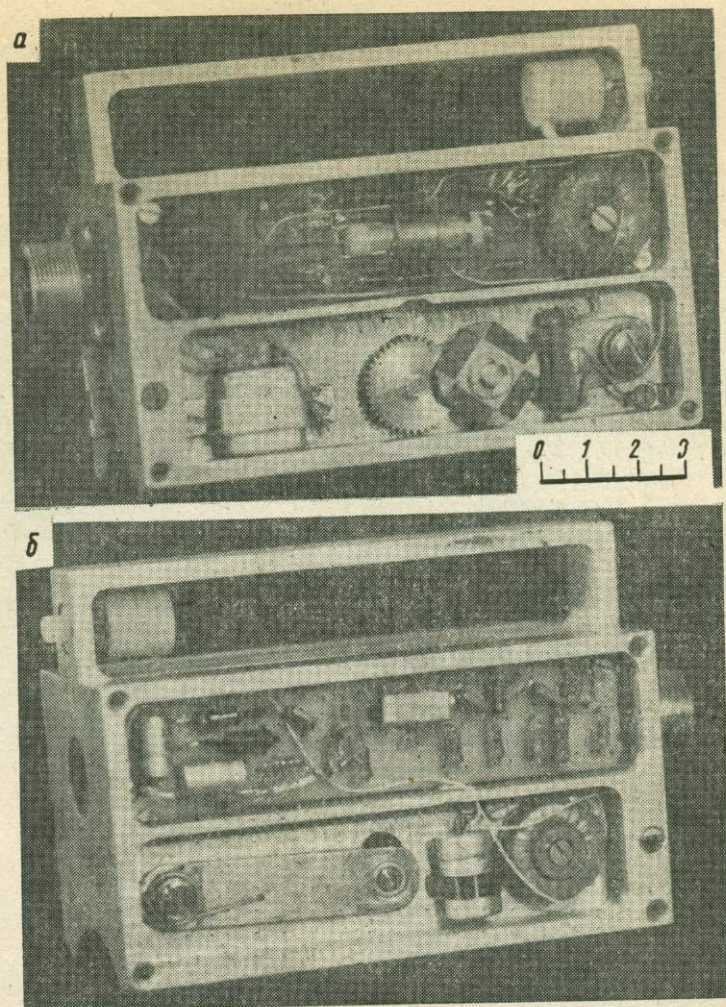


Рис. 4. Внешний вид зондового устройства.  
а — вид справа; б — вид слева.

граммной бумаги каротажного самописца Н-381, который имеет привод от шагового электродвигателя, управляется датчиком перемещения, установленным в корпусе зондового устройства АК-1.

Датчик перемещения, схематически показанный на рис. 3, работает следующим образом. При перемещении зондового устройства по поверхности керна, обрезиненный ролик 1 поворачивается и через редуктор 2 с коэффициентом передачи  $i:2$ , который для простоты показан на рисунке штриховой линией, передает вращение на кассету 3 с постоянными магнитами 4. При этом срабатывает геркон 5 и переключает электромагнитное реле 6, которое в свою очередь, через многожильный кабель управляет работой шагового электродвигателя механизма перемещения диаграммной бумаги каротажного самописца.

Обрезиненный ролик, редуктор, кассета и геркон установлены на

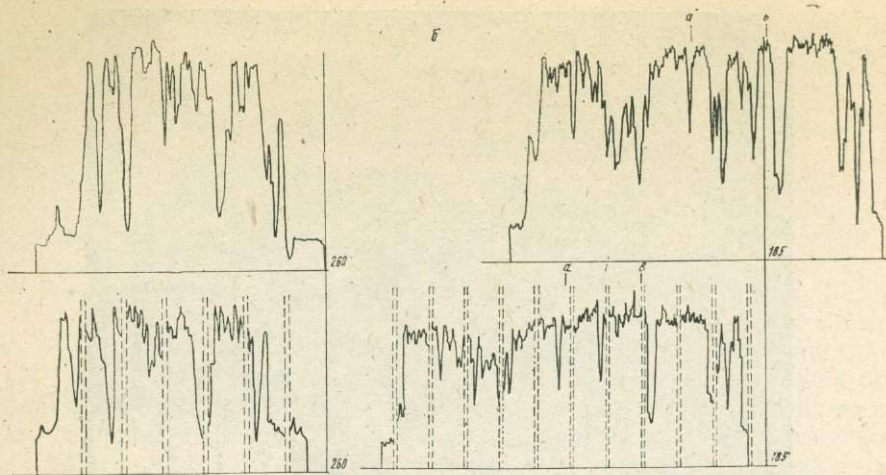


Рис. 5. Сопоставление диаграмм ГГК-С и АК-1. Масштаб 1 : 50.  
 а — Орловское месторождение, скв. 155; б — Орловское месторождение, скв. 265.

подвижном рычаге 7, что обеспечивает постоянный прижим ролика к поверхности керна.

Внешний вид и общую компоновку зондового устройства (боковые крышки сняты) иллюстрирует рис. 4.

#### Основные технические характеристики анализатора керна АК-1

Напряжение питания, В . . . . .	12
Потребляемая мощность, Вт . . . . .	15
Габариты зондового устройства, мм:	
длина . . . . .	120
ширина . . . . .	60
высота . . . . .	90
Масса зондового устройства, кг . . . . .	2
Длина измерительного зонда, см . . . . .	4,5
Скорость опробования керна, м/ч . . . . .	80
Максимальная скорость счета на «беззол- ном» угольном керна, 1/мин . . . . .	80—100·10 <sup>3</sup>

Работы по опробованию керна с использованием аппаратуры АК-1 проводили на Орловском и Кызылгальском бурогольных месторождениях Тургайской впадины. Было опробовано более 150 погонных метров угольного керна. Контрольные записи показали хорошую воспроизводимость результатов опробования, несмотря на то что на некоторых интервалах угольный керн находился в раздробленном состоянии.

Для сопоставления результатов опробования керна с данными селективного гамма-гамма-каротажа были использованы материалы, полученные в процессе каротажа сотрудниками опытно-методической экспедиции ПГО «Севказгеология».

Селективный каротаж проводили с использованием скважинного прибора РУР-1.

Примеры сопоставления диаграмм ГГК-С и АК-1 представлены на рис. 5. На диаграммах, записанных анализатором керна, штриховыми

линиями выделены разрывы в записи, связанные с тем, что при опробовании керн находился в керновых ящиках.

