

Г.А.ЧЕРЕМЕНСКИЙ

ГЕО
ТЕРМИЯ

Г. А. ЧЕРЕМЕНСКИЙ

550.361

ГЕОТЕРМИЯ



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НЕДРА»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
Ленинград • 1972

329

Геотермия. Череменицкий Г. А. Л., «Недра», 1972. 272 с.

В книге приведены сведения из истории геотермии, изложены ее теоретические основы, оценено научное и практическое значение. Показаны возможности использования теплового поля при изучении региональной геологии, гидрогеологии, поисках, разведке и эксплуатации месторождений полезных ископаемых. Рассмотрено использование тепла Земли в народном хозяйстве.

Книга представляет собой монографию, в которой основное внимание уделено анализу влияния геологических, гидрогеологических, геоморфологических и других факторов на тепловое поле земной коры.

Книга является полезным пособием для инженеров и научных работников, занимающихся изучением геотермии, поисками, разведкой и эксплуатацией месторождений полезных ископаемых, а также для студентов и аспирантов геофизических, геологических, гидрогеологических и горных специальностей.

Таблиц 11, приложений 4, иллюстраций 128, список литературы — 407 названий.



ПРЕДИСЛОВИЕ

В предлагаемой вниманию читателей книге краткое изложение теоретических основ геотермии иллюстрируется практическими примерами по различным геологическим регионам.

Основное внимание автор сознательно уделил тепловому полю земной коры. Такое изложение оправдывается недостаточной изученностью и малым количеством фактических данных о магии (об интенсивности и распределении источников выделения и поглощения тепла, о процессах, влияющих на тепловое поле недр Земли), а также большим значением земной коры в практической деятельности человека. Одновременно автор пытался сосредоточить внимание на выяснении факторов, влияющих на тепловое поле, и на решении различных задач геотермии.

Техника исследования теплового поля и методика первичной обработки материалов в книге не рассматриваются, так как эти сведения изложены в учебниках [Дахнов, Дьяконов, 1952; Комаров, 1957 и др.] и в специальных инструкциях.

Автор отдает себе отчет, что предпринимаемая попытка связать воедино теоретические и экспериментальные исследования по геотермии не может претендовать на завершенность. Автору ясно также, что не все проблемы геотермии получили в книге должное освещение. Одни из них нуждаются в более глубоком специальном анализе, другие недостаточно изучены на современном этапе. Ряд проблем более подробно изложен в сводных работах [Труды. . . , 1959, 1961; 1966, 1967; Основы. . . , 1959; Термальные воды. . . , 1967; Любимова, 1968; Фролов, 1968; Тепловой режим. . . , 1970; Тепловые потоки. . . , 1966 и др.].

В книге отражены успехи советских и зарубежных ученых в развитии геотермии.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую признательность профессорам В. Н. Дахнову, Б. П. Достовалову, Д. И. Дьяконову, Ф. А. Макаренко, В. М. Максиму, И. И. Толстихину за советы и критические замечания, высказанные в личных беседах, отзывах и рецензиях.

Автор не может не отметить с признательностью большую помощь А. Г. и С. Г. Черемениных в подготовке рукописи к изданию.

ВВЕДЕНИЕ

Геотермия (γῆ — земля, θερμός — тепло) — наука о происхождении и распределении теплового поля и термических свойствах Земли. Геотермия является частью термодинамики Земли как планеты, где совершаются взаимосвязанные процессы, изучаемые геологическими, геофизическими и другими науками. Геотермия на всем пути развития была и остается одной из наиболее интересных и важных естественных наук.

Выяснение теплового состояния Земли, изменения его во времени, создание правильной и детальной картины теплового поля представляют собой важную проблему. Эта проблема не всегда может быть решена прямым, непосредственным исследованием Земли геофизическими, геологическими и другими методами. В связи с этим приходится прибегать к разнообразным косвенным методам, построению математических моделей и экстраполяции результатов. По современным представлениям Земля считается неоднородной, состоящей из ряда геозон (земная кора, верхняя и нижняя мантии и ядро).

Не рассматривая различные гипотезы внутреннего строения Земли, отметим чрезвычайно ограниченные сведения о земной коре в целом и почти полное отсутствие достоверных данных о тепловом поле, мощности и распределении источников тепла, а также о процессах, протекающих в земных недрах. В настоящее время более изучен приповерхностный слой земной коры, а о глубинном термическом состоянии недр высказаны лишь гипотезы.

Тепловое состояние земной коры зависит от космических и внутриземных источников тепла, геологических, гидрогеологических, географических, метеорологических, космологических и других факторов, а также от процессов, протекающих на поверхности и в недрах Земли. Вследствие этого геотермия, являясь по существу геофизической наукой, связана с космологией, климатологией, физической географией, почвоведением, мерзлотоведением, науками геологического цикла (общая, историческая, динамическая, инженерная геология, тектоника и др.), т. е. со всеми науками, предметом изучения которых является Земля.

Вопросы теплового состояния земной коры и Земли в целом важны для всех геологических и геофизических наук. Это доказывает важность и сложность разработки геотермических задач, связанных с пониманием законов геологических, геохимических и других процессов. В связи с этим задачи геотермии надо решать объединенными усилиями геофизиков, геологов, гидрогеологов, вулканологов, геохимиков и прочих специалистов.

Тепловое поле характеризуется температурой, геотермическим градиентом и плотностью теплового потока, а также интенсивностью и размещением источников выделения (поглощения) тепла. Эти параметры измеряют в горных выработках, скважинах, на дне морей и океанов.

Распределение теплового потока земной коры зависит от термических свойств горных пород, от структурно-геологических и гидрогеологических условий, от местных тепловых полей. Последние создаются источниками тепла в районах современной и недавней вулканической деятельности, экзотермическими и эндотермическими процессами, протекающими в отдельных структурах, районах и регионах [Дахнов, 1947; Дахнов, Дьяконов, 1952; Дьяконов, 1958, 1964, 1966; Череменинский, 1956, 1959а, б, 1961б, 1962а, б, в, 1963а, 1965, 1966а, 1967; Поляк, 1968 и др.].

Интенсивность переноса тепла в толщах земной коры определяют термические свойства (теплопроводность, температуропроводность и теплоемкость), которые связаны с составом и строением многофазных и многокомпонентных горных пород. Формирование термического поля при прочих равных условиях зависит от минералогического и гранулометрического состава твердой фазы, от пористости, содержания жидкой и газообразной фаз, от температуры и давления.

Параметры теплового поля определяют в основном геофизическими методами. Решением практических задач, связанных с поисками, разведкой и эксплуатацией месторождений полезных ископаемых, выявлением геологических и гидрогеологических особенностей районов, с использованием тепловой энергии Земли, совершенствованием техники и методики изучения теплового поля, занимается прикладная геотермия.

Результаты геотермических исследований способствуют выяснению природы термического режима Земли, ее теплового баланса, глубинной тектоники, вулканизма, метаморфизма пород, формирования нефтяных, газовых, рудных и других месторождений.

Изучение теплового поля земной коры и Земли в целом необходимо для решения и развития различных теоретических и практических проблем геологии, гидрогеологии, инженерной геологии, геохимии, вулканологии, почвоведения, метеорологии, энергетики, теплофикации и горноэксплуатационной службы [Дахнов, Дьяконов, 1952; Дьяконов, 1958, 1964, 1966; Антонюк, 1961; Гавронский, 1961; Достовалов, 1959; Макаренко, Маврицкий, Покровский, 1966; Хитаров, 1961 и др.].

Геотермические наблюдения имеют важное значение при изучении региональной геологии и местных естественных тепловых полей. Геотермические исследования в гидрогеологии позволяют выявлять водоносные и водоупорные комплексы, горизонты и прослой в разрезах скважин; решать некоторые вопросы динамики подземных вод, выделять области питания, стока и дренажа; устанавливать участки перелива из одного горизонта в другой, а также решать другие задачи [Огильви, 1959; Макаренко, Маврицкий, Покровский, 1966; Покровский, 1959; Фролов, 1968 и др.].

Термальные воды и пар оказывают большое влияние на катагенез, диагенез, метаморфизм и прочие процессы, протекающие в земной коре. Температура является одним из факторов глубинных процессов, определяющих коллекторские свойства пород, условия генерации нефти и газа, физико-химические свойства и фазовое состояние нефти, газа и воды в пластовых условиях, миграцию и накопление их. Знание закономерностей изменения температуры с глубиной и по площади необходимо при поисках, разведке и эксплуатации месторождений нефти, газа и других полезных ископаемых.

Термический режим верхней части земной коры находится в энергетическом взаимодействии с космическим пространством и источниками внутреннего тепла Земли, которые оказывают влияние на тепловое состояние почвы и пород, залегающих вблизи поверхности, и на климат.

Немалую роль играют данные термических исследований на всех этапах существования глубоких скважин различного назначения: опорных, поисковых, разведочных и эксплуатационных. Так, при бурении без знания теплового состояния пород невозможно учесть изменение физико-механических свойств промывочной жидкости, влияющих на проводку скважины и режим бурения. После окончания бурения температуру в скважине измеряют для получения термической характеристики геологического разреза, его расчленения, корреляции разрезов скважин и решения других задач.

При цементации затрубного пространства знание теплового состояния скважины необходимо для выбора тампонажного цемента, так как температура влияет на физико-механические свойства и начало твердения цементных растворов. После цементации термические исследования позволяют контролировать качество тампонажных и ремонтных работ, устанавливать высоту подъема цемента в затрубном пространстве, местоположение затрубного движения и притока жидкости (газа) в скважину. Знание теплового состояния скважины позволяет правильно выбрать взрывчатые вещества для грунтоносов, перфораторов и торпед [Дахнов, 1947; Комаров, 1947; Дахнов, Дьяконов, 1952].

Данные о естественном и искусственном тепловом состоянии пород используют при определении плотности и вязкости нефтей

и подземных вод, растворимости газов, вычислении пластового давления и при решении прочих задач.

С каждым годом возрастает потребление минерального сырья. В ближайшие десятилетия будут вовлечены в эксплуатацию рудные месторождения, залегающие на первых километрах от дневной поверхности, а нефть и газ будут добывать через глубокие и сверхглубокие скважины с еще больших глубин. На таких глубинах температура может существенно влиять на технику и процессы добычи, а также и на проводку скважин.

Знание теплового состояния земной коры и термических свойств горных пород способствует своевременному распознаванию, оконтуриванию и выяснению причин рудничных и шахтных пожаров. Последние при определенных условиях создают повышение температуры в рудниках и шахтах до опасного предела, препятствующего производственным процессам.

Освоение внутреннего тепла Земли как нового источника энергии в настоящее время становится важной практической задачей. Разработка этой проблемы вызывает необходимость более глубоко изучать происхождение и распределение тепла в земных недрах.

В настоящее время кроме создания феноменологической геотермии, систематизации фактов, характеризующих тепловое поле земной коры, установлен ряд закономерностей, неоднократно проверенных на практике.

Основной задачей геотермии является дальнейшая разработка теоретических основ, теснейшим образом связанная с всесторонним изучением закономерностей теплового состояния Земли, источников тепла, а также причин и условий возникновения эндотермических и экзотермических процессов.

Геотермия служит основой для разработки термодинамики Земли как планеты, выявляет общие для всех геофизических и геологических наук закономерности, связывает эти науки в энергетическом смысле в единый комплекс [Достовалов, 1959].

Как любая наука, геотермия имеет свою историю развития, которая в той или иной степени освещена в работах Г. К. Антопенко, М. Ф. Белякова, К. Ф. Богородицкого, В. И. Влодавца, В. Н. Дахнова, И. Д. Дергунова, Д. И. Дьяконова, С. А. Краковского, Ф. А. Макаренко, Б. Ф. Маврицкого, Б. Г. Поляка, Я. Б. Смирнова, Н. М. Фролова, Г. А. Черемешского и многих других авторов.

История геотермических исследований связана с историей использования тепла Земли, с развитием гидрогеологии, геологии, геофизики, поисков, разведки и эксплуатации месторождений полезных ископаемых.

Горячие воды, выходящие на земную поверхность, использовались в бытовых и лечебных целях еще в бронзовом веке.

Тепловое поле Земли как предмет научного исследования начали изучать в начале нашей эры (Плиний Старший, I в. н. э.).

В течение 2000 лет геотермия развивалась медленнее, чем более молодые геофизические науки (гравиметрия, сейсмометрия и др.).

В 1640—1650 гг. А. Кирхер провел первые наблюдения температуры воздуха в одном из рудников Венгрии. В 1731 г. С. П. Крашенинников впервые измерил температуру воды в источниках на Камчатке. В 1733—1743 гг. в Сибири И. Г. Гмелином были проведены первые геотермические исследования многолетней мерзлоты. О существовании многолетнемерзлых пород было известно давно, так как с такими породами коренные жители Севера сталкивались летом при постройке жилищ и в обнаженных берегах рек, а также использовали их в качестве естественных холодильников для сохранения пищи.

В литературе первые сведения о наблюдении многолетней мерзлоты в России появились в XVI столетии в связи с поисками северного морского пути из Европы в Китай и Индию [Достовалов, Кудрявцев, 1967].

Великий русский ученый М. В. Ломоносов в 1757 г. впервые дал теоретическое обоснование возникновению многолетнемерзлых пород и в 1763 г. в труде «О слоях земных» особенно большое значение придал влиянию внутреннего земного тепла на геологические процессы.

П. С. Паллас в 1768 г. на основании результатов измерения температуры в нефтяных источниках Поволжья установил связь подземного тепла с составом пород. Таким образом впервые была показана возможность расчленения геологических разрезов по температуре.

С развитием капитализма в России началось более широкое практическое использование термальных вод. В XVIII столетии появились первые курорты, где термальные воды применяли в лечебных целях.

После некоторого перерыва геотермические исследования в России были возобновлены. В 1825 г. А. Эрман провел наблюдения в скважине пос. Березово, в 1826 г. А. Купфер — в рудниках Урала и в 1843—1846 гг. экспедиция А. Ф. Миддендорфа — в горных выработках Сибири. В 1831 г. А. Эрман замерил температуру в скважине около Берлина.

Во второй половине XIX столетия начались повсеместные определения геотермической ступени в скважинах России: в Москве — Н. А. Любимовым, в Петербурге и Якутске — Г. П. Гельмерсеном, в Айборске — А. К. Вильбергом и Г. Д. Романовым. Одним из первых геотермических исследований нефтяных скважин являются работы Л. Борцевича в 1880 г. на Апшеронском полуострове.

Американский геолог Н. Дортоп в 1898 г. построил первую карту изотерм артезианского бассейна Дакоты, положив тем самым начало региональной гидрогеотермии.

Большой вклад в развитие геотермии сделал Л. А. Ячевский, который в период с 1893 по 1914 г. наблюдал температуру

в рудниках, шахтах и скважинах Сибири, Урала, Донбасса и Кавказа, а также разрабатывал теорию, методику и технику исследования скважин, участвовал вместе с Ф. Н. Чернышевым в Международных комиссиях по геотермии, собрал материал по температурным наблюдениям в зарубежных странах и опубликовал ряд работ по прикладной геотермии. По инициативе Л. А. Ячевского в 1910 г. была организована постоянная геотермическая комиссия при Русском географическом обществе.

В этот же период (1906 г.) Д. В. Голубятников проводил температурные исследования в многочисленных скважинах Апшеронского полуострова. Им было доказано, что методы геотермии эффективны при решении важнейших нефтепромысловых и геологических задач. В частности, Д. В. Голубятников использовал геотермические методы для определения мест притока жидкости в скважину, для выделения нефтеносных горизонтов и изучения генезиса нефтяных вод, а также правильно объяснил роль охлаждающего влияния газов, поступающих из нефти. В настоящее время эта методика широко используется в СССР и за рубежом.

Работы Д. В. Голубятникова продолжили Л. Мелик-Нубаров (Биби-Эйбат, 1911 г.), В. Н. Вебер и К. П. Калицкий (Челекен, 1911 г.), М. В. Абрамович и И. Ф. Самойлов (Балахано-Сабунчино-Романовская площадь, 1908—1912 гг.), Л. А. Ячевский и И. Н. Стрижов (Старогрозненский и Берекейский районы, 1911—1913 гг.), А. Д. Стопневич (Берекейский и Ставропольский районы, 1909—1918 гг.), А. А. Скочинский (Донбасс) и др.

Во многих нефтегазоносных районах и в угольных бассейнах России и в других странах наблюдались аномально высокие глубинные температуры и геотермические градиенты. В связи с этим А. Д. Стопневич, И. Кениксбергер, Г. Гефер предложили использовать геотермию для поисков месторождений полезных ископаемых. А. Н. Огильви в 1906 г. впервые применил термический метод для поисков и разведки минеральных вод.

Температурные наблюдения в почвах и водоемах проводили В. В. Докучаев, А. В. Клоссовский и многие другие исследователи.

К началу XX в. относятся первые теоретические исследования по оценке термического режима Земли в целом с учетом радиогенного тепла [Joly, Jeffreys, 1903; Strutt, 1906] и остывания планеты [Lane, 1895, 1923].

После Великой Октябрьской социалистической революции в связи с ростом объема геологоразведочных работ и развитием горной промышленности геотермические исследования стали более широко использоваться для решения различных задач. Этому способствовало создание при Главном геологическом управлении отдела геотермии, впоследствии переданного в Центральный научно-исследовательский геологоразведочный институт, и организация при АН СССР геотермической комиссии, а также комис-

сии по изучению многолетней мерзлоты, затем преобразованной в Институт мерзлотоведения. В этот период геотермические исследования широко проводятся институтами геофизики и геохимии, лабораториями вулканологии и гидрогеологических проблем АН СССР, а также геологическими и гидрогеологическими производственными организациями.

Термические исследования скважин нефтегазоносных районов были начаты Нефтяным геологоразведочным институтом (НГРИ) и в настоящее время проводятся геологическими и геофизическими трестами, научно-исследовательскими и учебными институтами.

Внедрению геотермических методов исследования скважин способствовали работы И. М. Губкина (1932) о влиянии температуры на образование нефти и В. И. Вернадского о роли эндогенного тепла в геологических процессах.

В 1935—1937 гг. П. Ф. Родионов и Н. И. Софронов провели полевые геотермические исследования на территории Урала, разработали основы теории и методики поисков сульфидных рудных тел.

Первые определения плотности теплового потока были выполнены в 1939 г. Е. Буллардом и А. Бенфильдом в Южной Африке и в Великобритании.

В 1947—1948 гг. были проведены первые измерения температуры пород на дне Тихого океана. В 1950 г. Р. Ревелл и А. Максвелл вычислили значение плотности теплового потока на дне океана. Вслед за этими определениями начались систематические массовые измерения теплового потока на дне Тихого и Атлантического океанов [Bullard, 1952; Herzen, 1963, 1964; Любимова, Герцен, Удинцев, 1966 и др.], морей [Сысов, 1961] и озер [Любимова, Шелягин, 1966].

Многими исследователями проводились и проводятся определения теплового потока на континентах и островах [Bullard, 1940; Benfield, 1939; Coster, 1947; Birch, 1947, 1950, 1954; Carte, 1954; Дергунов, 1959; Любимова, 1963а, 1964; Красковский, 1961; Зотиков, 1961; Horai, Uyeda, 1963; Roy, 1963; Diment, 1964; Sass, 1964; Кисин, 1964; Любимова, Фирсов, 1966; Любимова, 1968 и др.].

В первой половине XX столетия в СССР и за рубежом были опубликованы работы многих ученых, посвященные теоретическому обоснованию геотермии, методике, технике геотермических исследований и интерпретации данных при решении различных задач (Н. А. Огильви, В. Г. Хлопик, А. Н. Тихонов, В. Н. Дахнов, Д. И. Дьяконов, А. М. Овчинников, Н. Н. Корытникова, С. С. Ковнер, П. Ф. Швецов, Ф. А. Макаренко, Ш. Ф. Мехтиев, В. Н. Щелкачев, Б. Б. Лапук, С. Г. Комаров, Ван Орстранд, Г. Карслоу, Д. Егер и др.).

Большое влияние на развитие и широкое внедрение термических методов исследования скважин, а также на подготовку

инженеров-геофизиков оказали работы В. Н. Дахнова, Д. И. Дьяконова и С. Г. Комарова.

Карта изотерм 1941 г., составленная Ф. А. Макаренко по кровле альба северной части района Кавказских минеральных вод, подтвердила связь изменения теплового поля с тектоникой и позволила выявить участки разгрузки термальных вод. Ф. А. Макаренко использовал оригинальную методику определения термических аномалий, вызванных выходами термальных вод на глубине залегания слоя постоянных годовых температур.

Широким использованием геотермических данных при решении вопросов геокриологии, гидрогеологии, планетарной геологии и нефтегазовой геологии отличаются работы П. Ф. Швецова [1941, 1946, 1950, 1951, 1952, 1960, 1964].

В 1948—1966 гг. опубликованы работы Г. М. Сухарева, которые являются результатом многолетних систематических исследований Терско-Дагестанской провинции. Г. М. Сухарев успешно использовал обобщение данных геотермии для решения задач нефтепромысловой гидрогеологии.

В 1953—1955 гг. Н. И. Толстихин опубликовал работы, в которых весьма четко впервые обратил внимание на зависимость условий формирования грунтовых и артезианских вод от климатической зональности. Дальнейшим развитием идей Н. И. Толстихина являются работы Н. М. Фролова [1968], посвященные влиянию солнечной радиации на термический режим земной коры и вопросам гидрогеотермии.

В 1956—1964 гг. М. И. Будыко опубликовал работы по тепловому балансу Земли.

В 1964 г. Л. Э. Позин обстоятельно изложил теоретические основы и дал описание аппаратуры метода дифференциальной термометрии, убедительно на конкретных примерах показал преимущества использования дифференциальных термометров при решении задач промышленной геологии и при контроле эксплуатации нефтяных и газовых залежей.

В 1965 г. опубликована работа Э. Б. Чекалюка о термодинамике нефтяного пласта, в которой рассмотрены тепловые явления в пористой среде, взаимосвязь между полями температур и давлений в нефтяном и газовом пластах, температурный режим в стволе действующих скважин, тепловые потоки в земной коре, а также указаны способы практического использования полученных закономерностей при исследовании скважин и разработке месторождений нефти и газа.

В 1966 г. опубликована оригинальная работа Д. В. Редозубова, посвященная теории, методике и интерпретации данных геотермического метода исследования толщ мерзлых пород.

В 1966—1968 гг. появился ряд статей Я. Б. Смирнова, посвященных изучению тепловой энергии Земли, связи теплового поля с тектоническим строением континентов, со строением и развитием земной коры и верхней мантии.

С увеличением объемов геотермических исследований, совершенствованием техники измерений теплового состояния земной коры все большее внимание в СССР и за рубежом уделяется методике определения в скважинах температуры, соответствующей стационарному режиму района [Bullard, 1947; Jaeger, 1956; Lachenbruch, 1959; Чарный, 1948, 1953, 1961, 1966; Череменский, 1960, 1962г; Кутасов, 1964; Гордиенко, 1966; Чихрадзе, 1966 и др.], определению термических свойств горных пород [Клоссовский, 1918; Березкин, Кондратьев, 1935; Чудновский, 1938; Покровский, Бульчев, 1938; Франчук, 1941; Агроскин, Загребальная, 1947; Кочнев, 1950; Кауфман, 1955; Череменский, 1960а; Любимова, Старикова, Шушланов, 1964; Дьяконов, Яковлев, 1969; Benfield, 1939; Birch, Clark, 1940 и др.].

Изданы учебные пособия [Мехтиев и др., 1960; Кобранова, 1962; Ржевский, Новик, 1964; Фролов, 1968 и др.], способствующие улучшению инженерного образования в СССР.

В последние десятилетия появился ряд статей, посвященных использованию геотермии для решения гидрогеологических задач [Schneider, 1961, 1962; Фролов, 1958, 1964, 1965, 1968; Череменский, 1962в, 1966а, б, 1967; Егоров, 1962 и др.], практическому использованию тепла Земли [Вымороков, Путник, 1960; Джамалов, Левкович, Суетнов, 1965; Святловский, 1965; Тихонов, Дворов, 1965; Сухарев, Власова, Тарануха, 1966 и др.]. Напечатаны сводки по геотермическому режиму отдельных регионов [Сухарев, 1948, 1965, 1966а, б, в; Кашпур, Захарьян, 1958; Альбов, 1959; Бабинец, 1959; Богомолов, 1959; Дубинский, 1959; Орда, 1959; Череменский, 1959а, б; Борзасеков, 1969; Джамалова, 1969 и др.], всей страны [Тепловой режим. . ., 1970] и работы по технике конструирования электрических термометров [Васильев, 1955; Воскобойник, 1957; Аксельрод, 1958; Диш, 1960; Позин, 1961; Зельцман, 1968 и др.].

Немалую роль в решении различных проблем геотермии сыграла комиссия по гидрогеологии и геотермии бывшего отделения геологических наук АН СССР (1954—1964 гг.), созданная с целью организации работ по перспективным направлениям. Эта комиссия в 1964 г. была преобразована в научный совет по геотермическим исследованиям при отделении наук о Земле АН СССР под председательством акад. А. Н. Тихонова.

Геологические, геофизические и гидрогеологические исследования земной коры, а также глубокое опорное, поисковое и разведочное бурение, особенно на территории СССР, способствовали большому накоплению материалов по геотермии ряда районов и стран. В связи с этим назрела необходимость в систематизации геотермических данных, координации исследований в области теоретической и прикладной геотермии, познании термической истории и режима Земли, решении вопросов, связанных с гидротермальными процессами минералообразования и происхождением термальных вод, а также нефтяных, угольных и других

месторождений полезных ископаемых и с практическим использованием тепла Земли.

Для планомерного развития и координации геотермических исследований по инициативе АН СССР были созданы три все-союзных совещания по геотермическим исследованиям и использованию тепла Земли (1956, 1964 и 1969 гг.). Эти совещания способствовали развитию геотермических исследований и появлению ряда сводных работ [Термальные воды. . ., 1967; Тепловой режим. . ., 1970 и др.].

На Международных конгрессах (Рим, 1961; Цюрих, 1967; Пиза, 1970 и др.) и Генеральных ассамблеях МГГС геотермии также было уделено большое внимание.

Все это послужило более ускоренному планомерному и систематическому развитию различных разделов геотермии.

ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Тепловое поле земной коры определяется мощностью и распределением источников выделения и поглощения тепла, термическими свойствами земных слоев и законами их изменения, температурой поверхности Земли.

Мощность и распределение источников тепла оказывают влияние на тектонические, вулканические и прочие непостоянные в геологическом времяисчислении процессы, протекающие в земной коре. В связи с этим выяснение теплового поля земной коры и верхней мантии имеет существенное значение в раскрытии механизма этих процессов и теплового баланса Земли.

§ 1. ОСНОВНЫЕ ИСТОЧНИКИ

Источниками теплового поля земной коры и Земли в целом являются внутренние (планетарные) и внешние (космические) процессы.

К внутренним процессам, сопровождающимся выделением тепла, относятся распад радиоактивных элементов, приливное трение, релаксация упругих напряжений, гравитационная дифференциация, кристаллизационные и полиморфические превращения, перестройка электронных оболочек, фазовые переходы, химические реакции [Магницкий, 1953; Достовалов, 1956; Иванов, 1962; Субботин, 1964].

Среди внутренних процессов отсутствует цепная реакция, так как плотность и давление, существующие в условиях земных недр, ниже критических значений, обеспечивающих протекание такой реакции.

К внешним источникам тепла относится космическое излучение (солнечная радиация, корпускулярное и прочие излучения Солнца, звезд и галактик).

Для определения теплового состояния Земли очень важно знать точные значения мощности тепловой энергии, выделяемой в земных недрах каждым процессом, и энергии, теряемой Землей. Однако сведения, имеющиеся в настоящее время, недостаточны для вычисления тепловой энергии Земли с надлежащей точностью. По этой причине приведенные ниже значения тепловой мощности

источников и потерь тепла Землей вычислены в первом приближении.

Из всех внутренних источников тепла большинство исследователей считают основным распад радиоактивных элементов, содержащихся в земной коре и мантии [Хлопин, 1937; Дахнов, Дьяков, 1952; Левин, 1953; Магницкий, 1953 и др.]. Содержание и распределение радиоактивных элементов в земной коре и в оболочках Земли оценивается по данным измерения в горных породах, находящихся в самой верхней части земной коры (табл. 1), в метеоритах, а также на основании расчетов количества тепла, выделенного в Земле.

ТАБЛИЦА 1

Среднее содержание радиоактивных элементов в горных породах, мг/кг

Породы	По А. П. Виноградову (1956)			По Г. Тилтону и Г. Риду [Tilton, Reed, 1963]			По Н. С. Боганику (1966)		
	Уран	Торий	Калий	Уран	Торий	Калий	Уран	Торий	Калий
Изверженные									
Кислые	3,5	1,8	83 000	—	—	—	—	—	—
Граниты	—	—	—	4,0	14,8	35 000	—	—	—
Средние	1,8	7,0	23 000	2,0	7,4	18 000	—	—	—
Основные	0,8	3,0	8 000	—	—	—	—	—	—
Базальты	—	—	—	0,8	3,0	7 500	—	—	—
Эклогиты	—	—	—	0,043	0,16	530	—	—	—
Ультраосновные	0,03	6,0	5 000	—	—	—	—	—	—
Перидотиты	—	—	—	0,006	0,022	10	—	—	—
Дуниты	—	—	—	0,001	—	10	—	—	—
Осадочные									
Песчаники	—	—	—	—	—	—	3,0	10	12 000
Глины и глинистые сланцы	—	—	—	—	—	—	4,0	11	32 000
Известняки	—	—	—	—	—	—	1,4	1,8	3 000

Следует согласиться с В. А. Магницким [1965], что оценка радиогенного тепла в Земле по содержанию радиоактивных элементов в метеоритах недостаточно оправданна. Современные метеориты, являющиеся обломками планет из пояса между Марсом и Юпитером, имеют сложный и своеобразный путь развития.

По данным расчетов общего количества тепла, выделенного в планете, и по экспериментальным данным многочисленных исследователей содержание радиоактивных элементов в недрах Земли уменьшается с увеличением глубины. Точных данных о законе распределения радиоактивных элементов по радиусу Земли

пока нет. Большинство исследователей считают, что эти элементы сосредоточены ближе к поверхности земного шара, в слое мощностью несколько сотен километров [Тепловой режим. . ., 1970]. При этом, как правило, не учитывается содержание радиоактивных элементов в осадочном слое.

Мощность и доля энергии радиогенного тепла в энергетическом балансе Земли, а также распределение источников изменялись в процессе развития планеты. Выделение радиогенного тепла на различных этапах существования Земли происходило в основном за счет распада радиоактивных изотопов с большим периодом полураспада (U^{238} , AcU^{235} , Th^{232} , K^{40}) и изотопов с малым периодом полураспада (B^{10} , Al^{26} , Cl^{36} , Fe^{60} и др.). Последние имели существенное значение в энергетическом балансе в основном ранних этапов развития Земли. Однако, если учитывать гипотезу В. Ф. Печерникова и В. Н. Дахнова [Дахнов, Дьяконов, 1952], то изотопы с разными периодами полураспада могли образоваться под воздействием космической ультражесткой радиации на любых этапах развития Земли.

Считается, что в ранние периоды существования Земли радиоактивные элементы были распределены равномерно по всей планете. В дальнейшем по мере гравитационной дифференциации вещества и возникновения земной коры радиоактивные элементы сосредоточились в верхних слоях.

Одновременно с развитием планеты происходило изменение генерации радиогенного тепла, плотности теплового потока и температуры в недрах Земли. По расчетам Е. А. Любимовой [1964], вековая плотность теплового потока изменяется от $2,1 \cdot 10^{-2}$ до $12,6 \cdot 10^{-2}$ *вт/м²*. Приток тепла к земной поверхности происходит со всех глубин верхней мантии вплоть до 700 км и более [Любимова, 1958]. Вследствие этого тепловой поток у поверхности имеет глубинное происхождение и характеризует состояние глубоких горизонтов верхней мантии.

Энергия, потерянная Землей за 4,5 млрд. лет путем теплопроводности, без учета количества тепла, затраченного на фазовые переходы, равна $3 \cdot 10^{30}$ *дж*, общее тепловыделение радиоактивными элементами достигает $(0,6 \div 2) \cdot 10^{31}$ *дж*.

Расслоение однородной Земли и образование более плотного ядра и менее плотной земной коры могло освободить до $(1,5 \div 2,0) \cdot 10^{31}$ *дж* энергии [Люстих, 1948; Угеу, 1952], или 5×10^{21} *дж/год* [Любимова, 1966], что вполне сопоставимо с энергией радиоактивного распада.

Мощность тепловой энергии, создаваемая радиогенным теплом и гравитационными процессами, равна $35 \cdot 10^{12}$ *вт* [Достовалов, 1959]. Эти виды энергии могут создать у поверхности Земли тепловой поток плотностью $6,9 \cdot 10^{-2}$ *вт/м²*.

Замедление вращения Земли, вызванное приливным трением, создает тепловой поток плотностью $1,05 \cdot 10^{-2}$ *вт/м²*. Приливное трение выделило до настоящего времени тепло, эквивалентное

10—30% радиогенного тепла [Рускол, 1963]. При этом большая часть энергии рассеивается в морях и океанах [Munk, MacDonald, 1960; Papiisky, 1959]. Энергия приливного трения может иметь существенное значение при диссипации в тонком вязком слое, расположенном на глубине 100 км и характеризующемся пониженной скоростью распространения сейсмических волн. В таком слое приливное трение может значительно повысить температуру. При изменении вязкости слоя в горизонтальном направлении возможны колебания температуры в десятки и сотни градусов [Рускол, 1963; Магницкий, 1965]. Повышение температуры может вызвать местное расплавление земных толщ.

Е. А. Любимова [1962, 1963б] на основании теоретических исследований приходит к выводу, что существование колебаний температуры вызывает термоупругие тангенциальные и радиальные напряжения, значительно превосходящие в верхней мантии прочность слагающего ее материала.

Небольшой разогрев поверхности Земли происходит в процессе падения на нее метеоритов и метеорной пыли.

Замедление скорости вращения в связи с изменением момента инерции при увеличении объема и массы Земли за счет падающих метеоритов и метеорной пыли выделяет энергию мощностью $1,46 \times 10^{12}$ вт. Такая мощность энергии при площади поверхности Земли $5 \cdot 10^{14}$ м² создает тепловой поток плотностью $0,29 \times 10^{-2}$ вт/м² [Магницкий, 1965].

Более значительное и различное в зависимости от исходных данных влияние оказывает на начальную, а также и на последующую температуру Земли адиабатическое сжатие, которое происходит под тяжестью падающего материала [Магницкий, 1965].

Сопоставление существующих оценок тепловой энергии, выделяемой радиоактивным распадом, действием гравитационных сил и изменением скорости вращения Земли позволяет сделать вывод, что тепловой эффект этих процессов примерно одинаков.

Энергия глубинных источников, 10^{31} Дж
[Кропоткин, 1948; Любимова, 1966б]

Радиогенная	1,6—2,8
Гравитационная (образования Земли)	30
Потенциальная гравитационная	25
Упругая (сжатой планеты)	2
Гравитационной дифференциации	1,5—2,0
Ротационная	
замедления скорости вращения	0,36
колебаний скорости вращения	2

В связи с этим нет оснований отдавать предпочтение какому-либо одному процессу, ответственному за тепловую историю и состояние Земли, так как каждый из рассмотренных процессов может обеспечить современные потери глубинного тепла. Одновременно не следует отвергать и другие источники тепловой энергии Земли, хотя они и менее изучены.

Тепло выделяют тектонические, метаморфические и магматические процессы. Эти процессы в основном превращают внутриземную энергию из одной формы в другую, передают глубинное тепло из недр к поверхности и перераспределяют ее между различными регионами, не изменяя общей энергии земного шара. Эта энергия в энергетическом балансе отдельных регионов может играть значительную роль [Тепловой режим. . ., 1970]. Глобальный энергетический эффект тектонических, метаморфических и магматических процессов зависит от их механизма, продолжительности и интенсивности, от размеров блоков, свойств геологических объектов в различных природных условиях.

Тектонические процессы вызывают перемещение блоков земной коры, пластические и разрывные деформации. В случае вертикальных движений происходит изменение потенциальной энергии — увеличение при поднятии и уменьшение при опускании. Согласно приближенной оценке увеличение потенциальной энергии при вертикальном поднятии на 5 км земной коры мощностью 40 км на территории всех кайнозойских геосинклиналей (около $2 \times 10^{13} \text{ м}^2$) в течение послемеловой истории (70 млн. лет) равно $1,7 \cdot 10^{18} \text{ дж/год}$. В этом расчете использована вся площадь кайнозойских геосинклиналей и, несмотря на это, полученное значение мощности на три порядка ниже мощности генерации внутриземного тепла.

В случае горизонтальных движений вся энергия затрачивается на преодоление сил трения. При таком движении блока мощностью 2 км и площадью $100 \times 100 \text{ км}$ со скоростью $1 \cdot 10^{-2} \text{ м/год}$ и коэффициенте трения 0,6 (камень о камень) затрачивается в год внутренней энергии примерно $4 \cdot 10^{15} \text{ дж}$.

Внутренняя энергия Земли расходуется и при вертикальных движениях блоков, происходящих в условиях сжатия, а также при всех сбросо-сдвиговых, сдвигово-надвиговых и прочих движениях. Энергия, расходуемая на трение, вызывает нагревание соприкасающихся поверхностей. Выделенное тепло изменяет тепловое состояние в узких приконтактных зонах и сравнительно быстро рассеивается после прекращения движения. Этот локальный эффект имеет значение при изучении общих проблем метаморфизма и магнетизма.

Под воздействием внешних сил в толще Земли возникают пластические и упругие деформации. Пластические деформации вызывают образование крупных и мелких складок, а упругие — сжатие, растяжение и изгиб. Накопленная энергия при снятии нагрузки расходуется в виде упругих волн — землетрясений. Каждый год на тектонические процессы с учетом горообразования, деформации и сейсмических волн расходуется тепла в среднем $3 \cdot 10^{18} \text{ дж}$. Такое количество энергии играет второстепенную роль в общем потоке тепла к поверхности Земли.

В земной коре происходят окислительно-восстановительные реакции, растворение (выщелачивание), кристаллизация,

литификация тонкодисперсных осадков и другие процессы с выделением или поглощением тепла. Реакция окисления в основном охватывает зону проникновения кислорода в земную кору. Мощность этой зоны определяется глубиной активной циркуляции подземных вод, поставляющих кислород в глубь Земли. Наибольшим энергетическим эффектом обладает реакция окисления органического вещества, которая сопровождается выделением тепла в среднем $3,84 \cdot 10^5$ дж/моль.

В земной коре протекают также биохимические процессы. Среди них наиболее распространенным является процесс восстановления сульфатов, при котором выделяется $79,1 \cdot 10^3$ дж/моль тепла. Наряду с окислительно-восстановительными реакциями в земной коре протекают обратимые реакции растворения (выщелачивания) и кристаллизации каменной соли, гипса, доломитов, известняков, ангидритов и других пород. По абсолютной величине тепловые эффекты растворения и кристаллизации одной и той же породы одинаковы, но различны по знаку. При растворении гипса, доломитов, известняков, ангидритов происходит выделение тепла, а при растворении галита — поглощение.

**Тепловой эффект реакции
растворения, дж/моль**

Кальций	123,60
Доломит	169,28
Гипс	6,87
Ангидрит	130,73
Галит	—66,62

Тепло выделяется также при уплотнении глинистых толщ: при давлении $24,5 \cdot 10^6$ н/м² каждый кубический метр породы выделяет 502,8 дж.

Следует подчеркнуть, что большинство процессов, протекающих на ранних стадиях преобразования пород, имеет экзотермический характер, и энергетический эффект их не оказывает заметного влияния на тепловой режим недр. Такое же влияние на тепловой режим Земли оказывает более глубокий метаморфизм горных пород, в основном протекающий при эндотермических реакциях [Тепловой режим. . ., 1970].

Тепло в Земле могут выделять электрические токи, возбуждаемые солнечной радиацией в теле Земли и в атмосфере. Однако количество возникающего при этом тепла в настоящее время не оценено.

Немалую долю тепла Земля получает от Солнца. Солнечная радиация является основным источником тепла для большинства природных процессов, протекающих в самой верхней части земной коры, на поверхности Земли и в атмосфере. Ежегодно на квадратный метр поверхности Земли поступает в среднем $6,9 \cdot 10^9$ дж тепла [Будько, 1964], без учета тепла, выделяемого в недрах Земли под воздействием нейтрино, излучаемого Солнцем. Коли-

чество этого тепла в два раза превышает радиогенное тепло железных метеоритов соответствующих объемов [Gorham, 1954].

Две трети солнечного тепла поглощаются земной поверхностью и одна треть — атмосферой. Из поглощенного земной поверхностью тепла 35,7% теряется длинноволновым излучением, 10,8% отдается в атмосферу турбулентной теплоотдачей и 53,5% тратится на испарение. При этом из радиационного баланса на испарение расходуется тепла больше на океанах и меньше на суше [Будыко, 1964].

Направление и значение результирующей теплопотоков через поверхностный слой Земли может меняться в различные периоды года, а также и в более длительные периоды. С изменением результирующей теплопотоков происходит изменение температуры земной поверхности, которую в первом приближении можно вычислить по энергии излучения Солнца, получаемой поверхностью Земли. Земная поверхность площадью πr^2 в единицу времени получает количество энергии, равное $\pi r^2 \varepsilon$ [$\varepsilon = 12,6 \cdot 10^9 \text{ вт}/(\text{м}^2 \times \text{°К}^4)$ — солнечная постоянная], и нагревается до температуры T . В соответствии с законом Стефана — Больцмана количество энергии, излучаемой нагретой поверхностью, равно $4\pi r^2 \sigma T^4$, где $\sigma = 5,68 \text{ вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{°К}^4)$ — постоянная Стефана — Больцмана. При тепловом равновесии

$$T = \sqrt[4]{\frac{\varepsilon}{4\sigma}},$$

что составляет 276° К, или 3° С. Однако из-за тепла, поступающего из недр Земли, и сильного поглощения атмосферой длинноволнового излучения, испускаемого Землей, средняя температура земной поверхности равна $15 \pm 2^\circ \text{С}$ [Гутенберг, 1963]. Влияние внешних источников тепла распространяется в земной коре до глубин, исчисляемых сотнями метров и более [Дахнов, Дьяконов, 1952; Черемешский, 1962а, б, 1963а, 1964, 1970б; Фролов, 1966 и др.].

Основная потеря тепла Землей, достигающая значения $25 \times 10^9 \text{ вт}$, осуществляется через теплопроводность [Гутенберг, 1963]. Кроме этой потери тепла существуют и другие. Так, через вулканическую деятельность Земля теряет энергию $1,3 \cdot 10^9 \text{ вт}$ [Люстих, 1959; Verhoogen, 1946]. Такая потеря для некоторых районов может оказаться значительной, но для Земли в целом она невелика.

Незначительный вынос тепла производится термальными источниками. Воды, циркулирующие в осадочных отложениях Земли, могут привести к тепловым потерям, большим, чем потери путем теплопроводности [Фролов, 1966].

Общие тепловые потери Земли превышают $53 \cdot 10^{12} \text{ вт}$ [Люстих, 1959; Магницкий, 1965].

В настоящее время знания о тепловом состоянии Земли крайне неопределенны, так как недостаточно количество объективной

информации о тепловом режиме ее недр [Bullard, 1964]. Одним из путей получения таких сведений является систематическое изучение теплового потока в земной коре и критический анализ получаемых данных.

§ 2. ПЛОТНОСТЬ ТЕПЛОВОГО ПОТОКА И ГЕОТЕРМИЧЕСКИЙ ГРАДИЕНТ

Из всех термических характеристик теплового поля наиболее полную информацию об энергетическом режиме Земли и отдельных различно построенных участках земной коры дает тепловой поток. Он позволяет выявлять природу глубинного тепла, термическую эволюцию Земли, направление и интенсивность геологических процессов, сопровождающихся поглощением и генерацией энергии, а также решать ряд космогонических проблем.

Внутреннее тепло Земли является основным источником энергии глубинных процессов, вызывающих изменение физических и химических свойств природных систем, фазовые переходы, движения земной коры, магматизм, метаморфизм, сейсмическую активность и другие явления. Установление закономерностей теплового поля земной коры имеет важное значение при изучении строения и развития земной коры и верхней мантии, а также планеты в целом. В связи с этим в настоящее время большое внимание уделяется определению плотности теплового потока на континентах, морях и океанах.

По мере накопления определений были получены различные значения плотности среднепланетарного теплового потока, 10^{-2} вт/м^2 : $(5,4 \pm 2,5)$ [Birch, 1954]; 5,2 [Bullard, 1954a, б]; 3,4 [Красковский, 1961]; $(4,9 \pm 0,5)$ [Смирнов, 1968]. В последнее десятилетие количество определений плотности теплового потока резко возросло. Это позволило использовать для обработки полученных данных статистические методы [Lee, 1963; Lee, Uyeda, 1965; Смирнов, 1966, 1968; Поляк, Смирнов, 1968].

Наиболее строгий выборочный анализ более 2000 определений плотности теплового потока был проведен Я. Б. Смирновым, который установил, что распределение значений теплового потока в большинстве однородных выборочных множеств не противоречит нормальному закону. При сравнении законов распределения плотности теплового потока различных структур использовался метод Фишера — Стьюдента.

Хотя значения плотности теплового потока (табл. 2) получены по малому количеству наблюдений, они подтверждают наличие глобальных изменений теплового потока и намечают связь этих изменений с возрастом тектогенеза. Плотность теплового потока в тектонически стабильных структурах континента возрастает от древних структур к молодым, что отражает динамику геологической эволюции и ставит тепловой поток в один ряд с другими геофизическими параметрами, позволяющими изучать земные недра.

ТАБЛИЦА 2

Распределение теплового потока в различных тектонических областях континентов, 10^{-2} вт/м^2 , по Б. Г. Поляку, Я. Б. Смирнову [1968]

Тектонические области	Число определений	q_{\min}	q_{\max}	$q_{\text{ср}}$	Закон распределения
Области докембрийской складчатости: нерасчлененные	128	2,22	5,57	3,90	Нормальный
щиты	75	2,55	5,53	3,77	»
плиты	53	2,22	5,57	4,36	»
Области каледонской складчатости	24	2,85	7,16	4,65	»
Области герцинской складчатости	145	2,51	7,96	5,20	»
Области кайнозойской складчатости или активизированные в кайнозое	26	4,19	8,88	5,94	»
Предгорные прогибы и межгорные впадины	71	2,18	6,88	4,10	»
Горноскладчатые сооружения мезогео-синклинальных зон	32	5,03	9,22	7,33	»
Зоны кайнозойского вулканизма	74	5,03	14,62	9,22	»
Рифтовые зоны материков:					
Ньяса	20	—	—	4,19	Не установлен
Байкал	11	5,07	14,25	10,06	»

В активных тектонических поясах тепловой поток резко изменяется от элемента к элементу структур. В краевых прогибах и межгорных впадинах альпийской фазы складчатости тепловой поток понижен, в районах горноскладчатых сооружений мезогео-синклинальных зон (Большой Кавказ, Карпаты, Альпы и т. д.) — повышен. Непостоянство теплового потока по площади наблюдается в древних платформах, активизированных в кайнозое, и в областях с корой переходного типа. Все это свидетельствует о перераспределении энергии в тектонически активных поясах и о высоких горизонтальных градиентах температуры на больших глубинах.

На дне акваторий нормальные значения теплового потока соответствуют глубокому океаническому впадинам (плитам), высокие — сводовым поднятиям, глыбовым хребтам и краевым валам. На срединно-океанических хребтах тепловой поток дифференцирован: повышенные значения потока наблюдаются на рифтовых горных грядках и в рифтовых долинах, пониженные — на склонах хребтов.

Средние значения плотности теплового потока для областей с земной корой континентального и океанического типов и для тектонических поясов соответственно равны, 10^{-2} вт/м^2 : ($4,86 \pm 0,49$), ($5,0 \pm 0,5$), ($6,7 \pm 1,3$).

Результаты обработки Я. Б. Смирновым большого количества определений плотности теплового потока подтвердили установленное ранее по малому количеству вычислений [Revelle, Maxwell, 1952; Bullard, 1954a и др.] примерное равенство средних значений плотности тепловых потоков земной коры континентального и океанического типов. В связи с этим следует предполагать, что мощность и состав верхней мантии, а также и содержание радиоактивных элементов неодинаковы в различных типах разрезов [Clark, 1964]. Наибольшим содержанием радиоактивных элементов обладает кора континентального типа и наименьшим — океанического. Такое перераспределение радиоактивных элементов (источников тепла) произошло в процессе развития Земли и роста континентов. Вследствие этого содержание источников тепла, распределение потока тепла и температуры в верхней мантии под океанами и континентами оказались различными. Океаническая кора и мантия под ней более прогреты, чем континентальная кора и мантия под этой корой.

Существующие тепловые потоки на континентах, по современным данным далеко не полным, могут создаваться в основном радиоактивностью пород, слагающих земную кору. Континентальная кора определяет 66% поверхностного потока, а океаническая — лишь 5—10% [Смирнов, 1968; Любимова, 1970]. Отсюда следует, что поток тепла в коре океанического типа возникает в основном внутри мантии. В связи с этим под земной корой океанического типа должно быть или повышенное содержание радиоактивных элементов (более интенсивная генерация тепла каждой единицей объема вещества), или более мощная толща мантии, участвующая в создании теплового потока.

Различие в содержании радиоактивных элементов в мантии под континентами и океанами, устанавливаемое по данным изучения теплового потока, противоречит гипотезе перемещения материков [Birch, 1965].

В последнее десятилетие делаются попытки установить связь теплового поля с другими геологическими и геофизическими параметрами. Так, установлено наличие связи теплового поля с гравитационными [Wang Chi J, 1964; Lee, Uyeda, 1965 и др.] и магнитными аномалиями, а также с градиентами современных тектонических движений (рис. 1) и отсутствие прямой связи теплового поля с поверхностным рельефом [Scheffer, 1965].

Наиболее полно связь распределения теплового потока с геологическими и геофизическими параметрами для различных областей земной коры рассмотрена Я. Б. Смирновым. Все параметры связаны между собой значениями и динамикой изменения геологических и геофизических характеристик. При этом основные геологические области земной коры характеризуются определенными значениями плотности теплового потока, закономерно увеличивающимися от древних структур к молодым.

В тектонически стабильных структурах континентов отсут-

ствует корреляция между потоком, мощностью осадочного слоя и градиентами современных вертикальных движений земной поверхности. В таких структурах значение плотности теплового потока отражает возраст консолидации, а в омоложенных — возраст активизации земной коры. В тектонически стабильных областях в настоящее время практически отсутствуют динамические процессы в земной коре и в верхней мантии.

В тектонически активных поясах континентов существует тесная связь между значениями теплового потока и геологическими и геофизическими характеристиками. Так, в краевых

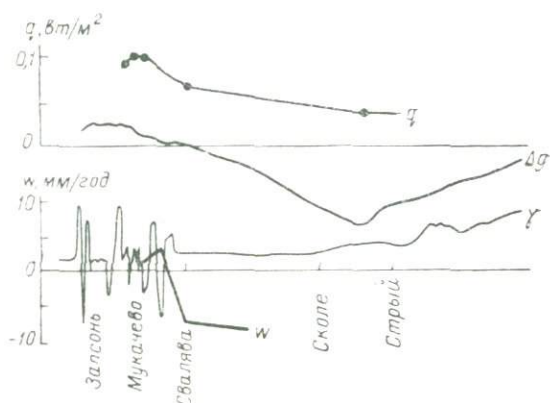


Рис. 1. Геотермический профиль Зансонец — Стрий [Шушпанов, 1966].

прогибах, межгорных впадинах альпийской складчатости и в областях, активизированных в кайнозое, наблюдаются низкие значения теплового потока, которые находятся в соответствии с рельефом консолидированной коры, мощностью осадочного слоя, отрицательными градиентами вертикальных тектонических движений в неоген-четвертичное время. Подобные закономерности намечаются и в земной коре переходного типа.

В горноскладчатых сооружениях мегеоэпиклиналильных зон (мегаантиклинорий Большого Кавказа, Альп и т. п.) и в горноскладчатых сооружениях, активизированных в кайнозое, существуют высокие значения плотности теплового потока, которые коррелируются с рельефом, увеличенной мощностью земной коры, положительными изостатическими аномалиями, высокими положительными градиентами вертикальных тектонических движений в неоген-четвертичное время и паличием слоя в верхней мантии со скоростями сейсмических волн $7,4-7,8$ км/сек. Подобные закономерности наблюдаются и в эвгеосинклиналильных зонах.

Несколько своеобразное изменение геофизических полей наблюдается на территории Большой Венгерской впадины, где

существуют мощные проявления кайнозойского вулканизма, высокие значения теплового потока и геотермического градиента,

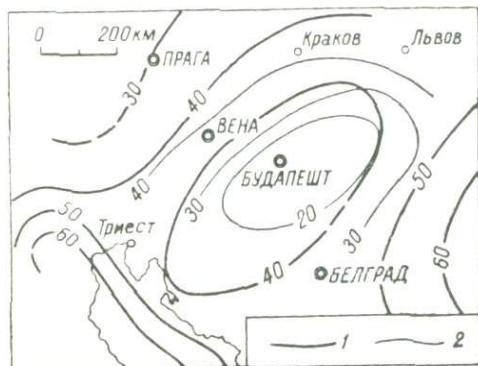


Рис. 2. Схема мощности земной коры и геотермической ступени Карпатского бассейна [Scheffer, 1965].

Изолинии: 1 — мощности земной коры, км; 2 — геотермической ступени, м/град.

сравнительно нормальные мощности земной коры и выровненный рельеф земной поверхности (рис. 2, 3).

В областях с земной корой океанического типа намечается корреляция значений плотности теплового потока с рельефом дна, аномалиями магнитного и гравитационного полей для ряда тектонических структур (глыбовые и срединно-океанические хребты), характеризующихся положительными формами рельефа



Рис. 3. Схема теплового потока на территории Большой Венгерской впадины, по Т. Болдисару [Boldizsar, 1964].

Изолинии плотности теплового потока даны в 10^{-9} кал/(см²·сек), или $4,19 \cdot 10^{-2}$ Вт/м².

дна, положительными гравитационными и высокими магнитными аномалиями.

Сопоставление геофизических полей с геологическими факторами позволяет установить следующие общие закономер-

ности для тектонически активных поясов Земли [Смирнов, 1968]*.

1. Высокие значения плотности теплового потока коррелируются с положительными изостатическими аномалиями, с высокими положительными градиентами вертикальных тектонических движений в неоген-четвертичное время, пониженными скоростями сейсмических волн в верхней мантии. Низкие значения теплового потока коррелируются с большими отрицательными изостатическими аномалиями и градиентами вертикальных тектонических движений, повышенными значениями скоростных характеристик верхней мантии. При этом эрозия и осадконакопление, сопровождающие поднятия и опускания земной коры, могут вызвать искажение теплового поля, достигающее 20—25% от потока тепла.

2. Области с высокими тепловыми потоками приурочены к нерегулярным магнитным аномалиям, с низкими потоками — к слабым магнитным помехам. Наиболее отчетливо наблюдается связь между значениями теплового поля и глубинами залегания магнитовозмущающих толщ и слоя повышенной проводимости. Плотность теплового потока возрастает с уменьшением этих глубин.

3. Отсутствует однозначная связь между тепловым потоком и скоростями современного движения земной поверхности: по видимому, у этих движений энергетический эффект недостаточен, чтобы вызвать заметные изменения теплового потока.

4. Наиболее высокие значения теплового потока, наблюдаемые на континентах и в областях земной коры переходного типа, связаны с зонами кайнозойского вулканизма. При этом не наблюдается существенных различий в значениях плотности теплового потока в областях неогенового и современного вулканизма. Молодые вулканы и гидротермальные системы являются аномалиями и существенно не влияют на энергетический баланс вулканических зон.

5. Тепловой поток находится в соответствии с фазами регионального метаморфизма: к низкотемпературным фациям приурочены низкие значения плотности теплового потока, к высокотемпературным — высокие.

6. Сочленения зон с высокими и низкими тепловыми потоками совпадают с районами максимальной сейсмической активности. Например, к фокальной сейсмической плоскости, падающей под континенты и островные дуги, приурочена область сочленения минимальных значений теплового потока внешних переходных зон и максимальных значений внутренних зон.

Рассмотренные зависимости вызваны особенностями распределения глубинных температур и изменением физических свойств толщ, слагающих слои Земли.

* Эти закономерности следует считать предварительными, так как каждая из них установлена по малому числу наблюдений.

Распределение температур в верхних оболочках Земли оценивалось многими исследователями на основании учета содержания радиоактивных элементов, мощности слоев и в основном среднего значения теплового потока Земли [Тихонов, 1937; Jacobs, Allen, 1954; Любимова, 1958, 1966а, б; MacDonald, 1959; Левин, Маева, 1960; Рингвуд, 1964; Магницкий, 1965 и др.]. Более обоснованными, но тоже ориентировочными, являются геотермограммы, построенные С. П. Кларком (рис. 4), и Я. Б. Смирновым (рис. 5, 6), рассчитанные для областей с различными типами земной коры с учетом изменения теплопроводности и вещественного состава земных слоев.

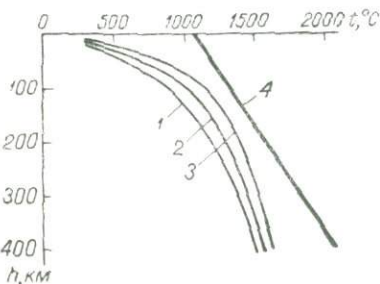


Рис. 4. Геотермограммы на щитах (1), континентах (2) и под дном океанов (3) и термограмма полного плавления вещества мантии (4), по С. Кларку, А. Рингвуду [Clark, Ringwood, 1964].

ных глубинах, объяснить различие залегания и мощности слоя пониженных скоростей в верхней мантии, а также условия плавления вещества мантии под различными тектоническими структурами. Так, по температурным условиям в тектонически активных поясах устанавливается подъем слоя пониженных скоростей, что согласуется с фактическими данными. Природа этого слоя окончательно не выяснена. Одни исследователи считают, что понижение скоростей вызвано аморфизацией вещества мантии [Магницкий, 1965], другие — частичным ее расплавлением [Белоусов, 1966].

Температурные условия также определяют глубину залегания слоя повышенной электропроводности, возникающего при температуре, близкой к плавлению вещества мантии. Эта глубина неодинакова в различных тектонических областях. В областях кайнозойского вулканизма (Венгерская впадина, Восточная Камчатка, Япония и др.) и в рифтовых зонах (Байкал) слой повышенной проводимости залегает на глубинах 50—100 км [Stegena, 1964], что согласуется с распределением глубинных температур (см. рис. 5, а, кривая б; рис. 5, б, кривая 20). В кайнозойских прогибах глубина залегания слоя повышенной проводимости 200, в стабильных структурах континентов 300—500, на щитах 800 и под островными дугами 200—300 км. Под тектонически

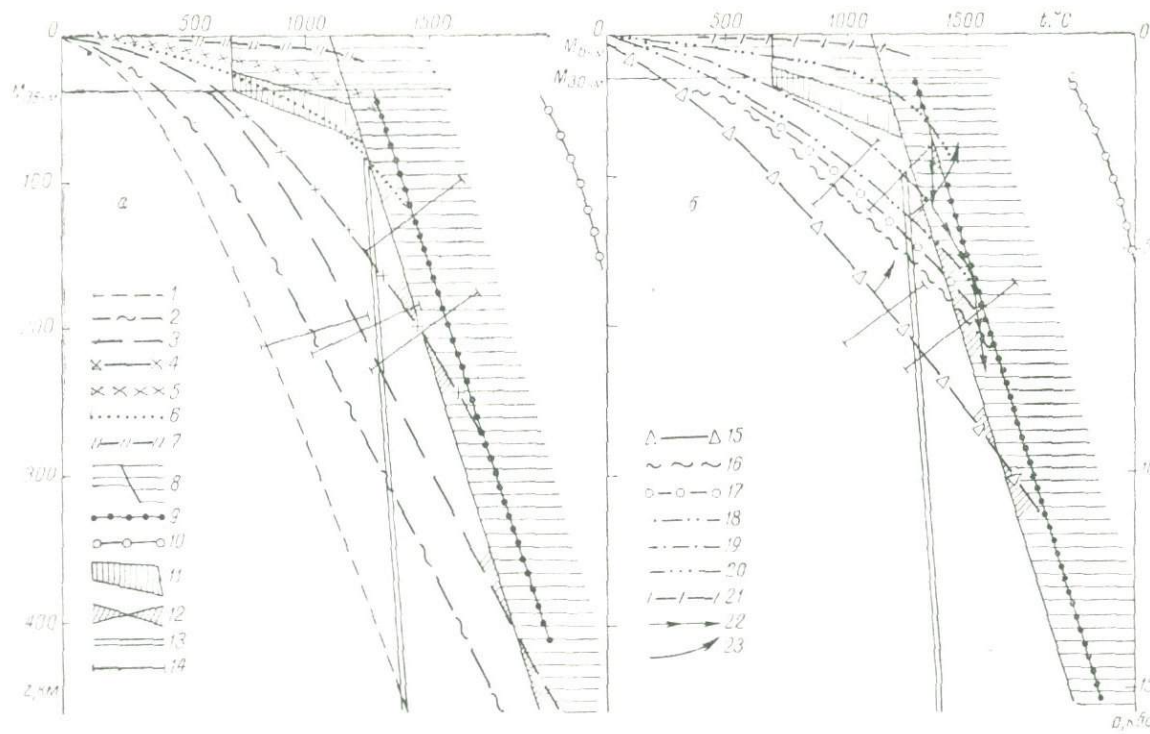


Рис. 5. Распределение температур в верхних оболочках Земли по областям с земной корой континентального (а) и океанического (б) типов [Смирнов, 1968].

1 — плиты; 2 — докембрийские плиты; 3 — области герцинской складчатости; 4 — краевые прогибы и межгорные впадины; 5 — горно-складчатые сооружения мезогеосинклинальных зон и зон, активизированных в кайнозой; 6 — эвгеосинклинальные зоны и рифтовые зоны материков; 7 — докембрийские геосинклинали; 8 — вероятные поля гранитизации в земной коре и фракционного выплавления основных магм в мантии; 9 — кривая фракционного плавления вещества в мантии; 10 — кривая полного плавления вещества мантии; 11 — поле стабильности системы габбро — эглогит (заштрихованное поле соответствует гранатовому гранулиту, выше него стабилен пироксеновый гранулит, ниже — гранулит; эглогит); 12 — вероятные глубины возникновения

слоя повышенной электропроводности в мантии; 13 — адиабатический градиент в мантии; 14 — вероятные пределы колебания глубинных температур около средних значений; 15 — краевые океанические желоба; 16 — то же, при условии энергоемкого фазового перехода; 17 — глубокие океанические впадины (плиты), модель распределения источников тепла в верхних 400 км; 18 — то же, модель распределения источников тепла в верхних 1000 км; 19 — островные дуги, складчатые сооружения мезогеосинклинальных зон; 20 — островные дуги, эвгеосинклинальные зоны; 21 — рифтовая зона срединно-океанических хребтов; 22 — возможный механизм образования второго слоя повышенной проводимости под островными дугами; 23 — направление изменения температур в процессе геологического развития мезогеосинклинальных зон.

активными поясами на больших глубинах возможно возникновение второго слоя повышенной электропроводности в связи с тем, что температура может приблизиться к точке плавления [Смирнов, 1968].

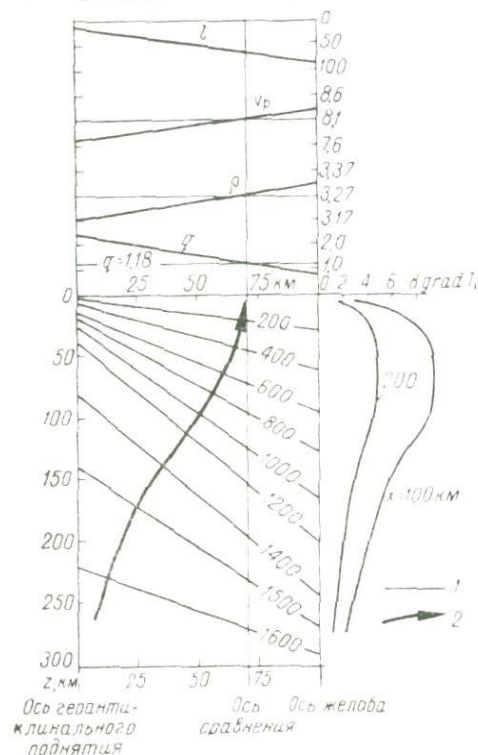


Рис. 6. Распределение глубинных температур в переходной зоне от островных дуг к желобам и рассчитанные изменения геофизических параметров, по Я. Б. Смирнову [1968].

1 — изотермы, °C; 2 — линия, перпендикулярная к фронту температур.
 q — плотность теплового потока, $4,19 \cdot 10^{-2}$ вт/м²;
 ρ — плотность верхов мантии, 10^3 кг/м³;
 v_p — скорость продольных сейсмических волн в верхах мантии, км/сек; l — глубина изотермы Кюри (600° C), км.

метров по разломам широтного простирания в восточной части Тихого океана. Однако такие движения могут быть вызваны также существующими горизонтальными градиентами температуры [Смирнов, 1968].

Согласно конвекционной гипотезе в зонах глубинных прогибов под влиянием подкорового конвекционного потока возможен отрыв блоков сиалического вещества и опускание их на значи-

Движущей силой тектонических процессов в тектонически активных областях может быть изохимический переход габбро — эколгит, удовлетворительно объясняющий геологические процессы и специфику геофизических полей в этой области. Такая концепция подтверждается распределением глубинных температур под желобами и краевыми прогибами, где эколгит стабилен.

Известны и другие гипотезы. Так, Ф. Венинг-Мейнес [Vening Meinesz, 1948, 1952] связывает образование прогибов и изостатических аномалий с воздействием на земную кору подкорковых конвекционных потоков. Этой же гипотезы придерживаются ряд геологов и геофизиков [Андреев, 1965]. Если допустить справедливость такой гипотезы, то максимальные значения теплового потока следует связать с восходящими, а минимальные — с нисходящими потоками в мантии. Подтверждением существования конвекционных потоков в мантии, по-видимому, являются горизонтальные смещения земной коры на многие сотни кило-

тельную глубину. При этом допускается, что «всасывание» блоков и их движение происходит толчками, вызывающими глубоководные землетрясения [Андреев, 1965]. В процессе увеличения глубины глубоководных впадин возможно образование в их краевых зонах разломов, по которым могут изливаться лавы и циркулировать подземные воды, вызывающие образование геотермальных зон.

Наличие максимальных значений геотермических градиентов на глубинах 15—140 км (см. рис. 6), где выделяется около 95% всей сейсмической энергии, является причиной возникновения термоупругих напряжений, объясняющих сейсмичность тектонически активных поясов [MacDonald, 1964; Смирнов, 1968].

Изменение температуры на равных глубинах в верхах мантии по направлению от геантиклиналей островных дуг к желобам и частичная аморфизация вещества, а также и неоднородность верхней мантии вызывают соответствующее изменение плотности и образование слоя со скоростями 7,4—8,5 км/сек. Скорость сейсмических волн в этом слое при фазовых переходах вещества может достигнуть даже 9,5 км/сек.

Существование больших значений горизонтальных градиентов температуры и наличие минералов с различными коэффициентами термического расширения способствуют возникновению пор и трещин в мантии и земной коре. Поры и трещины в мантии могут частично или полностью залечиваться при плавлении вещества и снова возникать в связи с напряжениями, вызванными фракционным плавлением. По этой причине земная кора и верхняя мантия тектонически активных поясов являются зонами повышенной проницаемости [Штрейс, 1951].

К зонам максимальных напряжений и максимальной неоднородности, имеющих значительную линейную напряженность, приурочены активные глубинные разломы в земной коре и в верхней мантии, являющиеся путями движения магмы. Не случайно 80% очагов вулканической активности Земли и большинство геотермальных зон сосредоточено вдоль «линии андезита», проходящей в пределах океанических впадин и считающейся тектонической границей гранитной и базальтовой оболочек (рис. 7). Район «линии андезита» характеризуется отрицательными гравитационными



Рис. 7. Схема расположения «линии андезита» (1) и геотермальных зон (2) [Scheffer, 1965].

аномалиями в изостатической редукции, сосредоточением вулканов и землетрясений.

В соответствии с изменением температуры с глубиной происходит изменение геотермического градиента. Геотермический градиент изменяется от региона к региону, по площади в пределах региона (рис. 8) и с глубиной.

Геотермический градиент различных регионов, 10^{-2} град/м
[Богородицкий, 1964; Череменский, 1956, 1963а, 1964, 1970б]

**Горноскладчатые области (предгорные прогибы
и межгорные котловины)**

Альпийские:

Карпаты	2—3
Крым	3—5
Копетдаг	3—5
Кавказ	4—6
Курильско-Камчатская вулканическая зона	3—20

Герциньские и каледонские:

Урал	1,5—2,0
Саяны	2,0—2,5
Алтай	2,0—3,0
Тянь-Шань	2,5—3,5

Платформенные области

На докембрийском фундаменте:

Восточно-Сибирская	1,0—2,0
Русская	1,5—2,5

На палеозойском фундаменте:

Западно-Сибирская	2,5—3,5
-----------------------------	---------

Кристаллические щиты

Балтийский	0,8—1,0
Украинский	0,6—0,9

В пределах больших интервалов глубин возможно возрастание, убывание или постоянство значений геотермического градиента. В соответствии с характером изменения геотермического градиента существуют геотермограммы выпуклого (вогнутость от оси глубин), вогнутого и прямолинейного типов. Геотермограммы выпуклого типа наблюдаются в тех районах, где с увеличением глубины теплопроводность горных пород возрастает или при постоянстве теплопроводности тепловой поток с глубиной уменьшается. Геотермограммы такого типа характерны для районов с терригенным геологическим разрезом, где с возрастанием глубины происходит увеличение теплопроводности пород под влиянием горного давления [Дахнов, Дьяконов, 1952]; в районах с восходящим движением подземных вод [Макаренко, 1948а; Огильви, 1956, 1959; Череменский, 1962в]; в толще с выделением тепла в результате магматической деятельности, механических деформаций, метаморфизма, экзотермических и прочих процессов; над соляными куполами и другими структурами.

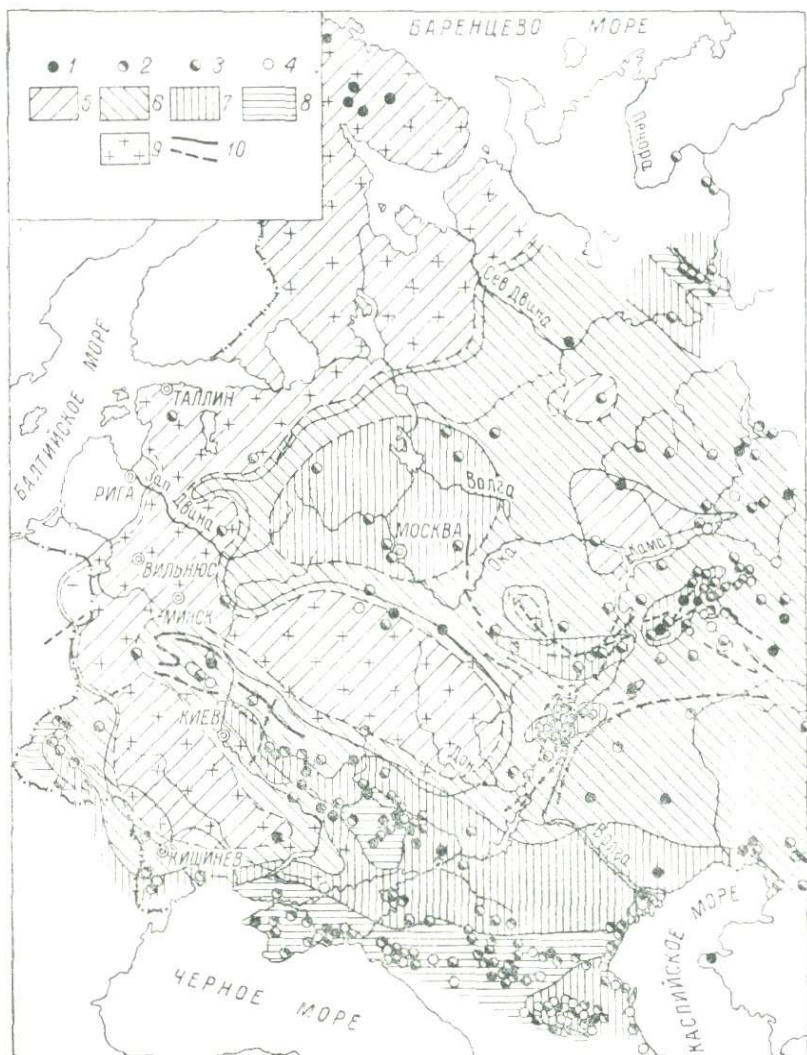


Рис. 8. Схематическая карта геотермического градиента европейской части СССР [Поляк, 1962].

Тип геотермограммы: 1 — линейный, 2 — выпуклый, 3 — вогнутый, 4 — невыясненный; геотермический градиент, 10^{-2} град/м: 5 — менее 1, 6 — от 1 до 2, 7 — от 2 до 3, 8 — более 3; 9 — область с глубиной залегания кристаллического фундамента менее 1000 м; 10 — тектонические нарушения.

Геотермограммы вогнутого типа (выпуклость в сторону оси глубин) могут возникнуть в разрезах с теплопроводностью горных пород, уменьшающейся с глубиной, или с возрастающей плотностью теплового потока по мере увеличения глубины. Геотермограммы подобного типа встречаются в разрезах, представленных сменой пород большой теплопроводности одной литолого-петрографической характеристики (карбонатные, кристаллические и т. д.) породами с меньшей теплопроводностью (терригенные) и другой литологической характеристикой или переслаиванием пластов неодинаковой теплопроводности; при внедрении холодных подземных вод [Череменинский, 1966а, б]; в районах с большой скоростью осадконакопления; при протекании в породах энергоемких процессов (адиабатическое расширение газа, каолинизация, охлаждающее влияние многолетней мерзлоты и пр.) [Поляк, 1962; Череменинский, 1962б]; при несовпадении направления скважин и вектора плотности теплового потока.

Изменение типа геотермограмм и значений геотермического градиента прослеживается на карте геотермических градиентов европейской части СССР, составленной Б. Г. Поляком для интервала глубин 1000—1250 м (см. рис. 8).

В европейской части СССР тепловое поле осложняется аномалиями, вызванными литолого-петрографическими и гидрогеологическими особенностями разреза. Так, в Московской синеклизе значение геотермического градиента повышенное в связи с преобладанием менее теплопроводных девонских глинистых отложений, а в восточных районах, где залегают более теплопроводные доломиты и известняки девона и карбона (скважины Советск I, Глазов I, Марининский посад I), пониженное. Четкое влияние литологического фактора отмечается в Донцеком бассейне, где присутствие в разрезе многочисленных пластов угля низкой теплопроводности влияет на увеличение значений геотермического градиента. Низкие значения геотермического градиента $(0,5 \div 1) \cdot 10^{-2}$ град/м отмечаются в пределах Балтийского и Украинского щитов, Беловежского выступа докембрийского фундамента. Гидрогеологическое влияние на окраинах Днепровско-Донецкой впадины выявляется на основании сопоставления значений геотермического градиента на ее южном и северном бортах. Значения геотермического градиента на южном борту впадины с застойными подземными водами превышают $2 \cdot 10^{-2}$ град/м, а на северном борту, откуда направлен основной сток подземных вод, — всюду меньше.

Влияние подземных вод проявляется в районе передовых хребтов Восточного Предкавказья, имеющих большое количество очагов разгрузки подземных вод, приуроченных к крупным тектоническим нарушениям широтного простирания. Область относительно невысоких для данного региона значений геотермического градиента $(2 \div 3) \cdot 10^{-2}$ град/м охватывает весь северный склон Терско-Кумского артезианского бассейна. Этот склон

является территорией площадной разгрузки термальных вод через покрывающую толщу. Движение подземных вод вверх в данном районе подтверждается выпуклым типом геотермограмм и многочисленными горячими источниками. Некоторое колебание значений геотермического градиента обусловлено также гидрогеологическими особенностями районов.

В области питания водоносных горизонтов и нисходящей фильтрации подземных вод (бассейн р. Вятки), как и в районах разгрузки глубинных вод (район Верхнечусовских Городков), наблюдается уменьшение значений геотермического градиента. В районах тектонических разломов (Самарская Лука, Ухта) с движением термальных вод по трещинам повышается значение плотности теплового потока и геотермического градиента. Совместное влияние геологических и гидрогеологических особенностей, снижающих значение геотермического градиента, существует в Прикаспийской впадине, являющейся областью разгрузки подземных вод и широкого распространения солянокупольных структур [Поляк, 1962].

Для отдельных регионов и всей территории СССР составлены карты геотермического градиента верхней части земной коры, распределения термальных вод и температур на поверхности кристаллического основания [Тепловой режим... .., 1970; Термальные воды. . ., 1967; Фролов, 1966; Покровский, 1962 и др.].

ТЕРМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГОРНЫХ ПОРОД (АГРЕГАТОВ)

Распределение теплового поля в земной коре при прочих равных условиях зависит от состава и физических свойств горных пород, от их происхождения и от дальнейшего преобразования (диагенез, метаморфизм, выветривание), т. е. от литологической характеристики, возраста пород и структурно-тектонического строения района. Существование такой связи позволяет использовать геотермограммы и диаграммы геотермического градиента для литологического расчленения разрезов скважин, выявления геологического строения района и решения других задач.

В благоприятных условиях при постоянстве литологической характеристики (термических свойств) отдельных стратиграфических единиц разреза можно уточнить по геотермическим данным стратиграфическое расчленение и провести геотермическую корреляцию в региональном масштабе [Дьяконов, 1964].

Термическая характеристика горных пород в основном определяется физическими свойствами, зависящими от структурно-тектонических особенностей пород, термических свойств породообразующих минералов и среды, заполняющей пространство между ними. Роль этих факторов неодинакова. В одних случаях основное воздействие на термическую характеристику оказывает вещественный состав пород, в других первостепенную роль играет влажность или плотность. Термические свойства, как и литологическая характеристика пород, зависят также от температуры, давления и прочих факторов. В связи с этим термические свойства горных пород являются функциями многих переменных.

При изучении геологических разрезов наблюдается термическая микро- и макроанизотропия. Микроанизотропия наблюдается в горных породах одной литологической характеристики. Макроанизотропия может возникнуть в больших толщах, представленных чередованием относительно тонких пластов изотропных пород различной теплопроводности и литологии, а также в толщах, содержащих водоносные комплексы.

К изотропным относятся многие магматические и метаморфические породы, а также некоторые осадочные. К анизотропным относятся преимущественно осадочные и метаморфические породы с выраженной сланцеватостью.

У большинства изверженных пород, имеющих неоднородный состав и структуру, а также и у многих осадочных пород (известняки, конгломераты, валуново-галечные отложения и др.) термические свойства неодинаковы в разных направлениях.

Понятие термической неоднородности зависит от объема изучаемых пород. Микроскопически неоднородные породы могут быть практически однородными в больших объемах.

Термические свойства не являются постоянными для одной и той же породы [Дахнов, Дьяконов, 1952; Кобранова, 1962]. Это несколько снижает ценность точных определений значений термических параметров горных пород для практических целей. Однако, поскольку термические свойства воздействуют на тепловое поле и позволяют решать ряд практических и теоретических задач, их изучение имеет важное значение в геотермии.

В породах, слагающих земную кору, передача тепла осуществляется путем теплопередачи, конвекции и лучеиспускания. Анализ этих процессов в общем виде затруднен влиянием структурно-текстурных особенностей пород, минералогического состава, а также зависимостью термических свойств от температуры, влажности, пористости и прочих факторов. В связи с этим при выводе формул для расчета термических свойств горной породы необходимо большое количество сведений о структурно-текстурных особенностях породы, о способе контактирования включений (зерен) и о механизме теплопередачи. Эти сведения известны не всегда.

Учитывая всю сложность вывода таких формул, рассмотрим теоретические закономерности для наиболее простых схем строения агрегатов и экспериментальные зависимости, полученные для горных пород в лабораторных условиях.

§ 3. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

В твердых телах тепло распространяется по закону Фурье:

$$q = \lambda \operatorname{grad} t = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n},$$

где q — плотность теплового потока; λ — коэффициент теплопроводности.

Производная берется вдоль внешней нормали n к изотермической поверхности. Знак минус в выражении указывает, что тепло распространяется в направлении, обратном направлению вектора градиента.

Величина коэффициента теплопроводности численно равна количеству тепла, проходящему в единицу времени через единицу площади при перепаде температуры 1 град на единице длины.

Кондуктивная теплопроводность определяется электронами проводимости и колебаниями атомов кристаллической решетки. При интерференции этих колебаний образуются волновые пакеты-

фононы. Расчет показывает, что электронная теплопроводность минералов с удельным электрическим сопротивлением от 10^{-3} до 10^{20} ом·м при температуре 18°C не превышает 10^{-2} вт/(м × град). По этой причине основным механизмом кондуктивной передачи тепла в горных породах является механизм фононной теплопроводности.

Фононная теплопроводность зависит от механических свойств горных пород [Иоффе, 1957], так как

$$\lambda = \frac{v}{D(3T - \vartheta)},$$

где v — скорость распространения упругих волн; D — коэффициент, имеющий близкие значения для тел с одинаковым характером химических связей и одинаковым типом кристаллической решетки; T — абсолютная температура; ϑ — характеристическая температура, $^\circ\text{K}$.

$$\vartheta = 1,8 \cdot 10^{-3} / M^{1/3} \rho^{1/3} \epsilon x^{1/2},$$

где M — средний атомный вес; ρ — плотность; x — коэффициент сжимаемости.

Установлены эмпирические связи кондуктивной теплопроводности с плотностью, влажностью, упругими и другими физическими свойствами материалов и горных пород [Медведев, 1967; Тихомиров, 1968; Hurtig, 1965].

Эффективную теплопроводность агрегатов и горных пород можно представить как сумму теплопроводностей, зависящих от способа теплопередачи. В таком случае коэффициент эффективной теплопроводности

$$\lambda_{\text{эф}} = \lambda_{\text{к}} + \lambda_{\text{кв}} + \lambda_{\text{л}},$$

где $\lambda_{\text{к}}$ и $\lambda_{\text{кв}}$ — коэффициенты кондуктивной и конвективной теплопроводностей, $\lambda_{\text{л}}$ — коэффициент теплопроводности, вызванной лучеиспусканием.

Коэффициент эффективной теплопроводности горных пород является функцией многих переменных. Он зависит от теплопроводности породообразующих минералов λ_i и среды $\lambda_{\text{с}}$, заполняющей межзерновое пространство, от содержания m_i и плотности ρ_i компонент, от структурно-текстурных особенностей ϵ , влажности W , пористости $k_{\text{п}}$, газонасыщенности $k_{\text{г}}$, нефтенасыщенности $k_{\text{н}}$, температуры t , анизотропии A и от прочих факторов.

Таким образом,

$$\lambda_{\text{эф}} = f(\lambda_i, \lambda_{\text{с}}, m_i, \rho_i, \epsilon, W, k_{\text{п}}, k_{\text{г}}, k_{\text{н}}, t, A, \dots).$$

Установление закономерностей зависимости коэффициента эффективной теплопроводности от различных факторов имеет важное значение для изучения тепловых полей регионов.

