

Р.Е. Чепмен



**ГЕОЛОГИЯ
И ВОДА**

Недра

GEOLOGY AND WATER

An introduction to fluid mechanics
for geologists

by
Richard E. Chapman

Р. Е. Чепмен

ГЕОЛОГИЯ И ВОДА

Введение в механику флюидов
для геологов

Перевод с английского
А. Е. Гуревича

4255

ЛЕНИНГРАД «НЕДРА» ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ 1983



Чепмен Р. Е. Геология и вода. Введение в механику флюидов для геологов: Пер. с англ. — Л.: Недра, 1983. — 159 с. — Пер. изд.: Нидерланды, 1981.

Книга написана геологом для геологов. Ее задача — дать геологам различных профилей основные знания о механическом поведении воды и ее роли в геологических процессах. Рассматриваются статика жидкостей в пористых средах; распределение давлений, потенциалов и скоростей при движении жидкости; роль движения воды и давления в ней при деформациях горных пород; природа аномально высоких пластовых давлений. Приводятся основные положения двухфазной фильтрации и закономерности движения воды по зонам нарушений. Упор делается на физический смысл геологических процессов и определяющих их факторов. Приведенные в книге положения необходимы для грамотного решения вопросов при рассмотрении геологических явлений, происходящих с участием воды.

Для широкого круга геологов и гидрогеологов.

Табл. 4, ил. 110, прил. 1, список лит. 210 назв.

ОТ ПЕРЕВОДЧИКА

Важность подземных вод как источника питьевого и технического водоснабжения сегодня очевидна для всех. С каждым годом растет интерес к природным термальным водам. Бодышнее внимание уделяется изучению движения флюидов, формирующего залежи газа и нефти. Все шире осознается и роль флюидов в различных геологических, в частности тектонических, процессах. Предлагаемая читателю книга Р. Е. Чепмена отражает быстрый рост интереса к природе этой группы геологических процессов, к их глубокому научному анализу. В условиях растущей стоимости геологоразведочных работ на все менее доступных территориях и месторождениях такой анализ не только становится рентабельным, но все чаще оказывается необходимым условием экономической эффективности поисково-разведочного производства. Если раньше господствовал эмпирико-статистический подход к прогнозу, например, нефтегазоносности, то в последние годы явное разочарование в нем привело к попыткам создания детерминированных и смешанных моделей процессов формирования залежей. Понятно, что это уже требует знания природы движения флюидов во всех ее тонких деталях.

Доктор Ричард Е. Чепмен из Квинслендского университета в Австралии принадлежит к числу ученых, вносящих активный вклад в развитие геологии. Его имя хорошо известно среди геологов, особенно нефтяников. Основные исследования Р. Е. Чепмена связаны с изучением миграции углеводородов и формирования их залежей, природы аномальных давлений, уплотнения глинистых осадков, роли поровых вод в тектонических процессах. Им получен ряд интересных новых результатов в этой области, опубликовано большое число научных статей и монография «Нефтяная геология. Краткий курс».

В предлагаемой вниманию читателя книге Р. Е. Чепмена рассматривается лишь один из аспектов проблемы динамики флюидов — механика движения воды и ее участие в тектонических деформациях. При этом основной упор делается на физический смысл явлений, на их обусловленность. К изучению этих вопросов геолог Чепмен пришел, убедившись на собственном опыте, что понимание существа процессов необходимо сегодня для продуктивного, да и просто грамотного проведения геологических исследований. В этом отношении его книга весьма симптоматична.

Изменение представлений о динамике флюидов, развитие методов ее изучения и использования в различных геологических построениях тесно связаны с общим ходом современного развития геологической науки. Геология сегодня переживает свой переходный возраст: традиционно преобладающие описательные подходы сменяются причинно-следственным объяснением явлений, умозрительные заключения — строгими выводами, учитывающими всю полноту знаний геологии и смежных точных наук. Такой переход, сопряженный со сменой самого строя профессионального мышления, в каждой науке проходит сложно и психологически болезненно. В геологии это усугубляется тем, что скорость перемен чрезвычайно велика. Их подгоняют и быстрый рост эмпирических данных, и усложнение практических задач, и высокий темп совершенствования технических средств исследования, и активное внедрение представлений и методов точных наук, и богатый методологический опыт тех наук, которые уже миновали свой переходный возраст превращения в науку из просто области знаний.