Сопоставление показало, что в большинстве случаев диаграммы, записанные скважинным прибором, в достаточной степени воспроизводятся при опробовании кернового материала, однако, как правило, имеет место несовпадение диаграмм по глубине, которое достигает в отдельных случаях 4—5 м. Кроме того, в ряде случаев наблюдается различие в определении мощности угольных пластов по данным ГГК-С и АК-1, а также несоответствие записей даже в пределах одного пластопересечения (интервал  $a$  —  $b$  на рис. 5).

Не вдаваясь в анализ причин таких расхождений, следует сделать вывод о том, что, если в отдельных случаях при проведении градуировки скважинных приборов можно правильно выбрать интервалы керна, используя для привязки их к каротажной диаграмме породные прослой, определяемые визуально, то в подавляющем большинстве такая привязка, а вместе с ней и градуировка скважинных приборов становятся затруднительными, а то и невозможными при отсутствии материалов, полученных при опробовании керна с помощью аппаратуры АК-1. Безусловно, такой вывод можно сделать только для конкретных месторождений и на основании полученных результатов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Митов В. Н., Вольфштейн П. М., Яншевский Ю. П. Опробование керна рентген-радиометрическим методом.— Вопросы разведочной геофизики, 1969, вып. 11, с. 33—36.
2. Уткин В. И. Определение зольности углей методом селективного каротажа.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1965, № 3, с. 109—114.

В. В. ШЕСТАКОВ

**ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ ИЗМЕРЕНИЙ  
ПРИ КОВШЕВОМ ЭКСПРЕСС-АНАЛИЗЕ  
ДОБЫВАЕМЫХ РУД**

Ядерно-геофизические методы опробования эксплуатационных скважин, шпуров, забоев и стенок горных выработок позволяют определить характер распределения руд в целиках перед их отработкой. Экспресс-анализ в транспортных емкостях, находящийся в последнее время все более широкое применение, обеспечивает возможность более точной оценки качества добываемого рудного сырья. Однако сортировка рудного сырья в транспортных емкостях в некоторых случаях, особенно при разработке месторождений сложного геологического строения, оказывается недостаточно эффективной. При высокой изменчивости и недостаточной визуальной контрастности оруденения в один транспортный сосуд вместе с промышленным сырьем могут быть ошибочно погружены и отдельные порции руд низкого качества и даже пустых пород, и наоборот, промышленное сырье может попасть в непромышленное. Результат такой пересортицы — рост разубоживания и потеря. Радикальным способом устранения отмеченного недостатка является определение качества руд непосредственно в ковше экскаватора.

Идея призабойной сортировки рудного сырья по данным ковшевого экспресс-анализа достаточно просто реализуется при добыче урановых руд. Датчик гамма-излучения в этом случае включает две многосчетчиковые кассеты, вмонтированные в боковые стенки ковша (Пухальский Л. Ч. Рудничная геофизика. М.: Энергоатомиздат, 1983. 99 с.). Однако воплощение этой идеи при добыче нерадиоактивных руд встречает ряд серьезных, трудно преодолимых препятствий. К их числу относится требование ограждения датчика мощным противоударным металлическим кожухом с толщиной стенок до 10—12 мм, который препятствует прохождению первичного и вторичного излучения. Экранирование потока излучения стенками защитного кожуха и лимит времени единичного экспресс-анализа ( $t < 10-20$  с), снижающие статистическую точность измерений, принципиально могут быть скомпенсированы уве-

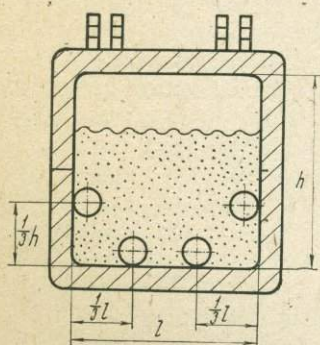


Рис. 1. Схема расположения каналов в ковше экскаватора.

$h$  — высота,  $l$  — ширина ковша.

Рис. 2. Графики изменения скорости счета вдоль каналов, усредненные по результатам измерений 10 рудных порций. Внизу — график скорости счета с усреднением по четырем каналам.  $N$  — скорость счета,  $r$  — расстояние.

личением активности источника. Однако этот путь имеет свои ограничения, обусловленные необходимостью соблюдения нормативов радиационной безопасности. В связи с изложенным возникает задача выбора варианта датчика, обеспечивающего максимальную чувствительность и точность ковшевого экспресс-анализа.

Рассмотрим результаты исследований по выбору места расположения фотонейтронных датчиков, от которого в существенной степени может зависеть как точность, так и представительность измерений.

Макетная установка (рис. 1) включала ковш двухкубового экскаватора с приваренными внутри него по низу и боковым стенкам четырем 50-миллиметровыми трубами-каналами для перемещения датчика каротажного типа. Днище ковша было заменено откидным стальным листом с четырьмя прорезами для выхода труб. Ковш для удобства загрузки и выгрузки руды был установлен на невысоких козлах с уклоном назад. Измерения в каждом канале выполняли при последовательном перемещении датчика с источником с шагом 10 см. В процессе эксперимента исследовано 10 рудных порций, отобранных с рудного склада. Руда в ковш засыпалась до уровня 2/3 его высоты.

На рис. 2 приведены усредненные по 10 измерениям графики скорости счета по боковым (1 и 4) и нижним (2 и 3) каналам. В нижней части рисунка показан график скорости счета, полученный усреднением по всем четырем каналам, из которого видно, что интенсивность, за-

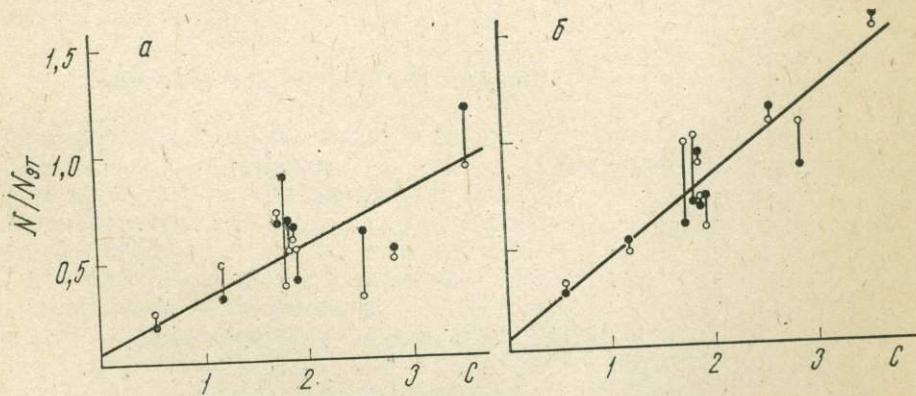
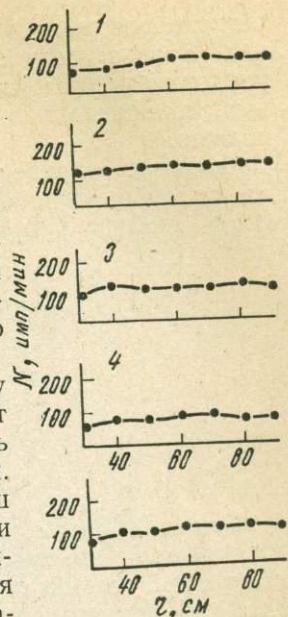


Рис. 3. Сопоставление результатов измерений и данных валового опробования рудных порций.