Во всех горных породах, залегающих в самой верхней части земной коры, основным механизмом теплопередачи является кондуктивная теплопроводность. Тепло передается от частицы к частице породы путем непосредственного контакта или через разделяющую промежуточную среду (цемент, газ, жидкость или газ и жидкость). Качественный и количественный анализ процесса кондуктивной теплопроводности в общем виде осложнен структурно-текстурными особенностями, строением и составом пород, наличием в породах пор, трещин, газа, нефти, свободной и связанной воды.

Чтобы установить общие закономерности, рассмотрим влияние на коэффициент кондуктивной теплопроводности формы, размеров и ориентировки зерен. Отметим, что в общем случае коэффициент теплопроводности — тензорная величина.

Горные породы в первом приближении можно рассматривать как агрегаты, состоящие из двух компонент с коэффициентами теплопроводности λ_1 и λ_2 .

Теплопроводность двухкомпонентных агрегатов. Для равномерно распределенных одинаково ориентированных одноосных эллипсоидов с полуосями a и b

$$\lambda^{(j)} = \lambda_1 \frac{m(n_j - 1)(\lambda_1 - \lambda_2) + n_j \lambda_2}{n_j \lambda_2 - m(\lambda_1 - \lambda_2)}, \quad (1)$$

где $j = 1, 2$ и 3 соответствует главным значениям $\lambda^{(1)}, \lambda^{(2)}, \lambda^{(3)}$ тензора теплопроводности λ ; λ_2 — коэффициент теплопроводности эллипсоидов, которые занимают $1 - m$ долей объема агрегата;

$$n_1 = n_2 = \frac{2\varepsilon^3}{\varepsilon - (1 - \varepsilon^2) \operatorname{Arth} \varepsilon};$$

$$n_3 = \frac{\varepsilon^3}{(1 - \varepsilon^2) (\operatorname{Arth} \varepsilon - \varepsilon)};$$

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \left(\frac{b}{a}\right)^2}.$$

Рассмотрим частные случаи.

Вытянутые в виде иголок эллипсоиды ($\varepsilon \rightarrow 1, n_1 = n_2 = 2, n_3 = \infty$):
поперек иголок

$$\lambda^{(1)} = \lambda^{(2)} = \frac{2\lambda_2 + m(\lambda_1 - \lambda_2)}{2\lambda_1 - m(\lambda_1 - \lambda_2)}, \quad (2)$$

вдоль иголок

$$\lambda^{(3)} = \lambda_2 + m(\lambda_1 - \lambda_2). \quad (3)$$

Пластинчатые включения — предельно сплюснутые эллипсоиды вращения ($\varepsilon \rightarrow \infty, n_1 = n_2 = \infty, n_3 = 1$):
по оси вращения

$$\lambda^{(3)} = \lambda_1 \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - m(\lambda_1 - \lambda_2)}, \quad (4)$$

по простиранию эллипсоидов

$$\lambda^{(1)} = \lambda^{(2)} = \lambda_2 + m(\lambda_1 - \lambda_2). \quad (5)$$

Сферические включения ($\varepsilon = 0$, $n_1 = n_2 = n_3 = 3$):

$$\lambda = \lambda_1 \frac{3\lambda_2 - 2m(\lambda_1 - \lambda_2)}{3\lambda_1 - m(\lambda_1 - \lambda_2)}. \quad (6)$$

Приведенные выражения показывают, что при одинаковой ориентировке вытянутых (сплюснутых) включений агрегат (горная порода) становится анизотропным, при отсутствии преимущественной ориентировки зерен — изотропным с коэффициентом теплопроводности

$$\lambda = \frac{1}{3}(\lambda^{(1)} + \lambda^{(2)} + \lambda^{(3)}).$$

Изменение коэффициента теплопроводности различных агрегатов в зависимости от содержания компоненты с коэффициентом λ_1 приведено на рис. 9.

Для агрегата, состоящего из слоев с коэффициентами теплопроводности λ_1 и λ_2 и толщиной $h_i^{(1)}$, $h_i^{(2)}$, имеющего плоскопараллельные границы раздела, термическое сопротивление поперек слоев

$$R_n = \sum_{i=1}^{n_1} \frac{h_i^{(1)}}{\lambda_1} + \sum_{i=1}^{n_2} \frac{h_i^{(2)}}{\lambda_2} = \frac{h_1 + h_2}{\lambda_n}, \quad (7)$$

где n_1 и n_2 — количество слоев с коэффициентами теплопроводности λ_1 и λ_2 ; $h_1 = \sum_{i=1}^{n_1} h_i^{(1)}$; $h_2 = \sum_{i=1}^{n_2} h_i^{(2)}$.

Коэффициент теплопроводности перпендикулярно к слоям и параллельно им

$$\left. \begin{aligned} \lambda_n &= \frac{h_1 + h_2}{\frac{h_1}{\lambda_1} + \frac{h_2}{\lambda_2}}; \\ \lambda_\tau &= \frac{\lambda_1 h_1 + \lambda_2 h_2}{h_1 + h_2}. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Полагая в формулах (8) $m = h_1/(h_1 + h_2)$, имеем

$$\lambda_n = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - m(\lambda_1 - \lambda_2)}; \quad (9)$$

$$\lambda_\tau = \lambda_2 + m(\lambda_1 - \lambda_2). \quad (10)$$

Изменение λ_n/λ_1 и λ_τ/λ_1 в зависимости от h_2/h_1 приведено на рис. 10.

Выражения (9) и (10) аналогичны выражениям соответственно (4) и (5). Отсюда следует, что при постоянном значении m в случае

ориентированных в одном направлении пластинчатых включений и переслаивания тонких слоев с коэффициентами теплопроводности λ_1 и λ_2 теплопроводность таких сред одинакова.

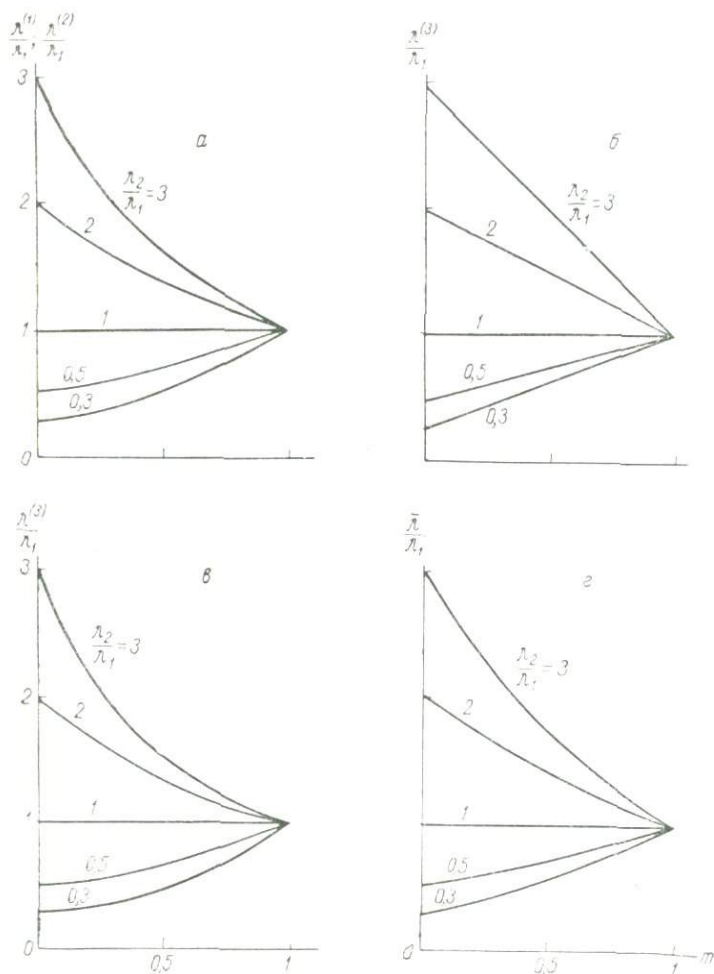


Рис. 9. Зависимость теплопроводности агрегатов от содержания компоненты с коэффициентом λ_1 .

а — поперек игольчатых и цилиндрических включений; б — вдоль игольчатых и пластинчатых включений, а также по простиранию слоистой среды; в — поперек пластинчатых включений и перпендикулярно к слоистой среде; г — для шаровых включений.

Несколько сложнее вычисление коэффициента теплопроводности агрегата под углом φ к простиранию включений, не равным 0 и 90° .

Для решения этой задачи разложим вектор плотности теплового потока \vec{q} на нормальную \vec{q}_n и тангенциальную \vec{q}_τ составляющие:

$$\vec{q} = \vec{q}_n + \vec{q}_\tau.$$

В этом случае

$$\lambda = \sqrt{\lambda_n^2 \sin^2 \varphi + \lambda_\tau^2 \cos^2 \varphi}, \quad (11)$$

где λ_n и λ_τ — коэффициент теплопроводности поперек и вдоль включений.

Подставляя в формулу (11) выражения поперечных и продольных коэффициентов теплопроводности, можно получить коэффициент теплопроводности этих толщ под любым углом к простиранию.

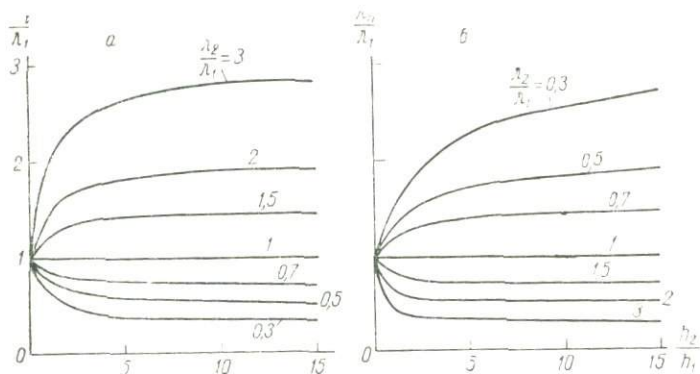


Рис. 10. Зависимость λ_τ/λ_1 (а) и λ_n/λ_1 (б) от h_2/h_1 .

Из рассмотренных закономерностей (см. рис. 9, 10) можно сделать следующие выводы.

1. Коэффициент теплопроводности агрегатов в основном зависит от содержания включений, но не от их формы.

2. С увеличением содержания компоненты агрегатов приближается к теплопроводности этой компоненты.

3. Продольная теплопроводность агрегатов, состоящих из ориентированных в одном направлении различных включений (игльчатые, пластинчатые) и из переслаивания параллельных слоев, при соответственно равных значениях m и λ_2/λ_1 одинакова.

4. Наибольшую теплопроводность агрегат имеет по простиранию одинаково ориентированных зерен и наименьшую — вкрест простирания.

Теплопроводность многокомпонентных агрегатов. Коэффициент теплопроводности многокомпонентных агрегатов можно представить в следующем виде:

$$\lambda = f(\lambda_1, \dots, \lambda_i; m_1, \dots, m_i; \epsilon).$$

Компоненты с индексом больше 1 могут контактировать или не контактировать между собой. Теорию вычисления теплопроводности агрегатов многокомпонентного состава разработал Г. Н. Дульнев [1965, 1967].

Теплопроводность агрегата с неконтактирующими компонентами. Аналитическое выражение коэффициента теплопроводности многокомпонентного агрегата может быть получено двумя путями: одновременным учетом теплопроводности и концентрации всех компонент агрегата или последовательным приведением многокомпонентной системы к таким системам, теплопроводность которых может быть вычислена по известным формулам.

Рассмотрим на примере трехкомпонентного агрегата оба способа определения коэффициента теплопроводности. При этом сделаем следующие допущения.

1. Компоненты 2 и 3 равномерно распределены в среде 1, обладающей достаточным объемом.

2. В агрегате можно выделить отдельные слои, перпендикулярные к потоку тепла, теплопроводность которых равна теплопроводности агрегата.

3. В каждом слое можно выделить элементарные объемы, сочетания которых позволяют получить весь объем агрегата.

4. Весь агрегат состоит из двух элементарных кубических ячеек, внутри которых расположены компоненты 2 или 3 произвольной формы.

5. Компоненты в трех основных направлениях отличаются по размерам не более, чем в два раза, и значительно меньше размеров агрегата [Дульнев, 1967].

Полагая, что элементарные ячейки в агрегате разделены бесконечно тонкими адиабатическими плоскостями, получаем тепловое сопротивление двухкомпонентного агрегата с концентрациями компонент m_2 и m_3

$$R = \frac{m_2 + m_3}{\frac{m_2}{R_2} + \frac{m_3}{R_3}} = \frac{l}{\lambda s},$$

где $s = (m_2 + m_3) l^2$; l и s — высота и поперечное сечение агрегата; R_2 и R_3 — тепловое сопротивление агрегата с включениями 2 и 3.

Отсюда коэффициент теплопроводности агрегата

$$\lambda = \frac{1}{l} \left(\frac{m_2}{m_2 + m_3} \cdot \frac{1}{R_2} + \frac{m_3}{m_2 + m_3} \cdot \frac{1}{R_3} \right) \quad (12)$$

Выражение коэффициента теплопроводности агрегата с включениями изометрической формы имеет вид [Дульнев, 1965]

$$\lambda_{1,i} = \lambda_1 \frac{(2m-1)(1-v_i)}{3-(1-m)(1-v_i)}, \quad (13)$$

где $m = m_2 + m_3 = 1 - m_1$; $v_i = \lambda_i/\lambda_1$; $i = 2; 3$.

Подставляя выражение (13) в формулу (12), имеем

$$\lambda = \lambda_1 \left[\frac{m_2}{m} \cdot \frac{(2m-1)(1-v_2)}{3-(1-m)(1-v_2)} + \frac{m_3}{m} \cdot \frac{(2m-1)(1-v_3)}{3-(1-m)(1-v_3)} \right].$$

Подобным методом можно получить выражение и для большего числа компонент. Теплопроводность многокомпонентного агрегата определяется методом поэтапного последовательного приведения к структуре двухкомпонентного агрегата. На первом этапе мысленно убирают из агрегата третью компоненту и определяют теплопроводность двухкомпонентного агрегата, где концентрации первой и третьей компонент соответственно равны:

$$m'_1 = \frac{m_1}{m_1+m_3}; \quad m'_3 = 1 - m'_1.$$

По значениям теплопроводности λ_1 и λ_3 определяют теплопроводность приведенного двухкомпонентного агрегата, используя выражение (13),

$$\lambda_{1,3} = f(\lambda_1, \lambda_3, m'_1, m'_3).$$

На втором этапе учитывают наличие третьей компоненты, получают агрегат с концентрациями $m_1 + m_3$ и m_2 и коэффициентами теплопроводности соответственно $\lambda_{1,3}$ и λ_2 . С использованием той же зависимости (13) определяют теплопроводность уже трехкомпонентного агрегата

$$\lambda = f(\lambda_{1,3}, \lambda_2, m_1 + m_3, m_2).$$

Теплопроводность агрегата с контактирующими компонентами. Для определения теплопроводности агрегата с контактирующими компонентами используют метод последовательного приведения многокомпонентного агрегата к двухкомпонентному [Дульнев, 1967].

На первом этапе расчета выбирают любую пару компонент и определяют теплопроводность агрегата, состоящего, например, из компонент 2 и 3,

$$\lambda_{2,3} = f(\lambda_2, \lambda_3, m'_2, m'_3).$$

Затем для определения теплопроводности агрегата с общающимися компонентами по коэффициентам теплопроводности и приведенным объемным концентрациям используют следующую зависимость, предложенную Г. Н. Дульневым [1965] (рис. 11):

$$\lambda = \lambda_1 \left[x^2 + v(1-x^2) + \frac{2vx(1-x)}{vx+(1-x)} \right], \quad (14)$$

где x находится из выражения

$$x^3 - 1,5x^2 + 0,5(1-m) = 0.$$

В этом случае часть объема трехкомпонентной смеси, соответствующая концентрации $m_2 + m_3$, имеет теплопроводность $\lambda_{2,3}$.

Наконец, определяют теплопроводность трехкомпонентного агрегата

$$\lambda = f(\lambda_1, \lambda_{2,3}, m_1, m_2 + m_3).$$

Теплопроводность комбинированных агрегатов. Теплопроводность агрегатов комбинированной структуры определяют также способом приведения к структуре двухкомпонентной смеси. На первом этапе расчета, используя выражение (14), определяют теплопроводность части структуры, образованной контактирующими компонентами, по их коэффициентам теплопроводности и приведенным объемным концентрациям:

$$\lambda_{1,3} = f(\lambda_1, \lambda_3, m'_1, m'_3).$$

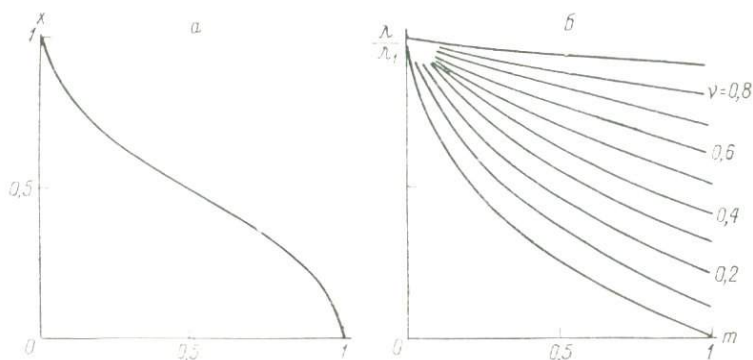


Рис. 11. Зависимость x (а) и λ/λ_1 (б) от m [Дульнев, 1967].

На втором этапе расчета определяют теплопроводность трехкомпонентного агрегата, приведенного в структуре агрегата с некоштактирующими компонентами:

$$\lambda = f(\lambda_{1,3}, \lambda_2, m_1 + m_3, m_2).$$

В этом случае расчета перемена индексов 1, 2 и 1, 3 недопустима.

Последовательно используя рассматриваемую методику, можно определить теплопроводность агрегатов с любым числом компонент.

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ АГРЕГАТОВ ОТ ПЛОТНОСТИ КОМПОНЕНТ

Во все выражения теплопроводности агрегатов входит содержание первой компоненты в единице объема — коэффициент m , который выражается через плотность:

$$m = \frac{\rho - \rho_2}{\rho_1 - \rho_2}, \quad (15)$$

где ρ , ρ_1 и ρ_2 — плотность агрегата, первой и второй компонент.

Подставляя формулу (15) последовательно в выражения (2) — (6), получаем зависимость теплопроводности от плотности.

Для игольчатых включений поперек иголок

$$\lambda^{(1)} = \lambda^{(2)} = \lambda_1 \frac{2\lambda_2 (\rho_1 - \rho_2) + (\rho - \rho_2) (\lambda_1 - \lambda_2)}{2\lambda_1 (\rho_1 - \rho_2) - (\rho - \rho_2) (\lambda_1 - \lambda_2)};$$

$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{град})$

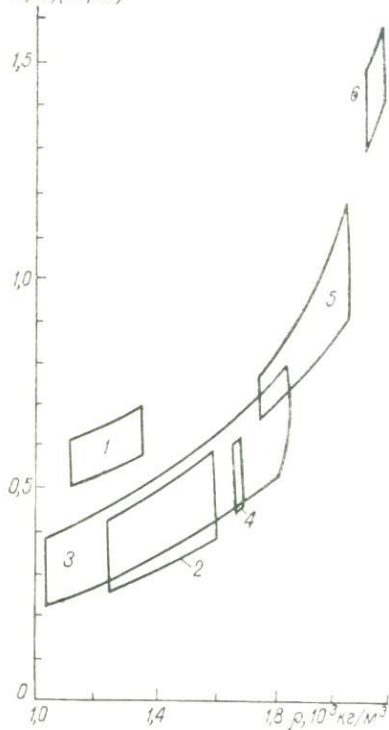


Рис. 12. Зависимость коэффициента теплопроводности горных пород от плотности [Франчук, 1949].

Известняк слоистый: 1 — параллельно слоям, 2 — перпендикулярно к слоям; 3 — ракушечник; 4 — глина; 5 — известняк; 6 — песчаник.

Вдоль иголок

$$\lambda^{(3)} = \lambda_2 + \frac{(\rho - \rho_2) (\lambda_1 - \lambda_2)}{\rho_1 - \rho_2}.$$

Для предельно сплюснутых эллипсоидов вращения (пластинчатые включения) по оси вращения эллипсоидов

$$\lambda^{(1)} = \lambda^{(2)} = \lambda_2 + \frac{(\rho - \rho_2) (\lambda_1 - \lambda_2)}{\rho_1 - \rho_2};$$

по направлению, совпадающему с простиранием эллипсоидов,

$$\lambda^{(3)} = \frac{\lambda_1 \lambda_2 (\rho_1 - \rho_2)}{\lambda_1 (\rho_1 - \rho_2) - (\rho - \rho_2) (\lambda_1 - \lambda_2)}.$$

Для сферических включений

$$\lambda = \lambda_1 \frac{3\lambda_2 (\rho_1 - \rho_2) - 2 (\rho - \rho_2) (\lambda_1 - \lambda_2)}{3\lambda_1 (\rho_1 - \rho_2) - (\rho - \rho_2) (\lambda_1 - \lambda_2)}.$$

Согласно этим выражениям теплопроводность возрастает с увеличением плотности агрегатов.

Приведенные теоретические закономерности в основном согласуются с экспериментальными данными для горных пород (рис. 12). Некоторое несовпадение объясняется более сложным строением и неоднородностью пород.

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ ПОР, ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА, ТЕМПЕРАТУРЫ И ВЛАЖНОСТИ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Горные породы не всегда имеют строение, близкое к строению идеализированных агрегатов. Теплопроводность неоднородных агрегатов более сложного строения не поддается расчету. Вследствие этого в практике используют зависимости теплопроводности от различных факторов, установленные на основании обработки экспериментальных данных.

Наибольшее количество таких закономерностей в настоящее время установлено для углей и строительных материалов, которые либо являются горными породами, либо состоят из породобразу-

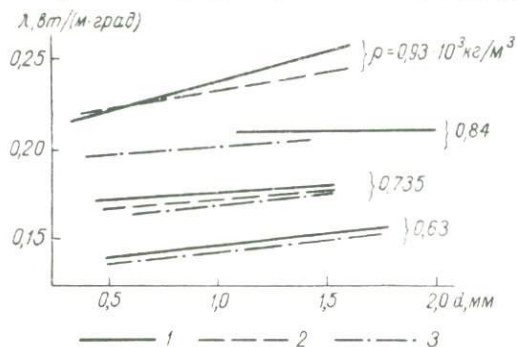


Рис. 13. Зависимость теплопроводности бетона от размера пор [Кауфман, 1955].

1 — пенобетон; 2 — пеноангидрит; 3 — пеногипс.

ющих минералов. Существующие закономерности позволяют выявить влияние размера пор, гранулометрического состава, температуры и влажности на теплопроводность. Такие закономерности приведены на рис. 13 и 14.

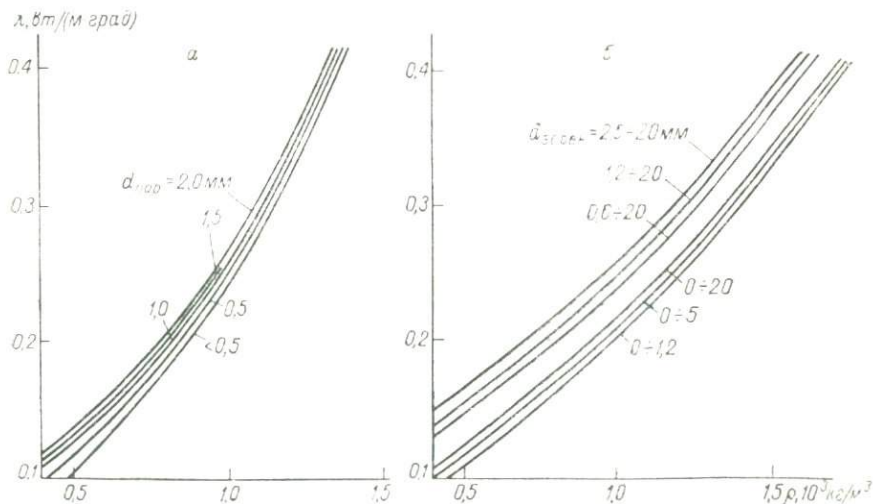


Рис. 14. Теплопроводность сухих неорганических ячеистых (а) и сыпучих зернистых (б) материалов [Кауфман, 1955].

В ячеистых сухих материалах наряду с крупными порами содержатся мелкие, которые являются теплоизоляторами, понижающими теплопроводность материала. Для материалов одинаковой

плотности с увеличением размера крупных пор уменьшается количество мелких пор и соответственно повышается теплопроводность.

На теплопроводность сухих материалов плотность оказывает большее влияние, чем размер зерен и пор. Влияние гранулометрического состава и размера пор уменьшается с увеличением плотности материала. Существование подобной закономерности объясняется тем, что с увеличением плотности вначале сравнительно быстро уменьшается объем крупных пор, наполненных газом (воздухом), обладающим низкой теплопроводностью, а затем более медленно уменьшается объем мелких пор.

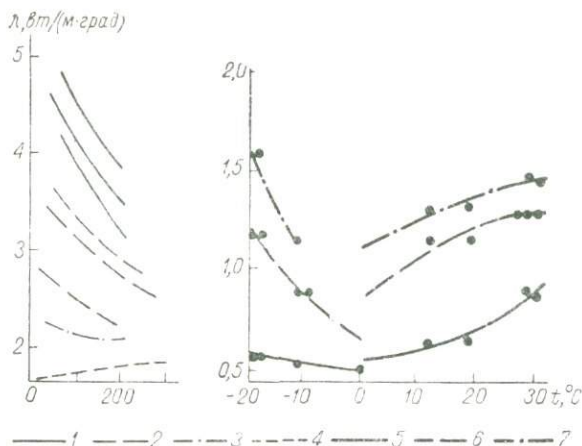


Рис. 15. Зависимость коэффициента теплопроводности различных горных пород от температуры.

1 — дуниты; 2 — граниты; 3 — гнейсы; 4 — анортозиты (Clark, 1940); пылеватый суглинок с плотностью скелета, кг/м^3 : 5 — 1700, 6 — 1715, 7 — 1750 [Иванов, Гаврильев, 1965].

При этом на теплопроводность материалов и горных пород значительно влияет природа газа. Так, по исследованиям Т. Е. Шумонна и Ф. Фосса [Агроскин, 1965], теплопроводность дробленого угля с коэффициентом пористости 44% в атмосфере водорода и воздуха соответственно равна 0,292 и 0,135 $\text{вт/(м} \cdot \text{град)}$. Заполнение пор веществом с большой теплопроводностью ($\lambda_{\text{водорода}}/\lambda_{\text{воздуха}} = 7$) приводит к увеличению теплопроводности горных пород.

Теплопроводность горных пород в зависимости от температуры изменяется по разным законам (рис. 15).

В отдельных интервалах температур коэффициент теплопроводности горных пород изменяется по линейному закону:

$$\lambda(t) = \lambda(t_0) + \delta(t - t_0) = \lambda(t_0) [1 + \beta(t - t_0)],$$

где $\delta = \lambda(t_0) \beta$; β — температурный коэффициент теплопроводности.

Для различных интервалов температур и различных пород β изменяется от 0,001 до 0,003 1/град. Для углей с различной степенью метаморфизма в интервале температур от 20 до 1000° С $\beta_{\text{ср}} = 0,002$ 1/град.

На значения коэффициента δ влияет плотность и пористость среды, объем пор и гранулометрический состав [Кауфман, 1955]. С увеличением плотности и температуры δ возрастает в связи с уменьшением объема пор и с увеличением коэффициента теплопроводности газа, заполняющего поровое пространство.

Теплопроводность горных пород зависит и от влажности. Определить теоретическим путем коэффициент теплопроводности влажных агрегатов значительно сложнее в связи с отсутствием четких представлений о характере распределения влаги в порах и крайне неполными сведениями о формах связи влаги с твердой фазой, а также о природе сил связи на разных стадиях увлажнения. Отсутствие единых представлений в этой области подтверждается многочисленными классификациями форм влаги, предложенными в последние годы.

О значительном влиянии влажности на теплопроводность горных пород свидетельствует тот факт, что для влажных пород коэффициент теплопроводности значительно выше коэффициентов твердой и жидкой фаз в отдельности. Например, коэффициент теплопроводности λ влажного кирпича 1,04, сухого кирпича 0,35, воды 0,58 *вт/(м·град)* [Лыков, 1952].

Одной из причин такого парадокса является то, что адсорбционно связанная влага имеет другие физические свойства по сравнению со свободной влагой. Другой причиной является перемещение влаги при наличии градиента температуры по направлению теплового потока. При существовании внутри горных пород градиента влажности влага может перемещаться к участкам меньшей влажности. Эта влага является дополнительным передатчиком тепла.

Все эти факторы очень осложняют вычисление теплопроводности влажных горных пород. Однако выявление общих закономерностей на основании теоретического рассмотрения влияния отдельных факторов на теплопроводность пород имеет существенное значение при оценке порядка коэффициента теплопроводности влажных пород и изучении теплового поля земной коры.

Одним из результатов таких исследований является решение, полученное Г. И. Покровским и В. Г. Булычевым [1938], в котором рассмотрена трехкомпонентная среда, состоящая из элементарных кубических ячеек с твердыми частицами, соприкасающимися с гранями куба. В месте контакта частиц концентрируется влага. Остальная часть куба заполнена газом (воздухом). Каждая частица состоит из двух одинаковых параболоидов вращения с высотой и максимальным радиусом, равными r_0 . Оси

параболоидов совмещены. Общая поверхность частиц приближенно соответствует сферической.

Решение дано при следующих ограничениях: тепловой поток распределяется прямолинейно во всех частях агрегата и направление потока совпадает с направлением прямых, соединяющих продольные оси смежных частиц. В таком агрегате тепловой поток проходит последовательно через частицу и влагу.

Термическое сопротивление, встречаемое потоком в пределах одного параболоида вращения, является суммой термических сопротивлений слоя влаги и частицы:

$$R |_{r \leq r_1} = \frac{z}{\lambda_1} + \frac{r_0 - z}{\lambda_2},$$

где λ_1 и λ_2 — коэффициенты теплопроводности влаги и частицы; $z = r^2/2r_0$; r_1 — толщина слоя жидкости; $r^2 = x^2 + y^2$.

Для решения поставленной задачи можно использовать закон теплопроводности Фурье:

$$d \frac{\partial Q}{\partial \tau} = \frac{\lambda \Delta t ds}{L} = \frac{\Delta t ds}{R}, \quad (16)$$

где Q — количество тепла; τ — время; λ — коэффициент теплопроводности агрегата; Δt — разность температуры; ds — изменение поперечного сечения теплового потока; L — толщина слоя, через который проходит поток тепла; $R = L/\lambda$.

Интегрируя выражение (16) в пределах ячейки, при $\lambda_1 \neq \lambda_2$ получаем

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} = \frac{2\pi r_0 \lambda_2 \Delta t}{\frac{\lambda_2}{\lambda_1} - 1} \ln \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} - 1 \right) \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2 \right].$$

Полагая для ячейки

$$\frac{\partial Q}{\partial \tau} = 2r_0 \lambda \Delta t,$$

находим

$$\lambda = \lambda_2 \frac{\pi}{\frac{\lambda_2}{\lambda_1} - 1} \ln \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} - 1 \right) \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

Выразим r_1/r_0 через влажность W , плотность влаги ρ_1 и плотность твердой компоненты ρ_2 . Для этого используем уравнение параболоида вращения

$$z = \frac{x^2 + y^2}{2r_0}.$$

Объем слоя воды между поверхностью параболоида и гранью куба

$$V_1 = \int_v dv.$$

где объем v образован поверхностями

$$z = \frac{x^2 + y^2}{2r_0}; \quad z = 0; \quad x^2 + y^2 = r_1^2.$$

Последовательно интегрируя, имеем

$$V_1 = \frac{\pi}{4r_0} r_1^4.$$

Учитывая, что масса влаги в ячейке

$$M_1 = \frac{3\pi}{2r_0} r_1^4 \rho_1,$$

масса частицы

$$M_2 = \pi r_0^3 \rho_2,$$

влажность агрегата

$$W = \frac{M_1}{M_2},$$

получаем

$$\left(\frac{r_1}{r_0}\right)^2 = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} W}.$$

Подставляя последнее выражение в формулу (17), имеем

$$\lambda = \pi \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1} - 1 \right) \sqrt{\frac{3}{2} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} W} \right].$$

Пренебрегая членами выше первого порядка малости, для низкой влажности получаем

$$\lambda = \lambda_2 \pi \sqrt{\frac{3}{8} \cdot \frac{\rho_1}{\rho_2} W}$$

Отсюда при постоянных значениях ρ_1 , ρ_2 и λ_2 имеем

$$\lambda = A \sqrt{W}, \quad (18)$$

где A — постоянная, зависящая от плотности частиц и влаги, от структурных особенностей агрегата и от теплопроводности твердой компоненты.

Справедливость выражения (18) для углей доказана А. А. Агро-скиным [1965].

Известно другое выражение коэффициента теплопроводности:

$$\lambda = A_1 \lg W + B,$$

где A и B — коэффициенты.

Согласно приведенным выражениям зависимость $\lambda = f(W)$ нелинейна. При вычислении коэффициента теплопроводности влажных пород с использованием этих выражений следует учитывать зависимость теплопроводности воды от температуры и давления (рис. 16 и 17), а также коэффициент, зависящий от минерализации пластовых вод (рис. 18). Объемный коэффициент,

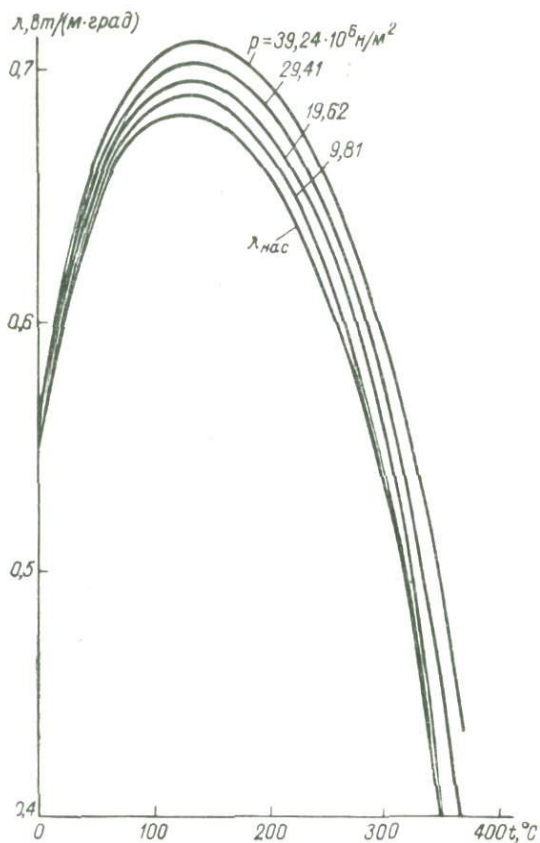


Рис. 16. Зависимость коэффициента теплопроводности воды от температуры.

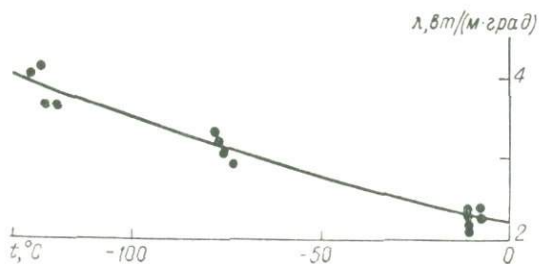


Рис. 17. Зависимость коэффициента теплопроводности льда от температуры [Иванов, Гаврильев, 1965].

характеризующий сжимаемость пластовой воды, зависит от температуры, давления, количества и состава растворенных твердых веществ, а также от объема и состава растворенных газов.

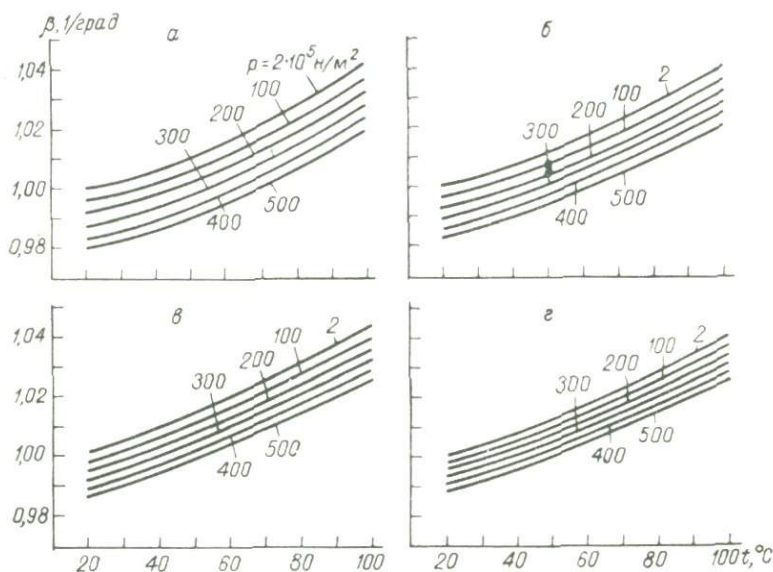


Рис. 18. Зависимость коэффициента объемного расширения раствора NaCl в дистиллированной воде от температуры (Лонг, Кьериги, 1961).

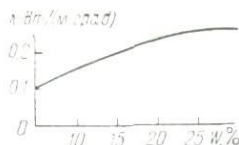
Концентрация NaCl, г/л: а — 0, б — 100, в — 200, г — 300.

На рис. 18 приведена закономерность изменения температурного коэффициента объемного расширения

$$\beta = \frac{v(t, p, m)}{v(15,6; 10^5; 0)},$$

являющегося отношением объема v жидкости при температуре $t^\circ \text{C}$ и с содержанием m растворенных веществ к объему дистиллированной воды при $15,6^\circ \text{C}$ и давлении 10^5 н/м^2 .

Рис. 19. Зависимость коэффициента теплопроводности угля от влажности [Агроскин, 1965].



Нелинейная зависимость теплопроводности от влажности наблюдается для горных пород (рис. 19). Такая же зависимость наблюдается для сыпучих материалов и материалов ячеистого строения [Кауфман, 1955]. Характер изменения коэффициента теплопроводности с увеличением влажности объясняется тем, что

в первый период увлажнения влага частично заполняет поры внутри зерен, в последующие периоды происходит насыщение этого порового пространства. Прирост коэффициента теплопроводности материала с увеличением влажности на 1% характеризуется коэффициентом δ (рис. 20).

Коэффициент теплопроводности влажного материала можно вычислить, используя выражение

$$\bar{\lambda} = \lambda \left(1 + \frac{\delta W}{100} \right),$$

где λ — коэффициент теплопроводности сухого материала; W — объемная влажность, %.

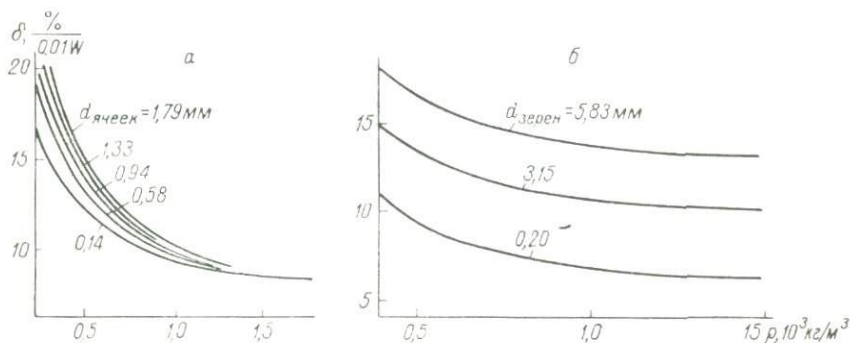


Рис. 20. Зависимость коэффициента δ от плотности неорганических ячеистых (а) и сыпучих зернистых (б) материалов [Кауфман, 1955].

На характер зависимости коэффициента теплопроводности от влажности влияет плотность (пористость), крупность зерна, природа материала (рис. 21 и 22).

Для глинистых пород после промерзания установлена линейная зависимость относительного приращения теплопроводности $\Delta\lambda/\lambda = (\lambda_m - \lambda)/\lambda$ от влажности (рис. 23) (λ_m и λ — теплопроводность мерзлых и талых пород). Однако эти зависимости у разных исследователей при одной и той же плотности скелета горных пород неодинаковы. На основании обработки экспериментальных данных были получены следующие эмпирические зависимости [Иванов, Гаврильев, 1965]:

для песчанистых пород

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_{5\%} + 0,0413(W - 5),$$

для глинистых пород

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_{10\%} + 0,031(W - 10).$$

Используя абсолютные и относительные приращения коэффициента теплопроводности, полученные экспериментальным путем

при одном каком-нибудь коэффициенте влажности, можно вычислить коэффициент теплопроводности мерзлых пород по формуле

$$\lambda_m = \lambda + \Delta\lambda = \lambda \left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right).$$

В остальных случаях рекомендуется использовать номограммы типа номограмм Н. С. Иванова и Р. И. Гаврильева [1965].

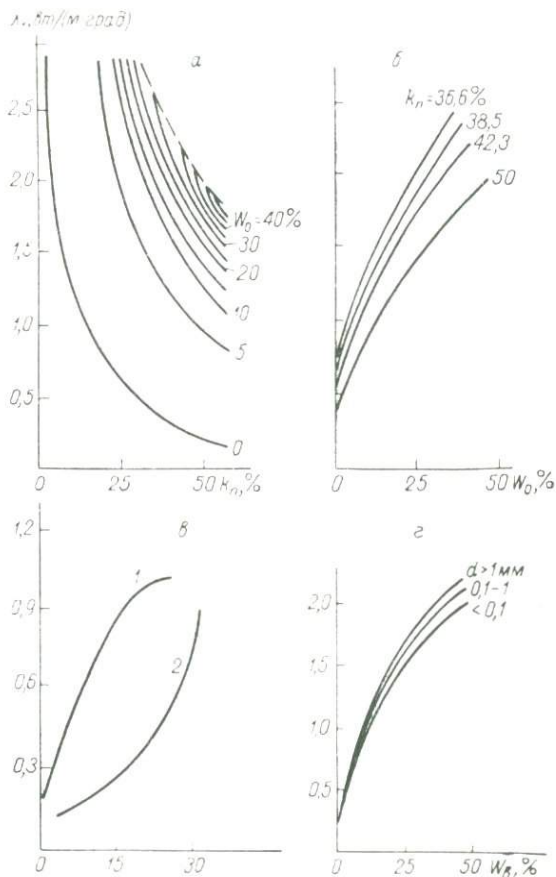


Рис. 21. Зависимость коэффициента теплопроводности зернистых материалов от пористости (а), объемной (б), весовой (в, г) влажности при разной крупности зерен [Чудновский, 1962].

Зерна: 1 — крупные, 2 — мелкие.

ВЛИЯНИЕ КОНВЕКТИВНОЙ И ЛУЧИСТОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

Коэффициент конвективной теплопроводности $\lambda_{кв}$ определяется коэффициентами внутрипоровой свободной λ_c и вынужденной λ_b конвекции:

$$\lambda_{кв} = \lambda_c + \lambda_b.$$

Внутрипоровая свободная конвекция газа (жидкости) в крупнозернистых агрегатах и в крупносkeletalных горных породах

характеризуется коэффициентом конвективной теплопроводности [Аэров, Умник, 1951]

$$\lambda_c = \frac{\beta \Delta t g \rho^2 k_p^2 c_p h}{9s^2 \mu}$$

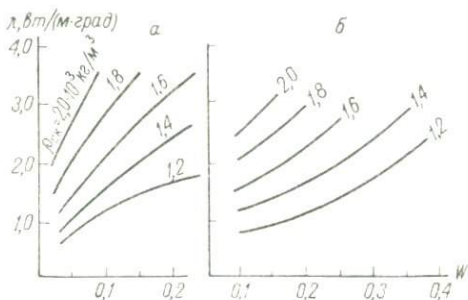


Рис. 22. Зависимость теплопроводности мерзлых песчаных (а) и глинистых (б) грунтов при температуре -10°C от весовой влажности [Докучаев, 1963].

где β , μ и ρ — коэффициенты объемного расширения, динамической вязкости и плотность газа (жидкости), заполняющего поры; Δt — разность температуры в слое высотой h ; g — ускорение силы тяжести; k_p — коэффициент пористости; c_p — удельная теплоемкость среды при постоянном давлении; s — площадь поверхности пор (зерен) в единице объема.

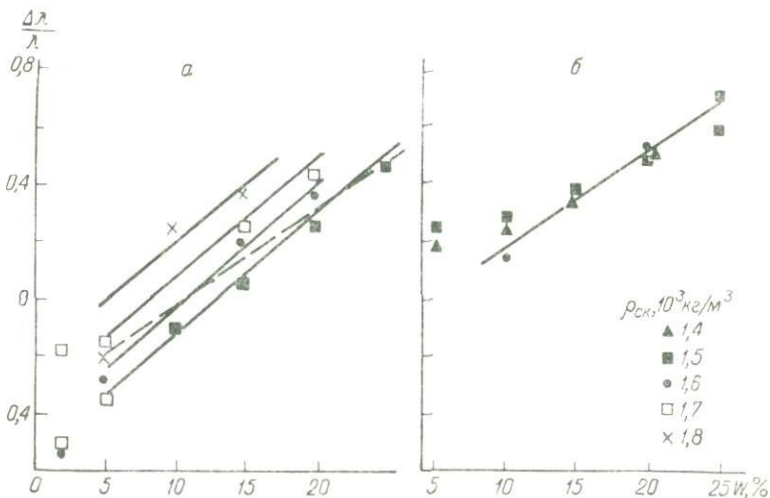


Рис. 23. Зависимость относительного приращения теплопроводности мерзлых песчаных пород от влажности, по В. П. Ушкалову (1962) (а) и М. Керстену [Kersten, 1949] (б).

Анализ свободной конвекции показывает, что она возникает в прослойках толщиной более $0,01\text{ м}$ при перепаде температуры $0,3\text{ град}$ и выше, т. е. при геотермическом градиенте 30 град/м ,

а в прослойках толщиной меньше 0,005 м конвекция практически отсутствует при перепадах температуры до 100 град [Чудновский, 1962; Иванов, Гаврильев, 1965]. Следовательно, свободная конвекция оказывает влияние на теплопроводность горных пород при наличии очень высоких геотермических градиентов.

Процесс переноса тепла вынужденной конвекцией газа (жидкости) в крупнозернистых агрегатах и в крупносkeletalных горных

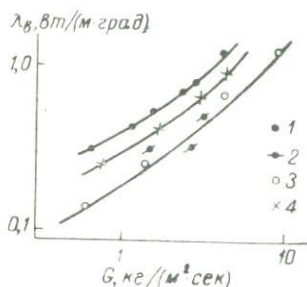


Рис. 24. Зависимость коэффициента конвективной теплопроводности от массовой скорости потока воздуха для различных пористых сред [Аэров, Умник, 1956].

Среда	d , мм	h , мм	ρ , 10^3 кг/м ³
1 — кольца Рашига, фарфор	8,0	8,0	—
2 — катализатор-таблетки	9,1	10,2	3,35
3 — катализатор-шарики	9,3	—	1,32
4 — стеклянные шарики	7,4	—	—

породах характеризуется коэффициентом вынужденной конвекции [Аэров, Умник, 1956]

$$\lambda_{в} = \lambda_{кв,л} + 4 \frac{Bc_p G}{s},$$

где $\lambda_{кв,л}$ — коэффициент конвективной теплопроводности при ламинарном движении газа (жидкости); B — эмпирический коэффициент; G — массовая скорость потока; s — суммарная площадь поверхности частиц в единице объема.

Коэффициент конвективной теплопроводности при ламинарном движении газа (жидкости) зависит от формы порового пространства (зерен). Для сред, состоящих из сферических зерен и таблеток, $\lambda_{кв,л} = 10,5\lambda_r$; для материалов, имеющих форму колец, $\lambda_{кв,л} = 16,0\lambda_r$, где λ_r — коэффициент теплопроводности газа (жидкости).

Закономерность изменения коэффициента вынужденной конвективной теплопроводности от массовой скорости газа для различных структур практически одинакова (рис. 24). Общая доля конвективного теплового потока в мелкопористых породах с порами радиусом 0,003 м составляет 0,13% от общего теплового потока [Иванов, Гаврильев, 1965].

Перенос тепла конвекционным движением газа (жидкости) можно рассматривать как передачу тепла поперечной λ_{\perp} и

продольной λ_{\parallel} теплопроводностями, значения которых при $G/s\mu < 2,5$ практически одинаковы, т. е.

$$\lambda_{\perp} \approx \lambda_{\parallel} \approx \lambda. \quad (19)$$

При конвекционном движении жидкости (газа) $G/s\mu < 2,5$, механизм переноса тепла является преимущественно ламинарным. При $G/s\mu > 2,5$ в потоке начинают намечаться вихри и режим движения газа (жидкости) становится турбулентным, при котором условие (19) еще соблюдается [Чудновский, 1962].

Эффективный коэффициент поперечной теплопроводности в крупносkeletalных породах [Гольдман, 1958]

$$\lambda_{эф} = \lambda_k + kw,$$

где λ_k — коэффициент кондуктивной теплопроводности; k — коэффициент рассеяния; w — скорость потока жидкости (газа).

Коэффициент рассеяния $k = 2,94 \cdot 10^4$ дж/(м²·град) для пород, состоящих из 42% гальки (диаметр 20—80 мм), 46% гравия (3—20 мм), 10,5% песка (0,05—3 мм) и 1,5% пылеватых частиц (0,05 мм). При таком коэффициенте рассеяния и скорости потока $w = 1 \cdot 10^{-7}$ м/сек (3,15 м/год) эффективный коэффициент теплопроводности больше коэффициента кондуктивной теплопроводности на $2,94 \cdot 10^{-3}$, при $w = 10^{-5}$ м/сек (315 м/год) — на 0,29 вт/(м·град).

Отсюда следует, что при низких скоростях движения подземных вод (газа), что имеет место в нефтегазоносных районах, вынужденной конвективной теплопроводностью водоносного комплекса можно пренебречь. Для таких районов можно также пренебречь лучистым переносом тепла, так как коэффициент лучистой теплопроводности, характеризующий перенос тепла путем испускания и поглощения энергии стенками горных пород, обычно не превышает нескольких процентов от общей теплопроводности [Иванов, Гаврильев, 1965].

Характеристикой процесса конвективного переноса тепла является коэффициент теплопередачи α потока зернистой среде, который определяется количеством тепла, приходящегося на единицу площади в единицу времени при разности температуры $\Delta t = 1$ град:

$$\alpha = \frac{dQ}{ds dt \Delta t},$$

где ds — площадь соприкосновения движущейся среды с поверхностью пористой породы; dt — промежуток времени, в течение которого пористая среда поглощает количество тепла dQ .

Значение коэффициента теплопередачи зависит от величины $G/s\mu$ [Тимофеев, 1949]:

$$\begin{aligned} \text{при } \frac{G}{s\mu} = 5 \div 50 \quad \alpha &= 0,106 \frac{\lambda_r G}{\mu}, \\ \text{при } \frac{G}{s\mu} > 50 \quad \alpha &= 0,61 \frac{\lambda_r G^{0,67}}{\mu^{0,67}} d^{-0,3}, \end{aligned}$$

где μ и λ_r — коэффициенты вязкости и теплопроводности газа (жидкости); G — весовой расход газа (жидкости) на единицу площади сечения; d — диаметр зерен, слагающих породу.

ТЕРМИЧЕСКАЯ АНИЗОТРОПИЯ

Графитистые, углистые, пиритизированные и прочие сланцы, слоистые глины и песчаники, некоторые сульфидные руды, изверженные и метаморфические породы обладают анизотропными

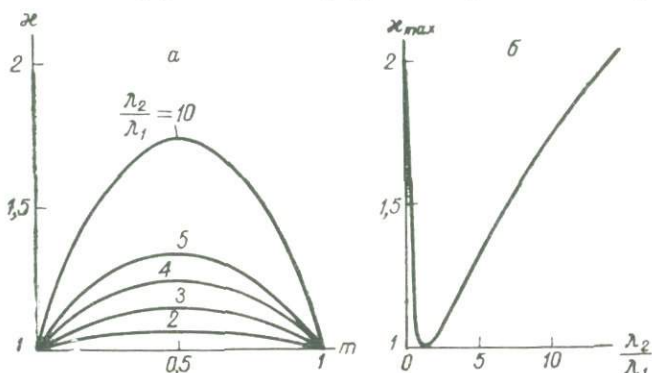


Рис. 25. Зависимость коэффициента термической анизотропии от m (а) и его максимального значения от λ_2/λ_1 (б).

свойствами. Такие породы в первом приближении можно представить в виде двухкомпонентной среды, состоящей из переслаивания пропластков мощностью h_1 и h_2 и коэффициентами теплопроводности λ_1 и λ_2 или из равномерно распределенных в среде с коэффициентом теплопроводности λ_1 включений в виде эллипсоидов с коэффициентом теплопроводности λ_2 .

Анизотропные породы характеризуются коэффициентом термической анизотропии x . Для слоистых сред

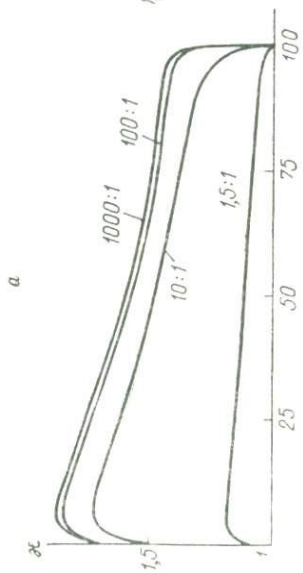
$$x = \sqrt{\frac{\lambda_r}{\lambda_n}} = \sqrt{1 + \frac{m(1-m)(\lambda_1 - \lambda_2)^2}{\lambda_1 \lambda_2}};$$

$$m = \frac{h_1}{h_1 + h_2}.$$

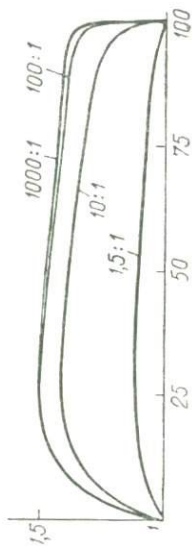
Значение x возрастает с увеличением содержания включений или пропластков (λ_2) и достигает максимума при $m = 0,5$ (рис. 25). При любых значениях h_1 и h_2 , λ_1 и λ_2 продольная теплопроводность λ_r больше или равна поперечной λ_n .

Горные породы зернистого строения также обладают термической анизотропией, которая, по исследованиям Е. Хуртига [Hurtig, 1965], зависит от формы и строения зерен (порового пространства) и среды, заполняющей поры. Согласно графикам, приведенным на рис. 26, коэффициент анизотропии газонесных

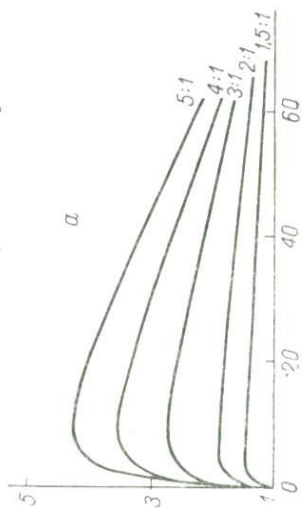
I



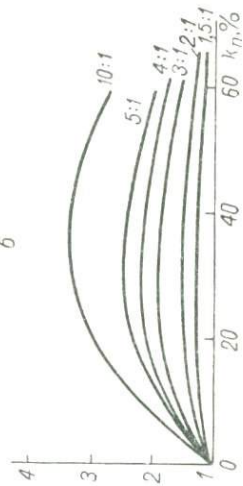
б



II



б



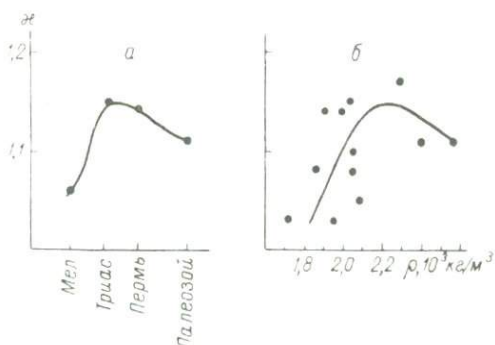
коллекторов выше, чем водоносных. Плотность горных пород в ряде случаев зависит от их возраста, что также способствует возникновению анизотропии зернистых (пористых) пород (рис. 27).

Из приведенных зависимостей вытекают следующие выводы.

Коэффициент термической анизотропии значительно зависит от петрографического состава горных пород.

Анизотропия зернистых горных пород определяется тремя факторами: формой зерен, их строением и особенностями порового пространства.

Рис. 27. Зависимость коэффициента термической анизотропии от возраста (а) и плотности (б) песчаников, граувакк и кварцитов, по Е. Хуртигу [Hurtig, 1965].



Коэффициент анизотропии песчаников, кварцитов и других осадочных пород растет в процессе их диагенетического уплотнения. Максимальное значение в зависимости от характера среды, заполняющей поры, наблюдается при пористости 10—20%.

В плотных недеформированных породах с убыванием пористости коэффициент анизотропии уменьшается до минимума. С возрастанием деформации пород коэффициент анизотропии увеличивается.

Зависимость коэффициента анизотропии от возраста пород наблюдается тогда, когда с возрастом происходит уплотнение и деформация пород.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

Большинство горных пород состоит из породообразующих минералов различных физических свойств, размеров и состава. с неодинаковым распределением зерен, влаги, газов и цемента. По этой причине значения теплопроводности горных пород одинаковой литологической характеристики и слоев Земли изменяются в некоторых пределах (см. рис. 12; прил. I).

Повышенной теплопроводностью обладают гидroxимические осадки (каменная соль, сильвин, ангидрит), а также породы, у которых электронная составляющая теплопроводности достигает значительных величин. В таких случаях, как известно, процесс передачи тепла электронами происходит быстрее, чем колебаниями атомов в кристаллических решетках. К таким породам можно

относити графит, железные, полиметаллические и другие руды, содержащие магнетит, гематит, пирит и другие минералы, обладающие электронной электропроводностью.

Низка теплопроводность асбеста, каменного угля и пород с ионной электропроводностью.

Рассмотренные в этом параграфе аналитические и графические зависимости выявляют законы изменения теплопроводности горных пород различной литологической (петрографической) характеристики, определяемые составом, строением, плотностью, температурой и прочими факторами.

Теплопроводность песчано-глинистых и изверженных пород описывается формулами, соответствующими средам со сферическими (изометрическими) включениями. Теплопроводность горных пород с кристаллами, развитыми в двух направлениях (слюды, полевые шпаты и др.), выражается формулами для эллипсоидальных включений. Теплопроводность пород с кристаллами, развитыми в одном направлении (апатит, роговая обманка и др.), подчиняется формулам для игольчатых включений.

Теплопроводность карбонатных, кристаллических и прочих пород зависит от трещиноватости. Оценку значений коэффициента теплопроводности таких пород можно провести в два приема. Вначале следует определить теплопроводность блоков пород с учетом пористости, а затем по теплопроводности блоков и среды, заполняющей трещины, можно рассчитать теплопроводность трещиноватых пород.

§ 4. ТЕПЛОЕМКОСТЬ И ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТЬ

Согласно законам термодинамики, теплота ΔQ , сообщенная телу, расходуется на изменение внутренней тепловой энергии ΔU и на работу A , связанную с расширением тела, т. е.

$$\Delta Q = \Delta U + A.$$

Для жидких и твердых тел $\Delta U \gg A$, поэтому теплота, сообщенная им, вызывает повышение температуры. В этом случае

$$dQ = C dt, \quad (20)$$

где C — коэффициент пропорциональности, называемый теплоемкостью, характеризует способность тела поглощать тепловую энергию при теплообмене вне зависимости от направления вектора теплового потока. Измеряется теплоемкость в джоулях на градус ($\text{дж}/\text{град}$).

В геотермии рассматриваются удельная объемная c_v и удельная массовая c_m теплоемкости. Под объемной теплоемкостью понимают теплоемкость единицы объема горных пород, под массовой — единицы массы. Измеряются объемная и массовая теплоемкости соответственно в джоулях на кубический метр-градус [$\text{дж}/(\text{м}^3 \times \text{град})$] и джоулях на килограмм-градус [$\text{дж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$].

Используя эти теплоемкости, формулу (20) перепишем в следующем виде:

$$dQ = c_o(p, t) V dt;$$

$$dQ = c_m(p, t) M dt,$$

где $c_o(p, t)$ и $c_m(p, t)$ — удельные объемная и массовая теплоемкости, зависящие от давления p и температуры t породы; M и V — масса и объем породы.

Зависимость теплоемкости жидких и твердых горных пород от температуры и давления невелика, поэтому в практике обычно при изменении температуры породы от t_1 до t_2 используют среднюю теплоемкость

$$C = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} c_{o, m}(t) dt,$$

где $c_{o, m}(t)$ — объемная или массовая теплоемкость при температуре t ; $\Delta t = t_2 - t_1$.

Объемную и массовую теплоемкость агрегатов и горных пород можно вычислять, используя следующие выражения:

$$c_o = W c_{m, в} \rho_v + W_\Gamma c_{m, г} \rho_\Gamma + \sum_i m_i c_{mi} \rho_i;$$

$$c_m = \frac{1}{\rho} c_o,$$

где W и W_Γ — влажность и газоёмкость породы; $c_{m, в}$ и $c_{m, г}$ — удельная массовая теплоемкость влаги и газа; ρ_v и ρ_Γ — плотность влаги и газа; m_i , c_{mi} , ρ_i — содержание, удельная массовая теплоемкость и плотность i -го минерала (для мерзлых пород — льда); ρ — плотность агрегата (горной породы).

Для агрегатов со сложной текстурой, состоящих из двух компонент, при отсутствии фазовых переходов

$$c_o = \sum_i m_{mi}^{(1)} c_i^{(1)} \rho_i^{(1)} + \sum_j m_j^{(2)} c_{mj}^{(2)} \rho_j^{(2)},$$

где $c_{mi}^{(1)}$ и $c_{mj}^{(2)}$ — удельная массовая теплоемкость первой и второй компонент; $\rho_i^{(1)}$ и $\rho_j^{(2)}$ — объемная плотность.

При $c_{mi}^{(1)} = C_1$; $c_{mj}^{(2)} = C_2$; $\rho_i^{(1)} = \rho_1$; $\rho_j^{(2)} = \rho_2$; $\sum_i m_i^{(1)} = m$;
 $\sum_j m_j^{(2)} = 1 - m$

$$c_o = C_1 \rho_1 [n + m(1 - n)], \quad (21)$$

где

$$n = \frac{C_2 \rho_2}{C_1 \rho_1}.$$

Выражение (21) по виду аналогично выражению (5) (см. рис. 9, а).

Приведенные формулы могут быть использованы для оценки значений теплоемкости горных пород с весовой влажностью, не превышающей 10—20% [Ржевский, Новик, 1964]. При этом с возрастанием влажности пород теплоемкость увеличивается. Увеличение теплоемкости в основном также наблюдается с уменьшением плотности (рис. 28) и повышением температуры пород (рис. 29).

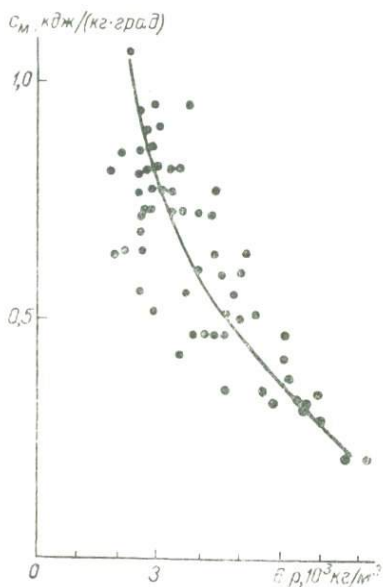


Рис. 28. Зависимость удельной массовой теплоемкости пород от плотности [Ржевский, Новик, 1964].

с возрастанием влажности пород теплоемкость увеличивается. Увеличение теплоемкости в основном также наблюдается с уменьшением плотности (рис. 28) и повышением температуры пород (рис. 29).

Теплоемкость горных пород до 500° С в первом приближении линейно зависит от температуры [Кобранова, 1962], т. е.

$$C(t) = C(0)(1 + \beta t),$$

где $C(0)$ — теплоемкость при $t = 0^\circ \text{C}$; $\beta = 3 \cdot 10^{-3} 1/\text{град}$.

На рис. 30 приведена зависимость удельной массовой теплоемкости льда от температуры.

Коэффициент температуропроводности агрегатов (горных пород) характеризует скорость изменения их температуры при поглощении или отдаче тепла. Понятие коэффициента температуропроводности вытекает из следующего представления: если мысленно выделить из неограниченной горной породы куб с ребром

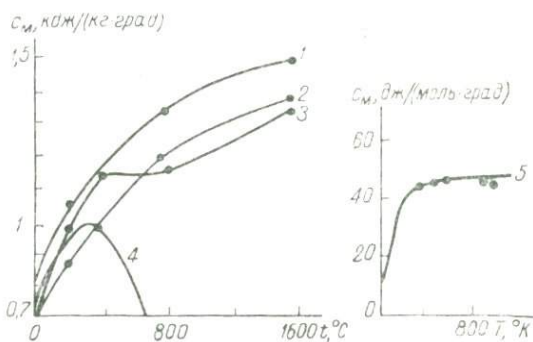


Рис. 29. Зависимость удельной теплоемкости пород от температуры, по В. В. Ржевскому, Г. Я. Новик [1964].

1 — базальт; 2 — диабаз;
3 — кварцит; 4 — уголь;
5 — каменная соль.

в единицу длины и направить перпендикулярно к одной из его граней тепловой поток, численно равный температуропроводности породы, то этот поток за единицу времени повысит температуру противоположной грани на 1 град. Количество необходимой для

этого теплоты равно произведению удельной массовой теплоемкости c_m на плотность ρ . Если же сообщить количество тепла, равное λ , то температура повысится на $\lambda/\rho c_m$. Отсюда коэффициент температуропроводности

$$a = \frac{\lambda}{\rho c_m} = \frac{\lambda}{c_0}. \quad (22)$$

Коэффициент температуропроводности измеряется в метрах квадратных на секунду ($m^2/сек$).

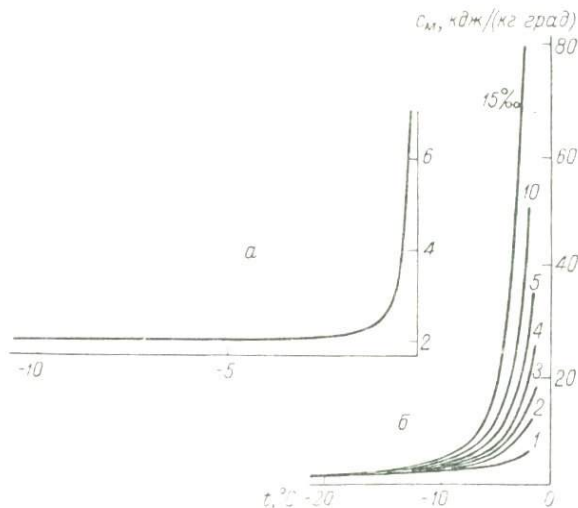


Рис. 30. Зависимость удельной массовой теплоемкости чистого (а) и соленого (б) льда от температуры, по Н. С. Иванову, Р. И. Гаврильеву [1965].

Выражения коэффициента температуропроводности для агрегатов различных структур неодинаковы. Подставляя в формулу (22) последовательно выражения (2)—(7), (9) и (10), получаем уравнения температуропроводности для включений разпой формы.

Игольчатые включения:

поперек иголок (рис. 31, а)

$$a_{\perp} = \frac{a_1 c_m 1 \rho_1 [2\lambda_2 + m(\lambda_1 - \lambda_2)]}{[2\lambda_1 - m(\lambda_1 - \lambda_2)] [c_{m2} \rho_2 + m(c_{m1} \rho_1 - c_{m2} \rho_2)]};$$

вдоль иголок (см. рис. 31, б)

$$a_{\parallel} = \frac{a_1 c_m 1 \rho_1}{\lambda_1} \cdot \frac{\lambda_2 + m(\lambda_1 - \lambda_2)}{c_{m2} \rho_2 + m(c_{m1} \rho_1 - c_{m2} \rho_2)}.$$

Предельно сплюснутые эллипсоиды вращения (пластинчатые включения):

по оси вращения (см. рис. 31, а),

$$a_{\perp} = \frac{a_1 c_M \rho_1 \lambda_2}{[\lambda_1 - m (\lambda_1 - \lambda_2)] [c_M \rho_2 + m (c_M \rho_1 - c_M \rho_2)]};$$

по простиранию эллипсоидов (см. рис. 31, б)

$$a_{\parallel} = \frac{a_1 c_M \rho_1 [\lambda_2 + m (\lambda_1 - \lambda_2)]}{c_M \rho_2 + m (c_M \rho_1 - c_M \rho_2)}.$$

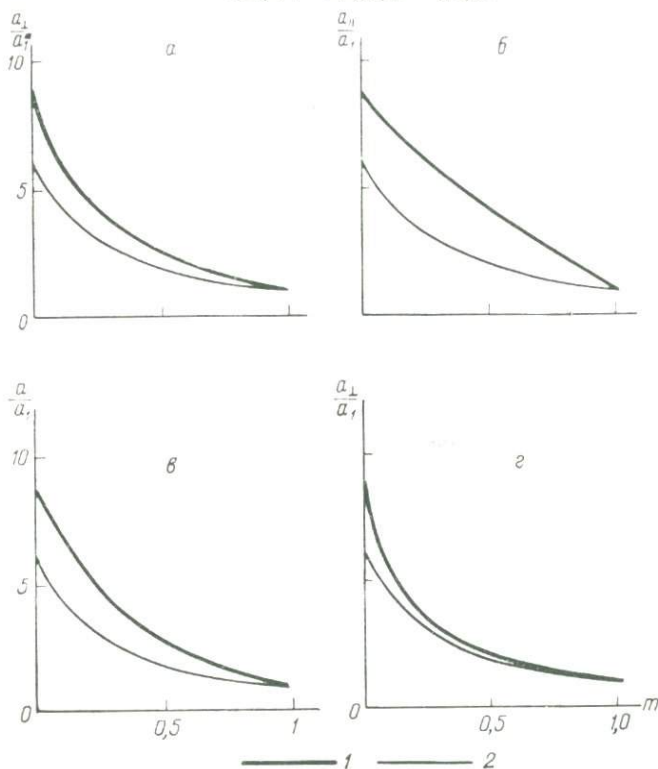


Рис. 31. Зависимость коэффициента температуропроводности от содержания компоненты с коэффициентом λ_1 .

а — поперек игольчатых и цилиндрических вclusions; б — вдоль игольчатых и пластинчатых вclusions и слоистой среды; в — шаровые вclusions; г — поперек пластинчатых вclusions и слоистой среды.

1 — $\lambda_2/\lambda_1 = 7$, $c_M \rho_2/c_M \rho_1 = 0,8$; 2 — соответственно 1,5 и 0,25.

Сферические вclusions (см. рис. 31, в)

$$a = \frac{a_1 c_M \rho_1 [3\lambda_2 + 2m (\lambda_1 - \lambda_2)]}{[3\lambda_1 - m (\lambda_1 - \lambda_2)] [c_M \rho_2 + m (c_M \rho_1 - c_M \rho_2)]}.$$

Слоистая среда:

поперек слоев (см. рис. 31, г)

$$a_{\perp} = \frac{a_1 c_M \rho_1 \lambda_2}{[\lambda_1 - m (\lambda_1 - \lambda_2)] [c_M \rho_2 + m (c_M \rho_1 - c_M \rho_2)]};$$

вдоль слоев (см. рис. 31, б)

$$a_{\parallel} = \frac{a_1 c_{M1} \rho_1}{\lambda_1} \cdot \frac{\lambda_2 + m (\lambda_1 - \lambda_2)}{c_{M2} \rho_2 + m (c_{M1} \rho_1 - c_{M2} \rho_2)}$$

Вытянутые в одном направлении включения при любом направлении вектора теплового потока

$$a = \frac{a_1 c_{M1} \rho_1 \lambda_2}{\lambda_1 [c_{M2} \rho_2 + m (c_{M1} \rho_1 - c_{M2} \rho_2)]} \sqrt{\sin^2 \varphi + \frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} \cos^2 \varphi}$$

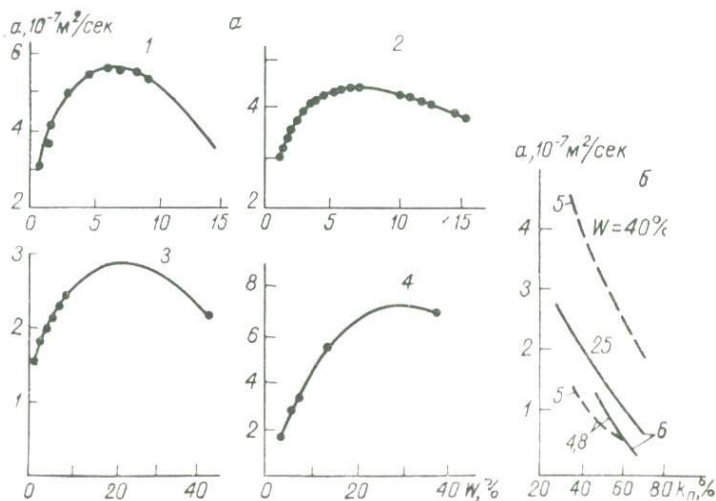


Рис. 32. Зависимость коэффициента температуропроводности пород от влажности (*a*) и материалов от пористости (*b*) [Чудновский, 1954в, 1962].

Известковый песок: 1 — мелкозернистый, 2 — крупнозернистый; 3 — глина; 4 — подзол; материал: 5 — крупнозернистый, 6 — мелкозернистый.

Коэффициент анизотропии

$$\kappa_a = \sqrt{\frac{a_{\tau}}{a_n}} = \kappa$$

Коэффициент температуропроводности зависит от пористости, влажности и гранулометрического состава материала и горных пород (рис. 32). Закономерность изменения температуропроводности от влажности для пород с различной литологической характеристикой практически одинаковая. С увеличением влажности температуропроводность сначала возрастает до максимума, а затем убывает. Ширина и амплитуда максимума не одинаковы для пород различной литологической характеристики.

Такого вида закономерности имеют следующее объяснение. Сухие породы обладают низкой теплопроводностью вследствие плохого теплового контакта между зернами. С увеличением влажности в породах образуется водная пленка, которая, утолщаясь и делаясь непрерывной, улучшает тепловой контакт и тем самым повышает температуропроводность пород. У таких пород вода вследствие поверхностного натяжения связывает зерно. Через водную пленку, обладающую повышенной теплопроводностью, передается тепло путем кондуктивной теплопередачи, заменяющей лучеиспускание и конвективное движение воздуха в порах.

У большинства породообразующих минералов удельная теплоемкость ниже, чем у воды (прил. II). По этой причине с ростом влажности увеличиваются удельная теплоемкость, теплопроводность и плотность пород. Совместное увеличение этих параметров вначале вызывает замедление роста температуропроводности. При дальнейшем увеличении влажности температуропроводность начинает уменьшаться, так как происходит замедление возрастания теплопроводности с одновременным увеличением плотности и удельной теплоемкости (рис. 33).

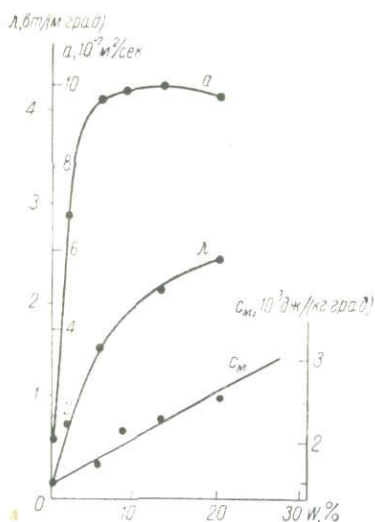


Рис. 33. Зависимость температуропроводности, теплопроводности и удельной теплоемкости песчаника от влажности [Чудновский, 1948].

Наряду с рассмотренными для пород различной литологической характеристики возможны и несколько иные закономерности, обусловленные другим характером связи частиц породы с жидкостью,

разным содержанием жидкости и газа в породах и другими причинами.

На температуропроводность оказывают влияние термические свойства среды, заполняющей межзерновое пространство. Исследованиями Н. Д. Кусакина, А. П. Сальникова и В. И. Баранова [1959] термических свойств углей и коксов в интервале температуры от 0 до 18° С при последовательном заполнении порового пространства воздухом, двуокисью углерода и водородом установлено, что коэффициент температуропроводности значительно зависит от природы газа. Наименьшее значение коэффициента получено при заполнении угля двуокисью углерода, наибольшее — водородом.

§ 5. ВЛИЯНИЕ ЛИТОЛОГИЧЕСКОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ
И ВОЗРАСТА ПОРОД НА ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ
ЗЕМНОЙ КОРЫ

Термические свойства горных пород находятся во взаимосвязи с их литологической характеристикой. В процессе образования и существования горных пород под воздействием горного давления, температуры, подземных вод и прочих причин происходит изменение физических, и в том числе термических, свойств пород (табл. 3), а также изменение теплового поля земной коры.

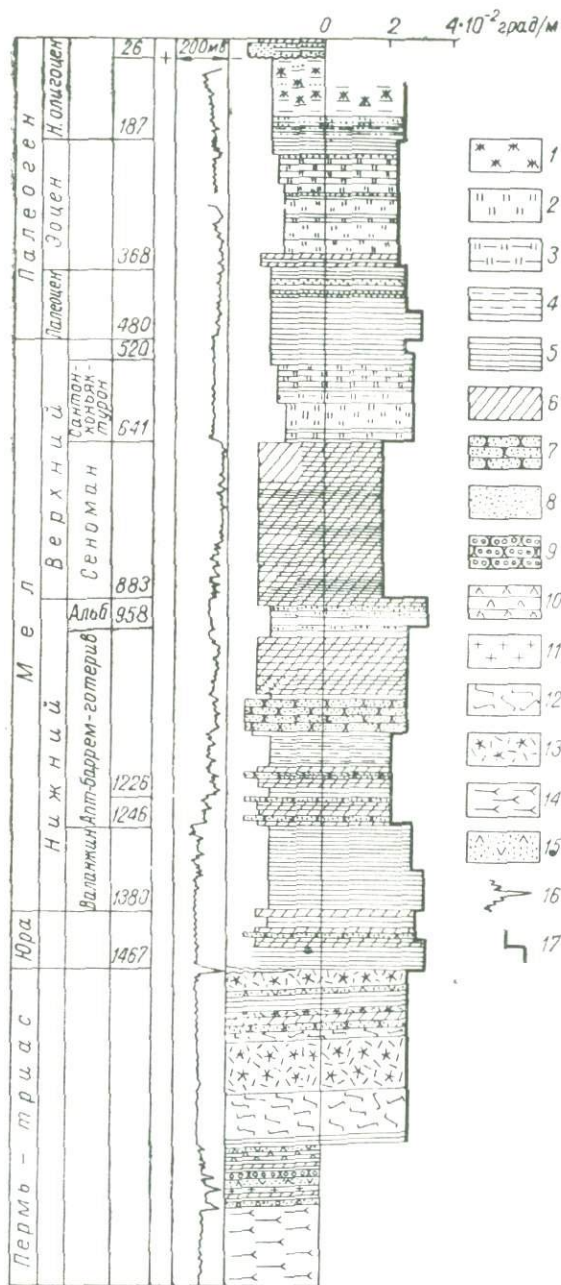
Т А Б Л И Ц А 3

Изменение теплопроводности пород в процессе литогенеза,
вт/(м·град)
[Тепловой режим . . . , 1970]

Породы	Эпигенез	Метагенез	Региональный метаморфизм
Глинистые:			
глины	1,05	—	—
аргиллиты	1,89	—	—
сланцы	—	1,47—2,72	—
филлиты	—	—	2,93
Песчаные:			
пески и песчаники	0,04—2,72	—	—
кварцитопесчаники	—	3,56	—
кварциты	—	—	7,75
Карбонатные:			
известняки и доломиты	1,89—2,72	—	—
сланцы	—	2,10—3,56	—
мрамор	—	—	2,10—3,73

Существование зависимости геотермического градиента от литологической характеристики и возраста пород установлено в различных регионах [Сухарев, Барцев, 1965; Пятков, Борисова, 1965 и др.] (рис. 34, табл. 4). Геотермический градиент меняется в широких пределах в связи со структурными, гидрогеологическими и прочими особенностями района [Череменинский, 1959а, б, 1961б, 1962а, б, в, 1963а, 1966а].

Существующая дифференциация горных пород по теплопроводности позволяет использовать геотермограммы и диаграммы геотермического градиента для расчленения геологических разрезов и корреляции разрезов скважин. При достаточном постоянстве по площади литологической характеристики отдельных стратиграфических толщ возможно уточнение стратиграфического расчленения разрезов скважин.



- 1
- 2
- 3
- 4
- 5
- 6
- 7
- 8
- 9
- 10
- 11
- 12
- 13
- 14
- 15
- 16
- 17

Рис. 34. Сопоставление диаграммы геотермического градиента с геологическим разрезом и диаграммой потенциалов собственной поляризации (СП) Тюменской скважины 1Р (Западно-Сибирская низменность).

1 — сидерит; 2 — опока; глина; 3 — опоковидная; 4 — разная; 5 — аргиллит; 6 — аргиллит и алевролит; 7 — мелко- и среднетернистый песчаник; 8 — мелко- и среднетернистый песок; 9 — крупно- и грубозернистый песчаник; 10 — плагионорфир; 11 — Гранит; 12 — диорит; 13 — мидалекаменная основная лава; 14 — габбро-диорит; 15 — туффит; диаграмма; 16 — СП, 17 — геотермического градиента.

ТАБЛИЦА 4

Изменение теплопроводности песчаников с возрастом,
вт/(м·град)

[Тепловой режим . . . , 1970]

Возраст	Количество образцов	Среднее значение теплопроводности	Средне-квадратичное отклонение	Закон распределения
Палеозойский	401	2,39	± 1,13	Нормальный Логнормальный
Мезозойский	191	2,14	± 0,66	

Для облегчения интерпретации геотермических данных и более полного изучения геологических и гидрогеологических особенностей района следует составлять геолого-геотермические разрезы скважин. На этих разрезах кроме стратиграфической и геологической колонок необходимо наносить диаграммы температуры, геотермического градиента и других физических свойств пород. Также следует показывать расположение водо-, газо- и нефтеносных горизонтов, указывать химический состав воды и газа, их дебит, пластовое давление, скорость фильтрации и пр. [Череменинский, 1963б].

ВЛИЯНИЕ КОЛЕБАНИЙ КЛИМАТА НА ТЕМПЕРАТУРУ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Температурные изменения, происходящие с различными периодами в приповерхностном слое атмосферы, создают в верхней части земной коры слои суточных, годовых и вековых колебаний температуры. Существование колебаний климата в различные геологическое время установлено по данным изменения солнечной активности, палеонтологических, литологических и прочих исследований. Так, по результатам измерений солнечной активности выделяют климатические изменения с периодом 2—3, 3—6, 9—14, 22—23, 70—90 и 160—190 лет, которые совпадают с геологическими ритмами в 2—6, 8—14, 22, 68—88 и 148—250 лет, установленными Р. Андерсеном [Solar variations..., 1961] в девонских и юрских ленточных глинах. По данным палеонтологических исследований выделяются климатические изменения с периодами в 2—6, 30 млн. лет и более.