Сами по себе методы и представления точных наук применяются уже довольно широко. Вместе с тем в практике геологических исследований быстро растет и необходимость использования своего рода «физического подтекста» для правильного и эффективного выбора геологических характеристик и их комбинаций при эмпирическом выявлении геологических закономерностей, при построении геологических законов и прогнозе на их основе месторождений полезных ископаемых.

Любая область знаний начинает свое развитие с выделения характеристик таких свойств изучаемых объектов, которые наглядны и различимы на основе предшествующего, в том числе чисто бытового, опыта: цвет и твердость камней, крупность песка и т. д. Рост объема накопленных знаний и глубины понимания механизма явлений всегда приводит в конце концов к формулированию законов протекания этих явлений. Процесс установления законов заключается в постепенно уточняющемся выборе или создании таких характеристик (величин), которые обуславливают течение изучаемых процессов, и в одновременном отыскании связей, объединяющих эти характеристики. Математическая структура связей может широко варьировать для разных явлений. Но всегда эти величины должны отражать причинную обусловленность явления.

В точных науках такие величины и законы установлены для очень многих природных явлений, и они могут быть прямо использованы при решении соответствующих геологических задач. Но записать геологические явления на языке только физики и химии невозможно, в основном из-за сложной неоднородности геологических сред и множественности физических и химических процессов, составляющих в совокупности процессы геологические. Сегодня еще многие геологические параметры носят лишь «наглядный» характер и, если оставаться в рамках только чисто геологических представлений, с их помощью нельзя отразить причинную обусловленность геологического явления. К тому же одинаковые явления, например движение подземных вод или миграция нефти и газа, происходят в разных геологических средах: песчаниках и известняках, пористых и трещиноватых породах и т. д. Физические же законы — и входящие в них величины, и схема их связи — универсальны: от объекта к объекту, от района к району меняются не величины, а лишь их численные значения. Если подбирать отдельные геологические характеристики и их комбинации в соответствии с физическим подтекстом, то и на языке геологических характеристик можно дать описание, весьма близкое к причинно-следственному.

Надо отметить, что и для методов статистического анализа необходим такой подтекст. Как известно, строгим математическим условием применения этих методов является наличие статистической устойчивости, идентичности смысла каждой взятой величины и тождественности характера связей между ними. Только в этом случае можно представить наблюдаемые состояния (наборы значений характеристик) разных объектов, входящих в выборку, как разные состояния одного и того же объекта. Грамотный подбор характеристик и их комбинаций можно осуществить только на основе анализа природы явления. Содержательный, смысловой физико-геологический анализ должен играть главную роль при выборе или конструировании геологических величин, а математико-статистический анализ — при определении количественных характеристик связей между ними. Полученные таким путем эмпирические закономерности будут обладать максимальной общностью и наибольшими прогностическими возможностями.

Понятно, что сегодня основные представления точных наук о существовании геологических процессов должны входить в обязательный минимум профессиональной компетенции каждого геолога. Книга Р. Е. Чепмена и направлена на то, чтобы помочь геологу освоить азы механики флюидов и учитывать их в своей работе. Книга адресована геологу, только начинающему знакомиться с этими вопросами. Автор детально рассматривает существо и обусловленность основных явлений, готовя читателя к встрече со специальной литературой.

Не все еще представления о роли и механике воды в геологических процессах окончательно оформились, некоторые остаются неоднозначными. Поэтому по любезному предложению автора в конце книги помещены примечания переводчика, в которых приводятся и некоторые дополнительные сведения для более подготовленного читателя; ссылки на них в тексте даются как (прим. 1). При переводе были сделаны некоторые сокращения, не сказавшиеся на содержании книги.

А. Гуревич

ПРЕДИСЛОВИЕ

Вода является веществом, которое имеет большое значение в геологии. В течение ряда лет я ощущал необходимость в книге, которая излагала бы основы флюидной механики и была бы написана для геологов, а не для инженеров. Эта книга сложилась в результате моих путешествий как по литературе, так и по нескольким частям света. Она написана в самых простых, по возможности, терминах и преследует одну цель: дать основу для понимания механической роли воды в геологии. Книга не предназначена для специалистов, она адресуется геологам, которые, вроде меня, не слишком сильны в математике.