Вертикальные линии соединяют точки, нанесенные по данным измерений в левом и правом каналах.  $N$  — средняя скорость счета по каналу,  $N_{эт}$  — скорость счета в эталонном устройстве,  $C$  — концентрация в относительных единицах,  $a$  — измерение в боковых каналах,  $b$  — измерение в нижних каналах.

регистрированная в боковых каналах, существенно ниже, чем в нижних. Этот эффект объясняется прежде всего пониженной плотностью упаковки рудного материала, обусловленной более низким давлением вышележащего слоя пород, а также наличием пустот под боковыми каналами.

На рис. 3 приведены результаты сопоставления измерений с данными валового опробования по симметричным парам каналов. Погрешность анализа при измерениях в боковых каналах в два раза выше:

№ канала	Среднее относительное отклонение		
	по одному каналу $\delta_1$	по двум каналам $\delta_2$	$\delta_2/\delta_1$
1	0,40	0,29	0,76
4	0,36		
2	0,18		
3	0,19	0,15	0,81

Таким образом, результаты выполненных исследований показывают, что для ковшевого экспресс-анализа наиболее приемлем вариант с нижним размещением датчиков; при использовании двух разнесенных каналов погрешность может быть снижена на 20—25%; комплексирование измерений по нижним и боковым каналам при неполной засыпке ковша не может обеспечить повышения точности анализа.

И. В. ЛАДОВСКИЙ

**ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ РАСЧЕТА  
ГЕОТЕРМИЧЕСКИХ АНОМАЛИЙ ОТ ПОГРУЖЕННЫХ ТЕЛ**

**Постановка задачи**

В основе расчета геотермических аномалий от погребенных тел с контрастной теплопроводностью лежит предположение о линейной зависимости нормального геотемпературного поля от глубины. Для глубоко залегающих месторождений методика расчета основана на модели изолированного тела в однородной безграничной среде [10, 13]. Для слепых рудных тел близповерхностного залегания учитывается влияние краевого режима на дневной поверхности [6, 12].

Экзотермические реакции окисления сульфидов являются дополнительными, а в некоторых случаях весьма значительными источниками выделения тепла [1, 8, 9]. Такие источники могут находиться как в самом рудном теле, так и в ореоле его рассеяния [7].

В настоящей статье дан расчет температур и тепловых потоков в стационарном приближении для горизонтального кругового цилиндра, имитирующего протяженную рудную залежь. При этом анализируется совместное влияние трех факторов: повышенной теплопроводности тела, краевого режима нейтрального слоя и выделения тепла источниками, локализованными вблизи тела. Гидротермальные аномалии, связанные с фильтрацией подземных вод по ослабленным зонам и каналам, в работе не рассматриваются.

**Математическое описание модели**

Горизонтальный круговой цилиндр радиуса  $s$  помещен на глубине  $h$  в однородную полуограниченную среду, занимающую полупространство ниже плоскости нейтрального слоя (рис. 1).

Теплопроводность цилиндра  $\lambda_1$ , теплопроводность вмещающей среды  $\lambda_2$ . Невозмущенное температурное поле задается линейным тепловым источником  $Q_0$ , внешним по отношению к цилиндру и расположенным параллельно его

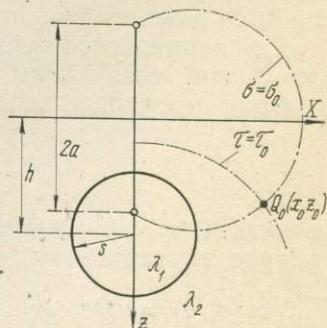


Рис. 1. Геометрия задачи и система координат в вертикальном сечении, перпендикулярном простираению цилиндра. Длина фокального отрезка  $2a$  биполярных координат зависит от соотношения между радиусом и глубиной залегания цилиндрического тела.

образующей. Задача сводится к решению стационарного уравнения теплопроводности с источниками для двумерной функции температуры  $T(x, z)$ , удовлетворяющей следующим граничным условиям. На контакте различных по теплопроводности сред температура и нормальная составляющая плотности теплового потока меняются непрерывно. На границе полупространства  $z=0$  (в плоскости нейтрального слоя) температура считается постоянной и принимается за начало отсчета температурного поля.

В системе прямоугольных координат (см. рис. 1) уравнение цилиндрической поверхности имеет вид

$$x^2 + (z-h)^2 = s^2. \quad (1)$$

На плоскости  $x, z$  система биполярных координат вводится с помощью комплексного соотношения

$$z + ix = ia \operatorname{ctg} \left( \frac{\sigma + i\tau}{2} \right), \quad (2)$$

где  $a = h^2 - s^2$  — масштабный коэффициент, равный половине фокального отрезка (см. рис. 1).

В этой системе граничные поверхности задачи принадлежат одному семейству координатных поверхностей  $\tau = \text{const}$ : граница полупространства  $z=0$  — плоскость  $\tau=0$ , цилиндрическая поверхность контакта (1) — поверхность  $\tau=t$ . Величина  $t$  однозначно определяется через геометрические параметры  $s$  и  $h$  погруженного цилиндра:

$$\begin{aligned} s &= a \operatorname{csht}, \\ h &= a \operatorname{actht}. \end{aligned} \quad (3)$$

Пусть  $x_0, z_0$  — декартовы координаты, а  $\sigma_0, \tau_0$  — биполярные координаты линейного источника  $Q_0$  (см. рис. 1). Нормальное температурное поле источника, расположенного под изотермической плоскостью  $z=0$ , находится методом изображений [5]

$$T_0(x, z) = \frac{Q_0}{2\pi\lambda_2} \ln \sqrt{\frac{(x-x_0)^2 + (z+z_0)^2}{(x-x_0)^2 + (z-z_0)^2}}. \quad (4)$$

То же в системе биполярных координат:

$$T_0(\sigma, \tau) = \frac{Q_0}{4\pi\lambda_2} \ln \frac{\operatorname{ch}(\tau + \tau_0) - \cos(\sigma - \sigma_0)}{\operatorname{ch}(\tau - \tau_0) - \cos(\sigma - \sigma_0)}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что действительный источник  $Q_0$  и его зеркальное изображение сток ( $-Q_0$ ) лежат на одной координатной поверхности  $\sigma = \sigma_0$  по разные стороны от границы полупространства  $\tau = 0$ .