Климатические колебания приводили к ледниковым и межледниковым периодам, а также к образованию многолетних мерзлых толщ, которые в настоящее время занимают до 25% площади суши земного шара и около 47% площади СССР. В связи с этим, а также со специфическим влиянием на народное хозяйство изучению многолетней мерзлоты уделяется значительное внимание.

Большую работу по изучению многолетнемерзлых пород проделали: в 1929—1936 гг. комиссия по изучению вечной мерзлоты под председательством акад. В. А. Обручева, в 1936—1939 гг. комитет по вечной мерзлоте, в 1939—1957 гг. Институт мерзлотоведения им. В. А. Обручева, а также кафедра мерзлотоведения МГУ им. М. В. Ломоносова, созданная в 1953 г.

Немалую роль в деле изучения мерзлоты сыграли наблюдения Гидрометеослужбы СССР, а также исследования Р. И. Аболина, А. А. Акопяна, А. А. Бунге, А. И. Воейкова, Б. Н. Достовалова, П. И. Колоскова, В. А. Кудрявцева, М. Н. Львова, И. В. Мушкедова, В. А. Обручева, Б. Б. Полянина, Н. И. Порохова, Б. Н. Сукачева, М. И. Сумгина, Н. И. Толстихина, П. Ф. Швецова, Е. И. Цытовича, Л. А. Ячевского и многих других исследователей [Основы геокриологии, 1959].

§ 6. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ОДНОРОДНОЙ И СЛОИСТОЙ ТОЛЩЕ

Рассмотрим влияние периодических колебаний температуры плоской поверхности однородной изотропной литосферы на распределение температуры верхней части земной коры. Предположим, что в рассматриваемом полупространстве генерация тепла отсутствует. Задача приводит к решению уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial^2 t(z, \tau)}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial t(z, \tau)}{\partial \tau} \quad (23)$$

в полупространстве $0 < z < +\infty$. Здесь $t(z, \tau)$ — температура на глубине z в момент времени τ .

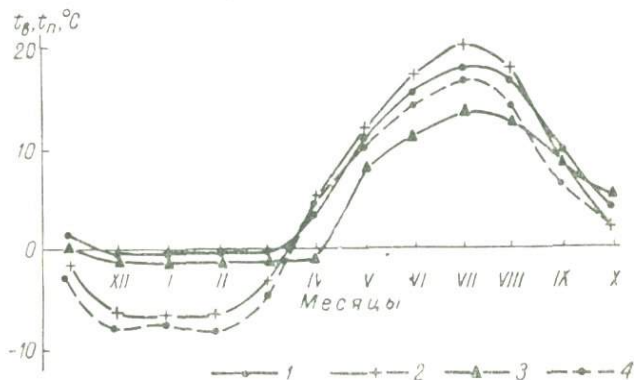


Рис. 35. Изменение среднемесячной температуры воздуха и поверхности земли на площадках Загорской станции [Павлов, 1965].

Поверхность: 1 — луговой покров, 2 — оголенная, 3 — лес; 4 — воздух.

При рассмотрении длительных температурных процессов влияние начального распределения температуры сглаживается, в этом случае возможно решение краевой задачи без начальных данных [Бабич и др., 1964].

При граничном условии

$$t(0, \tau) = t_0 \cos(\omega\tau - \varphi_0) \quad (24)$$

имеем распределение установившихся колебаний температуры

$$t(z, \tau) = \Delta t(z) \cos\left(\omega\tau - z\sqrt{\frac{\omega}{2a}} - \varphi_0\right) \quad (25)$$

с амплитудой колебаний

$$\Delta t(z) = t_0 \exp\left(-z\sqrt{\frac{\omega}{2a}}\right), \quad (26)$$

где $\omega = 2\pi f$ — циклическая частота; f — частота; φ_0 — начальная фаза.

Выражение (24) в первом приближении описывает среднемесячные изменения температуры поверхности Земли (рис. 35).

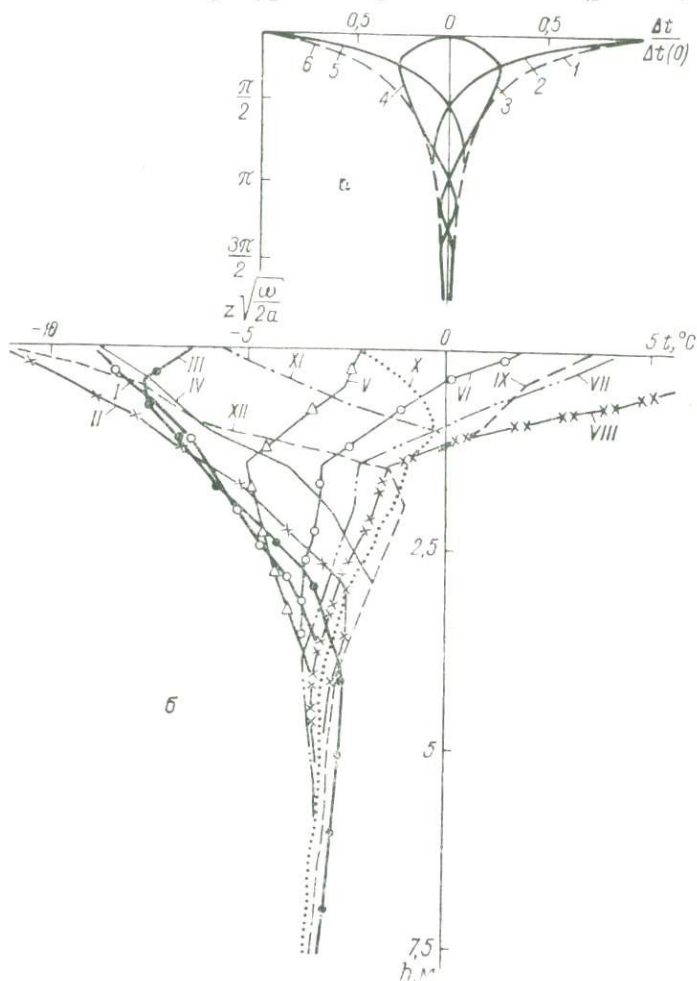


Рис. 36. Геотермограммы в различные моменты времени.

a — теоретические, по формуле (25); *б* — по измерениям в Амдерме, римские цифры — месяцы [Докучаев, 1963].

1, 6 — амплитуда колебаний равна $\pm \exp(-z\sqrt{\omega/2a})$; τ равно: $2 - 2n\pi/\omega$, $3 - (4n+1)\pi/2\omega$, $4 - (2n+1)\pi/\omega$, $5 - (4n+3)\pi/2\omega$, ($n = 0, 1, 2, \dots$).

Закономерность (25) подтверждается экспериментальными наблюдениями изменения среднемесячной температуры с глубиной (рис. 36). С увеличением глубины происходит уменьшение ампли-

туды и запаздывание максимумов и минимумов колебаний температуры.

Логарифм отношения амплитуд, вычисленных на глубинах z_1 и z_2 , к разности $z_2 - z_1$ называется коэффициентом затухания

$$[\gamma = \frac{\ln \Delta t(z_1) - \ln \Delta t(z_2)}{z_2 - z_1}]. \quad (27)$$

Из формулы (26) следует, что

$$\gamma = \sqrt{\frac{\omega}{2a}}. \quad (28)$$

Выражения (27) и (28) позволяют по известным значениям $\Delta t(z_1)$, $\Delta t(z_2)$, z_1 , z_2 и ω определить коэффициент температуропроводности

$$a = \frac{\omega}{2\gamma^2}.$$

При различных коэффициентах a_1 и a_2

$$\frac{\ln \Delta t(z_1)}{\ln \Delta t(z_2)} = \frac{z_1}{z_2} \sqrt{\frac{a_2}{a_1}} = B, \quad (29)$$

откуда

$$\frac{a_2}{a_1} = \frac{z_2^2}{z_1^2} B^2.$$

Температурное распределение (25) характеризуют также следующие величины.

Запаздывание колебаний

$$\tau_3 = z \sqrt{\frac{1}{2a\omega}} = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{T}{\pi a}},$$

где T — период колебаний.

Скорость распространения температурной волны

$$v = \frac{z}{\tau_3} = \sqrt{2a\omega}.$$

Длина волны

$$l = vT = 2z \sqrt{\pi a T}.$$

Глубина, на которой фаза волны смещается на половину периода,

$$z = \sqrt{\pi a T}.$$

Вследствие затухания годовых колебаний наибольшая температура на такой глубине устанавливается зимой и наименьшая летом.

Так, в глинистой толще при $a = 1 \cdot 10^{-6}$ м²/сек глубина запаздывания годовых климатических колебаний на половину периода

($T = 3,156 \cdot 10^7$ сек) достигает 9,9 м. Отношение глубин разно-
периодных колебаний

$$\frac{z_2}{z_1} = \sqrt{\frac{T_2}{T_1}}.$$

При $T_2 = 1$ год и $T_1 = 1$ сутки

$$\frac{z_2}{z_1} = 19.$$

По многочисленным данным ГУГМС, средняя глубина залега-
ния слоя постоянных суточных температур 0,8—1,0 м колеблется
в пределах от 0,2 до 1,5—2 м и более. Нижний предел колебаний
наблюдается зимой под снежным покровом мощностью 0,2 м.
Если считать, что суточные колебания температуры распростра-
няются до глубины 1,5 м, то годовые — примерно до 30 м. При боль-
ших периодах колебаний тепло распространяется глубже.

Глубина распространения колебаний температуры опреде-
ляется из формулы (26)

$$z = \sqrt{\frac{\omega}{2a}} \ln \frac{t_0}{\Delta t(z)},$$

где значение $\Delta t(z)$ следует принять равным удвоенной абсолют-
ной погрешности измерения температуры.

Геотермический градиент Γ и плотность теплового потока q ,
проходящего через плоскую дневную поверхность литосферы,

$$\left. \begin{aligned} \Gamma &= t_0 \sqrt{\frac{\omega}{a}} \cos \left(\omega \tau - \varphi_0 + \frac{\pi}{4} \right); \\ q &= \lambda t_0 \sqrt{\frac{\omega}{a}} \cos \left(\omega \tau - \varphi_0 + \frac{\pi}{4} \right), \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

где λ — коэффициент теплопроводности литосферы.

Выражение (30) положительно при

$$\tau_1 = \frac{1}{\omega} \left(2\pi n - \frac{3}{4} \pi + \varphi_0 \right) < \tau < \frac{1}{\omega} \left(2\pi n + \frac{1}{4} \pi + \varphi_0 \right) = \tau_2.$$

В этом случае

$$\bar{q} = \int_{\tau_1}^{\tau_2} q d\tau = \frac{2\lambda t_0}{\sqrt{a\omega}}.$$

Плотность теплового потока за первый полуцикл равна по
абсолютной величине плотности теплового потока за второй полу-
цикл.

Если изменение температуры на поверхности задано в виде
ряда Фурье

$$t(0, \tau) = \sum_i [t_i^{(1)}(0) \cos \omega_i \tau + t_i^{(2)}(0) \sin \omega_i \tau],$$

то решение уравнения (23), исходя из формулы (25), принимает вид

$$t(z, \tau) = \sum_i \left[t_i^{(1)}(0) \exp\left(-z\sqrt{\frac{\omega_i}{2a}}\right) \cos\left(\omega_i\tau - z\sqrt{\frac{\omega_i}{2a}}\right) + \right. \\ \left. + t_i^{(2)}(0) \exp\left(-z\sqrt{\frac{\omega_i}{2a}}\right) \sin\left(\omega_i\tau - z\sqrt{\frac{\omega_i}{2a}}\right) \right].$$

Отсюда следует, что амплитуда периодических колебаний температуры на поверхности Земли убывает с глубиной по экспоненциальному закону; глубина проникновения температурных колебаний возрастает с уменьшением частоты; запаздывание температурных колебаний возрастает с увеличением глубины и уменьшением частоты.

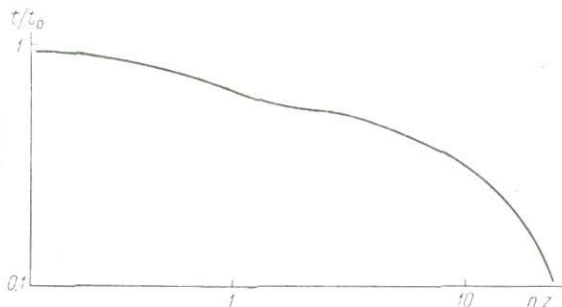


Рис. 37. Изменение амплитуды температурных колебаний слоистой толщи с глубиной.

В случае чередования горизонтальных однородно-изотропных слоев с различными термическими характеристиками можно получить выражение температуры в каждом слое, используя метод Г. Карслоу и Д. Егера [1964]. Так, для двух слоев при косинусоидальном изменении температуры поверхности

$$t_1 = t_0 \exp(\beta_1 z) \cos(\omega\tau + \beta_1 z) - \frac{\beta_1 \lambda_1 + \beta_2 \lambda_2}{\beta_1 \lambda_1 \operatorname{mod} U} t_0 \exp(\beta_1 H) \times \\ \times [\exp(\beta_1 z) \cos[\omega\tau - \arg U + \beta(H+z)] - \exp(-\beta_1 z) \times \\ \times \cos[\omega\tau - \arg U + \beta_1(H-z)]], \quad (0 \leq z \leq H); \quad (31)$$

$$t_2 = t_0 \frac{\exp[\beta_2(H-z)]}{\operatorname{mod} U} \cos[\omega\tau - \arg U + \beta_2(H-z)], \quad (z \geq H), \quad (32)$$

где

$$\beta_1 = \sqrt{\frac{\omega}{2a_1}}; \quad \beta_2 = \sqrt{\frac{\omega}{2a_2}}; \quad U = \operatorname{mod} U \exp(i \arg U) = \\ = \frac{\beta_1 \lambda_1 + \beta_2 \lambda_2}{\beta_1 \lambda_1} \exp[(1+i)\beta_1 H] + \frac{\beta_1 \lambda_1 - \beta_2 \lambda_2}{\beta_1 \lambda_1} \exp[-(1+i)\beta_1 H].$$

Выражение (31) при $\beta_1 = \beta_2$ и $\lambda_1 = \lambda_2$ превращается в (25).

Из формулы (31) и (32) нетрудно найти выражения амплитуд

$$\Delta t_1 = t_0 \sqrt{\exp(2\beta_1 z) + \left(\frac{\beta_1 \lambda_1 + \beta_2 \lambda_2}{\beta_1 \lambda_1 \bmod U} \right)^2 \cdot 2 \operatorname{ch} [2\beta_1 (H_1 + z)]};$$

$$\Delta t_2 = t_0 \frac{\exp [\beta_2 (H - z)]}{\bmod U}$$

и запаздывания во втором слое

$$\tau_2 = \frac{1}{\omega} [\arg U + \beta_2 (z - H_1)].$$

На рис. 37 приведен график для четырех слоев, полученный с помощью ЭВМ.

§ 7. ВЫЧИСЛЕНИЕ ГЛУБИНЫ ПРОМЕРЗАНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

Промерзание горных пород связано с превращением воды в порах и трещинах в лед, а также с изменением механических свойств пород. Промерзание зависит от литологической характеристики пород, от степени связи влаги с породообразующими минералами, от размера и формы пор и от минерализации подземных вод. Крупнозернистые пески, полностью насыщенные пресными водами, замерзают при 0°C ; с уменьшением влажности, а также зернистости температура замерзания понижается.

Процесс замерзания горных пород совершается в следующем порядке. Вначале в центре мелких пор образуются отдельные кристаллы льда, окруженные связанной водой. По мере дальнейшего понижения температуры объем льда увеличивается за счет постепенного перехода связанной воды в твердую фазу и поступления воды из талых толщ. Превращение связанной воды в лед нарушает ее связи с твердыми частицами породы, и в порах пород происходит движение в сторону возникшего льда. В некоторых случаях миграция воды в порах мелкозернистых пород превращается в непрерывное движение влаги к зоне промерзания, в которой возникает местное скопление льда и образуются линзы или слои. Последние в процессе роста приподнимают покрывающие породы и создают пучение. Обычно оно возникает в пылеватых суглинках при расположении грунтовых вод на небольшой глубине от дневной поверхности.

Промерзание горных пород является сложным процессом. Этот процесс неразрывно связан с перемещением воды, находящейся в жидкой и парообразных фазах. Перемещение происходит при понижении температуры пород, изменении агрегатного состояния влаги и физических свойств неоднородной и капиллярнопористой среды.

Расчет изменения температуры при замерзании горных пород чрезвычайно сложен. Поэтому в настоящее время тепловой режим рассчитывают в основном без учета миграции влаги, но с учетом скрытой теплоты и изменения физических свойств пород. Такой расчет применим для практического определения промерзания горных пород, за исключением случаев интенсивного морозного пучения, больших скоростей фильтрации подземных вод, наличия длительных процессов, сопровождающихся выделением или поглощением тепла (радиоактивный распад, окисление органики и руд, растворение солей, расширение газов и пр.). Следует отметить, что попытки учесть все влияния и получить точное решение чисто аналитическим путем не увенчались успехом.

Однако приближенные решения некоторых задач оказались годными для практического использования. Наиболее простым и распространенным является метод решений, разработанный акад. Л. С. Лейбензоном. Сущность его заключается в том, что вначале задаются произвольными функциями t_m и t_r изменения температуры в мерзлой и талой толщах с глубиной z и во времени τ , которые удовлетворяют начальным и граничным условиям. Затем выбранные функции корректируют так, чтобы они удовлетворяли уравнению баланса тепла на границе промерзания (оттаивания)

$$\lambda_m \frac{\partial t_m}{\partial z} - \lambda_r \frac{\partial t_r}{\partial z} = Q \frac{dh(\tau)}{d\tau}, \quad z = h(\tau), \quad (33)$$

где λ_m и λ_r — коэффициенты теплопроводности мерзлой и талой толщ; Q — количество тепла, выделяемого (поглощаемого) единицей объема породы при замерзании (оттаивании).

И наконец, решают уравнение (33) относительно глубины промерзания h .

Обычно выражения t_m и t_r задают, руководствуясь общими соображениями о приближенном представлении (аппроксимации) искомой функции. При этом изменение в широких пределах вида функций t_m и t_r несущественно влияет на значения вычисляемых глубин промерзания [Лукьянов, Головки, 1957]. Неточности определения в основном вызываются недоучетом теплоемкости пород, изменения термических свойств с температурой и других факторов. Значение же этих факторов на промерзание пород в ряде случаев мало по сравнению с теплом, выделяемым при замерзании влаги. Чтобы облегчить интегрирование уравнения (33) выражения для t_m и t_r по возможности подбирают наиболее простые.

Приведем вывод известных формул, полученных различными исследователями, используя методику акад. Л. С. Лейбензона, последовательно учитывая все большее и большее количество факторов, влияющих на вид функций t_m и t_r .

Если при постоянной температуре t_n поверхности Земли в однородно-изотропных горных породах, находящихся при

температуре t_0 , близкой к температуре замерзания, можно считать изменение температуры t_m с глубиной в мерзлой толще мощностью h линейным, то тогда

$$t_m = t_n + \frac{t_0 - t_n}{h} z. \quad (34)$$

Подставляя последнее выражение в уравнение (33), получаем

$$\lambda_m \frac{t_0 - t_n}{h} = Q \frac{dh}{d\tau}. \quad (35)$$

Интегрируя и решая это уравнение, находим

$$h = \sqrt{\frac{2\lambda_m(t_0 - t_n)\tau}{Q}}. \quad (36)$$

Эта формула впервые была опубликована в 1862 г. учеником Неймана Л. Заальшютцем [Saalschütz]. Несколько позднее такое же выражение было получено Стефаном [Stefan, 1889] в связи с решением задачи оттаивания и образования льда в спокойной воде при температуре 0°C .

Расчет глубины промерзания (оттаивания) по этой формуле возможен при условии, если все тепло, выделяемое промерзающими горными породами (или поглощаемое оттаивающими), идет на изменение фазового состояния содержащейся в них воды. Обычно значения h , вычисленные по формуле (36), превышают истинную глубину промерзания на 30—40% вследствие недоучета теплового потока снизу, термического сопротивления теплоотдачи с поверхности и теплоемкости горных пород [Лукиянов, Головки, 1957].

Обозначим в формуле (36) $(t_0 - t_n)\tau$ через δ и определим глубину промерзания пород в разные годы:

$$h_1 = \sqrt{\frac{2\lambda_m\delta_1}{Q}}; \quad h_2 = \sqrt{\frac{2\lambda_m\delta_2}{Q}}.$$

Отношение глубин

$$\frac{h_1}{h_2} = \sqrt{\frac{\delta_1}{\delta_2}}. \quad (37)$$

В связи с примерно одинаковым завышением глубин промерзания, вычисленных по формуле (36), отношение этих приближенных значений практически близко к отношению истинных глубин. Зная мощность промерзания пород в какой-либо год и используя выражение (37), можно для любого года вычислить глубину промерзания относительно наблюдаемых значений с погрешностью 5—10, иногда 15%.

Ряд исследователей пренебрегают теплоемкостью горных пород и учитывают лишь выделение тепла при замерзании влаги, а также отвод его через промерзший слой. Действительно, расчет показывает, что при замерзании 1 м^3 породы с весовой влажностью $W = 20\%$ и плотностью скелета $\rho = 1,6 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ выделяется $107, \times$

$\times 10^6$ дж тепла, а при понижении температуры этого же объема породы на 5 град при объемной теплоемкости породы $c_v = 1,9 \times 10^6$ дж/(м³·град) освобождается $10,7 \cdot 10^6$ дж тепла, т. е. в десять раз меньше.

Выражение (35) перепишем в виде

$$\frac{t_0 - t_n}{R_m} = Q \frac{dh}{d\tau},$$

где $R_m = h/\lambda_m$ — термическое сопротивление слоя мерзлых горных пород.

Заменим плотность теплового потока от границы промерзания пород до дневной поверхности выражением плотности теплового потока от той же границы до воздуха. Для этого используем температуру t_b воздуха и полное термическое сопротивление.

$$R = R_m + \frac{1}{\alpha} + R_i,$$

где R_i — термическое сопротивление изолирующей среды, покрывающей мерзлую толщу; α — коэффициент теплоотдачи.

Тогда выражение (33) можно переписать в виде

$$\lambda_m \frac{t_0 - t_b}{h + H} = Q \frac{dh}{d\tau}. \quad (38)$$

где $H = \lambda_m \left(\frac{1}{\alpha} + R_i \right)$ — мощность эквивалентного слоя.

Интегрируя формулу (38) и удовлетворяя начальные условия при $\tau = 0$, $h = 0$, получаем

$$h + H = \sqrt{H^2 + \frac{2\lambda_m(t_0 - t_b)\tau}{Q}}.$$

Последнее выражение учитывает теплопроводность мерзлой толщи, климатические условия района, но не учитывает тепловой поток из недр Земли к границе промерзания.

Учтем взаимодействие мерзлой толщи с подстилающей средой. Для этого рассмотрим промерзание однородно-изотропных горных пород, находящихся в начальный период при температуре t_1 . Пусть в мерзлой толще температура изменяется линейно согласно формуле (34), а мощность промерзания медленно увеличивается со временем по закону

$$h = B \sqrt{\tau},$$

где B — некоторая постоянная.

В таком случае под промерзающей толщей [Лыков, 1952]

$$t = t_0 + (t_1 - t_0) \operatorname{erf} \frac{z - h}{2 \sqrt{a\tau}}. \quad (39)$$

Геотермический градиент на границе раздела фаз при $z = h$

$$\frac{\partial t_M}{\partial z} = \frac{t_0 - t_{II}}{h}; \quad \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{t_1 - t_0}{\sqrt{\lambda a \tau}},$$

так как

$$\frac{\partial}{\partial z} \operatorname{erf} \frac{z-h}{2\sqrt{a\tau}} = \frac{1}{\sqrt{\lambda a \tau}} \exp \left[-\frac{(z-h)^2}{4a\tau} \right].$$

Таким образом, из формулы (33) получаем

$$h = (\sqrt{1+b^2} - b) \sqrt{\frac{2\lambda_M(t_0 - t_{II})\tau}{Q}}, \quad (40)$$

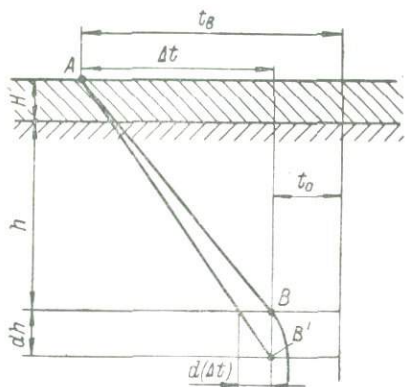


Рис. 38. К выводу формулы В. С. Лукьянова.

Геотермограмма в мерзлой толще: AB — в момент времени τ , $A'B'$ — $\tau + dt$.

Выражение (40) отличается от выражения (36) множителем $(\sqrt{1+b^2} - b)$, который появился в результате учета взаимодействия промерзающей толщи с подстилающей средой.

Основные факторы, определяющие сезонное промерзание горных пород, более полно учтены В. С. Лукьяновым и М. Д. Головки [1957]. Формула выведена с учетом теплового потока из недр Земли к границе промерзания, климатических условий района и условий теплоотдачи земной поверхностью.

Рассмотрим вывод этой формулы. Предположим, что однородно-изотропные горные породы с плоскогоризонтальной земной поверхностью, покрытой изолирующим слоем эквивалентной мощностью H , под воздействием сезонного колебания климата промерзают на глубину h . При этом за каждый промежуток времени dt граница промерзания с температурой t_0 опускается на глубину dh (рис. 38). За этот промежуток времени единица площади границы промерзания выделит количество тепла, которое складывается из тепла qdt , поступающего из недр Земли, скрытой теплоты Qdh , освобождающейся при промерзании влаги в слое dh , и охлажде-

где

$$b = \frac{\lambda(t_1 - t_0)}{\sqrt{2\lambda a \lambda_M Q(t_0 - t_{II})}}.$$

Формула (40) выведена К. Ф. Войтовским [1954] для определения глубины промерзания горных пород в основании ледяных складов. В связи с принятым заниженным влиянием теплового потока к границе промерзания вычисляемые по этой формуле значения получаются завышенными как под оголенными участками земной поверхности, так и под покрытиями.

ния мерзлой толщи. Последняя часть тепла равна $C\Delta t dh/2$, где $\Delta t = t - t_B$.

Уравнение теплового баланса на границе промерзания

$$\frac{\lambda_M \Delta t}{h-H} d\tau = q d\tau + Q dh + \frac{1}{2} C \Delta t dh.$$

Интегрируя последнее выражение, получаем

$$\tau = \left(Q + \frac{C \Delta t}{2} \right) \left(\frac{\lambda_M \Delta t}{q^2} \ln \frac{\lambda_M \Delta t - qH}{\lambda_M \Delta t - q(H+h)} - \frac{h}{q} \right). \quad (41)$$

Формула (41) не позволяет получить решение в явном виде относительно величины h . В. С. Лукьянов и М. Д. Головки [1957] подробно разработали методику расчетов по этой формуле с использованием номограмм.

Погрешность расчета глубины промерзания при правильно выбранных значениях величин, входящих в формулу (41), и при мощности промерзания 1—2,5 м не превышает $\pm(0,15 \div 0,30)$ м. Значение погрешности зависит от весовой влажности горных пород. Так, для пород с влажностью 2—3% погрешность достигает $\pm(0,25 \div 0,30)$ м, для влажности больше 10% не превышает $\pm(0,15 \div 0,20)$ м. При влажности меньше 2% формула (41) неприменима.

Выражение (41) является общей формулой для расчета глубины промерзания горных пород с учетом их теплоемкости, отепления поверхности и теплового потока снизу к границе промерзания, а также температуры воздуха.

При выводе формулы В. С. Лукьянов и М. Д. Головки не учитывали зависимости термических свойств горных пород от температуры и, кроме того, плотности теплового потока от вида деятельной поверхности в предшествующий летний сезон, влияющей на характер теплообмена поверхности земли с атмосферой и на распределение температуры в горных породах к началу промерзания.

Рассмотрим частные случаи формулы (41).

При $C = 0$; $H = 0$

$$\tau = Q \left(\frac{\lambda_M \Delta t}{q^2} \ln \frac{\lambda_M \Delta t}{\lambda_M \Delta t - qh} - \frac{h}{q} \right). \quad (42)$$

Выражение (42) является формулой М. М. Крылова (1946). При выводе этой формулы М. М. Крылов принял тепловой поток из недр Земли постоянным в течение всего процесса промерзания, что не соответствует природным условиям (рис. 39). Использование среднего значения плотности теплового потока при расчете не совсем точно отражает физическую сторону процесса промерзания [Павлов, 1965].

При $q = 0$

$$\tau = \frac{2Q + C \Delta t}{4\lambda_M \Delta t} (h^2 + 2hH).$$

Решая это уравнение относительно глубины промерзания, получаем

$$h + H = \sqrt{H^2 + \frac{4\lambda_M \Delta t \tau}{2Q + C \Delta t}}.$$

Частными случаями этого выражения, если пренебречь величинами второго порядка, являются формулы

$$h - H = \sqrt{H^2 + \frac{2\lambda_M \Delta t \tau}{Q}}; \quad h = \sqrt{\frac{2\lambda_M \Delta t \tau}{Q}}.$$

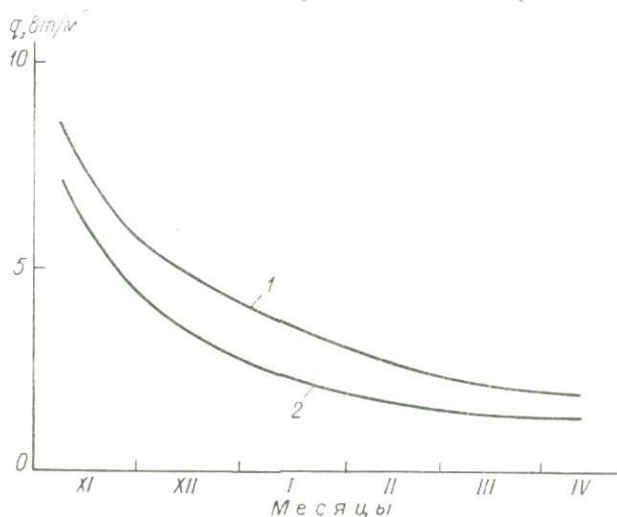


Рис. 39. Тепловой поток к границе промерзания из подстилающей толщи в районе Загорска [Павлов, 1965].

Площадки: 1 — оголенная, 2 — лесная.

Вывод этих формул методом Л. С. Лейбензона показан в начале параграфа.

Разлагая выражение (41) в ряд и ограничиваясь двумя членами разложения, получаем:

при
$$\frac{\lambda_M \Delta t \tau}{H^2 \left(Q + \frac{C \Delta t}{2} \right)} < 0.6$$

$$h = H \left(1 - \frac{qH}{\lambda_M \Delta t} \right) \left(\sqrt{1 + \frac{4\lambda_M \Delta t \tau}{H^2 (2Q + C \Delta t)}} - 1 \right), \quad (43)$$

при
$$\frac{\lambda_M \Delta t \tau}{H^2 \left(Q + \frac{C \Delta t}{2} \right)} < 0.2$$

$$h = \left(1 - \frac{qH}{\lambda_M \Delta t} \right) \frac{2\lambda_M \Delta t \tau}{H (2Q + C \Delta t)}. \quad (44)$$

Ошибка определения h по формулам (43) и (44) не превышает $\pm 3\%$.

Широкое развитие получило решение задачи Стефана в общем виде с произвольными краевыми условиями и с учетом фазовых переходов в спектре температур [Рубинштейн, 1947; Меламед, 1959, 1963; Будыко, 1964 и др.]. При этом из-за сложности численных решений используют ЭВМ.

§ 8. СЛОИ ПОСТОЯННЫХ СУТОЧНЫХ, ГОДОВЫХ, МНОГОЛЕТНИХ И ВЕКОВЫХ ТЕМПЕРАТУР

Температура поверхности Земли и приповерхностных толщ находится в зависимости от теплообмена в системе литосфера — почва — атмосфера. Этот теплообмен при прочих равных условиях зависит от солнечной радиации, меняющейся с вращением планеты вокруг Солнца и своей оси, географической широты, рельефа местности и других факторов.

Глубина слоев постоянных суточных, годовых, многолетних и вековых температур зависит от физико-географических, климатических, почвенных, геологических, гидрогеологических, поверхностных и прочих условий. Глубина залегания этих слоев тем значительнее, чем больше амплитуда и период изменения температуры поверхности Земли и теплопроводность горных пород, в которых распространяются температурные колебания.

Суточные колебания температуры на континентах практически затухают на глубинах 0,8—1,5 м, на океанах 25—30 м [Давыдов, Конкина, 1958]. Большая глубина распространения суточных колебаний температуры в океанах вызвана увеличением роли лучистой и конвективной теплопроводности вследствие прозрачности и подвижности вод. Суточные температурные колебания проникают глубже в водоемах меньшей глубины [Воейков, 1904].

В морских и океанских толщах благодаря конвективному теплообмену годовые колебания температуры достигают глубины 350 м [Давыдов, Конкина, 1958]. Годовые колебания температуры на континентах и островах распространяются в среднем на глубину до 15—30 м.

Существующий разброс в глубинах вызван геологическими, гидрогеологическими, географическими и прочими особенностями районов. Среди геологических особенностей немалую роль играет литологическая характеристика пород, от которой в известных пределах зависят термические свойства.

Совместное влияние различных факторов вызывает изменение глубины залегания слоя постоянных годовых температур [Черменский, 1963а, 1964] (рис.40).

Большая глубина проникновения сезонных и годовых колебаний температуры иногда вызывается микро- и макротрещинами

горных пород, омываемых поверхностными водами, и повышенными термическими свойствами пород.

На глубину залегания подошвы слоя годовых колебаний температур большое влияние оказывает мощность снежного покрова. Так, в районе Норильска при изменении мощности снежного

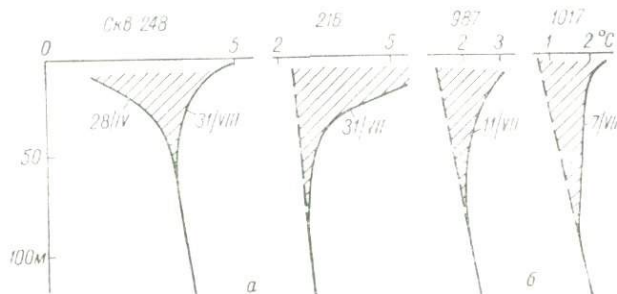


Рис. 40. Геотермограммы скважины Мочетундры (а) [Владимиров, Красковский, Семенов, 1939] и Печенгской тундры (б).

Заштрихована зона сезонного колебания температуры.

покрова от 0,05 до 1,7 м глубина залегания этого слоя изменяется от 14 до 4 м [Шамшура, 1959].

Температура подошвы слоя годовых колебаний зависит от количества тепла, поступающего из атмосферы, от плотности восходящих потоков внутреннего тепла Земли, от химических, физических и прочих процессов, протекающих в литосфере и почве.

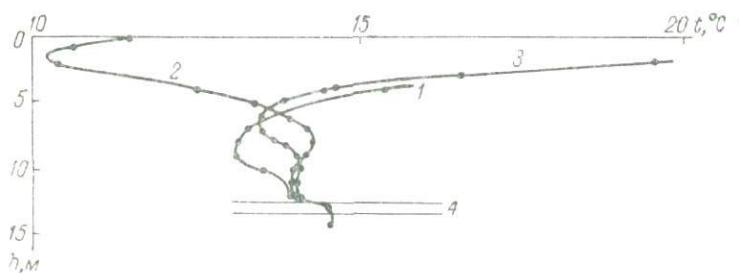


Рис. 41. Изменение температуры в слое «постоянных» годовых температур [Джамалов, Левкович, Суетнов, 1965].

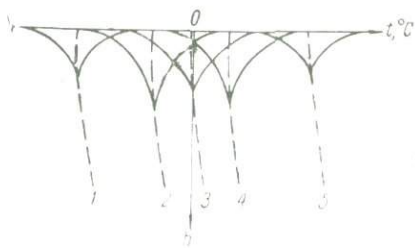
1 — сентябрь 1956 г.; 2 — апрель 1958 г.; 3 — июль 1958 г.; 4 — слой «постоянных» годовых температур.

Вследствие подвижности и непродолжительности термодинамического равновесия в системе атмосфера — почва — литосфера температура на глубине слоя постоянной годовой температуры меняется, так как каждый год меняется количество поступающего и уходящего из почвы тепла. В связи с этим возможно изменение геотермического градиента в подошве слоя годовых колебаний температур (рис. 41).

Тепловой режим слоя постоянных годовых температур зависит от географического положения района, гидрогеологических, геокриологических и прочих особенностей (рис. 42).

Рис. 42. Тепловой режим слоя колебаний годовых температур в различных географических районах [Основы геокриологии, 1959].

Районы: 1 — заполярный высокоширотный, 2 — непрерывномерзлой и сезоннопротаивающей толщи, 3 — южной, или нижней, границы зоны непрерывномерзлой толщи, где мощность сезоннопротаивающего слоя равна мощности сезоннопротаивающего, 4 — средних широт, где сезоннопротаивающий слой подстилается непромерзающими породами, 5 — тропический.



На территории СССР температура слоя постоянных годовых температур изменяется от -13 (внутренние районы Таймырского полуострова) до $+20^{\circ}\text{C}$ (пустыни Средней Азии). Такое колебание температуры в основном вызвано разнообразием климатических зон, неодинаковой плотностью и мощностью снежного покрова. Климатическая широтная зональность температуры наблюдается и в океанах (рис. 43).

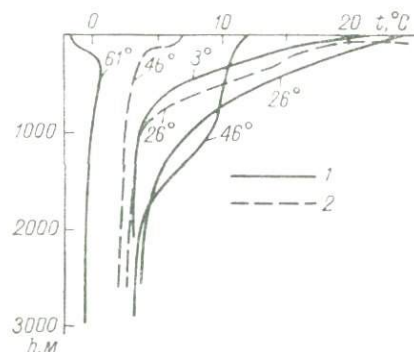


Рис. 43. Распределение температуры в Мировом океане в зависимости от широты [Давыдов, Конкина, 1958].
Широта: 1 — северная, 2 — южная.

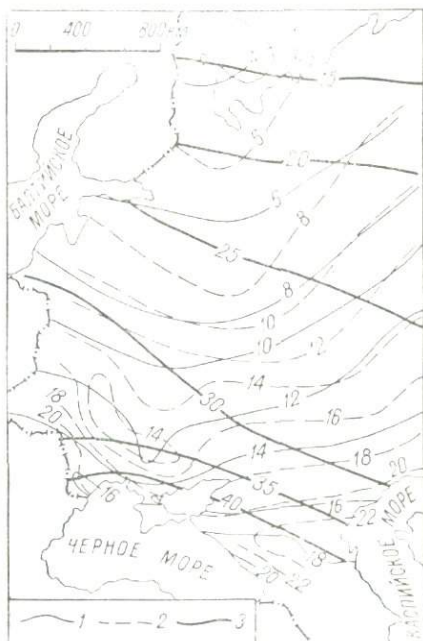


Рис. 44. Схематическая карта температур на разных глубинах, по Н. М. Фролову [1966].

Изотермы, $^{\circ}\text{C}$, на глубине, м: 1 — 125, 2 — 250; 3 — изолинии радиационного баланса ($1,32 \cdot 10^8 \text{ em/m}^2$).

Воздействие радиационного баланса на приповерхностную толщу Земли проявляется в температурном поле (рис. 44). При этом с увеличением глубины возрастает роль геологических,

геоморфологических, гидрогеологических и прочих факторов, затушевывающих климатическую зональность.

Формулы, приведенные в § 6, позволяют оценить влияние колебаний климата, имеющих разные периоды, на тепловое состояние земных недр (рис. 45).

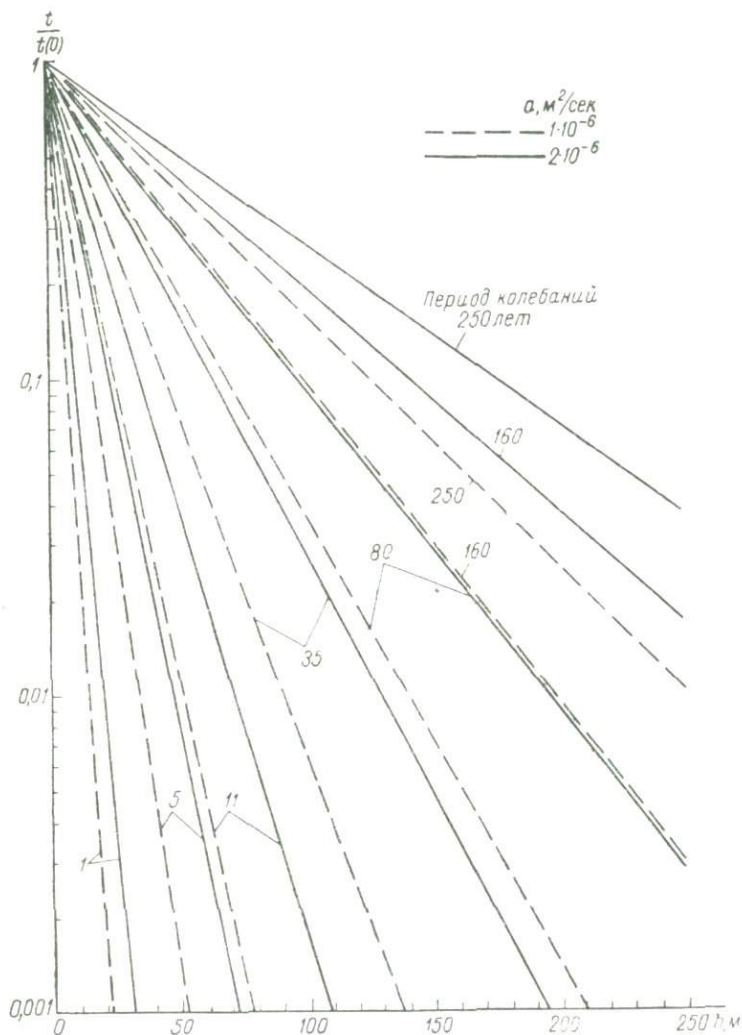


Рис. 45. Изменение температуры с глубиной при различных периодах колебания климата.

Возможность выявления максимальной глубины климатических влияний зависит от погрешностей измерения температуры. С уменьшением последних и с увеличением температуропровод-

ности и однородности геологического разреза климатические влияния обнаруживаются на больших глубинах (рис. 45, 46).

Глубина залегания, м, слоя постоянных годовых температур при разной точности измерений [Фролов, 1966]

Эдинбург	11,9/18,0	Киев	15,0/22,5
Пекин	12,0/16,8	Цюрих	15,2/22,0
Белград	13,0/14,0	Ленинград	15,6/22,0
Упсала	13,2/19,0	Брюссель	15,8/23,0
Париж	14,6/21,0	Загорск	25,0/37,5

Примечание. В числителе—значение глубины при точности измерения температуры $\pm 0,1$, в знаменателе — $\pm 0,01$ град.

Определим, используя формулы § 6, глубину смещения фазы на половину периода при $T = 1 \cdot 10^4$ лет и $a = 1 \cdot 10^{-6}$ м²/сек:

$$z = \sqrt{\pi a T} = 990 \text{ м.}$$

Колебания температуры на эту глубину дойдут через

$$\tau = \frac{z}{2} \sqrt{\frac{T}{\pi a}} = 5000 \text{ лет.}$$

На глубине 990 м согласно формуле (26) отношение амплитуд температуры

$$\frac{\Delta t}{t_0} = 0.01.$$

Если предположить, что средняя амплитуда колебаний температуры поверхности Земли равнялась 10 град и пренебречь фазовыми переходами, то в однородной изотропной толще на глубине около 1 км должно быть реликтовое влияние порядка 0,1 град. В неоднородной толще затухание амплитуд зависит от мощности и термических свойств пластов, слагающих геологический разрез региона (см. рис. 37). В естественных условиях реликтовое влияние порядка 0,1 град на фоне изменения температуры, причинами которого являются фазовые переходы, геологические и гидрогеологические особенности района, не всегда может быть обнаружено.

Геологические отложения свидетельствуют о периодических вековых изменениях климата и об оледенении всех континентов в различные эпохи существования земной коры. Одной из основных причин возникновения ледников и многолетней мерзлоты является низкая температура летом, при которой осадки выпадают в твердом виде, не тают, скапливаются в виде ледниковых покровов и многолетней мерзлоты (рис. 47).

Понижение средней температуры летнего периода в полярных, приполярных и горных областях вызывало перемещение снеговой линии вниз и сползание ледников в долины. В результате этого обширные области оказались под ледниковым покровом, сохраняющимся и летом. Это способствовало дальнейшему понижению

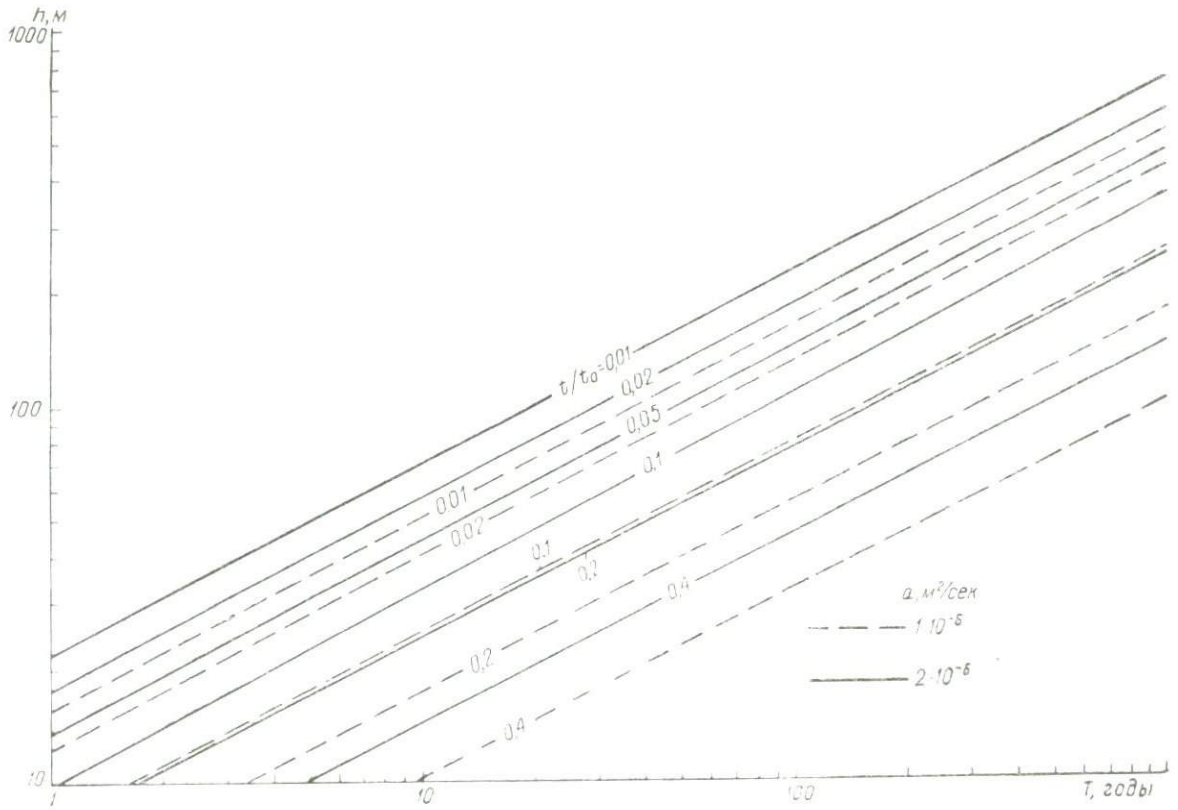


Рис. 46. Зависимость глубины распространения климатических колебаний температуры от их периода T .

температуры оледенелых областей и большому распространению материкового льда, а высокая теплопроводность последнего — увеличению мощности многолетней мерзлоты. В отдельные периоды существования Земли огромные пространства оказывались покрытыми почти километровым слоем внутриматерикового льда.

В межледниковые периоды лед становал полностью или частично. С эпохи алгонско-кембрийского оледенения в Северной Америке, Европе и Азии в течение длительного периода был субтропический и тропический климат, который к концу третичного периода сменился в Европе гюнцским, мицельским, рисским и вюрмским ледниковыми периодами.

О длительности ледниковых и межледниковых периодов можно составить представление по рис. 48. На нем показано изменение солнечной радиации на 65° с. ш. в различные ледниковые периоды и те широты, которые в настоящее время получают за летнее полугодие такое же количество лучистой энергии.

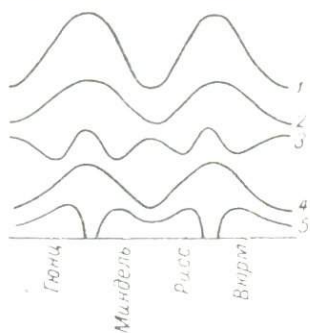


Рис. 47. Влияние изменения солнечной радиации (1) на среднюю температуру поверхности Земли (2), высоту конечных морен (3), общее количество осадков (4) и осадков в виде снега (5), по Достовалову, Кудрявцеву [1967].

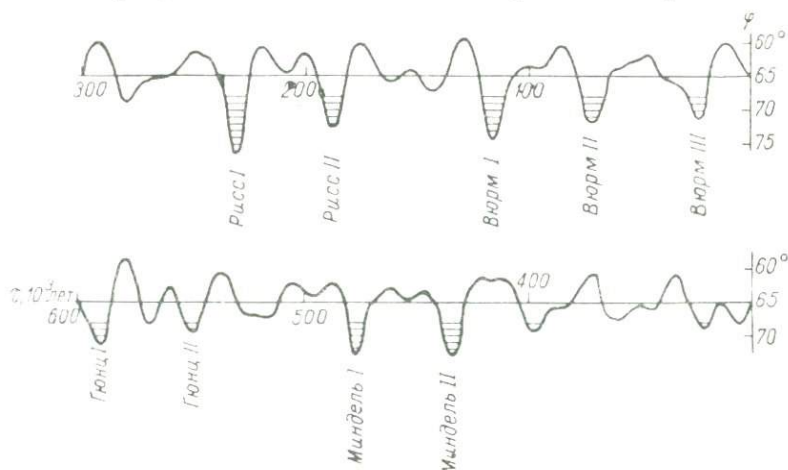


Рис. 48. Схематический вековой ход суммарной летней радиации на 65° с. ш. [Миланкович, 1939].

Существуют и другие, отличающиеся от приведенных, данные о длительности ледниковых и межледниковых периодов. Это свидетельствует о несовершенстве определения возраста ледниковых

периодов и об отсутствии общей точки зрения на историю климатических условий.

Девять минимумов радиации (температуры) составили четыре ледниковые эпохи (гюнц, миндель, рисс, вюрм), разделенные тремя межледниковыми периодами. Одним из последних межледниковых периодов является интервал вюрм II и вюрм III, который отличался относительно теплыми летними температурами. Однако потепление в этот период было незначительным. Температура лета превышала современную только на 1—2 град. В полярных областях четыре ледниковых периода объединились в две долгие ледниковые эпохи [Миланкович, 1939].

В Скандинавии и на Кольском полуострове вблизи очагов оледенения расчленение на ледниковые и межледниковые периоды проводится весьма условно. Однако и там были найдены отложения, свидетельствующие о существовании межледникового периода между миндельской и рисской фазами оледенения. Непостоянство климатических условий вызвало изменение теплового состояния верхней части земной коры, возникновение и деградацию многолетнемерзлых пород.

Для оценки глубины влияния оледенения используем выражение (39), в котором это влияние характеризуется величиной, пропорциональной

$$\operatorname{erf} \frac{z - B \sqrt{\tau}}{2 \sqrt{a\tau}} = \operatorname{erf} \frac{z - v\tau}{2 \sqrt{a\tau}},$$

где v — скорость перемещения границы промерзания.

При определении изменения температуры с относительной погрешностью $\pm 10\%$ значение $\operatorname{erf} x$ следует брать не более 0,8; при этом

$$z = v\tau + 1,86 \sqrt{a\tau}.$$

Если $a = 1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$, $\tau = 10^4$ лет, $v = (0,1 \div 1) \cdot 10^{-2} \text{ м/год}$, то $z = (1,05 \div 1,14) \cdot 10^3 \text{ м}$. Этот грубый оценочный расчет показывает, что влияние ледников могло распространиться на глубину более 1 км.

Рассмотрим влияние многолетней мерзлоты на тепловое состояние мезозойских отложений Березовского района (Западно-Сибирская низменность).

В скважинах Березовской структуры температура замерялась максимальными термометрами при гидрогеологическом опробовании водоносных горизонтов и термометрами сопротивления после некоторого простоя скважин в состоянии покоя. Нанесение значений температуры, замеренных в различных скважинах, на одни координатные оси позволило установить, что в данном районе отсутствуют локальные термические аномалии в меловых отложениях, представленных песчано-глинистыми породами (рис. 49). Прямолинейный вид геотермограмм, вычерченных в мелком масштабе, является характерным для большинства районов

Западно-Сибирской низменности, расположенных на значительном расстоянии от области распространения многолетней мерзлоты и области питания подземных вод [Черемешский, 1959б].

В районах с подобными геологическими разрезами температура на глубине слоя постоянных годовых температур на 2—3 град выше среднегогодовой температуры воздуха у поверхности земли. Однако в Березовском районе экстраполированная осредненная геотермограмма не проходит через точку, соответствующую

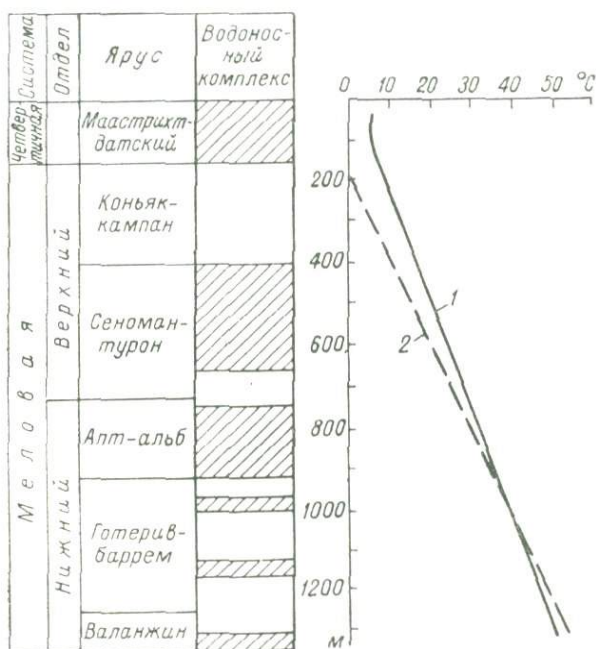


Рис. 49. Геотермический разрез скважины Березово 2Р.

Геотермограмма: 1 — скважины, находившейся месяц в простое, 2 — осредненная.

такой температуре, а пересекает ось глубин в 200 м от дневной поверхности. Это указывает на влияние многолетней мерзлоты на термический режим многослойных мезо-кайнозойских отложений северной части Западно-Сибирской низменности, которое распространяется до глубины 800 м и более.

§ 9. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МОРФОЛОГИИ МЕРЗЛОГО МАССИВА И ЕГО ТЕРМИЧЕСКОГО РЕЖИМА

Большой интерес представляет определение морфологии мерзлого массива и температурного поля в нем без использования ЭВМ. Эта задача усложнена влияниями теплообмена на поверхности Земли, тепловым потоком из недр, нестационарностью

температурного поля в слое сезонного промерзания и оттаивания, а также другими причинами.

Д. В. Редозубов [1966] для упрощения решения этой задачи предложил считать температурное поле ниже слоя постоянных годовых температур практически стационарным. Это позволило разработать простой метод терморазведки на мерзлоте, приближенно определять морфологию многолетнемерзлого массива и температурное поле в нем по замерам температуры в мелких скважинах и известной температуре на достаточно большой глубине, где изотермические поверхности плоские. Форма ограничивающей поверхности выбирается в зависимости от рельефа земной поверхности ниже слоя нестационарного температурного поля. Более простой формой ограничивающей поверхности является плоскость, а в двухмерной задаче — прямая, параллельная плоской дневной поверхности. В последнем случае стационарное температурное поле определяется решением уравнения

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0, \quad (|x| < \infty; z > 0) \quad (45)$$

при $t|_{z=0} = f(x)$, где $f(x)$ — распределение температуры на ограничивающей поверхности при $z = 0$.

Решение уравнения (45) имеет вид

$$t = \frac{z}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(l) dl}{(l-x)^2 + z^2},$$

при учете геотермического градиента

$$t = \Gamma z + \frac{z}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(l) dl}{(l-x)^2 + z^2}.$$

Полученное выражение описывает плоское стационарное поле, сформировавшееся под воздействием теплового потока из недр и краевых условий.

Пространственное распределение температурного поля рассмотрим для полупространства, ограниченного плоскостью. Искомое решение должно удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0, \quad (z > 0) \quad (46)$$

и граничному условию

$$t|_{z=0} = f(x, y). \quad (47)$$

где $f(x, y)$ — распределение температуры на ограничивающей плоскости $z = 0$.

Решение уравнения (46), удовлетворяющее условию (47), с учетом геотермического градиента имеет вид

$$t = z \left\{ \Gamma + \frac{1}{2\pi} \int_S \frac{f(\alpha, \beta) d\alpha d\beta}{V[(\alpha-x)^2 + (\beta-y)^2 + z^2]^3} \right\}.$$

При расчете температурного поля Д. В. Редозубов рекомендует использовать следующую схему вычислений. Поверхность S необходимо разбить на прямоугольники с постоянной температурой и со сторонами, параллельными выбранной системе координат. В этом случае доля теплового влияния квадрата с температурой T_i на точку M с координатами x, y, z

$$t_i = \frac{zT_i}{2\pi} \int_{a_i}^{a_i + \Delta a_i} da \int_{b_i}^{b_i + \Delta b_i} db \frac{1}{V[(a-x)^2 + (b-y)^2 + z^2]^3}, \quad (48)$$

где a и b — координаты точки прямоугольника s_i с координатами вершин (a_i, b_i) , $(a_i + \Delta a_i, b_i)$, $(a_i + \Delta a_i, b_i + \Delta b_i)$, $(a_i, b_i + \Delta b_i)$.

Интегрируя выражение (48), получаем

$$t_i = \frac{T_i}{2\pi} \left[\operatorname{arctg} \frac{(b_i + \Delta b_i - y)(a - x)}{z \sqrt{(a-x)^2 + (b_i + \Delta b_i - y)^2 + z^2}} - \operatorname{arctg} \frac{(b_i - y)(a - x)}{z \sqrt{(a-x)^2 + (b_i - y)^2 + z^2}} \right] \Big|_{a_i}^{a_i + \Delta a_i}.$$

Температура в точке M определяется влиянием всех прямоугольников области S . С учетом геотермического градиента

$$t = \sum_{i=1}^{\infty} t_i + \Gamma z.$$

Предлагаемая Д. В. Редозубовым схема вычислений температурного поля не учитывает неоднородность среды и наличие источников тепла. Задача определения морфологии массивов при непостоянстве температуры земной поверхности, вызывающем образование и деградацию многолетней мерзлоты, обычно решается с учетом многих факторов на ЭВМ или с помощью гидроинтегратора системы Лукьянова.

Вековые климатические воздействия на тепловое состояние верхней части земной коры северной части Западно-Сибирской низменности — одной из богатейших нефтегазоносных провинций СССР — изучал А. А. Шарбатян [1962]. Им были рассмотрены три варианта образования и деградации многолетней мерзлоты. За основу расчета брались кривые векового хода среднегодовых

солярных * температур, построенные М. Миланковичем [1939] с учетом среднемноголетней температуры земной поверхности за последнее тысячелетие и палеоклиматических особенностей районов.

При расчетах А. А. Шарбатян использовал следующие значения теплового поля и физических свойств горных пород. Тепловой поток из недр Земли принят постоянным; геотермический градиент $\Gamma = 1,25 \cdot 10^{-2}$ град/м; плотность пород $\rho = 1850$ кг/м³; объемная теплоемкость мерзлых и талых пород $c_0 = 2,1 \cdot 10^6$ Дж/(м³ · град);

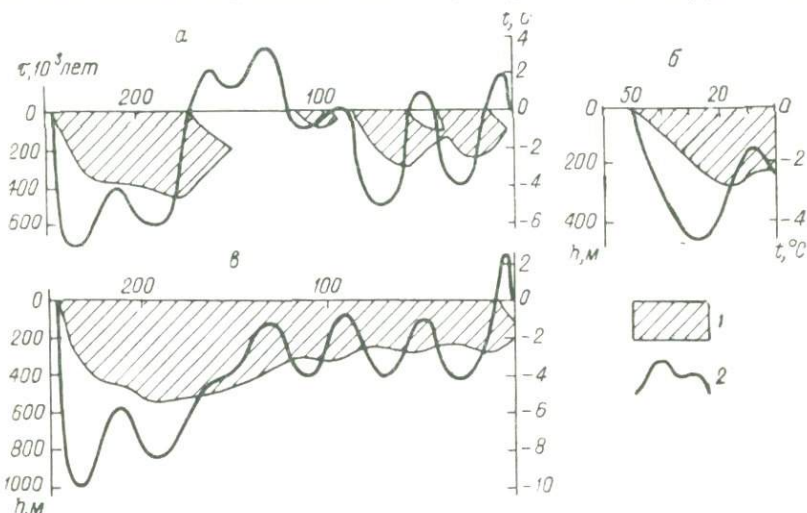


Рис. 50. Изменение мощности многолетней мерзлоты в зависимости от векового хода температуры поверхности Земли [Шарбатян, 1962].

1 — многолетнемерзлые породы; 2 — вековой ход температуры.

коэффициент теплопроводности талых пород $\lambda_t = 1,74$ и мерзлых пород $\lambda_m = 2,61$ Вт/(м · град); льдистость $i = 1$; влажность $W = 12$ и 25% от веса скелета породы соответственно для каждого из трех вариантов.

В первом варианте (рис. 50, а) была выбрана завышенная амплитуда колебаний температуры поверхности Земли, учитывая резкое похолодание климата в Западно-Сибирской низменности в зырянское и сартанское время и потепление в межледниковый период. При рассмотренных условиях многолетняя мерзлота распространилась в течение 70—80 тыс. лет до глубины, превышающей 400 м, а отошла за 35—40 тыс. лет под воздействием тепла из недр Земли при средней межледниковой температуре земной поверхности 0° С.

* Солярной (математической) температурой называется фиктивная температура поверхности земного шара, определенная на основании вычисления пространственного и временного распределения солнечной радиации.

Согласно проведенным исследованиям деградация многолетней мерзлоты происходит быстрее при совместном влиянии тепла, поступающего из недр и с поверхности Земли. Например, та же многолетняя мерзлота полностью исчезает в межледниковый период за 15—20 тыс. лет при температуре поверхности земли 2—2,5° С. При этом следует учесть, что при расчетах А. А. Шарбатян использовал заниженные для Западно-Сибирской низменности значения геотермического градиента [Череменин, 1959а; 1962а, б].

Второй вариант (см. рис. 50, б) рассчитывался, чтобы объяснить образование мерзлых толщ мощностью 200—250 м в районе Салехарда за более короткое время. Кривая температур поверхности Земли взята в соответствии с кривой векового хода соляных температур на 65° с. ш. Средняя многолетняя температура поверхности Земли за последнее тысячелетие принята —2,5° С. Полученные результаты хорошо согласуются с существующей мощностью многолетней мерзлоты.

Третий вариант (см. рис. 50, в) рассчитан для выяснения причин существования мерзлой толщи на глубинах до 400 м и более в районе Сургута на участке широтного течения Оби (64° с. ш.). При этом учитывалось накопление за 245 тыс. лет осадков мощностью 75 м, влажность которых была принята 25%, льдистость около 1, а также учитывалось потепление климата. Температурный максимум, продолжавшийся в течение 10 тыс. лет, мог вызвать протаивание сверху на глубину 100 м.

Приведенные результаты расчета мощности и морфологии мерзлых толщ получены без учета физико-географических, гидрологических, гидрогеологических, геологических и прочих особенностей районов, а также конвективного теплообмена между поверхностью Земли и атмосферой, условий теплоизоляции поверхности, конденсации и испарения влаги и прочих факторов. Однако для выяснения общих закономерностей влияния вековых колебаний климата на тепловое состояние верхней части земной коры и на динамику многолетнемерзлых пород на огромной территории за большой промежуток времени многие явления можно не принимать во внимание и пользоваться осредненными величинами.

ЗАВИСИМОСТЬ ТЕПЛОВОГО ПОЛЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ ОТ СТРУКТУРНО-ГЕОЛОГИЧЕСКОГО СТРОЕНИЯ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ ВЫДЕЛЕНИЯ (ПОГЛОЩЕНИЯ) ТЕПЛА

Изучение регионального теплового поля земной коры в областях, перспективных на нефть, газ и другие полезные ископаемые, позволяет устанавливать направления поисковых работ, выявлять геологические, геокриологические и прочие особенности региона. Большое значение имеет изучение теплового поля для выявления рельефа консолидированного фундамента, не вскрытого скважинами. Аномалии теплового поля могут быть выявлены при знании нормального поля, позволяющего уточнить интерпретацию геотермограмм скважин.

Теоретическое исследование изменения плотности теплового потока, геотермического градиента и температуры в земной коре можно проводить, задаваясь распределением и интенсивностью источников выделения (или поглощения) тепла и законами изменения термических свойств горных пород с глубиной и по площади.

Строение земной коры многообразно, поэтому рассмотрим наиболее простые формы тел, что позволяет оценить возможные пределы изменения теплового поля. Для этого используем решение уравнения теплопроводности при стационарном режиме и данные модельных исследований. Поскольку при решении теоретических задач рассматриваются глубины во много раз меньше радиуса Земли, кривизна земной поверхности учитываться не будет.

§ 10. НЕОДНОРОДНАЯ ЗЕМНАЯ КОРА

Рассмотрим одномерное распределение температуры в полупространстве $z > 0$ при монотонном распределении источников выделения или поглощения тепла:

$$\kappa = \kappa_0 e^{-\mu z}. \quad (49)$$

Вначале будем искать решение уравнения

$$\frac{d}{dz} \left(\lambda \frac{dt}{dz} \right) + \kappa = 0 \quad (50)$$

при линейной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \beta t). \quad (51)$$

Используя выражения (49) и (51) и интегрируя уравнение (50), получаем

$$t = \frac{1}{\beta} \times \left[\sqrt{(1 + \beta t_1)^2 + \frac{2\beta}{\lambda_0} (z - z_1) \left(q + \frac{\alpha_0}{\mu} e^{-\mu z_1} \right) + \frac{2\beta \alpha_0}{\mu^2 \lambda_0} (e^{-\mu z} - e^{-\mu z_1})} - 1 \right],$$

где $t = t_1$ при $z = z_1$; q — плотность теплового потока,

$$q = \lambda_0 (1 + \beta t) \frac{dt}{dz} \Big|_{z=z_1}.$$

Геотермический градиент при $\alpha_0 = 0$

$$\Gamma = \frac{(1 + \beta t)^2 - (1 + \beta t_1)^2}{2\beta (z - z_1) (1 + \beta t)},$$

уравнение изотермической поверхности при $t = T$

$$z - z_1 = \frac{(1 + \beta T)^2 - (1 + \beta t_1)^2}{2\beta \Gamma (1 + \beta t)}.$$

Полагая $z = z_1 + h$, получаем

$$q = \frac{\lambda_{\text{ср}}}{h} \Delta t,$$

где

$$\Delta t = t - t_1; \quad \lambda_{\text{ср}} = \frac{1}{2} [\lambda_0 (1 + \beta t) + \lambda_0 (1 + \beta t_1)].$$

Плотность теплового потока при линейной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры может быть вычислена при знании среднеарифметических значений теплопроводности пласта и температуры на границах раздела сред.

Пусть теперь коэффициент теплопроводности линейно зависит от глубины:

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \gamma z),$$

тогда при распределении источников выделения или поглощения тепла согласно формуле (49), интегрируя уравнение (50), имеем

$$t - t_1 = \frac{q + \frac{\alpha_0}{\mu} e^{-\mu z_1}}{\lambda_0 \gamma} \ln \frac{1 + \gamma z}{1 + \gamma z_1} + \frac{\alpha_0}{\lambda_0 \mu \gamma} e^{\frac{\mu}{\gamma}} \left\{ \text{Ei} \left[-\frac{\mu}{\gamma} (1 + \gamma z_1) \right] - \text{Ei} \left[-\frac{\mu}{\gamma} (1 + \gamma z) \right] \right\}.$$

Рассмотрим частные случаи полученного выражения.
 При $\kappa_0 = 0$

$$t - t_1 = \frac{q}{\lambda_0 \gamma} \ln \frac{1 + \gamma z}{1 + \gamma z_1}.$$

Разлагая логарифм в ряд и пренебрегая величинами второго порядка малости, получаем

$$t - t_1 = \frac{q}{\lambda_0} \cdot \frac{z - z_1}{1 + \gamma z_1}. \quad (52)$$

Уравнение изотермической поверхности

$$z - z_1 = \frac{T - t_1}{q} \lambda_0 (1 + \gamma z_1) = \frac{T - t_1}{\Gamma},$$

где T — температура изотермической поверхности; Γ — геотермический градиент неоднородной толщи при $z = z_1$.

При $\Gamma = \text{const}$ изотермические поверхности являются плоскостями, параллельными плоской дневной поверхности Земли.

При $\gamma = 0$

$$t = t_1 + \frac{\kappa_0}{\mu^2 \lambda_0} (e^{-\mu z} - e^{-\mu z_1}) + \frac{q + \frac{\kappa_0}{\mu} e^{-\mu z_1}}{\lambda_0} (z - z_1).$$

Пренебрегая вторым слагаемым, получаем

$$t = t_1 + \frac{q + \frac{\kappa_0}{\mu} e^{-\mu z_1}}{\lambda_0} (z - z_1).$$

Расположение изотермических поверхностей зависит от интенсивности источников выделения и поглощения тепла. При увеличении интенсивности изотермические поверхности сближаются, при уменьшении — раздвигаются.

§ 11. СЛОИСТАЯ ЗЕМНАЯ КОРА

Теоретические исследования для двух однородно-изотропных горизонтально залегающих пластов различной теплопроводности с монотонным размещением источников поля в каждом пласте проведено Г. Джеффрисом [1960], более строго — А. Н. Тихоновым [1937], для трех пластов исследования выполнены А. А. Смысловым [1960].

Рассмотрим тепловое поле толщи, состоящей из n однородно-изотропных горизонтально залегающих пластов с различным монотонным размещением источников выделения или поглощения тепла в каждом слое.

Решая уравнение (50) для пласта бесконечной мощности, получаем выражение теплового потока

$$q = \int_z^{\infty} \kappa(\xi) d\xi,$$

при $\lambda = \lambda(z)$

$$t = \int_0^z \frac{1}{\lambda(\xi)} \int_{\xi}^{\infty} \kappa(\xi) d\xi d\xi.$$

Последние выражения справедливы при нарушении непрерывности $\lambda(z)$ на горизонтальных границах раздела сред.

Для среды, состоящей из n горизонтальных пластов, плотность теплового потока, термический градиент и температура в k -м слое

$$\left. \begin{aligned} q_k &= \sum_{i=1}^{n-k} \kappa_i h_i - \kappa_k (z - H_{k-1}); \\ \Gamma_k &= \frac{1}{\lambda_k} q_k; \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

$$\begin{aligned} t_k &= t_0 + \sum_{i=1}^{k-1} h_i \left(\Gamma_{0i} + \frac{\kappa_i h_i}{2\lambda_i} \right) + (z - H_{k-1}) \times \\ &\times \left[\Gamma_{0k} + \frac{\kappa_k}{2\lambda_k} (H_{k-1} - z + 2h_k) \right], \end{aligned} \quad (54)$$

где t_0 — температура верхней поверхности первого пласта; H_i , h_i , λ_i , κ_i — соответственно глубина залегания подошвы, мощность, коэффициент теплопроводности и плотность генерации источников выделения или поглощения тепла в i -м пласте; $H_{k-1} = \sum_{i=1}^{k-1} h_i$;

$\Gamma_{0k} = \frac{1}{\lambda_k} \sum_{i=k+1}^n \kappa_i h_i$ — геотермический градиент, создаваемый в k -м пласте тепловым потоком из нижних $n - k$ пластов.

Температура в любом пласте изменяется по параболическому закону, и геотермограмма в пределах каждого пласта в зависимости от того, выделяется или поглощается тепло, имеет выпуклый или вогнутый вид.

Из формул (53) имеем

$$\Gamma_k - \Gamma_{0k} = \frac{\kappa_k}{\lambda_k} (H_k - z). \quad (55)$$

Отсюда следует, что в каждом пласте при постоянной генерации тепла κ с увеличением z происходит уменьшение геотермического градиента пропорционально глубине. Выражение (55) позволяет подсчитать влияние на геотермический градиент тепла,

выделяемого в пласте (рудном теле) при экзотермических процессах.

Плотность теплового потока при $z = 0$

$$q_1 = \sum_{i=1}^n \kappa_i h_i.$$

Изменение температуры в пределах пласта при $z = H_k$ из формулы (54)

$$t_k |_{z=H_k} - t_{k-1} |_{z=H_{k-1}} = \left(\Gamma_{0k} + \frac{\kappa_k h_k}{2\lambda_k} \right) h_k. \quad (56)$$

Амплитуда аномалии температуры, созданной источниками выделения или поглощения тепла в k -м пласте,

$$\Delta t_k = \frac{\kappa_k}{2\lambda_k} h_k^2. \quad (57)$$

Для примера подсчитаем, какое влияние на геотермический градиент оказывает тепло, выделяемое бурогольным пластом в процессе карбонизации. Будем считать, что при превращении дерева в лигнит за 5000 лет ($158 \cdot 10^9$ сек) равномерно выделяется 17 Дж/м^3 тепла. Тогда при $h_k = 10 \text{ м}$ и $\lambda_k = 0,58 \text{ вт/(м} \cdot \text{град)}$ получаем $\Gamma_k - \Gamma_{0k} = 0,9 \cdot 10^{-2} \text{ град/м}$.

Заметим, что выражение (54) посредством линейного преобразования координат позволяет получить тепловое поле наклонной слоистой толщи. Для этого следует z заменить суммой $z \cos \alpha + x \sin \alpha$.

Точность вычисления плотности теплового потока и температуры в недрах Земли зависит от точности определения значений λ_i , κ_i , h_i , характеризующих земную кору и мантию. Однако теплопроводность слоев, содержание и закон распределения в них источников тепла, а также отчасти мощность слоев ряда регионов известны в настоящее время с недостаточной точностью. Известно, что в пределах каждого слоя содержание радиоактивных элементов не всегда постоянно. В частности, по данным ряда исследований [Clark, Ringwood, 1964] радиоактивность в нижней толще земной коры и в мантии убывает с глубиной. Мощность отдельных слоев Земли и земной коры в целом устанавливается по данным геофизических исследований.

За нижнюю границу земной коры обычно принимают выделяемую сейсмическими методами поверхность Мохоровичича. Выше нее залегают неоднородные слои, в которых происходит изменение физических свойств (плотность, теплопроводность, упругость, радиоактивность и др.) с глубиной. Однако эти неоднородности в первом приближении можно считать незначительными по сравнению со скачкообразными изменениями физических свойств при переходе от одного слоя к другому.

Обычно схематически в земной коре выделяют три слоя: осадочный, гранитный и базальтовый. Учитывая, что физические

свойства пород определяются не только их составом, но и состоянием вещества, зависящим от температуры и давления, такое разделение земной коры по геофизическим данным соответствует петрографическому наименованию слоев только в самых общих чертах.

Осредненные значения радиоактивных свойств слоев приведены в табл. 5.

ТАБЛИЦА 5

Содержание радиоактивных элементов в гипотетических разрезах земной коры различных регионов [Birch, 1950; Джеффрис, 1960]

Регион	$q, 10^{-2}$ вт/м ²	Интервал глубин, км	Уран, ме/кг	Торий, ме/кг	Калий, %	$\kappa, 10^{-7}$ вт/м ³
Океан . . .	2,63	5—12	0,42	1,68	0,69	2,99
		12—400	0,13—0,03	0,58—0,12	0,22—0,05	1,13—0,28
Щит . . .	4,19	0—16	1,00	4,00	1,63	7,0
		16—37	0,37	1,48	0,61	2,64
		37—200	0,01	0,04	0,02	0,00
		200—400	0,05	0,20	0,10	0,00
Континент	2,63	0—16	1,32	5,28	2,15	4,82
		16—37	0,42	1,68	0,69	2,99
	6,28	0—16	1,87	7,48	3,05	13,1
		16—37	0,57	2,28	0,93	3,98

Разрезы земной коры отличаются большим разнообразием и подразделяются в основном на три типа: океанический, переходный и континентальный. Мощность разрезов этих типов различна. Наименьшей мощностью обладает разрез океанического типа, где осадочные породы и гранитный слой имеют незначительную мощность или совсем отсутствуют. Под дном океана залегает тонкий слой базальта мощностью местами менее 5 км. Наибольшую мощность имеет земная кора континентального типа. Здесь суммарная мощность осадочного и гранитного слоев достигает 40—45, мощностью базальтового слоя 25—30 км. Среднее положение по мощности занимает кора промежуточного типа с поверхностью Мохоровичича, находящейся на глубине 25—30 км.

В образовании теплового потока земной коры участвуют слагающие ее слои и мантия (подкоровое вещество — субстрат).

В виде примера возможного использования выведенных ранее формул рассчитаем для океанических впадин мощность толщи подкорового вещества, участвующей в создании теплового потока на дне океана. Примем плотность теплового потока $q_1 = 5,02 \times 10^{-2}$ вт/м² и рассмотрим геологический разрез, состоящий из осадочных отложений ($h_1 = 3$ км, $\kappa_1 = 1,3 \cdot 10^{-6}$ вт/м³), базальтового слоя ($h_2 = 7$, $\kappa_2 = 0,63 \cdot 10^{-6}$) и подкорового вещества ($\kappa_3 = 0,13 \cdot 10^{-6}$).

Решая уравнение (53) относительно мощности последнего слоя и подставляя значения h_1 , h_2 , κ_1 , κ_2 и κ_3 , получаем

$$h_3 = \frac{q_1 - \kappa_1 h_1 - \kappa_2 h_2}{\kappa_3} = 300 \text{ км.}$$

И. Д. Дергунов [1959] считает, что в образовании теплового потока земной коры участвует слой верхней мантии мощностью 500 км и более. Такого же мнения придерживается и С. Кларк [Clark, Ringwood, 1964].

Известны многочисленные вычисления температуры в земной коре с использованием различных моделей строения Земли [Тихонов, 1937; Смыслов, 1960; Gutenberg, 1951; Jeffreys, 1952; Verhoogen, 1956; Jacobs, 1956 и др.]. По этим данным температура ядра достигает 2500—4000° С и более. Такое расхождение свидетельствует, что наши знания о распределении и мощности источников тепла недостаточны.

Рассмотрим частный случай выражения (54), когда источники тепла содержатся только в последнем пласте. Тогда $\kappa_i = 0$ ($i = 1, 2, \dots, n - 1$) и температура в k -м пласте

$$t_k = t_0 + q_n \left[\sum_{i=1}^{k-1} \frac{h_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\lambda_k} (z - H_{k-1}) \right], \quad (58)$$

где $q_n = \kappa_n h_n$ — плотность теплового потока.

В пределах каждого пласта постоянной теплопроводности и без источников выделения или поглощения тепла температура изменяется по линейному закону, поэтому геотермограмма многослойной толщи представляет собой ломаную линию.

Плотность теплового потока на глубине $z = H_k$ из формулы (58)

$$q_k = \frac{1}{R_k} (t_k - t_0),$$

где $R_k = \sum_{i=1}^k \frac{h_i}{\lambda_i}$ — тепловое сопротивление толщи, состоящей из k пластов.

Выделим в слоистой толще два пласта и предположим, что мощность i -го пласта уменьшилась на Δh_i ; $(i + 1)$ -го на Δh_{i+1} . В образовавшееся пространство поместим пласт мощностью $h_{i1} = |\Delta h_i + \Delta h_{i+1}|$ и коэффициентом теплопроводности λ_{i1} . Тогда

$$R^* = R_k + r,$$

где

$$r = \frac{h_{i1}}{\lambda_{i1}} - \frac{\Delta h_{i+1}}{\lambda_{i+1}} - \frac{\Delta h_i}{\lambda_i}.$$

Отсюда при заданном значении температуры t_k в точке $z = H_k$ получаем

$$q_n^* = q_n \left(1 - \frac{r}{R^* - r} \right). \quad (59)$$

Выражение (59) позволяет рассмотреть значение плотности теплового потока при уменьшении мощности i -го пласта и соответствующем увеличении мощности $(i + 1)$ -го. В этом случае

$$r = \Delta h \left(\frac{1}{\lambda_{i+1}} - \frac{1}{\lambda_i} \right),$$

знак r определяется значениями коэффициента теплопроводности.

С изменением мощности i -го пласта происходят изменения

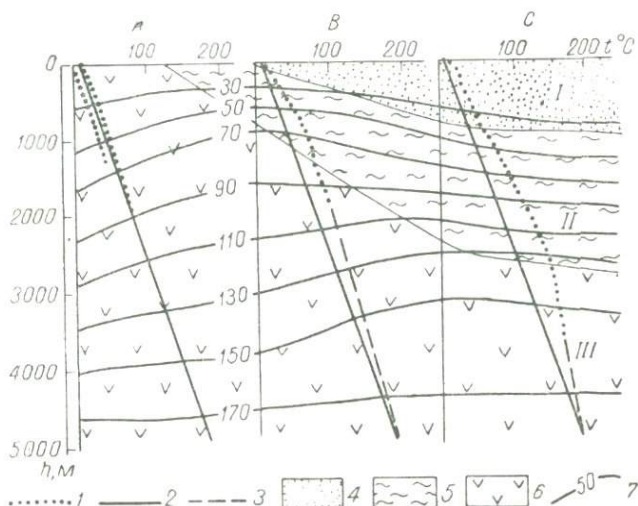


Рис. 51. Схематический геотермический разрез Ставрополя, по А. А. Клименко, М. В. Мирошникову [1966].

Геологические разрезы: А — Минераловодский выступ, В — Ставропольский свод, С — Терско-Кумская впадина.

Геотермограммы: 1 — по замерам в скважине, 2 — осредненная, 3 — экстраполированная; отложения: 4 — надмайкопские (I толща), 5 — майкопские (II толща), 6 — палеогеново-мезозойские (III толща); 7 — геоиотермы по расчетным данным, °С.

теплового сопротивления, плотности теплового потока и геотермического градиента слоистой толщи. В связи с этим существует возможность изучения с помощью геотермограмм особенностей геологических разрезов, расположенных ниже забоев скважин. Подобное влияние изменения мощности и термических свойств пластов на тепловое поле геологических разрезов наблюдается во многих регионах [Черемский, 1959а; Клименко, Мирошников, 1966].

На рис. 51 приведены результаты расчета температуры по формуле (58) для Ставропольского геологического разреза. За исходные величины взяты $T = 184$, $T_r = 10^\circ \text{C}$, $H = 5000 \text{ м}$, а также h_i , λ_i , приведенные в табл. 6, учтены термические измерения в скважинах и геологические особенности разрезов. При этом

использованы три основных типа разрезов (*A*, *B* и *C*) Ставрополя.