Я обращаюсь и к работам, опубликованным 50, 100 и даже более 200 лет назад. Это не должно удивлять: на элементарном уровне за последние 40 лет нового появилось мало. Очень старые работы включены потому, что во многих из них обнаруживается глубокое понимание обсуждаемых явлений. К тому же знакомство с ними по более поздним публикациям, из вторых рук, часто вводит в заблуждение. Нельзя недооценивать значения старых работ. Например, выражение Пуазейля для кинематической вязкости воды при температуре до 45°C , опубликованное в 1841 г., дает лишь небольшую погрешность. Стокса, несомненно, шокировали бы некоторые применения закона, который носит его имя, сам он ясно представлял условия, в которых этот закон справедлив. Перро иногда называют «отцом гидрогеологии», но Мариотт больше заслуживает этот титул. Перро не смог понять многое из того, что он обсуждал; Мариотт же очень хорошо осознавал то, что он анализировал. С начала XX столетия не пропадает интерес к работам Кинга и Витча.

Возможно, самым большим сюрпризом для меня стало выяснение происхождения того, что теперь известно как соотношение Гийбена—Герцберга для прибрежных бассейнов. Бадон-Гийбен был младшим соавтором заметки, на которую столь часто ссылались (невольно задумаешься над тем, многие ли из цитирующих действительно видели эту заметку). Драббе и Бадон-Гийбен ясно понимали характер движения подземных вод под дюнами, но поняли их за отношение $1:42$ для линз Гийбена—Герцберга. Трудно поверить, что Герцберг, писавший 12 лет спустя, не слышал о Драббе и Бадон-Гийбене. Вскоре появился другой выдающийся голландец—Ян Верслуис, чья работа осталась почти без внимания. Его статья по теории движения вод в дюнах отличается полным пониманием и осознанием этого явления.

Привлекая внимание к этим ранним исследователям, я не стремлюсь принизить роль последующих ученых. Выдающимся

среди них является М. Кинг Хабберт. Его понимание течения флюида, приложение этого процесса к структурной геологии были центральными для моих исследований. 40 лет назад он указал на ряд ошибок в понимании существа потока флюида. Но подобные заблуждения продолжают существовать и не стали более редкими, чем были тогда.

Я стремился достичь понимания на возможно более простом уровне и не предлагаю этому извинений. Простой подход имеет свои определенные выгоды, не последняя из которых заключается в том, что он может быть понят людьми с ограниченными математическими знаниями. В тектонике простой подход ведет, например, к правильной оценке пропорций блока, который может быть сдвинут соскальзыванием по малому наклону. Хочется надеяться, что эти и другие темы не только будут интересны для читателя, но и послужат ему мостиком к дальнейшему, более строгому изучению механики флюидов в геологии.

Две первые главы книги дают основы флюидной статике и динамики, в них приводятся простые уравнения для движения жидкости в открытых каналах и в трубах. В главе 3 рассматриваются закон Дарси и течение жидкости через пористые среды. Коэффициент фильтрации трактуется таким образом, чтобы включить соответствующие свойства осадочных пород. В главе 4 описывается течение воды через водоносные горизонты, причем действие откачивающей воду скважины сравнивается с влиянием ручья или реки. За этим в главе 5 следуют примеры взаимодействия между водоносными горизонтами, родниками и реками. Глава 6 посвящена важной теме аномально высокого пластового давления в осадочных отложениях. Эта тема интересна не только геологам-нефтяникам. Аномально высокое давление является обычным в мощных отложениях на ранних стадиях их деформации во многих осадочных бассейнах; это служит темой главы 7. В главе 8 рассматривается еще одна важная роль воды в геологии — сползание больших блоков осадочных пород. В главе 9 даны примеры приложения принципов, обсуждавшихся в предыдущих главах: качественное обсуждение течения воды вдоль поверхностей сбросов и полуколичественный анализ относительной проницаемости пористой среды в случае насыщения ее двумя несмешивающимися жидкостями.

Везде использованы единицы физических величин в системе СИ. Эти единицы, как я считаю, очень помогают, надо только привыкнуть к ним.

Работая над книгой, я получал помощь, советы, конструктивные замечания от многих лиц и организаций. Всем им я глубоко благодарен.