Для аномального температурного поля  $u = T - T_0$  сформулируем краевую задачу следующим образом. В полупространстве  $\tau > 0$ ;  $0 \leq \sigma < 2\pi$  функции  $u_{1,2}$  удовлетворяют уравнению Лапласа

$$\frac{\partial u_{1,2}}{\partial \sigma^2} + \frac{\partial u_{1,2}}{\partial \tau^2} = 0,$$

где индексы 1; 2 соответствуют контактирующим средам на рис. 1. На границе контакта  $\tau = t$  выполняются условия теплового сопряжения:

$$u_2(\sigma, t) = u_1(\sigma, t); \quad \lambda_2 \frac{\partial u_2(\sigma, t)}{\partial \tau} - \lambda_1 \frac{\partial u_1(\sigma, t)}{\partial \tau} = (\lambda_1 - \lambda_2) \frac{\partial T_0(\sigma, t)}{\partial \tau}.$$

На границе полупространства  $\tau=0$  температура равняется нулю:

$$T_0(\sigma, 0) + u_2(\sigma, 0) = 0.$$

Ограниченное решение краевой задачи, периодическое по  $\sigma$ , строится методом Фурье. Преобразование, улучшающее сходимость тригонометрических рядов [4], позволяет выписать результат в виде ряда последовательных приближений по степеням малого параметра  $\varepsilon$ .

Аномальное поле вне цилиндра  $0 < \tau < t$ :

$$u = \frac{Q_0}{4\pi\lambda_2} \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon^k \left\{ \ln \frac{\operatorname{ch} [\tau + (2kt + \tau_0)] - \cos(\sigma - \sigma_0)}{\operatorname{ch} [\tau - (2kt + \tau_0)] - \cos(\sigma - \sigma_0)} - \ln \frac{\operatorname{ch} [\tau + (2kt - \tau_0)] - \cos(\sigma - \sigma_0)}{\operatorname{ch} [\tau - (2kt - \tau_0)] - \cos(\sigma - \sigma_0)} \right\}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon = (\lambda_1 - \lambda_2) / (\lambda_1 + \lambda_2)$  — параметр контраста теплопроводности двух сред такой, что  $|\varepsilon| < 1$  при любых допустимых значениях коэффициентов теплопроводности  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ .

Аналогичную структуру имеет выражение для аномального поля внутри цилиндра  $\tau > t$ . Здесь оно не приводится, так как в дальнейшем рассматриваться не будет. По той же причине индекс 2 у функции  $u$  мы опускаем.

Формальное сопоставление (5) и (6) показывает, что аномальное температурное поле вне цилиндра можно представить суперпозицией полей от бесконечного числа  $4k$  ( $k=1, 2, \dots$ ) мнимых источников. Эти источники лежат на пересечении семейства координатных поверхностей

$$|\tau| = 2kt \pm \tau_0$$

с координатной поверхностью  $\sigma = \sigma_0$ , проходящей через действительный источник  $Q_0$ . Поскольку последний расположен вне цилиндра ( $\tau_0 < t$ ), то все мнимые источники аномального поля будут локализованы внутри двух цилиндрических поверхностей  $|\tau| = t$ , расположенных симметрично относительно границы полупространства  $\tau = 0$ .

### Метод изображений

Согласно (2) определим декартовы координаты источников аномального поля

$$\left\{ \begin{array}{l} z_k + ix_k \\ z_k^* + ix_k^* \end{array} \right\} = ia \operatorname{ctg} \frac{1}{2} \left( \sigma_0 + i \begin{array}{l} 2kt - \tau_0 \\ 2kt + \tau_0 \end{array} \right), \quad (7)$$

а выражение (6) представим суммой логарифмических полей типа (4)

$$u(x, z) = \frac{Q_0}{2\pi\lambda_2} \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon^k \left[ \ln \sqrt{\frac{(x - x_k^*)^2 + (z + z_k^*)^2}{(x - x_k^*)^2 + (z - z_k^*)^2}} - \ln \sqrt{\frac{(x - x_k)^2 + (z + z_k)^2}{(x - x_k)^2 + (z - z_k)^2}} \right]. \quad (8)$$

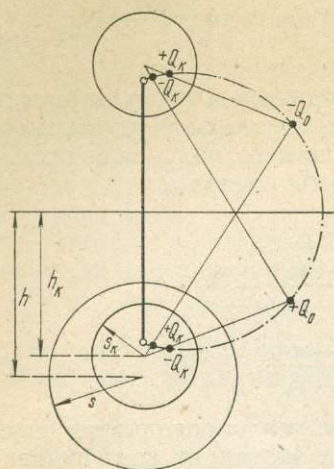


Рис. 2. Положение отображающих цилиндрических поверхностей с геометрическими параметрами  $S_k$  и  $h_k$  и четырех мнимых источников аномального температурного поля относительно границы погруженного цилиндра.

Функциональная зависимость (7) координат мнимых источников аномального поля и декартовых координат двух источников  $\pm Q_0$  нормального температурного поля (4) формулирует правило, напоминающее метод зеркальных изображений для цилиндрических поверхностей [4, 11]

$$\begin{cases} x_k \\ x_k^* \end{cases} = x_0 \frac{s_k^2}{x_0^2 + (z_0 \mp h_k)^2};$$

$$\begin{cases} z_k \\ z_k^* \end{cases} = h_k - \frac{s_k^2}{x_0^2 + (z_0 \mp h_k)^2} (h_k \mp z_0), \quad (9)$$

где, по аналогии с (3), выражения

$$\begin{aligned} s_k &= a \operatorname{csh} kt, \\ h_k &= a \operatorname{cth} kt \end{aligned} \quad (10)$$