Разрез *A* (Пагутская опорная скв. 1) представлен отложениями среднего и нижнего палеогена и мезозоя, которые отнесены

ТАБЛИЦА 6

Исходные данные для построения геотермического разреза Ставрополя, по А. А. Клименко, М. В. Мирошникову [1966]

Разрез	Толща	Мощность h_i , км	$\frac{\lambda_i}{\lambda}$	Температура в подошве слоя, °С	
				по измерениям	по расчету
<i>A</i>	III	5,0	1	—	184
<i>B</i>	II	0,8	0,39	60	67
	III	4,2	1	—	184
<i>C</i>	I	0,8	0,52	50	38
	II	1,6	0,33	135	126
	III	0,6	0,55	153	146

к III толще. Температура измерена в скважине до глубины 2000 м, где $t = 83,9^\circ \text{C}$. При экстраполяции геотермограммы на глубину 5000 м значения температуры достигают 184°C .

Разрез *B* (скважины Северо-Ставропольская, Ставропольская-2 и Козинская-23) до глубины 800 м представлен преимущественно глинистыми породами. Эта часть разреза отнесена к майкопской II толще. В самой верхней части разреза залегают четвертичные и неогеновые отложения мощностью 200 м, обогащенные песчаным материалом.

Под майкопской толщей в интервале глубин 800—2000 м залегают средне-нижнепалеогеновые, мезозойские и палеозойские отложения, соответствующие III толще. Разрез *C* (скв. Прасковейская-6) представлен в верхней части до глубины 800 м четвертичными и неогеновыми отложениями, соответствующими I толще. Ниже, в интервале глубин 800—2400 м, разрез представлен глинистыми отложениями майкопской свиты (II толща). На глубинах 2400—3000 м залегают средне-нижнепалеогеновые, мезозойские и палеозойские отложения (III толща).

Произведенные теоретические расчеты по скважинам этого профиля совпадают с экспериментальными наблюдениями.

Влияние изменения мощностей отдельных толщ разреза на тепловое поле наблюдается в Нижнем Поволжье, Сибири и в других районах.

Геологические разрезы верхней части земной коры многих регионов, в том числе нефтегазоносных, можно схематически представить в виде двух ярусов. Верхний ярус сложен переслаивающимися однородно-изотропными пластинами различной теплопроводности, нижний — однородно-изотропными породами большой мощности одинаковой теплопроводности.

Рассмотрим слоистую толщу, состоящую из однородно-изотропных n плоских слоев, залегающих на однородно-изотропной подстилающей толще. Источники выделения и поглощения тепла в слоистой толще отсутствуют, мощность и теплопроводность слоев различны. Тепловой поток поступает из подстилающей толщи. В этой толще направление плотности однородного теплового потока q_0 отклоняется от нормали к границам раздела слоев на угол α_0 .

Поместим прямоугольную систему координат x, y, z , расположив плоскость xOy на границе раздела слоистой толщи с подстилающей средой; ось Oz направим вверх и совместим плоскость xOz с вектором плотности теплового потока q_0 . На каждой границе раздела сред соблюдается непрерывность температуры, нормальной составляющей плотности теплового потока и касательной составляющей термического градиента:

$$\left. \begin{aligned} t(x, H_k + 0) &= t(x, H_k - 0); \\ \lambda_{k+1} \frac{\partial t(x, H_k + 0)}{\partial z} &= \lambda_k \frac{\partial t(x, H_k - 0)}{\partial z}; \\ \frac{\partial t(x, H_k + 0)}{\partial x} &= \frac{\partial t(x, H_k - 0)}{\partial x}, \end{aligned} \right\} \quad (60)$$

где $H_k = \sum_{i=1}^k h_i$; $k = 1, 2, \dots, n - 1$; h_i — мощность i -го пласта.

Выражение температуры при стационарном термическом режиме для каждого слоя слоистой среды должно удовлетворять уравнению Лапласа и граничным условиям (60). При граничных условиях

$$\left. \frac{\partial t}{\partial x} \right|_{z=0} = -q_0 \frac{\sin \alpha_0}{\lambda_0}; \quad \left. \frac{\partial t}{\partial z} \right|_{z=0} = -q_0 \frac{\cos \alpha_0}{\lambda_1}$$

температура в первом слое

$$t = t_0 - q_0 \frac{\sin \alpha_0}{\lambda_0} x - q_0 \frac{\cos \alpha_0}{\lambda_1} z,$$

где λ_0 — коэффициент теплопроводности в подстилающей среде; t_0 — температура в начале координат.

Используя формулы (60), получаем выражение температуры в k -м слое

$$t = t_0 - q_0 \frac{\sin \alpha_0}{\lambda_0} x - \left(\sum_{i=1}^{k-1} \frac{h_i}{\lambda_i} + \frac{z - H_{k-1}}{\lambda_{k-1}} \right) q_0 \cos \alpha_0. \quad (61)$$

Выражение (61) при непрерывном изменении λ в направлении Oz и при $h_k \rightarrow \infty \rightarrow 0$ перепишем в следующем виде:

$$t = t_0 - q_0 \frac{\sin \alpha_0}{\lambda_0} x - q_0 \cos \alpha_0 \int_0^z \frac{d\zeta}{\lambda(\zeta)}. \quad (62)$$

При уменьшении $\lambda(z)$ с увеличением z термограмма имеет выпуклый вид (выпуклость от оси Oz). Подобные термограммы наблюдаются в придонных толщах океанов.

Из выражений (61) или (62) составляющие термического градиента и плотности потока

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_x &= q_0 \frac{\sin \alpha_0}{\lambda_0}; & \Gamma_z &= q_0 \frac{\cos \alpha_0}{\lambda(z)}; \\ q_x &= \frac{\lambda(z)}{\lambda_0} q_0 \sin \alpha_0; & q_z &= q_0 \cos \alpha_0. \end{aligned} \right\} \quad (63)$$

Среднее удельное тепловое сопротивление \bar{R} и средний коэффициент теплопроводности $\bar{\lambda}$ в слоистой толще мощностью H

$$\bar{R} = \frac{1}{H} \sum_k \frac{h_k}{\lambda_k}; \quad \bar{\lambda} = \frac{1}{H} \sum_k \lambda_k H_k \quad (64)$$

или при непрерывном изменении $\lambda(z)$ в интервале глубин $z_1 - z_2$

$$\bar{R} = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \frac{d\zeta}{\lambda(\zeta)}; \quad \bar{\lambda} = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \lambda(\zeta) d\zeta.$$

Пусть эти средние значения достаточно хорошо характеризуют выделенную толщу. Тогда из формул (61)–(63) имеем осредненные значения температуры изотермической поверхности, составляющих термического градиента и плотности теплового потока

$$\left. \begin{aligned} T &= t_0 - \bar{\Gamma}_x x - \bar{\Gamma}_z z; \\ \bar{\Gamma}_x &= \Gamma_x; & \bar{\Gamma}_z &= q_z \bar{R}; \\ \bar{q}_x &= \bar{\lambda} \Gamma_x; & \bar{q}_z &= q_z. \end{aligned} \right\} \quad (65)$$

Отсюда следует, что выделенная толща является анизотропной средой по отношению к осредненному тепловому полю, так как имеем в общем случае $\bar{\lambda} \neq 1/\bar{R}$.

Введем условные характеристики (рис. 52)

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{q_x}{q_z}; \quad \operatorname{tg} \beta = \bar{\operatorname{tg}} \alpha = \frac{\bar{q}_x}{q_z}; \quad \operatorname{tg} \gamma = \frac{\bar{\Gamma}_x}{\bar{\Gamma}_z}.$$

Из формул (63) и (65) следует, что

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \alpha &= \frac{\lambda(z)}{\lambda_0} \operatorname{tg} \alpha_0; \\ \operatorname{tg} \beta &= \varepsilon \operatorname{tg} \gamma. \end{aligned} \right\} \quad (66)$$

где $\varepsilon = \overline{\lambda R}$ характеризует отклонение направления осредненного термического градиента от направления плотности теплового потока.

Из формул (66) несложно найти траекторию плотности теплового потока

$$\frac{dx}{dz} = \operatorname{tg} \alpha = \frac{\lambda(z)}{\lambda_0} \operatorname{tg} \alpha_0; \quad x - x_0 = \frac{1}{\lambda_0} \operatorname{tg} \alpha_0 \int_0^z \lambda(\zeta) d\zeta.$$

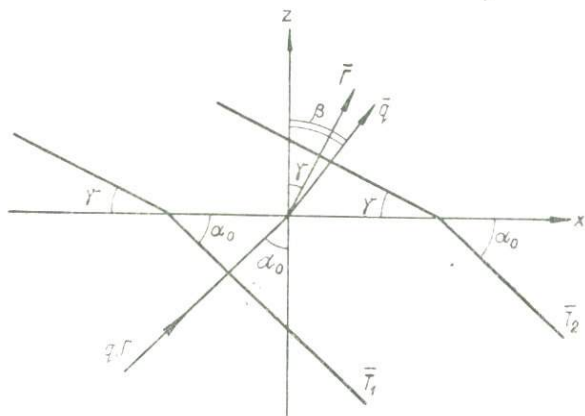


Рис. 52. Расположение изотермических поверхностей \overline{T} , векторов осредненного геотермического градиента \overline{F} и осредненной плотности теплового потока \overline{q} в нижнем и в верхнем ярусах.

Из последнего выражения вычтем уравнение линии, с которой совпадал бы вектор плотности теплового потока, если бы $\lambda(z) = \lambda_0$:

$$\Delta x = \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\lambda_0} \int_0^z \lambda(\zeta) d\zeta - \operatorname{tg} \alpha_0 z.$$

Если $\lambda(z) \geq \lambda_0$, то $\Delta x \geq 0$. Выражение Δx характеризует изменение направления вектора плотности теплового потока. Расположение этого вектора в анизотропной толще зависит от направления потока в подстилающей среде и закона изменения теплопроводности толщ.

Из формул (66) относительная погрешность η определения плотности теплового потока

$$\eta = \frac{q - q_z}{q} = 1 - \cos \alpha = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{\lambda^2(z)}{\lambda_0^2} \operatorname{tg}^2 \alpha_0}},$$

где $q = \sqrt{q_x^2 + q_z^2}$.

Значение η возрастает с увеличением $\operatorname{tg} \alpha$ и не превышает 5% при $\operatorname{tg} \alpha \leq 0,3$.

Для практических целей особенно важно выяснить, как изменяются значения составляющей геотермического градиента по оси Oz в зависимости от содержания пластов, обладающих различными термическими свойствами. Будем считать, что геологический разрез представлен переслаивающимися пластами с теплопроводностью λ и $n\lambda$. Содержание первых пластов равно m ,

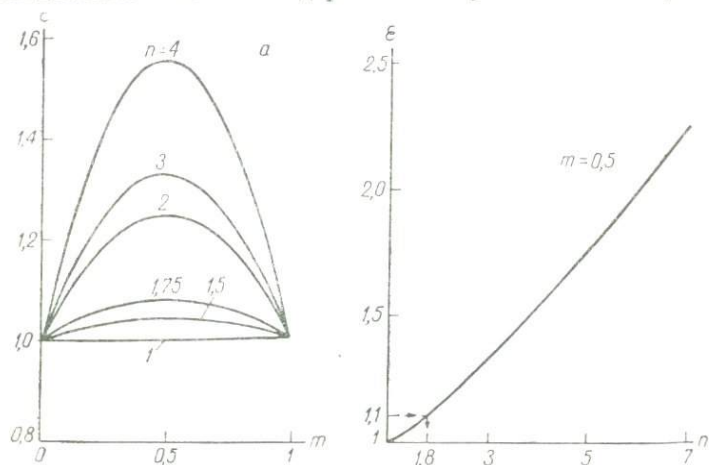


Рис. 53. Зависимости ε от содержания пластов (а) и отношения их теплопроводности (б).

вторых — $(1 - m)$ от всей мощности толщи. Тогда из уравнений (64) и (65)

$$\left. \begin{aligned} \bar{R} &= \frac{m}{\lambda} + \frac{1-m}{n\lambda}; \\ \bar{\lambda} &= \lambda [n - m(1-n)]; \\ \bar{\Gamma}_z &= \frac{m(n-1) + 1}{n\lambda} q_z. \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

Значение $\bar{\Gamma}_z$ зависит от содержания пластов с повышенной и пониженной теплопроводностью и от вертикальной составляющей плотности теплового потока.

Используя формулу (67), вычислим ε :

$$\varepsilon = \bar{\lambda} \bar{R} = 1 + \frac{(1-n)^2 (1-m) m}{n}.$$

Так как $0 < m < 1$ и $n > 0$, то $\varepsilon \geq 1$. Поэтому с возрастанием ε вектор осредненной плотности теплового потока больше наклоняется к подошве верхнего яруса, чем вектор осредненного геотермического градиента, т. е. $\beta \geq \gamma$. Наибольшее влияние макроанизотропии наблюдается при $m = 0,5$ и $n > 1$ (рис. 53). Это влияние еще усиливается при наличии микроанизотропии термических свойств пластов, слагающих верхний ярус.

Изменение положения изотермических поверхностей может быть вызвано в ряде регионов изменением литологической характеристики (термических свойств) переслаивающихся пластов. Подобное явление наблюдается в Западно-Сибирской низменности, осадочный чехол которой сложен неметаморфизованными мезозойскими и кайнозойскими в основном кластическими осадочными породами. Последние обладают фациальной изменчивостью, что

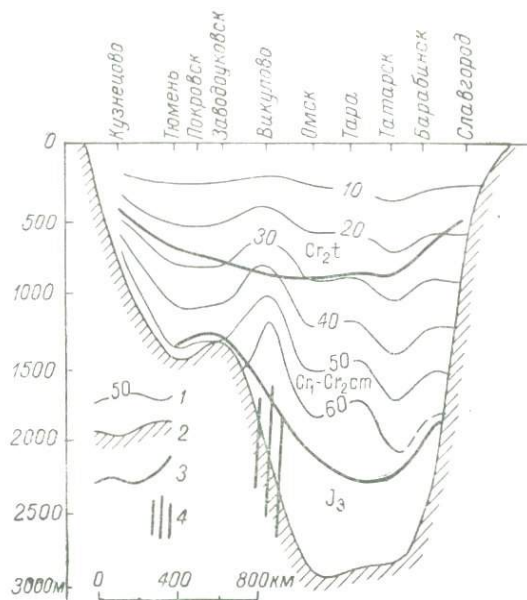


Рис. 54. Геотермический профиль Кузнецово — Славгород.

1 — изотермы, °С; 2 — кровля фундамента; 3 — стратиграфические границы; 4 — зона разломов.

наиболее полно проявляется в окраинных частях низменности [Геологическое строение..., 1958]. Отложения залегают почти горизонтально, только на крыльях локальных структурных поднятий угол падения пластов составляет 2—3, иногда 10—12°.

Переслаивание в верхнем ярусе песков, песчаников, аргиллитов, алевролитов, глин и других пород способствует возникновению макроанизотропии. Теплопроводность пород фундамента в общем выше теплопроводности мезозойских отложений. Вследствие этого при однородности и изотропности верхнего яруса изотермические поверхности в мезозойских отложениях должны были бы располагаться параллельно поверхности фундамента. В действительности для Западно-Сибирской низменности такая закономерность нарушается (рис. 54). Искажение теплового поля

вызвано совместным воздействием ряда факторов. К ним относятся переслаивание пластов различной литологической характеристики (теплопроводности), изменение элементов залегания пластов и фундамента, гидрогеологические и прочие особенности региона [Череменинский, 1959а, 1961б, 1965].

Наибольшее проявление макроанизотропии, по-видимому, наблюдается на профиле Кузнецово — Славгород в интервалах Кузнецово — Тюмень — Викулово — Омск. В интервале Викулово — Омск на тепловое поле накладывается еще влияние подземных вод верхнего яруса, гидравлически связанных с системой глубинных разломов и трещин в фундаменте, а также влияние изменения падения кровли фундамента.

§ 13. ВЫКЛИНИВАНИЕ ПЛАСТА (ТОЛЩИ)

Изменение мощности пласта (толщи) оказывает влияние на тепловое поле земной коры. Рассмотрим три однородно-изотропные среды с коэффициентами теплопроводности, соответственно

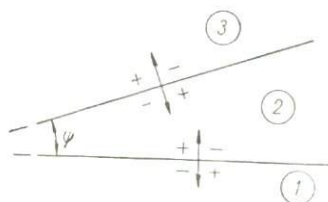


Рис. 55. К определению знака угла α_i в 1, 2 и 3-й средах по отношению к направлению нормали.

равными (снизу вверх) λ_1 , λ_2 и λ_3 . Границы 2-й среды плоские и непараллельные. Источники выделения и поглощения тепла в средах отсутствуют. Стационарный однородный тепловой поток поступает из нижней среды вверх.

На границах раздела сред соблюдается непрерывность нормальной составляющей плотности теплового потока q_n и тангенциальной составляющей геотермического градиента Γ_τ :

$$q_{1n} = q_{2n}; \quad q'_{2n} = q_{3n}; \quad (68)$$

$$\Gamma_{1\tau} = \Gamma_{2\tau}; \quad \Gamma'_{2\tau} = \Gamma_{3\tau}. \quad (69)$$

штрихом отмечены величины во 2-й среде у верхней границы раздела.

Используя связь плотности теплового потока с теплопроводностью и геотермическим градиентом, перепишем формулу (68)

$$\lambda_1 \Gamma_{1n} = \lambda_2 \Gamma_{2n}; \quad \lambda_2 \Gamma'_{2n} = \lambda_3 \Gamma_{3n}. \quad (70)$$

Из выражений (69) и (70) получаем

$$\frac{1}{\lambda_1} \cdot \frac{\Gamma_{1\tau}}{\Gamma_{1n}} = \frac{1}{\lambda_2} \cdot \frac{\Gamma_{2\tau}}{\Gamma_{2n}}; \quad \frac{1}{\lambda_2} \cdot \frac{\Gamma'_{2\tau}}{\Gamma'_{2n}} = \frac{1}{\lambda_3} \cdot \frac{\Gamma_{3\tau}}{\Gamma_{3n}}.$$

Обозначим через α (с соответствующими индексами) угол отклонения вектора плотности теплового потока от нормали (рис. 55). Если для каждой из сред рассматривать нормаль, направленную внутрь среды, то величина угла отклонения будет положительна, если отсчитывать этот угол от нормали против хода часовой стрелки.

Тогда имеем

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\lambda_1} \operatorname{tg} \alpha_1 &= \frac{1}{\lambda_2} \operatorname{tg} \alpha_2; \\ \frac{1}{\lambda_2} \operatorname{tg} (\alpha_2 - \varphi) &= \frac{1}{\lambda_3} \operatorname{tg} \alpha_3. \end{aligned} \right\} \quad (71)$$

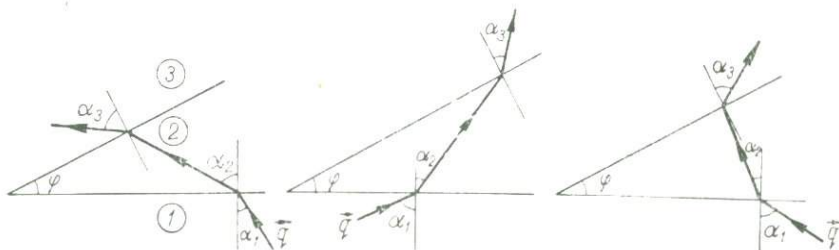


Рис. 56. К расчету наклона изотермической поверхности.

Отсюда

$$\operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{\lambda_3}{\lambda_2} \cdot \frac{\lambda_2 \operatorname{tg} \alpha_1 - \lambda_1 \operatorname{tg} \varphi}{\lambda_1 + \lambda_2 \operatorname{tg} \alpha_1 \operatorname{tg} \varphi}. \quad (72)$$

Выражения (71) и (72) выведены для направлений вектора плотности теплового потока, указанных на рис. 56. Эти выражения позволяют определять наклон изотермических поверхностей в 3-й среде. Этот угол наклона изотермической поверхности в среде зависит от углов α_1 и φ и от отношения теплопроводностей нижележащих сред (рис. 57).

Из выражений (71) и (72) и рис. 57 следует, что при $\lambda_3 < \lambda_2 < \lambda_1$ с уменьшением угла α_1 изотермические поверхности во 2 и 3-й средах приближаются к поверхностям, параллельным границам раздела сред. Влияние угла φ на наклон изотермических поверхностей проявляется только в 3-й среде. Это влияние зависит от расположения вектора плотности теплового потока в 1-й среде относительно нормали к поверхности раздела 1 и 2-й сред. При одном расположении (см. рис. 56, а) увеличение угла φ вызывает уменьшение угла α_3 и при другом (см. рис. 56, б) — увеличение.

Рассмотрим частные случаи выражений (71) и (72).

Границы раздела сред параллельны ($\varphi = 0$) или наклонены друг к другу под малым углом ($\operatorname{tg} \varphi \ll 1$):

$$\operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \operatorname{tg} \alpha_1.$$

В этих случаях 2-я среда не влияет на наклон изотермических поверхностей в 3-й среде.

Вектор плотности теплового потока перпендикулярен к границе раздела 1 и 2-й сред ($\alpha_1 = 0$):

$$\operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{\lambda_3}{\lambda_2} \operatorname{tg} \varphi.$$

Полученное выражение показывает, что 1-я среда не влияет на расположение изотермических поверхностей в 3-й среде.

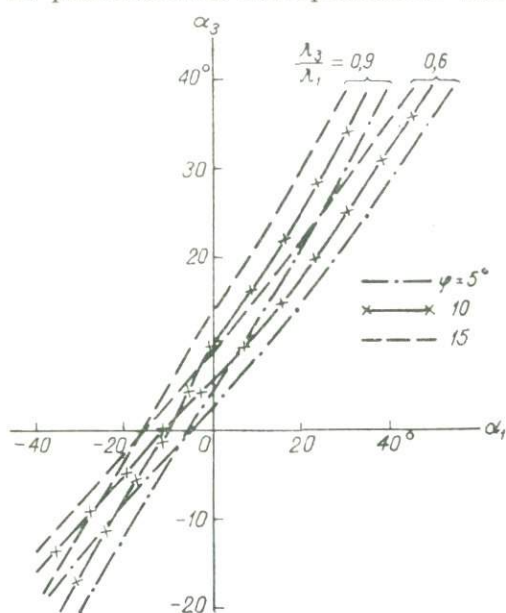


Рис. 57. Зависимость α_3 от α_1 при $\lambda_2/\lambda_1 = 0,9$.

Расположение поверхностей зависит от угла φ и отношения коэффициентов теплопроводности λ_3 и λ_2 .

Вектор плотности теплового потока перпендикулярен к границе раздела 2 и 3-й сред ($\alpha_3 = 0$):

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \operatorname{tg} \varphi.$$

Это выражение является условием, при котором изотермические поверхности в 3-й среде параллельны границе раздела 2 и 3-й сред.

Промежуточная среда отсутствует ($\varphi = 0$):

$$\operatorname{tg} \alpha_3 = \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \operatorname{tg} \alpha_1.$$

Этот случай аналогичен первому.

Проследим установленные закономерности на примере Западно-Сибирской низменности.

По современным представлениям, основанным на геологических и геофизических исследованиях, Западно-Сибирская низменность имеет сложное строение. Фундамент в самом общем виде можно разделить на два слоя [Каратаев, 1969]. Нижний сложен плотными древними допалеозойскими (докембрийскими?) породами, верхний — менее плотными палеозойскими, представленными складчатым комплексом, физические свойства которого изменяются в вертикальном и горизонтальном направлениях. Плотность пород сверху вниз по разрезу в основном возрастает, соответственно увеличивается и их теплопроводность.

В ряде районов Западно-Сибирской низменности можно выбрать участки, где поверхности верхнего и нижнего слоев фунда-

мента практически плоские и наклонены одна к другой под углом φ . В первом приближении можно считать, что породы верхнего и нижнего слоев фундамента по термическим свойствам однородны и изотропны. Это наиболее справедливо для нижнего слоя фундамента, в котором плотность пород выше и в связи с этим влияние неоднородностей на теплопроводность меньше.

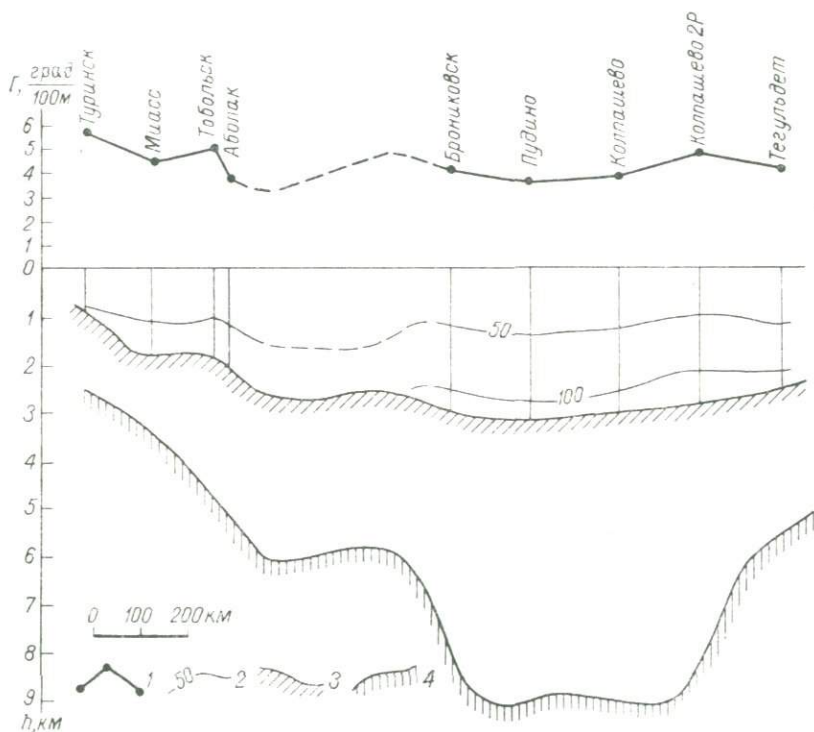


Рис. 58. Геотермический профиль Туринск — Тегульдет.

1 — осредненный геотермический градиент мезозойской и кайнозойской толщи; 2 — изотермы, °С; кровля пород: 3 — палеозойских, 4 — допалеозойского фундамента.

В осадочном чехле неоднородность физических свойств главным образом в вертикальном направлении значительная, но влияние ее на тепловое поле мезозойских и кайнозойских отложений при малых углах падения невелико [Череменинский, 1961б]. Неоднородность может быть учтена осреднением геотермограмм, построенных в мелком масштабе. Влияние изменения термических свойств в горизонтальном направлении и в локальных структурах можно уменьшить построением осредненных геотермограмм по наблюдениям в близко расположенных скважинах.

В соответствии с этими соображениями можно принять для некоторых районов Западно-Сибирской низменности значения

теплопроводности чехла и двух слоев фундамента постоянными и равными (снизу вверх) $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$. При этом в первом приближении можно считать $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$.

Углы падения кровли пород в общем невелики. У кровли нижнего слоя фундамента углы несколько больше (рис. 58). При малых углах падения границ верхнего и нижнего слоев фундамента изотермические поверхности в палеозойских, мезозойских и кайнозойских отложениях должны располагаться в основном параллельно границам раздела сред. Такая закономерность нарушается в районах резкого изменения глубины залегания кровли нижнего слоя фундамента (Тобольск — Абалак, Брониковское — Пудино, Колпашево — Колпашево 2Р) и на окраинах низменности (Туринск, Миасс, Колпашево 2Р, Тегульдет). В последнем случае немалое воздействие на тепловое поле мезозойских отложений оказывает поступление холодных вод из областей питания.

Расположение изотермических поверхностей оказывает влияние на осредненные значения геотермического градиента, которые, как правило, возрастают в прибортовых частях низменности — в районах более крутого падения поверхности допалеозойского фундамента.

§ 14. ТОЛЩИ ПОРОД РАЗЛИЧНОЙ МОРФОЛОГИИ

При поисках и разведке месторождений полезных ископаемых приходится иметь дело с месторождениями и горными породами различной морфологии. Из-за неправильной формы многих рудных тел и горных пород, а также сложности вычислений обусловленных ими аномальных полей к интерпретации результатов исследований температурного поля привлекаются практический опыт и данные модельных работ. Однако поучительно рассмотреть сам характер аномалий, вызванных телами идеализированной простой формы.

Решение задач об искажении стационарного однородного поля телами в виде эллипсоида, шара, цилиндра, купола и других простых форм рассмотрены в математической физике и разведочной геофизике [Riemann-Weber, 1900; Бурсиан, 1933; Кoryтнiкова, 1937; Заборовский, 1943; Глюзман, 1966, 1967; Маделунг, 1968]. Задачи даже для таких форм сложны, и не всегда решение их позволяет получить удобную для расчета полей формулу [Глюзман, 1966, 1967].

Частное решение уравнения Лапласа для эллипсоидальных тел будем искать в параметрической форме, полагая искомую функцию

$$U = B(\vartheta) + \sum_{i=1}^3 A_i(\vartheta) x_i \quad (73)$$

и определяя параметр ϑ из уравнения

$$\sum_{i=1}^3 C_i(\vartheta) x_i^2 = 1. \quad (74)$$

Переменные x_1, x_2, x_3 определяют прямоугольную систему координат Ox_1, x_2, x_3 , положение которой пока еще не выбрано. В выражениях (73) и (74) необходимо определить семь функций $A_i(\vartheta), B(\vartheta), C_i(\vartheta) (i = 1, 2, 3)$.

Решение поставленной задачи имеет вид [Маделунг, 1968]

$$\left. \begin{aligned} A_i(\vartheta) &= \int_{\vartheta}^{\infty} C_i(\xi) B'(\xi) d\xi; \\ B'(\vartheta) &= \frac{dB(\vartheta)}{d\vartheta} = D \sqrt{C_1(\vartheta) C_2(\vartheta) C_3(\vartheta)}; \\ C_i(\vartheta) &= \frac{k}{b_i + \vartheta}, \end{aligned} \right\} \quad (75)$$

где D, b_i, k — произвольные постоянные.

Отсюда

$$U = D \int_{\vartheta}^{\infty} \left[\sum_{i=1}^3 x_i^2 C_i(\xi) - \frac{1}{k} \right] \sqrt{C_1(\xi) C_2(\xi) C_3(\xi)} d\xi. \quad (76)$$

Выражение (74) описывает некоторую поверхность второго порядка, которая при $\vartheta = 0$ совпадает с эллипсоидом, имеющим полуоси a, b, c , если положить

$$b_1 = a^2; \quad b_2 = b^2; \quad b_3 = c^2; \quad k = 1. \quad (77)$$

Уравнение (74) с учетом условий (77) позволяет использовать общие эллипсоидальные координаты и решение в общем случае получить в функциях Ляме. В связи с этим решения (73) и (74) удобны при расчетах лишь для эллипсоидов вращения.

Рассмотренный метод позволяет найти выражение температуры пространства, в которое помещен эллипсоид, с равномерно расположенными источниками выделения тепла, обладающими генерацией κ .

Внутри эллипсоида с теплопроводностью λ_2 искомая температура должна удовлетворять уравнению

$$\nabla^2 t_2 = - \frac{4\pi\kappa}{\lambda_2}, \quad (78)$$

а в окружающей среде — уравнению Лапласа.

Частным решением уравнения (78) является выражение

$$t_2 = \sum_{i=1}^3 A_i(0) x_i^2 + B(0), \quad (79)$$

так как

$$\nabla^2 t_2 = 2 \sum_{i=1}^3 A_i(0) = -\frac{4\pi\kappa}{\lambda_2}.$$

Произвольная постоянная D определяется из выражения

$$D = B(0) abc = -\frac{\pi\kappa}{\lambda_2} abc.$$

В окружающей среде

$$t_1 = U.$$

Условие равенства температур $t_1 = t_2$ на границе $\vartheta = 0$ выполняется автоматически.

Этот метод позволяет найти решение других задач. В частности, дифференцируя выражение (76) по k , получаем

$$t = \frac{D}{k^2} \int_{\vartheta}^{\infty} \sqrt{C_1(\xi) C_2(\xi) C_3(\xi)} d\xi. \quad (80)$$

Выражение (80) характеризует распределение температуры в окружающей среде, когда на поверхности эллипсоида происходит генерация тепла плотностью σ . В этом случае из формулы (80) при $k = 1$

$$|\nabla t| = B'(\vartheta) |\nabla \vartheta|_{\vartheta=0} = \frac{4\pi\sigma}{\lambda_2}.$$

При этом

$$D = \frac{2\pi\sigma}{\lambda_2} abc \sqrt{\sum_{i=1}^3 x_i^2 c_i^2(0)}.$$

Рассмотрим задачу о нарушении однородного теплового поля эллипсоидом при отсутствии источников генерации тепла. В качестве решения поставленной задачи возьмем линейную комбинацию частных производных (76), учтем распределение температуры в однородном поле и положим $2D = 1$. Тогда температура в окружающей эллипсоид среде

$$t_1 = t_0 + \sum_{i=1}^3 [\Gamma_i x_i + x_i F_i A_i(\vartheta)]$$

и внутри эллипсоида

$$t_2 = t_0 + \sum_{i=1}^3 f_i x_i.$$

Условия на границе $\vartheta = 0$ имеют вид

$$t_1 = t_2; \quad \lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial n} = \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial n}.$$

В дальнейшем удобно считать координатную систему x_1, x_2, x_3 совпадающей с системой x, y, z , начало которой лежит в центре эллипсоида

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1.$$

Для эллипсоида вращения $a = b$, тогда уравнение (74) при $\vartheta = 0$ имеет вид

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1; \quad c_1 = c_2; \quad A_1 = A_2.$$

Опуская промежуточные выкладки, при $c > a$ получаем

$$t_1 = t_0 + \Gamma_1 x + \Gamma_2 y + \Gamma_3 z + \frac{a^2 c (1 - \mu) (\Gamma_1 x + \Gamma_2 y) \left[\frac{\sqrt{c^2 + \vartheta}}{(c^2 - a^2)(a^2 + \vartheta)} - P(\vartheta) \right]}{2 - a^2 c (1 - \mu) \left[\frac{c}{a^2 (c^2 - a^2)} - P(0) \right]} +$$

$$+ \frac{a^2 c (1 - \mu) \Gamma_3 z \left[\frac{1}{(a^2 - c^2) \sqrt{c^2 + \vartheta}} - P(\vartheta) \right]}{2 - a^2 c (1 - \mu) \left[\frac{1}{c (a^2 - c^2)} - P(0) \right]}; \quad (81)$$

$$t_2 = t_0 + \frac{2 (\Gamma_1 x + \Gamma_2 y)}{2 - a^2 c (1 - \mu) \left[\frac{c}{a^2 (c^2 - a^2)} - P(0) \right]} +$$

$$+ \frac{2 \Gamma_3 z}{2 - a^2 c (1 - \mu) \left[\frac{1}{c (a^2 - c^2)} - P(0) \right]}, \quad (82)$$

где

$$P(\vartheta) = \frac{1}{\sqrt{(c^2 - a^2)^3}} \ln \frac{\sqrt{c^2 + \vartheta} + \sqrt{c^2 - a^2}}{\sqrt{c^2 + \vartheta} - \sqrt{c^2 - a^2}};$$

$$\mu = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}.$$

Более простые выражения получаем для шара и цилиндра. При $a = b = c$

$$t_1 = t_0 + (\Gamma_1 x + \Gamma_2 y + \Gamma_3 z) \left[1 + \frac{1 - \mu}{2 + \mu} \cdot \frac{a^3}{\sqrt{(x^2 + y^2 + z^2)^3}} \right]; \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \quad (83)$$

$$t_2 = t_0 + \frac{3}{2 + \mu} (\Gamma_1 x + \Gamma_2 y + \Gamma_3 z).$$

При $a = c \ll b$

$$t_1 = t_0 + (\Gamma_1 x + \Gamma_3 z) \left(1 + \frac{1 - \mu}{1 + \mu} \cdot \frac{c^2}{x^2 + z^2} \right) + \Gamma_2 y; \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \quad (84)$$

$$t_2 = t_0 + (\Gamma_1 x + \Gamma_3 z) \frac{2}{1 + \mu} + \Gamma_2 y.$$

Выражения температуры для эллипса и шара, помещенных в однородное поле, справедливы и для полуэллипса и полушара, когда плоская земная поверхность совпадает с плоскостью симметрии этих тел.

Из выражений температуры для тел различной формы, помещенных в однородное поле, следует, что в телах поле однородно, а в окружающей среде однородность нарушается (рис. 59). При потоке, идущем из недр Земли, над телами большей теплопроводности наблюдается повышение температуры и над телами меньшей теплопроводности — понижение.

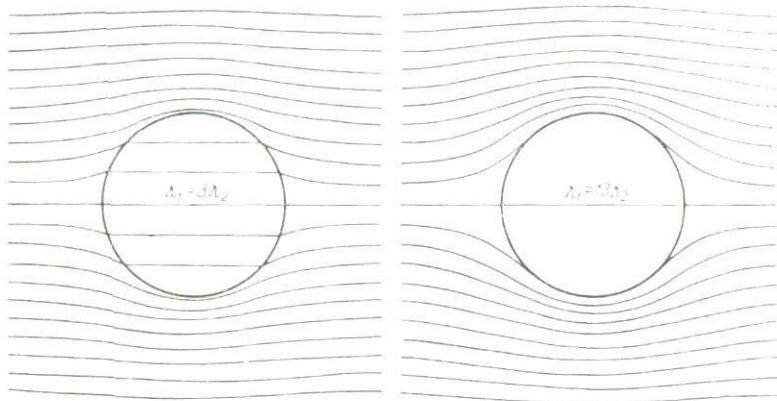


Рис. 59. Геотермический разрез через центр шара.

Аномальная часть температуры окружающей среды из уравнений (83) и (84) характеризуется величинами, равными

$$\frac{1-\mu}{2+\mu} \cdot \frac{a^3}{\sqrt{(x^2+y^2+z^2)^3}}; \quad \frac{1-\mu}{1+\mu} \cdot \frac{c^2}{x^2+z^2}. \quad (85)$$

Влияние этих аномальных величин несущественно, когда их значения не превышают удвоенной относительной погрешности определения температуры η при $x = y = 0$,

$$\frac{z}{a} \geq \sqrt[3]{\frac{|1-\mu|}{(2+\mu)|2\eta|}}; \quad \frac{z}{c} \geq \sqrt{\frac{|1-\mu|}{(1+\mu)|2\eta|}}.$$

Эти выражения позволяют при заданных значениях η и μ определить минимальное расстояние, на котором влияние тел изометрической и вытянутой формы на однородное поле отсутствует. Это расстояние тем больше, чем выше точность определения температуры. Так, например, при $\mu = 0,5$; $\eta = \pm 0,05$ и $\pm 0,01$ имеем соответственно $z/a = 1,26$; $z/c = 1,83$ и $z/a = 2,15$; $z/c = 4,08$.

Относительная амплитуда аномалий на одинаковых по оси Oz расстояниях от центров цилиндра и шара из условий (85) равна

$$\frac{2 + \mu}{1 + \mu} \cdot \frac{c^2 z}{a^3}.$$

Наибольшее влияние на тепловое поле оказывают тела вытянутой формы и меньшее — изометрической. В связи с этим тела вытянутой формы могут быть легче обнаружены с помощью определения температуры в мелких скважинах, пробуренных по более редкой сети.

§ 15. СКЛАДЧАТЫЕ СТРУКТУРЫ И СОЛЯНЫЕ КУПОЛА

Колебательные, волновые и складчатые движения земной коры приводят к упругим и пластическим деформациям пород и способствуют созданию различных структур, а также тектонических нарушений. На процесс деформации существенное влияние оказывают продолжительность воздействия тектонических сил, температура, изменение физических свойств и внутренней структуры горных пород и прочие факторы. Различие физических свойств пород, направлений и интенсивности тектонических сил способствуют созданию многообразных структур, а также искажению теплового потока, поступающего из недр Земли.

В любом регионе встречаются различные структуры, влияние которых на тепловое поле не всегда поддается простому решению. В таких случаях это влияние изучается моделированием. На рис. 60 приведены тепловые поля, полученные моделированием для различных структур.

Следует рассмотреть также тепловые поля диапировых складок. Последние возникают при наличии в разрезе пород повышенной пластичности (соль, гипс, ангидрит, глина). Такие образования, нагнетаясь в своды диапировых антиклиналий вдоль нарушений, прорывают вышележащие пласты и образуют ядра протыкания. Наиболее распространенной разновидностью таких структур являются соляные купола нефтегазоносных провинций (В. В. Белоусов, 1954). Соляные структуры благодаря большой теплопроводности соли [$\lambda = 3,89 \text{ вт/(м} \cdot \text{град)}$] повышают температуру над сводами куполов и искажают изотермы (рис. 61, 62). При удалении от свода купола изменяется геотермический градиент.

Геотермограммы скважин, пройденных на куполах и в их ближайших окрестностях, имеют выпуклый вид, а кривые геотермического градиента — вогнутый. С глубиной и при удалении от куполов аномалии затухают. Положение изотермических поверхностей и значения геотермического градиента зависят также от термических свойств пород, слагающих разрез, влияния гидродинамических условий и других факторов.

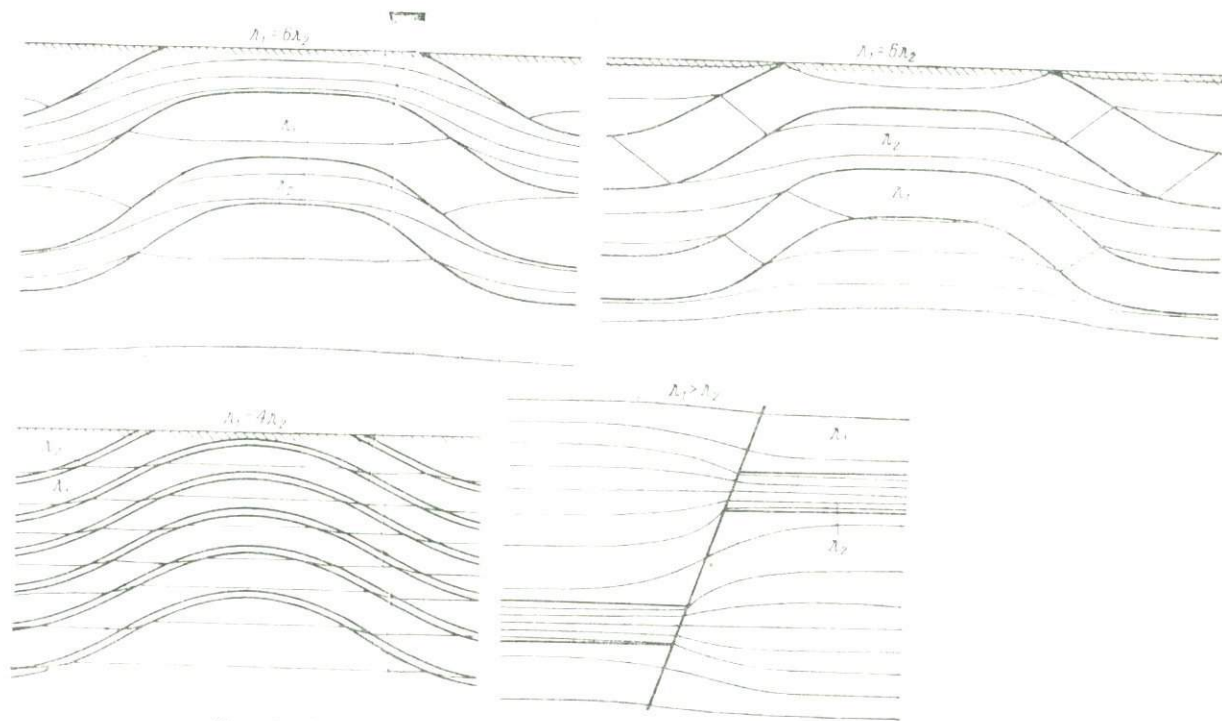


Рис. 60. Геотермический разрез антиклинали и сброса [Guyod, 1946].

В Прикаспийской впадине, по данным исследований Г. Н. Кричевского (1963), наиболее перспективными на нефть и газ являются межкупольные зоны, где соль выжата полностью и породы над-

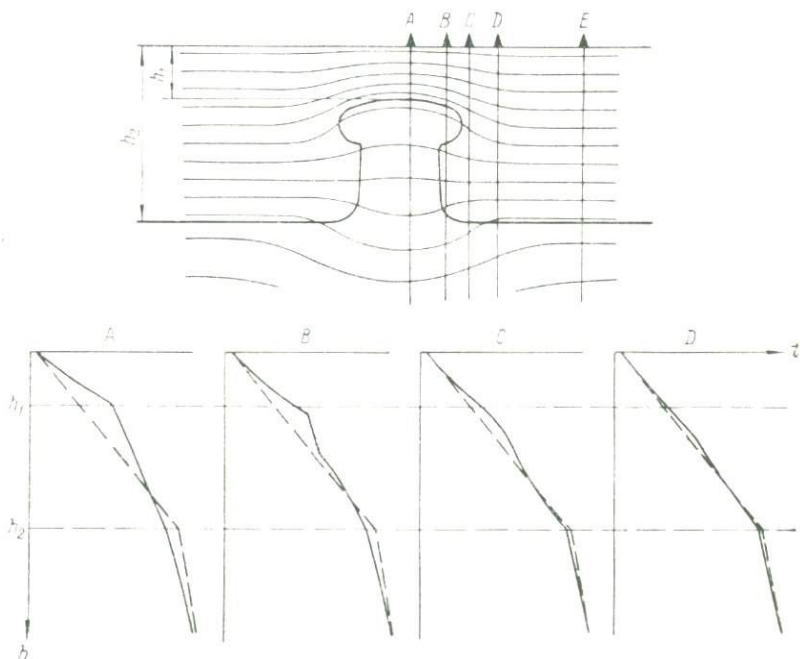
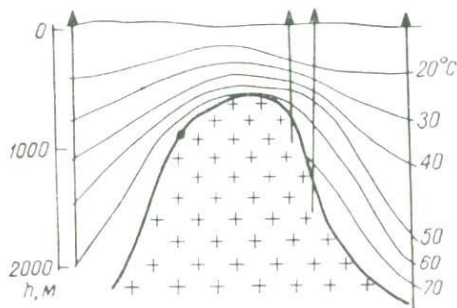


Рис. 61. Геотермический разрез и геотермограммы солянокупольной структуры [Guyod, 1946].

Геотермограмма скв. E показана штриховой линией.

Рис. 62. Геотермический разрез купола каменной соли, по В. Г. Козлову 1966).



солевого комплекса непосредственно контактируют с породами подсолевого палеозоя. На геотермических разрезах таких зон наблюдается погружение изотерм. Геотермические исследования могут быть использованы в Прикаспийской впадине и в подобных

регионах для выбора площадей, где можно проводить поисковые работы на нефть и газ.

По данным многочисленных геотермических исследований в различных районах Земли, установлено, что изотермические поверхности в ряде районов в основном отражают структуру месторождений и повторяют конфигурацию поднятий (рис. 63).

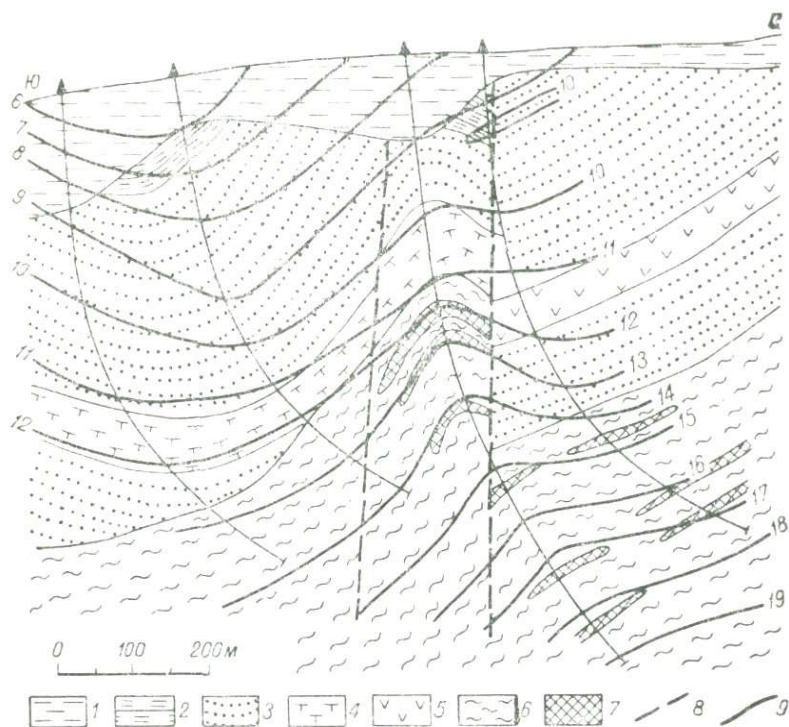


Рис. 63. Геотермический разрез юго-восточной части Зыряновского месторождения [Калашников, 1963].

1 — наносы; 2 — песчано-сланцевая толща; 3 — известковистые аеололиты; 4 — порфиroidы; 5 — порфириды; 6 — кварцево-хлорито-серпичитовые сланцы; 7 — полиметаллические руды; 8 — тектонические нарушения; 9 — изотермы, °С.

Над сводами тектонических структур увеличиваются температура и геотермический градиент [Беляков, 1949; Кудрявцев, 1954; Череменский, 1956; Дьяконов, 1958; Мехтиев, Алиев, 1959 и др.]. Теоретически это явление обосновал С. С. Ковнер [1949].

Существует также связь тектоники, многолетней мерзлоты и теплового поля. В районе Усть-Порта зависимость залегания подошвы слоя мерзлоты от тектоники района установил Д. И. Дьяконов [1958] по данным детального изучения термического поля и геологического строения. Подобные же зависимости

в бассейне Енисея выявил В. А. Шпак. Уменьшение мощности многолетнемерзлых пород над антиклинальными складками отмечено также В. А. Кудрявцевым [1954], Г. Б. Острым [1960, 1962] и др.

Такая связь наиболее четко наблюдается над крупными структурами, которые являются более перспективными в отношении залежей нефти и газа. По картам изогипс подошвы мерзлых пород,

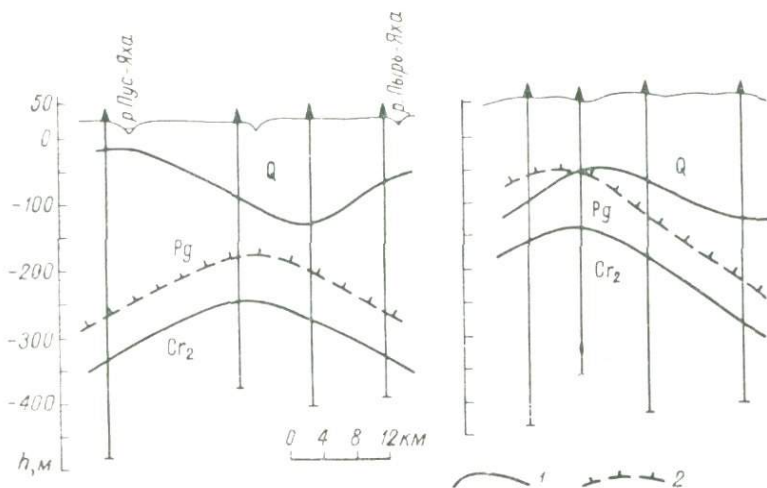


Рис. 64. Мерзлотно-геологические профили, по В. В. Баулину [1966].

1 — стратиграфические границы; 2 — подошва мерзлых пород.

мощность которых более 100—150 м, можно выявить даже мелкие структуры [Баулин, 1966]. Для иллюстрации этих закономерностей рассмотрим два мерзлотно-геологических профиля (рис. 64). На этих профилях нижняя граница мерзлой толщи согласно следует за кровлей верхнемеловых отложений. Структуры и положение их сводовых частей оконтуриваются изогипсами по подошве мерзлых пород, совпадающими с изогипсами стратиграфических горизонтов и фундамента. Подошва многолетней мерзлоты залегает на меньших глубинах над сводами структур и на больших — на крыльях. Такое залегание обусловлено повышенным влиянием подтока тепла из недр Земли в течение длительного промежутка времени.

Сводовое залегание многолетней мощной непроницаемой мерзлоты над тектоническими поднятиями создает надежные условия для экранирования диффузионных потоков; определяет верхнюю границу сохранения нефтегазовых залежей в районах их активного формирования и особенно переформирования при вертикальной миграции, что подтверждается бурением скважин на севере Западно-Сибирской низменности.

ВЛИЯНИЕ ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ РЕГИОНОВ НА ТЕПЛОВОЕ СОСТОЯНИЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Изучение динамики подземных вод способствует обоснованию перспектив нефтегазоносности отдельных комплексов пород и решению гидрогеологических задач. В рудных районах изучение температурных полей в пределах жильных каналов и в их окрестностях, вдоль путей следования гидротермальных растворов, является одним из этапов познания природы и механизма процессов формирования руд, жильных минералов в трещиноватых зонах, околорудных гидротермальных изменений вмещающих пород, диффузионных ореолов рассеяния, явлений намагничивания минералов и термолюминесценций околорудных измененных пород.

На геотермическое состояние регионов влияют гидрогеологические и литологические особенности водоносных комплексов, их проницаемость, термические свойства горных пород, особенности геологической эпохи в период отложения осадков и прочие факторы. Среди них немалую роль играют структурно-тектоническое строение, элементы залегания и местоположение водоносных горизонтов в пределах структуры по отношению к областям питания, степень взаимной гидрогеологической связи, наличие глубоких разломов, систем трещин и прочие влияния [Вернадский, 1933; Толстухин, 1941; Швецов, 1941, 1950, 1951, 1952, 1960; Овчинников, 1946; Макаренко, 1948а, б; Сухарев, 1948; Дьяконов, 1966; Череменинский, 1956, 1959б, 1961б, 1965, 1966а, б, 1970б; Кругликов, 1963; Термальные воды. . . , 1967; Тепловой режим. . . , 1970].

§ 16. ФИЛЬТРАЦИЯ ЖИДКОСТИ В НЕОГРАНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

Пусть через однородное проницаемое полупространство (среду) очень медленно движется несжимаемая жидкость (нефть, вода). В результате вертикального движения жидкости происходит изменение во времени температуры среды вдоль оси Oz , направленной по вертикали от плоскогогоризонтальной дневной поверх-

ности вниз. При этом происходит изменение температуры, удовлетворяющей уравнение теплопроводности вида

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} - w \frac{\partial t}{\partial z}, \quad (\tau > 0; \quad 0 < z < +\infty) \quad (86)$$

при следующих начальных, граничных и предельных условиях:

$$\left. \begin{aligned} t|_{z=0} &= t_0 + \Gamma_0(z - w\tau); \\ \lambda \frac{\partial t}{\partial z} \Big|_{z=w\tau} &= q_c = \lambda \Gamma_c; \\ \lambda \frac{\partial t}{\partial z} \Big|_{z=\infty} &= q_0 = \lambda \Gamma_0, \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

где w — скорость движения жидкости.

Решая уравнение (86) при условиях (87), получаем

$$t = t_0 + \Gamma_0(z - w\tau) + (\Gamma_0 - \Gamma_c) 2\sqrt{a\tau} \operatorname{ierfc} \frac{z - w\tau}{2\sqrt{a\tau}}.$$

Если положить $\Gamma_c = (1 - n)\Gamma_0$, то

$$t = t_0 + \Gamma_0(z - w\tau) + 2n\Gamma_0\sqrt{a\tau} \operatorname{ierfc} \frac{z - w\tau}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (88)$$

При $(z - w\tau)/2\sqrt{a\tau} = 0$ выражение (88) принимает вид

$$t = t_0 + \Gamma_0 \frac{2n\sqrt{a\tau}}{\sqrt{\pi}},$$

при $z = w\tau + 4\sqrt{a\tau}$

$$t \approx t_0 + 4\Gamma_0\sqrt{a\tau}.$$

В интервале этих предельных значений существует влияние $\operatorname{ierfc} [(z - w\tau)/2\sqrt{a\tau}]$ на температуру среды.

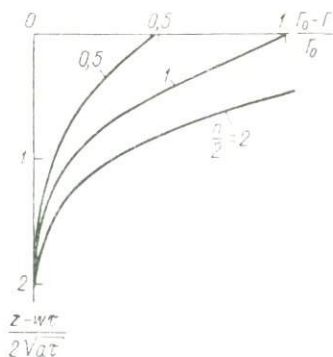


Рис. 65. Зависимость $(\Gamma_0 - \Gamma)/\Gamma_0$ от $(z - w\tau)/2\sqrt{a\tau}$.

Геотермический градиент из уравнения (88)

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(1 - n \operatorname{erfc} \frac{z - w\tau}{2\sqrt{a\tau}} \right),$$

или

$$\frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\Gamma_0} = n \operatorname{erfc} \frac{z - w\tau}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (89)$$

Зависимость (89) приведена на рис. 65.

Величина $\operatorname{erfc} [(z - w\tau)/2\sqrt{a\tau}]$ изменяется от 1 до 0 при изменении z от $w\tau$ до $w\tau + 0,69\sqrt{a\tau}$, геотермический градиент

при тех же условиях изменяется от $(1 - n) \Gamma_0$ до Γ_0 . Влияние жидкости на стационарный термический режим района отсутствует на глубине $4\sqrt{a\tau} + w\tau$. При $w = 10^{-7}$ м/сек, $a = 10^{-6}$ м²/сек, $\tau = 31,54 \cdot 10^9$ сек = 1000 лет $z = 3103$ м.

Мощность зоны нарушения теплового поля инфильтрацией вод определяется значениями w , a и τ . Под влиянием вертикальной фильтрации жидкости происходит смещение изотермических поверхностей на величину h^* [Чекалюк, 1965б],

$$h^* = w\tau = \frac{c_{01}}{c_{02}} v,$$

где c_{01} и c_{02} — удельные объемные теплоемкости жидкости и пористой породы; v — объем жидкости, прошедшей через единицу поверхности.

§ 17. ФИЛЬТРАЦИЯ ПОДЗЕМНЫХ ВОД В ОДНОРОДНОМ ПЛАСТЕ

Рассмотрим однородно-изотропный пласт мощностью h с эффективной пористостью $k_{п.эф}$, залегающий в однородно-изотропных непроницаемых породах. Границы раздела сред плоскопараллельные. По пласту непрерывно движутся подземные воды, которые создают искажение теплового поля земной коры. Предположим, что такое искажение аналогично создаваемому источниками тепла (холода), равномерно распределенными в пласте.

Вследствие равномерного воздействия окружающих пород на температуру пласта целесообразно начало системы прямоугольных координат x, y, z поместить в плоскости симметрии пласта, направив ось Ox по середине пласта вверх, ось Oz — перпендикулярно к плоскости симметрии, а ось Oy — перпендикулярно к плоскости xOz .

При стационарном режиме и выбранном расположении координат температура должна удовлетворять уравнению

$$\frac{d^2t}{dz^2} + \frac{\kappa}{\lambda} = 0, \quad \left(|z| < \frac{h}{2} \right) \quad (90)$$

и граничному условию

$$\lambda \frac{dt}{dz} \Big|_{z=\pm h/2} = \alpha (t_1 - t_0), \quad (91)$$

где α — коэффициент теплоотдачи; t_1 — температура на границе пласта в точке пересечения с осью Oz ; t_0 — температура вмещающей среды на большом расстоянии от пласта.

Интегрируя уравнение (90) при соблюдении условия (91), получаем

$$t = t_0 + \frac{\kappa}{2\lambda} \left(\frac{1}{4} h^2 - z^2 - \frac{\lambda}{\alpha} h \right).$$

Повернем систему координат вокруг оси Oy на угол φ . Получим

$$t = t_0 + \frac{\kappa}{2\lambda} \left[\frac{1}{4} h^2 - \frac{\lambda}{\alpha} h - (z \cos \varphi - x \sin \varphi)^2 \right]. \quad (92)$$

Такой поворот координатных осей при угле падения пласта, равном φ , направляет ось Oz вертикально вверх.

Пусть во вмещающей среде температура

$$t = t_0 + \Gamma z.$$

Тогда из уравнения (92) получаем температуру в пласте

$$t = t_0 + z \Gamma_0 \sqrt{\frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi} + \frac{\kappa}{2\lambda_1} \left[\frac{1}{4} h^2 - \frac{\lambda_1}{\alpha} h - (z \cos \varphi - x \sin \varphi)^2 \right], \quad (93)$$

где λ_1 и λ_2 — коэффициенты теплопроводности пласта и вмещающей среды.

Отсюда видно, что при движении подземных вод температура в пределах пласта изменяется с глубиной по параболическому закону. Возможно появление вогнутых геотермограмм при охлаждении геологического разреза подземными водами и выпуклых при нагревании.

Количество тепла, выделяемого единицей объема воды за единицу времени,

$$\kappa = \frac{M c_m \Delta t}{v \Delta \tau},$$

где M , v и c_m — масса, объем и удельная массовая теплоемкость подземных вод, проходящих за промежуток времени $\Delta \tau$ через поперечное сечение водоносного горизонта; Δt — разность температуры подземных вод и вмещающих их пород.

Полагая, что за единицу времени подземные воды, движущиеся со скоростью w через поперечное сечение водоносного горизонта высотой h и шириной 1 м, перемещаются на расстояние L , получаем

$$\kappa = \frac{\Delta t \rho c_m h k_{п.эф} w}{hL} = \frac{c_0 w \Phi}{L} \Delta t,$$

где $w_\Phi = k_{п.эф} w$ — скорость фильтрации; $\rho c_m = c_0$.

Полагая $\Delta t/L \sin \varphi = \Gamma_0$, получаем

$$\kappa = \pm c_0 w_\Phi \Gamma_0^2 \sin \varphi.$$

Знак минус, стоящий перед правой частью уравнения, соответствует водам, поглощающим тепло, плюс — отдающим тепло. Поглощение тепла обычно наблюдается при нисходящем движении водного потока из областей питания в глубокие части синклиналичных структур, выделение тепла — при движении восходящих термальных вод.

Последнее выражение характеризует теплотворную способность подземных вод в основном для областей с постоянным углом падения водоносного комплекса. В горноскладчатых сооружениях и на платформах вдали от области питания водоносные комплексы могут иметь сложные условия залегания, различные пути и темпы миграции напорных подземных вод. В подобных условиях возникает дополнительное влияние, для учета которого положим

$$\frac{\Delta t}{L \sin \varphi} = \Gamma_0 + \frac{\beta}{\sin \varphi},$$

где β — поправочный коэффициент, учитывающий дополнительное тепло (холод), приносимое водами на осложненном участке. Этот коэффициент зависит от гидрогеологических, геотермических и прочих особенностей региона (района).

В таких случаях теплотворная способность подземных вод

$$\kappa = \pm c_0 w_{\Phi} (\beta + \Gamma_0 \sin \varphi). \quad (94)$$

Подставляя полученное выражение в формулу (93), получаем

$$t = t_0 + z \Gamma_0 \sqrt{\frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} \cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi} \pm \frac{c_0 w_{\Phi}}{2 \lambda_1} (\beta + \Gamma_0 \sin \varphi) \left[\frac{h^2}{4} - \frac{\lambda_1}{\alpha} h - (z \cos \varphi - x \sin \varphi)^2 \right]. \quad (95)$$

Выражение (95) можно использовать для районов с большими и малыми углами падения водоносных комплексов как в горноскладчатых областях и предгорных прогибах, так и в условиях платформ.

Полагая в формуле (95) $x = 0$, $z = 0$, получаем выражение для амплитуды термической аномалии

$$\Delta t = t - t_0 = \pm \frac{c_0 w_{\Phi}}{2 \lambda_1} (\beta + \Gamma_0 \sin \varphi) \left(\frac{h^2}{4} - \frac{\lambda_1}{\alpha} h \right),$$

при $h^2/4 \gg \lambda_1 h/\alpha$ имеем

$$\Delta t = \pm \frac{c_0 w_{\Phi}}{8 \lambda_1} (\beta + \Gamma_0 \sin \varphi) h^2. \quad (96)$$

Амплитуда термической аномалии, вызванной подземными водами, при прочих равных условиях наиболее сильно зависит от мощности водоносного пласта, в меньшей степени — от скорости фильтрации и от угла падения пласта.

Коэффициент β можно определить при условии постоянства его по простиранию пласта, если измерить амплитуды термических аномалий на различных участках водоносного пласта с различными углами падения, так как из уравнения (96)

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{\beta + \Gamma_0 \sin \varphi_1}{\beta + \Gamma_0 \sin \varphi_2}.$$

Отсюда

$$\beta = \Gamma_0 \frac{\Delta t_2 \sin \varphi_1 - \Delta t_1 \sin \varphi_2}{\Delta t_1 - \Delta t_2}.$$

Однако при движении вод по пласту возможно изменение их температуры из-за непостоянства λ , что затрудняет определение значения β . Вертикальная составляющая геотермического градиента в пределах пласта из формулы (95)

$$\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{\frac{\lambda_2^2}{\lambda_1^2} \cos^2 \varphi \pm \sin^2 \varphi} \pm \frac{c_0 w \Phi}{\lambda_1} (\beta \pm \Gamma_0 \sin \varphi) (z \cos \varphi - x \sin \varphi) \cos \varphi.$$

При $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ и $x = 0$ относительное изменение вертикальной составляющей геотермического градиента

$$\frac{\Gamma - \Gamma_0}{\Gamma_0} = \pm \frac{c_0 w \Phi}{\lambda} \left(\frac{\beta}{\Gamma_0} \pm \sin \varphi \right) z \cos^2 \varphi. \quad (97)$$

Это изменение градиента при прочих равных условиях прямо пропорционально скорости фильтрации и расстоянию точки наблюдения от середины водоносной толщи и зависит от угла падения пласта φ .

Рассмотрим частные случаи формулы (97).

При вертикальном расположении пласта ($\varphi = 90^\circ$)

$$\Gamma = \Gamma_0,$$

т. е. вертикальная составляющая геотермического градиента равна той же составляющей при отсутствии движения вод.

При горизонтальном расположении пласта ($\varphi = 0$)

$$\frac{\Gamma - \Gamma_0}{\Gamma_0} = \pm \frac{c_0 w \Phi}{\lambda} \cdot \frac{\beta}{\Gamma_0} z,$$

т. е. относительное изменение вертикальной составляющей геотермического градиента внутри пласта зависит от движения напорных вод.

При отсутствии движения подземных вод ($w_\Phi = 0$)

$$\Gamma = \Gamma_0,$$

т. е. термическое поле не нарушается движением подземных вод.

Функция (97) с увеличением угла φ при постоянстве прочих величин вначале возрастает до экстремального значения при

$$\varphi = \arcsin \frac{1}{3} \left[\sqrt{\left(\frac{\beta}{\Gamma_0} \right)^2 + 3} - \frac{\beta}{\Gamma_0} \right],$$

а затем, убывая, асимптотически приближается к нулю.

Определим закон изменения температуры с глубиной за пределами пласта. Плотность теплового потока, вызванного движением вод, на поверхности горизонтального пласта

$$q = \frac{\chi h}{2}.$$

Вертикальная составляющая плотности теплового потока, создаваемого пластом с углом падения φ ,

$$q_z = q \cos \varphi.$$

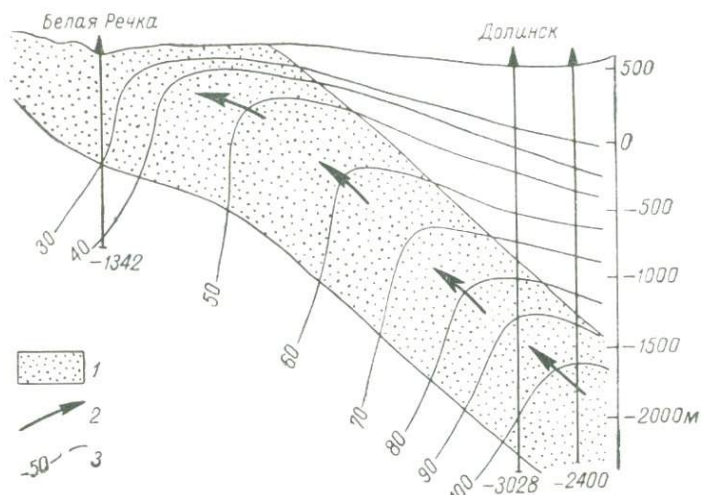


Рис. 66. Схематический геотермический разрез южной части Нальчикского артезианского бассейна, по Л. К. Овчинниковой [1964].

1 — водоносные комплексы; 2 — направление движения подземных вод; 3 — изотермы, °С.

Направление q_z по обе стороны водоносного комплекса различно, поэтому в случае $\kappa > 0$ в покрывающей толще происходит увеличение теплового потока, в подстилающей — уменьшение, а при $\kappa < 0$ — наоборот.

Подставляя в последнюю формулу выражение (94), находим

$$q_z = \pm \frac{c_0 w \phi h}{2} (\beta + \Gamma_0 \sin \varphi) \cos \varphi.$$

Температура над пластом по оси Oz

$$t_1 = t_0 + \Gamma_0 z \pm \frac{c_0 w \phi h}{2\lambda} (\beta + \Gamma_0 \sin \varphi) \left(z \cos \varphi - \frac{h}{2} \right). \quad (98)$$

Согласно этому выражению температура над пластом по оси Oz изменяется по линейному закону с геотермическим градиентом

$$\Gamma = \Gamma_0 \left[1 \pm \frac{c_0 w_\Phi h}{2\lambda} \left(\frac{\beta}{\Gamma_0} + \sin \varphi \right) \cos \varphi \right]. \quad (99)$$

При этом изменение геотермического градиента в покрывающей и подстилающей толщах водоносного пласта имеет разные знаки. Нарушение геотермического режима движением подземных вод наиболее часто наблюдается в районах артезианских бассейнов, примыкающих к областям питания и разгрузки.

На рис. 66 приведен геотермический разрез южной части Нальчикского артезианского бассейна. Геологический разрез представлен мезозойскими и кайнозойскими переслаивающимися слоями песчаников, алевролитов, песков, глин, известняков, мергелей, перекрытых конгломератами и галечниками. Скважины вскрыли мощные водоносные комплексы в песчаниках баррема — альба и в известняках валаникина, по которым движутся к области разгрузки высокодебитные напорные более нагретые воды. Такое движение подземных вод изменяет расположение изотерм и конфигурацию геотермограмм.

§ 18. ДВИЖЕНИЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД

ОДНОРОДНЫЙ ПЛАСТ

Минимальную скорость движения подземных вод, влияющих на тепловое поле горных пород, оценивают различными способами. Так, Н. А. Огильви [1959], учитывая только восходящее фильтрационное движение, определил минимальную скорость $w_\Phi = 3,65 \text{ м/год}$.

В. Н. Корценштейн [1960] установил, что влияние вод существенно при скорости фильтрации несколько метров в год, мощности водоносного горизонта — сотни метров, разности температуры воды и окружающих пород — несколько десятков градусов.

Выражения, приведенные в § 17, позволяют выявить в первом приближении влияние движения подземных вод на тепловое состояние земной коры с учетом мощности водоносного горизонта, его угла падения и теплопроводности, скорости фильтрации и физических свойств подземных вод.

На рис. 67 в виде примера приведена номограмма, построенная с использованием формулы (96) для определения влияния движения подземных вод на тепловое поле земной коры [Черемский, 1971]. На номограмме штриховой линией показано определение амплитуды термической аномалии при $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, $h = 100 \text{ м}$, $\Gamma_0 = 0,03 \text{ град/м}$, $\lambda = 2,326 \text{ вт/(м} \cdot \text{град)}$, $w_\Phi = 10^{-7} \text{ м/сек}$ ($3,16 \text{ м/год}$), $c_m = 4,187 \text{ кдж/(кг} \cdot \text{град)}$, $\beta = 0$ и $\varphi = 1^\circ$. Найденная амплитуда $\Delta t = 0,12 \text{ град}$.

Аномалия такой амплитуды, вызванная миграцией подземных вод, не всегда может быть выявлена на термограмме из-за непостоянства термических свойств горных пород, погрешностей в измерениях и методике исследования скважин. От этих погрешностей зависит возможность установить воздействие движения

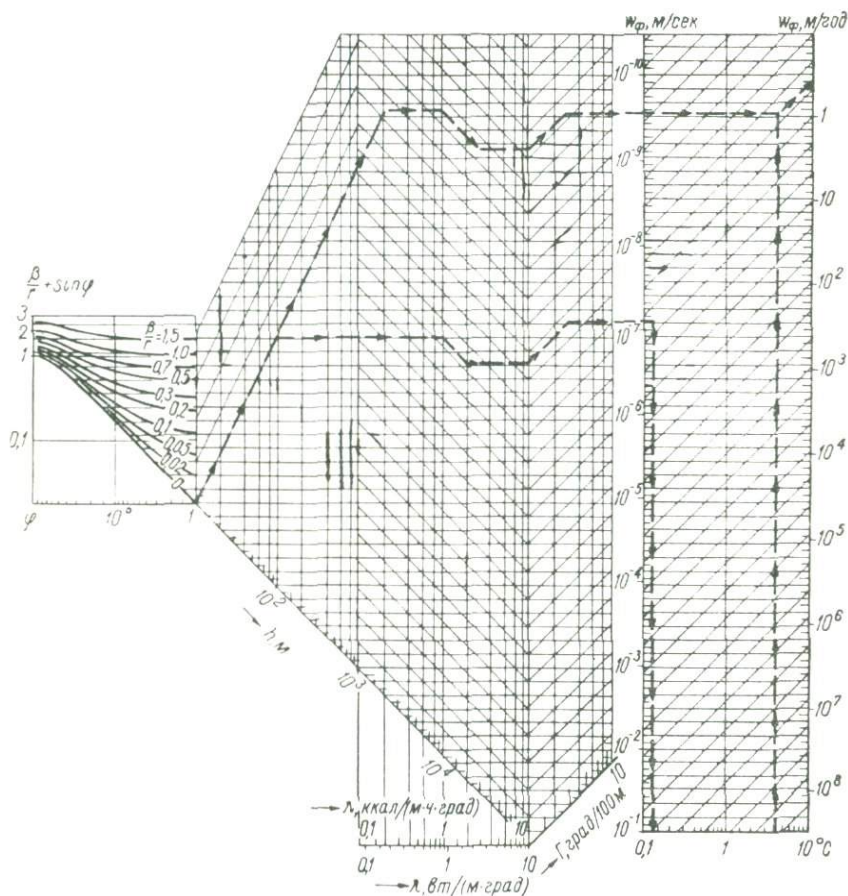


Рис. 67. Номограмма для определения влияния движения подземных вод на тепловое поле земной коры и определения скорости фильтрации [при $c_0 = 4,19 \cdot 10^6$ Дж/(м³·град) и $\beta \geq 0$].

подземных вод на тепловое поле. Для выявления этого воздействия на значения геотермического градиента необходимо, чтобы относительное изменение его значений превышало удвоенную относительную погрешность η . Поэтому из формул (97) и (99) следует, что

$$2\eta < \frac{c_0 W_{\Phi} h}{2\lambda} \left| \left(\frac{\beta}{\Gamma_0} + \sin \varphi \right) \cos \varphi \right|, \quad (100)$$

или

$$2\eta < \frac{c_0 w_\Phi h}{2\lambda} |f(\varphi)|, \quad (101)$$

где

$$f(\varphi) = \left(\frac{\beta}{\Gamma_0} + \sin \varphi \right) \cos \varphi. \quad (102)$$

Зависимость (102) приведена на рис. 68. Кривые позволяют оценить влияние движения подземных вод на значения геотерми-

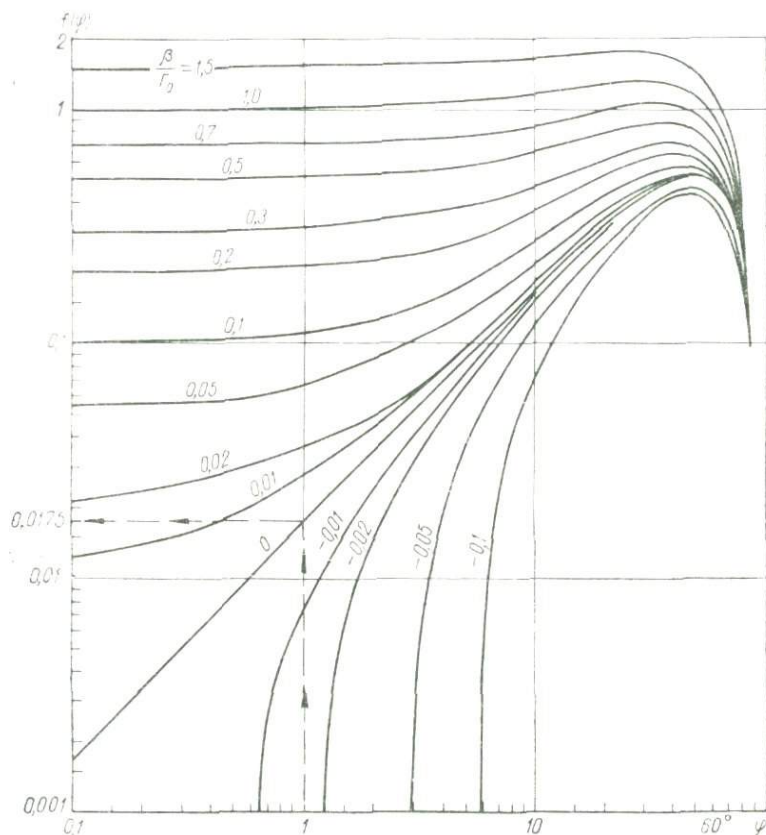
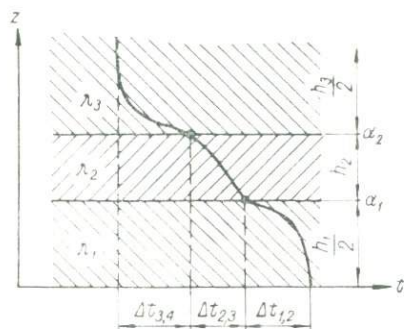


Рис. 68. Зависимость $f(\varphi)$.

ческого градиента. Например, при $\beta = 0$, $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, $c_m = 4,19 \text{ кдж/(кг·град)}$ [1 ккал/(кг·град)], $\lambda = 2,33 \text{ вт/(м·град)}$, [$1 \text{ ккал/м}^3 \cdot (\text{м} \cdot \text{ч} \cdot \text{град})$], $h = 100 \text{ м}$, $w_\Phi = 10^{-7} \text{ м/сек}$ ($3,16 \text{ м/год}$) и $\varphi = 1^\circ$ получим $2\eta < 0,16$. При таких данных и при относительной погрешности определения геотермического градиента $\pm 0,05$ влияние движения подземных вод можно наблюдать уверенно в однородных средах в пределах водоносного пласта.

В ряде артезианских бассейнов водоносные горизонты разделены водонепроницаемыми толщами, влияющими на тепловое состояние горных пород.

Рассмотрим водоносный пласт, разделенный непроницаемой толщей на две части. Будем считать, что пласт и разделяющая непроницаемая толща однородны и изотропны, имеют плоские параллельные границы раздела, простирающиеся на бесконечность. Мощность и коэффициент теплопроводности нижней части водоносного пласта, разделяющей толщи и верхней части пласта



обозначим соответственно h_1 , λ_1 , h_2 , λ_2 , h_3 и λ_3 , коэффициент теплоотдачи на нижней и верхней границах непроницаемой толщи — α_1 и α_2 (рис. 69). Под влиянием фильтрации подземных вод в нижней и верхней частях пласта создаются аномалии с амплитудами $\Delta t_{1,2}$ и $\Delta t_{3,4}$.

Общая амплитуда температурной аномалии в неоднородном пласте

Рис. 69. Неоднородный пласт.
$$\Delta t = \Delta t_{1,2} + \Delta t_{2,3} + \Delta t_{3,4}, \quad (103)$$

где $\Delta t_{2,3}$ — разность температуры на границах непроницаемой толщи.

Плотность теплового потока от нижней части пласта к нижней поверхности непроницаемой толщи

$$q_1 = \alpha_1 \Delta t_{1,2}. \quad (104)$$

Эта плотность потока при стационарном термическом режиме передается через пласт за счет теплопроводности

$$q_2 = \frac{\lambda_2}{h_2} \Delta t_{2,3}. \quad (105)$$

В верхнюю часть пласта тепловой поток передается путем теплоотдачи

$$q_3 = \alpha_2 \Delta t_{3,4}. \quad (106)$$

Полагая при установившемся термическом режиме $q_1 = q_2$, из уравнений (104) и (105) находим

$$\Delta t_{2,3} = \frac{\alpha_1 h_2}{\lambda_2} \Delta t_{1,2}. \quad (107)$$

Подставляя это значение в формулу (103), получаем

$$\Delta t = \Delta t_{1,2} \left(1 + \frac{\alpha_1 h_2}{\lambda_2} \right) + \Delta t_{3,4}.$$

Используя выражение (96), имеем

$$\Delta t = \frac{c_0}{8} \left[\pm \frac{w_{\Phi}^{(1)} h_1^2}{\lambda_1} (\beta_1 + \Gamma_0 \sin \varphi) \left(1 + \frac{\alpha_1 h_2}{\lambda_2} \right) \pm \frac{w_{\Phi}^{(3)} h_3^2}{\lambda_3} (\beta_3 + \Gamma_0 \sin \varphi) \right].$$

При $\beta_1 = \beta_3 = \beta$ и $w_{\Phi}^{(1)} = w_{\Phi}^{(3)} = w_{\Phi}$

$$\Delta t = \frac{c_0 w_{\Phi} h_1^2}{8 \lambda_1} (\beta + \Gamma_0 \sin \varphi) \left[1 + \frac{\alpha_1 h_2}{\lambda_2} + \left(\frac{h_3}{h_1} \right)^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \right]. \quad (108)$$

Сравнивая выражение (108) с (96) для однородного пласта мощностью $h_1 + h_2 + h_3$, определяем, что $\Delta t_{\text{одн}} > \Delta t$, если

$$(h_1 + h_2 + h_3)^2 > h_1^2 \left[1 + \frac{\alpha_1 h_2}{\lambda_2} + \left(\frac{h_3}{h_1} \right)^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_3} \right].$$

Отсюда следует, что амплитуда аномалии $\Delta t_{\text{одн}}$ однородного водонесного пласта больше амплитуды аномалии неоднородного пласта.

Перепишем формулы (104)–(106) в следующем виде:

$$q_1 \frac{1}{\alpha_1} = \Delta t_{1,2}; \quad q_2 \frac{h_2}{\lambda_2} = \Delta t_{2,3}; \quad q_3 \frac{1}{\alpha_2} = \Delta t_{3,4}. \quad (109)$$

В частном случае, полагая $q_1 = q_2 = q_3 = \bar{q}$ и суммируя выражения (109), получаем

$$\bar{q} \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{h_2}{\lambda_2} \right) = \Delta t. \quad (110)$$

Температура в непроницаемой толще (в случае постоянства температуры на поверхности раздела) из формулы (105)

$$t = t_2 - \frac{\Delta t_{2,3}}{h_2} \left(z - \frac{h_1}{2} \right). \quad (111)$$

В этом случае изотермические поверхности в разделяющей толще являются плоскостями, параллельными границам раздела сред. При нарушении постоянства температуры на нижней и верхней границах раздела происходит перераспределение температуры в самой толще и в соответствии с этим — изменение расположения изотермических поверхностей.

В случае, если непроницаемая разделяющая толща сложена слоями различных термических свойств, необходимо учитывать термическое сопротивление каждого слоя. Полное термическое сопротивление неоднородного пласта в соответствии с выражением (110)

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \sum_{i=2}^n \frac{h_i}{\lambda_i}.$$

В прикладной геофизике под термическим сопротивлением подразумевают величину, обратную коэффициенту теплопроводности.