Брисбен, 29 июня 1980 г.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И РАЗМЕРНОСТЬ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

- A — площадь [$\dim A=L^2$] *
 C, c — константы
 C_f — коэффициент торможения или сопротивления, безразмерный
 D — диаметр пустот, по которым течет флюид [L]
 d — диаметр частиц гранулярного материала [L]
 d_* — гидравлически эквивалентный размер кварцевых сфер [L]
 E — энергия [L^2MT^{-2}]
 F — сила [LMT^{-2}]; коэффициент сопротивления пласта, безразмерный
 f — пористость
 Fr — число Фруда, безразмерное
 g — ускорение свободного падения [LT^{-2}]
 h — напор, мощность отложений [L]
 K — коэффициент фильтрации; гидравлическая проводимость [LT^{-1}]
 k — коэффициент проницаемости [L^2]
 k_n — эффективная проницаемость для нефти [L^2]
 $k_{н.отн}$ — относительная проницаемость для нефти, безразмерная
 l — длина [L]
 m — коэффициент «цементации», безразмерный
 p — давление [$L^{-1}MT^{-2}$]
 p_e — давление окружающего флюида
 Q — объемная скорость течения [L^3T^{-1}]
 $q=Q/A$ — удельный расход или скорость расхода [LT^{-1}]
 R — гидравлический радиус [L]
 r — радиус [L]; коэффициент корреляции
 Re — число Рейнольдса, безразмерное
 S — удельная поверхность [L^{-1}]; гидравлический градиент, безразмерный; суммарное нормальное напряжение [$L^{-1}MT^{-2}$]
 S — насыщенность (в частности, водонасыщенность) — доля порового пространства, занятая флюидом, безразмерная
 T — тангенциальная компонента суммарного напряжения [$L^{-1}MT^{-2}$]; извилистость, безразмерная
 t — мощность водоносного горизонта [L]; время [T]
 $U=gz$ — потенциал гравитационного поля [L^2T^{-2}]

* В формулах размерности: L — длина, M — масса, T — время.

- v — скорость [LT^{-1}]
 V — объем [L^3]
 W, w — вес, парциальный вес [$LM T^{-2}$]; ширина [L]
 x — показатель степени значения пористости в формуле для абсолютной проницаемости, безразмерный; горизонтальная координата [L]
 y — горизонтальная координата [L]
 z — вертикальная координата [L]
 α, β — углы
 γ — удельный вес [$L^{-2}MT^{-2}$]
 Δ — знак приращения (например, $\Delta h, \Delta t$)
 δ — безразмерный параметр, который учитывает давление порового и окружающего флюида; отношение эффективного нормального напряжения к активному (действующему) нормальному напряжению: σ/σ_e
 ε — относительная пустотность, $\varepsilon=f/(1-f)$, безразмерная
 η — динамическая вязкость [$L^{-1}MT^{-1}$]
 θ — угол наклона
 $\lambda=p/S$ — доля геостатической нагрузки, поддерживаемой поровым флюидом, безразмерная
 $\lambda_e=p_e/S$ — доля геостатической нагрузки, поддерживаемой окружающим флюидом, безразмерная
 $\nu=\eta/\rho$ — кинематическая вязкость [L^2T^{-1}]
 Π — безразмерные числа
 ρ — плотность [$L^{-3}M$]
 σ — эффективное нормальное напряжение [$L^{-1}MT^2$]; поверхностное натяжение [MT^{-2}]
 σ_e — действующее нормальное напряжение, в отсутствие сверхнормальных давлений порового флюида равно эффективному нормальному напряжению
 τ — касательное напряжение трения, параллельное поверхности соскальзывания [$L^{-1}MT^{-2}$]
 τ_0 — прочность прилипания, касательная прочность, когда $\sigma=0$ [$L^{-1}MT^{-2}$]
 Φ — флюидный потенциал (потенциал Хабберта) [L^2T^{-2}]
 φ — угол трения
 ψ — знак функции

1

ЖИДКОСТИ В ПОКОЕ

ВВЕДЕНИЕ

Изучая горные породы, мы склонны думать о них как о твердых минеральных образованиях. Это естественно, потому что почти все породы, которые мы видим в их выходах на поверхность или в образцах, сухие. Однако на глубинах лишь нескольких метров от земной поверхности почти все породы насыщены водой (а изредка также нефтью и газом). Интерес к воде в породах стимулирован в основном нефтяниками — геологами и геофизиками. Это можно объяснить не только тем, что их главная цель — флюиды, но также и тем, что они изучают породы, залегающие на значительной глубине от земной поверхности, нередко под морем, и должны полагаться на косвенные данные о породах *in situ*. Эти сведения поставляют главным образом электрические и акустические измерения; их результаты в большой степени зависят от природы флюидов в породах.