адекватны радиусам и расстояниям до осей отображающих цилиндрических поверхностей

$$x^2 + (z \mp h_k)^2 = s_k^2. \quad (11)$$

Для каждого номера  $k$  (9) задает закон геометрического сопряжения (зеркального отражения) четырех источников аномального поля и дублета  $\pm Q_0$  источников нормального поля относительно двух цилиндрических поверхностей (11). Интенсивности источников-изображений  $Q_k$  зависят от отношения теплопроводностей контактирующих сред  $\epsilon$ , с учетом знака  $Q_0$ , вычисляются по формуле

$$Q_k = -\epsilon^k Q_0. \quad (12)$$

При  $k \rightarrow \infty$  ( $s_k \rightarrow 0$ ;  $h_k \rightarrow a$ ) отображающие поверхности (11) стягиваются к фокальным линиям биполярной системы координат. При этом из (9) следует, что фокальные линии являются геометрическим местом сгущения источников аномального поля с нулевой интенсивностью (12). На рис. 2 показана схема источников-изображений, соответствующая  $k$ -му члену ряда (8). Изображения лежат на той же координатной поверхности, что и действительный источник  $Q_0$ . Величина и пространственное положение всей системы источников аномального поля полностью отвечают формализму метода последовательных зеркальных отображений.

Сущность термического варианта модифицированного метода зеркальных изображений состоит в следующем. Совокупность конфокальных цилиндров-образов (11) находится в поле источников  $\pm Q_0$  внешнего температурного поля. Для каждого из таких цилиндров рассчитываются искажения поля, исходя из модели безграничной среды [11]. Алгебраическая сумма температурных аномалий от невзаимодействующих

ших цилиндров-образов дает искомое решение (8) поставленной задачи. Поскольку геометрические параметры (10)  $s_k$  и  $h_k$  отображающих поверхностей не зависят от координат источников, разбиение температуры на составляющие аномалии от невзаимодействующих цилиндров-образов сохранится при достаточно общем распределении тепловых источников внешнего поля.

### Геотермический анализ

Применение описанной схемы к расчету геотермических аномалий от погруженных тел поясним на модельном примере сульфидного (колчеданного) месторождения. Физическая постановка задачи содержит ряд упрощающих предположений. Однородное поле глубинного теплового потока задано в полупространстве ниже плоскости нейтрального слоя. Температура нейтрального слоя считается постоянной. Такая модель вполне приемлема для расчета геотемпературного поля в верхней части земной коры [2]. Погребенное рудное тело представлено горизонтальным круговым цилиндром повышенной теплопроводности, причем в зоне сульфидной минерализации геохимическая обстановка благоприятна для протекания устойчивых окислительных процессов [1, 7]. Вся свободная энергия реакций окисления сульфидов выделяется в форме тепловой и рассеивается в породах только за счет кондуктивной теплопроводности [9]. Весь процесс в целом рассматривается как стационарный.

Для термометрии поисково-разведочного назначения наиболее перспективны определения аномалий теплового потока [10]. В плоскости нейтрального слоя тепловой поток будет иметь только вертикальную составляющую  $q_z$ . Так, в эпицентре кругового сечения цилиндра (см. рис. 1) из (4) и (8) получаем

$$q_z = \lambda_2 \frac{d}{dz} (T_0 + u)|_{x=z=0} = \frac{Q_0}{\pi} \left[ \frac{z_0}{x_0^2 + z_0^2} + \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon^k \left( \frac{z_k^*}{x_k^{*2} + z_k^{*2}} - \frac{z_k}{x_k^2 + z_k^2} \right) \right], \quad (13)$$

где координаты мнимых источников аномального поля вычисляются по (9). Величина потока (13)  $q_z = q_z(x_0, z_0)$  будет зависеть от распределения источников внешнего температурного поля. В рамках сделанных предположений, тепловой поток над рудной залежью можно смоделировать, исходя из двух типов распределения источников  $Q_0$ .

Источники удалены на «бесконечность» таким образом, что внешнее поле является однородным полем глубинного теплового потока:

$$q = \lim_{\substack{Q_0 \rightarrow \infty \\ z_0 \rightarrow 0}} q_z(x_0, z_0) = q_0 \left[ 1 + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon^k \frac{s_k^2}{h_k^2} \right],$$

где  $q_0 = \frac{Q_0}{\pi z_0}$  — постоянная плотность глубинного теплового потока.

Источники равномерно распределены по поверхности (1) погруженного цилиндра. В этой модели суммарная теплогенерация адекватна скорости выделения тепла при экзотермических реакциях окисления

сульфидов. При этом предполагается, что зона окисления пространственно совпадает с поверхностью рудного тела:

$$q = \int q_z(x_0, z_0) d\Gamma = \\ = \frac{Q_c}{\pi h} \left[ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon^k \left( \frac{h}{h_{k+1}} - \frac{h}{h_k} \right) \right], \Gamma: x_0^2 + (z_0 - h)^2 = s^2,$$

где  $Q_c = 2\pi s Q_0$  — суммарная теплогенерация источников, распределенных по поверхности цилиндра.

Полный тепловой поток в плоскости нейтрального слоя над осью погруженного цилиндра дается выражением

$$q = q_0 + 2q_0 \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon^k \frac{s_k^2}{h_k^2} + \frac{Q_c}{\pi h} \left[ 1 + \sum_{k=1}^{\infty} \varepsilon^k \left( \frac{h}{h_{k+1}} - \frac{h}{h_k} \right) \right]. \quad (14)$$

Расчет геометрических параметров (10)  $s_k$  и  $h_k$  цилиндров-образов унифицируется степенной функцией размерных физических переменных  $s$  и  $h$  [6]:

$$\frac{h_k - a}{h_k + a} = \left( \frac{h - a}{h + a} \right)^k,$$

где  $a = \sqrt{h^2 - s^2} = \sqrt{h_k^2 - s_k^2}$ .