Из формулы (110) плотность теплового потока через толщ

$$q = \frac{\Delta t}{R} \bullet$$

Установленные закономерности способствуют выявлению гидрогеологических особенностей района (региона) по геотермическим наблюдениям.

§ 19. ВЫЯВЛЕНИЕ ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЕЙ РАЙОНА ПО ГЕОТЕРМИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Рассмотрим возможность выявления гидрогеологических особенностей района на примере анализа геотермограммы Максимкин-Ярской опорной скважины, расположенной на р. Кеть (пос.

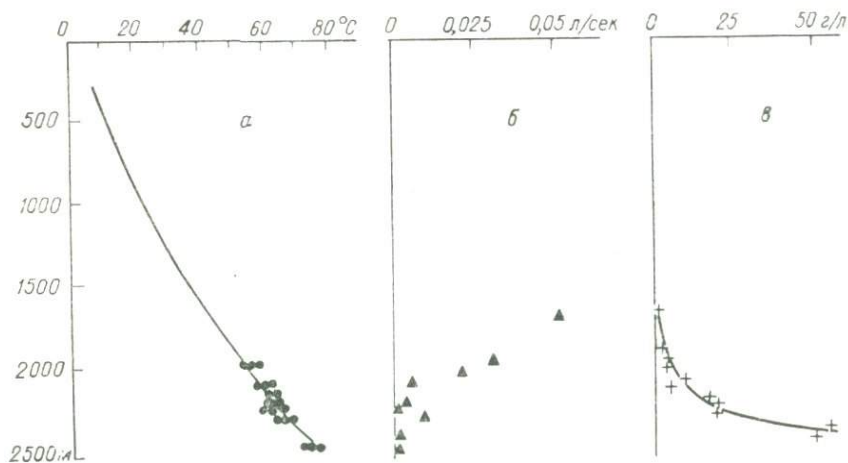


Рис. 70. Геотермограмма (а), удельный дебит (б) и минерализация вод (в) Максимкин-Ярской опорной скважины.

Максимкин-Яр) в юго-восточной части Западно-Сибирской низменности (рис. 70). Геотермической особенностью геологического разреза скважины является общее охлаждение пород и увеличение геотермического градиента к забою. Геологический разрез скважины представлен континентальными песчано-глинистыми отложениями. Чтобы выявить возможное влияние на геотермограмму неустановившегося режима, нарушенного бурением, на рис. 70 нанесены данные замеров температуры подземных вод ртутными максимальными термометрами.

Гидрогеологическое опробование скважины проводилось через 14 месяцев после окончания бурения в течение 9 месяцев. Некоторые отклонения в показаниях термометров обусловлены несовершенством аппаратуры и методики исследований. Несмотря на это, наблюдается относительно хорошее совпадение результатов измерений температуры в скважине максимальными ртутными термометрами с данными, полученными в другое время

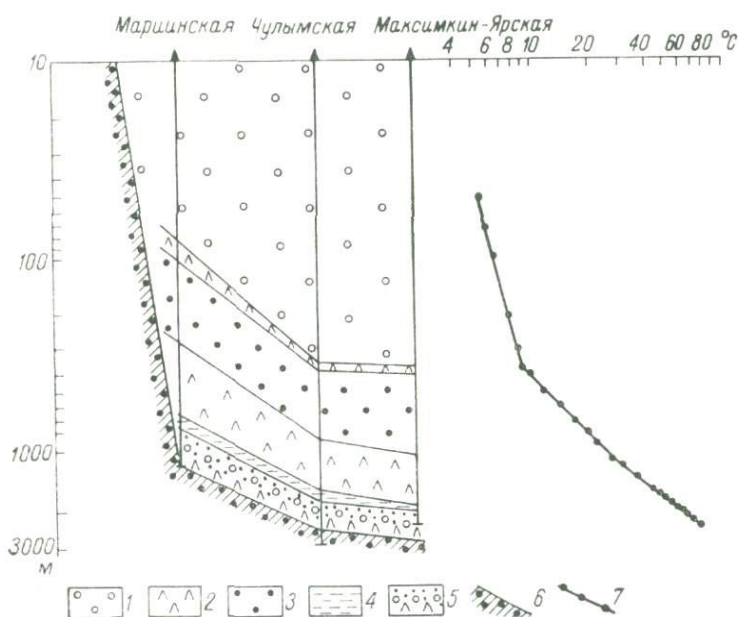


Рис. 71. Схематический гидрогеологический профиль и геотермограмма Максимики-Ярской скважины.

Породы: 1 — водообильные, удельный дебит скважин больше 0,1 л/сек, 2 — относительно водоупорные, 3 — слабо водообильные, 0,1—0,001 л/сек, 4 — водоупорные; 5 — чередование водообильных, слабо- и очень слабо водообильных, 6 — очень слабо водообильные породы палеозойского фундамента, меньше 0,001 л/сек; 7 — геотермограмма.

при помощи электрических термометров сопротивления. Можно считать, что к моменту регистрации геотермограммы, через 13 месяцев после окончания бурения, стационарный термический режим восстановился. Это подтверждают также расчеты, в которых учтены время нарушения режима бурением и простой скважины перед геотермическими исследованиями.

Для лучшего выявления термических особенностей скважины геотермограмма построена в двойном логарифмическом масштабе (рис. 71). В этом масштабе отдельные интервалы геологического разреза характеризуются прямолинейными участками диаграммы, наклоненными под разными углами к оси глубин, причем в пределах каждого прямолинейного участка геологический разрез

представлен горными породами различной литологической характеристики. Температура на каждом прямолинейном участке диаграммы изменяется по закону

$$t_{i+1} = t_i \left(\frac{h_{i+1}}{h_i} \right)^n,$$

где t_i и t_{i+1} — температура на глубинах h_i и h_{i+1} ; n — тангенс угла между прямолинейным участком диаграммы и осью глубин.

Геотермограмма делится на три участка с интервалами 50—380, 380—1100 и 1100—2400 м, каждый из которых характеризуется различными, но постоянными значениями n , возрастающими с глубиной. Такое расчленение геотермограммы свидетельствует о различии в геотермических особенностях отдельных участков геологического разреза, вскрытого скважиной. Верхний перегиб геотермограммы на глубине 380 м соответствует кровле водоупорных пород. Нижний слабый перегиб примерно совпадает с длительным перерывом в осадконакоплении.

Интересно, что каждый из прямолинейных участков диаграммы характеризует определенные гидрогеологические особенности. Так, верхняя часть диаграммы соответствует толще преимущественно песчаных, хорошо промываемых подземными водами пород, а также толще с высокими скоростями движения этих вод [Торгованова и др., 1960; Шуменкова, Шилин, 1961; Маврицкий, 1962]. Этот участок геологического разреза входит в единый водоносный комплекс мела и кайнозоя [Маврицкий, 1962]. Запасы подземных вод данного комплекса пополняются атмосферными осадками через проницаемые приповерхностные отложения. Близость области питания подземных вод и благоприятные условия фильтрации способствуют более повышенному охлаждению верхней части геологического разреза скважины.

С увеличением глубины залегания пород повышается их плотность, уменьшаются открытая пористость, проницаемость, водообильность и возрастает удаление от областей питания. Все это способствует понижению охлаждающего влияния вод на тепловое состояние пород. Породы, соответствующие среднему прямолинейному участку термограммы, имеют пористость и проницаемость ниже, а поэтому охлаждение здесь меньше. Нижнему прямолинейному участку термограммы соответствуют менее проницаемые, относительно водоупорные породы. Эти породы отнесены к водоупорным условно, так как среди них встречаются водоносные горизонты повышенной водообильности, влияющие на наклон диаграммы.

Изменение угла наклона прямолинейных участков диаграммы зависит от гидрогеологических и термических особенностей разреза. В частности, под воздействием более холодных вод из областей питания изменяются направление вектора плотности теплового потока и значение вертикальной составляющей геотермического градиента.

Составляющая геотермического градиента вдоль оси скважины на прямолинейных участках диаграммы изменяется по закону

$$\Gamma = n \frac{t_i}{h_i} \left(\frac{h_{i+1}}{h_i} \right)^{n-1}.$$

Изменение геотермического градиента с глубиной в Максимкин-Ярской скважине вызвано в основном уменьшением скорости

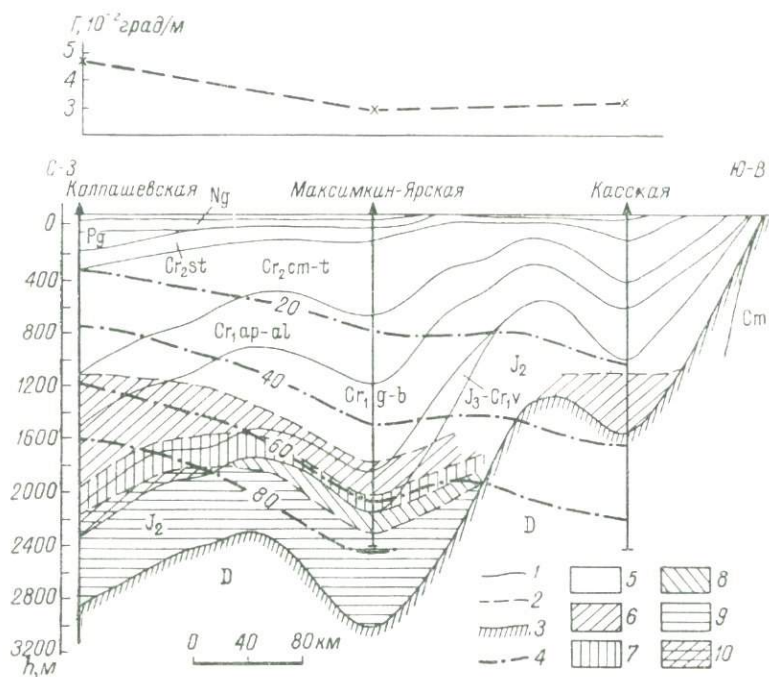


Рис. 72. Схематический геолого-геотермический разрез по линии скважин Коллашевская — Касская.

Границы: 1 — стратиграфическая, 2 — гидрохимическая; 3 — кровля фундамента; 4 — изотермы, °С; воды: 5 — пресные, минерализация до 1 г/л, азотные, гидрокарбонатные, натриевые, 6 — солоноватые, 1—10 г/л, азотно-метановые, гидрокарбонатные, хлоридные, натриевые, 7 — соленые, 10—20 г/л, метановые, хлоридные, натриевые, присутствуют хлориды натрия, 8 — соленые, 20—30 г/л, метановые, хлоридные, натриевые, присутствуют хлориды кальция, 9 — соленые и рассолы, 30—60 г/л, метановые, хлоридные, натриевые; 10 — водоупорная толща.

движения подземных вод, которая, по расчетам Б. Ф. Маврицкого [1962] и В. П. Шипачева [1963], в Чулымском артезианском бассейне в общем увеличивается с уменьшением возраста пород. Существование указанной зависимости в Максимкин-Ярской скважине подтверждается замерами дебита водоносных горизонтов, возрастанием минерализации вод с глубиной и более глубоким залеганием минерализованных вод, чем в центральных частях низменности. Наблюдаемые изменения минерализации вызваны

тем, что по мере продвижения фронта инфильтрационных вод в Чулымском артезианском бассейне на север и северо-запад, а также на глубину происходит оттеснение минеральных вод, частичное смешивание их с пресными инфильтрационными водами и увеличение температуры (рис. 72). В заключение следует отметить, что выделенные по геотермограммам зоны отражают динамику подземных вод.

Данные геотермических исследований могут быть использованы для расчленения гидрогеологических разрезов глубоких скважин на водоносные комплексы и горизонты по их фильтрационным свойствам и водообильности.

§ 20. ИСКАЖЕНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОЛЯ ЭКСПЛУАТАЦИОННЫМИ СКВАЖИНАМИ

Задача определения температуры на оси скважины и в ее окрестностях при движении термальных вод, газа и нефти имеет решение, которое в общем виде сложно и неудобно для практических вычислений. Поэтому рассмотрим приближенное решение этой задачи.

Найдем сначала выражение температуры внутри скважины, а затем в окружающей среде.

ТЕМПЕРАТУРА В СКВАЖИНЕ

Температура в скважине при движении жидкости. Предположим, что вертикальная цилиндрическая скважина диаметром $2r_1$, пройденная в однородно-изотропных породах теплопроводностью λ и температуропроводностью a , соединяет земную поверхность с пластом, из которого поступает жидкость. Для упрощения решения будем считать, что стационарный теплообмен при движении по скважине термальных несжимаемых вод осуществляется в радиальном направлении. Такое допущение справедливо в тех случаях, когда горизонтальная составляющая градиента температуры в окрестностях скважины значительно больше вертикальной.

Стационарное тепловое поле зависит лишь от расстояния от оси скважины, поэтому искомое распределение температуры должно удовлетворять уравнению

$$\frac{d^2t}{dr^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{dt}{dr} = 0.$$

Решение этого уравнения имеет вид

$$t = A \ln r + B, \quad (A = \text{const}, B = \text{const}).$$

Эксплуатационные скважины обычно имеют сложную конструкцию, состоящую из нескольких обсадных колонн труб и цементных колец. Поэтому скважину можно представить в виде $n-1$ коакси-

альных цилиндрических слоев с поверхностями раздела радиусом $r = r_k$.

Приняв среду, движущуюся по скважине, за первый слой, получим распределение температуры в k -м слое

$$t = t_{k-1} + (t_k - t_{k-1}) \frac{\ln r - \ln r_{k-1}}{\ln r_k - \ln r_{k-1}}, \quad (112)$$

где $t|_{r_k} = t_k$; $r_{k-1} \leq r \leq r_k$; $k = 1, 2, \dots, n$, $r_n = \infty$.

Количество тепла, проходящего через цилиндрическую поверхность s в единицу времени, согласно закону Фурье,

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} s,$$

где $s = 2\pi rL$; L — длина участка слоя.

Из формулы (112) имеем

$$Q = -\lambda_k \frac{t_k - t_{k-1}}{\ln r_k - \ln r_{k-1}} 2\pi L.$$

Плотность теплового потока, отнесенного к единице внешней коакспальной поверхности слоя,

$$q_k = \frac{Q}{2\pi r_k L}.$$

Линейная плотность теплового потока

$$q_{kL} = 2\pi r_k q_k.$$

Отсюда и из равенства тепловых потоков на границе раздела следует

$$q_{kL} = q_L = \text{const.}$$

В связи с этим

$$t_k - t_{k-1} = \frac{q_L}{2\pi L} \cdot \frac{1}{\lambda_k} \ln \frac{r_{k-1}}{r_k}; \quad (113)$$

$$q_L = \pi \frac{t_1 - t_{n-1}}{R},$$

где

$$R = \frac{1}{2} \sum_{k=2}^{n-1} \frac{1}{\lambda_k} (\ln r_k - \ln r_{k-1}). \quad (114)$$

Отсюда, зная температуру на границе раздела любого слоя и используя формулу (112), можно найти распределение температуры внутри этого слоя.

В нашей задаче следует учесть теплоотдачу нагретой жидкости стенке скважины (обсадной трубе). Количество тепла, передаваемого движущейся жидкостью слоистой среде, при стационарном

режиме постоянно. Тепловой поток, отнесенный к единице длины, в этом случае

$$q_L = 2\pi r_1 \alpha (t_0 - t_1).$$

Отсюда

$$t_0 - t_1 = \frac{q_L}{2\pi r_1 \alpha}, \quad (115)$$

где t_0 — температура жидкости; α — коэффициент теплоотдачи жидкости стенке скважины; r_1 — радиус скважины.

Коэффициент теплоотдачи изменяется в широких пределах. Значение его зависит от длительности течения потока жидкости. Например, для пройденной в глинах скважины [$r_1 = 0,1$ м, $\lambda = 0,93$ вт/(м·град), $a = 5,0 \cdot 10^{-7}$ м²/сек] значение α через сутки после пуска скважины равно 11,6, через полгода 2,3 вт/(м²·град) [Чекалюк, 1965б].

При ламинарном течении жидкости коэффициент теплоотдачи приближенно определяется по формуле Нуссельта [Михеев, 1956]

$$\alpha = 0,0135 \frac{\lambda_1}{r_1}.$$

В высокодебитных скважинах жидкость движется в турбулентном режиме [Климентов, 1961; Климентов, Пыхачев, 1961]. При таком режиме коэффициент теплоотдачи [Михеев, 1956]

$$\alpha \approx 0,027 \frac{\lambda_1}{(2r_1)^{0,2}} \left(\frac{\rho w}{\mu a} \right)^{0,4},$$

где ρ — плотность жидкости; w — скорость течения; μ — коэффициент вязкости.

Из формул (114) и (115) получаем

$$t_0 - t_{n-1} = q_L \frac{R^*}{\pi},$$

где

$$R^* = \frac{1}{2r_1 \alpha} + R \quad (116)$$

— полное линейное термическое сопротивление слоистой среды с цилиндрическими коаксиальными границами раздела.

Используем метод последовательной смены стационарных состояний [Чарный, 1948] и введем в выражение (116) условный радиус r^* , который увеличивается в зависимости от времени. При $r^* \gg r_1$ приближенно можно принять [Чарный, 1953]

$$r^* = 2\sqrt{a\tau}, \quad (117)$$

где τ — время от начала движения жидкости.

Подставляя значение (117) в формулу (116), получаем

$$R^{**} = R^* + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{2\sqrt{a\tau}}{r_1}. \quad (118)$$

В случае изменения R^{**} с глубиной скважину следует разбить на интервалы, в которых значения α , r_i , λ_i , λa , τ , r_1 можно принять постоянными, и для каждого интервала вычислить R^{**} . В высокодебитных скважинах можно пренебречь тепловым сопротивлением обсадных труб, тогда

$$\hat{R} = \frac{1}{2\lambda_n} \ln \frac{2\sqrt{a_n\tau}}{r_1} = \frac{1}{k}.$$

Величина k [см/(м·град)] называется линейным коэффициентом теплопередачи.

Элементарный тепловой поток, идущий от цилиндрической поверхности скважины длиной dz ,

$$dq = \frac{\pi}{R^{**}} (t - t_0 - \Gamma z) dz.$$

Тепло, теряемое жидкостью в этом же интервале в единицу времени,

$$dq = G_0 c_0 dt,$$

где c_0 и G_0 — удельная объемная теплоемкость и объемный расход жидкости.

Из последних двух выражений с учетом температуры за пределами условного радиуса теплового влияния при $t|_{z=H} = t_0 + \Gamma H$ имеем

$$t = t_0 + \Gamma z + \frac{\Gamma}{\theta} \{1 - \exp[\theta(z - H)]\} \quad (119)$$

или

$$\Delta t = t - t_0 - \Gamma z = \frac{\Gamma}{\theta} \{1 - \exp[\theta(z - H)]\}, \quad (120)$$

где $\theta = \pi/(c_0 G_0 R^{**})$; H — глубина залегания эксплуатируемого пласта.

При $\exp[\theta(z - H)] \ll 1$ $\Delta t_{\max} = \Gamma/\theta$. Величина Δt_{\max} не зависит от координаты точки наблюдения (от глубины), поэтому в данном случае температура жидкости на устье скважины не характеризует ее температуру на уровне эксплуатируемого пласта.

Анализируя приведенные выражения, следует отметить, что жидкость (нефть, вода) при движении вверх по скважине охлаждается, и чем ближе к поверхности, тем быстрее (рис. 73). Вследствие этого диаграмма температуры жидкости все больше и больше отклоняется в сторону оси глубин и на определенной глубине становится практически параллельной геотермограмме. При

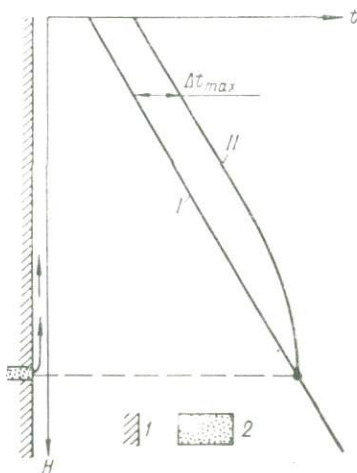


Рис. 73. Геотермограмма (I) и диаграмма температуры (II) восходящего потока жидкости в скважине без учета эффекта Джоуля—Томсона.

1 — обсадная труба с цементным кольцом; 2 — эксплуатируемый пласт.

больших расходах жидкости такая точка может оказаться выше устья скважины. Амплитуда отклонения температуры жидкости от геотермограммы на параллельном участке зависит от расхода (скорости) жидкости:

$$\Delta t_{\max} = BG_0 c_0 = B_1 w c_0,$$

где B, B_1 — коэффициенты, зависящие от конструкции скважины и от условий теплообмена жидкости с горными породами, слагающими геологический разрез.

Из выражения (119) следует, что температура во внутренней трубе и на устье скважины зависит от расхода и объемной теплоемкости жидкости, геотермического градиента района, тепловой

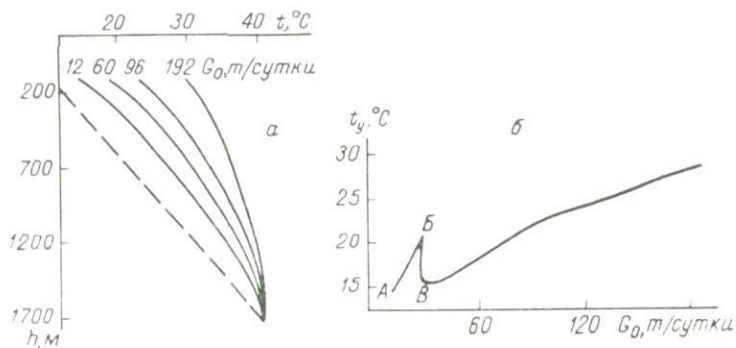


Рис. 74. Изменение температуры в скважине (а) и на ее устье (б) при различных дебитах [Намиот, 1956].

изоляции скважины, а также от глубины залегания эксплуатируемого пласта и продолжительности работы скважины. При этом t и Δt тем выше, чем больше расход жидкости, ее объемная теплоемкость и геотермический градиент района. Например, при эксплуатации скважины с различными дебитами нефтяного пласта, залегающего на глубине 1700 м, в течение времени $\tau = 100$ ч при $t_0 = 3^\circ \text{C}$, $2r_1 = 0,15$ м, $t|_{z=H} = 40^\circ \text{C}$, $\lambda = 1,51$ $\text{вт}/(\text{м}\cdot\text{град})$, $a = 5,56 \cdot 10^{-7}$ $\text{м}^2/\text{сек}$, $c_0 = 2,1$ $\text{кдж}/\text{град}$ изменение температуры в скважине происходит по кривым, приведенным на рис. 74. а.

При ламинарном движении жидкости, характеризующимся постоянным, сравнительно малым значением коэффициента теплоотдачи, с увеличением дебита температура растет (см. рис. 74. б, участок АБ). При дальнейшем увеличении дебита ламинарное движение жидкости переходит в турбулентное, коэффициент теплоотдачи резко возрастает, увеличиваются теплопотери и значительно снижается температура (участок БВ). После такого сни-

жения с увеличением дебита происходит непрерывное возрастание температуры. В действительности есть переходная зона, в которой возможно как ламинарное, так и турбулентное движение жидкости, поэтому понижение температуры на участке BB может быть менее резким, чем показано на рис. 74, б.

Выражение (119) можно переписать в более удобном для расчета виде. Для этого используем разложение e^x и, пренебрегая членами выше второго порядка малости, с учетом формулы (118) получим

$$t = t_0 + H\Gamma - \frac{\pi(H-z)^2}{2c_0 Q_0 R^{**}} \Gamma; \quad (121)$$

$$\Delta t_1 = t - t|_{z=H} = -\frac{\pi\Gamma(H-z)^2}{2c_0 G_0 R^{**}}; \quad (122)$$

при $z = 0$

$$\Delta t_{10} = -\frac{\pi\Gamma H^2}{2c_0 G_0 R^{**}}. \quad (123)$$

Для выяснения относительного охлаждения термальных вод вдоль ствола скважины разделим выражение (122) на (123):

$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_{10}} = \left(1 - \frac{z}{H}\right)^2.$$

Относительное охлаждение термальных вод в нижней половине скважины при прочих равных условиях в несколько раз меньше, чем в верхней (рис. 75). В нефтяных эксплуатационных скважинах охлаждение значительнее, и тем больше, чем выше газовый фактор, создающий эффект Джоуля — Томсона.

Г. А. Матаев, А. И. Ниналов, Г. М. Гайдаров, М. Ш. Амиранов [1966] рассчитали распределение температуры на устье скв. 99, Махачкала, эксплуатирующей водяной пласт на глубине 1475 м при помощи шестидюймовой обсадной колонны труб. Температура пластовых вод на этой глубине $t|_{z=H} = 74^\circ \text{C}$. Значения коэффициента теплопроводности цементного кольца и горных пород приняли одинаковыми, равными $\lambda = 2,32 \text{ вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$. Геотермический градиент района $\Gamma = 0,036 \text{ град}/\text{м}$, коэффициент динамической вязкости воды $\mu = \nu\rho = 3,92 \cdot 10^{-4} \text{ н} \cdot \text{сек}/\text{м}^2$, коэффициент температуропроводности воды $a = 9,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$. Коэффициенты температуропроводности и теплопроводности металла обсадных труб $a_1 = 1,38 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{сек}$ и $\lambda_1 = 58 \text{ вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$. Результаты расчетов приведены на рис. 76.

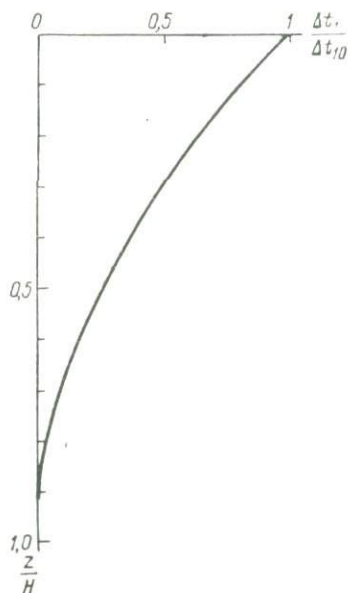


Рис. 75. Относительное охлаждение термальных вод по скважине.

Для высокодебитных скважин, если пренебречь тепловым сопротивлением труб и цементного кольца, выражение (121) можно переписать в следующем виде:

$$\Delta t_1 = - \frac{\pi \Gamma (H-z)^2 \lambda}{G_0 c_0 \ln \frac{2 \sqrt{a\tau}}{r_1}},$$

где $q = \Gamma \lambda$ — плотность теплового потока без влияния скважины.

Выражения (121) и (122) могут быть использованы для определения температуры термальных вод в вертикальном цилиндрическом канале и скважине, в которой отсутствуют обсадные трубы. В этом случае

$$\Delta t_1 = \frac{-\pi \Gamma (H-z)^2}{G_0 c_0 \left(\frac{1}{\alpha r_1} + \frac{1}{\lambda} \ln \frac{2 \sqrt{a\tau}}{r_1} \right)}.$$

Для высокодебитных скважин

$$\Delta t_1 = \frac{-\pi \Gamma (H-z)^2 \lambda}{G_0 c_0 \ln \frac{2 \sqrt{a\tau}}{r_1}}.$$

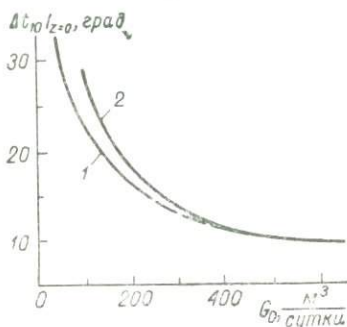


Рис. 76. Изменение температуры на устье скважины в зависимости от дебита (скв. 99, Махачкала).

Кривая температуры: 1 — по экспериментальным данным, 2 — рассчитанная по формуле (123).

их эксплуатации. При движении по скважине нефти следует учитывать и охлаждение, вызванное расширением и работой при подъеме газонефтяной смеси.

Температура в скважине при движении газа. Рассмотрим распределение температуры в скважине при стационарном движении газа с учетом теплообмена газ — горные породы и влияния дросселирования газа.

Количество тепла, проходящего в единицу времени через цилиндрическую поверхность высотой dz при изменении температуры на dt ,

$$\gamma G c_p dt = \left[\frac{\pi}{R^*} (t - t_0 - \Gamma z) - \gamma G c_p k_r \right] dz, \quad (124)$$

где γ — удельный вес газа; G — дебит газа; c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; R^* — полное линейное термическое сопротивление теплопередачи; t — температура газа на глубине z ; $t_0 + \Gamma z$ — температура горных пород на глубине z вдали от влияния скважины; $k_r = \Delta t/H$ — коэффициент, учитывающий влияние эффекта дросселирования; H — глубина залега-

ния газоносного пласта; Δt — изменение температуры газа до глубины H вследствие дросселирования.

В выражении (124) первый член в правой части характеризует количество тепла, идущего на теплообмен; второй — учитывает потери тепла вследствие дросселирования.

Преобразуем выражение (124) к следующему виду:

$$\frac{dt}{dz} - \theta_1 t = -\theta_1 (t_0 + \Gamma z) - k_r,$$

где

$$\theta_1 = \frac{\pi}{\gamma G c_p k^*}. \quad (125)$$

Интегрируя, при $t|_{z=H} = t_0 + \Gamma H$ имеем

$$\Delta t = t - t_0 - \Gamma z = \frac{\Gamma + k_r}{\theta_1} \left\{ 1 - \exp[-\theta_1 (H - z)] \right\}. \quad (126)$$

На больших глубинах при малых скоростях движения газа в пористой среде перепады давления в продуктивном пласте из-за малой вязкости газа незначительны и практически не влияют на температуру газового потока [Мехтиев, 1960].

Выражение (126) имеет предельное значение, когда экспоненциальный член практически равен нулю. В этом случае

$$\Delta t \approx \frac{\Gamma + k_r}{\theta_1}.$$

Температуру в любой точке скважины можно вычислить по формуле (126). Основная трудность возникает при определении R^* . Для учета специфики района и получения более точных данных значение R^* можно определить по результатам измерений температуры в эксплуатирующихся газовых скважинах, работающих в аналогичных условиях. Значение k_r можно определить, зная давление на глубине H и на устье скважины и температуру на глубине залегания газоносного эксплуатируемого пласта.

При правильно выбранных значениях величин, входящих в выражение (125), отклонения результатов расчетов от замеров температуры в скважинах не превышают 1 град [Качалов, 1962].

Охлаждение, вызванное дросселированием, может быть приближенно оценено по энthalпийной диаграмме (рис. 77). Для этого необходимо знать пластовое давление p и температуру t пласта, по которым, используя диаграмму, определяют значение энthalпии i . Затем по давлению в скважине на уровне выхода газа и значению энthalпии i по той же диаграмме определяют температуру t_c выходящего газа. Разность $t - t_c$ и есть охлаждение газа дросселированием.

Температура в скважине при движении жидкости, содержащей газ. Термальные воды и нефть часто содержат газ. Выражение для температуры при движении таких жидкостей по вертикальной

цилиндрической скважине исходя из уравнений из (119) и (126) имеет вид

$$\Delta \hat{t} = \hat{t} - t_0 - \Gamma z = \frac{\Gamma}{\theta} \{1 - \exp[-\theta(H - z)]\} + \frac{\Gamma + k_r}{\theta_1} \{1 - \exp[-\theta_1(H - z)]\}. \quad (127)$$

Предельное значение выражение (127) имеет при $\theta > 5/(H - z)$ и $\theta_1 > 5/(H - z)$:

$$\Delta \hat{t} \approx \Gamma \left(\frac{1}{\theta} + \frac{1}{\theta_1} \right) + \frac{k_r}{\theta_1}.$$

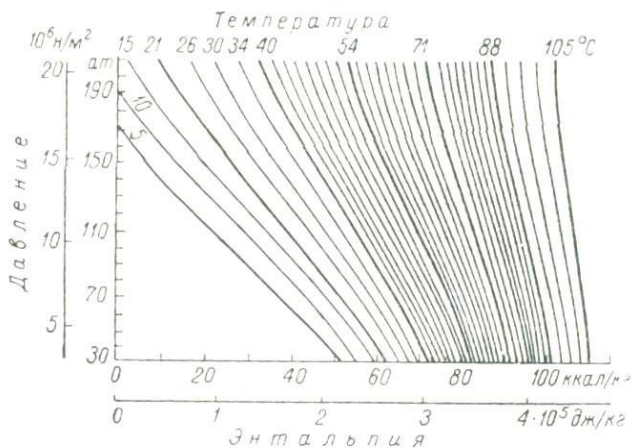


Рис. 77. Энтальпийная диаграмма природного газа.

Приведенные выражения и графические закономерности выявляют законы изменения температуры вдоль скважины.

ТЕМПЕРАТУРА В СРЕДЕ, ОКРУЖАЮЩЕЙ СКВАЖИНУ

Найдем распределение аномального температурного поля в горных породах, окружающих вертикальную цилиндрическую скважину. Эта задача в общем виде очень сложна. В целях ее упрощения предположим, что скважина расположена в однородных изотропных неограниченных породах и обладает относительно своей длины бесконечно малым диаметром. Кроме этого, допустим, что тепловая мощность движущейся жидкости, являющейся источником аномального теплового поля, постоянна. Такие допущения вполне справедливы для отдельных интервалов скважины.

Поставленная задача сводится к решению уравнения

$$\frac{\partial^2 \Delta t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Delta t}{\partial r} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial \Delta t}{\partial \tau},$$

где Δt — изменение температуры в точке измерения на расстоянии r от оси скважины; a — коэффициент температуропроводности; τ — время.

Решение этого уравнения имеет вид

$$\Delta t = \frac{\kappa}{\lambda} \int_{r^2/4a\tau}^{\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx = \frac{-\kappa}{\lambda} \text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau} \right), \quad (128)$$

где κ — тепловая мощность жидкости, или количество тепла, выделяемого в единицу времени единицей длины канала; λ — коэффициент теплопроводности; Ei — экспоненциальный интеграл.

Аналогичное решение дано В. Томсоном-Кельвином для определения давления в неограниченном пласте в районе непрерывно действующей скважины с постоянным дебитом.

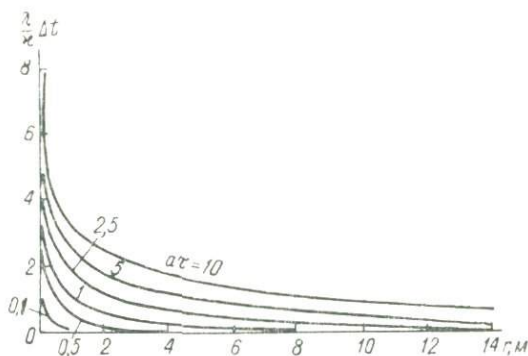


Рис. 78. Зависимость $(\lambda/\kappa)\Delta t$ от r .

Зависимость между Δt и r приведена на рис. 78. Диаметр зоны нарушения скважиной стационарного термического режима района при постоянных κ и λ возрастает с увеличением $a\tau$. Значение этого диаметра зависит от погрешностей измерений температуры. При относительной погрешности, равной 0,1 и 0,2, радиусы зоны нарушений термического режима

$$r_{0,1} = 2,45 \sqrt{a\tau}; \quad r_{0,2} = 2,01 \sqrt{a\tau}. \quad (129)$$

Для любых значений удвоенной относительной погрешности измерения температуры выражение (129) можно представить в следующем виде:

$$r = A \sqrt{a\tau} = B \sqrt{\tau}. \quad (130)$$

Здесь A есть величина, постоянная при неизменных значениях $(\lambda/\kappa)\Delta t$, $B = A\sqrt{a}$. Используя эту зависимость, можно по значениям $a\tau$ и $(\lambda/\kappa)\Delta t$ определить диаметр зоны нарушения термического режима (рис. 79).

В реальной скважине при непрерывной промывке жидкостью тепло распространяется в окружающую среду не от оси скважины, а от ее стенок. Распространение тепла в этом случае происходит в плотных непроницаемых породах. В проницаемых породах жидкость может проникать на расстояние до нескольких метров и охлаждать (или нагревать) породы. Для таких пород тепло или холод, нарушающие термический режим, распространяются не от стенок скважины, а от границы, лежащей в зоне проникновения жидкости. В этом случае необходимо ввести понятие эффективного диаметра скважины, т. е. заменить реальную скважину фиктивной, от стенок которой распространяется тепло или холод.

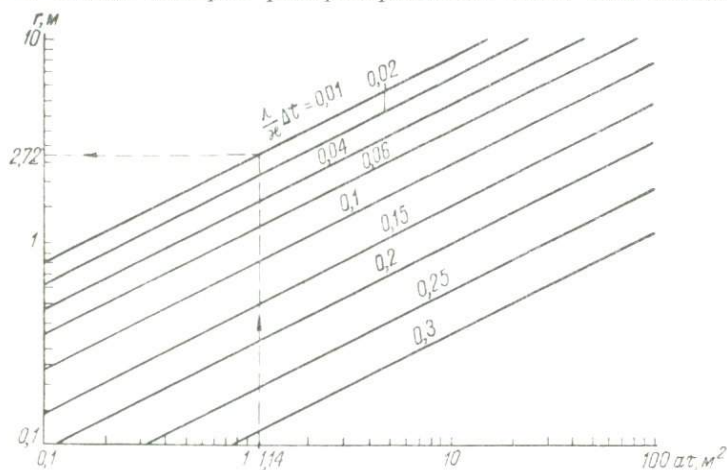


Рис. 79. Зависимость r от $a\tau$.

Для учета влияния жидкости и зоны проникновения ее в проницаемых породах на термический режим района необходимо к времени τ добавить время $\tau_{эф}$, равное времени распространения тепла (холода) от оси скважины на расстояние эффективного радиуса $r_{эф}$. Для цилиндрических источников тепла конечного диаметра это добавочное время можно принять

$$\tau_{эф} = \frac{r_{эф}^2}{4a}.$$

При $r_{эф} = 0,1 \div 1$ м время $\tau_{эф}$ в зависимости от коэффициента температуропроводности a изменяется следующим образом.

$a, 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$	$10^{-3} \text{ м}^2/\text{ч}$	$\tau_{эф}, \text{ ч}$
1,39	0,5	5 ÷ 500
2,78	1,0	2,5 ÷ 250
27,80	10,0	0,25 ÷ 25

Значение $\tau_{эф}$ особенно велико для скважин с большим эффективным радиусом.

Выражения (128) и (130) с учетом $\tau_{\text{эф}}$ можно переписать в следующем виде:

$$\Delta t = \frac{-\kappa}{\lambda} \text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a(\tau + \tau_{\text{эф}})} \right); \quad (131)$$

$$r = B \sqrt{\tau + \tau_{\text{эф}}}. \quad (132)$$

Выражения (131) и (132) показывают, что переход от скважины (канала) бесконечно малого диаметра к скважине с конечным и эффективным диаметром вызывает увеличение r и Δt .

При вычислении радиуса зоны нарушения стационарного режима реальной скважиной можно использовать графическую зависимость, приведенную на рис. 79. Определим радиус зоны нарушения термического режима в мощных песчаниках при $(\lambda/\kappa)\Delta t = 0,01$, $a = 4,17 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$ ($0,0015 \text{ м}^2/\text{ч}$), $r_{\text{эф}} = 0,5 \text{ м}$. Скважину равномерно промывали в течение 30 суток. Вначале вычисляем $\tau_{\text{эф}} = r_{\text{эф}}^2/4a = 0,5^2 : 4 \times 0,0015 = 42 \text{ ч}$, затем $a(\tau + \tau_{\text{эф}}) = 0,0015(24 \times 30 + 42) = 1,14 \text{ м}^2$. По графику при $(\lambda/\kappa)\Delta t = 0,01$ находим $r = 2,72 \text{ м}$.

Определим радиус зоны нарушения термического режима по тем же данным, но для скважины, промываемой в течение 300 суток. Для этой скважины $a(\tau + \tau_{\text{эф}}) = 0,0015(24 \times 300 + 42) = 10,86 \text{ м}^2$, $r = 8,4 \text{ м}$.

Полученные значения диаметра зоны нарушения термического режима вычислены при значении $(\lambda/\kappa)\Delta t = 0,01$, соответствующем высокой точности измерения температуры. В действительности же в настоящее время точность измерения температур невелика. Обычно температуру измеряют с абсолютной погрешностью $\pm 0,5 \text{ град}$, при амплитуде нарушения температур 10 град относительные погрешности превышают $\pm 5\%$. Однако и при таких погрешностях измерения даже для непроницаемых пород при длительной промывке диаметр зоны нарушения термического режима может достигать 10—20 м и больше.

На рис. 80 приведена зависимость $(\lambda/\kappa)\Delta t$ от r , вычисленная по формуле (128) для различных значений температуропроводности горных пород и времени их охлаждения. На этом же рисунке нанесены экспериментальные кривые, построенные по данным В. Т. Папазова [1951], полученным при искусственном замораживании горных пород на опытном участке.

Экспериментальные наблюдения температуры проводились в течение 50 и 147 суток в скважинах, расположенных по радиусу одной из замораживающих скважин диаметром 0,114 м. Температуру замеряли в скважинах против пластов, залегающих на разных глубинах (водоносный песок — 6 м, глина — 19 м и т. д.). В замораживающих скважинах использовался рассол с температурой в среднем -26°С . Температура пластов до нарушения термического режима принята $+14^\circ \text{С}$. Однако при неглубоком залегании пластов и большой длительности эксперимента

температура пластов может несколько колебаться в зависимости от сезонных изменений температуры на дневной поверхности.

Нарушение теплового состояния горных пород возрастает с увеличением времени охлаждения скважин, коэффициента

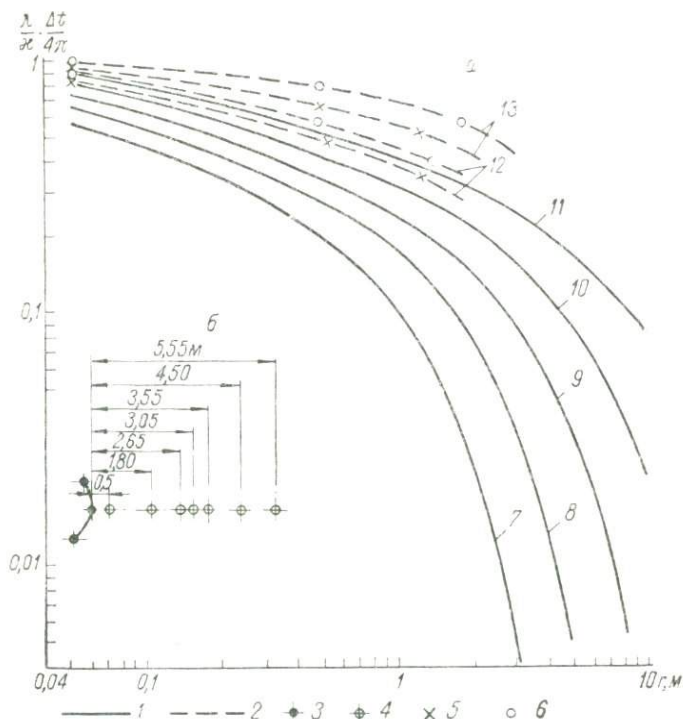


Рис. 80. Зависимость $(\lambda/k)(\Delta t/4\pi)$ от r (а) и расположение скважин (б).

Кривые: 1 — теоретические, 2 — экспериментальные; скважины: 3 — замораживающие, 4 — наблюдательные; замеры температуры против пластов: 5 — глин, 6 — водоносных песчанков;

График	$a, 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$	τ , сутки
7	2,76	6,25
8	2,22	150
9	2,76	50
10	2,76	150
11	2,76	500
12	—	50
13	—	147

температуропроводности и теплопроводности горных пород. Закономерности изменения экспериментальных и теоретических кривых совпадают. Это подтверждает возможность использования выражения (128) для характеристики зоны нарушения теплового состояния пород вокруг скважин. Несколько более медленное изменение температуры горных пород при экспериментальных исследованиях объясняется неточным учетом перепада темпера-

тур (рассол — горные породы на значительном расстоянии от замораживающих скважин), влиянием соседних замораживающих скважин и дневной поверхности, ошибками определения теплопроводности пород, изменением термических свойств при изменении температуры и прочими причинами.

Нарушение теплового состояния горных пород распространяется на сравнительно большое расстояние от скважины. При длительной промывке скважины диаметр зоны нарушения термического режима может достигать 20—40 м и более. Диаметр зоны нарушения уменьшается с понижением теплопроводности.

Отдельные интервалы геологических разрезов могут быть представлены переслаиванием проницаемых и непроницаемых пород. В этом случае при определении радиуса зоны нарушения термического режима необходимо учитывать истинный диаметр скважины, мощность пластов, их физические свойства и другие факторы. Учет влияния всех этих факторов является сложной задачей. В глинистых породах образуются каверны, диаметр которых зависит от механических свойств пород, интенсивности и продолжительности промывки скважин, а также и от других причин. Диаметр каверн может быть больше диаметра скважины в несколько раз. Термические характеристики глинистых пород выше, чем вмещающих. Все эти причины приводят к увеличению диаметра зон термического нарушения в глинистых толщах.

В случае частого переслаивания сравнительно маломощных песчано-глинистых пластов вследствие взаимного теплообмена между пластами возможно образование в них зон нарушения термического режима примерно одинаковых диаметров. Такое нарушение термического режима является, по-видимому, одной из причин того, что в ряде районов получены слабо дифференцированные, сглаженные термограммы.

Выражения (128), (130 и 131) выведены в предположении, что постоянные источники тепла (холода) действуют непрерывно. Если же движение жидкости прерывается, то примыкающие к стенкам скважины породы охлаждаются (нагреваются) и нарушение термического режима уменьшается. Чтобы учесть влияние таких перерывов, введем эквивалентный источник тепла (холода) той же мощности, но с противоположным знаком, действующий во время перерывов. Тогда из формулы (128) получим

$$\frac{\lambda}{z} \Delta t = \text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau^*} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau_1} \right), \quad (133)$$

где $\tau_1 = \tau + \tau^*$ — время в момент определения Δt ; τ^* — длительность перерыва.

Для скважины конечного диаметра выражение (133) можно переписать согласно выражению (128) в следующем виде:

$$\frac{\lambda}{z} \Delta t = \text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau^*} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau_2} \right), \quad (134)$$

где $\tau_2 = \tau_1 + \tau_{эф}$.

На рис. 81 приведена зависимость $(\lambda/\kappa) \Delta t$ от r .

После прекращения движения жидкости диаметр зоны нарушения термического режима продолжает увеличиваться.

Понижение (повышение) температуры в зоне нарушения термического режима во время прекращения движения жидкости способствует частичному восстановлению термического режима.

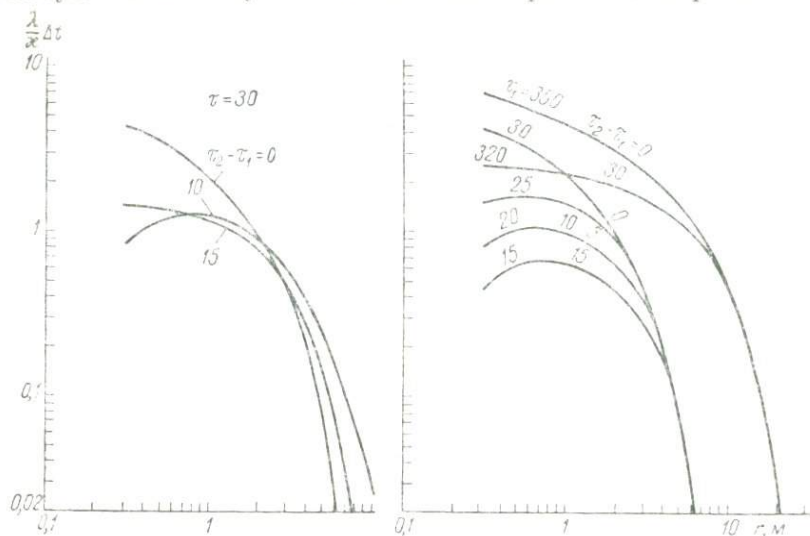


Рис. 81. Зависимость $(\lambda/\kappa) \Delta t$ от r при $a = 1,39 \cdot 10^{-6}$ м²/сек.

Значения τ , τ_1 , $\tau_2 - \tau_1$ даны в сутках.

Более наглядно термический режим в районе скважины характеризуется следующим выражением:

$$\frac{\Delta t}{\Delta t_{\text{эф}}} = \frac{\text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau^*} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau_2} \right)}{-\text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau_1} \right)},$$

где Δt — температура на расстоянии r от оси скважины, в которой жидкость находилась в покое в течение времени τ^* ; $\Delta t_{\text{эф}}$ — температура на расстоянии $r_{\text{эф}}$ в момент прекращения движения жидкости.

Аналогичное выражение без учета конечности диаметра скважины получено Е. Буллардом [Bullard, 1947]. Зависимость $\Delta t/\Delta t_{\text{эф}}$ от r приведена на рис. 82.

Термический режим, нарушенный движением жидкости, восстанавливается сравнительно медленно. Даже в том случае, когда скважину равномерно промывают в течение 10 суток и в последующие 30 суток она находится в покое, термический режим полностью не восстанавливается. Такая же картина наблюдается

в районе скважины, непрерывно бурившейся в течение 100 суток и затем 100 суток простаивающей в покое. Наиболее медленно термический режим восстанавливается в тех скважинах, которые непрерывно бурят более длительное время, и эффективный диаметр которых больше.

Кривые, приведенные на рис. 82, позволяют определять диаметр зоны нарушения термического режима по величине погрешности измерения температуры. Определим диаметр зоны нарушения по следующим данным: $\tau_2 = 40$; $\tau^* = 30$ суток, $a = 1,39 \times 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$ ($0,005 \text{ м}^2/\text{ч}$), $r_{\text{эф}} = 0,3 \text{ м}$, $\eta = \pm 5\%$. Для получения уверенного значения температур в зоне нарушения термического режима необходимо, чтобы значение $\Delta t/\Delta t_{\text{эф}}$ было больше удвоенной относительной погрешности. Отсюда, полагая $\Delta t/\Delta t_{\text{эф}} \geq 0,1$, находим, что зона нарушения термического режима отсутствует. При тех же условиях, но $r_{\text{эф}} = 1 \div 2 \text{ м}$ диаметр зоны нарушения термического режима достигает 7—10 м. При увеличении длительности промывки скважины до 100 суток диаметр зоны нарушения через 100 суток после прекращения бурения достигает 14—18 м. Такие зоны нарушения термического режима могут внести погрешности в замеры температуры пластовых вод во время гидрогеологического опробования водоносных горизонтов.

При периодической промывке

$$\frac{\lambda}{\alpha} \Delta t_n = n \text{Ei} \left(-\frac{r^2}{4a\tau^*} \right) - \sum_{k=1}^n \text{Ei} \left[-\frac{r^2}{4a(k\tau_1 + \tau_{\text{эф}})} \right].$$

В этих случаях термический режим восстанавливается скорее, чем в случае, когда непрерывное бурение сменяется простым скважины на такое же время, как и время бурения.

Уменьшение времени движения жидкости в скважине по сравнению с временем, затрачиваемым на спуско-подъемные

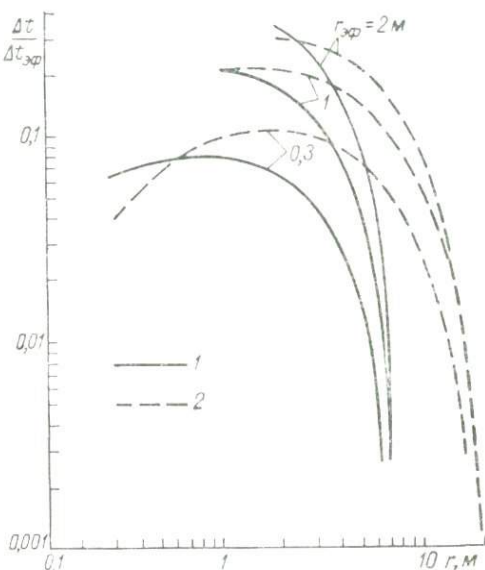


Рис. 82. Зависимость $\Delta t/\Delta t_{\text{эф}}$ от r при $a = 1,39 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{сек}$.

1 — $\tau_2 = 40$, $\tau_2 - \tau_1 = 30$ суток; 2 — соответственно 200 и 100 суток.

операции с буровым инструментом, способствует восстановлению термического режима. Особенно это должно наблюдаться в районах с низкими значениями геотермического градиента.

Рассмотрим влияние зоны нарушения теплового поля на погрешности определения температуры пластовых вод при гидрогеологическом опробовании скважины. Подсчитаем, какое количество жидкости, выраженное в объемах скважины, следует откачать из водоносного горизонта, чтобы удалить воду, содержащуюся в порах породы зоны нарушенных температур. Если пренебречь объемом остаточной воды, то объем воды, находящейся в порах породы этой зоны,

$$v = \frac{\pi (D^2 - d_c^2)}{4} h k_{п.эф},$$

где D — диаметр зоны нарушения термического режима; d_c — диаметр скважины; h — мощность водоносного пласта; $k_{п.эф}$ — коэффициент эффективной пористости пород.

Объем скважины до глубины H залегания подошвы водоносного пласта

$$v_c = \frac{\pi d_c^2}{4} H.$$

Отсюда имеем

$$\frac{v}{v_c} = \frac{D^2 - d_c^2}{d_c^2} \cdot \frac{h}{H} k_{п.эф}. \quad (135)$$

Если $D = 10$ м, $d_c = 0,3$ м, $k_{п.эф} = 0,2$, $H = 1000$ м и $h = 20$ м, то

$$\frac{v}{v_c} = \frac{100 - 0,09}{0,09} \times \frac{20}{1000} \times 0,2 = 4,4.$$

В этом случае только для того, чтобы извлечь пластовую воду из порового пространства зоны нарушенного термического режима, необходимо откачать более четырех объемов скважины. При этом даже тогда, когда в скважину поступает пластовая вода из области за зоной нарушения термического режима, температура ее не соответствует температуре, существовавшей на данной глубине до бурения. Для определения температуры пластовых вод без погрешностей, вызванных бурением скважины, необходимо зону нарушения охладить (нагреть) достаточным количеством воды. В области застойных вод это количество воды определяется погрешностью температур, а также теплоемкостью и теплопроводностью породообразующих минералов.

При промывке зоны нарушения объем пластовой воды, необходимый для восстановления термического режима,

$$v_b = \frac{c_m (\rho - k_{п.эф} \rho_b)}{c_{м.в} \rho_b \eta} v, \quad (136)$$

где c_m и $c_{м.в}$ — теплоемкость породы и пластовой воды; ρ и ρ_b — плотность породы и пластовой воды; v — объем зоны нарушения; η — относительная погрешность определения температуры.

Используя выражения (135) и (136), получаем

$$\frac{v_{\text{в}}}{v_{\text{с}}} = \frac{c_{\text{м}}(\rho - k_{\text{п.эф}})}{c_{\text{м.в}}(\rho_{\text{в}})} \cdot \frac{D^2 - d_{\text{с}}^2}{d_{\text{с}}^2} \cdot \frac{h}{H} k_{\text{п.эф}}.$$

Для условий рассмотренного ранее примера и при $\rho = 1630$, $\rho_{\text{в}} = 1000 \text{ кг/м}^3$, $c_{\text{м.в}} = 4,19$, $c_{\text{м}} = 0,96 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$, $\eta = 0,05$ имеем $v_{\text{в}}/v_{\text{с}} = 29$, т. е. для промывки зоны нарушения термического режима следует откачать 29 объемов скважины из испытываемого пласта. Такое большое количество воды необходимо для восстановления термического режима в области застойных вод. При движении пластовых вод в водоносных горизонтах зона нарушения термического режима смещается относительно оси скважины по направлению движения этих вод. Смещение происходит тем быстрее, чем больше скорость фильтрации.

§ 21. ВЛИЯНИЕ ГИДРОТЕРМ

ДВИЖЕНИЕ ГИДРОТЕРМ В ПЛОСКОМ ВЕРТИКАЛЬНОМ РАЗЛОМЕ

Найдем аномальное изменение температуры однородно-изотропных пород, вызванное влиянием гидротерм. Для этого решим задачу распределения температуры для случая, когда достаточно протяженный во все стороны вертикальный разлом с плоскопараллельными стенками является путеводом для непрерывного движения гидротерм. При этом используем прямоугольную систему координат x, y, z , направив ось Oz вертикально вниз, Oy — горизонтально, плоскость xOy расположим на земной поверхности.

При достаточной длине разлома температура в его средней части не зависит от y , поэтому используем уравнение

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (137)$$

и начальные условия

$$t|_{\tau=0} = t_0 + \Gamma_0 z; \quad t|_{x=0} = t_1 + \Gamma_1 z,$$

где Γ_0 и Γ_1 — геотермические градиенты по стенке разлома в моменты времени 0 и τ .

Введем обозначение

$$u = t - t_0 - \Gamma z.$$

Перепишем граничные условия в следующем виде:

$$u|_{\tau=0} = 0; \quad u|_{x=0} = t^* = t_1 - t_0 + (\Gamma_1 - \Gamma_0) z.$$

При независимости или линейной зависимости температуры от глубины решением уравнения теплопроводности является выражение

$$u = t^* \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (138)$$

Геотермический градиент

$$\Gamma = t^* \frac{x}{2\sqrt{\pi a \tau}} \exp\left(-\frac{x^2}{4a\tau}\right). \quad (139)$$

Выражения (138) и (139) справедливы, когда в вертикальном направлении разлом неограничен. В действительности существуют области питания и разгрузки. Для оценки расстояния, на котором влияние этих областей отсутствует, можно использовать выражение

$$\eta = \frac{u}{t^*} = \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (140)$$

При $x = 2\sqrt{a\tau}$ $\eta = 0,16$, при $x = 4\sqrt{a\tau}$ $\eta = 0,05$. В последнем случае при относительной погрешности измерения температуры

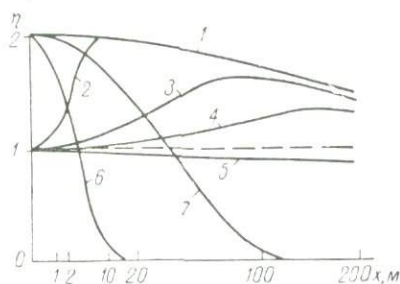


Рис. 83. Зависимость η от x при $a = 8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{сек}$ [Laffite, 1958].

$1 - \tau_1 = 2500$ лет; $2 - \tau = \tau_1 + 25$ лет;
 $3 - \tau = \tau_1 + 625$ лет; $4 - \tau = 2\tau_1$; $5 - \tau_1 = 25$ лет; $6 - \tau_1 = 100$ суток; $7 - \tau = \tau_1 + 100$ суток.

5% на расстоянии $4\sqrt{a\tau}$ от областей питания и разгрузки можно использовать выражение (138). При $a = 8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{сек}$ и $\tau = 1000$ лет $4\sqrt{a\tau} = 1000$ м. При той же температуропроводности и $\tau = 1$ сутки $4\sqrt{a\tau} = 1,6$ м.

В случае прекращения движения гидротерм в момент времени τ_1

$$\eta = \frac{u}{t^*} = \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{a(\tau - \tau_1)}} - \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{a\tau_1}}.$$

Если в промежутке времени $\tau - \tau_1$ происходит движение гидротерм другой температуры, тогда $t|_{x=0} = t_2 + \Gamma_2 z$ и

$$\eta = n - \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}} - (n-1) \operatorname{erf} \frac{x}{2\sqrt{a(\tau - \tau_1)}}, \quad (141)$$

где

$$t_2^* = t_2 - t_1 + (\Gamma_2 - \Gamma_1) z; \quad n = t_2^*/t^*.$$

Используя выражения (140) и (141), можно вычислить влияние гидротерм на различном расстоянии от стенки разлома. Приведенные на рис. 83 закономерности проливают свет на термический режим пород, вмещающих гидротермы, и на парагенезис, который зависит, кроме того, и от давления.

Сферическая полость. Пусть в однородно-изотропные непроницаемые неограниченные горные породы мгновенно внедряются гидротермы и заполняют сферическую полость радиуса r_0 .

Найдем температуру, удовлетворяющую уравнению

$$\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rt) = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} t. \quad (142)$$

Для упрощения задачи будем считать термические свойства гидротерм и вмещающей среды одинаковыми.

Введем переменную $u = rt$, тогда уравнение (142) примет вид

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial u}{\partial \tau},$$

где

$$u|_{\tau=0} = rf(r); \quad u|_{\tau=0, r=0} = 0.$$

Выражение температуры имеет вид [Ингерсолл, 1959]

$$u = \frac{\mu}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} xf(x) [\exp[-(x-r)^2 \mu^2] - \exp[-(x+r)^2 \mu^2]] dx, \quad (143)$$

где $\mu = 1/(2\sqrt{a\tau})$.

Пусть начальная температура в сфере равна t_0 , в окружающей среде — нулю. Тогда из формулы (143) имеем

$$t = \frac{t_0}{2r\sqrt{\pi}} \{ r\sqrt{\pi} \operatorname{erf}[\mu(r_0+r)] + r\sqrt{\pi} \operatorname{erf}[\mu(r_0-r)] + \\ + \exp[-\mu^2(r+r_0)^2] - \exp[-\mu^2(r-r_0)^2] \}. \quad (144)$$

Согласно этому выражению температура уменьшается с возрастанием r и τ (рис. 84).

Выражение (144) позволяет определить температуру во всех точках пространства. В точке с координатой $r=0$, раскрывая неопределенность, получаем

$$t = t_0 \left[\operatorname{erf}(r_0\mu) - \frac{2r_0\mu}{\sqrt{\pi}} \exp(-r_0^2\mu^2) \right].$$

Выведем формулу температуры при залегании сферы на конечном расстоянии под плоской поверхностью земли. Для приближенного учета поверхности земли рассматриваемую картину дополним симметричным изображением, т. е. поместим над поверхностью земли фиктивную сферу так, чтобы центры сфер лежали на равных расстояниях h по обе стороны от границы раздела.

Температура от фиктивной сферы, заполненной гидротермами, в точке измерения

$$\hat{t} = t_0 \left\{ \frac{1}{2} \operatorname{erf} [(r^* - r_0) \mu] - \frac{1}{2} \operatorname{erf} [(r^* + r_0) \mu] + \frac{1}{r^* \mu \sqrt{\pi}} \exp [-(r^* - r_0)^2 \mu^2] - \frac{1}{r^* \mu \sqrt{\pi}} \exp [-(r^* + r_0)^2 \mu^2] \right\},$$

где r^* — расстояние от центра фиктивной сферы до точки измерения.

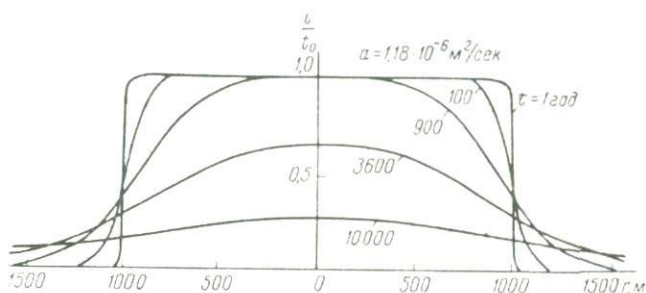


Рис. 84. Изменение температуры по диаметру сферы в разные периоды после внедрения гидротерм.

Температура при наличии плоской поверхности земли

$$t_1 = t + \hat{t}.$$

Температура уменьшается с увеличением времени остывания τ и удалением от сферы (рис. 85).

Градиент на поверхности земли

$$\Gamma = - \left. \frac{\partial t_1}{\partial z} \right|_{z=h} = \frac{t_0 r_0 \mu}{h} \left\{ \left(1 + \frac{1}{2r_0 \mu^2 h} \right) \exp [-(h + r_0)^2 \mu^2] + \left(1 - \frac{1}{2r_0 \mu^2 h} \right) \exp [-(h - r_0)^2 \mu^2] \right\}.$$

Значение геотермического градиента на дневной поверхности достигает максимума при различном времени τ для каждой глубины залегания сферы (рис. 86). Значения геотермического градиента при начальной температуре гидротерм $t_0 = 400^\circ \text{C}$ достигают 12,3; 31,8 и 107,7 град/км при залегании центра сферы соответственно на глубине 5; 4 и 3 км. При таких значениях геотермического градиента плотность теплового потока на поверхности земли при $\lambda = 2,1 \text{ вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$ для тех же глубин соответственно равна 2,6; 6,7 и $23,10^{-2} \text{ вт}/\text{м}^2$.

Тепловой поток, вызванный влиянием гидротерм, заполнивших сферическую полость в плотных породах, может заметно

превышать глубинный поток из недр, если сфера залегает на малых глубинах. Дополнительное увеличение плотности теплового потока на дневной поверхности над гидротермами, заполняющими

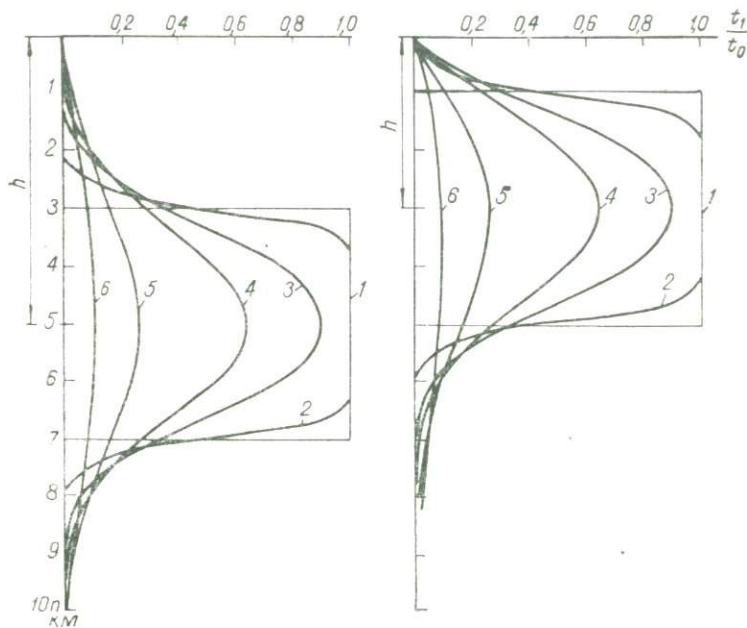


Рис. 85. Изменение температуры по вертикальной линии, проходящей через центр сферы радиуса $r_0 = 2n$ км.

τ , 1000 n^2 лет: 1 — 0, 2 — 1, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 50, 6 — 100.

глубоко залегающие полости, может быть вызвано восходящим движением термальных вод и пара по трещинам и разломам во вмещающих породах.

Замкнутый канал. Рассмотрим температурное поле, созданное мгновенным внедрением и последующим остыванием гидротермального раствора, заполняющего замкнутый канал. При этом используем результаты экспериментальных исследований В. Д. Пампуры и В. Н. Кочергина [1965], полученные на

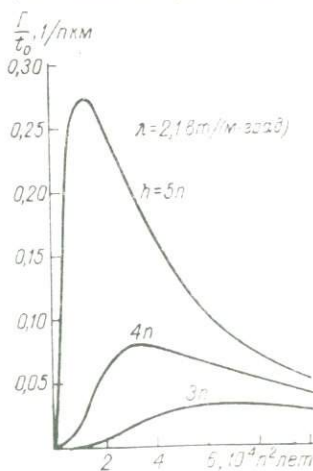


Рис. 86. Изменение геотермического градиента, вызванного влиянием гидротерм, во времени.

гидравлическом интеграторе (рис. 87). Задача решена при следующих условиях.

Канал с горизонтальным сечением овальной формы образовался в однородно-изотропных непроницаемых полуограниченных породах без источников тепла. Температура пород 50°C , теплопроводность $3,48 \text{ вт}/(\text{м}\cdot\text{град})$, теплоемкость $0,84 \text{ кдж}/(\text{кг}\cdot\text{град})$. Теплоносителем является гомогенный водный раствор без газовой составляющей с начальной температурой 400°C и плотностью $1030 \text{ кг}/\text{м}^3$.

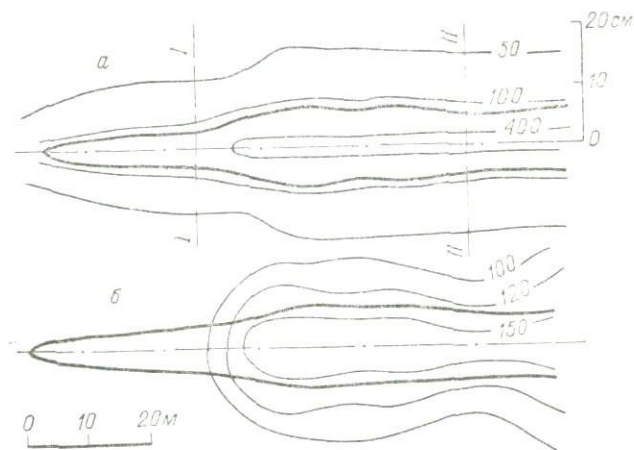


Рис. 87. Расположение изотерм, $^{\circ}\text{C}$, в плоскости горизонтального сечения трещинного канала через 1,69 (а) и 203 ч (б) после внедрения нагретой жидкости.

По истечении 1,69 ч изотермы еще параллельны поверхности канала. Геотермический градиент вдоль горизонтальной большой оси канала достигает $1,09$, вдоль малой оси — $100 \text{ град}/\text{м}$. Это свидетельствует о большом превышении теплового потока поперек оси канала над потоком вдоль его оси.

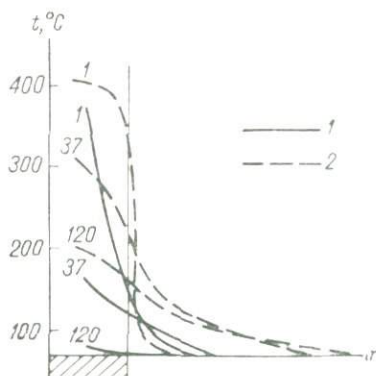
Через 203 ч после внедрения жидкости изотермы уже пересекают поверхность канала. Геотермический градиент вдоль большой оси канала равен $0,35 \text{ град}/\text{м}$. Температура в канале на участке выклинивания приближается к температуре вмещающих пород. В центре канала образуется долгоживущий очаг. Конфигурация температурного поля зависит от формы сечения канала, темпы остывания раствора в центре канала и на его флангах разные. Следует иметь в виду, что различие термических свойств вмещающих пород значительно влияет на время остывания раствора и на конфигурацию температурного поля.

Сравнение скорости остывания раствора в различных сечениях канала приведено на рис. 88. В условиях эксперимента

процесс остывания центральной части жильного раствора до температуры $60-65^{\circ}\text{C}$, при которой обычно заканчивается кристаллизация жильного кварца и рудного вещества, продолжался 52 дня. При повышенных термических свойствах вмещающих пород остывание раствора, вызывающее кристаллизацию жильного вещества, может протекать в течение короткого промежутка времени, порядок которого можно оценить достаточно точно, используя моделирование природных тепловых процессов и данные о температуре кристаллизации минералов.

Рис. 88. Изменение температуры в поперечном сечении канала.

Сечение: 1 — I—I, 2 — II—II (см. рис. 87).
На кривых указано время (ч) после внедрения в канал жидкости, заштрихована половина поперечного сечения канала.



Гидротермальные растворы в процессе поднятия охлаждаются более интенсивно у концов разломов. В связи с этим вертикальная зональность руд встречается реже, чем горизонтальная.

§ 22. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ГИДРОГЕОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

В гидрогеологии естественные и искусственные тепловые поля могут быть использованы при решении следующих задач.

1. Расчленение геологического разреза, выделение водоносных горизонтов и водоупоров, определение их местоположения и мощностей.

2. Определение скорости фильтрации подземных вод на разных глубинах и качественная оценка фильтрационных свойств отдельных толщ пород в зоне активного водообмена.

3. Выявление направления течения подземных вод.

4. Поиски и разведка термальных вод.

5. Прослеживание по площади и по разрезу водоносных горизонтов, зон разломов, трещиноватых закарстованных зон и оценка степени закарстованности пород.

6. Изучение локальных и региональных гидрогеологических особенностей артезианских бассейнов, выявление областей стока и разгрузки водоносных комплексов.

7. Исследование условий формирования и динамики подземных вод.

8. Выявление гидродинамических зон.

В этом параграфе будет уделено внимание поискам и разведке термальных вод, определению скорости фильтрации подземных вод, пластового давления, проницаемости газоносных пластов, дебитов продуктивных пластов, использованию термальных вод и пара.

ПОИСКИ И РАЗВЕДКА ТЕРМАЛЬНЫХ ВОД

Для поисков и разведки минеральных вод термическая съемка впервые была применена в 1906 г. на Кавказе А. Н. Огильви [1928]. Затем этот метод время от времени использовался в различных районах для поисков и разведки термальных вод, сульфидных руд [Софронов, 1936] и нефтяных месторождений. Роль термической разведки особенно возросла в последние десятилетия в связи с проблемой широкого использования тепла Земли и минеральных вод.

Сущность метода сводится к измерениям температуры на одинаковой глубине в мелких скважинах с последующим построением карт изотерм, оконтуривающих аномальные участки, соответствующие поступлению вод в насосы. В выявленных аномальных участках возможно бурение глубоких скважин с целью получения более полной характеристики термальных вод. Выявление термических аномалий в районах разгрузки вод осложняется периодическим изменением температуры поверхности Земли. неодинаковой ее теплоотдачей, тепловым потоком из недр и прочими факторами.

Для установления степени влияния термических свойств горных пород и суточных колебаний температуры поверхности Земли на аномалию, вызванную термальными водами, в конкретной ситуации можно воспользоваться выкладками § 6. В общем случае удобнее оценить предел этого влияния, так как, дифференцируя уравнение (25) по температуропроводности и переходя к конечным приращениям, получаем

$$\Delta t = \frac{z \sqrt{\omega}}{2} t_0 \exp\left(-z \sqrt{\frac{\omega}{2a}}\right) \frac{\Delta a}{\sqrt{a^3}} \cos\left(\omega t - z \sqrt{\frac{\omega}{2a}} + \frac{\pi}{4} + \varphi_0\right).$$

Изменение температуры от скважины к скважине при постоянной глубине прямо пропорционально изменению коэффициента температуропроводности. При изменении по профилю коэффициента температуропроводности от a_1 до a_2 глубина залегания слоя постоянных температур изменяется, согласно § 6, по закону

$$z_2 = z_1 \sqrt{\frac{a_2}{a_1}}.$$

Если положить $a_2 = 0,5a_1$ и $2a_1$, то получим соответственно $z_2 = 0,707z_1$ и $1,41z_1$. Таким образом, распространение суточных колебаний температуры в неоднородных по теплопроводности горных породах практически не превышает глубины $1,4z_1$. При глубине залегания слоя постоянных суточных температур $0,8$ м глубина измерения температуры в термическом методе должна быть больше $1,2$ м. Заметим, что при определении глубины залегания слоя постоянных суточных температур необходимо учитывать гидрогеологические особенности района.

Температура поверхности Земли и нижележащей толщи зависит от теплоотдачи в атмосферу и от коэффициента теплопроводности почвы. Приращение температуры поверхности Земли под воздействием потока тепла из недр

$$t_2 - t_1 = \frac{q}{\alpha}, \quad (145)$$

где t_1 и t_2 — средняя температура поверхности Земли без потока и с потоком тепла из недр; α — коэффициент теплоотдачи поверхности Земли.

Непосредственно у поверхности Земли плотность теплового потока

$$q = \lambda \text{ grad}_z t.$$

При вертикальном тепловом потоке

$$q = \lambda \frac{t_3 - t_2}{z}, \quad (146)$$

где t_3 — температура на глубине z .

Решая уравнение (145) относительно t_2 и подставляя полученное значение в формулу (146), получаем

$$t_3 = t_1 + \frac{q}{\alpha} \left(1 + \frac{z\alpha}{\lambda} \right).$$

При плотности теплового потока $q = 7,32 \cdot 10^{-2}$ *вт/м²*, коэффициенте теплопроводности $\lambda = (12,57 \div 62,85)$ *вт/(м · град)* и коэффициенте теплоотдачи $\alpha = (8,38 \div \infty)$ *вт/(м² · град)* разность температур $t_3 - t_1$ изменяется в пределах $1,75 \cdot 10^{-2} - 1,75 \times 10^{-3}$ *град*. Отсюда плотность теплового потока может изменить температуру пород не больше чем на $0,02$ *град*.

Известный интерес представляет выяснение влияния теплового потока, созданного радиогенным теплом. Температура в радиоактивном слое мощностью h согласно формуле (53)

$$\Delta t = \frac{z}{\lambda} \left(h - \frac{z}{2} \right),$$

где $z = (m_1 z_1 + m_2 z_2) \rho$; m_1 и m_2 — содержание урана и тория в породе; z_1 и z_2 — плотность генерации тепла ураном и торием в единицу времени; ρ — плотность породы.

При $m_1 = 1 \cdot 10^{-5}$, $m_2 = 2 \cdot 10^{-5}$, $\kappa_2 = 1,07 \cdot 10^{-5}$, $\kappa_2 = 0,31 \times 10^{-5}$ *вт/кг*, $\rho = 2,8 \cdot 10^3$ *кг/м³* имеем $\kappa = 4,73 \cdot 10^{-7}$ *вт/м³*. Отсюда при $h = 5 \cdot 10^3$ м, $z = 1,5$ м, $\lambda = 12,57$ *вт/(м·град)* получаем $\Delta t = 0,0003$ *град*.

Совместное воздействие рассмотренных влияний на температуру пород на глубине 1,5 м невелико и находится в пределах погрешностей измерения температуры. Временные изменения

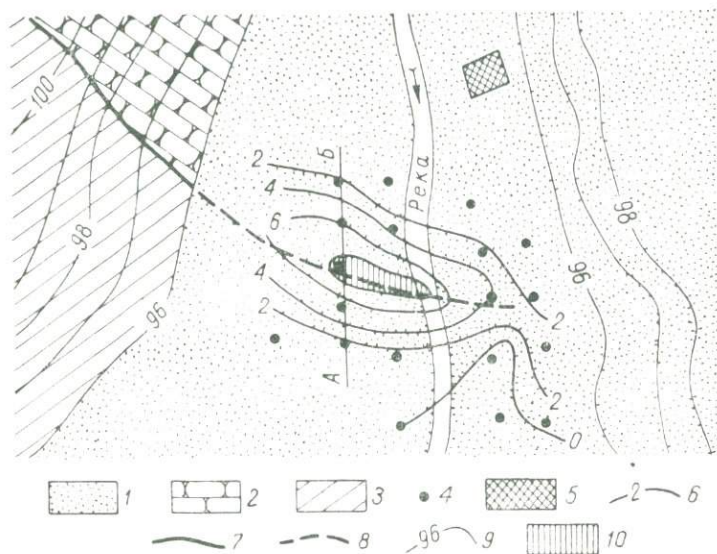


Рис. 89. Выявление очага разгрузки напорных вод по карте термозоклин [Семенова, Гавич, Лучшева, 1964].

1 — аллювиальные пески; 2 — песчаники; 3 — глины; 4 — скважины; 5 — термометрическая станция (пост); 6 — термозоклины; линии сброса: 7 — по геологическим данным, 8 — по термической съемке; 9 — горизонтали рельефа, м; 10 — очаг разгрузки подземных вод.

температуры на этой глубине, возникающие под влиянием неодинаковой теплоотдачи поверхности Земли, можно учесть повторными измерениями в нескольких точках с различным покровом (луг, лес, пашня, осыпь и т. д.).

На рис. 89 приведена карта линий равных отклонений температуры от нормального значения теплового поля района (карта термозоклин) на выбранной глубине, позволяющая установить местоположение сброса и очага разгрузки подземных вод.

Перед построением карты термозоклин сопоставляются показания термометрической станции (поста), характеризующие нормальное температурное поле района съемки, со значениями температуры на той же глубине в каждой разведочной скважине. По разностям температур строится карта термозоклин. Макси-

мум на этой карте приурочен к очагу разгрузки, который связан с тектоническим нарушением. Карты термоизоклин рекомендуется строить, когда температура восходящих подземных вод незначительно отличается от температуры горных пород. Местоположение зон разломов, омываемых термальными водами, и мест разгрузки вод может быть установлено и по геотермическим профилям (рис. 90).

Работы по изучению термальных вод следует начинать с выявления потребностей и способов использования вод в заданном

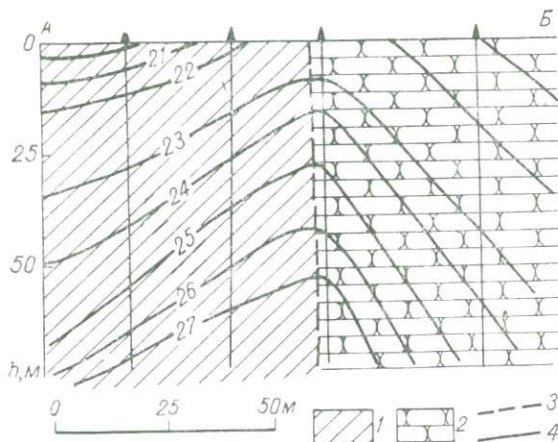


Рис. 90. Геотермический профиль по линии А — В (см. рис. 89) [Семенова, Гавич, Лучшева, 1964].

1 — глина; 2 — песчаники; 3 — предполагаемая линия сброса; 4 — изотермы, °С.

районе, с ознакомления с фондовыми и литературными материалами по геологии, гидрогеологии и геофизике. На основании обработки этих материалов выявляют и уточняют перспективные участки, оценивают масштабы использования минеральных (термальных) вод, их эксплуатационные запасы, устанавливают целесообразность поисково-разведочных работ. В стадии поисков уточняют положение перспективных участков, выявляют общие закономерности термальных вод, изучают особенности распределения вод по разрезу и по площади, определяют количество водоносных горизонтов, условия движения и разгрузки вод, температурные, гидродинамические и прочие параметры водоносных пластов, химический состав вод и газов.

Желательно получить все эти сведения без закладки новых скважин, на основании уже существующего фонда скважин, а также имеющихся сведений относительно закономерностей формирования и распространения термальных вод. В перспективных районах, где установлена технико-экономическая целе-

сообразность поисково-разведочных работ, возможно проведение комплексных гидродинамических, гидрохимических, геотермических и прочих геофизических исследований в специально пробуренных скважинах [Фролов, Язвин, 1965]. Поиски минеральных и термальных вод значительно облегчаются в районах разгрузки. В таких районах применяется гидротермическая съемка с использованием мелких скважин, источников и поверхностных водоемов.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ФИЛЬТРАЦИИ ПОДЗЕМНЫХ ВОД ПО ОДИНОЧНЫМ СКВАЖИНАМ

Изучение движения подземных вод является одной из основных задач при гидрогеологических изысканиях. Скорость фильтрации подземных вод может быть установлена в благоприятных условиях методом естественного и искусственного тепловых полей.

Метод естественного поля. В этом методе используется тепловое поле водоносного пласта, для которого выражение скорости фильтрации, $m/год$, из уравнения (96) имеет вид

$$w_{\phi} = 2,5 \cdot 10^8 \frac{\lambda \Delta t}{\rho c_m h^2 (\beta + \Gamma_0 \sin \varphi)}. \quad (147)$$

Точность вычисления скорости фильтрации зависит от геологических и гидрогеологических особенностей региона (района), а также от точности определения значений величин, входящих в выражение (147).