Прогресс в понимании роли воды в геологии тормозится слабым знанием физики явлений. Наша цель — помочь разобраться в основах физики поровой воды и ее движения, по крайней мере в такой степени, чтобы можно было осмысленно применить это понимание в геологии и в приложениях к подземным водам. На этом пути мы обретаем знания, необходимые для понимания более сложной роли, которую поровая вода играет в структурной геологии: от деформации отложений в седиментационных бассейнах до сползания больших масс пород. Начнем с наиболее элементарных соображений.

Свойства флюидов. Флюид — это вещество, которое сразу же поддается действию тангенциального, касательного, напряжения. Он отличается от твердого тела по ряду очевидных свойств, но геологу важно быть в этих понятиях более точным, чем инженеру. Инженеры иногда определяют флюид как материал, который поддается во времени малейшему касательному напряжению. Это определение удовлетворительно, если промежуток времени короток. Но оно затемняет различие между флюидом и твердым телом для геологов, поскольку многие геологические вещества, которые инженер считает твердыми, поддаются даже очень слабому напряжению, если оно действует длительное время. Например, вар можно разбить молотком, но он течет (как в Смоляном озере на Тринидаде), если небольшие напряжения приложены долгое время. Поэтому мы будем считать твердыми те материалы, которые сопротивляются касательному напряжению хотя бы короткое время (часы, сутки), а флюидами — те материалы, которые сразу поддаются такому воздействию.

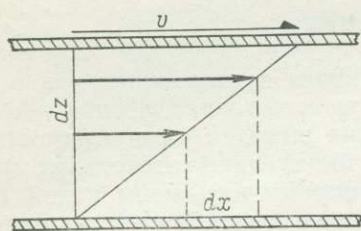


Рис. 1.1.

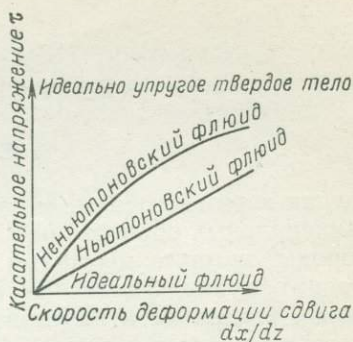


Рис. 1.2.

Это фундаментальное свойство флюидов является следствием более просторного, чем в твердых веществах, размещения молекул. Флюиды могут быть жидкостями или газами, которые также различаются по размещению молекул; газы поддаются касательному напряжению легче, чем жидкости. Распределением молекул определяется тот факт, что газы более сжимаемы, чем жидкости, а жидкости более сжимаемы, чем твердые вещества.

Флюид (*fluidus* — лат., текучий), как ясно из самого названия, может течь. Одни флюиды текут легче, чем другие. Вязкость (η , ν) — это свойство внутреннего сопротивления течению; чем сильнее сопротивление, тем больше вязкость. Под идеальным понимается флюид, не имеющий внутреннего сопротивления течению, т. е. не обладающий вязкостью. Реальные флюиды обладают вязкостью. От этого свойства зависит скорость, с которой флюид течет.

Рассмотрим два смежных слоя внутри жидкости или жидкость, заключенную между двумя близко расположенными пластинками (рис. 1.1), верхняя из которых движется с постоянной скоростью v относительно нижней. Флюид прилипает к каждой пластинке, так что у верхней пластинки он движется со скоростью v , а у нижней остается неподвижным. Между этими крайними слоями мы можем вообразить себе нарастающее к верхней пластинке проскальзывание каждого слоя по смежному с ним. В этом состоит ньютонова концепция вязкости.

Коэффициент вязкости η (абсолютная, или динамическая, вязкость) определяется как отношение касательного напряжения к скорости сдвига:

$$\eta = \tau / (dv/dz); \quad \tau = \eta (dv/dz), \quad (1.1)$$

т. е. коэффициент вязкости есть тангенциальная сила, действующая на единичную площадь и поддерживающая единичную относительную скорость между двумя параллельными плоскостями, отстоящими одна от другой на единичное расстояние.