Ограничиваясь линейными по  $s/h$  членам разложения (14), получим приближенную формулу для оценки теплового потока над глубокозалегающим ( $s \ll h$ ) цилиндрическим телом

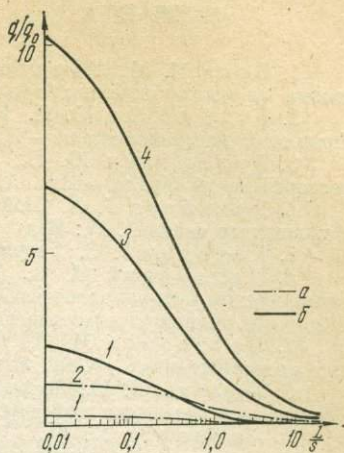
$$q \approx q_0 + 2 \left( q_0 \varepsilon \frac{s}{h} + \frac{Q_c}{2\pi h} \right). \quad (15)$$

Каждое слагаемое в скобках (15) представляет собой аномалию теплового потока для модели изолированного цилиндра в неограниченной среде [5, 13]. Коэффициент 2 в первом приближении учитывает влияние граничного уровня в плоскости нейтрального слоя [6]. В формулу (15) теплопроводность цилиндра входит через параметр контрастности  $\varepsilon = (\lambda_1 - \lambda_2) / (\lambda_1 + \lambda_2)$ , так что при  $\frac{s}{h} \ll 1$  тепловой поток в плоскости нейтрального слоя практически не зависит от соотношения теплопроводности на глубине. С уменьшением глубины залегания цилиндра, т. е. с ростом отношения  $s/h$  влияние контраста теплопроводности усиливается. Так, например, при приближении верхней кромки цилиндра к плоскости нейтрального слоя  $s/h \rightarrow 1$  и  $h_k = s_k = \frac{s}{k}$ , из (14) получаем максимально возможное значение теплового потока

$$q = q_0 + \frac{2\varepsilon}{1-\varepsilon} q_0 + \frac{Q_c}{\pi s(1-\varepsilon)} = q_0 \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_2} + \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{\lambda_2} \frac{Q_0}{q_0} \right).$$

Таким образом, изотермическая плоскость, ограничивающая полупространство залегания теплопроводного тела, является дополнительным фактором, увеличивающим аномальное поле тепловых потоков над рудной залежью.

Рис. 3. Тепловой поток в плоскости нейтрального слоя над погруженным цилиндром для двух значений относительной теплопроводности последнего:  $\lambda_1/\lambda_2 = 1,2$  (а);  $\lambda_1/\lambda_2 = 3$  (б). Эффективная теплогенерация  $Q_0$  экзотермических реакций окисления сульфидов нормирована на величину глубинного теплового потока: 1 —  $Q_0 = 0$ ; 2 —  $Q_0 = 1/3 q_0$ ; 3 —  $Q_0 = q_0$ ; 4 —  $Q_0 = 2q_0$ .



Основные типы колчеданных месторождений Урала характеризуются невысоким контрастом теплопроводности: для массивных рудных тел отношение  $\lambda_1/\lambda_2$  около 3; для жильных руд и вкрапленников — не более 1,2—1,5 [3, 13]. Скорость выделения тепла за счет экзотермических реакций окисления сульфидов оценивается величиной порядка  $10^1$ — $10^2$  мВт/м<sup>2</sup> [1, 8], так что значения эффективной теплогенерации  $Q_0$  могут меняться в диапазоне от долей до нескольких первых величин глубинного теплового потока  $q_0$ .

На рис. 3 в относительных единицах показана зависимость теплового потока (14) от глубины  $L/s = (h-s)/s$  верхней кромки теплопроводного цилиндра для различных отношений  $Q_0/q_0$ . Аномалия теплового потока растет с увеличением теплопроводности и с уменьшением глубины залегания цилиндрического тела. Только за счет контраста теплопроводности (кривые 1) аномалия потока существенна для тел неглубокого залегания  $L/s \ll 1$ . При  $L/s \geq 3$  повышенная теплопроводность рудных тел практически не влияет на тепловой поток в верхней части геотермического разреза. Теплота экзотермических реакций, если таковые имеют место, может в значительной степени увеличить тепловой поток над областью сульфидной минерализации (кривые 3 и 4). Причем наибольшие значения теплового потока будут приурочены к телам близповерхностного залегания, т. е. именно к тем зонам, в которых процессы окисления сульфидов под влиянием метеогенного кислорода могли протекать достаточно интенсивно [9].

В реальных условиях месторождений Урала рудный интервал, как правило, перекрыт мощной толщей непродуктивных пород, и невысокий контраст теплопроводности на глубине является лишь второстепенным признаком термической аномальности рудных тел. В ореоле глубокозалегających колчеданных руд практически отсутствуют окисные соединения, что, по-видимому, свидетельствует о дефиците свободного кислорода и слабой тепловой активности экзотермических процессов.

Из фактических данных по термике ряда крупных полиметаллических месторождений Урала следует важный в практическом и в методическом отношении вывод: «...колчеданные тела проявляются на термограммах только на глубине своего залегания. В покрывающей сульфиды толще пород термограмма... не несет информации о рудном теле на глубине» [3, с. 106].

Этот экспериментальный факт хорошо согласуется с результатами математического моделирования, представленными в настоящей статье.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Боев Н. И., Гордиенко (В. В.), Кутас Р. И. Об аномалиях теплового потока на месторождениях сульфидов.— Геофизический сборник, 1977, т. 79, с. 73—78.
2. Булашевич Ю. П. Информативность геотермии при изучении земной коры Уральской эвгеосинклинали.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1983, № 8, с. 76—83.
3. Булашевич Ю. П., Шапов В. А. Геотермические особенности рудных месторождений Урала.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1984, № 6, с. 103—107.
4. Гринберг Г. А. Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. М.: Изд-во АН СССР, 1948. 727 с.
5. Карслоу Г. С. Теория теплопроводности. М., ГИТТЛ, 1948. 238 с.
6. Ладовский И. В. Температурное поле в полугораниченной среде с цилиндрической неоднородностью.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования в рудной и региональной геофизике. Свердловск, 1985, с. 33—44.
7. Лахтионов М. О., Тархов А. Г. Геотермические исследования на рудных месторождениях.— Сов. геология, 1970, № 3, с. 121—124.
8. Лялько В. И., Митник М. М., Вульфсон А. Д., Шпортык З. М. Геотермические поиски полезных ископаемых. Киев: Наукова думка, 1979. 146 с.
9. Родионов П. Ф., Софронов Н. И. К вопросу о возможности применения термометрии к поискам сульфидных залежей.— Проблемы сов. геологии, 1935, т. 5, № 8, с. 257—268.
10. Сальников В. Е., Хуторской М. Д. Использование теплового потока для поисков слепых рудных тел.— Изв. АН СССР. Сер. геол., 1982, № 2, с. 91—97.
11. Смайт В. Электростатика и электродинамика. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. 604 с.
12. Сурьянининов Е. Ю., Вишневский П. В., Вассерман В. А. Исследование характера геотермических аномалий над геологическими объектами с контрастной теплопроводностью.— Изв. АН СССР. Физика Земли, 1983, № 12, с. 96—102.
13. Хуторской М. Д. Тепловой поток в областях структурно-геологических неоднородностей. М.: Наука, 1982. 77 с.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты многолетних исследований в условиях геолого-разведочного производства дают материал для ряда методических выводов и постановки задач по совершенствованию методов и аппаратуры ядерно-геофизического каротажа. Так, при проведении гамма-гамма селективного каротажа на угольных месторождениях наиболее достоверные данные можно получить только с использованием плотно прижатого к стенке скважины измерительного зонда и на объектах, вскрытых скважиной, не более чем за 5—7 дней до каротажа. При проведении детальных исследований необходимо двух-, а при наличии каверн и трех-четырёхкратное повторение каротажа.