Определим скорость фильтрации подземных вод, мигрирующих в осадочной толще, вскрытой Максимкин-Ярской скважиной. Геотермограмма (см. рис. 70) получена практически при стационарном термическом режиме [Черемениский, 1960б]. Геотермической и гидрогеологической особенностями геологического разреза этой скважины является общее охлаждение пород осадочной толщи. Понижение температуры пород вызвано длительным воздействием пресных более холодных вод, поступающих из Чулымо-Енисейского обрамления низменности. Воздействие подземных вод началось с конца среднеюрской эпохи и продолжается с некоторыми перерывами, по мере накопления осадков, до настоящего времени [Геологическое строение . . . , 1958]. Длительность воздействия подземных вод на тепловое состояние пород позволяет рассматривать его как стационарное.

Термограмма Максимкин-Ярской скважины искажена охлаждающим совместным влиянием водоносных комплексов геологического разреза скважины. Аномалия амплитудой 4 град наблюдается от поверхности до глубины 2000 м. Если принять для песчано-глинистой толщи $\lambda = 3,5 \text{ вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$, $c_m = 4,2 \text{ кдж}/(\text{кг} \cdot \text{град})$, $\rho = 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$, $h = 2000 \text{ м}$, $\Gamma_0 = 2,84 \cdot 10^{-2} \text{ град}/\text{м}$, $\varphi = 1^\circ$ и $\beta = 0$, то скорость фильтрации, вычисленная по формуле (147) и определенная по номограмме (см. рис. 67), равна 0,36 м/год.

При этом расчете не учтено наличие в разрезе непроницаемых пластов, изменение c_m и ρ в зависимости от температуры и минерализации подземных вод, взаимное тепловое воздействие водоносных горизонтов, а также влияние других факторов. Однако полученные осредненные скорости фильтрации для большой толщи осадочных пород с различными водоносными комплексами по порядку величин согласуются со значением скорости фильтрации подземных вод ($0,1 \text{ м/год}$) в апт-сеноманских отложениях, вычисленным по гидрогеологическим данным [Маврицкий, 1962].

Метод искусственного поля. Тепловое поле может быть создано в скважине источником тепла или заменой бурового раствора (воды) новым, у которого температура отличается от температуры пластовых вод.

Допустим, что в момент времени $\tau = 0$ вода в скважине равномерно нагрета до температуры t_0 . Если t_0 больше температуры t_n пластовых вод, то вода в скважине будет остывать под воздействием переноса тепла движущейся жидкостью, конвекции и теплообмена с окружающими породами, а также под влиянием прочих причин. Наибольшее изменение температуры вызывается в основном горизонтальным движением подземных вод. В этом случае количество тепла, получаемого водоносным горизонтом за промежуток $d\tau$,

$$dQ = G c_m \rho (t - t_n) d\tau + \frac{\pi h (t - t_n)}{R^*} d\tau. \quad (148)$$

где G — количество воды, протекающей в единицу времени через вертикальное сечение скважины в пределах водоносного горизонта; c_m и ρ — удельная теплоемкость и плотность воды; t — температура воды в скважине в момент времени τ ; R^* — полное линейное термическое сопротивление [см. формулу (116)].

Первое слагаемое в выражении (148) определяет количество тепла, переносимого пластовыми водами за время $d\tau$, второе — количество тепла, передаваемого скважиной путем теплообмена за тот же промежуток времени.

Количество тепла, теряемого водой в скважине в интервале глубин залегания водоносного горизонта,

$$dQ_1 = -c_m \rho \frac{\pi d_c^2}{4} h dt.$$

Так как $dQ = dQ_1$, то

$$\frac{dt}{t - t_n} = -\frac{4}{\pi d_c} \left(w_c + \frac{\pi}{c_m \rho d_c R^*} \right) d\tau, \quad (149)$$

где $w_c = G/hd_c$ — горизонтальная скорость течения воды в скважине.

Интегрируя левую часть уравнения (149) в пределах от t_1 до t_2 , правую — от τ_1 до τ_2 и решая относительно скорости движения воды, находим

$$w_c = \frac{1,81 d_c}{\tau_2 - \tau_1} \lg \frac{t_1 - t_n}{t_2 - t_n} - \frac{\pi}{c_m \rho d_c R^*}.$$

В условиях зоны активного теплообмена при больших скоростях фильтрации, пренебрегая тепловым сопротивлением обсадных труб, получаем

$$w_c = \frac{1,81d_c}{\tau_2 - \tau_1} \lg \frac{t_1 - t_n}{t_2 - t_n} - \frac{2\pi\lambda}{c_m \rho d_c \cdot 2,3 \lg \frac{4\sqrt{at^*}}{d_c}}, \quad (150)$$

где τ^* — время нарушения термического режима скважины.

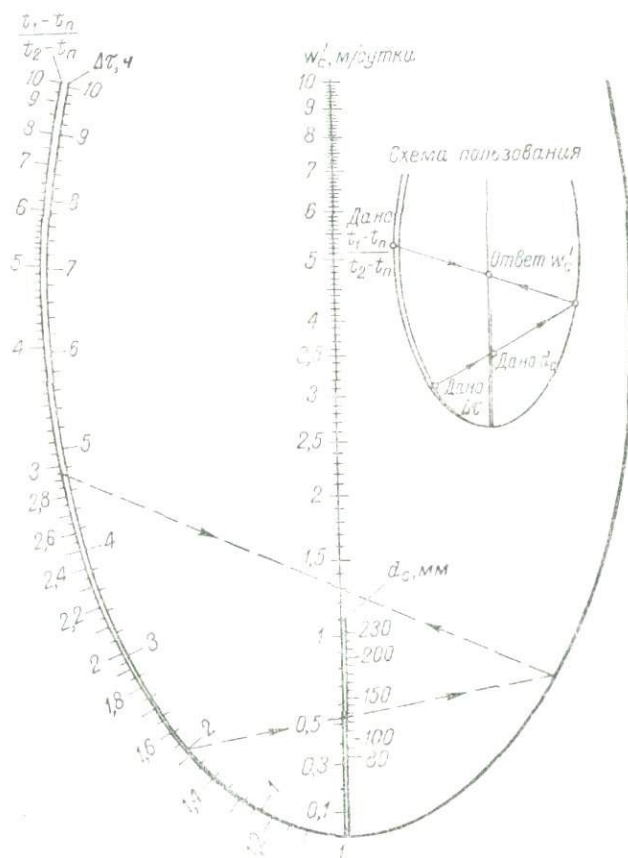


Рис. 91. Номограмма для определения скорости фильтрации.

Если принять для воды $\rho = 998 \text{ кг/м}^3$, $c_m = 4,17 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$, $\lambda = 3,48 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$, то

$$\frac{2\pi\lambda}{c_m \rho d_c \ln \frac{4\sqrt{at^*}}{d_c}} = \frac{2,3 \cdot 10^{-6}}{d_c \lg \frac{4\sqrt{at^*}}{d_c}} \text{ м/сек или } \frac{0,2}{d_c \lg \frac{4\sqrt{at^*}}{d_c}} \text{ м/сутки.}$$

Пренебрегая в выражении (150) вторым слагаемым, получаем

$$w'_c = \frac{1,81d_c}{\tau_2 - \tau_1} \lg \frac{t_1 - t_n}{t_2 - t_n}. \quad (151)$$

Скважина вносит искажение в поток пластовых вод, поэтому выражения (150) и (151) характеризуют скорость движения воды в скважине, которая отличается от скорости движения пластовых вод вдали от скважины. Это несоответствие можно учесть, введя в формулы (150) и (151) коэффициент ϑ . Тогда получим

$$w_\vartheta = \frac{1}{\vartheta} w_c; \quad w'_\vartheta = \frac{1}{\vartheta} w'_c.$$

Скорость фильтрации можно легко определить по номограмме (рис. 91), построенной по формуле (151), если известны значения d_c , τ_2 , τ_1 , ϑ , t_1 , t_2 и t_n .

Использование номограммы рассмотрим на примере. Необходимо определить значение w'_c по следующим данным: $\Delta\tau = 2$ ч, $d_c = 127$ мм, $(t_1 - t_n)/(t_2 - t_n) = 2,95$. Значение $\Delta\tau$, равное 2 ч, откладываем на шкале $\Delta\tau$. От этой точки проводим прямую до правой ветви номограммы через точку на шкале d_c с координатой 127 мм. Точку пересечения прямой и правой ветви номограммы соединяем с точкой $\frac{(t_1 - t_n)}{(t_2 - t_n)} = 2,95$ на одноименной шкале. Точка пересечения прямой со шкалой w'_c позволяет получить $w'_c = 1,31$ м/сутки и при знании значения коэффициента ϑ вычислить скорость фильтрации. Коэффициент ϑ влияет на точность определения скорости фильтрации термическим методом. Этот коэффициент оценивается приближенно, так как точно определить толщину и водопроницаемость глинистой корки на стенках скважины бывает трудно.

Из практики известно, что для малопрощаженных скважин колонкового бурения с достаточной точностью можно принять $\vartheta = 1$. Для скважин, пройденных с глинистой промывкой $\vartheta = 0,3 \div 0,6$. Для скважин, хорошо проработанных, оборудованных фильтром с большой проницаемостью, но не очень толстым фильтрующим слоем, принимают ϑ несколько меньше 2 (Н. А. Огильви, 1964).

Рассмотренный способ определения скорости фильтрации пластовых вод имеет преимущественно перед электролитическим методом, так как для заполнения скважин можно использовать поверхностные воды и, кроме того, в этом случае отсутствует влияние осмотического давления.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЛАСТОВОГО ДАВЛЕНИЯ И ПРОНИЦАЕМОСТИ ГАЗОНОСНЫХ ПЛАСТОВ

В действующих эксплуатационных скважинах в интервалах фильтрации жидкости и газа возможно изменение температуры.

При фильтрации жидкости температура повышается, при фильтрации газа — понижается. Амплитуда изменения температуры на таких участках при установившемся эксплуатационном процессе зависит от перепада давления, коэффициента Джоуля — Томсона (табл. 7) и приближенно характеризуется следующим выражением:

$$\Delta t = \epsilon \Delta p, \quad (152)$$

ТАБЛИЦА 7

Коэффициент Джоуля — Томсона для метана, 10^{-6} град ($\text{н}/\text{м}^2$)

Давление, $10^5 \text{ н}/\text{м}^2$	Температура, °С					
	21	38	55	71	88	105
0	3,99	3,54	3,18	2,79	2,51	2,24
17,3	4,18	3,79	3,29	2,94	2,64	2,38
34,5	4,18	3,72	3,29	2,95	2,64	2,36
51,8	4,05	3,59	3,21	2,86	2,55	2,29
69,1	3,84	3,41	3,04	2,58	2,41	2,15
86,1	3,56	3,17	2,81	2,47	2,19	1,97
103,5	3,29	2,91	2,55	2,25	1,99	1,78

где ϵ — коэффициент Джоуля — Томсона, зависящий от природы фильтрующейся среды, давления и температуры в интервале глубин залегания проницаемого пласта; Δp — перепад давления.

Значение Δp определяется как разность пластового давления p_2 и давления p_1 в скважине на уровне выхода жидкости (газа), т. е.

$$\Delta p = p_2 - p_1.$$

При депрессиях порядка $(9,81 \div 14,72) \cdot 10^6 \text{ н}/\text{м}^2$ температура в скважине может быть на 20—35 град ниже температуры газоносного пласта.

Падение давления фильтрационного потока подчиняется соотношению Дарси:

$$w_\phi = k_n w = - \frac{k_{np}}{\mu v} \cdot \frac{dp}{dr}, \quad (153)$$

где w_ϕ — скорость фильтрации вещества потока; w — скорость движения в порах пласта; k_n и k_{np} — коэффициенты пористости и проницаемости пласта; μ и v — вязкость и удельный объем вещества потока; dp/dr — градиент давления по направлению фильтрации.

Скорость движения потока в порах относительно твердой фазы пласта

$$w = \frac{G}{sk_n} = \frac{G}{2\pi r h k_n}, \quad (154)$$

где G — массовый расход; s и h — площадь сечения контура питания и мощность пласта; r — радиус контура питания.

Решая уравнения (153) и (154) совместно и разделяя переменные, получаем

$$dp = - \frac{\mu v G}{2\pi h k_{np}} \cdot \frac{dr}{r}.$$

Перепишывая выражение (152) в дифференциальной форме и подставляя последнее значение, получаем

$$dt = - \varepsilon \frac{\mu v G}{2\pi h k_{np}} \cdot \frac{dr}{r}.$$

Полагая μ , G , h и k_{np} постоянными и интегрируя последнее выражение, находим

$$\Delta t = t - t_1 = - \frac{\mu G}{2\pi h k_{np}} \int_{r_1}^r \varepsilon v \frac{dx}{x}.$$

По теореме о среднем получаем

$$\Delta t = 2,3 (\varepsilon v)_{cp} \frac{\mu G}{2\pi h k_{np}} \lg \frac{r_1}{r} = A \lg \frac{r_1}{r},$$

где ε — среднее значение коэффициента Джоуля — Томсона; v — среднее значение удельного объема; t_1 — температура потока на контуре питания радиусом r_1 ; t — температура на расстоянии r от оси скважины.

Скорость изменения температуры внутри контура питания при однородной фильтрации зависит от коэффициента A и отношения r_1/r (рис. 92). Наибольшее изменение температуры наблюдается при выходе газа из пласта в скважину, т. е. при $r = r_c$:

$$\Delta t_{max} = A \lg \frac{r_1}{r_c}.$$

Такое изменение температуры может быть определено по термограммам, зарегистрированным в скважине при установившемся расходе газа.

Располагая сведениями о r_1 , r_c , G , μ , $(\varepsilon v)_{cp}$, h и Δt_{max} можно оценить значение коэффициента проницаемости коллектора газа

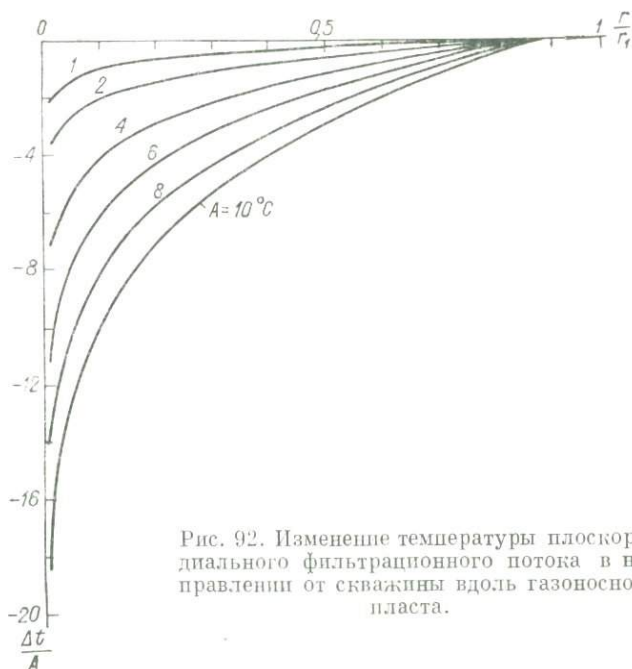
$$k_{np} = \frac{2,3 (\varepsilon v)_{cp} \mu G}{2\pi h \Delta t_{max}} \lg \frac{r_1}{r_c}.$$

При $G = 0,5$ кг/сек, $\mu = 1,28 \cdot 10^{-5}$ н.сек/м², $v = 0,028$ м³/кг, $\varepsilon = 2,76 \cdot 10^{-6}$ град/(н/м²), $\Delta t = 0,5$ град, $r_1 = 30$ м, $r_c = 0,3$ м, $h = 20$ м коэффициент проницаемости $k_{np} = 0,36 \cdot 10^{-13}$ м².

Вычислим пластовое давление, am , если амплитуда аномалии $\Delta t = 0,5$ град, гидростатическое давление $p_1 = 57$ ат и коэффициент Джоуля — Томсона $\varepsilon = 0,3$ град/ат. Из формулы (152) имеем

$$p_2 - p_1 + \frac{\Delta t}{\varepsilon} = 58,7.$$

По техническим и экономическим причинам не всегда удается провести термические исследования скважины при стационарном потоке газа. Обычно возможность таких исследований представляется после прекращения фильтрации газа, т. е. тогда, когда амплитуда температурной аномалии уменьшилась. В связи с этим вычисленные при таких условиях величины не соответствуют стационарному режиму работы скважины.



Вясним закон изменения в скважине амплитуды температурной аномалии во времени. Решение этой задачи должно удовлетворять уравнению теплопроводности в полярной системе координат:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \Delta t + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \Delta t = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \Delta t,$$

а также граничным и начальным условиям

$$\Delta t|_{r=r_1} = 0; \quad \Delta t|_{\tau=0} = B \ln \frac{r_1}{r},$$

где B — величина постоянная.

Решение задачи имеет вид [Лыков, 1952]

$$\Delta t = 2B \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(\frac{m_n r}{r_1}\right)}{m_n^2 J_1^2(m_n)} \exp\left[-a \left(\frac{m_n}{r_1}\right)^2 \tau\right],$$

где J_0 и J_1 — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка; m_n — корень уравнения $J_0(m_n) = 0$.

Отсюда температура стенки скважины

$$\Delta t|_{r=r_c} = 2B \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(m_n \frac{r_c}{r_1}\right)}{m_n^2 J_1^2(m_n)} \exp\left[-a\left(\frac{m_n}{r_1}\right)^2 \tau\right]. \quad (155)$$

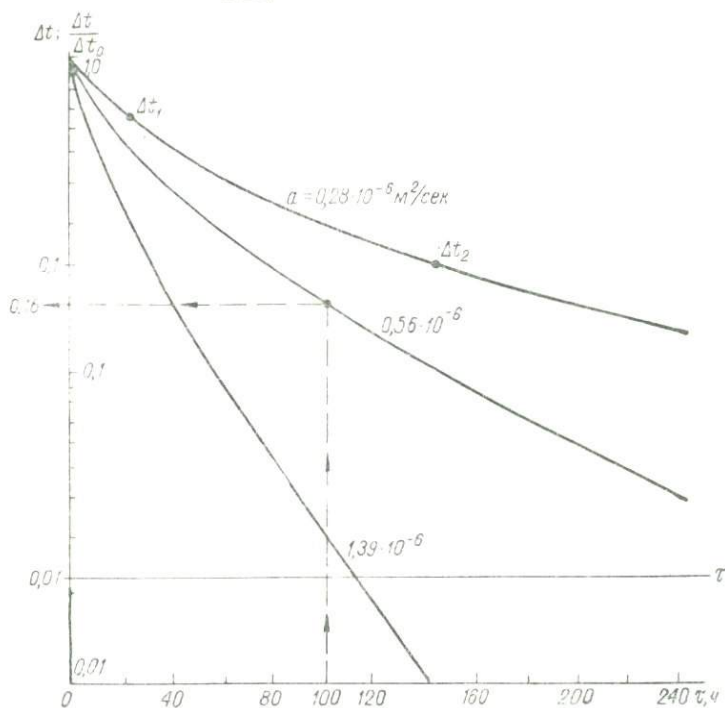


Рис. 93. Изменение относительной аномалии температуры во времени после прекращения фильтрации газа ($r = r_c$).

При $\tau = 0$ получаем

$$\Delta t|_{r=r_c} = 2B \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(m_n \frac{r_c}{r_1}\right)}{m_n^2 J_1^2(m_n)} = \Delta t_0. \quad (156)$$

Разделив уравнение (155) на (156), получим

$$\frac{\Delta t}{\Delta t_0} \Big|_{r=r_c} = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(m_n \frac{r_c}{r_1}\right)}{m_n^2 J_1^2(m_n)} \exp\left[-a\left(\frac{m_n}{r_1}\right)^2 \tau\right]}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0\left(m_n \frac{r_c}{r_1}\right)}{m_n^2 J_1^2(m_n)}}.$$

Относительная аномалия температуры зависит от теплопроводности, геометрических размеров зоны нарушения термического режима и времени выравнивания температуры (рис. 93).

Определим первоначальное значение амплитуды температурной аномалии, если через 100 ч после прекращения фильтрации газа $\Delta t|_{r=r_c} = 0,1$ град при коэффициенте теплопроводности коллектора $a = 0,56 \cdot 10^{-6}$ м²/сек. По кривой, соответствующей этому значению коэффициента, находим $(\Delta t/\Delta t_0)|_{r=r_c} = 0,16$ и $\Delta t_0 = 0,625$ град. Кривые, приведенные на рис. 93, могут быть использованы также для определения коэффициента теплопроводности пород в естественных условиях залегания.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕБИТОВ ПРОДУКТИВНЫХ ПЛАСТОВ

Определить дебиты продуктивных пластов при одновременной их эксплуатации можно на основании термических исследований скважины. При такой эксплуатации в стволе скважины происходит смешивание жидкостей

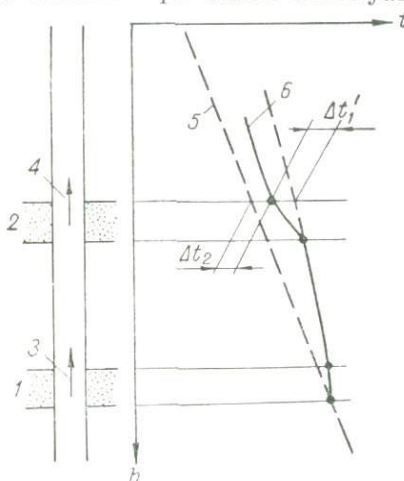


Рис. 94. Термограмма эксплуатационной скважины при смешивании потоков жидкости.

1, 2 — продуктивные пласты; поток: 3 — восходящий G_1 , 4 — суммарный $G_1 + G_2$; термограмма: 5 — условная, 6 — действующей скважины.

и газа), имеющих разную температуру. Амплитуда изменения температуры в интервале смешивания двух потоков — восходящего и притекающего из стенок скважины — подчиняется calorиметрическому закону (рис. 94) [Чекалюк, 1963]:

$$G_1 c_{01} \Delta t'_1 = G_2 c_{02} \Delta t_2,$$

где c_{01} и c_{02} — удельные объемные теплоемкости потоков из нижнего и верхнего пластов с дебитами G_1 и G_2 ; $\Delta t'_1$ и Δt_2 — амплитуды изменения температуры потока жидкости (газа) нижнего и верхнего пластов на уровне кровли верхнего пласта.

В случае определения дебитов нефтегазоносных пластов следует учитывать теплоемкости жидкой и газовой фаз. При

одинаковой теплоемкости смешивающихся жидкостей (газов), т. е. при $c_{01} = c_{02}$,

$$G_1 \Delta t'_1 = G_2 \Delta t_2.$$

На уровне кровли второго пласта поток жидкости

$$G_1 + G_2 = \frac{\Delta t'_1 + \Delta t_2}{\Delta t'_1} G_2.$$

На уровне кровли k -го пласта ($k > 1$)

$$\sum_{i=1}^k G_i = \frac{\Delta t'_{k-1} + \Delta t_k}{\Delta t'_{k-1}} G_k$$

или

$$G_k = \frac{\Delta t'_{k-1}}{\Delta t'_{k-1} + \Delta t_k} \sum_{i=1}^k G_i,$$

где G_k — дебит потока k -го пласта; $k = 1, 2, 3, \dots, n$.

Конфигурация термограмм действующих скважин зависит от многих причин. В связи с этим в каждой скважине можно получить ряд термограмм при различных условиях работы скважины. Количество факторов, влияющих на конфигурацию термограмм, может быть снижено при регистрации температуры в скважине после достаточно длительной работы ее в стационарном режиме. На такие термограммы оказывают влияние в основном теплообмен потока в стволе скважины с окружающими средами, эффект Джоуля — Томсона и калориметрический эффект.

Термограммы, полученные при стационарном режиме работы скважины, можно использовать для определения дебитов пластов. Для этого в кровле каждого продуктивного пласта, за исключением самого нижнего, по термограмме следует определить значения амплитуд изменения температуры $\Delta t'$ и Δt восходящего потока и потока из пласта. Амплитуду Δt определяют между термограммой и условной термограммой, проведенной параллельно геотермограмме на расстоянии амплитуды изменения температуры против нижнего продуктивного пласта. Амплитуду $\Delta t'$ определяют по максимальному отклонению термограммы в пределах продуктивного пласта от температуры потока нижнего пласта. Эффект смешивания возможен и в пределах нижнего пласта, когда в ствол скважины поступает более нагретая жидкость из нижней части пласта и несколько охлажденная — из верхней.

Рассмотрим использование полученных формул на примере расчета дебитов газоносных пластов скв. 46 Шебалинской площади (рис. 95). Эта скважина с дебитом на устье $G_0 = 252 \times 10^3 \text{ м}^3/\text{сутки}$ вскрыла четыре газоносных пласта, залегающих под непроницаемыми пластами. Первый газоносный пласт располагается у забоя скважины на глубине $H_1 = 2280 \text{ м}$.

Дебиты пластов вычисляют с использованием коэффициента Джоуля — Томсона и формулы трубной гидравлики

$$p_{i+1} = \sqrt{p_i^2 - \frac{p_i^2 - p_y^2}{H_i} (H_i - H_{i+1})},$$

где p_i, p_{i+1} — давление на уровне кровли i -го и $(i + 1)$ -го пластов; H_i, H_{i+1} — глубина залегания i -го и $(i + 1)$ -го пластов; p_y — давление на устье скважины.

Вычислим температуру в скважине на глубине залегания второго газоносного пласта $H_2 = 2202$ м. Температура и давление при стационарной работе скважины на глубине 2280 м соответственно равны: $t_1 = 67^\circ \text{C}$, $p_1 = 193,8 \text{ ат}$ ($190 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$). Температура, определенная по геотермограмме на этой глубине, $t = 71,6^\circ \text{C}$. Статическое давление, замеренное во время остановки скважины, $p_{\text{ст}} = 205,2 \text{ ат}$ ($201 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$).

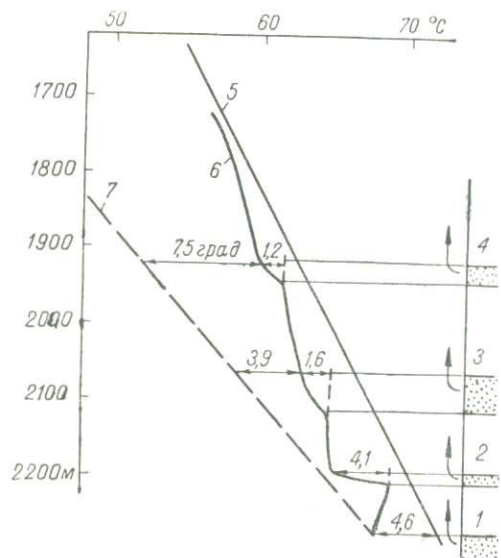


Рис. 95. Термограмма действующей эксплуатационной скв. 46 на Шебалинской площади [Мельничук, 1961].

1—4 — непроницаемые пласты; 5 — геотермограмма; 6 — термограмма; 7 — условная термограмма.

Коэффициент Джоуля — Томсона из формулы (152) $\epsilon = (t - t_1) : (p_{\text{ст}} - p_1) = 0,4 \text{ град/ат}$ [$0,4 \cdot 10^{-5} \text{ град/(н/м}^2)$]. При $p_y = 60 \text{ ат}$ ($59 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$) давление в скважине против кровли второго газоносного пласта $p_2 = 190,7 \text{ ат}$ ($187 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$). Понижение давления в скважине на уровне кровли второго пласта $\Delta p_2 = p_{\text{ст}} - p_2 = 14,5 \text{ ат}$ ($14 \cdot 10^5 \text{ н/м}^2$). Понижение температуры в скважине в связи с уменьшением давления $\Delta t_2 = \epsilon \Delta p_2 = 5,8 \text{ град}$, температура на глубине 2202 м $t_2 = t - \Delta t_2 = 63,6^\circ \text{C}$ (t — температура по геотермограмме на уровне кровли второго пласта).

Таким же способом находят значения температуры на глубине залегания остальных газоносных пластов и по этим значениям строят условную термограмму. Дебиты, $\text{м}^3/\text{сутки}$, 4, 3 и 2-го газоносных пластов этой скважины соответственно равны:

$$G_4 = \frac{\Delta t'_2}{\Delta t'_3 + \Delta t_4} G_0 = 34,8 \cdot 10^3;$$

$$G_3 = \frac{\Delta t'_2}{\Delta t'_2 + \Delta t_3} (G_0 - G_4) = 63,3 \cdot 10^3;$$

$$G_2 = \frac{\Delta t'_1}{\Delta t'_1 + \Delta t_2} (G_0 - G_4 - G_3) = 134 \cdot 10^3.$$

Дебит газа, поступающего с нижнего горизонта,

$$G_1 = G_0 - G_4 - G_3 - G_2 = 19,9 \cdot 10^3.$$

Вычисленные значения дебитов пластов совпадают с данными испытаний газоносных горизонтов [Мельничук, 1961].

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТЕРМАЛЬНЫХ ВОД И ПАРА В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ

Существующие мировые запасы сырья для получения тепловой энергии ограничены и практически невозобновляемы. По данным энергетической конференции в Мельбурне, при потреблении топлива на уровне 1961 г. существующие мировые запасы нефти могут быть израсходованы за 60, природного газа — за 75 и угля — за 1200 лет [Ахмедов, 1966]. При этом следует учитывать, что в первую очередь будут истощены более экономичные и благоприятные для разработки месторождения.

Развитие народного хозяйства требует непрерывного увеличения энергетических ресурсов и использования новых видов энергии, одним из которых является внутреннее тепло Земли. Количество тепла, выделяемого Землей в мировое пространство за год ($16,8 \cdot 10^{22}$ дж), значительно превышает то тепло, которое может быть получено при сжигании всех мировых запасов топлива (уголь, нефть, газ, торф и пр.). Основным носителем тепла Земли в настоящее время является горячая вода, пар, пароводяные и парогазовые смеси в земной коре.

С помощью воды можно осваивать тепловые ресурсы магматических очагов, вулканов и горных пород. Термальные воды выгодно отличаются от других видов энергетических ресурсов широкой распространённостью, доступностью, высокими параметрами тепла, возрастающими с глубиной, возобновляемостью, колоссальными запасами, стабильностью при правильной эксплуатации и возможностью комплексного использования.

Земная кора содержит огромное количество преимущественно горячих и перегретых вод. По прогнозным ориентировочным расчетам В. И. Вернадского [1960] содержание воды в земной коре не ниже 8% от веса породы. В мантии количество воды может быть приблизительно оценено по ее содержанию в изверженных породах (0,5—4%) и в лавах действующих вулканов (2—10%). По подсчетам АН СССР подземный бассейн термальных и перегретых вод земной коры обладает энергией, приблизительно равной $1,47 \cdot 10^{23}$ дж, а возобновляемые запасы подземных вод достигают $7 \cdot 10^8$ км³ [Термальные воды. . ., 1967].

Глубинное тепло Земли является готовым источником теплоснабжения и наиболее дешевым видом энергии, не требующим печей, котельных установок и транспорта для доставки топлива. Эксплуатация глубинного тепла Земли не загрязняет атмосферу, улучшает санитарные и бытовые условия труда и жизни. В зарубежных странах (Италия, Исландия, Новая Зеландия, Япония, США, Мексика, Болгария, Венгрия, Чехословакия, страны

Южной Америки, Африки и др.) и в СССР придается важное значение энергетическому использованию природного глубинного тепла.

Использование термальных вод на территории СССР, судя по археологическим находкам, началось в неолите, а возможно, и в палеолите. На минеральных водах в Грузии и Армении обнаружены древние ванны и примитивные сооружения бронзового и железного веков, подтверждающие эксплуатацию термальных вод в бальнеологических целях. Широкое использование тепла Земли началось с развитием техники глубокого бурения, совпадающего с началом нашего века. Однако большие запасы угля, леса, торфа, нефти, горючих сланцев, а также слабая изученность территории СССР в отношении геотермических ресурсов ограничивают широкое и повсеместное практическое использование тепла Земли.

Большое значение имеет применение горячих подземных вод в освоении и заселении безтопливных районов (тундры, пустыни и пр.), где сосредоточены ценные полезные ископаемые. Не менее важно разработать эффективный и экономичный метод оттаивания мерзлых пород в районах многолетней мерзлоты. Для этой цели, по расчетам Ленинградского горного института, пригодны воды температурой 20—30° С и минимальным дебитом 250 м³/ч. Такие воды любой минерализации могут быть получены непосредственно из недр Земли или предварительной закачкой холодных вод в специально пробуренные скважины глубиной 2—4 км, соединенные между собой с помощью взрыва. Движущиеся по скважинам воды нагреваются теплом земной коры. По расчетам Ю. Д. Дядькина, каждая пара скважин может обеспечить непрерывный нагрев воды до 20—80° С с расходом 400—500 м³/ч в течение 10—30 лет.

В настоящее время успешно используются горячие воды в Махачкале, где тепловая энергия недр Земли обходится в 25 раз дешевле энергии от теплоэнергоцентрали. Полная теплофикация Махачкалы термальными водами даст экономии 2 млн. руб. в год, сохранит 60 000 т нефти и очистит атмосферу над городом. В Грузии и других районах Советского Союза горячие подземные воды широко используются для хозяйственных и бальнеологических нужд, в установках для кондиционирования воздуха в общественных и производственных зданиях.

Учитывая, что применение тепла Земли в народном хозяйстве улучшает условия труда и жизни населения, экономит горючие и прочие полезные ископаемые, а также лес для химической промышленности, в последние годы этому вопросу уделяется в нашей стране большое внимание. Установлена возможность использования горячих вод для теплофикации многих крупных промышленных и сельскохозяйственных районов и городов (Тбилиси, Ереван, Махачкала, Грозный, Нальчик, Краснодар, Красноярск, Астрахань, Ташкент, Омск, Тобольск, Алма-Ата, Фрунзе, Петропавловск-на-Камчатке и др.).

Наиболее крупной базой для развития термальной энергетики являются районы многочисленных вулканов Камчатки и Куриль-

ских островов. Например, только тепло промежуточного магматического очага температурой $700-800^{\circ}\text{C}$ на глубине $3-5$ км в районе действующего вулкана Авача может обеспечить работу геотермальной электростанции мощностью не менее 1 млн. *квт* на многие десятилетия [Тихонов, 1965].

На Среднепаратунских источниках создается крупнейший в мире теплично-парниковый комбинат полезной площадью $60\ 000$ м^2 . Подобные комбинаты проектируются на Паужетских источниках (на $150\ 000$ м^2), в Дагестане, Чечено-Ингушской АССР и в других районах. Предполагается использовать тепло Банных ключей для отопления Петропавловска. На пути до города горячая вода теплоцентрали согреет населенные пункты и парниковое хозяйство района. Уже построена Паужетская геотермальная электростанция небольшой мощности (5000 *квт*), которая по стоимости строительства и годовым эксплуатационным расходам экономичнее тепловой станции на обычном топливе. На Среднепаратунских источниках действует опытная фреоновая установка мощностью 750 *квт*, использующая воду температурой 85°C . Применение станций такого типа значительно увеличит количество районов, перспективных для геотермальной энергетики.

Использование тепла Земли как источника тепловой и электрической энергии началось в районах, обладающих большой концентрацией тепла на малых глубинах. Такими районами оказались территории вблизи действующих или недавно потухших вулканов. Однако еще большими ресурсами обладают артезианские бассейны платформ и крупных предгорных прогибов, а также глубокие синклинали и зоны тектонического дробления, омываемые подземными водами.

Размеры артезианских бассейнов и количество термальных вод в них различны. Очень велики запасы термальных вод в крупных артезианских бассейнах на платформах и в предгорных прогибах с пологим залеганием осадочных пород и нормальным геотермическим градиентом. В таких бассейнах температура достигает $100-150^{\circ}\text{C}$ на глубине $3-4$ км. Меньшие размеры и, соответственно, запасы имеют артезианские бассейны в межгорных впадинах молодых горных областей, где термальные воды температурой до 100°C встречаются на глубине $2-2,5$ км. Сравнительно невелики, но экономичны в эксплуатации артезианские бассейны в районах современного и недавнего вулканизма, расположенные во впадинах у подножья вулканотектонических поднятий. Здесь температура вод на глубине в несколько сотен метров превышает 200°C [Святловский, 1962].

Гидротермы в зависимости от геологических, геохимических и геотермических условий обладают различным дебитом, ионным и газовым составом и характеризуются большим интервалом изменения минерализации и температуры. В зависимости от температуры гидротермы могут быть использованы в энергетике,

в промышленной и коммунальной теплофикации и в теплофикации сельского хозяйства.

Использование термальных вод

18—30°С	Кондиционирование воздуха
30—40	Обогревание грунтов в сельском хозяйстве и в горнодобывающей промышленности
40—70	Обогревание грунтов и горячее водоснабжение
70—100	Отопление, вентиляция, электрификация, приготовление пищи, искусственный холод
Выше 100	Паровое отопление, теплофикация и электрификация

Возможности использования глубинного тепла Земли выяснены еще далеко не полностью. По мере дальнейшего развития теплотехники эксплуатация тепла Земли будет расти. Уже теперь возможно использование термальных вод температурой выше 18°С для кондиционирования воздуха в кинотеатрах, театрах, санаториях, больницах, домах отдыха, музеях, универмагах и в других общественных и промышленных зданиях. Термальные воды температурой 80—100°С могут быть использованы в пароконпрессорных тепловых насосах на водяном паре, получаемом в результате расширения воды в вакууме. Эти же насосы могут оказаться полезными при эксплуатации геотермальных вод температурой 35—40°С для теплоснабжения. В летний период тепловой насос, являющийся обычной фреоновой холодильной машиной, может быть использован для получения холода. Проблема получения холода станет особенно острой в ближайшем будущем в связи с увеличением на земном шаре плотности промышленных установок, выделяющих тепло, и потеплением климата.

Одновременно с использованием тепла существует возможность получения ценных химических продуктов (бор, бром, йод, мышьяк, сера, поваренная соль, углекислота и пр.), содержащихся в термальных водах, в паровых и газовых смесях [Жирмунский, 1959]. Комплексное использование термальных вод сокращает капитальные и эксплуатационные затраты.

В различных районах возможности использования термальных вод неодинаковы. Так, в вулканических районах высокотермальные воды, пар и газопаровые смеси выходят на поверхность под большим давлением и их применение не представляет значительных трудностей. В остальных районах термальные воды обладают меньшей температурой и залегают на больших глубинах, поэтому эксплуатация таких вод затрудняется.

При комплексном использовании тепла Земли наибольшее значение имеет получение электрической энергии, являющейся наиболее совершенным видом энергии. Целесообразность создания геотермальных станций определяется потребностями в электрической энергии, энергетическими ресурсами, современными техническими возможностями с учетом экономичности строительства и эксплуатации комплекса. При этом следует учитывать возмож-

ность нарушения в процессе эксплуатации термальных вод гидрогеологического режима артезианского бассейна и сохранности полезных ископаемых (нефть, газ и пр.).

В проблеме комплексного использования глубинного тепла Земли еще много сложных задач, для решения которых требуется объединение усилий научно-исследовательских институтов и производственных организаций. Для более обоснованного использования тепла земной коры выявляются запасы термальных вод. Геологическим институтом АН СССР в содружестве с другими академическими учреждениями и организациями Министерства геологии СССР составляются гидрогеологические и геотермические карты разного масштаба как для отдельных районов, так и для всей страны [Тепловой режим. . ., 1970].

ВЛИЯНИЕ ГЕОМОРФОЛОГИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ ЗЕМНОЙ КОРЫ

Формы земной поверхности (рельеф), история и происхождение их, геологическое строение и географическое расположение влияют на тепловое состояние земной коры. Особенно большое региональное влияние оказывают расчлененность рельефа и глубина эрозионных врезов.

Важность выявления воздействия геоморфологических факторов вызвана практическим значением геоморфологии в структурной, нефтяной, газовой, рудной и инженерной геологии.

Большое многообразие энергетических факторов рельефообразования и типов, форм строения рельефа очень усложняют решение задачи определения влияния геоморфологических условий различных геологических провинций (районов) на тепловое поле земной коры. В связи с этим ограничимся рассмотрением наиболее простых геоморфологических условий, позволяющих оценить влияние их на тепловое поле земной коры.

§ 23. ДЕНУДАЦИЯ И ОСАДКОНАКОПЛЕНИЕ

Рассмотрим изменение температурного поля земной коры, подвергшейся денудации. Пусть вертикально поднимающийся достаточно больших размеров блок земной коры равномерно срезается до уровня соседних районов.

Предположим, что расстояние между плоскостями разрыва много больше амплитуды подъема блока. В этом случае для количественной оценки влияния процессов денудации на тепловое поле земной коры можно использовать решение следующей задачи.

Блок представляет собой однородно-изотропную среду с коэффициентом теплопроводности λ и температуропроводности a , блок непрерывно и равномерно срезается денудационными процессами при температуре 0°C . Поверхность среза — горизонтальная плоскость. Требуется определить температурное поле под поверхностью денудации.

Возьмем прямоугольную систему координат. Плоскость xOy совместим с горизонтальной поверхностью среза, ось Oz направим вниз.

Распределение температуры под поверхностью Земли должно удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau}, \quad (0 < z < \infty), \quad (157)$$

граничным и начальным условиям

$$t|_{z=f(\tau)} = 0; \quad t|_{\tau=0} = \frac{q_0}{\lambda} z = \Gamma_0 z, \quad (158)$$

где τ — время денудации (поднятия); t — температура на глубине z в момент времени τ ; q_0 — плотность теплового потока в земной коре до начала процесса денудации ($\tau = 0$).

Решение этой задачи можно получить, если положить $f(\tau) = \beta \sqrt{\tau}$, где $\beta = \text{const}$. Общее решение уравнения (157) имеет вид [Лыков, 1952]

$$t = \Gamma_0 \left(z + A \sqrt{\tau} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{a\tau}} \right), \quad (159)$$

где A — произвольная постоянная.

Удовлетворяя условие (158), получаем

$$t = \Gamma_0 \left(z - \beta \sqrt{\tau} \frac{\operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{a\tau}}}{\operatorname{ierfc} \frac{\beta}{2\sqrt{a}}} \right).$$

Заменяя z на $z^* + h$, имеем

$$t = \Gamma_0 \left(z^* + h - \frac{\operatorname{ierfc} \frac{h}{2\sqrt{a\tau}} - \operatorname{ierfc} \frac{z^* + h}{2\sqrt{a\tau}}}{\operatorname{ierfc} \frac{h}{2\sqrt{a}}} \right), \quad (160)$$

где z^* — расстояние (глубина) от поверхности денудации; $h = \beta \sqrt{\tau}$ — мощность денудированной толщи.

Зависимость температуры от глубины при разной скорости денудации приведена на рис. 96.

Из уравнения (160)

$$\frac{\Gamma - \Gamma_0}{\Gamma_0} = A \operatorname{erfc} \frac{z^* + h}{2\sqrt{a\tau}},$$

где

$$A = \frac{h}{2\sqrt{a\tau}} \cdot \frac{1}{\operatorname{ierfc} \frac{h}{2\sqrt{a}}}.$$

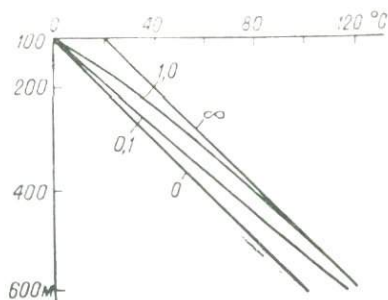


Рис. 96. Геотермограммы.

$h = 100$ м, $q_0 = 5,03 \cdot 10^{-2}$ вт/м², $a = 1 \cdot 10^{-6}$ м²/сек; $\lambda = 2,51$ вт/(м·град). На графиках дана скорость денудации, см/год.

При $h = 1000$ м, $a = 5,56 \cdot 10^{-7}$ м²/сек, $\tau = 3,15 \cdot 10^{12}$ сек (10^5 лет), $z^* = 0$ (у поверхности Земли) относительное значение $(\Gamma - \Gamma_0)/\Gamma_0 = 0,84$.

Предыдущее выражение позволяет определить расстояние, на котором отсутствует искажение градиента температуры. Для этого расстояние z^* должно удовлетворять следующему неравенству:

$$2\eta \leq A \operatorname{erfc} \frac{z^* + h}{2\sqrt{a\tau}},$$

где η — относительная погрешность определения геотермического градиента.

Так, при скорости денудации 1 см/год, $\tau = 1 \cdot 10^5$ лет, $h = 1000$ м, $a = 5,56 \cdot 10^{-7}$ м²/сек имеем

$$A = 1,4; \quad \operatorname{erfc} \frac{z^* + h}{2\sqrt{a\tau}} \geq 1 - 1,45\eta.$$

При $\eta = 0,05$, $z^* \geq 1,27 \cdot 2\sqrt{a\tau} - h = 2360$ м; при $\eta = 0,01$ $z^* \geq 1,73 \cdot 2\sqrt{a\tau} - h = 3590$ м.

В действительности эта глубина меньше в связи с погрешностями определения градиента, влиянием периодического изменения климата, конвективного переноса тепла мигрирующими подземными водами, нефтью и газом, неоднородностью горных пород, а также прочими влияниями.

Осадочные породы различных возрастов и мощностей покрывают значительную часть континентов, дна морей и океанов. Процесс накопления осадков происходит со скоростью от долей миллиметров до нескольких сантиметров и даже метров в год. Необходимо выяснить влияние накопления осадков на распределение температуры в земной коре. Это имеет существенное значение при изучении теплового поля регионов, введения поправок в геотермический градиент и плотность теплового потока, а также при выборе районов сверхглубокого бурения и решении других задач.

Для упрощения задачи предположим, что на плоскую горизонтальную поверхность однородно-изотропной полуограниченной среды 1 с коэффициентом теплопроводности λ_1 и температуропроводности a_1 отлагаются непрерывно и равномерно осадки. В результате отложения осадков и образования однородно-изотропной среды 2 с коэффициентами λ_2 и a_2 произойдет перераспределение температуры, которое будет найдено ниже. Возьмем прямоугольную систему координат x, y, z . Плоскость xOy совместим с поверхностью среды 1. Направим ось Oz вниз. В этом случае распределение температуры в средах 1 и 2 должно удовлетворять соответственно следующим уравнениям:

$$\frac{\partial^2 t_1}{\partial z^2} = \frac{1}{a_1} \cdot \frac{\partial t_1}{\partial \tau}, \quad (0 < z < \infty); \quad (161)$$

$$\frac{\partial^2 t_2}{\partial z^2} = \frac{1}{a_2} \cdot \frac{\partial t_2}{\partial \tau}, \quad (-f(\tau) < z < 0); \quad (162)$$

начальным и граничным условиям

$$t_1|_{z=0} = \frac{q_0}{\lambda_1} z; \quad t_2|_{z=f(\tau)} = 0;$$

$$t_1|_{z=0} = t_2|_{z=0}; \quad \lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial z} \Big|_{z=0} = \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial z} \Big|_{z=0},$$

где $f(\tau)$ — функция, характеризующая движение поверхности осадочного слоя; τ — время накопления осадков; q_0 — плотность теплового потока в среде 1 в момент времени $\tau = 0$.

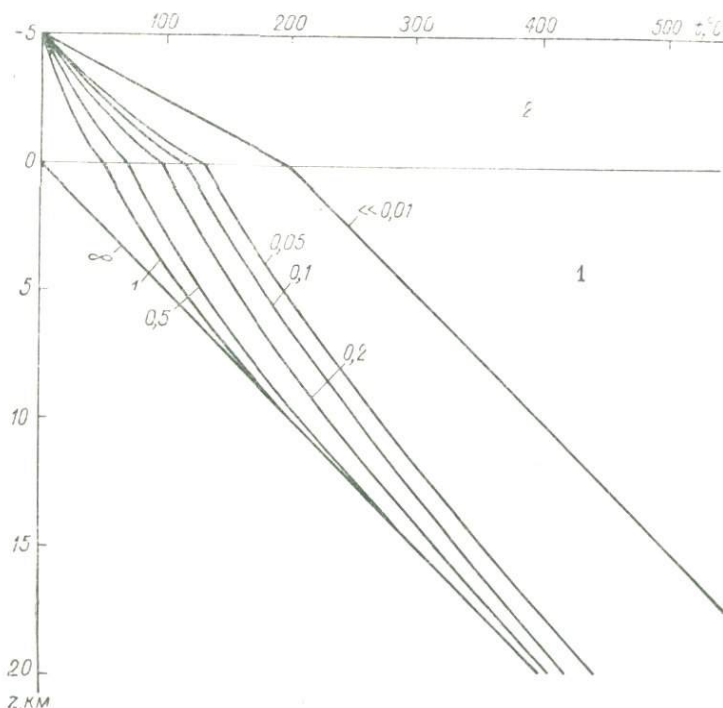


Рис. 97. Геотермограммы.

Мощность осадков 5 км, $q_0 = 5,01 \cdot 10^{-2}$ вт/м², $\lambda_1 = 2,51$, $\lambda_2 = 1,26$ вт/(м·град), $a_1 = 1 \cdot 10^{-6}$, $a_2 = 0,5 \cdot 10^{-6}$ м/сек.

На графиках дана скорость накопления осадков, см/год.

При движении поверхности осадков по закону $f(\tau) = \beta\sqrt{\tau}$ ($\beta = \text{const}$) решение уравнений (161) и (162) имеет вид

$$t_1 = \frac{q_0}{\lambda_1} \left(z + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\beta \sqrt{\tau}}{u} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{a_1\tau}} \right);$$

$$t_2 = \frac{q_0}{\lambda_2} \cdot \frac{1}{u} \left[\beta \sqrt{\tau} \operatorname{ierfc} \frac{z}{2\sqrt{a_2\tau}} + z \left(\operatorname{ierfc} \frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} + \frac{\beta}{\sqrt{a_2}} \right) \right],$$

где

$$u = \operatorname{ierfc} \frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} + \frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} \left(1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \sqrt{\frac{a_2}{a_1}} \right).$$

Под воздействием теплового потока q_0 при накоплении осадков происходит нагревание осадочной толщи (среда 2) и подстилающих пород (среда 1) (рис. 97).

Изменение температуры в средах 1 и 2 зависит от скорости осадконакопления. При низких скоростях влияние осадконакопления достигает глубин, превышающих в несколько раз мощность осадочной толщи.

В связи с изменением температуры с глубиной в средах 1 и 2 происходит изменение геотермического градиента:

$$\Gamma_1 = \frac{q_0}{\lambda_1} \cdot \frac{1}{u} \times \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cdot \frac{\beta}{2\sqrt{a_1}} \operatorname{erf} \frac{z}{2\sqrt{a_1}\tau} + \operatorname{ierfc} \frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} + \frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} \right);$$

$$\Gamma_2 = \frac{q_0}{\lambda_2} \cdot \frac{1}{u} \left(\frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} \operatorname{erf} \frac{z}{2\sqrt{a_2}\tau} + \operatorname{ierfc} \frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} + \frac{\beta}{2\sqrt{a_2}} \right).$$

В соответствии с изменением геотермического градиента изменяется плотность теплового потока:

$$q_1 = \lambda_1 \Gamma_1; \quad q_2 = \lambda_2 \Gamma_2.$$

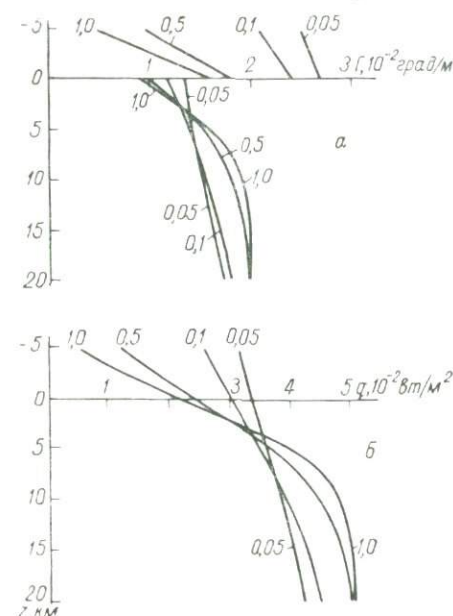


Рис. 98. Диаграммы геотермического градиента (а) и плотности теплового потока (б).

Исходные условия см. на рис. 97.

Диаграммы изменения с глубиной геотермического градиента и плотности теплового потока приведены на рис. 98. В практике геофизических исследований скважин при установившемся термическом режиме в однородно-изотропных водонепроницаемых толщах встречаются вогнутые геотермограммы. Одной из причин этого является накопление осадков.

Таким образом, накопление осадков нарушает геотермический режим региона на значительную глубину и вызывает убывание плотности теплового потока по направлению к земной поверхности как в осадочной толще, так и в подстилающих породах.

§ 24. ПОВЕРХНОСТНЫЙ РЕЛЬЕФ

Влияние рельефа на тепловое поле земной коры учитывают численными методами [Jeffreys, 1938; Bullard, 1940; Birch, 1950; Lachenbruch, 1968], путем точного решения задачи Дирихле

с заданной формой земной поверхности и температурой на ней [Lees, 1910; Volterra, 1912; Andreae, 1958; Jaeger, Sass, 1963], а также моделированием.

МЕТОД ДЖЕФФРИСА — БУЛЛАРДА — ЛАХЕНБРУХА

Температура земной поверхности, по Г. Джеффрису и Е. Булларду, характеризуется следующим выражением:

$$t(x, y, -h) = t_0 + (\Gamma_0 - \Gamma^*) h, \quad (163)$$

где t_0 — температура земной поверхности на уровне моря; Γ^* — адиабатический градиент температуры в атмосфере (изменение температуры с высотой); h — высота местности в точке наблюдения с координатами $x, y, z = -h$.

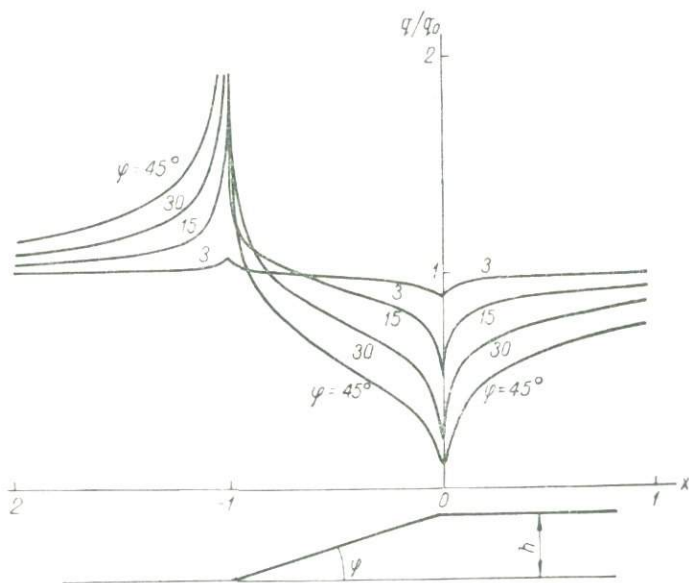


Рис. 99. Искажение рельефом теплового потока на поверхности Земли [Lachenbruch, 1968].

Используя формулу (163) и решая задачу Дирихле с помощью интеграла Пуассона, можно найти выражение температуры на любом расстоянии под земной поверхностью. В этом случае аномальное изменение температуры

$$\Delta t = \frac{\pi}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{zt(x, y, -h) dx dy}{V(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}}, \quad (164)$$

геотермический градиент

$$\Gamma = \frac{\partial}{\partial z} \Delta t \Big|_{z=-h} = \int_0^{\infty} \frac{dt_{\text{cp}}}{dr} \cdot \frac{dr}{r},$$

где

$$r = \sqrt{x^2 + y^2};$$

$$t_{\text{cp}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} t(r \cos \varphi, r \sin \varphi, -h) d\varphi$$

— среднее значение температуры в круге радиусом r с центром в точке наблюдения.

А. Лахенбрух доказал, что топографическая поправка Джеффриса — Булларда неприменима, если расстояние от точки измерения до осложнений рельефа мало по сравнению с глубиной измерения температуры и плотности теплового потока. Ошибка возникает из-за неучета горизонтальной составляющей теплового потока. Для наклонной плоскости А. Лахенбрух рассчитал отклонение поправки Джеффриса — Булларда от точного решения, разработал численные и графические методы определения поправок, вызванных влиянием неровностей рельефа вблизи точки измерения (рис. 99). Для этого рельеф аппроксимируется элементарными фигурами — наклонными плоскостями, трапециями и пр.

МЕТОД БЕРЧА

Образование форм рельефа связано с вертикальными движениями земной коры, с денудацией и осадконакоплением. Эти процессы совершаются во времени, в связи с этим температура земной поверхности должна являться функцией времени:

$$t(\tau, x, y, -h) = \tau f(x, y, -h);$$

температура на глубине

$$\begin{aligned} t &= \frac{-z}{8V(\pi a)^3} \int_0^{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\xi, \zeta, -h)}{V(\tau-\eta)^5} \exp\left[\frac{-r^2}{4a(\tau-\eta)}\right] d\xi d\zeta d\eta = \\ &= \frac{-z\tau}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f(\xi, \zeta, -h)}{r^3} F(\mu) d\xi d\zeta, \end{aligned} \quad (165)$$

где

$$r = \sqrt{z^2 + (x - \xi)^2 + (y - \zeta)^2}; \quad \mu = \frac{r^2}{2V\alpha\tau};$$

$$F(\mu) = (1 - 2\mu^2) \operatorname{erfc} \mu + 2\mu \frac{\exp(-\mu^2)}{\sqrt{\pi}}.$$

При больших значениях τ $F(\mu) \rightarrow 1$ и выражение (165) преобразуется в (164).

В районах с волнообразной формой рельефа под долинами происходит сгущение изотермических поверхностей, а под возвышенностями — разрежение.

Для характеристики теплового состояния верхней части земной коры в тех случаях, когда горные породы однородно-изотропные, ширина возвышенностей и долин значительно меньше их длины, когда генерация радиогенного тепла отсутствует, можно использовать метод Кенигсбергера — Тома — Андреа [Andreac, 1958].

Согласно Е. Тома решение уравнения Лапласа, удовлетворяющее поставленным условиям, имеет вид

$$t = B_1 \ln(A + \sqrt{A^2 - 1}) + B_2, \quad (166)$$

где

$$A = \exp \frac{2z}{b} + \sqrt{1 - \left(2 \cos \frac{2x}{b} - \exp \frac{2z}{b}\right) \exp \frac{2z}{b}}, \quad (167)$$

B_1 и B_2 — постоянные интегрирования, которые определяют форму рельефа.

Функция (166) изменяется по оси Ox периодически (рис. 100). Под долинами $x = (n + 1) b\pi$, под возвышенностями $x = (n + \frac{1}{2}) b\pi$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Рассмотрим выражения (166) и (167) для различных элементов рельефа и определим постоянные интегрирования.

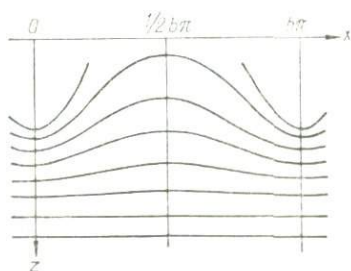


Рис. 100. К расчету влияния рельефа на тепловое поле.

Под возвышенностями, полагая $x = \frac{1}{2} b\pi$, имеем

$$t_{\infty} = 2B_1 \ln \left(1 + \sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{z}{b}}\right) + 2B_1 \frac{z}{b} + B_2. \quad (168)$$

Выражение (168) позволяет вычислить температуру на любой глубине z в зависимости от формы рельефа, определяемой постоянными B_1 и B_2 .

Геотермический градиент из формулы (168)

$$\Gamma = \frac{2B_1}{b} \left[1 - \frac{\exp \left(-\frac{z}{b}\right)}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{z}{b} + 2 \operatorname{ch} \frac{z}{b}}} \right]. \quad (169)$$

С увеличением z значение геотермического градиента возрастает до максимума

$$\Gamma_0 = \frac{2B_1}{b}, \quad (170)$$

соответствующего градиенту в однородно-изотропной толще с плоско-горизонтальной поверхностью.

Из формулы (170) постоянная интегрирования $B_1 = b\Gamma_0/2$. Подставляя это значение в выражения (168) и (169), получаем

$$t_\infty = \Gamma_0 \left[z + b \ln \left(1 + \sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{z}{b}} \right) \right] + B_2. \quad (171)$$

Отсюда

$$\frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\Gamma_0} = \frac{\exp \left(-\frac{z}{b} \right)}{\sqrt{2 \operatorname{ch} \frac{z}{b} + 2 \operatorname{ch} \frac{z}{b}}}. \quad (172)$$

Последнее выражение позволяет учесть искажающее влияние рельефа на значение геотермического градиента под вершиной возвышенности (рис. 101).

Под долиной при $x = bl$ имеем

$$t_\infty = \Gamma_0 \left[z + b \ln \left(1 + \sqrt{2 \operatorname{sh} \frac{z}{b}} \right) \right] + B_2. \quad (173)$$

Отсюда

$$\frac{\Gamma_0 - \Gamma}{\Gamma_0} = \frac{-\exp \left(-\frac{z}{b} \right)}{\sqrt{2 \operatorname{sh} \frac{z}{b} + 2 \operatorname{sh} \frac{z}{b}}}.$$

Рис. 101. Изменение геотермического градиента под возвышенностью.

Значение $(\Gamma_0 - \Gamma)/\Gamma_0$ возрастает до 0 при увеличении z/b (рис. 102).

Определим положение изотермических поверхностей в пространстве. При $t_\infty = T$ из формулы (173) получаем

$$z_1 = b \ln \operatorname{ch} \frac{T - B_2}{b\Gamma_0}, \quad (174)$$

при $t_\infty = T$ из формулы (171) имеем

$$z_2 = b \ln \operatorname{sh} \frac{T - B_2}{b\Gamma_0}, \quad (175)$$

где z_1 соответствует самому глубокому положению изотермы, z_2 — самому мелкому.

Амплитуда изменения положения изотермы

$$\Delta z = z_1 - z_2 = b \ln \operatorname{cth} \frac{T - B_2}{b\Gamma_0}. \quad (176)$$

Из выражения (176) определим величину постоянной интегрирования

$$B_2 = T - \frac{1}{2} b\Gamma_0 \ln \operatorname{cth} \frac{\Delta z}{2b}. \quad (177)$$

Выведенные формулы температуры и геотермического градиента определяют положение изотерм под наиболее приподнятыми и опущенными частями рельефа. Интерполяцией с учетом геологического строения можно проследить ход изотерм в промежутке между этими частями.

Для формы рельефа, мало отличающейся от волнистой, выражение изотермы может быть получено следующим способом.

Из формулы (167) имеем

$$z = \frac{1}{2} b \left[\ln (A^2 - 1) - \ln 2 \left(A - \cos \frac{2x}{b} \right) \right]. \quad (178)$$

Обозначая в уравнении (166) $A + \sqrt{A^2 - 1}$ через B , получаем

$$B = \exp \left(2 \frac{t - B_2}{b\Gamma_0} \right);$$

$$A = \frac{1}{2} \left(B + \frac{1}{B} \right) =$$

$$= \operatorname{ch} \left(2 \frac{t - B_2}{b\Gamma_0} \right);$$

$$\sqrt{A^2 - 1} = \operatorname{sh} \left(2 \frac{t - B_2}{b\Gamma_0} \right).$$

Подставляя полученные выражения в формулу (178), находим

$$z = b \left\{ \ln \operatorname{sh} \left(2 \frac{t - B_2}{b\Gamma_0} \right) - \frac{1}{2} \ln \left[2 \operatorname{ch} \left(2 \frac{t - B_2}{b\Gamma_0} \right) - 2 \cos \frac{2x}{b} \right] \right\}. \quad (179)$$

Выражение (179) позволяет проследить ход любой изотермы, если известны b , Γ_0 и B_2 .

Рассмотренный метод Кенигсбергера — Тома позволяет учесть влияние рельефа на значения геотермического градиента даже при некоторых отклонениях земной поверхности от осредненной плавной линии. Эти отклонения в рельефе могут оказать меньшее влияние на положение изотерм, чем погрешности измерения температуры горных пород и неоднородность последних.

Применение выведенных формул рассмотрим на примере расчета теплового поля над Симпלטонским туннелем в Альпах (рис. 103). Длина туннеля $L = 12$ км, максимальное превышение горы над туннелем $h = 1200$ м, температура поверхности на концах проектируемого туннеля 8°C , $\Gamma_0 = 0,027$ град/м, $b = L/\pi = 3820$ м. Заменяем осредненную линию рельефа профиля синусоидой площадью, м²,

$$s = h_1 \int_0^L \sin \frac{\pi x}{L} dx = \frac{2Lh_1}{\pi} = 8,4 \cdot 10^6,$$

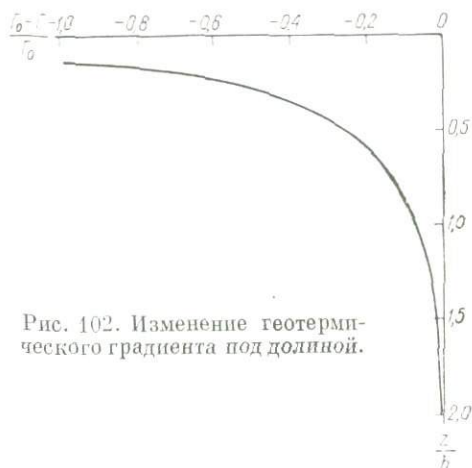


Рис. 102. Изменение геотермического градиента под долиной.

равновеликой площади геологического разреза над туннелем. В этом случае амплитуда превышения дневной поверхности над туннелем $h_1 = 1100$ м.

Если по данным измерений или вычислений температура на высоте 1100 м над туннелем равна 3°C , а геотермический градиент на этой высоте $\Gamma_0 = 0,02$ град/м, то тогда изотерма 8°C находится приблизительно на 250 м ниже отметки 1100 м. Отсюда $\Delta z = 1100 - 250 = 850$ м. Используя формулу (175), получаем $B_2 = -104^\circ \text{C}$. На основании уравнений (174) и (175) находим $z_1 = 1952$ м и $z_2 = 1102$ м.

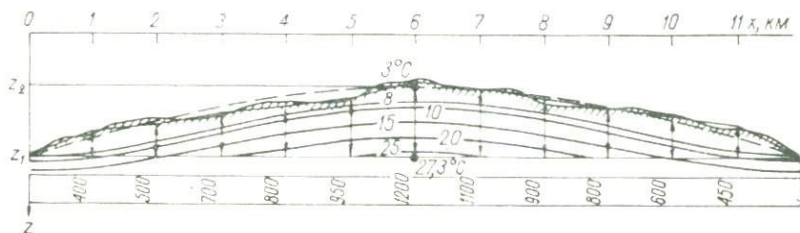


Рис. 103. Геотермический профиль над Симлтонским туннелем [Andreae, 1958].

Уточним значение Γ_0 для вершины синусоиды. Из формулы (172) $\Gamma_0 = 0,0216$ град/м, учитывая это значение градиента, имеем $\Delta z = 1100 - 5 : 0,0216 = 870$ м, $B_2 = -104^\circ \text{C}$, $z_1 = 1913$ м, $z_2 = 1043$ м, $z_1 = 0,501$ б и $z_2 = 0,273$ б.

Из формулы (171) температура под хребтом на уровне туннеля $t_\cap = 27,3$ и на концах туннеля $t_\cap = 8^\circ \text{C}$.

Средний геотермический градиент, град/м,

$$\Gamma_{\text{ср}} = \frac{1}{\Delta z} \int_{z_2}^{z_1} \Gamma_\cap dz = 0,023.$$

На основании подобных расчетов для других значений x с использованием выражения (179) был построен геотермический профиль. Положение изотерм на профиле подтверждено измерениями температуры в процессе проходки туннеля.

МЕТОД ЛИСА

Влияние горного рельефа на однородное тепловое поле можно рассмотреть, используя известное решение К. Лиса [Lees, 1910]. Метод заключается в том, чтобы найти уравнение земной поверхности по заданному распределению температуры в пространстве,

ограниченном этой поверхностью. Распределение температуры должно удовлетворять уравнению

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = -\frac{\kappa}{\lambda}. \quad (180)$$

Для случая горного хребта прямоугольную систему координат x, y, z можно расположить так, чтобы плоскость xOy лежала в подошве хребта, ось Ox была перпендикулярна к простиранию хребта, ось Oz — направлена вниз. При большой длине хребта тепловое поле в средней части хребта не зависит от y , поэтому решение будем искать с учетом следующих условий.

1. Высота и форма хребта постоянны, причем длина хребта значительно превышает его высоту и ширину.

2. Контур поперечного сечения хребта имеет наиболее простую и типичную форму.

3. Горные породы, слагающие хребет и подстилающую толщу, однородно-изотропны и одинаковой радиоактивности.

4. Изотермические поверхности на большом расстоянии от горной цепи параллельны плоской поверхности Земли.

Общее решение уравнения (180) имеет вид

$$t = t_0 + \Gamma_0 z - \frac{\kappa}{\lambda} \cdot \frac{z^2}{2} + \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{\partial^n}{\partial z^n} \ln [x^2 + (z + l_n)^2], \quad (181)$$

где t_0 — температура поверхности Земли вдали от горного хребта; Γ_0 — геотермический градиент однородного теплового поля; $n = 0; 1; 2; \dots$; A_n и l_n — произвольные постоянные.

Пусть на поверхности горного хребта температура

$$t = t_0 + \Gamma^* z. \quad (182)$$

Приравняв правые части уравнений (181) и (182), получаем уравнение поверхности горного хребта:

$$(\Gamma_0 - \Gamma^*) z - \frac{\kappa}{2\lambda} z^2 + \sum_{n=0}^{\infty} A_n \frac{\partial^n}{\partial z^n} \ln [x^2 + (z + l_n)^2] = 0.$$

В случае системы параллельных горных хребтов выражение температуры и уравнение поверхности имеют вид

$$t = t_0 + \Gamma_0 z - \frac{\kappa}{2\lambda} z^2 + \sum_{m=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} \frac{\partial^n}{\partial z^n} \ln [(x - x_m)^2 + (z + l_{mn})^2]; \quad (183)$$

$$(\Gamma_0 - \Gamma^*) z - \frac{\kappa}{2\lambda} z^2 + \sum_{m=1}^N \sum_{n=0}^{\infty} A_{mn} \frac{\partial^n}{\partial z^n} \ln [(x - x_m)^2 + (z + l_{mn})^2] = 0, \quad (184)$$

где N — количество хребтов; x_1, x_2, \dots — абсциссы хребтов.

Определение постоянных A_{mn} и l_{mn} даже для простейших форм рельефа связано со значительными трудностями, вызванными тем фактом, что аппроксимирующая поверхность (184) должна проходить через точки фактического рельефа, которые позволяют составить систему уравнений. При этом сказывается неоднозначность решений полученной системы уравнений, кроме того, при построении кривой возникает необходимость исследования особых точек, области допустимых значений, существования асимптот и т. д. [Фихтенгольц, 1966].

Из-за неоднородности пород, слагающих гору и подстилающее пространство, наиболее целесообразно рассматривать простое частное решение уравнения (180). Тогда при $m = 1$ и $n = 1$ из уравнения (183) имеем

$$t = t_0 + \Gamma_0 z - \frac{\kappa}{2\lambda} z^2 + 2A \frac{z+l}{x^2 + (z+l)^2}; \quad (185)$$

$$\Gamma = \Gamma_0 - \frac{\kappa}{\lambda} z + 2A \frac{x^2 - (z+l)^2}{[x^2 + (z+l)^2]^2}. \quad (186)$$

Введем безразмерные величины

$$z_1 = zH^{-1}; \quad x_1 = xH^{-1}; \quad l_1 = lH^{-1}; \quad A_1 = AH^{-1},$$

где H — высота хребта,

Тогда из формулы (185) получим

$$(\Gamma_0 - \Gamma^*) H z_1 - \frac{\kappa}{2\lambda} H^2 z_1^2 + 2A_1 \frac{z_1 + l_1}{x_1^2 + (z_1 + l_1)^2} = 0.$$

Введем обозначения

$$\beta = \frac{\kappa}{2\lambda} H (\Gamma_0 - \Gamma^*)^{-1}; \quad \gamma = 2A_1 (\Gamma_0 - \Gamma^*)^{-1} H^{-1}.$$

Отсюда имеем

$$z_1 (1 - \beta z_1) + \gamma \frac{z_1 + l_1}{x_1^2 + (z_1 + l_1)^2} = 0. \quad (187)$$

Постоянные γ и l_1 определим, следуя К. Лису, из условия, что поверхность проходит через какие-либо две точки. В частности, удобно положить $z_1 = \pm 1$, $x_1 = 0$ и $z_1 = \pm p$, где $x_1 = b_1$; $p < 1$.

Тогда из формулы (187) получим систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \pm (1 \mp \beta) + \frac{\gamma}{l_1 \pm 1} &= 0; \\ \pm p (1 \mp \beta p) + \gamma \frac{l_1 \pm p}{b_1^2 + (l_1 \pm p)^2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (188)$$

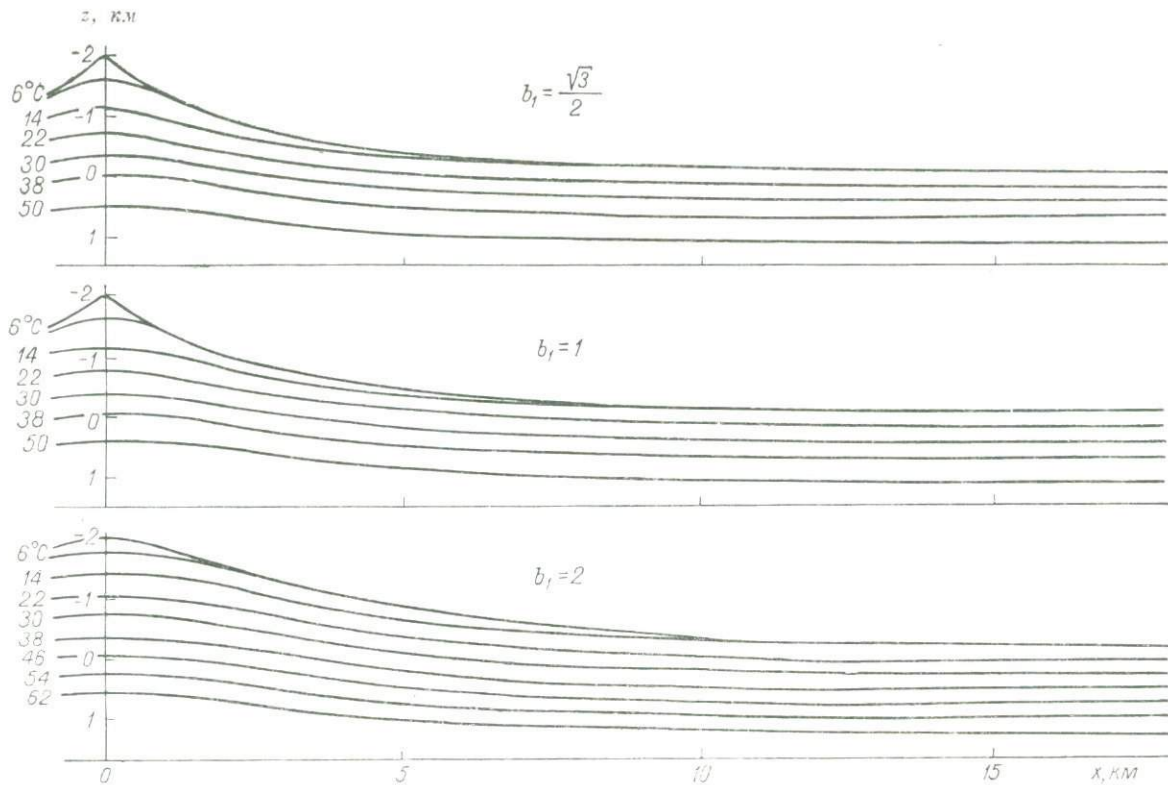


Рис. 104. Геотермические разрезы под хребтом [Lees, 1910].

Решая систему (188) при $p = \frac{1}{2}$, окончательно получаем

$$\left. \begin{aligned} l^{\pm} &= \left(\mp 1 + \sqrt{\frac{1}{4} + b_1^2} \right) H; \\ A^{\pm} &= \frac{1}{2} (-1 \pm \beta) (\Gamma_0 - \Gamma^*) \sqrt{\frac{1}{4} + b_1^2} H^2. \end{aligned} \right\} \quad (189)$$

Знак минус относится к хребтам, плюс — к долинам. Таким образом, уравнение земной поверхности определено как для хребтов, так и для долин.

Определим значения величины β . При $\lambda = 1,74 \text{ вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$, $\kappa = 6,7 \cdot 10^{-7} \text{ вт}/\text{м}^3$, $\Gamma_0 = 3,0 \times 10^{-2}$, $\Gamma^* = 6,0 \cdot 10^{-3} \text{ град}/\text{м}$ $\beta H = 8 \cdot 10^{-6} H$. При $H = 1 \text{ км}$ $\beta H = 8 \cdot 10^{-3}$. В этом случае влиянием радиогенного тепла можно пренебречь. При этом на параметр b_1 накладывается следующее ограничение: для хребтов $b_1 \geq \geq \sqrt{3}/2$, для долин $b_1 \geq \geq \sqrt{5}/2$.

На рис. 104 приведено расположение изотерм под хребтом, вычисленных по формуле (185). Подобная же закономерность наблюдается на профиле Усть-Кут—Кабанское, где изотермы 10 и 15° С согласуются в основном с общей конфигурацией поверхностного рельефа, а остальные изотермы зависят главным образом от геологического строения района (рис. 105). В интервале Оса—Кабанское изотермы проведены условно из-за недостатка сведений для учета охлаждающего действия вод Байкала, а также сведений о влиянии тектонического

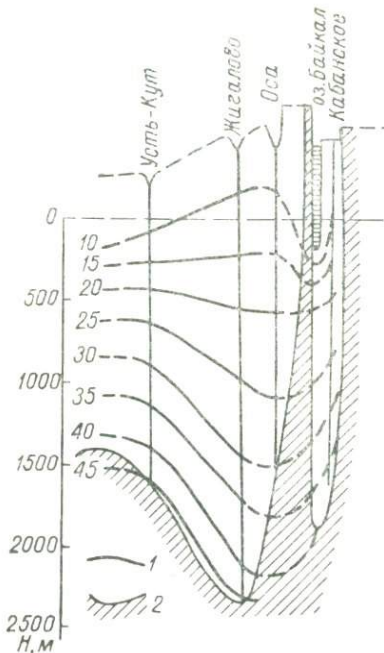


Рис. 105. Геотермический профиль Усть-Кут — Кабанское.

1 — изотермы, °С; 2 — кровля докембрийского фундамента.

разлома и выходов на поверхность более теплопроводных пород фундамента.

Изменение градиента температуры с глубиной из уравнения (186) в относительных величинах при $\beta = 0$

$$\eta = \frac{x_1^2 - (z_1 + l_1)^2}{[x_1^2 + (z_1 + l_1)^2]^2},$$

где

$$\eta = \frac{1}{2} (\Gamma - \Gamma_0) (\Gamma^* - \Gamma_0)^{-1} \sqrt{\frac{1}{4} + b_1^2}.$$

При постоянстве l_1 величина η отрицательна при $|x_1| < |z_1 + l_1|$ и положительна при $|x_1| > |z_1 + l_1|$. Значение $\eta = 0$ наблюдается при $\pm x_1 = z_1 + l_1$.

Наибольшее изменение геотермического градиента происходит при $x = 0$. В этом случае для оценки глубины влияния рельефа можно использовать выражение

$$z = H \left(\frac{1}{V|\eta|} \pm 1 - \sqrt{\frac{1}{4} + b_1^2} \right).$$

Это выражение справедливо при $z > -H$.

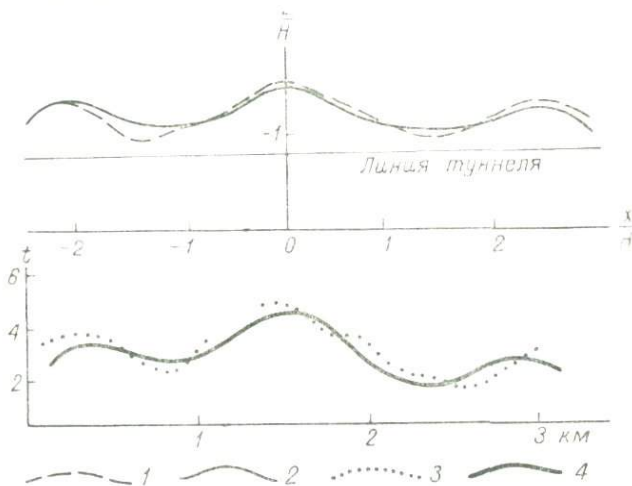


Рис. 106. Температура горных пород вдоль туннеля [Jaeger, Sass, 1963].

Земная поверхность: 1 — реальная, 2 — аппроксимированная; температура: 3 — измеренная, 4 — вычисленная.

Расположение изотермических поверхностей под параллельными горными хребтами при $x = 0$ характеризуется следующим выражением [Lees, 1910]:

$$t = t_0 + \Gamma_0 z + \sum_{n=1}^N A_n \frac{z + l_n}{(x + x_n)^2 + (z + l_n)^2}. \quad (190)$$

На рис. 106 представлено распределение температуры под горными хребтами, вычисленное по формуле (190) при $\Gamma_0 = 0,027$, $\Gamma^* = 0,0077$ град/м, $z_1 = -800$ м и $H = b = 600$ м.

Поправку К. Лиса можно распространить на рельеф, имеющий форму моноклиальной структуры. В этом случае решение уравнения (180) имеет вид [Jaeger, Sass, 1963]

$$t = t_0 + \Gamma_0 z - \frac{\gamma}{2\lambda} z^2 + A(z+l) \int_0^{\infty} \frac{dy}{(x \pm y)^2 + (z+l)^2}.$$

Интегрируя и пренебрегая радиогенным теплом, получаем

$$t = t_0 + \Gamma_0 H z_1 + \frac{1}{\pi} (\Gamma_0 - \Gamma^*) H \operatorname{arccotg} \frac{\pm x_1}{z_1 + l_1}. \quad (191)$$

Выражение (191) имеет значение $t_0 + \Gamma^* H z_1$ на поверхности $\pm x_1 = (z_1 + l_1) \operatorname{ctg} \pi z_1$. (192)

Наиболее типичные формы поверхности, вычисленные по формуле (192), приведены на рис. 107.

Изменение геотермического градиента с глубиной из уравнения (191)

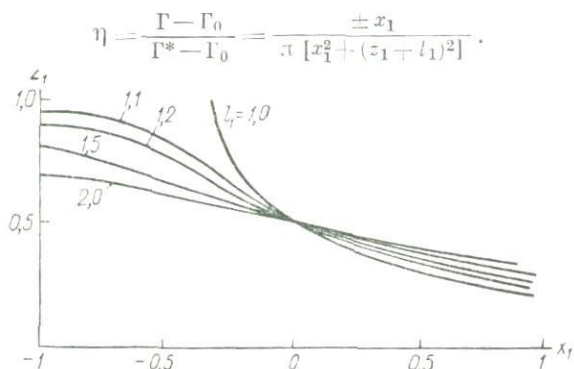


Рис. 107. Зависимость $z_1 = f(x_1)$ [Jaeger, Sass, 1963].

Влияние рельефа земной поверхности исчезает при $x = 0$. Для фиксированного z_1 поправка имеет наибольшее значение при $x_1 = \pm (z_1 + l_1)$, когда $\eta = [2\pi (z_1 + l_1)]^{-1}$.

Используем метод К. Лиса для определения влияния котловины на температуру земной коры. Решение уравнения теплопроводности в этом случае имеет вид

$$t = t_0 + \Gamma_0 H z_1 - \frac{\alpha}{2\lambda} H^2 z_1^2 + \frac{D}{\sqrt{r_1^2 + (z_1 + l_1)^2}};$$

уравнение земной поверхности

$$z_1(1 - \beta z_1) + \frac{\gamma}{\sqrt{r_1^2 + (z_1 + l_1)^2}} = 0,$$

где $r_1 = rH^{-1}$ — относительное расстояние от оси Oz ; $\gamma = = D (\Gamma_0 - \Gamma^*)^{-1} H^{-1}$.