Если коэффициент вязкости постоянен во всем флюиде, то такой флюид и его вязкость называют ньютоновскими. Неньютоновские флюиды, понятно, это те, в которых коэффициент вязкости не остается постоянным. Мы можем увидеть эти соотношения на рис. 1.2. Идеальный флюид представлен горизонтальной линией при $\tau=0$ (никакого касательного напряжения, конечный относительный сдвиг); идеально упругое твердое вещество — вертикальной линией при $dx/dz=0$ (конечное касательное напряжение, нулевая степень сдвига); ньютоновский флюид — прямой линией, проходящей через начало координат; неньютоновский флюид — кривой линией. Вязкость, при учете времени, является понятием, общим для флюидов и твердого вещества.

Отношение динамической вязкости η к плотности ρ присутствует во многих формулах механики флюидов, оно известно как кинематическая вязкость $\nu=\eta/\rho$, поскольку движение жидкости рассматривается при этом безотносительно к действующим силам.

Плотность ρ определяется как масса единичного объема вещества. Вес единичного объема вещества $\gamma=\rho g$ называется удельным весом. Величина, обратная плотности, есть удельный объем.

Для определения плотности породы необходимо брать объем вещества, достаточно большой по сравнению с размером частиц, чтобы обеспечить представительность значения плотности. Если при определении плотности гетерогенного материала (например, песка) измеряемый объем взят очень малым, он может представлять только поровый флюид или материал зерен. Существует некоторый минимальный объем, который статистически представляет материал с его объемным соотношением твердого и флюидного вещества.

Давление p в некоторой точке флюида определяется как сила, действующая на единичную площадь.

Напряжение — также сила, действующая на единичную площадь. Напряжение не является синонимом давления, поскольку сила, ведущая к состоянию напряжения, может быть разложена на нормальную σ и касательную, или тангенциальную, τ компоненты. Напряжение — тензорная величина, определение напряженного состояния в какой-либо точке твердого тела требует знания девяти компонент (посмотрите любой учебник по структурной геологии или механике горных пород).

Неспособность флюидов сопротивляться касательным напряжениям приводит к ряду фундаментальных положений.

1. Свободная поверхность жидкости в равновесии горизонтальна. Это известно из повседневного наблюдения и практического опыта. Чтобы показать это, предположим, что свободная поверхность имеет угол наклона θ (рис. 1.3). Вес W маленького элемента жидкости на этой поверхности может быть разложен на нормальную компоненту $W \cos \theta$ и касательную $W \sin \theta$. Поскольку жидкость не может выдерживать касательное напряжение, угол θ должен принять значение, при котором касательное напряжение равно нулю, т. е. $\theta=0$.

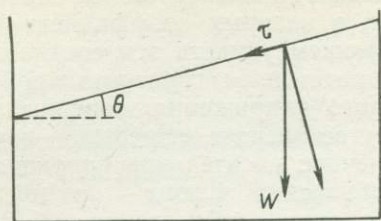


Рис. 1.3.

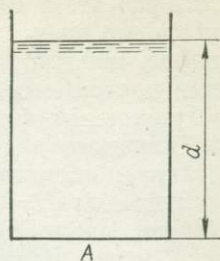


Рис. 1.4.

2. Поверхности равных давлений в неподвижном флюиде горизонтальны. Рассмотрим объем жидкости в цилиндрическом сосуде (рис. 1.4). Вес этой жидкости $\rho g A d$ поддерживается основанием площадью A . Давление на основание

$$p = \rho g A d / A = \rho g d, \quad (1.2)$$

т. е. давление зависит только от плотности жидкости и ее глубины (ускорение g принимаем постоянным). Если плотность ρ не постоянна и меняется не только по глубине, то существуют касательные напряжения. Они вызовут течение, и в результате плотность ρ станет функцией только глубины. Форма сосуда не меняет этого вывода.

3. Давление в точке жидкости, находящейся в устойчивом равновесии, одинаково во всех направлениях. Рассмотрим маленькую призму жидкости (настолько маленькую, чтобы ее вес был несущественным в сравнении с давлением), у которой грань b имеет единичную площадь (рис. 1.5). Тогда площадь грани a равна $\sin \alpha$, а грани c соответственно $\cos \alpha$. Сила (давление \times площадь), прилагаемая жидкостью к грани a , есть $p_a \sin \alpha$, а к грани c соответственно $p_c \cos \alpha$. Сила p_b , действующая на единичную грань b , может быть разложена на горизонтальную $p_b \sin \alpha$ и вертикальную $p_b \cos \alpha$ компоненты. Поскольку призма находится в устойчивом равновесии, сумма сил, действующих на нее, должна быть равна нулю:

$$p_a \sin \alpha - p_b \sin \alpha = 0; \quad p_a = p_b;$$

$$p_c \cos \alpha - p_b \cos \alpha = 0; \quad p_c = p_b.$$

Силы, действующие на две параллельные грани, очевидно, равны и противоположно направлены. Поскольку соотношение $p_a = p_b = p_c$ не зависит от угла α , то давлению можно приписать произвольные значения и ориентацию. (Обратите внимание на то, что давление на погруженный в жидкость предмет уже не равно во всех направлениях.)