Проведение измерений одним и тем же методом по стенке скважины и по поверхности соответствующего по глубине керна позволяет резко сократить объем необходимой статистической выборки для градуировки зонда в методе ГГК-С.

Продемонстрирована эффективность способа количественной интерпретации нейтронного активационного каротажа с использованием определения длины замедления быстрых нейтронов на примере месторождения бокситов. Для медных руд переменного состава обсуждается рациональный комплекс методов для градуировки зонда.

Большое значение может иметь продемонстрированная информативность геотермии на примере такой уникальной рудной зоны, как Тагило-Магнитогорский синклиниорий. Проведенный анализ по этой структуре, а также по обрамляющим ее позволил сделать вывод о том, что экспериментально установленные аномально низкие значения теплового потока в синклинории обусловлены пониженной средней плотностью источников тепла и соответственно повышенной основностью пород коры.

На основе численного моделирования термической эволюции Земли показано, что имеющаяся неопределенность в оценке распределения плотности в недрах в конце аккумуляции планеты обуславливает неоднозначность восстановления начальной ее температуры. Геофизическим данным лучше соответствуют модели с ранним формированием ядра.

## СОДЕРЖАНИЕ

Введение . . . . .	3
Ю. П. Булашевич, В. А. Щапов. Об аномально низком тепловом потоке в Тагильском синклинии . . . . .	4
В. И. Уткин. К вопросу об однозначности кривых ГГК-С . . . . .	13
Ю. Б. Бурдин, В. А. Большиков. О градуировке микронзондов гамма-гамма-каротажа . . . . .	20
В. В. Бахтерев, Н. В. Дерюгин. Длина замедления быстрых нейтронов и ее использование при количественной интерпретации нейтронного активационного каротажа . . . . .	25
В. А. Калинин, Е. А. Любимова, О. И. Парфенюк. Источники тепла и их роль в тепловой эволюции Земли и литосферы . . . . .	30
Ю. В. Хачай. Численное моделирование распределения начальной температуры в Земле . . . . .	38
Ю. В. Хачай. Об эволюции границы ядро — мантия и энергетическом источнике конвекции во внешнем ядре . . . . .	45
Ю. П. Булашевич, А. К. Юрков. Полигенность рудных месторождений Урала и ее проявление в полях гелия . . . . .	50
В. И. Уткин, <u>В. И. Ермаков</u> . О пределах применимости метода однократного рассеяния в ГГК . . . . .	53
В. В. Бахтерев. Исследование влияния переменного химического состава медных руд на измеряемую величину интенсивности гамма-излучения при нейтронной активации для повышения точности количественных определений меди . . . . .	55
В. А. Большиков, Ю. Б. Бурдин. Аппаратура для исследования ядра углеразведочных скважин методом рассеянного гамма-излучения . . . . .	65
В. В. Шестаков. Оптимизация условий измерений при ковшевом экспресс-анализе добываемых руд . . . . .	70
И. В. Ладовский. Применение метода изображений для расчета геотермических аномалий от погруженных тел . . . . .	73
Заключение . . . . .	81

УДК 550.361+550.331

**Об аномально низком тепловом потоке в Тагильском синклинии.** Булашевич Ю. П., Шапов В. А.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

В статье анализируются причины, которые могли обусловить экспериментально установленные аномально низкие значения теплового потока в Тагильском синклинии. Показано, что совокупность имеющихся геофизических данных позволяет заключить, что причиной аномального потока является пониженная средняя плотность источников тепла и соответственно повышенная основность пород коры синклиния на всю ее мощность.

Таблиц 1. Ил. 2. Библиогр. 29 назв.

УДК 550.835

**К вопросу об однозначности кривых ГГК-С.** Уткин В. И.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

В статье обобщен фактический материал по применению метода ГГК-С при исследовании угольных пластов. Показано влияние на результаты каротажа каверн в стенках скважины, глинизации угольных пластов, неправильной работы прижимного измерительного блока. Сделаны выводы о том, что для наиболее достоверного описания угольных пластов при детальных исследованиях необходимо проводить ГГК-С не менее двух раз при изучении пластов простого строения и три-четыре раза при изучении пластов сложного строения и наличии каверн в пределах пласта. Показано, что ГГК-С наиболее эффективен при исследовании угольных пластов, вскрытых не более чем за 5—7 дней до каротажа.

Таблиц. 1. Ил. 3.

УДК 550.832.5

**О градуировке микрозондов гамма-гамма-каротажа.** Бурдин Ю. Б., Большиков В. А.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Показано, что исследования кернового материала дают возможность разбраковать данные каротажа, предназначенные для градуировки каротажных зондов, используемых как концентратомеры. Это позволяет выполнить градуировку по ограниченному объему исходных данных, полученных в естественных условиях.

Ил. 3. Библиогр. 5 назв.

УДК 550.832.5

**Длина замедления быстрых нейтронов и ее использование при количественной интерпретации нейтронного активационного каротажа.** Бахтеев В. В., Дерюгин Н. В.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Обсуждаются результаты опробования методики определения длины замедления быстрых нейтронов путем нейтронной активации на месторождении бокситов. Приводится установленная экспериментально в условиях скважины корреляционная зависимость между пересчетным коэффициентом (имп/мин · 1%  $Al_2O_3$ ) и длиной замедления быстрых нейтронов (коэффициент корреляции 0,96).

Таблиц 1. Ил. 1. Библиогр. 8 назв.

УДК 550.361

**Источники тепла и их роль в тепловой эволюции Земли и литосферы.** Калинин В. А., Любимова Е. А., Парфенюк О. И.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Выполнен анализ современных данных об энергетических источниках эволюции Земли. Отмечена неопределенность в оценке скорости выделения тепла при гравитационной дифференциации вещества в процессе формирования земного ядра. На основе численного моделирования с использованием нелинейного уравнения теплопроводности с параметризованным

учетом конвекции рассмотрено влияние длительности формирования ядра на термическую эволюцию планеты. Геофизическим данным лучше соответствуют модели с ранним формированием ядра.