Для нахождения постоянных D и l положим $z_1 = 1$, $r_1 = 0$ и $z_1 = p$, $r_1 = b_1$. Получим систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} (1 - \beta) + \frac{\gamma}{1 + l_1} &= 0; \\ p(1 - \beta p) + \frac{\gamma}{\sqrt{b_1^2 + (l_1 + p)^2}} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (193)$$

Решая эту систему, находим при $p = 1/2$

$$l_1 = -1 \frac{1}{6} + \frac{1}{3} \sqrt{1 + 3b_1^2};$$

$$D = (1 - \beta) \left(\frac{1}{6} - \frac{1}{3} \sqrt{1 + 3b_1^2} \right) (\Gamma_0 - \Gamma^*) H.$$

Если $\beta = 0$, то

$$\frac{1}{2} \sqrt{215 - 152\sqrt{2}} \leq b_1 \leq \frac{1}{2} \sqrt{215 + 152\sqrt{2}}.$$

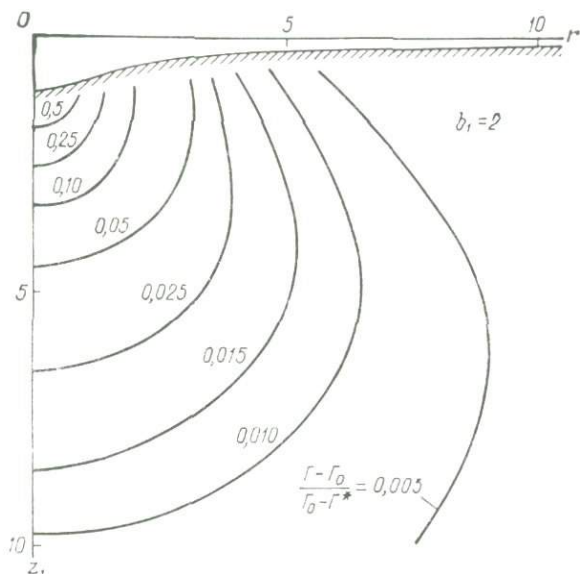


Рис. 108. Искажение теплового состояния пород симметричной впадины.

Изменение геотермического градиента при $x = 0$

$$\eta = \frac{\Gamma - \Gamma_0}{\Gamma_0 - \Gamma^*} = \frac{(1 + l_1)(z_1 + l_1)}{\sqrt{[r_1^2 + (z_1 + l_1)^2]^3}}. \quad (194)$$

Зависимость (194) приведена на рис. 108.

Полагая в формуле (194) $r_1 = 0$, получаем

$$\eta = \frac{1 + l_1}{(z_1 + l_1)^2}; \quad z_1 = \sqrt{\frac{1 + l_1}{|\eta|}} - l_1.$$

С возрастанием z_1 и r_1 значение η убывает до нуля.

Современные вычислительные машины позволяют использовать численные методы для определения влияния поверхностного рельефа на тепловое поле верхней части земной коры с наперед

заданной точностью. Однако ценность такого решения практически невелика, так как порядок величины топографической поправки в ряде случаев сравним с порядком величин того влияния, которое оказывают процессы денудации, осадконакопления и др. Трудности, которые приходится преодолевать при использовании численных методов решения, не дополняют информацию о процессах, влияющих на тепловое поле приповерхностных толщ, в то время как более простые аналитические решения, полученные для простейших форм рельефа, являются практически наиболее удобными. В результате таких решений получают несложные формулы, позволяющие выявить ряд термических закономерностей, согласующихся с экспериментальными данными [Jaeger, Sass, 1963].

ИСКАЖЕНИЕ ТЕПЛОВОГО ПОЛЯ ЗЕМНОЙ КОРЫ СКВАЖИНАМИ

Термический режим в скважинах и в их окрестностях нарушается процессами бурения и эксплуатации месторождений полезных ископаемых.

В этой главе рассмотрено искажение теплового состояния горных пород, вызванное скважинами, пробуренными с дневной поверхности, так как последние широко используются для изучения теплового поля земной коры. Искажение теплового поля скважинами, пробуренными из горных выработок, зависит от многих факторов, и в том числе от нарушения гидрогеологического режима. Рассмотрение этих факторов выходит за пределы этой книги. Желающих более подробно ознакомиться с этими вопросами отсылаем к специальным курсам [Щербань, Кремлев, 1959].

Знание законов распределения температуры в скважине в период ее существования позволяет получить данные для оценки искажающего влияния скважины на тепловое состояние горных пород; выбрать оптимальный режим нагнетания жидкости в скважину, способствующий повышению защитного действия ингибиторов и их смесей при солянокислотной обработке стволов скважин; создать необходимые условия для проходки, эксплуатации и ремонтных работ.

Известно, что реологические свойства промывочных растворов и тампонирующих смесей изменяются под воздействием температуры. Значительные перепады температуры в скважине способствуют ослаблению конструкции скважины, нарушению колонны труб и цементного кольца; влияют на скорость бурения и состояние бурового инструмента. Без знания того, как изменяется температура глинистого раствора (промывочной жидкости) в скважине, невозможно правильно выбрать оптимальный режим бурения и наилучший способ крепления скважины. Изучение термического режима в стволе скважины имеет особенно большое значение для оценки соответствия температурных данных стационарному термическому режиму района, для определения коэффициента температуропроводности горных пород в их естественных условиях залегания, а также при разработке технологии бурения и эксплуатации глубоких скважин.

Найдем выражение температуры в скважине при нагнетании воды в пласт, используя метод, изложенный в главе V.

Элементарный тепловой поток, идущий из области влияния скважины к внутренней поверхности центральной трубы на участке длиной dz ,

$$dQ = \frac{\pi}{R^*} (t_n - t) dz, \quad (195)$$

где t — температура жидкости внутри трубы.

Тепло, приобретаемое жидкостью в единицу времени,

$$dQ = G_0 c_0 dt. \quad (196)$$

Приравнявая выражения (196) и (195) и учитывая, что $t_n = t_0 + \Gamma z$, получаем

$$G_0 c_0 dt = \frac{\pi}{R^*} (t_0 + \Gamma z - t) dz.$$

Интегрируя при $t|_{z=0} = t_1$, находим

$$\Delta t(z) = t - t_n = (t_1 - t_0) \exp(-\theta z) - \frac{\Gamma}{\theta} [1 - \exp(-\theta z)], \quad (197)$$

где $\theta = \pi/(G_0 c_0 R^*)$.

Рассмотрим частные случаи этого выражения (рис. 109).

При $z = 0$

$$\Delta t(0) = t_1 - t_0.$$

$$\text{При } \Delta t(0) \exp(-\theta z) > \frac{\Gamma}{\theta} [1 - \exp(-\theta z)]$$

$$\Delta t(z) > 0.$$

$$\text{При } \Delta t(0) \exp(-\theta z) = \frac{\Gamma}{\theta} [1 - \exp(-\theta z)]$$

$$\Delta t(z) = 0.$$

Диаграмма температуры жидкости пересекает геотермограмму в точке O на глубине

$$z_0 = \frac{1}{\theta} \ln \left[1 + \theta \frac{\Delta t(0)}{\Gamma} \right]. \quad (198)$$

$$\text{При } \Delta t(0) \exp(-\theta z) < \frac{\Gamma}{\theta} [1 - \exp(-\theta z)]$$

$$\Delta t(z) < 0.$$

Диаграммы температуры горячей и холодной жидкости, нагнетаемой в скважину, совпадают в точке z . Эта точка определяется выражением $\exp(-\theta z_c) = 0$.

Если принять $\exp(-\theta z_0) \leq 0,01$, то

$$z_0 \geq \frac{5}{\pi} c_0 G_0 R^*. \quad (199)$$

При $\theta z \rightarrow \infty$ из формулы (197) получаем

$$\Delta t(z) \rightarrow -\frac{\Gamma}{\theta} = -kG_0c_0 = -k_1wc_0, \quad (200)$$

где k и k_1 — коэффициенты, зависящие от конструкции скважины и от условий теплообмена жидкости с горными породами, слагающими геологический разрез; w — скорость движения жидкости в скважине.

В этом случае происходит охлаждение стенок скважины нагнетаемой жидкостью. Диаграмма температуры жидкости в стволе скважины идет параллельно геотермограмме. Величина амплитуды отклонения температуры жидкости от геотермограммы характеризуется выражением (200). Отсюда следует, что в глубоких скважинах нагнетание горячей или холодной жидкости вызывает на больших глубинах одинаковое охлаждение стенок скважины (см. рис. 109).

При нагнетании в скважину горячей жидкости на некоторой глубине производная dt/dz меняет знак. Глубина z_u точки инверсии u температуры из выражения (197) при условии $dt/dz = 0$

$$z_u = \frac{1}{\theta} \ln \left[1 + \theta \frac{\Delta t(0)}{\Gamma} \right]. \quad (201)$$

Сравнивая выражения (198), (199) и (201), получаем

$$z_0 > z_0 = z_u.$$

Однако при наличии гидравлических потерь в стволе скважины $z_0 > z_u$. Таким образом можно определить все характерные точки кривых, приведенных на рис. 109.

Установленный общий закон изменения температуры жидкости в скважине хорошо совпадает с выводами Э. Б. Чекалюка [1965б], сделанными операционным методом на основании решения

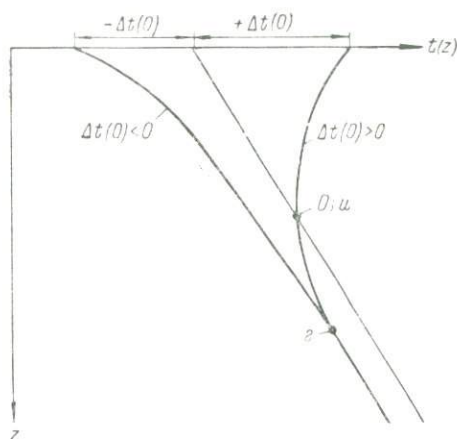


Рис. 109. Диаграмма температуры в скважине при нагнетании жидкости.

уравнения энергии для аналогичной задачи при ламинарном движении жидкости.

Разложим в выражении (197) в ряд $\exp(-\theta z)$ и пренебрежем членами выше второго порядка малости, тогда получим формулу, удобную для расчетов:

$$t = t_0 + \Gamma \left(z - \frac{1}{\theta} \right) + \frac{\Delta t(0) + \frac{\Gamma}{\theta}}{1 + \theta z}.$$

§ 26. ЦИРКУЛЯЦИЯ ПРОМЫВОЧНОЙ ЖИДКОСТИ

В процессе промывки скважины происходит теплообмен между нисходящим в трубах и восходящим за трубами потоками промывочной жидкости, а также теплообмен с породами, примыка-

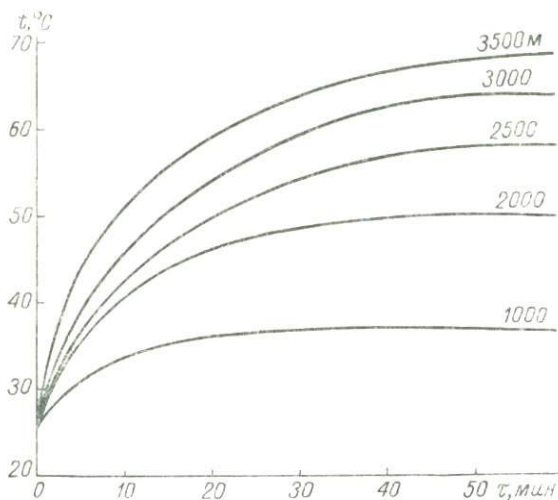


Рис. 110. Изменение температуры восходящего потока глинистого раствора на устье скважины [Акопян и др., 1966].

На кривых указана глубина забоя, м.

ющими к стенкам скважины. Теплообмен способствует выравниванию температуры по стволу скважины и определяет температуру вдоль ее оси. На изменение температуры в скважине с глубиной влияют производительность насосов, время циркуляции и физические свойства промывочной жидкости, скорость проходки скважины, температура входящей в скважину жидкости, диаметр и глубина скважины, геологические и гидрогеологические особенности района, а также прочие факторы.

В процессе промывки температура глинистого раствора на устье скважины увеличивается до некоторого предела, зависящего при прочих равных условиях от глубины скважины (рис. 110).

Максимальное изменение температуры наблюдается в течение первого полуцикла циркуляции. К концу первого цикла наступает почти полная стабилизация температуры на устье скважины и температура практически достигает асимптотического значения. Последнее тем больше, чем глубже скважина.

Изменение температуры глинистого раствора с глубиной в первом приближении подчиняется линейному закону

$$t = t_{r, y} + bz,$$

где $t_{r, y}$ — осредненная температура на устье скважины восходящего потока глинистого раствора; b — угловой коэффициент термограммы, зависящий от условий теплоотдачи в скважине [Габузов и др., 1963].

На коэффициент b влияют геотермический градиент, производительность насосов, теплофизические свойства жидкости и горных пород, конструкция скважины и способ бурения. При этом температура промывочной жидкости не всегда распределяется по линейному закону (рис. 111).

Для определения температуры в скважине в процессе циркуляции промывочной жидкости предложен ряд формул. Среди них известна сложная формула Б. И. Есьмана, Г. Я. Дедусенко, Е. А. Яишиковой [1962], требующая знания коэффициентов теплопроводности и теплоемкости промывочных растворов и цементного кольца, а также коэффициентов теплопередачи, характеризующих процесс теплообмена в скважине. Формулы других исследователей дают значительную ошибку [Карманов, 1964] или требуют комплекса промышленных исследований для определения поправочного коэффициента [Погорельский, Кулиев, 1963].

Рассмотрим вывод приближенной формулы при следующих предположениях: источниками нагрева промывочной жидкости являются горные породы, температура которых изменяется с глубиной линейно; температура в нисходящем потоке изменяется по линейному закону; физические свойства промывочной жидкости не зависят от температуры и давления; процесс теплопередачи стационарный [Акопян и др., 1966].

Количество тепла, отданного горными породами на участке dz , расходуется на изменение теплосодержания промывочной

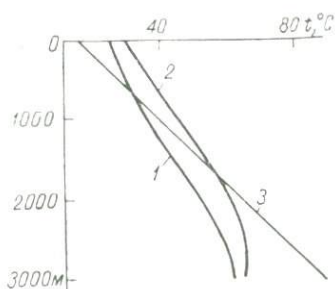


Рис. 111. Распределение температуры промывочной жидкости вдоль ствола бурящейся скважины [Кулиев, Есьман, Габузов, 1968].

Температура потока: 1 — нисходящего, 2 — восходящего; 3 — геотермограмма.

жидкости в кольцевом и трубном пространстве, поэтому с учетом трения промывочной жидкости имеем

$$\alpha \pi d_c (t_n - t_2) dz = G \frac{u_1 + u_2}{E} dz + G c_m d (t_2 - t_1), \quad (202)$$

где α — коэффициент теплоотдачи породы восходящему потоку промывочной жидкости; d_c — диаметр скважины; $t_n = t_0 + \Gamma z$ — температура пород; G — весовой расход промывочной жидкости; c_m — теплоемкость промывочной жидкости; t_2, t_1 — температура восходящего и нисходящего потоков; u_1 и u_2 — гидравлические уклоны; E — механический эквивалент теплоты.

Положим

$$t_1 = t_{1y} + Az, \quad (203)$$

где t_{1y} — температура нисходящего потока промывочной жидкости на устье; A — градиент температуры нисходящего потока.

Обозначим разность температур восходящего и нисходящего потоков через

$$\Delta t = t_2 - t_1. \quad (204)$$

На устье и забое скважины

$$\Delta t|_{z=0} = t_{2y} - t_{1y} = \Delta t_0 = \text{const}; \quad (205)$$

$$\Delta t|_{z=H} = \Delta t_3 = \text{const}, \quad (206)$$

где H — глубина забоя; t_{2y} — температура восходящего потока на устье скважины; Δt_3 — приращение температуры, вызванное разрушением пород.

Используя формулы (203) и (204), перепишем уравнение (202) в следующем виде:

$$\frac{d}{dz} \Delta t + \theta \Delta t = \theta (t_0 - t_{1y}) - \frac{u_1 + u_2}{E c_m} + \theta (\Gamma - A) z, \quad (207)$$

где

$$\theta = \frac{\alpha \pi d_c}{G c_m}.$$

Интегрируя уравнение (207) с учетом выражения (205), получаем

$$\begin{aligned} \Delta t = \Delta t_0 \exp(-\theta z) + \left(t_0 - t_{1y} - \frac{u_1 + u_2}{E c_m \theta} \right) [1 - \exp(-\theta z)] + \\ + \frac{1}{\theta} (\Gamma - A) [\theta z - 1 + \exp(-\theta z)]. \end{aligned} \quad (208)$$

Используя формулу (206), из последнего выражения получаем

$$A = \Gamma + \theta \frac{\Delta t_0 \exp(-\theta H) - \Delta t_3 + \left(t_0 - t_{1y} - \frac{u_1 + u_2}{E c_m \theta} \right) [1 - \exp(-\theta H)]}{\theta H - 1 + \exp(-\theta H)}. \quad (209)$$

Из формул (208) и (204) имеем

$$t_2 = t_{\pi} + (t_{2y} - t_0) \exp(-\theta z) + \frac{1}{\theta} \left(\Gamma - A - \frac{u_1 + u_2}{E_{cM}} \right) [1 - \exp(-\theta z)]. \quad (210)$$

Схема распределения температуры в процессе бурения скважины приведена на рис. 112.

Температура восходящего потока при $\theta z \geq 5$

$$t_2 = t_{\pi} - \frac{u_1 + u_2}{E_{cM}\theta} + \frac{\Gamma - A}{\theta}.$$

Положим $t_1 = t_2 = t_3$ при $z = H$, тогда из формул (203) и (209) при больших θH получим

$$t_3 = t_{03} - t_{1y} - \frac{u_1 + u_2}{E_{cM}\theta},$$

где $t_{03} = t + \Gamma H$.

Полученные формулы просты и в то же время включают в себя целый ряд параметров, от которых зависит процесс теплообмена, и потому дают возможность правильно судить о физической сущности происходящих явлений. Изменение температуры восходящего потока, выраженное формулой (210), мало отличается от линейного. Это оправдывает применение в практике приближенных и эмпирических формул, по которым температура изменяется линейно. Сравнение величин, рассчитанных по этим формулам, с экспериментальными данными показало, что расхождение не превышает погрешности измерения.

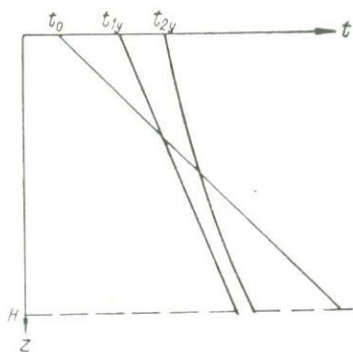


Рис. 112. Схема распределения температуры в процессе бурения скважины.

§ 27. СВОБОДНАЯ ТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ

Свободная конвекция в скважинах, горных выработках, в трещинах, карстах и поровом пространстве горных пород является одним из видов теплообмена. Возникает такая конвекция вследствие различия плотности жидкости (газа), которое вызывается нагреванием, неоднородностью состава и концентрацией примесей. Под воздействием гравитационного поля более легкие части жидкости (газа) поднимаются, а более тяжелые — опускаются. Конвекционное движение жидкости (газа) нарушает тепловое поле земной коры и приводит к перераспределению температуры в скважинах и горных выработках.

Механизм конвекционного движения рассмотрим на примере вертикальной скважины, заполненной жидкостью. При подогреве

снизу жидкость из спокойного состояния переходит в ламинарное движение (рис. 113, а). Нагретые массы жидкости поднимаются по одной стенке скважины, охлажденные опускаются по противоположной. С увеличением подогрева жидкость принимает ячеистую структуру (см. рис. 113, б). В каждой ячейке частицы жидкости двигаются по замкнутым, примерно параллельным траекториям. При этом часть жидкости, не замыкаясь в нижней ячейке, поднимается в верхнюю и присоединяется к идущему

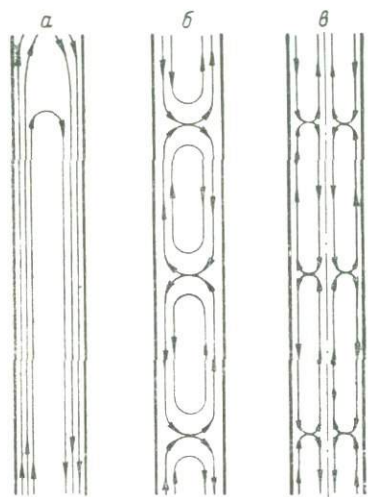


Рис. 113. Схема движения жидкости в цилиндрических вертикальных полостях, подогреваемых снизу.

вверх потоку этой ячейки. В свою очередь из верхней ячейки часть жидкости опускается в нижнюю ячейку. В результате часть нагретого потока жидкости поднимается по зигзагообразной траектории, и часть охлажденного потока опускается по такой же траектории.

Подобная ячеистая форма движения жидкости является устойчивой в сравнительно большом интервале мощности подогрева. Стыки соседних ячеек остаются на одних и тех же высотах [Славнова, 1961]. При отклонении скважины от вертикали на 30° ячеистая форма движения сменяется ламинарным движением нагретой жидкости вверх по одной стенке и охлажденной — вниз по другой стенке. С увеличением мощности подогрева происходит изменение движения жидкости в ячейке вертикальной скважины. Нагретая жидкость поднимается по центральной части скважины, а охлажденная опускается по стенкам (см. рис. 113, в). Дальнейшее повышение подогрева приводит к турбулентному движению жидкости.

При свободной конвекции одна часть жидкости поднимается и отдает тепло стенкам скважины, другая — опускается и получает тепло. В результате этого потоки жидкости и потоки тепла в любом сечении скважины равны нулю. Начало конвекционного движения жидкости характеризуется конвективным параметром [Остроумов, 1952]

$$\Pi = \frac{g\beta}{a\nu} \Gamma \left(\frac{d_c}{2} \right)^4, \quad (211)$$

где g — ускорение силы тяжести; β — температурный коэффициент объемного расширения; ν — кинематическая вязкость; a — коэффициент температуропроводности; Γ — критический градиент температуры.

Параметр Π зависит также от коэффициентов теплопроводности жидкости $\lambda_{ж}$ и окружающей среды λ .

$\lambda/\lambda_{ж}$	Π	$\lambda/\lambda_{ж}$	Π
0	2,86	2,43	134
0,31	81,0	3,78	150
0,62	92,4	6,27	168
1,02	105	12,5	187
1,59	119	58,4	208
		∞	216

В необсаженных скважинах $\lambda/\lambda_{ж}$ изменяется в среднем от 2 до 6, в обсаженных это отношение достигает 100. В зависимости от значения $\lambda/\lambda_{ж}$ происходит перераспределение скорости и температуры жидкости в сечении скважины (рис. 114).

Из формулы (211) критический градиент температуры, характеризующий начало конвективного движения,

$$\Gamma = \Pi \frac{av}{g\beta} \left(\frac{dc}{2} \right)^{-4}.$$

Изменение с температурой физических свойств воды показано в табл. 8.

Для скважины диаметром 100 мм, заполненной пресной водой, при температуре 10–100° С и $\lambda/\lambda_{ж} = 3,78$ значение критического градиента изменяется соответственно от $66,7 \cdot 10^{-4}$ до $1,67 \times 10^{-4}$ град/м (рис. 115). Для скважины диаметром 400 мм в том же интервале температур $\Gamma = (260 \div 6,52) \cdot 10^{-7}$ град/м.

В расчетах не учтено, что увеличение давления препятствует возникновению свободной конвекции. График, приведенный на рис. 116, позволяет по гидростатическому давлению и температуре приблизительно выяснить возможность возникновения свободной конвекции в скважине на любой глубине.

Большой интерес для нефтепромысловой геофизической практики представляет изучение свободной тепловой конвекции в водных растворах солей, заполняющих вертикальные трубы круглого сечения. Такое исследование было проведено Э. И. Славновой [1963] с водными растворами KCl, CaCl₂, CuSO₄ и ZnSO₄ различной концентрации. Опыты по визуальному наблюдению гидродинамики потока жидкости в трубах показали, что характер движения растворов солей с возрастанием подогрева аналогичен

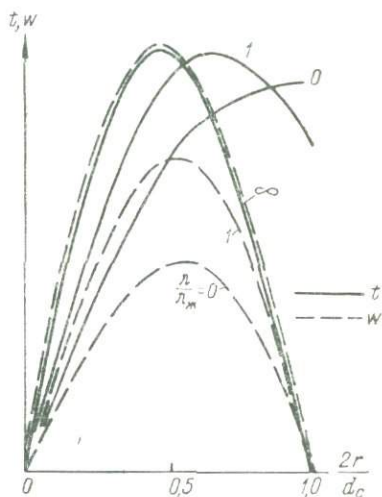


Рис. 114. Схематическое распределение температуры и скорости движения жидкости по радиусу вертикального цилиндрического канала [Остроумов, 1952].

Физические свойства воды

$t, ^\circ\text{C}$	$\beta, 10^{-5} \frac{1}{\text{град}}$	$\nu, 10^{-7} \frac{\text{м}^2}{\text{сек}}$	$\lambda, \frac{\text{вт}}{\text{м} \cdot \text{град}}$	$\alpha, 10^{-7} \frac{\text{м}^2}{\text{сек}}$
0	-5	18	0,554	1,353
10	6,5	13	0,571	1,359
20	18	10	0,587	1,416
30	30	8,05	0,605	1,461
40	38	6,59	0,621	1,513
50	45	5,56	0,638	1,554
60	51	4,79	0,654	1,597
70	57	4,15	0,671	1,634
80	62	3,66	0,688	1,664
90	68	3,26	0,705	1,698
100	74	2,95	0,721	1,715

конвекционному движению пресной воды при таких же условиях. При этом высоты ячеек потока воды и растворов одинаковы и равны 13,9 радиуса трубы.

Теоретические и экспериментальные исследования показали, что для каждого

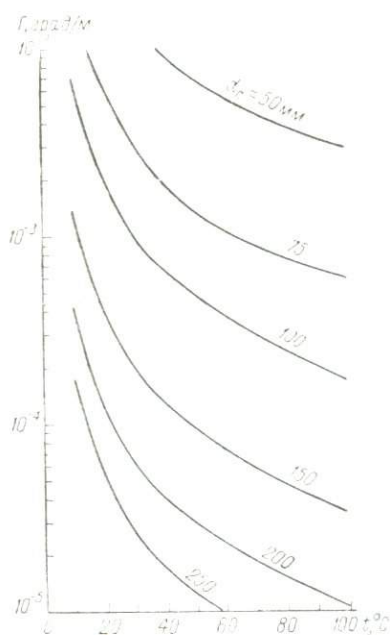


Рис. 115. Зависимость Γ от температуры.

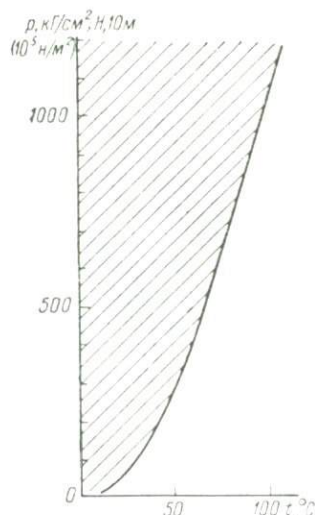


Рис. 116. Область плотности воды более 1000 кг/м^3 (заштрихована).

из исследованных растворов существует свое значение вертикального градиента Γ , характеризующее устойчивую форму конвекционного движения (рис. 117). Значение Γ для слабых

растворов практически постоянно и резко изменяется для больших концентраций. Такая же закономерность наблюдается и у конвективного параметра Π для изученных растворов, за исключением раствора CaCl_2 . Причина такого отклонения от общей закономерности в настоящее время не выяснена.

Экспериментальные значения Π для слабых растворов соответствуют с погрешностью, не превышающей $\pm 3,2\%$, теоретическим значениям для чистых растворов. Для растворов с концентрацией, близкой к пределу растворимости, несоответствие между экспериментальными и теоретическими значениями конвективного параметра достигает в среднем 47% . Такое расхождение вызвано,

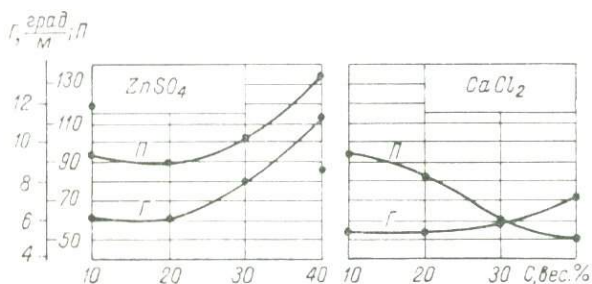


Рис. 117. Зависимость градиента температуры Γ и конвективного параметра Π от концентрации солей.

по-видимому, концентрационными и термодиффузионными явлениями в растворах повышенной концентрации.

Приблизительно оценить возможность возникновения свободной конвекции можно по зависимости, подобной приведенным, если известны давление, температура и минерализация воды в скважине.

Существование свободной тепловой конвекции в скважинах доказано теоретическими и экспериментальными исследованиями. Конвекция возрастает с увеличением геотермического градиента и глубины забоя и уменьшением вязкости среды, заполняющей скважину (глинистый раствор, вода, воздух) [Остроумов, 1952; Славнова, 1961; Van der Merwe, 1951; Hales, 1957 и др.]. Такое влияние должно уменьшать значение геотермического градиента, определяемого по измерениям температуры в скважине [Guyod, 1946]. Однако значения температуры, измеряемой существующими термометрами в глубоких роторных обсаженных колоннами труб скважинах, выстаивающих длительное время в покое, совпадают со значениями температуры на таких же глубинах в мелких необсаженных скважинах малого диаметра в тех же районах и при одинаковых геолого-гидрогеологических и геоморфологических условиях.

В связи с тем, что в глубоких скважинах большого диаметра и в соседних мелких скважинах малого диаметра температура на равных глубинах одинакова, можно считать, что влияние конвекции невелико. Это подтверждается многочисленными исследованиями Н. М. Фролова [1963] в различных районах в обсаженных и необсаженных мелких и глубоких скважинах глубиной до 3170 м. По его данным искажения температуры свободной конвекцией и обсадной колонной труб лежат за пределами точности применяемой аппаратуры и не превышают 0,02 град. Этому способствуют существующие термометры, которые, имея относительно большой диаметр, осредняют температуру по сечению скважины.

Последнее замечание находится в соответствии с теоретическими исследованиями [Hales, 1957], согласно которым температура в вертикальной скважине при свободной тепловой конвекции характеризуется следующим выражением:

$$t = t_0 + t_1 \sin \frac{\theta z}{d_c} \cos n\varphi,$$

где $\theta = (d_c/H) \pi$; d_c — диаметр скважины; H — глубина забоя; z — координата точки наблюдения относительно забоя; t_1 — температура, зависящая только от координаты r , перпендикулярной к оси скважины; t_0 — температура в скважине при отсутствии конвекции; m и n — целые числа.

При этом средняя температура по сечению скважины

$$\bar{t} = t_0(z) + \frac{4}{\pi d_c^2} \int_0^{\frac{d_c}{2}} \int_0^{2\pi} \cos n\varphi t(r) r \sin \frac{\theta z}{d_c} dr d\varphi = t_0(z).$$

Можно считать, что осредненная по сечению скважины температура равна температуре окружающих пород.

Степень нарушения теплового поля свободной конвекцией при прочих равных условиях зависит от геометрических размеров пространства, в котором происходит конвекционное движение. В горных породах внутриворонная свободная конвекция не оказывает существенного влияния на стационарное тепловое поле земной коры и в общей теплопередаче ее можно не учитывать [Бояринцев, 1937; Чудновский, 1954а, б, в].

В глубоких открытых трещинах (глубинных разломах) свободная конвекция может существенно влиять на тепловое поле земной коры. Это влияние с возрастанием размеров полостей увеличивается, что подтверждается «затеканием» холодного воздуха зимой на неодинаковые глубины в колодцы и скважины. Так, при диаметре шахтных колодцев 1,0—1,5 м и открытом устье в слое постоянных годовых температур, температура понижается на 0,3—1,8 град. В некоторых районах Минусинской котловины

на стенках колодцев даже в жаркие месяцы сохраняется лед. В буровых скважинах диаметром 115—200 мм влияние «затекания» при перепаде температуры на дневной поверхности 12 град распространяется на глубину 18—25 м.

§ 28. ИСКАЖЕНИЕ И ВОССТАНОВЛЕНИЕ ТЕРМИЧЕСКОГО РЕЖИМА, НАРУШЕННОГО БУРЕНИЕМ СКВАЖИНЫ

Определением времени восстановления термического режима, нарушенного бурением, исследователи занимаются не один десяток лет. При этом используют как экспериментальные, так и теоретические методы. Основной причиной, вызывающей необходимость простоя скважин в покое после бурения для восстановления термического режима, является зона нарушения, образующаяся вокруг скважины [Череменский, 1960а]. Диаметр зоны нарушения зависит от техники, методики и режима бурения, геологических, гидрогеологических и прочих особенностей района. Большую роль при этом играют дебит и длительность циркуляции промывочной жидкости, которая зависит от скорости проводки скважины.

С возрастанием глубины забоя уменьшается скорость проводки, увеличиваются температура и длительность воздействия промывочной жидкости на стенки скважины, что вызывает возрастание диаметра зоны нарушения термического режима. Одновременно увеличиваются затраты времени на спуско-подъемные операции. По данным ряда исследователей, это время растет пропорционально кубу глубины забоя [Воздвиженский, Сидоренко, Скорняк, 1970], что способствует некоторому восстановлению термического режима в скважине. По этим причинам на различных участках скважин диаметр зоны нарушения неодинаков, а следовательно, и время восстановления термического режима различно.

Определить время восстановления термического режима экспериментальным путем можно тремя способами.

Наиболее простым и экономичным является способ определения на глубине затухания годовых колебаний температуры в так называемом «нейтральном слое», который в большинстве случаев может обеспечить восстановление теплового равновесия всей скважины. Однако эффективность такого способа понижается при неучете гидрогеологических, геологических и климатических особенностей района.

Часто «нейтральный слой» находится в рыхлых отложениях или в коре выветривания, где под воздействием движения подземных вод происходит ускоренное восстановление термического режима. Кроме того, возможно увеличение глубины залегания «нейтрального слоя» до 80—200 м и более вследствие совместного воздействия гидрогеологических, геологических, климатических и прочих особенностей района [Череменский, 1963а, 1964; Дучков,

Моисеенко, 1970]. В связи с этим, прежде чем приступить к определению восстановления термического режима таким способом, необходимы длительные исследования «нейтрального слоя» в конкретных условиях, что понижает экономичность метода.

Интересны исследования на забое скважины, где время нарушения термического режима минимально. Е. Буллард [Bullard, 1947], а затем Л. Купер и С. Джонс (Cooper, Jones, 1959) показали, что температура вблизи забоя восстанавливается в течение одних-двух суток. И. А. Чарный [1966] приближенным способом рассчитал, что температура вблизи забоя скважины восстанавливается почти на 90% по истечении удвоенного времени нарушения термического режима.

Проверка этого способа в скважинах Кольского полуострова И. М. Кутасовым, Е. А. Любимовой, Ф. В. Фирсовым [1966] показала несовершенство такой методики определения восстановления термического режима и возможность появления больших погрешностей. Теоретические исследования О. Ф. Путикова [1969а] тоже подтвердили необходимость сравнительно длительного простоя скважины до восстановления термического режима на забое. Перспективным является его метод измерения температуры в шпуре, пробуренном с забоя скважины. Однако осуществление такого способа встречает значительные технические трудности. Глубина забоя шпура должна превышать мощность зоны нарушения термического режима ниже забоя скважины. Мощность этой зоны зависит от термических свойств горных пород, дебита промысловой жидкости, диаметра скважины, температуры жидкости и пород на забое, скорости проходки скважины и трещиноватости, существовавшей до долбления и вызванной долблением.

Более совершенным способом является определение восстановления режима по данным серии измерений температуры в интервале от устья до забоя скважины. При правильном выборе времени между исследованиями и при низких методических и аппаратурных погрешностях этот способ обеспечивает получение более надежных результатов. Временной интервал между замерами должен быть достаточным, чтобы выявить изменение температуры на одинаковых глубинах и момент восстановления термического режима. При несоблюдении этого условия можно получить результаты, ошибочно свидетельствующие о восстановлении термического режима. Такие результаты обычно получают при малом времени между повторными исследованиями, низкой точности определения температуры и при больших диаметрах зон нарушения термического режима, обладающих значительной термической инерцией.

Различия в условиях и методике экспериментальных исследований, а также в точности определения температуры не позволили до сих пор выработать общую точку зрения на длительность простоя скважины до восстановления термического режима.

Так, по экспериментальным исследованиям Я. Н. Кашпура [1954] в Донецком бассейне, температура, замеренная через 3—5 ч после бурения скважин глубиной 1000 м, диаметром 75—85 мм, заполненных вязким буровым раствором, практически отражает тепловой режим глубоких горизонтов. В 1962 г. Я. Н. Кашпур установил, что термический режим в аналогичных скважинах восстанавливается с точностью $\pm(0,5 \div 1)$ град в течение 12—15 ч. Такой же малый период простоя до восстановления термического режима наблюдал Д. Егер [Jaeger, 1961] в скважине алмазного бурения в Тасмании. Эта скважина глубиной 520 м бурилась в массивных долеритах в течение 100 суток. В процессе бурения скважина промывалась с дебитом 0,15—0,45 л/сек, что примерно в 100 раз меньше дебита промывки роторных скважин. Температура промывочной жидкости отличалась на несколько градусов от температуры пород. Через 18 ч после извлечения бурильных труб термический режим восстановился в средней части скважины с точностью 15% при измерении температуры с погрешностью $\pm 0,05\%$. Такому быстрому восстановлению термического режима способствовали малый диаметр скважины, низкая скорость промывки и длительные перерывы в бурении.

Большее время восстановления термического режима наблюдали другие исследователи. В частности, данные И. М. Кутасова, Е. А. Любимовой, Ф. В. Фирсова [1964] по Мончегорскому плутону свидетельствуют, что скважинам диаметром 91—130 мм, которые бурились в течение 64 суток, для восстановления термического режима с точностью $\pm 0,02$ град в интервале глубин 200—500 м требуется 2 месяца простоя.

Длительное восстановление теплового поля объясняется малым геотермическим градиентом и незначительным различием температур промывочной жидкости и горных пород.

Несколько большее время необходимо для восстановления равновесия температуры до $\pm 0,5$ град в нижней половине роторных 500-метровых скважин диаметром 294 мм в Молдавии и юго-восточной части Западно-Сибирской низменности, пройденных в осадочной толще с большими перерывами в бурении [Черемский, 1956, 1959а, 1960а, б, 1962г, Фролов, 1958]. Не меньшее время для восстановления термического режима необходимо, по исследованиям М. О. Лахтионова [1970], для скважин алмазного подземного бурения глубиной 135 м, диаметром 46—59 мм, промывавшихся около 8 суток на Гайском месторождении. У этих скважин общее время простоя с учетом перерывов в бурении в 15 раз больше времени нарушения термического режима, вызванного промывкой.

По данным зарубежных исследователей [MacCarthy, 1952; Orstrand, 1934; Carlson, 1930], время восстановления термического режима может превышать 1—2 года.

Приведенные значения времени простоя скважин в покое изменяются в широких пределах. Такое разнообразие вызвано

различной методикой, техникой и режимом бурения, глубиной забоя скважин, неодинаковыми геологическими, гидрогеологическими и географическими условиями, методическими и аппаратными погрешностями измерения температуры.

Одновременно с экспериментальными исследованиями разрабатывались теоретические способы определения времени простоя скважин. Вопросу выяснения степени искажения и времени восстановления режима, нарушенного бурением скважины, посвящены многочисленные теоретические исследования [Дахнов, Дьяконов; 1952; Череменский, 1960а, б, 1961а, 1962г; Кутасов, 1964; Чарный, 1966; Jaeger, 1931, 1961; Bullard, 1947; Lachenbruch, 1959 и др.]. Теоретическое решение этой задачи с учетом различных факторов представляет известные трудности. По этой причине обычно производится некоторая идеализация при постановке задачи.

Одним из наиболее простых является решение Е. Булларда [1947] для теплового поля линейного бесконечно длинного источника постоянной мощности в однородно-изотропной неограниченной среде. Это решение позволяет оценить время выстойки скважины в покое до восстановления термического режима. Буллард считает, что время восстановления режима должно в 10—20 раз превышать время бурения.

Влияние диаметра скважины учтено в задаче о нарушении теплового поля остывающим (нагревающим) цилиндром бесконечной длины, конечного радиуса и температуры, отличающейся от температуры однородно-изотропной неограниченной окружающей среды [Дахнов, Дьяконов, 1952]. При знании диаметра зоны нарушения термического режима бурением полученное решение позволяет оценивать время простоя скважины при отсутствии движения пластовых вод, а также изучать геологический разрез и техническое состояние скважин.

Д. Егер [Jaeger, 1956], основываясь на известном точном аналитическом решении задачи нарушения однородного поля источником тепла постоянной мощности в виде бесконечно длинного цилиндра, рассмотрел задачу восстановления температуры на оси скважины в период простоя и вычислил значения полученных интегральных выражений.

Дальнейшее уточнение задачи Е. Булларда позволило учесть влияние скважины и погрешностей определения температуры и температуропроводности горных пород [Череменский, 1960а, б, 1961а, 1962г]. Подобная задача приближенным методом решена И. М. Кутасовым [1965]. Им же на основании решения Д. Егера выведена приближенная формула для определения температуры при восстановившемся режиме по двум термограммам, замеренным через некоторое время после бурения.

Дальнейшим усложнением задачи являются теоретические исследования О. Ф. Путикова [1969а], в которых учтено влияние проницаемости пород на тепловое состояние толщи, окружающей

скважину. Заслуживают внимания теоретические исследования, которые провели А. Н. Щербань, В. П. Черняк, Т. С. Зарняк [1967], рассмотревшие влияние периодической циркуляции жидкости и простоев бесконечно длинной скважины на тепловое состояние однородно-изотропной окружающей среды.

В перечисленных решениях по мере увеличения точности постановки задачи растет трудность получения численных значений. По этой причине большинство исследователей ограничиваются лишь рассмотрением асимптотических представлений температуры при больших и малых значениях времени. Полный учет всех влияний на восстановление термического режима представляет определенный теоретический интерес, но не всегда такой учет может быть использован в практике, так как требует для каждой скважины тщательного изучения геологических, гидрогеологических и других особенностей района, большого количества определений физических свойств горных пород и подробной документации методики, техники и режима бурения.

Следует согласиться с И. А. Чарным [1966], что постановка более точной и полной задачи и составление соответствующей системы уравнений с должной формулировкой начальных, граничных и предельных условий не представляет трудностей. В результате для температуры получится весьма сложная система дифференциальных уравнений в частных производных, решение которой даже с использованием современных вычислительных средств не является простой задачей. Для практических целей, учитывая существующие погрешности в определении термических свойств, времени циркуляции промывочной жидкости и времени перерывов бурения, некоторая идеализация в постановке задачи, по-видимому, приемлема.

В данном параграфе основное внимание уделено сопоставлению формул, определяющих нарушение теплового поля различными источниками тепла, и оценке времени восстановления термического режима, нарушенного бурением.

Рассмотрим изменение температуры однородно-изотропной среды, вызванное мгновенными точечными, линейными и другими источниками тепла, по А. Лахенбруху [Lachenbruch, 1959]. Температура на контакте с мгновенным точечным источником тепла Q , внесенном в среду с коэффициентом теплопроводности λ в момент времени τ_0 ,

$$\Delta t = t - t_0 = \frac{q}{4\pi\lambda} \cdot \frac{1}{\tau - \tau_0}, \quad (\tau > \tau_0),$$

где t_0 — начальная температура среды; τ — время в момент определения температуры; q — плотность теплового потока, создаваемого источником тепла.

Изменение температуры источником, действующим в период $0 \leq \tau \leq s$, имеет вид

$$\Delta t = \frac{1}{4\pi\lambda} \int_0^s \frac{q(u)}{\tau-u} du, \quad (\tau > s), \quad (212)$$

где s — время действия источника тепла.

Если $q(\tau) = \text{const}$, то

$$\Delta t = \frac{q}{4\pi\lambda} \ln \frac{\tau}{\tau-s}, \quad (\tau > s). \quad (213)$$

В табл. 9 приведены выражения зависимости температуры от времени для различных законов изменения плотности теплового потока.

ТАБЛИЦА 9

Изменение температуры во времени при разных источниках тепла [Lachenbruch, 1959]

Случай	τ_0, q	Δt при $\tau > s \geq 0$	Ошибка Δt относительно выражения (212) при $\tau \gg s$
Мгновенные источники			
1	$\tau_0 = 0$	$\frac{Q}{4\pi\lambda} \cdot \frac{1}{\tau}$	$1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{s}{\tau} + 0 \left(\frac{s}{\tau}\right)^2$
2	$\tau_0 = s$	$\frac{Q}{4\pi\lambda} \cdot \frac{1}{\tau-s}$	$1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{s}{\tau} + 0 \left(\frac{s}{\tau}\right)^2$
3	$\tau_0 = \frac{s}{2}$	$\frac{Q}{4\pi\lambda} \cdot \frac{1}{\tau - \frac{s}{2}}$	$1 + 0 \left(\frac{s}{\tau}\right)^2$
Непрерывные источники			
4	$q = \bar{q}$	$\frac{\bar{q}}{4\pi\lambda} \ln \frac{\tau}{\tau-s}$	1
5	$q = 2\bar{q} \left(1 - \frac{\tau}{s}\right)$	$\frac{\bar{q}}{4\pi\lambda} \left[1 + \frac{\tau-s}{s} \ln \frac{\tau-s}{\tau} \right]$	$1 - \frac{1}{6} \cdot \frac{s}{\tau} + 0 \left(\frac{s}{\tau}\right)^2$
6	$q = \frac{1}{2} \bar{q} \sqrt{\frac{s}{\tau}}$	$\frac{\bar{q}}{8\pi\lambda} \sqrt{\frac{s}{\tau}} \left[\ln \frac{\tau}{\tau-s} + 2 \ln \left(1 + \sqrt{\frac{s}{\tau}} \right) \right]$	$1 - \frac{1}{6} \cdot \frac{s}{\tau} + 0 \left(\frac{s}{\tau}\right)^2$

Примечание. $\bar{q} = \frac{1}{s} \int_0^s q(x) dx$; $Q = \bar{q}s$; $0 \left(\frac{s}{\tau}\right)^2$ — величина второго порядка малости.

Изменение во времени плотности теплового потока (случаи 5 и 6) вызывает температурную погрешность относительно стационарного потока тепла менее $-(1/6)(s/\tau)$ при $\tau \gg s$. В случае 6 изменение плотности теплового потока в основном превышает существующее в скважинах.

Температура в однородно-изотропном неограниченном пространстве, нагреваемом мгновенным цилиндрическим источником радиуса r_c со средней плотностью теплового потока \bar{q} ,

$$\Delta t(r, \tau) = \frac{Q}{4\pi\lambda} \exp\left(-\frac{r_c^2 + r^2}{4a\tau}\right) J_0\left(\frac{r_c r}{2a\tau}\right), \quad (214)$$

где J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Из формулы (214) для непрерывного источника тепла при $r \rightarrow 0$ имеем

$$\begin{aligned} \lim_{r \rightarrow 0} \Delta t &= \lim_{r \rightarrow 0} \frac{\bar{q}}{4\pi\lambda} \int_0^s \exp\left(-\frac{r_c^2 + r^2}{4a(\tau-x)}\right) J_0\left(\frac{r_c r}{2a(\tau-x)}\right) \frac{dx}{\tau-x} = \\ &= \frac{\bar{q}}{4\pi\lambda} \left[\text{Ei}\left(-\frac{r_c^2}{4a(\tau-s)}\right) - \text{Ei}\left(-\frac{r_c^2}{4a\tau}\right) \right]_{\tau > s}. \end{aligned}$$

Используя разложение

$$J_0(x) = \exp x \left[1 - x + \frac{3}{4}x^2 + O(x^3) \right],$$

полагая в формуле (214) $r = r_c$ и интегрируя, получаем

$$t(r_c\tau) - t(r_c, \tau_0) = \frac{\bar{q}}{4\pi\lambda} \left[\ln \frac{\tau}{\tau-s} - \frac{r_c^2}{2as} \left(\frac{s}{\tau}\right)^2 + O\left(\frac{s}{\tau}\right)^3 \right].$$

Последнее выражение, характеризующее поле цилиндрического источника конечного радиуса, при $r_c^2/4as = 10^{-3}$, отличается от выражения (213) для линейного источника на величину порядка $10^{-2}(s/\tau)$. Эта величина лежит в пределах существующих погрешностей определения температуры в скважинах. В связи с этим для практических целей могут быть использованы более простые выражения, полученные для линейных источников тепла.

При бурении скважин искажение температурного поля окружающей среды эквивалентно изменению, которое вызвали бы источники тепла, изменяющиеся с глубиной.

Температура от мгновенного точечного источника тепла, помещенного на глубине z' ,

$$\Delta t = \frac{Q(z')}{8\rho c_M V(\lambda a \tau)^3} \exp\left[-\frac{r^2 + (z-z')^2}{4a\tau}\right];$$

температура от линейного источника тепла

$$\Delta t = \frac{1}{8\rho c_M V(\lambda a \tau)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} Q(z') \exp\left[-\frac{r^2 + (z-z')^2}{4a\tau}\right] dz'. \quad (215)$$

Если в интервале $z_0 - l < z < z_0 + l$ можно положить

$$Q(z) = A + Bf(z - z_0) \quad (216)$$

[A и B — величины постоянные; $f(z - z_0)$ — нечетная функция], то, подставляя значение (216) в формулу (215), получаем выражение температуры от источника $Q = A$, которое не зависит от глубины. В этом случае в интервале от $(z_0 - l)$ до $(z_0 + l)$ можно считать Q постоянным.

Разбивая скважину на интервалы с постоянными $Q(z) = Q_i$ ($i = 1, 2, \dots, n$) и интегрируя выражение (215), получаем

$$\Delta t = \sum_{i=1}^n \Delta t_i,$$

где

$$\Delta t_i = \frac{Q_i}{8\pi\lambda\tau} \left(\operatorname{erf} \frac{z - z_i}{2\sqrt{a\tau}} - \operatorname{erf} \frac{z - z_{i+1}}{2\sqrt{a\tau}} \right).$$

Если на некоторой глубине z' источник тепла Q_m можно считать постоянным в интервале глубин от $z_m = (z' - l)$ до $z_{m+1} = (z' + l)$, то изменение температуры на этой глубине аппроксимируется выражением

$$\Delta t_i = \frac{Q_i}{8\pi\lambda\tau} \left(\operatorname{erf} \frac{z_m - z_i + l}{2\sqrt{a\tau}} - \operatorname{erf} \frac{z_m - z_{i+1} + l}{2\sqrt{a\tau}} \right); \quad (217)$$

при $m = i$

$$\Delta t_i = \frac{Q_i}{4\pi\lambda\tau} \operatorname{erf} \frac{l}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (218)$$

При $l \gg 2\sqrt{a\tau}$ величины, стоящие после коэффициента в формулах (217) и (218), соответственно равны 0 и 1.

Величины интервала и значения Δt_i зависят от термических свойств окружающей среды. В случае тонкого переслаивания пластов различных термических свойств влияние таких толщ эквивалентно влиянию однородной неограниченной среды со значениями термических свойств, равными продольным значениям термических свойств слоистой среды.

Если мощность источника поля зависит от глубины (времени бурения), то, интегрируя выражение (217), по теореме о среднем получаем

$$\Delta t_m = \frac{1}{4\pi\lambda} \operatorname{erf} \frac{l}{2\sqrt{a(\tau - \tau^*)}} \int_0^s \frac{q_m(u)}{\tau - u} du, \quad (0 < \tau^* < s). \quad (219)$$

При малых $\tau - \tau^*$ выражение (219) соответствует выражению (212), при возрастании τ оно стремится к нулю быстрее выражения (212).

Наряду с рассмотренными формулами для неограниченного цилиндра (скважины) радиуса $r_{\text{ф}}$, остывающего (нагревающегося) в однородно-изотропной среде с начальной температурой, равной

нулю, и физическими свойствами, равными физическим свойствам окружающей среды, известно выражение относительного изменения температуры следующего вида [Лыков, 1952]:

$$\frac{t}{\Delta t_0} = 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{J_0(m_i r) \exp(-m_i^2 a \tau)}{m_i r_{\text{эф}} J_1(m_i r_{\text{эф}})},$$

где Δt_0 — разность температуры цилиндра и окружающей среды в начальный момент времени $\tau = 0$; t — температура на расстоянии r от оси цилиндра в момент времени τ ; $J_0(m_i r)$ и $J_1(m_i r_{\text{эф}})$ — функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков.

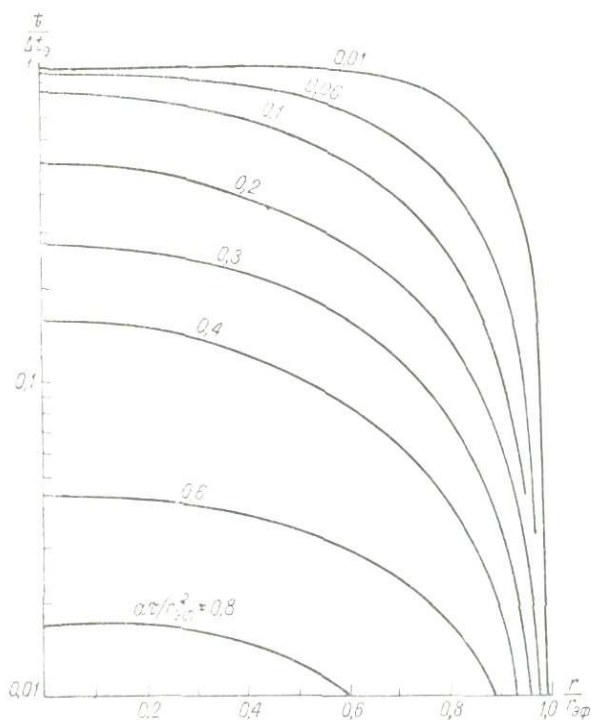


Рис. 118. Зависимость $t/\Delta t_0$ от $r/r_{\text{эф}}$.

На рис. 118 приведены кривые изменения температуры по радиусу. Согласно им процесс охлаждения практически прекращается при $a\tau/r_{\text{эф}}^2 \geq 0,8$ (или при $\tau \geq 0,8 r_{\text{эф}}^2/a$).

Время восстановления стационарного термического режима τ , нарушенного бурением, при $r_{\text{эф}} = 10; 1$ и $0,5$ м, $a = 1,39 \times 10^{-6}$ м²/сек соответственно равно 667; 6,67 и 1,67 суток. Последнее значение согласуется со значением (1,75 суток), вычисленным Д. Егером [Jaeger, 1961] другим методом для скважин алмазного бурения диаметром 0,038 м, находившихся в бурении

в течение 6 ч. Основной особенностью нарушения термического режима района скважинами алмазного бурения являются значительно меньшие сроки бурения и дебиты промывки, чем при роторном бурении.

Величина $\Delta t/\Delta t_0$ согласно выражению (134) при прочих равных условиях зависит от диаметра скважины (диаметра зоны проникновения бурового раствора), температуропроводности горных пород, времени нахождения скважины в состоянии покоя, а также от времени и режима бурения [Череменинский, 1962г].

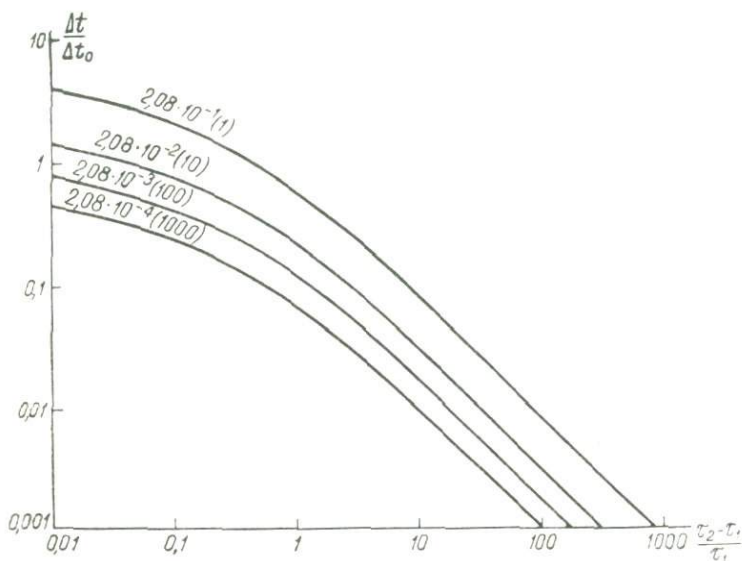


Рис. 119. Зависимость $\Delta t/\Delta t_0$ от $(\tau_2 - \tau_1)/\tau_1$.

На кривых указано: $r^2/(4\alpha\tau_1)$; в скобках дано $(\tau_2 - \tau_1)$, сутки, при $r^2/4\alpha = 5 (\tau_2 - \tau_1)$.

Значение $\Delta t/\Delta t_0$, характеризующее степень восстановления стационарного теплового состояния горных пород, уменьшается с возрастанием времени простоя скважины $\tau_2 - \tau_1$, температуропроводности горных пород и с уменьшением диаметра скважины (рис. 119). Если под Δt подразумевать абсолютную погрешность определения температуры, то отношение $\Delta t/\Delta t_0$ является относительной погрешностью значения Δt_0 .

Приблизительно $\Delta t_0 = (\Gamma - \Gamma_c)h$, где Γ — геотермический градиент в данном районе (регионе); Γ_c — геотермический градиент промывочной жидкости в момент окончания бурения; h — расстояние по оси скважины от точки, где температура промывочной жидкости (бурового раствора) равна температуре пород в естественном тепловом состоянии, до точки наблюдения.

Геотермический градиент промывочной жидкости зависит от режима бурения и конструкции скважины, температуры жидкости, поступающей в скважину, геологических и гидрогеологических особенностей района. Значение Γ_c , как правило, меньше геотермического градиента района. Вследствие этого геотермограмма пересекается с кривой изменения температуры жидкости с глубиной. В точке пересечения этих кривых температура жидкости равна естественной температуре пород.

По мере углубления скважины и нагревания в связи с этим промывочной жидкости глубина этой точки увеличивается

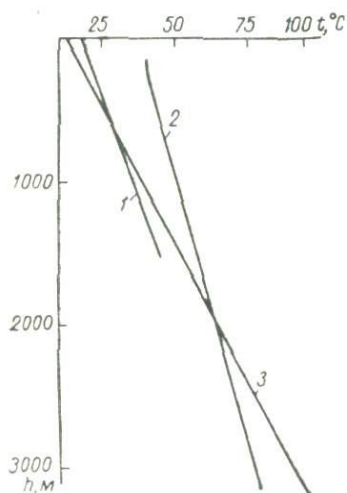


Рис. 120. Термограммы скважины 9Р в Тбилиси [Фролов, 1964].

Термограммы: 1 — май 1959 г., 2 — апрель 1961 г.; 3 — при установившемся термическом режиме.

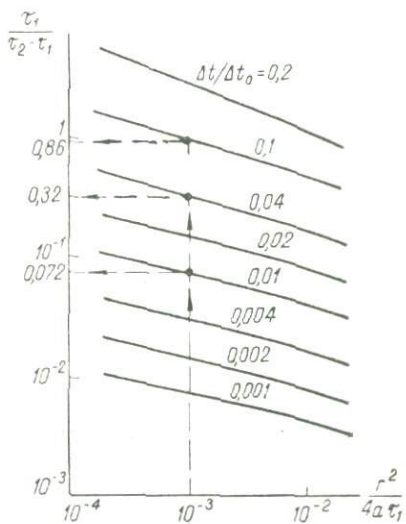


Рис. 121. Зависимость $\tau_1 / (\tau_2 - \tau_1)$ от $r^2 / (4a \tau_1)$.

(рис. 120). Значение Δt_0 при удалении на глубину от точки равенства температур возрастает, так как температура горных пород с глубиной повышается быстрее, чем нагревается промывочная жидкость в бурительных трубах и при омывании забоя скважины. Как известно, нагретая промывочная жидкость при дальнейшем движении вверх к устью скважины отдает тепло породам, залегающим на меньших глубинах и ранее охлажденным во время разбуривания. Значение Δt_0 максимально у забоя и устья скважины.

После прекращения нарушения термического режима тепловое состояние горных пород восстанавливается под влиянием радиального притока тепла к скважине. У забоя скважины к этому потоку добавляется вертикальный тепловой поток, поступающий из участков геологического разреза с более высокой температурой. Совместное воздействие этих потоков тепла способствует при

прочих равных условиях более быстрому восстановлению естественного теплового состояния горных пород, залегающих непосредственно над забоем скважины. Однако в этих участках скважин, как правило, температура не измеряется в связи с возрастанием плотности промывочной жидкости с глубиной и наличием шлама на забоях скважин. Термометры при измерении температуры обычно находятся вдали от забоя скважины — там, где влияние вертикального теплового потока ничтожно. В таких участках скважины основное влияние на восстановление естественного теплового состояния пород оказывает величина Δt .

Согласно кривым, приведенным на рис. 121, время восстановления естественного теплового состояния горных пород должно быть при прочих равных условиях тем больше, чем выше точность определения температуры, больше диаметр скважины и время нарушения термического режима. При этом с возрастанием диаметра скважины увеличивается диаметр зоны нарушения термического режима. Для восстановления естественного теплового состояния горных пород такой зоны необходимо более длительное время.

Влияние различных факторов на время восстановления естественного теплового состояния горных пород неодинаково. Так, при изменении $r^2/4a\tau_1$ в 100 раз величина $\tau_1/(\tau_2 - \tau_1)$ изменяется только в 4—7,5 раз, а при изменении $\Delta t/\Delta t_0$ от 0,1 до 0,01 — в 15—16 раз. Вследствие такой сильной зависимости $\tau_1/(\tau_2 - \tau_1)$ от $\Delta t/\Delta t_0$ при заданной точности измерения температуры время восстановления термического режима, нарушенного бурением, неодинаково на разных глубинах [Череменинский, 1962а, б].

Это время можно приблизительно определить для каждой глубины по значениям $\Delta t/\Delta t_0$, r , a и τ_1 , используя кривые, приведенные на рис. 121. Например, необходимо определить время восстановления термического режима, нарушенного бурением скважины при $\tau_1 = 30$ суток, $a = 1,39 \cdot 10^{-6}$ м²/сек (0,005 м²/ч), $r_{эф} = 0,25$ м, удвоенной относительной погрешности определения температуры, равной 0,01; 0,04 и 0,1, и абсолютной погрешности $\pm 0,005$; 0,02; 0,5 град при $\Delta t = 10$ град. В этом случае $r_{эф}^2/4a\tau_1 = 1,08 \cdot 10^{-3}$. Используя это значение и кривые рис. 121, находим $\tau_1/(\tau_2 - \tau_1) = 0,072$; 0,32; 0,86 и $\tau_2 - \tau_1 = 418$; 93,8; 34,8 суток.

Наряду с рассмотренными и другими существующими приближенными решениями задачи нарушения теплового поля бурением скважины известно решение этой же задачи, имеющее следующий вид [Jaeger, 1956]:

$$\Delta t = t(n\tau_1) - t_0 = \Delta t_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{4nz_1}\right) + \frac{1}{2nz_1} \int_1^{\infty} \xi f(\xi) \exp\left(-\frac{\xi^2}{4nz_1}\right) d\xi \right], \quad (220)$$

где $\alpha_1 = a\tau_1/r_c^2$; $n = \tau/\tau_1$; τ_1 — время нарушения стационарного теплового режима; τ — время простоя скважины в покое; r_c — радиус скважины; t_0 — температура пород при стационарном термическом режиме; t — температура в скважине; $f(\xi)$ — выражение в функциях Бесселя; $\Delta t_0 = t(0) - t_0$.

Сопоставление значений, вычисленных по формулам (220) и (134), приведено на рис. 122. Кривые имеют общую закономерность. Различия не имеют существенного значения по сравнению с ошибками, допускаемыми при определении времени нарушения термического режима, оценке термических свойств горных пород, а также неучете режима бурения и перерывов в процессе бурения, когда происходит частичное восстановление теплового состояния пород.

Приведенные различные методы расчетов и графические закономерности показывают необходимость длительного простоя роторных скважин в покое для восстановления температуры, соответствующей стационарному термическому режиму. При этом значение времени простоя скважины в покое следует выбирать тем меньше, чем ниже допустимая точность определения естественного теплового состояния горных пород и короче время нарушения этого состояния. Недостаточность времени простоя скважины в покое можно установить путем сравнения температуры, замеренной в скважине, с температурой вод в горизонтальных пластах.

В табл. 10 приведены значения температур, полученные при геотермических исследованиях скважин и во время гидрогеологического опробования водоносных горизонтов Западно-Сибирской низменности.

На необходимость длительного простоя глубоких скважин для восстановления термического режима указывают данные экспериментальных исследований, полученные в скважинах Западно-Сибирской низменности [Череменин, 1959], в Молдавии [Фролов, 1958] и в других геологических провинциях Советского Союза, а также за рубежом [Orstrand, 1934; MacCarthy, 1952].

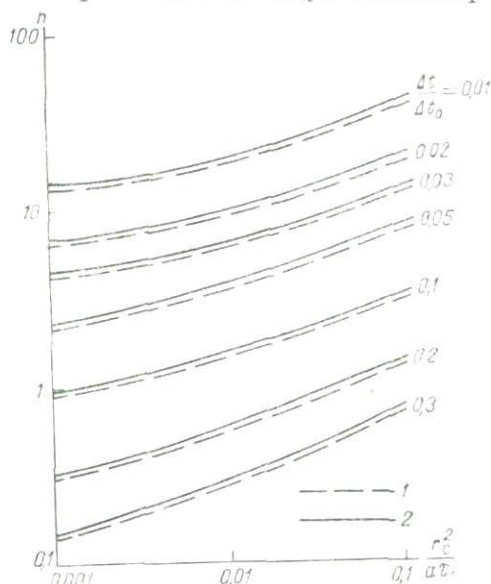


Рис. 122. Зависимость относительного времени простоя скважины от $r_c^2/(a\tau_1)$.
Вычислено по формуле: 1 — (134), 2 — (220).

Температура в роторных скважинах Западно-Сибирской низменности [Череменикий, 1959б]

Скважины	Глубина*, м	Время простоя скважины, сутки	Температура, °С		Разность температур, град
			По гидрогеологическим исследованиям	По геотермограмме	
Славгород	618/560	51	16	15	1
Кузнецово	950/820	38	60	44	16
Викулово	2049/1600	25	84	43	41
Колпашево	1820/1690	50	81	53	28

* В числителе — глубина забоя, в знаменателе — глубина измерения температуры.

Частичное или полное восстановление стационарного термического режима в скважине возможно под воздействием фильтрации пластовых вод и при периодическом покое во время бурения. Определим время τ_{ϕ} , необходимое на восстановление термического режима на оси скважины промывкой зоны нарушения пластовыми водами. Для этого разделим выражение (136) на величину вертикального сечения зоны нарушения (1 м), проходящего через ось скважины, и на скорость фильтрации. Тогда

$$\tau_{\phi} = \frac{v_{\text{в}}}{Dw_{\phi}} = \frac{c_{\text{м}} (\rho - k_{\text{п.эф}} \rho_{\text{в}}) v}{Dc_{\text{м.в}} \rho_{\text{в}} \eta w_{\phi}}$$

Полагая $v = \pi D^2/4$, получаем

$$\tau_{\phi} = \frac{\pi c_{\text{м}} (\rho - k_{\text{п.эф}} \rho_{\text{в}}) D}{4c_{\text{м.в}} \rho_{\text{в}} \eta w_{\phi}}$$

Для условий примера, рассмотренного в § 18, гл. V, и при $w_{\phi} = 0,3$ и 10 м/сутки время восстановления термического режима соответственно равно 157 и 53 суткам. Эти значения завышены, так как не учтено смещение зоны нарушения в направлении движения пластовых вод в процессе бурения скважины. В большинстве артезианских бассейнов скорость фильтрации с глубиной уменьшается. В таких бассейнах смещение зоны искаженных температур, а вместе с тем восстановление термического режима в скважине происходит быстрее в верхних частях разреза и медленнее в нижних. Геотермограммы, снятые в подобных

условиях в верхних частях разреза, могут соответствовать восстановленному стационарному режиму, а в нижних частях — нарушенному. По этой причине установление термического режима на глубине слоя постоянных среднегодовых температур не всегда может служить указанием на наступление теплового равновесия по всей скважине.

§ 29. ПОГРЕШНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГОРНЫХ ПОРОД В СКВАЖИНАХ

ПОГРЕШНОСТИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ МЕТОДИКОЙ И ТЕХНИКОЙ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Погрешности определения температуры зависят от методики наблюдений, типа и качества аппаратуры, а также и от прочих причин. Наибольшие погрешности возникают при измерении температуры в скважинах до установления естественного теплового состояния горных пород, нарушенного бурением. Температура, определенная в таких условиях, искажена систематической погрешностью, не поддающейся в настоящее время полному учету.

Для уменьшения этой погрешности исследователи стремятся измерять температуру в скважине в тот период, когда естественное тепловое поле горных пород практически восстановилось. В соответствии с этим выбирают такое время простоя скважины в состоянии покоя, которое обеспечивало бы восстановление с необходимой точностью стационарного термического режима, существовавшего до бурения скважины. При этом в ряде случаев из экономических соображений без учета качества определения температуры горных пород пытаются сократить до минимума время простоя скважины. Поэтому используется разное время простоя для одинаковых скважин, пробуренных в однотипных условиях. Часто температуру в скважинах измеряют через 5—10 ч [Кашпур, Захарьян, 1958] и 5—10 суток (А. З. Бедчер, 1959) после бурения. Иногда время нахождения скважины в покое доводят до 2—4 месяцев и более [Череменинский, 1956, 1959а, 1964; Фролов, 1958 и др.].

Такое разнообразие в выборе времени простоя скважины перед геотермическими исследованиями не всегда оправдывается существующими погрешностями измерений температуры. Очень часто это время не отвечает даже заниженным требованиям инструкций на производство термических исследований в скважинах, в которых время простоя после бурения в основном определяется диаметром скважины. При этом совершенно не учитывается влияние на время восстановления стационарного термического режима зоны нарушения теплового состояния горных пород, возникающей вокруг скважины в процессе бурения.

Более обоснованное и длительное время простоя скважины в покое с учетом различных факторов, влияющих на восстановление стационарного термического режима, предусмотрено

в методических указаниях по изучению термальных вод в скважинах [Фролов и др., 1964].

Определять период покоя скважины желательно по максимальному времени, необходимому для восстановления термического режима, с учетом точности измерения температуры. Такое время простоя скважины в покое не всегда экономически целесообразно, но обеспечивает восстановление термического режима всей скважины.

Наиболее точные определения времени простоя могут быть получены для каждого геологического района и типа скважин на основании анализа наблюдений за изменением температуры в скважине в течение длительного времени. Желательно такие

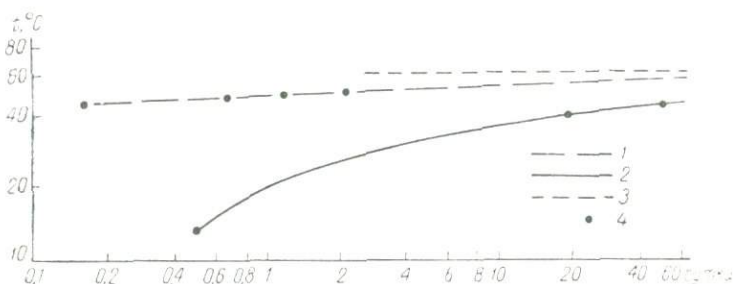


Рис. 123. Зависимость температуры в скважинах от времени простоя.

1 — скв. 410 (Апшерон), глубина 1000 м; 2 — скв. Колпашевская (Западно-Сибирская низменность), глубина 1400 м; 3 — температура пластовых вод по данным гидрогеологического опробования скв. Колпашевская на глубине 1400 м; 4 — температура, определенная по геотермограммам скважин.

наблюдения иметь в каждой типичной скважине района на нескольких глубинах (рис. 123). Кривые, приведенные на этом рисунке, подтверждают необходимость длительного простоя скважины для восстановления стационарного термического режима и наглядно демонстрируют возможности выявления нарушений термического режима.

Рассмотрение материалов геотермических исследований в различных геологических провинциях указывает на возможность появления систематических погрешностей, вызванных влиянием неустановившегося термического режима, нарушенного бурением скважин. Эти погрешности в скважинах алмазного бурения могут достигать нескольких градусов, а в роторных — нескольких десятков градусов.

Меньшие по абсолютному значению погрешности могут быть вызваны конструктивными особенностями термометров, специфическими условиями их применения в скважинах и другими причинами. Прежде чем рассматривать влияние этих причин на значения измеряемой температуры, выведем уравнение тепловой инерции датчика температуры. Предположим, что за бесконечно малый промежуток времени dt теплосодержание датчика темпе-

ратуры изменилось на dQ и температура с t упала до $t - dt$. При теплоемкости C датчика

$$dQ = -C dt. \quad (221)$$

Знак минус указывает на уменьшение внутренней энергии датчика.

Согласно закону сохранения энергии количество тепла, потерянное датчиком, равно количеству тепла, полученному средой:

$$dQ = as(t - t_c) dt, \quad (222)$$

где t_c — температура среды; s — площадь поверхности датчика; α — коэффициент теплоотдачи.

Из выражений (221) и (222) получаем основное дифференциальное уравнение

$$\frac{dt}{d\tau} + kt - kt_c = 0, \quad (223)$$

где

$$k = \frac{\alpha s}{C} > 0.$$

Положим

$$t_c = f(\tau).$$

Интегрируя уравнение (223) в пределах от τ_0 до τ , имеем

$$t = t_0 \exp[-k(\tau - \tau_0)] + k \int_{\tau_0}^{\tau} f(x) \exp[k(x - \tau)] dx.$$

Применяя формулу интегрирования по частям, получаем

$$t = t_0 \exp[-k(\tau - \tau_0)] + f(\tau) - f(\tau_0) \exp[-k(\tau - \tau_0)] - \\ - \int_{\tau_0}^{\tau} f'(x) \exp[k(x - \tau)] dx.$$

Заменяя $f(\tau)$ и $f(\tau_0)$ на t_c и t_{c0} , получаем

$$t - t_c = (t_0 - t_{c0}) \exp[-k(\tau - \tau_0)] - \int_{\tau_0}^{\tau} f'(x) \exp[k(x - \tau)] dx. \quad (224)$$

или по теореме о среднем

$$t - t_c = (t_0 - t_{c0}) \exp[-k(\tau - \tau_0)] - f'(\tau^*) \frac{1 - \exp[-k(\tau - \tau_0)]}{k}, \quad (225)$$

где

$$\tau_0 \leq \tau^* \leq \tau.$$

При увеличении τ

$$t - t_c \approx -\frac{1}{k} f'(\tau^*).$$

От величины k зависит скорость восприятия температуры датчиком. Обычно в практике используют обратную величину

$$\tau_t = \frac{1}{k} = \frac{C}{\alpha_s},$$

которая называется тепловой инерцией датчика температуры (термометра).

Для получения кривой охлаждения (нагрева) датчика положим в формуле (224) $f(\tau) = \text{const}$, тогда при $\tau - \tau_0 = \tau_t$

$$t - t_0 = 0,63(t_c - t_0).$$

В геофизической практике под тепловой инерцией термометров подразумевают время, в течение которого термометр, перемещенный из одной среды в другую, воспринимает $2/3$ разности температуры сред [Комаров, 1950]. Тепловая инерция термометров зависит от их конструктивных особенностей, от абсолютного значения разности температур сред и от коэффициента теплоотдачи. Для получения сравнимых значений тепловой инерции термометра обычно определяют в лабораторных условиях путем быстрого переноса его из среды, имеющей постоянную температуру, в среду с другой постоянной температурой. При этом для одной среды используют тающий лед, для другой, с температурой в несколько десятков градусов, — большие объемы интенсивно перемешиваемой воды.

Такое определение тепловой инерции термометров не всегда соответствует скважинным условиям. Температура промысловых жидкостей (буровых растворов) в скважинах с установившимся термическим режимом изменяется с глубиной, как правило, сравнительно медленно. Воспринимаемое термометром изменение температуры вдоль скважины при установившемся термическом режиме в основном определяется геотермическим градиентом, скоростью перемещения термометра в скважине, чистотой поверхности датчика, степенью перемешивания бурового раствора в связи с движением груза, термометра и кабеля.

В скважинах часто используют вязкие буровые растворы. В таких случаях чувствительные элементы термометров, перемещающихся вдоль скважины, окружены неподвижным слоем бурового раствора. Толщина такого слоя увеличивается с уменьшением скорости перемещения термометра, с возрастанием вязкости бурового раствора и зависит от конструктивных особенностей термометра. Теплопроводность этого слоя меньше теплопроводности материалов, из которых изготовлены чувствительные элементы термометров. При таких условиях значения тепловой инерции термометров отличаются от паспортных, поэтому желательно знать зависимость тепловой инерции каждой конструкции термометров от различных причин.

На рис. 124 приведены кривые, показывающие влияние перепада температуры и коэффициента теплоотдачи на тепловую инерцию термометра. Согласно этим кривым тепловая инерция термометров при малых перепадах температуры увеличивается в 2—3 раза и более относительно инерции, определенной при перепаде температуры 10 град. При этом с уменьшением теплоотдачи (скорости движения) и увеличением вязкости среды,

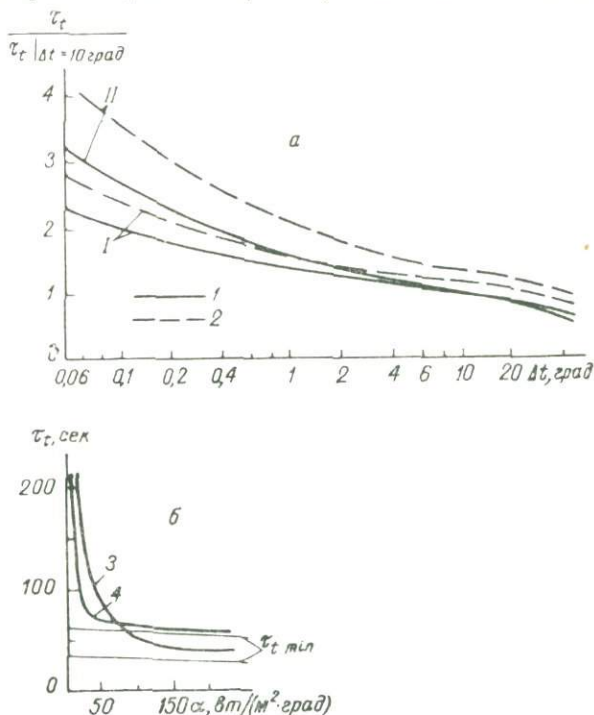


Рис. 124. Зависимость тепловой инерции термометра от перепада температуры (а) [Дахнов, Дьяконов, 1952] и от коэффициента теплоотдачи (б) [Гордов и др., 1957].

Диаметр термометра, мм: I — 5, II — 50.

1 — вода; 2 — глинистый раствор, $\gamma = 10,77 \text{ н/м}^3$ (1,2 г/см³), $\mu = 8 \cdot 10^{-3} \text{ н} \cdot \text{сек/м}^2$; 3 — ртутный стеклянный термометр 1-го разряда; 4 — образцовый термометр сопротивления.

окружающей термометр, тепловая инерция возрастает. Таким образом, в скважинных условиях тепловая инерция термометра может значительно отличаться от паспортных значений.

Для практических целей существенное значение имеет время установления τ_y , по истечении которого термометр воспринимает с заданной абсолютной погрешностью температуру окружающей среды. Это время определим, используя выражение (224) и относительную погрешность

$$\eta = \frac{t - t_c}{t_0 - t_c} = \exp\left(-\frac{\tau_y}{\tau_t}\right).$$

Отсюда

$$\tau_y = -2.3\tau_t \lg \eta. \quad (226)$$

Значение τ_y зависит от относительной погрешности измерения температуры и значения τ_t . Полагая в формуле (226) $\eta = 0.01$ и 0.05 , находим соответственно $\tau_y = 4,6 \tau_t$ и $2,99 \tau_t$.

В условиях скважины температура с глубиной изменяется в основном по линейному закону

$$t_c = \Gamma w (\tau - \tau_0) - t_{c0},$$

т. е.

$$\frac{dt_c}{dz} = \Gamma w = f' = \text{const}, \quad (227)$$

где w — скорость перемещения термометра в скважине; Γ — термический градиент в скважине.

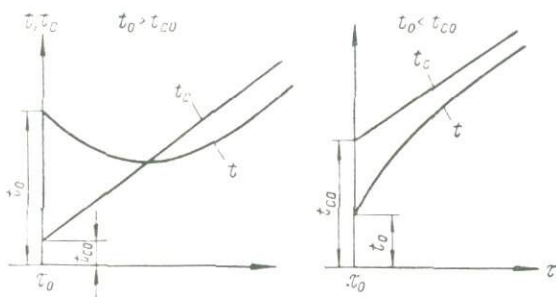


Рис. 125. Нагревание термометра в скважине, температура в которой изменяется с глубиной по линейному закону.

Подставляя выражение (227) в формулу (225), находим

$$t - t_c = -\Gamma w \tau_t + (t_0 - t_{c0} + \Gamma w \tau_t) \exp[-k(\tau - \tau_0)]. \quad (228)$$

Зависимость (228) приведена на рис. 125.

При больших значениях $\tau - \tau_0$ разность температуры термометра и среды стремится к постоянному значению

$$t - t_c = -\Gamma w \tau_t,$$

которое зависит от скорости перемещения термометра в скважине

$$w = \frac{t_c - t}{\Gamma \tau_t}.$$

Задаваясь значениями $t_c - t$, Γ и τ_t , можно вычислить допустимую скорость перемещения термометра в скважине при заданной точности измерения температуры (рис. 126).

Например, при $t_c - t = 0,1$ град, $\Gamma = 0,03$ град/м и $\tau_t = = 10$ сек $w = 0,033$ м/сек ≈ 120 м/ч.

Тот факт, что движение термометра искажает тепловое поле в скважинах, подтверждается изменением показаний его при остановках. На рис. 127 приведены типичные изменения показаний термометра ЭТМИ-55 в скважине диаметром 110 мм, заполненной водой. Термометр до остановки опускался со скоростью 300—400 м/ч, геотермический градиент района $1,02 \times 10^{-2}$ град/м.

Тепловое поле в скважине, нарушенное движением термометра, восстанавливается медленно. По этой причине для повышения точности необходимы точечные измерения после длительного пребывания термометра в покое. При этом степень восстановления термического режима может быть определена при непрерывном измерении температуры в отдельных точках скважины.