Ил. 4. Библиогр. 32 назв.

УДК 550.311

**Численное моделирование распределения начальной температуры в Земле.** Хачай Ю. В.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Рассмотрена задача о распределении температуры в планете на стадии ее роста из протопланетного облака. Исследовано влияние распределения плотности в формирующейся планете на начальную температуру. Для модели однородной аккумуляции фронт максимума температуры находится вблизи перемещающейся верхней границы тепла. Для асимптотического варианта неоднородной аккумуляции с распределением плотности, соответствующим современному, максимум температур локализуется в области современного внешнего ядра, при сравнительно холодной мантии. Предложена схема дифференциации вещества в процессе аккумуляции Земли.

Ил. 3. Библиогр. 16 назв.

УДК 550.311

**Об эволюции границы ядро — мантия и энергетическом источнике конвекции во внешнем ядре.** Хачай Ю. В.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР 1987.

Рассмотрена задача об эволюции ядра и нижней мантии Земли в рамках модели, в которой образование этих оболочек в основном закончилось на этапе аккумуляции планеты. Установлено, что в этой модели границы расплавленного слоя из ядра не поднимаются в мантию. В условиях внешнего ядра рассмотренный тип конвекции мог обеспечить течения, необходимые для поддержания геомагнитного поля, в течение всего геологического времени.

Ил. 1. Библиогр. 12 назв.

УДК 553.3:550.823:546.291

**Полигенность рудных месторождений Урала и ее проявление в полях гелия.** Булашевич Ю. П., Юрков А. К.—В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Ранее было показано, что проницаемые зоны в геологическом разрезе скважин выделяются высокими концентрациями гелия, растворенного в подземных водах. Столь же высокими концентрациями обладают рудные зоны на сульфидных гидротермально-метасоматических и магнетитовых контактово-метасоматических месторождениях. В отличие от этого вулканогенно-осадочные рудные месторождения Урала характеризуются на два порядка более низкими концентрациями растворенного гелия. По этому признаку был установлен вулканогенно-осадочный генезис Северо-Гороблагодатского месторождения и подтвержден аналогичный тип Западно-Озерного рудопроявления на Узельгинском рудном поле Южного Урала.

Ил. 1. Библиогр. 8 назв.

УДК 550.832.5

**О пределах применимости метода однократного рассеяния в ГГК.** Уткин В. И., Ермаков В. И. — В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

На основе расчетов по методу Монте-Карло оценен для условий ГГК вклад многократного рассеяния гамма-квантов источника. Введено эмпирическое уравнение, связывающее вклад многократно рассеянных гамма-квантов в общую интенсивность излучения в зависимости от энергии источника, длины зонда и плотности среды. Показано, что с увеличением плотности, длины зонда и уменьшением энергии гамма-квантов источника существенно ухудшаются условия применения метода однократного рассеяния даже для оценочных расчетов.

Ил. 1. Библиогр. 3 назв.

УДК 550.832.5

**Исследование влияния переменного химического состава медных руд на измеряемую величину интенсивности гамма-излучения при нейтронной активации для повышения точности количественных определений меди.** Бахтерев В. В.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Величина измеряемой интенсивности гамма-излучения радиоактивных изотопов меди является мерой процентного содержания исследуемого элемента в руде. Содержание определяется как отношение измеренной интенсивности и пересчетного коэффициента, представляющего собой интенсивность гамма-излучения радиоактивного изотопа, полученного при активации руды с содержанием меди 1%. Величина интенсивности (а следовательно, и пересчетный коэффициент) в общем случае зависит от многих факторов, в том числе от химического и минерального состава руд. Исследованы нейтронные и гамма-лучевые параметры медных руд различного химического и минерального состава и их связь с величиной пересчетного коэффициента. Приведены способы определения пересчетного коэффициента и учета влияния переменного химического и минералогического состава руд на измеряемую величину гамма-излучения для повышения точности количественной интерпретации при нейтронной активации.

Таблиц 4. Ил. 3. Библиогр. 27 назв.

УДК 550.832

**Аппаратура для исследования керна углеразведочных скважин методом рассеянного гамма-излучения.** Большиков В. А., Бурдин Ю. Б.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

В статье описано устройство для исследования керна методом рассеянного гамма-излучения с непрерывной записью результатов измерений на каротажном регистраторе, а также приведены результаты практической проверки устройства.

Ил. 5. Библиогр. 2 назв.

УДК 550.835+550.85

**Оптимизация условий измерений при ковшевом экспресс-анализе добываемых руд.** Шестаков В. В.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Приводится описание и анализ результатов исследований по выбору места расположения ядерно-геофизического датчика в ковше экскаватора, обеспечивающего максимальную статистическую точность и представительность экспресс-анализа.

Ил. 3. Библиогр. 1 назв.

УДК 550.8.013

**Применение метода изображений для расчета геотермических аномалий от погруженных тел.** Ладовский И. В.— В кн.: Ядерно-геофизические и геотермические исследования. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1987.

Для полупространства ниже плоскости нейтрального слоя дается схема расчета стационарного геотемпературного поля в присутствии горизонтального кругового цилиндра конечной теплопроводности. Используемый при расчетах модифицированный метод изображений позволяет построить решение для произвольного распределения двумерных источников теплогенерации. Исходя из различных моделей распределения источников внешнего температурного поля, оценивается величина возможных аномалий теплового потока над сульфидными месторождениями.

Ил. 3. Библиогр. 13 назв.

**ЯДЕРНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ  
И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ**

Рекомендовано к изданию  
Ученым советом  
Института геофизики  
и РИСО УНЦ АН СССР

Редактор В. Е. Каюкова  
Художник М. И. Гарипов  
Технический редактор Н. Р. Рабинович  
Корректоры А. С. Кубина, Е. М. Бороду-  
лина

---

Сдано в набор 10.02.87. Подписано в печать  
9.09.87. НС 34 051. Формат 70×100<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага  
типографская № 3. Гарнитура литературная. Пе-  
чать высокая. Усл. печ. л. 8,5. Уч.-изд. л. 9,5.  
Тираж 600. Заказ 157. Цена 1 р. 50 к.

---

РИСО УНЦ АН СССР. Свердловск, ГСП-169,  
ул. Первомайская, 91.  
Типография изд-ва «Уральский рабочий». Сверд-  
ловск, пр. Ленина, 49.

5117

1 р. 50 к.