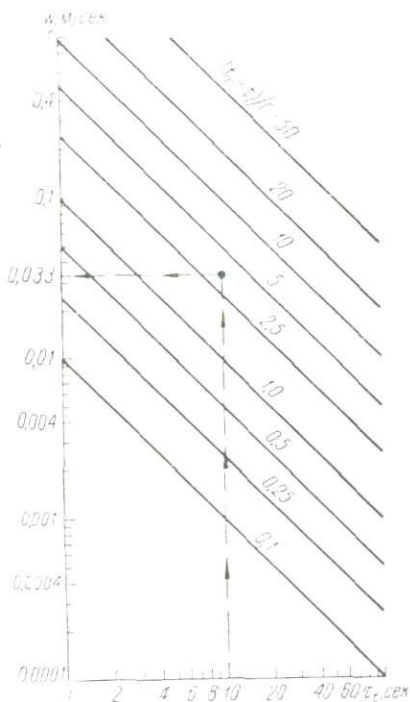


Рис. 126. Зависимость допустимой скорости перемещения термометра в скважине от тепловой инерции.

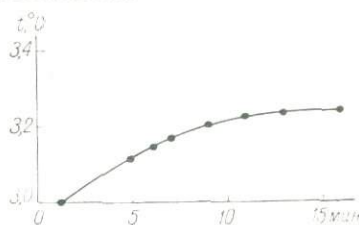


Рис. 127. Восстановление теплового поля в скважине при остановке термометра ЭТМИ-55.

При использовании термометров сопротивления погрешности определения температуры могут возникнуть из-за непостоянства силы тока питания, нагревания этим током датчика, проводов и окружающей среды, а также вследствие утечек тока. Погрешности, вызванные нагреванием током, прямо пропорциональны квадрату силы тока. По этой причине при исследовании скважин с использованием термометров сопротивления следует по возможности применять минимальные токи. Утечки в измерительных и питающих цепях термометров и непостоянство силы тока могут вызвать значительные погрешности [Дахнов, Дьяконов, 1952].

Итак, перед геотермическими исследованиями в скважине необходимо правильно определить длительность простоя скважины

в покое и выбрать верную методику. Несоблюдение этих требований может вызвать значительные погрешности в определении естественного теплового состояния горных пород. Время простоя скважины в покое должно быть выбрано с учетом геологических, гидрогеологических, климатических и прочих особенностей района, длительности и режима бурения, глубины забоя и конструкции скважины, температуры промывочной жидкости (бурового раствора), а также заданной точности и местных тепловых полей.

ПОГРЕШНОСТИ, ВЫЗЫВАЕМЫЕ МЕСТНЫМИ ТЕПЛОВЫМИ ПОЛЯМИ

Региональное поле земной коры может быть искажено экзотермическими и эндотермическими процессами, затрубным движением жидкости и газа, притоком их в скважину.

Эндотермические и экзотермические процессы возникают в нефтегазоносных и водоносных горизонтах, галогенных осадках, сульфидных рудах, в угольных пластах и при затвердевании цемента в скважине. Местные тепловые поля, искажающие региональное тепловое поле земной коры, могут образовываться при вскрытии и разработке пластов, содержащих нефть и газ, в связи с выделением растворенного газа. При наличии перепада давления происходит понижение температуры в процессе движения газа в проницаемых пластах, а также на выходе из пласта в скважину. Понижение температуры при дросселировании реальных газов может быть оценено по формуле (152).

Амплитуда аномалии, вызванной адиабатическим расширением газа при вскрытии скважиной пластов, содержащих нефть и газ, в среднем равна 1—3 град, иногда она уменьшается до десятых долей градуса или увеличивается до 10 град и более. Амплитуда аномалии зависит в основном от дебита дросселируемого газа, а также от условий в скважине. Наибольшая амплитуда наблюдается для скважин, заполненных газом (воздухом) при максимальном пластовом давлении, и наименьшая — для скважин с тяжелым вязким глинистым раствором и при низком пластовом давлении. Ширина аномалий в скважинах, заполненных буровым раствором, невелика и соизмерима с мощностью нефтегазоносных и водоносных пластов, содержащих газ. При значительных дебитах аномалия распространяется до устья скважины (см. гл. V, § 20).

Амплитуда и ширина аномалий, вызванных затрубным движением жидкости (газа), зависит от дебита и пути движения вдоль скважины. При достаточно большом дебите ширина аномалии практически соответствует длине пути движения жидкости (газа) в затрубном пространстве. Знак аномалий зависит от направления движения жидкости, не содержащей газ: минус — при движении вниз, плюс — при движении вверх [Комаров, 1957].

Аномалии, вызванные понижением температуры при растворении галогенных осадков и повышением температуры при затвердевании цемента в скважине, окислении руд и углей, могут значительно исказить тепловое поле в скважине [Софронов, 1936; Дахнов, Дьяконов, 1952].

§ 30. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКОГО РЕЖИМА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕРМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГОРНЫХ ПОРОД

Термические свойства горных пород (теплопроводность, температуропроводность, удельная и объемная теплоемкость) зависят от влажности, плотности, температуры и других параметров. Изменение этих параметров приводит к изменению термических свойств пород. В связи с этим большое значение имеют методы, позволяющие определять термические свойства горных пород в их естественных условиях залегания.

Определим коэффициент температуропроводности эксплуатирующегося газоносного пласта, используя кривые рис. 93 и следующие данные: $\Delta t_1 = 0,3$ град, $\tau_1 = 20$ ч и $\Delta t_2 = 0,1$ град при $\tau_2 = 140$ ч. Для решения этой задачи на координатную сетку, вычерченную на кальке, нанесем в масштабе рис. 93 точки с координатами Δt_1 , τ_1 , Δt_2 и τ_2 . Наложим кальку на рисунок так, чтобы оси ординат совместились, и, передвигая кальку вверх (вниз) при совмещенных осях ординат, добьемся наложения точек на какую-либо кривую или расположения их в соответствии с законом изменения соседних кривых. В этот момент положение ординаты $\Delta t/\Delta t_0 = 1$ на кальке соответствует значению Δt_0 . Коэффициент температуропроводности пласта при совпадении точек с кривой равен шифру этой кривой, а в случае расположения точек между кривыми — вычисляется интерполяцией. Для рассматриваемого примера $\Delta t_0 = 0,5$ град и $a = 0,28 \times 10^{-6}$ м²/сек.

При отсутствии фильтрации жидкости (газа) коэффициент температуропроводности горных пород может быть определен по данным, характеризующим восстановление термического режима. Остывание или нагревание бурового раствора, заполняющего скважину, приближенно характеризуется выражением [Череманский, 1960а]

$$\frac{\lambda \Delta t}{q} = \frac{1}{4\pi} \left[\text{Ei} \left(-\frac{r_c^2}{4a\tau} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{r_c^2}{4a(\tau + \tau_1 + \tau_3)} \right) \right],$$

где Ei — экспоненциальный интеграл; r_c — радиус скважины; a — коэффициент температуропроводности пород; τ_1 — время нарушения термического режима; τ — время простоя скважины в покое; τ_3 — время (для непроницаемых пород $\tau_3 = r_c^2/4a_c$, a_c — коэффициент температуропроводности бурового раствора); λ — коэффициент теплопроводности пород; q — количество тепла,

отдаваемое буровым раствором горным породам на единицу длины скважины в единицу времени.

Зависимость $\lambda \Delta t / q$ от времени простоя скважины приведена на рис. 128. Там же нанесены по данным табл. 11 точки экспериментальных наблюдений. Показана также температура на глу-

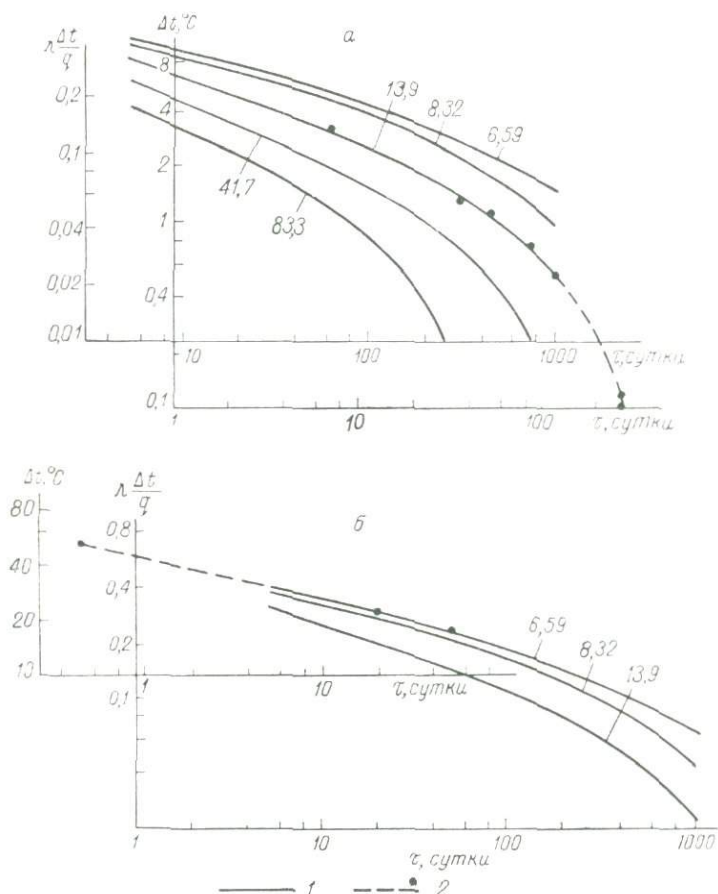


Рис. 128. Зависимости $\lambda \Delta t / q$ и Δt от τ .

Скважина: а — на Аляске, б — Коллашевская 1Р.
Кривые: 1 — теоретические, 2 — экспериментальные.
На кривых даны значения $r_c / [4a(\tau_1 + \tau_2)] \cdot 10^{-8}$.

бине 1400 м в скв. Коллашевская 1Р. Температура на этой глубине при установившемся режиме по данным гидрогеологического опробования равна $+64^\circ \text{C}$. В зависимости от времени простоя скважины в покое до замера были получены следующие значения температуры: через 0,5 суток — $+13,5$, 20 — $+42$, 50 — $+46^\circ \text{C}$.

Общие закономерности экспериментальных и теоретических кривых совпадают. Некоторое смещение вызвано тем, что при

ТАБЛИЦА 11

Температура в скважине (Аляска) на глубине 178,5 м
в зоне многолетней мерзлоты [MacCarthy, 1952]

Дата измерения	Интервал времени от момента замерзания бурового раствора до измерения, сутки	$t, ^\circ\text{C}$	$\frac{\Delta t}{\Delta t_0} = \frac{-6,3^* - t}{-6,3}$
1949 г.			
29 сентября	7	-3,34	0,470
29 октября	37	-4,83	0,234
14 ноября	53	-5,16	0,181
18 декабря	88	-5,54	0,121
1950 г.			
18 января	119	-5,76	0,0857
7 июня	259	-6,18	0,0191
15 июня	267	-6,20	0,0159
29 июня	281	-6,22	0,0127
31 июня	344	-6,29	0,0016

* Температура пород до бурения, $^\circ\text{C}$.

построении экспериментальных кривых не учтено значение коэффициента λ/q . Кроме того, для скважины Аляски не учтено время с момента прекращения бурения до момента замерзания бурового раствора. Вследствие этого экспериментальная кривая скважины Аляски смещена относительно теоретических кривых вправо и по оси ординат вниз. Если учесть эти смещения, то экспериментальная и теоретические кривые полностью совпадут.

На рис. 128, б теоретическая кривая совмещена с экспериментальной. Совмещение позволяет подобрать параметр $r_c^2/[4a(\tau_1 + \tau_3)]$ для экспериментальной кривой и определить по значениям времени τ_1 , τ_3 и r_c коэффициент температуропроводности горных пород, не имеющих зоны проникновения бурового раствора. Одновременно с этим, произведя отсчет по оси практической кривой против ординаты $\lambda\Delta t/q = 1$, на бланке теоретических кривых определяем значение λ/q . По этой величине можно найти коэффициент теплопроводности, если известно значение q .

Величина λ/q может быть легко определена из выражения (133), когда $4a\tau/r_c^2 \gg 1$. В этом случае экспоненциальный интеграл раскладывается в ряд

$$- \text{Ei}(-x) = -0,5772 - \ln x + x - \frac{1}{4} x^2 + \dots$$

и выражение (133) принимает вид

$$\Delta t = \frac{q}{4\pi\lambda} \ln \left(1 + \frac{\tau_1 + \tau_2}{\tau} \right).$$

Отсюда

$$\lambda = \frac{q}{4\pi \Delta t} \ln \left(1 + \frac{\tau_1 + \tau_2}{\tau} \right).$$

Используя последнее выражение и значение q , можно определить коэффициент теплопроводности горных пород. Такие определения возможны с использованием зондов тех методов, скважинная аппаратура которых имеет прижимные устройства, позволяющие уменьшить влияние скважины. Влияние других факторов на определяемое значение можно учесть по закономерностям, установленным для используемой аппаратуры теоретическим и экспериментальным путем.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанные учеными Советского Союза и зарубежных стран теоретические основы геотермии позволили эффективно использовать результаты термических методов исследований для решения ряда теоретических и практических геофизических, геологических, гидрогеологических и прочих задач, а также задач, связанных с эксплуатацией тепла недр Земли. Однако, несмотря на достигнутые успехи, существует еще много теоретических, технических и методических вопросов, требующих ответа. К ним в первую очередь относятся следующие.

1. Детальное изучение теплового состояния отдельных регионов и Земли в целом как планеты.

2. Выяснение распределения, природы и интенсивности источников выделения и поглощения тепла в земных недрах.

3. Совершенствование техники и методики изучения теплового поля Земли и термических свойств горных пород и геозон.

4. Дальнейшая разработка теоретических основ геотермии.

Решение этих задач обеспечит разработку теоретических основ термодинамики Земли как планеты и расширит возможности наук, предметом которых является Земля.

Теплопроводность и теплоемкость минералов [Кобранова, 1962]

Минералы	Температура наблюдений, °С	Теплопроводность, $\text{вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$	Удельная массовая теплоемкость, $\text{кдж}/(\text{кг} \times \text{град})$, при температуре, °С	
			0	200
Сульфиды				
Алабандин	—	—	0,59	—
Аргентит	—	—	—	0,37
Арсенопирит	55	—	0,42	—
Бурнотит	50	—	0,31	—
α -Вуртцит	—	—	0,46	0,54
Галенит	—	—	0,21	0,22
Киноварь	—	—	0,21	0,23
Ковеллин	—	—	0,50	0,50
Миллерит	—	—	0,50	0,59
Молибденит	—	—	0,54	0,54
Пираргерит	50	—	0,32	—
Пирит (монокристалл)	0	37,1	0,50	0,59
Пирротин	—	—	0,59	0,75
Прустит	50	—	0,34	—
Стибнит	—	—	0,34	0,38
Сфалерит (монокристалл)	0	26,5	—	—
β -Сфалерит	—	—	0,46	0,54
α -Халькозин	—	—	0,46	—
Халькопирит	50	—	0,54	—
Оксиды				
Брусит	35	—	1,3	—
Вода	20	0,58	4,18	—
Гематит (монокристалл)	30	14,7	—	—
		12,0	—	—
Гематит (поликристалл)	—	2,4	0,63	0,80
Касситерит	—	—	0,32	0,46

ПРОДОЛЖЕНИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ I

Минералы	Температура наблюдений, °С	Теплопроводность, $вт/(см \cdot град)$	Удельная массовая теплоемкость, $кдж/(кг \times град)$, при температуре, °С	
			0	200
Кварц (монокристалл)	20	5,6; 6,2 11,3; 13,4	—	—
α-Кварц	—	—	0,71	0,96
Корунд	—	—	0,71	1,0
Куприт	—	—	0,46	0,50
Лед	—	—	2,1	—
Лимонит	60	—	0,92	—
Магнетит	—	1,2—3,0	0,59	0,84
Манганит	36	—	0,75	—
Пирролюзит	—	6,5—7,2	0,96	1,0
Рутил	—	—	0,71	0,80
Тенорит	—	—	0,54	0,63
Цинкит	—	—	0,46	0,59

Силикаты

Адуляр	—	—	0,75	0,84
Альбит	—	—	0,71	1,0
Амфибол	—	—	0,75	1,1
Андалузит	0	11,0	0,75	0,84
Андезин	—	—	0,71	0,96
Анортит	—	—	0,71	0,96
Асбест	—	0,22	—	—
Берилл	0	8,3	—	—
Гиперстен	60	—	0,80	—
Диопсид	—	—	0,71	0,96
Диоптаз	34	—	0,75	—
Каолинит	—	—	0,92	1,0
Лабрадор	60	—	0,84	—
Лейцит	60	—	0,75	—
Микроклин	—	—	0,67	0,92
Оливин	36	—	0,80	—
Олигоклаз	60	—	0,84	—
Ортоклаз	0	4,15	0,63	0,96
Пироксен	—	—	0,75	1,1
Серпентин	—	2,5—3,0	—	—
Слюда (монокристалл)	—	0,70—0,73	—	—
Тальк	59	—	0,88	—
Турмалин	0	4,5	—	—
Циркон	60	—	0,63	—

ПРОДОЛЖЕНИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ I

Минералы	Температура наблюдений, °С	Теплопроводность, $\text{вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$	Удельная массовая теплоемкость, $\text{кдж}/(\text{кг} \times \text{град})$, при температуре, °С	
			0	200
Бораты				
Бура	35	—	0,16	—
Карбонаты				
Арагонит	—	—	0,80	1,0
Витерит	—	—	0,46	—
Доломит	60	—	0,92	—
Кальцит (монокристалл)	—	4,2	—	—
Кальцит (поликристалл)	—	3,5	—	—
Магнезит	—	1,83	0,84	1,0
Родохрозит	—	—	0,88	—
Сидерит	—	—	0,71	1,6
Стронцианит	—	—	0,67	—
Церуссит	—	—	0,54	—
			0,32	—
Сульфаты				
Ангидрит	—	—	0,50	0,59
Англезит	60	—	0,36	—
Барит	—	—	0,46	0,50
Гипс	—	—	1,1	—
Хлориды				
Галит	20	3,7—6,5	0,84	0,92
Кераргирит	—	—	0,36	0,41
Сильвин	20	6,6—7,9	0,68	0,71
Нитраты				
Селитра	—	—	0,12	—

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Теплопроводность, теплоемкость и температуропроводность горных пород [Кобранова, 1962; Дахнов, Дьяконов, 1952]

Порода	Температура, °C наблюдений, °C	Теплопроводность, $вт/(м \cdot град)$	Удельная массовая теплоемкость, $кдж/(кг \cdot град)$, при температуре, °C		Температуропроводность, $10^{-6} м^2/сек$
			0	200	
Магматические					
Кислые					
Гранит	20	2,3—4,1	0,69	0,96	0,61—0,76
	0	2,93	—	—	—
	50	2,74	—	—	—
	100	2,58	—	—	—
	200	2,39	—	—	—
Гранодиорит . . .	—	—	0,71	0,96	—
Кварцево-полево-шпатовый порфир	25	1,0	—	—	—
Пегматит	20	2,8	0,71 при 20° C	—	1,5
Пемза	—	0,26—0,50	—	—	—
Средние					
Альбитит	20	2,1	—	—	—
Андезит	—	1,28—3,0	—	—	До 1,3
Диорит	60?	2,32	0,63	1,0	1,2
Кварцевый монцонит	20	3,1	—	—	—
Сиенит	20	1,9—2,2	—	—	0,89
Тоналит	20	2,7	—	—	—
Трахит	17—20	1,7—2,6	—	—	0,97—1,0
Хибинит	20	1,8	0,84 при 20° C	—	0,82
Основные					
Анортозит	20	1,7—2,1	—	—	—
Базальт	20	2,1—2,8	0,84	1,1	0,66—1,2
Габбро	20	1,7—2,9	0,68	1,0	0,78—1,3
Габбро-норит . . .	20	2,4—2,8	0,62—0,67 при 20° C	—	1,26—1,33
Диабаз	20	2,1—2,3	0,74	0,88	—
Норит	20	2,7	0,68 при 20° C	—	1,34
Трапп	—	3,4—2,4	—	—	0,75
Ультраосновные					
Бронзитит	20	4,3	—	—	—
Гиперстенит	20	4,4	—	—	—
Дунит	20	5,0	—	—	—
Перидотит	—	2,4—3,4	0,80 при 20° C	—	1,18—1,50
Пироксенит	—	3,1—3,5	0,68 при 20° C	—	1,60
Уртит	20	1,5—2,1	0,76—0,86 при 20° C	—	0,67—0,97

ПРОДОЛЖЕНИЕ ПРИЛОЖЕНИЯ II

Порода	Температура наблюдений, °С	Теплопроводность, $вт/(м \cdot град)$	Удельная массовая теплоемкость, $кдж/(кг \cdot град)$, при температуре, °С		Температуропроводность, $10^{-6} м^2/сек$
			0	200	
Щелочные					
Лейцитит	—	1,7—2,1	—	—	—
Мончикит	20	2,3	0,80 при 20° С	—	0,97
Турьяит	—	2,2	0,71 при 20° С	—	1,04
Ювит	—	1,9	0,90 при 20° С	—	0,81
Метаморфические					
Глинистый сланец	17—25	0,6—1,7	0,79 при 65° С	—	—
Гнейс	—	2,5—3,0	0,79	1,0	1,18—1,66
Гранито-гнейс	—	1,8—3,5	0,80 при 65° С	—	До 1,6
		1,9—2,6			
Кварцит	—	2,9—6,4	0,71	0,96	От 1,2 до 3,1 и более
Мрамор	20	2,0—3,5	0,80	1,0	0,86—5,3
Окварцованный сланец	30	2,6—4,6	—	—	—
Сланец	20—30	0,7—2,3	0,71	1,0	—
Филлит	—	2,9	—	—	—
Осадочные					
Ангидрит	—	4,2	—	—	—
Антрацит	—	0,21—0,29	—	—	—
Гипс	—	0,75—1,3	0,84—1,1 при 20° С	—	0,31
Глина	—	0,17—1,7	0,79	0,92	—
Глина ледниковая	—	0,86—1,36	—	—	—
Глина красная	—	0,70—1,02	—	—	—
Диатомит в естественном состоянии и трепел		—	0,96 при 20° С	—	—
Доломит	25	До 4,6	—	—	До 2,2
Известняк	—	0,81—4,1	0,77—1,0 при 50—60° С	—	0,50—2,0
Ил	—	0,79—0,86	—	—	—
Ил бурый	—	0,87—1,02	—	—	—
Ил глобигериновый	—	0,87—1,07	—	—	—
Каменная соль	—	7,2	0,84 при 20° С	—	4,1
Мел	—	0,93	0,88 при 20° С	—	—
Мергель	—	0,93—2,2	—	—	—
Песок	—	0,35—3,5	0,71—0,84 при 20° С	—	—
Песчаники	—	0,70—5,8	0,79—1,0 при 50—60° С	—	0,44—2,4
Торф воздушно-сухой	—	—	1,7—2,1 при 20° С	—	—
Уголь	—	0,17—4,6	—	—	0,11 и более

ПРИЛОЖЕНИЕ III

Термические свойства жидкостей и газов

Вещество	Плотность при температуре 20°С, кг/м ³	Теплопроводность при 20°С, вт/(м·град)	Удельная массовая теплоемкость, кдж/(кг·град), при температуре, °С			Температуропроводность при температуре 0°С, 10 ⁻⁷ м ² /сек
			0	20	400	
Вода	998	0,585	—	4,18	—	1,4
Пентан	—	0,116	—	—	—	—
Нефть	790—960	0,140	—	2,09	—	0,695—0,863
Парафин	—	0,256	—	2,47	—	—
Кислород	1,428	0,024	1,42	—	0,92	12,0
Азот	1,250	0,024	1,25	—	1,05	15,6
Углекислота	1,963	0,023	0,84	—	1,13	14,2
Водород	0,899	0,175	14,1	—	1,49	9,4
Воздух	1,292	0,023	1,01	—	1,01	19,7

ПРИЛОЖЕНИЕ IV

Теплопроводность воды при различной температуре и давлении, вт/(м·град)

t, °С	p, кг/см ² (98,1 · 10 ³ н/м ²)				
	1	1000	2500	4000	8000
0	0,561				
10	0,582				
20	0,599				
30	0,616	0,649	0,708	0,754	0,855
50	0,637	0,679	0,737	0,788	0,888
70	0,653	0,700	0,763	0,813	0,922
90	0,666	0,720	0,784	0,830	0,947
110	0,679	0,733	0,800	0,859	0,968
130	—	0,746	0,817	0,880	0,989

А б е л ь с Г. Суточный ход температуры снега и зависимость между теплопроводностью снега и его плотностью. Спб, АН, 1897.

А г р о с к и н А. А. Физика угля. М., «Недра», 1965.

А г р о с к и н А. А., Загребальная В. С. Термическая характеристика углей. В сб. Увеличение насыпного угля микродобавками углеводородных жидкостей. Изд-во АН СССР, 1947.

А к о я н П. Р. и др. Промысловые исследования температуры глинистого раствора, циркулирующего в скважине. Тр. ВНИИ природн. газов, вып. 1, 1966.

А к с е л ь р о д С. М. Одножильный электронный термометр. В сб. Развед. и промысл. геофизика. Гостоптехиздат, вып. 23, 1958.

А л ь б о в С. В. Некоторые новые данные по геотермии Крыма. В сб. Пробл. геотермии и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

А н д р е е в Б. А. Геофизические методы в региональной структурной геологии. М., «Недра», 1965.

А н т о н ю к А. А. Использование подземных источников тепла в сельском хозяйстве. В сб. Пробл. геотермии, т. 2. Изд-во АН СССР, 1961.

А р т е м ь е в М. Е. Изостатические аномалии силы тяжести и некоторые вопросы их геологического истолкования. «Наука», 1966.

А х м е д о в Р. Клады тепла. Газ. «Изв.», № 244 (15332), 15 окт. 1966.

А э р о в М. Э., У м н и к Н. Н. Коэффициенты теплопроводности в зернистом слое. ЖТФ, т. 21, вып. 2, 1951.

А э р о в М. Э., У м н и к Н. Н. Тепло- и массопередача в зернистом слое. ЖТФ, т. 26, вып. 6, 1956.

Б а б и н е ц А. Е. Геотермические условия территории Украинской и Молдавской ССР. В сб. Пробл. геотермии и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Б а б и ч и др. Линейные уравнения математической физики. «Наука», 1964.

Б а у л и н В. В. Мощность мерзлых толщ как один из показателей тектонического строения района (на примере севера Западной Сибири). Геология и геофизика, № 1. СО АН СССР, 1966.

Б а х у р о в В. Г., Б о р е с к о в Г. К. Эффективный коэффициент теплопроводности контактных масс. ЖПХ, № 8, 1947.

Белюсов В. В. Земная кора и верхняя мантия материков. «Наука», 1966.

Беляков М. Ф. О связи геотерм с докембрийским рельефом Русской платформы. ДАН СССР, нов. сер., т. 64, № 2, 1949.

Березкин М. А., Кондратьев Г. М. Методы регулярного режима в применении к определению термических констант горных пород. Геофизика, т. 5, № 3, 1935.

Богомолов Г. В. Некоторые данные о геотермических условиях территории БССР и прилегающих районов. В сб. Пробл. геотермии и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Богородицкий К. Ф. Некоторые данные о перегретых водах и их распространении на территории СССР. В кн. Гидрогеотермическ. условия верхн. частей земн. коры. «Наука», 1964.

Борзасек В. Ф. Геотермические условия нефтегазоносных областей платформенной части Туркмении. М., «Наука», 1969.

Бояринцев Д. И. Свободная конвекция в горизонтальных воздушных слоях. ЖТФ, т. 7, № 1, 1937.

Будыко М. И. Тепловой баланс Земли. Геофиз. бюлл., № 14, 1964.

Бурсиан В. Р. Теория электромагнитных полей, применяемых в электроразведке. ГТТИ, 1933.

Ван Орстранд К. Е. Температурные наблюдения в земной коре. В сб. Внутренн. строение Земли. ИЛ, 1949.

Васильев Ю. Ф. Термометр сопротивлений на одножильном кабеле. В сб. Прикл. геофизика, вып. 13. Госонтехиздат, 1955.

Вернадский В. И. Об областях охлаждения в земной коре. Зап. Геол. ин-та, т. 10. Л., 1933.

Вернадский В. И. Избранные сочинения. Т. 4, кн. 2. Изд-во АН СССР, 1960.

Владимиров О. К., Красковский С. А., Семенов А. С. Геотермические измерения в Мончегундре. ДАН СССР, т. 23, № 4, 1939.

Воейков А. И. Метеорология. Ч. 1. Спб, 1904а.

Воейков А. И. Кругооборот тепла в оболочке земного шара. В сб. ст. по физике. Сиб, 1904б.

Воздвиженский Б. М., Сидоренко А. К., Скорняк А. Л. Современные способы бурения скважин. М., «Недра», 1970.

Войтовский К. Ф. Расчет сооружений из льда и снега. Изд-во АН СССР, 1954.

Воскобойник И. И. Термисторный термометр для измерения температур в нефтяных скважинах. В сб. Прикл. геофизика, вып. 16. Госонтехиздат, 1957.

Вукалович М. П. и др. Термические свойства воды при давлении до 1200 кг/см^2 и температуре до 300°C . Теплоэнергетика, № 7, 1960.

Вымококов Б. М. Первые геотермальные электростанции. Вести. АН СССР, № 10, 1965.

Вымококов Б. М., Путник Н. П. Геотермические ресурсы и их энергетическое использование. М. — Л., Госэнергоиздат, 1960.

Габузов Г. Г. и др. Об изменении температуры промыточной жидкости при бурении. Изв. вузов, Нефть и газ, № 9, 1963.

Гавронский А. А. Пути энергетического и комплексного использования природного тепла Земли. В сб. Пробл. геотермии, т. 2. Изд-во АН СССР, 1961.

Геологическое строение и перспективы нефтегазоносности Западно-Сибирской низменности. Под ред. Ростовцева Н. Н. Тр. ВСЕГЕИ. Госгеолтехиздат, 1958.

Глюзман А. М. Стационарное тепловое поле Земли вблизи куполообразных структур. АН СССР, Физика Земли, № 3, 1966.

Глюзман А. М. Стационарное тепловое поле Земли вблизи куполообразных структур. Изв. АН СССР, Физика Земли, № 10, 1967.

Гольдман В. Г. Теплообмен в фильтрующих крупнозернистых грунтах при дренажной и игловой гидрооттайке. Тр. НИИ-1, вып. 11. Магадан, 1958.

Гордиенко В. В. О времени восстановления температурного поля пород, нарушенного бурением скважин. В Геофиз. сб., вып. 17, 1966.

Гордов А. П. и др. Приборы для измерения температуры и их проверка. М., Стандартгиз, 1957.

Губкин И. М. Учение о нефти. Изд-во ОНТИ, 1932.

Гурарий Г. Э., Соловьева И. А. Строение земной коры по геофизическим данным. Изд-во АН СССР, 1963.

Гутенберг Б. Физика земных недр. ИЛ, 1963.

Давыдов Л. К., Конкина Н. Г. Общая гидрология. Гидрометеиздат, 1958.

Дахнов В. Н. Новый прием изображения термограмм скважин. В информ. сб. Элкагер, 1938а, № 1—2 (11).

Дахнов В. Н. Термометрические измерения в скважинах нефтепромысловых районов Советского Союза. НХ, 1938б, № 6.

Дахнов В. Н. Опыт применения термокаротажа на нефтяных месторождениях Апшеронского полуострова. НХ, 1938в, № 9.

Дахнов В. Н. Промысловая геофизика. Гостоптехиздат, 1947.

Дахнов В. Н., Дьяконов Д. И. Термические исследования скважин. Гостоптехиздат, 1952.

Дергунов И. Д. Методика геотермических исследований. В сб. Пробл. геотермии и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Джамалов С. А., Левкович Р. А., Суетнов В. В. Тепло Земли и его практическое использование. «Наука», 1965.

Джамалова А. С. Глубинный тепловой поток на территории Дагестана. М., «Наука», 1969.

Джеффрис Г. Земля, ее происхождение, история и строение. ИЛ, 1960.

Диш Дж. Высокочувствительный градиент-термометр. В сб. Промысл. геофизика, вып. 2. Гостоптехиздат, 1960.

Докучаев В. В. Основания и фундаменты на вечномерзлых грунтах. Л. — М., Госстройиздат, 1963.

Достовалов Б. Н. К вопросу о термодинамическом изучении Земли. В сб. Тезисы докл. на 1-м Всес. совещании по термическим исследованиям в СССР. Изд-во АН СССР, 1956.

Достовалов Б. Н. К вопросу о термодинамическом изучении Земли. В сб. Пробл. геотермии, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Достовалов Б. Н. О причине понижения температуры замерзания воды в дисперсных грунтах с молекулярно-кинетической точки зрения. В сб. Мерзлотн. исследования, вып. 7. Изд-во МГУ, 1967.

Достовалов Б. Н., Кудрявцев В. А. Общее мерзлото-ведение. Изд-во МГУ, 1967.

Дружинин А. В. О связи геотермических аномалий с дизъюнктивными нарушениями в кристаллическом фундаменте и осадочном покрове. В кн. Нов. данные по геологии и нефтегазоносности Волго-Уральск. обл. М., 1962.

Дубинский А. Я. Геотермический режим Предкавказья и соседних территорий. В сб. Пробл. геотермии и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Дуганов Г. В. Исследование теплофизических свойств горных пород Криворожского бассейна. Изв. Днепропетровск. горн. ин-та, т. 31. Углетехиздат, 1958.

Дульнев Г. П. Перенос тепла через твердые дисперсные системы. Инж.-физ. ж., т. 9, № 3, 1965.

Дульнев Г. П., Зоричняк Ю. П. Теплопроводность многокомпонентных смесей. Инж.-физ. ж., т. 12, № 4, 1967.

Дульнев Г. П., Комкова Л. А. Анализ экспериментальных исследований теплопроводности твердых пористых систем. Инж.-физ. ж., т. 9, № 4, 1965.

Дучков А. Д., Моисеевко У. И. О возможности измерения геотермических градиентов в неглубоких скважинах. Геология и геофизика, № 9, 1970.

Дьяконов Д. И. Термокартаж скважин. НХ, № 6, 1938.

Дьяконов Д. И. Геотермия в нефтяной геологии. Гостехиздат, 1958.

Дьяконов Д. И. История и современное состояние геотермических исследований в СССР. В сб. Пробл. геотермии, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Дьяконов Д. И. Геотермия в региональной геологии и при изучении глубинной тектоники. Геология нефти и газа, вып. 11, 1960.

Дьяконов Д. И. Некоторые закономерности распределения естественного теплового поля и возможности применения геотермии. Тр. МИНХ и ГП, вып. 50, 1964.

Дьяконов Д. И. Геотермия — геофизический метод решения задач нефтяной и газовой геологии. В сб. Геотермическ. исследования и использование тепла Земли, т. 1. «Наука», 1966.

Дьяконов Д. И., Яковлев Б. А. Определение и использование тепловых свойств горных пород и пластовых жидкостей нефтяных месторождений. М., «Недра», 1969.

Егоров С. В. Основные черты гидрогеологии южной части ЗСН. Мат-лы комис. по изучению подземн. вод Сибири и Дальн. Востока, вып. 2, 1962.

Есьман Б. И., Дедусенко Г. Я., Яишникова Е. А. Влияние температуры на процесс бурения глубоких скважин. Гостонтехиздат, 1962.

Жирмунский А. М. Вопросы геотермоэнергетики. В сб. Пробл. Геотермии и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Заборовский А. И. Электроразведка. Гостонтехиздат, 1943.

Зельцман П. А. Конструирование аппаратуры для геофизических исследований скважин. М., «Недра», 1968.

Зотиков И. А. Измерение геотермического тепла в Антарктиде. Информ. бюлл. Сов. антарктич. экспед., № 29, 1961.

Иванов Н. С. Теплообмен в криолитозоне. Изд-во АН СССР, 1962.

Иванов Н. С., Гаврильев Р. И. Теплофизические свойства мерзлых горных пород. «Наука», 1965.

Игнатович Н. К. О закономерностях распределения и формирования подземных вод. ДАН СССР, н. сер., т. 14, № 3, 1944.

Ингерсолл Л. Р., Зобель О. Д., Ингерсолл А. К. Теплопроводность, ее применение в технике и геологии. Машгиз, 1959.

Иоффе А. Ф. Физика полупроводников. Изд-во АН СССР, 1957.

Калашников Ю. А. Некоторые данные о геотермическом режиме Рудного Алтая. Изв. АН СССР, сер. геол., вып. 6 (57), 1963.

Каратаев Г. И. Строение земной коры в Западной Сибири по геофизическим данным. Геология и геофизика, вып. 11, 1969.

Карманов И. А. Определение максимальной температуры на забое и температурных условий в скважине в целях цементирования. НТС. Бурение, ЦНИИТЭНефтегаз, № 2, 1964.

Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. «Наука», 1964.

Кауфман Б. И. Теплопроводность строительных материалов. Госстройиздат, 1955.

Качалов О. Б. Распределение температуры по стволу газовой скважины. Газов. пром., № 4, 1962.

Кашпур Я. Н. Геотермические условия в Сталино-Макиевском районе Донецкого бассейна. Тр. ДИИ, вып. 1, 1954.

Кашпур Я. Н. Геотермический режим угленосных отложений юго-западного Донбасса в связи с его геологическим строением и условиями разработки угольных пластов на глубоких горизонтах. Автореф. канд. дисс. М., 1968.

Кашпур Я. Н., Захарьян А. Ф. Геотермические условия юго-западной части Донбасса. Углетехиздат, 1958.

Кенигсбергер И. Геотермические измерения в рудниках и обзор результатов геотермии. Стеклограф. Изд-во б-ки ВСЕГЕИ, № 108, 1938.

Кисин И. Г. Восточно-Предкавказский артезианский бассейн. «Наука», 1964.

Клименко А. А., Мирошников М. В. К вопросу изучения природы геотермических аномалий нефтегазоносных областей. Тр. ВНИИ природн. газов, вып. 1, 1966.

- Климентов П. П. Методика гидрогеологических исследований. Гостеолтехиздат, 1961.
- Климентов П. П., Пыхачев Г. Б. Динамика подземных вод. Гостеолтехиздат, 1961.
- Клоссовский А. В. Основы метеорологии. Одесса, 1918.
- Кобранова В. Н. Физические свойства горных пород. Гостоптехиздат, 1962.
- Ковнер С. С. К теории термической разведки. ДАН СССР, т. 32, № 6, 1941.
- Ковнер С. С. К обоснованию термического метода разведки. ДАН СССР, т. 37, № 3, 1942.
- Ковнер С. С. Теоретическое обоснование термического метода разведки. Ин-т теор. геофизики. Реф. науч.-иссл. работ АН СССР за 1943—1944 гг., физ.-мат. науки, 1945.
- Ковнер С. С. К теории геотермической разведки. ДАН СССР, т. 44, № 6, 1944.
- Ковнер С. С. Расчет величины термической аномалии антиклинали. ДАН СССР, т. 56, № 5, 1947.
- Ковнер С. С. Термические аномалии Ишимбайских месторождений. ДАН СССР, н. сер., т. 64, № 3, 1949.
- Комаров С. Г. К вопросу о тепловой инерции электротермометров. В сб. Прикл. геофизика, № 3—4, 1940.
- Комаров С. Г. Техника промысловой геофизики. Гостоптехиздат, 1947, 1957.
- Корценштейн В. Н. Гидрогеология газоносной провинции Центрального Предкавказья. Гостоптехиздат, 1960.
- Корытникова Н. Н. Влияние теплопроводности горных пород на геизотермы. Геофизика, т. 7, № 1 (25), 1937.
- Корытникова Н. П. Влияние водных бассейнов на тепловой режим прилегающих участков земной коры. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 1 (17), 1940.
- Корытникова Н. Н. О связи глубинных температур с термическими коэффициентами горных пород и формой глубинных структур. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 3, 1943.
- Кочнев К. В. Определение термических констант горных пород по методу регулярного режима. Горн. ж., № 4, 1950.
- Красковский С. А. О тепловом поле щитов. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1961.
- Крицук Л. Н. Расчет температуры под снегом на 1-й Игарской мерзлотной станции. В сб. Мерзлотн. исследования, вып. 5. Изд-во МГУ, 1966.
- Кропоткин П. П. Основные проблемы энергетики тектонических процессов. Изв. АН СССР, сер. геол., № 5, 1948.
- Кругликов Н. М. К вопросу о геотермической роли движения подземных вод. Тр. ВНИГРИ, вып. 220, сб. 8. Гостоптехиздат, 1963.
- Кругликов В. М. Гидрогеология северо-западного борта Западно-Сибирского артезианского бассейна. Л., «Недра», 1964.

Кудрявцев В. А. О динамике вечной мерзлоты. Тр. Ин-та мерзлотоведения, АН СССР, т. 12, 1953.

Кудрявцев В. А. Температура верхних горизонтов вечномерзлой зоны в пределах СССР. Изд-во АН СССР, 1954.

Кулиев С. М., Есьман Б. И., Габузов Г. Г. Температурный режим бурения скважин. М., «Недра», 1968.

Кусакин Н. Д., Сальников А. П., Баранов В. И. Температуропроводность угольных формовок и продуктов их термообработки. Тр. ИГи АН СССР, т. 10, 1959.

Кутасов И. М. Восстановление температурного поля пород после бурения скважин. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1964.

Кутасов И. М. Тепловые процессы в буровых скважинах. Автореф. канд. дисс. М., 1965.

Кутасов И. М., Любимова Е. А., Фирсов Ф. В. Скорость восстановления температурного поля в скважинах Кольского полуострова. В сб. Пробл. глубинн. теплов. потока. «Наука», 1966.

Ляхтинов М. О. Методика подземных геотермических исследований на рудных месторождениях. Разведка и охрана недр, № 12, 1970.

Левин В. Ю. Некоторые вопросы развития, строения и состава Земли. Изд-во АН СССР, сер. геофиз., № 4, 1953.

Левин В. Ю., Маева С. В. О термической истории Земли. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1960.

Лукьянов В. С., Головкин М. Д. Указания по определению расчетной глубины промерзания грунта. ВНИИ ж.-д. стр-ва и проектирования, сообщ. № 58. Трансжелдориздат, 1955.

Лукьянов В. С., Головкин М. Д. Расчет глубины промерзания грунтов. Тр. ВНИИ трансп. стр-ва, вып. 23, 1957.

Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., ГИТТЛ, 1952.

Любимова Е. А. Термическая история и температура Земли. Бюлл. МОИП, отд. геол., т. 33, вып. 4, 1958.

Любимова Е. А. Термоупругие напряжения внутри земного шара. Труды ИФЗ АН СССР, № 20 (187), 1962.

Любимова Е. А. Тепловой поток на щитах в зоне современных движений. Тезисы докл. конф. МГУ. М., «Наука», 1963а.

Любимова Е. А. Источники глубинного тепла и термодинамика планет. Там же, 1963б.

Любимова Е. А. Изучение теплового режима земной коры. В кн. Мат-лы семинара по горн. теплотехнике. Изд-во АН СССР, 1964.

Любимова Е. А. Оценка распределения глубинного теплового потока для юга европейской части СССР. В сб. Пробл. глубинн. теплов. потока. «Наука», 1966а.

Любимова Е. А. Источники глубинного тепла Земли и термические свойства планет земного типа. Там же, 1966б.

Любимова Е. А. Термика Земли и Луны. «Наука», 1968.

Любимова Е. А. Тепловые потоки и динамика земных недр. Изв. АН СССР, Физика Земли, № 5, 1970.

Любимова Е. А., Люсова Л. Н., Фирсов Ф. В. Основы определения теплового потока из земных недр и результаты измерений. В сб. Геотермическ. исследования. М., «Наука», 1964.

Любимова Е. А., Герцен Р., Удинцев Г. Б. О теплообмене через дно океана. В сб. Пробл. глубинн. теплов. потока. «Наука», 1966в.

Любимова Е. А., Старикова Г. Н., Шущпанов А. П. Теплофизические исследования горных пород. В сб. Геотермическ. исследования. «Наука», 1964.

Любимова Е. А., Удинцев Г. Б. Экспедиция по измерению теплового потока через дно Тихого океана. Изв. АН СССР, Физика Земли, № 5, 1965.

Любимова Е. А., Фирсов Ф. В. Определение теплового потока в некоторых районах Средней Азии. В сб. Пробл. глубинн. теплов. потока. «Наука», 1966.

Любимова Е. А., Шелягин Б. А. Тепловой поток через дно оз. Байкал. ДАН СССР, т. 171, № 6, 1966.

Любимова Е. А. и др. Определение поверхностного теплового потока в Старой Магисте. Изв. АН СССР, сер. геофиз., вып. 2, 1960.

Люстих Е. Н. О возможности использования теории акад. О. Ю. Шмидта в геотектонике. ДАН СССР, т. 59, № 8, 1948.

Люстих Е. Н. Проблемы энергетического баланса Земли в геотектонических гипотезах. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 3, 1951.

Люстих Е. Н. О роли вулканов и терм в выносе тепла из недр Земли. В сб. Пробл. геотермии и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Маврицкий В. Ф. Западно-Сибирский артезианский бассейн. Тр. ЛГГП АН СССР, т. 39. Изд-во АН СССР, 1962.

Магницкий В. В. Основы физики Земли. Геодезиздат, 1953.

Магницкий В. А. Внутреннее строение и физика Земли. «Недра», 1965.

Маделунг Э. Математический аппарат физики. «Наука», 1968.

Макаренко Ф. А. Некоторые результаты изучения подземного стока. Тр. ЛГГП АН СССР, т. 1, 1948а.

Макаренко Ф. А. Геотермические условия района Кавказских минеральных вод. Там же, 1948б.

Макаренко Ф. А. Геотермическое изучение и районирование подземных вод Кавказа. В сб. Пробл. геотермии, т. 2. Изд-во АН СССР, 1961а.

Макаренко Ф. А. Некоторые общие закономерности формирования термальных вод и их распределение на территории СССР. Там же, 1961б.

Макаренко Ф. А., Маврицкий В. Ф. Гидрогеотермическое картирование и его роль в изучении подземной гидросферы. В кн. гидрогеотермические условия верхних частей земной коры. «Наука», 1964.

Макаренко Ф. А., Маврицкий В. Ф., Покровский В. А. Региональное картирование теплового режима подземных вод и гидрогеотермические карты. В сб. Геотермическ. исследования и использование тепла Земли. «Наука», 1966.

Макаренко Ф. А., Чихрадзе Ш. Г. Глубинный тепловой поток в Колхидской низменности. ДАН СССР, т. 160, № 4, 1965.

Матаев Г. А. и др. Упрощенный метод определения температуры по стволу гидротермальной скважины. Изв. вузов, Геология и разведка, вып. 6, 1966.

Медведев Р. В. О взаимосвязи между тепловыми и упругими свойствами горных пород. В сб. Физ.-техн. пробл. разработки полезн. ископ., № 3, 1967.

Меламед В. Г. Решение задач Стефана (в случае второй краевой задачи). Вестн. МГУ, сер. матем., № 1, 1959.

Меламед В. Г. О численном интегрировании классической задачи Стефана при учете фазовых переходов в спектре температур. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1963.

Мельничук Я. Г. Термометрия газовых скважин Шебалинской площади. Нефтегазов. пром., вып. 4, 1961.

Мехтиев Ш. Ф., Алиев С. А. О факторах, влияющих на величину геотермической ступени нефтяных месторождений Азербайджана. ДАН АзССР, т. 15, № 2, 1959.

Мехтиев Ш. Ф. и др. Тепловой режим нефтяных и газовых месторождений. Аз. изд-во нефт. и науч.-техн. лит., 1960.

Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата. М. — Л., ГОНТИ, 1939.

Михеев М. А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат, 1956.

Набоков С. И. Гидротермальный метаморфизм пород в вулканических областях. Изд-во АН СССР, 1963.

Николаев В. М. Геотермические условия в нефтеносных пластах Терско-Сувиженской нефтеносной провинции. В сб. Тезисы докл. на 1-м Всес. совещании по геотермическ. исследованиям в СССР. Изд-во АН СССР, 1956.

Номинот А. Ю. К вопросу об изменении температуры по стволу нефтяной или газовой скважины. Тр. ВНИИНефть, вып. 8, 1956.

Овчинников А. М. Проблемы изучения терм. Тр. МГРИ, т. 20, 1940.

Овчинников А. М. О гидротермальном режиме земной коры. ДАН СССР, т. 53, № 7, 1946.

Овчинникова Л. К. Нальчинский артезианский бассейн и перспективы использования его термальных вод. В кн. Гидрогеотермическ. условия верхн. частей земн. коры. «Наука», 1964.

Огильви А. Н. О гидрогеологических условиях происхождения Мацестинских источников и об их кантоне. Курорт Мацеста. Медгиз, 1928.

Огильви А. Н. Термометрия как метод гидрогеологических исследований. Геолгиздат, 1932.

Огильви Н. А. Геотемпературное поле как один из факторов формирования подземных вод. Тезисы докл. на 1-м Всес. совещании по геотермическ. исследованиям в СССР. Изд-во АН СССР, 1956.

Огильви Н. А. Вопросы теории геотемпературных полей в приложении к геотермическим методам разведки подземных вод. Пробл. геотерми и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959.

Орда В. Я. Геотермический режим средней части Донбасса. Там же.

Оркин К. Г., Кучинский П. К. Физика нефтяного пласта. Гостехиздат, 1955.

Основы геокриологии. Изд-во АН СССР, 1959.

Остроумов Г. А. Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. Гостехиздат, 1952.

Острый Г. Б. Особенности залегания и формирования многолетне-мерзлых пород в связи с геологическим строением территории. Тр. Ин-та мерзлотоведения АН СССР, т. 29, 1962.

Острый Г. Б., Черкашин А. Ф. Поведение нижней границы вечномерзлых пород как один из критериев при поисках структур на северо-востоке Западно-Сибирской низменности. Геология и геофизика, № 10, 1960.

Павлов А. В. Теплообмен промерзающих и протаивающих грунтов с атмосферой. «Наука», 1965.

Пампура В. Д., Кочергин В. Н. Одномерная модель температурного поля при внедрении и остывании гидротерм в пределах жилых каналов. В кн. Вопр. геохимии изверженн. пород и руд. м-ний Восточной Сибири. «Наука», 1965.

Папазов В. Т. Исследования процесса замораживания горных пород. Углетехиздат, 1951.

Погорельский А. М., Кулиев И. А. Построение температурного графика промывочной жидкости в бурящейся скважине. Аз. нефт. хоз-во, № 4, 1963.

Позин Л. З. Высокочувствительные малогабаритные электронные дифференциальные термометры для исследования скважин. В сб. Геофиз., приборы и развед. аппаратура для нефт. и газов. пром. ГосИНТИ, 1961.

Позин Л. З. Дифференциальная термометрия нефтяных и газовых скважин. М., «Недра», 1964.

Покровский В. А. О методике и результатах геотермических исследований при изучении нефтегазоносных областей СССР. Новости нефт. техники, сер. геол., № 4, 1959.

Покровский В. А. Геотермические условия подземных вод на территории европейской части СССР. Тр. ЛГГП им. Ф. П. Саваренского. т. 42. Изд-во АН СССР, 1962.

Покровский Г. И., Булычев В. Г. О теплопроводности грунтов. ЖТФ, т. 8, вып. 17, 1938.

Поляк Б. Г. О геотермическом градиенте Русской платформы. Тр. ЛГГП им. Ф. П. Саваренского, т. 42. Изд-во АН СССР, 1962.

Поляк Б. Г., Смирнов Я. Б. Связь глубинного теплового потока с тектоническим строением континентов. Геотектоника, вып. 4, 1968.

Путиков О. Ф. К определению температуры пород в призабойной зоне бурящейся скважины. Изв. АН СССР, Физика Земли, № 10, 1969а.

Путиков О. Ф. Геотермический режим проницаемых горных пород при бурении скважин. Методика и техника разведки, № 64, 1969б.

Пятков И., Борисова И. Геотермични исследования в Северна България. Известия на геофизични институти, т. 7. Издат. на Българската акад. на науките, 1965.

Региональная геотермия и распространение термальных вод в СССР. М., «Наука», 1967.

Редозубов Д. В. Геотермический метод исследования толщ мерзлых пород. «Наука», 1966.

Ржевский В. В., Новик Г. Я. Основы физики горных пород. Ч. 2. Термо- и электродинамика горных пород. «Мир», 1964.

Рингвуд А. Е. Модель верхней мантии. В кн. Верхн. мантия Земли. «Мир», 1964.

Рубинштейн Л. И. О решении задачи Стефана. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 2, № 1, 1947.

Рускол Е. Л. Приливная эволюция системы Земля — Луна. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1963.

Святловский А. Е. Вулканы и электростанции. Изд-во о-ва «Знание», 1962.

Святловский А. Е. Проблемы использования глубинного тепла Земли. Изд-во о-ва «Знание», 1965.

Семенов А. С. Влияние структуры на удельное сопротивление агрегатов. Мат-лы ВНИГИ, геофизика, сб. 12. Госгеолтехиздат, 1948.

Семенова С. М., Гавич И. К., Лучшева А. А. Сборник задач по общей гидрогеологии. «Высшая школа», 1964.

Славнова Э. И. Об ячеистой структуре конвективного потока жидкости в вертикальном цилиндре круглого сечения. ИФЖ, т. 4, № 8, 1961.

Славнова Э. И. О свободной тепловой конвекции в водных растворах солей, заполняющих вертикальные трубы круглого сечения. ИФЖ, т. 6, № 3, 1963.

Смирнов Я. Б. Тепловой поток в дне акваторий. ДАН СССР, т. 168, № 2, 1966.

Смирнов Я. Б. Исследование генетических связей теплового поля со строением и развитием земной коры. ДАН СССР, т. 177, № 1, 1967а.

Смирнов Я. Б. Тепловая энергия Земли и ее геологические проявления. ДАН СССР, т. 177, № 2, 1967б.

Смирнов Я. Б. Связь теплового поля со строением и развитием земной коры и верхней мантии. Геотектоника, вып. 6, 1968.

Смыслов А. А. Значение данных радиоактивности и теплопроводности горных пород при металлогенетических исследованиях. Изв. АН СССР, сер. геол., № 7, 1960.

Софронов Н. И. Термометрический метод поисков сульфидных залежей. Л. — М., Изд-во ОНТИ, 1936.

Субботин С. И., Наумчик Г. Л., Рахимова И. Ш. Процессы в верхней мантии Земли. «Наукова думка», 1964.

Сумгин М. И. О деградации вечной мерзлоты на некоторой части территории, занимаемой ею в СССР. Тр. Комис. по изучению вечн. мерзлоты, т. 1. Л., Изд-во АН СССР, 1932.

Сумгин М. И. Вечная мерзлота почвы в пределах СССР. М., 1937.

Сумгин М. И. и др. Общее мерзлотоведение. М. — Л., Изд-во АН СССР, 1940.

Сухарев Г. М. Геотермические особенности Терско-Дагестанской нефтегазонасной провинции. Гостехиздат, 1948.

Сухарев Г. М., Барцев О. Б. Некоторые данные о теплофизических свойствах горных пород, слагающих разрезы нефтягазовых месторождений северной части Сахалина. ДАН СССР, т. 162, № 1, 1965.

Сухарев Г. М., Власова С. П., Тарануха Ю. К. К вопросу использования термальных вод и восстановления их ресурсов на примере гидродинамической системы юга Восточного Предкавказья. Изв. вузов, Нефть и газ, № 4, 1966а.

Сухарев Г. М., Власова С. П., Тарануха Ю. К. К вопросу о величине тепловых потоков некоторых районов Большого Кавказа и Предкавказья. Изв. вузов, Нефть и газ, № 5, 1966б.

Сухарев Г. М., Власова С. П., Тарануха Ю. К. Теплофизические свойства горных пород и величины тепловых потоков некоторых районов Большого Кавказа и Предкавказья. ДАН СССР, т. 174, № 4, 1966в.

Сысоев Н. И. О тепловом потоке со дна Черного моря. ДАН СССР, т. 121, № 6, 1961.

Тепловой и водный режим земной поверхности. Гидрометеониздат, 1960.

Тепловой режим недр СССР. М., «Наука», 1970.

Тепловые потоки в Земле. Библиогр., 1865—1965. Сост. С. А. Красковский, Н. А. Никифоровская. Л., Изд-во БАН СССР, 1966.

Термальные воды СССР и вопросы их теплоэнергетического использования. Изд-во АН СССР, 1967.

Тимофеев В. Н. Теплообмен в слое. Изв. ВТИ, № 2, 1949.

Тихомиров В. М. Теплопроводность горных пород и ее связь с плотностью, влажностью и температурой. НХ, № 4, 1968.

Тихонов А. Н. О влиянии радиоактивного распада на температуру земной коры. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., № 3, 1937.

Тихонов А. Н., Дворов И. М. Развитие геотермических исследований в СССР. Вестн. АН СССР, № 10, 1965.

Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. «Наука», 1966.

Голстихин Н. И. Подземные воды мерзлой зоны литосферы. Гостеолиздат, 1944.

Голстихин Н. И. Климатическая зональность артезианских вод (на примере СССР). Зап. ЛГИ, т. 29, вып. 2, 1953.

Голстихин Н. И. О климатической зональности артезианских вод. В сб. Вопр. изучения подземн. вод и инж. геология. Изд-во АН СССР, 1955.

Торгованова В. Т. и др. Воды и газы палеозойских и мезозойских отложений Западной Сибири. Тр. ВНИГРИ, вып. 159. Гостоптехиздат, 1960.

Труды Первого Всесоюзного совещания по геотермическим исследованиям в СССР. Изд-во АН СССР, 1959, 1961.

Труды Второго Всесоюзного совещания по геотермическим исследованиям в СССР. М., «Наука», 1966, 1967.

Ферхуген Дж. (Верхуген И.). Температура в недрах Земли. В кн. Физика и химия Земли. М., ИЛ, 1951.

Ферхуген Дж. Распределение температуры и тепловой поток при региональном метаморфизме. В кн. Физ.-хим. пробл. формирования горн пород и руд, т. 1. Изд-во АН СССР, 1961.

Фиختهогольц Г. М. Курс дифференциального и интегрального исчисления, т. 1. «Наука», 1966.

Франчук А. У. Теплопроводность строительных материалов в зависимости от влажности. Стройиздат, 1941.

Франчук А. У. Исследования по строительной физике. Стройиздат, 1949.

Фролов Н. М. Геотермические условия Молдавской ССР. В сб. Вопр. гидрогеол. и инж. геологии. Изд-во АН СССР, 1958.

Фролов Н. М. Экспериментальное определение степени влияния гравитационной конвекции и обсадных труб на естественное распределение температуры в буровых скважинах. ДАН СССР, т. 150, № 2, 1963.

Фролов Н. М. Роль воды в формировании геотермической зональности. Бюлл. МОИП, отд. геол., № 3, 1964.

Фролов Н. М. Температурный режим гелиотермозоны. М., «Недра», 1966.

Фролов Н. М. Гидрогеотермия. «Недра», 1968.

Фролов Н. М., Язвин Л. С. Вопросы поисков и разведки термальных вод. Сов. геология, № 5, 1965.

Фролов Н. М. и др. Методические указания по изучению термальных вод в скважинах. Тр. ВСЕГИНГЕО, н. сер., № 17, 1964.

Хитаров Н. И. Проблемы изучения термальных полей Большого и Малого Кавказа. В сб. Пробл. геотермии, т. 2. Изд-во АН СССР, 1961.

Хлопин В. Г. Радиоактивность и тепловой режим Земли. Изв. АН СССР, № 2, 1937.

Цытович Е. И. Вечная мерзлота и ее значение для растениеводства. Тр. ВАСХНИЛ, вып. 13, 1937.

Чарный И. А. О продвижении границы изменения агрегатного состояния при охлаждении или нагревании тел. Изв. ОТН АН СССР, № 2, 1948.

Чарный И. А. Нагревание призабойной зоны при закачке горячей воды в скважину. НХ, № 3, 1953.

Чарный И. А. Основы газовой динамики. Гостоптехиздат, 1961.

Чарный И. А. О термическом режиме буровых скважин. Газов. пром., № 10, 1966.

Чекалюк Э. Б. Уравнения сохранения энергии для потока сжимаемой жидкости в пористой среде. Тр. УкрНИГРИ, вып. 3, 1963.

Чекалюк Э. Б. Геотермическая конвекция. В сб. Геология и геохимия нефт. и газов. м-ний. Геохимия и гидрогеология нефтегазоносн. р-нов Украины. «Наукова думка», 1965а.

Чекалюк Э. Б. Термодинамика нефтяного пласта. М., «Недра», 1965б.

Череменинский Г. А. Результаты геотермических исследований в Сибири. Тезисы докл. на 1-м Всес. совещании по геотермическ. исследованиям в СССР. Изд-во АН СССР, 1956.

Череменицкий Г. А. Результаты геотермических исследований в Сибири. В сб. Пробл. геотермии и практ. использования тепла Земли, т. 1. Изд-во АН СССР, 1959а.

Череменицкий Г. А. Геотермические исследования в Сибири. Тр. ин-та мерзлотоведения АН СССР, т. 15, 1959б.

Череменицкий Г. А. О зоне нарушения теплового состояния горных пород бурением скважин. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 10, 1960а.

Череменицкий Г. А. О времени восстановления термического режима, нарушенного бурением скважин. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 12, 1960б.

Череменицкий Г. А. Определение диаметра зоны нарушения термического поля вокруг скважины. Зап. ЛГИ, т. 39, вып. 2, 1961а.

Череменицкий Г. А. Влияние складчатого фундамента на тепловое состояние мезо-кайнозойских отложений Западно-Сибирской низменности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 5, 1961б.

Череменицкий Г. А. Термические особенности мезозойских отложений Березовского района. Изв. вузов, Геология и разведка, № 12, 1962а.

Череменицкий Г. А. Влияние многолетней мерзлоты на тепловое состояние мезозойских отложений Березовского района, ДАН СССР, т. 144, № 3, 1962б.

Череменицкий Г. А. О связи гидрогеологических условий с термальной аномалией в районе Мацесты. Зап. ЛГИ, т. 44, вып. 2, 1962в.

Череменицкий Г. А. К определению времени восстановления термического режима, нарушенного бурением скважин. Зап. ЛГИ, т. 43, вып. 2, 1962г.

Череменицкий Г. А. Геотермические измерения в скважинах Котсельваары. ДАН СССР, т. 150, № 2, 1963а.

Череменицкий Г. А. К вопросу об обработке данных геотермических наблюдений. Изв. вузов, Геология и разведка, № 5, 1963б.

Череменицкий Г. А. К вопросу геотермии района расположения сверхглубокой скважины Балтийского шита. Сов. геология, № 11, 1964.

Череменицкий Г. А. Влияние допалеозойского фундамента на тепловое состояние пород осадочного чехла Западно-Сибирской низменности. Изв. вузов, Геология и разведка, № 10, 1965.

Череменицкий Г. А. Влияние динамики подземных вод на термический режим мезозойско-кайнозойских отложений Чулымско-Енисейского района. Изв. вузов, Геология и разведка, № 1, 1966а.

Череменицкий Г. А. Об изучении по геотермам гидрогеологического разреза Западно-Сибирской низменности. Сов. геология, № 12, 1966б.

Череменицкий Г. А. Определение влияния динамики подземных вод на тепловое состояние пород и выяснение возможностей определения скорости фильтрации по геотермограммам. В сб. Темат. науч.-техн. обзоры, Поиск и разведка нефтегазов. м-ний. М., ВНИИОЭНГ, 1967.

Череменинский Г. А. О подготовке специалистов по геотермии и практическому использованию тепла Земли. Изв. вузов, Геология и разведка, № 11, 1969.

Череменинский Г. А. Термические аномалии Балтийского щита. ДАН СССР, т. 195, № 5, 1970.

Череменинский Г. А. К вопросу определения скорости фильтрации подземных вод термическим методом. Зап. ЛГИ, т. 61, вып. 2, 1971.

Чихрадзе Ш. Г. О восстановлении в скважине термического поля, нарушенного бурением. В сб. Геотермическ. исследования и использование тепла Земли. «Наука», 1966.

Чудновский А. Ф. Зависимость от влажности коэффициента температуропроводности дисперсных тел. ЖТФ, т. 8, вып. 11, 1938.

Чудновский А. Ф. Физика теплообмена в почве. Гостехиздат, 1948.

Чудновский А. Ф. Энергетические методы исследования агрономических задач. Почвоведение, № 9, 1954а.

Чудновский А. Ф. Теплообмен в дисперсных средах. Гостехиздат, 1954б.

Чудновский А. Ф. Тепловой метод определения влажности капиллярно-пористых материалов. ЖТФ, т. 24, вып. 12, 1954в.

Чудновский А. Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов. Госфизматиздат, 1962.

Шамшуров Г. Я. Влияние снежного покрова на тепловой режим грунтов в Таймырской тундре. В сб. Мат-лы по общ. мерзлотоведению. Изд-во АН СССР, 1959.

Шарбатян А. А. К истории развития многолетнемерзлых горных пород. Тр. ин-та мерзлотоведения АН СССР, т. 20, 1962.

Швецов П. Ф. К вопросу о связи температуры и мощности мерзлоты с геологическими и гидрогеологическими факторами. Изв. АН СССР, сер. геол., № 1, 1941.

Швецов П. Ф. Роль вечной мерзлоты и подмерзлотных вод в гидрогеологии бассейнов рек Индигирки и Яны. Изв. АН СССР, сер. геол., № 6, 1946.

Швецов П. Ф. О значении тепловой формы движения в циркуляции и питании подземных вод горных стран по системе тектонических трещин. ДАН СССР, т. 23, № 3, 1950.

Швецов П. Ф. Подземные воды Верхоянско-Колымской горноскладчатой области и особенности их проявления, связанные с низкотемпературной вечной мерзлотой. Изд-во АН СССР, 1951.

Швецов П. Ф. Об условиях и времени образования основной системы морозобойных трещин и связанных с ними подземных льдов. В сб. Иссл. вечн. мерзлоты в Якутск. респ. Изд-во АН СССР, вып. 3, 1952.

Швецов П. Ф. Значение состава, строения, водопроницаемости и влажности почв и горных пород в формировании среднегодовой температуры земной коры. Тр. сев. отд. ин-та мерзлотоведения АН СССР, № 1, 1960.

Швецов П. Ф. О различии геотермических условий развития земной коры глубоководных областей океанов и суши. В сб. Гидрогеотермическ. условия верхн. частей земн. коры. «Наука», 1964.

Шипачев В. П. Палеогидрогеологическая схема подземных вод Томской области. Сов. геология, № 11, 1963.

Штрейс Н. А. Стратиграфия и тектоника зеленокаменной полосы Среднего Урала. Изд-во АН СССР, 1951.

Шуменкова Ю. М., Шилин А. К. Максимкин-Ярская опорная скважина (Томская область). Опорные скважины СССР. Тр. ВНИГРИ, вып. 166, 1961.

Шушпанов А. П. О тепловом режиме Карпатской области СССР. В сб. Прobl. глубинн. теплов. потока. М., «Наука», 1966.

Щелкачев В. Н., Ланук Б. Б. Подземная гидравлика. Гос-топтехиздат, 1949.

Щербань А. Н., Кремлев О. А. Научные основы расчета и регулирования теплового режима глубоких шахт. Изд-во АН УССР, 1959.

Щербань А. Н., Черняк В. П., Зарняк Т. С. Температурное поле в породном массиве вокруг бурящейся скважины. ДАН УССР, сер. А, Физ.-матем. науки, № 10, 1967.

Ячевский Л. А. О термическом режиме земной поверхности в связи с геологическими процессами. Горн. журн., т. 2, 1905.

Anderson E. M. The loss of heat by conduction from the earth's crust in Britain. Proc. Roy. Soc. Edinburgh, vol. 60, pt 2, 1939/40.

Andreae C. La prevision des températures souterraines. Ann. Ponts Chaussées, vol. 1, 1958.

Benfield A. E. Terrestrial heat flow in Great Britain. Proc. Roy. Soc., ser. A, vol. 173, № 955, 1939.

Birch F. Temperature and heat flow in a well near Colorado Springs. Amer. J. Sci., № 245, 1947.

Birch F. Flow of heat in the Front Range Colorado. Bull. Geol. Soc. Amer., vol. 61, № 6, Baltimore, 1950.

Birch F. The present state of geothermal investigations. Geophysics, vol. 19, № 4, 1954.

Birch F. Speculations on the Earth's thermal history. Geol. Soc. Amer. Bull., vol. 76, № 2, 1965.

Birch F., Clark H. The thermal conductivity of rocks and its dependence upon temperature and composition. Amer. J. Sci., vol. 238, 1940.

Boldizsar T. Heat flow in the Hungarian basin. Nature, vol. 202, № 4939, 1964.

Bullard E. C. The disturbance of the temperature gradient in the Earth's crust by inequalities of height. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., vol. 4, 1940.

Bullard E. C. The time necessary for a borehole to attain temperature equilibrium. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., vol. 5, № 5, 1947.

Bullard E. C. Heat flow through the floor of the eastern North Pacific Ocean. Nature, vol. 170, 1952.

Bullard E. C. The flow of heat through the floor of the Atlantic Ocean. Proc. Roy. Soc., № A222, 1954a.

- Bullard E. C. The interior of the earth. The earth as a planet. Ed. G. P. Kuiper. Univ. Chicago Press, 19546.
- Bullard E. C. The flow of heat through the earth Internal. Council Scient. Unions Rev., World. Sci., vol. 6, № 2, 1964.
- Carlson A. Geothermal conditions in oil-producing areas of California. Amer. Petrol. Inst. Bull., № 205, 1930.
- Carte A. E. Heat flow in the Transvaal and Orange Free State. Proc. Phys. Soc., sect. B, vol. 67, № 9, 1954.
- Chadwick P. Heat-flow from the earth at Cambridge. Nature, vol. 178, 1956.
- Clark S. P., Ringwood A. E. Density distribution and constitution of the mantle. Rev. Geophys., vol. 2, № 1, 1964.
- Cormack A. M. Heat Generation on the Earth by solar Neutrinos. Phys. Rev., ser 2, vol. 95, № 4, 1954.
- Coster H. P. Terrestrial heat flow in Persia. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., vol. 5, 1947.
- Diment W. H., Werre R. W. Terrestrial heat flow near Washington. J. Geophys. Res., vol. 69, № 10, 1964.
- Gutenberg B. The cooling of the earth and the temperature in its interior. *Internal Constitution of the Earth*. Ed. B. Gutenberg. N. Y., 1951.
- Guyod H. Temperature Well Logging. Oil Weekly, vol. 123, № 9—11, 1946.
- Hales W. A. Convection currents in Geysers. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., vol. 4, 1957.
- Herzen R. P. von and Uyeda S. Heat flow through the eastern Pacific Ocean floor. J. Geophys. Res., vol. 63, № 14, 1963.
- Herzen R. P., Maxwell A. E. Measurements of heat flow at the preliminary Mohole site off Mexico. J. Geophys. Res., vol. 69, № 49, 1964.
- Horai K., Uyeda S. Terrestrial heat flow in Japan. Nature, vol. 199, № 4891, 1963.
- Houghton H. G. On the annual heat balance of the northern hemisphere. J. Meteorol., vol. 11, № 1, 1955.
- Hurtig E. Untersuchungen der Wärmeleitfähigkeitsanisotropie von Saudsteinen, Grouwacken und Quarziten. Pure a. appl. Geophys. (PAGEOPH), vol. 60. Basel and Stuttgart, 1965.
- Ingersoll R. L., Zobel O. J. *Mathematical Theory of Heat Conduction*. Boston, 1913.
- Jacobs J. A. The Earth's interior. *Encyclopedia of Physics*, ed. S. Flügge, vol. 47. Springer, Berlin, 1956.
- Jacobs J., Allen D. Temperature and heat flow within the Earth. Trans. Roy. Soc. Canada, sect. 4, vol. 48, ser. 3, 1954.
- Jaeger J. C. The effect of the drilling fluid on temperatures measured in bore holes. J. Geophys. Res., vol. 66, № 2, 1931.
- Jaeger J. C. Numerical values for the temperature in radial heat flow. J. Math. Phys., vol. 34, № 4, 1956.
- Jaeger J. C., Sass J. H. Lees's topographic correction in heat flow and the geothermal flux in Tasmania. Geofis. pure e appl., № 54, 1963.

Jeffreys H. The disturbance of the temperature gradient in the Earth's crust by inequalities of height. Not. Roy. Astr. Soc., Geophys. Suppl., vol. 4, 1938.

Jeffreys H. The Earth. Cambridge Univ. Press. Ld. a. N. Y., 1952.

Joly A., Jeffreys H. The earth. Phys. Mag., vol. 24, № 694, 1903.

Kersten M. S. Thermal properties of soils. Prost action in soils a symposium. High way research bosom. Special report. Minneapolis, 1949.

Kolossovsky N. A., Skoulski J. Bull. Soc. Chem. France, vol. 47, № 136, 1930.

Krige J. L. Borehole temperatures in the Transvaal and Orange Free State. Proc. Roy. Soc. Ld., vol. 173, № 995, 1939.

Lachenbruch A. H., Brewer M. C. Dissipation of the temperature effect of drilling a well in Arctic Alaska. Geol. Survey Bull., № 1083-C, 1959.

Lachenbruch A. H. Rapid estimation of the topographic dicturbance to superficial thermal gradients. Rev. Geophys., vol. 6, № 3, 1968.

Laffitte P. Regime thermique an voisinage d'un filon hydrothermal. Comptes rendus des seances de l'Academie des Sciences, vol. 246, 1958.

Lamé G., Clapeyron B. Memoire sur la solidification par refroidissement d'un globe liquide. Ann. Chim. Phys., vol. 47, 1931.

Lane A. C. How deep can we mine? Mineral Industry, vol. 4, 1895.

Lane A. C. Geotherms of Lake Superior copper country. Geol. Soc. Amer. Bull., vol. 34, 1923.

Lee W. H. K., Macdonald J. G. F. The global variation of terrestrial heat flow. J. Geophys. Res., vol. 68, № 24, 1963.

Lee W. H. K. Heat flow data analysis. Rev. Geophys., vol. 1, № 3, 1963.

Lee W. H. K. International Heat flow committee. Trans. Amer. Geophys. Union., vol. 45, № 3, 1964.

Lee W. H. K., Uyeda S. Review of heat flow data. In «Terrestrial heat flow», Geophys. Monogr. Series, № 8, Baltimor, 1965.

Lees C. H. On the shapes of the isogeotherms under mountain ranges in radio-active districts. Proc. Roy Soc. Ld., vol. 83, 1910.

MacCarthy G. R. Geothermal investigations on the Arctic slope of Alaska. Trans. Amer. Geophys. Union, vol. 33, № 4, 1952.

Macdonald G. J. F. Calculation of the thermal history of the Earth. J. Geophys. Res., vol. 64, № 11, 1959.

Macdonald G. J. F. Deep structure of continents and ocean basins. J. Geophys. Res., vol. 76, 1964.

Misener A. D. Temperature gradients in the Canadian Shield. Canad. Mining a. Metall. Bull., № 446, 1949.

Misener A. D., Tompson L. G. D. Temperature gradients in Ontario and Quebec. Canad. Mining a. Metall. Bull., № 462, 1950.

Munk W. H., Macdonald G. J. F. The rotation of the Earth. Cambridge, 1960.

Negi I. G., Singh R. H. Propagater matrices for some geothermal problems. Pure a. Appl. Geophys. (PAGEOPH), vol. 69, 1968a.

N e g i I. G., S i n g h R. H. Heat transfer in multi-layered media. Там же, 1968б.

O r s t r a n d C. E. Temperature gradients. Probl. Petrol. Geol., vol. 8, 1934.

O r s t r a n d C. E. Some possible applications of geothermics to geology. Bull. Amer. Assoc. Petrol. Geol., vol. 1, № 18, 1934.

P a r i i s k y N. N. On the effect of Earth tides on the secular retardation of the Earth's rotation. Third Int. Sump. Earth Tides, Trieste, 1959.

R e v e l l e R., M a x w e l l A. E. Heat-flow through the floor of the eastern North Pacific Ocean. Nature, vol. 170, № 199, 1952.

R i e m a n n-W e b e r. Die partielle Differentialgleichungen der mathematischen. Phys., Bd. 1, 1900.

R i k i t a k e T. Studies of the thermal state of the Earth. The fourth paper: Terrestrial heat flows related to possible geophysical events. Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ., vol. 38, № 3, 1960.

R i n g w o o d A. E., G r e e n D. H. Experimental investigation bearing on the nature of the Mohorovicic Discontinuity. Nature, vol. 204, 1964.

R i n g w o o d A. E., G r e e n D. H. An experimental investigation of gabbro-eclogite transformation and some geophysical implications. Tectonophys., vol. 3, № 5, 1966.

R o y R. P. Heat flow measurement in the United States. Thesis Harvard Univ. Cambridge Moss, 1963.

S a s s I. H. Heat-flow values from eastern Australian. J. Geophys. Res., vol. 69, № 18, 1964.

S c h e f f e r V. The european values of terrestrial heat flow. Geofis. e meteorol., vol. 13, № 5—6, 1964.

S c h e f f e r V. The relation between the structure of the earth crust and the hyperthermal territories. Geofis. e meteorol., vol. 14, № 3—4, 1965.

S c h n e i d e r R. Correlation of groundwater levels and air temperatures in the winter and springs in Minnesota. Geol. survey water-supply paper 1539-D. Washington, 1961.

S c h n e i d e r R. An application of thermometry to the study of ground water. Geol. survey water-supply paper 1544-B, Washington, 1962.

Solar variations, climatic change and related geophysical problems. Conf. editor. R. W. Fairbridge Ann. N. V. Acad. Sci., vol. 95, abt. 7, 1961.

S t e f a n J. Über einige Probleme der Theorie der Wärmeleitung. Sitzungsberichte der Akademie der Wissenschaften in Wien, Bd. 98, abt. 11, 1889.

S t e g e n a L. Geothermic maps of Hungary. Geofis. Közl., vol. 13, № 2, 1964.

S t r u t t R. I. On the distribution of radium in the earth's crust and on the earth's internal heat. Proc. Roy. Soc. Ld., 1906.

T h o m a E. Über das Wärmeleitungsproblem bei wellig begrenzter Oberfläche und dessen Anwendung auf Tunnelbauten. Karlsruhe, 1906.

T i l t o n G. R. R e e d G. W. Radioactive heat production in eclogite and some ultra mafic rocks. Earth science and meteoritics. Amsterdam, 1963.

- U f f e n R. J. A method of estimating the thermal conductivity of the Earth's mantle. Trans. Amer. Geophys. Union, vol. 35, 1954.
- U r e y H. C. The planets, their origin and development. Ld., 1952.
- V a n d e r M e r v e J. H. The influence of convection on measured borehole temperatures. S. African J. Sci., vol. 47, № 8, 1951.
- V e n i n g M e i n e s z F. A. Convection-currents in the Earth. Acad. van. Wetenschappen, vol. 1. № 3, 1948.
- V e n i n g M e i n e s z F. A. Convection-currents in the Earth and origin of continents. Akad. Wettensch, ser. B, vol. 55, 1952.
- V e r h o o g e n J. Volcanic heat. Amer. J. Sci., vol. 244, № 11, 1946.
- V e r h o o g e n J. Temperatures within the earth. Physics and Chemistry of the Earth, vol. 1. N. Y., 1956.
- V o l t e r r a V. Nuovo Cim., vol. 4, 1912.
- W a n g C h i Y. On the distribution of surface heat flow and the second-order variation in the earth gravity field. Trans. Amer. Geophys. Union, vol. 44, № 4, 1964.

	Стр.
Предисловие	3
Введение	5
Глава I. Тепловое поле земной коры	15
§ 1. Основные источники	—
§ 2. Плотность теплового потока и геотермический градиент	22
Глава II. Термические свойства горных пород (агрегатов)	36
§ 3. Эффективная теплопроводность	37
Влияние структурно-текстурных особенностей агрегатов на кондуктивную теплопроводность	39
Зависимость теплопроводности агрегатов от плотности компонент	45
Влияние размеров пор, гранулометрического состава, температуры и влажности на теплопроводность	46
Влияние конвективной и лучистой теплопроводности	54
Термическая анизотропия	59
Теплопроводность	61
§ 4. Теплоемкость и температуропроводность	62
§ 5. Влияние литологической характеристики и возраста пород на тепловое поле земной коры	69
Глава III. Влияние колебаний климата на температуру земной коры	72
§ 6. Распространение периодических колебаний температуры в однородной и слоистой толще	73
§ 7. Вычисление глубины промерзания горных пород	78
§ 8. Слои постоянных суточных, годовых, многолетних и вековых температур	85
§ 9. Определение морфологии мерзлого массива и его термического режима	93
Глава IV. Зависимость теплового поля земной коры от структурно-геологического строения и распределения источников выделения (поглощения) тепла	98
§ 10. Неоднородная земная кора	—
§ 11. Слоистая земная кора	100
§ 12. Макроанизотропные слоистые толщи	107
§ 13. Выклинивание пласта (толщи)	112
§ 14. Толщи пород различной морфологии	116
§ 15. Складчатые структуры и соляные купола	121

Глава V. Влияние гидрогеологических особенностей регионов на тепловое состояние земной коры	126
§ 16. Фильтрация жидкости в неограниченной среде	—
§ 17. Фильтрация подземных вод в однородном пласте	128
§ 18. Движение подземных вод	133
Однородный пласт	—
Неоднородный пласт	136
§ 19. Выявление гидрогеологических особенностей района по геотермическим данным	138
§ 20. Искажение теплового поля эксплуатационными скважинами	142
Температура в скважине	—
Температура в среде, окружающей скважину	150
§ 21. Влияние гидротерм	159
Движение гидротерм в плоском вертикальном разломе	—
Мгновенное внедрение и последующее остывание гидротерм	161
§ 22. Использование термических методов для решения гидрогеологических задач	165
Поиски и разведка термальных вод	166
Определение скорости фильтрации подземных вод по одиночным скважинам	170
Определение пластового давления и проницаемости газоносных пластов	173
Определение дебитов продуктивных пластов	178
Использование термальных вод и пара в народном хозяйстве	181
Глава VI. Влияние геоморфологических факторов на тепловое поле земной коры	186
§ 23. Денудация и осадконакопление	—
§ 24. Поверхностный рельеф	190
Метод Джеффриса — Булларда — Лахенбруха	191
Метод Берча	192
Метод Кенигсбергера — Тома — Андреа	193
Метод Лиса	196
Глава VII. Искажение теплового поля земной коры скважинами	205
§ 25. Нагнетание воды в пласт	206
§ 26. Циркуляция промывочной жидкости	208
§ 27. Свободная тепловая конвекция	211
§ 28. Искажение и восстановление термического режима, нарушенного бурением скважины	217
§ 29. Погрешности определения температуры горных пород в скважинах	231
Погрешности, вызываемые методикой и техникой измерения температуры	—
Погрешности, вызываемые местными тепловыми полями	238
§ 30. Использование восстановления термического режима для определения термических свойств горных пород	239
Заключение	243
Приложения	244
Литература	250

ГЕОРГИЙ АЛЕКСАНДРОВИЧ ЧЕРЕМЕНСКИЙ

ГЕОТЕРМИЯ

Ведущий редактор Л. Г. Ермолаева
Технический редактор Н. П. Старостина
Корректоры Н. А. Соколова, Р. С. Янбекова

Переплет художника Г. Г. Носкова

М-22948. Сдано в набор 6/ХII 1971 г. Подписано к печати 28/II 1972 г.
Формат бумаги 60 × 90^{1/16}. Печ. л. 17. Уч.-изд. л. 17,24. Изд. № 187.
Тираж 2700 экз. Бумага № 1. Заказ № 1003. Индекс 1-4-1-Л.

Издательство «Недра». Ленинградское отделение. 193171, Ленинград, С-171,
ул. Фарфоровская, 12.

Ленинградская типография № 6 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР. Московский проспект, 91.

Цена 1 р. 92 к.

1р. 92 к.

329

НЕДРА