4. Горизонтальная сила, действующая на поверхность в неподвижном флюиде, зависит от давления и вертикальной проекции площади. Рассмотрим еще раз призму на рис. 1.5. Сила, действующая на грань b единичной площади, есть p_b , горизонтальная ком-

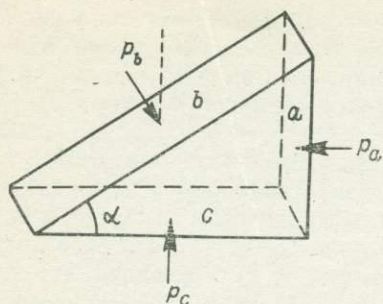


Рис. 1.5.

понента которой равна $p_b \sin \alpha$. Но $\sin \alpha$ это площадь грани a , которая является проекцией грани b на вертикальную плоскость. Можно также показать справедливость этого положения для кривых поверхностей, рассмотрев очень маленький фрагмент этой поверхности и его наклон.

НАСЫЩЕННЫЕ ЖИДКОСТЬЮ ТВЕРДЫЕ ПОРИСТЫЕ СРЕДЫ В РАВНОВЕСИИ

Если мы рассмотрим единичный объем пористого твердого материала (объем должен быть достаточно большим по сравнению с размерами пор и зерен), будет ясно, что доля порового пространства определяет количество жидкости, которое этот материал может содержать.

Пористость f — это отношение объема пор $V_{\text{п}}$ к общему объему пор и зерен: $f = V_{\text{п}} / (V_{\text{п}} + V_{\text{з}})$. В некоторых геологических задачах удобно использовать инженерное понятие относительной пустотности ε — отношения объема пор к объему твердого скелета: $\varepsilon = f / (1 - f)$.

Пористость имеет случайную компоненту: как зерна, так и межзерновые пространства никогда не бывают одинаковыми. Любая произвольная плоскость, проведенная через материал, пересекает и зерна и межзерновые пустоты. В этой плоскости площадь порового пространства является мерой пористости материала. Она будет немного варьировать для плоскостей с разным положением и разной ориентацией.

Пористость f и средняя плотность $\rho_{\text{м}}$ материала связаны между собой:

$$\rho_{\text{м}} = f \rho_{\text{ф}} + (1 - f) \rho_{\text{з}} = \rho_{\text{з}} - f(\rho_{\text{з}} - \rho_{\text{ф}}), \quad (1.3)$$

где $\rho_{\text{ф}}$ — плотность порового флюида; $\rho_{\text{з}}$ — плотность зерен.

Зная среднюю плотность зерен (обычно $2,65 \text{ г/см}^3$), можно оценить пористость или среднюю плотность материала.

Положения, рассмотренные в начале главы, справедливы и для пористых твердых сред, если межзерновые пространства связаны между собой так, что существует непрерывная жидкая фаза; связанная пористость называется эффективной.

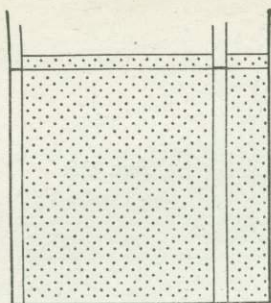


Рис. 1.6.

Возьмем сосуд и наполним его сыпучим крупным песком. Нальем в сосуд столько воды, чтобы она заполнила поровое пространство. Когда вода в покое, ее верхняя поверхность горизонтальна. Это можно измерить, введя в песок у края сосуда манометрические трубки большего внутреннего диаметра, чем у межзерновых пор (рис. 1.6). Поскольку вода не может поддерживать касательное напряжение, поле давления однородно во всем связанном поровом пространстве, причем давление возрастает с глубиной. По этой же причине давление направлено нормально к поверхностям зерен песка.

Пристальное исследование поверхностей зерен и поверхностей разделов воды и воздуха показывает, однако, что поверхность воды между зернами не горизонтальна, а вогнута вверх на контакте с твердыми частицами. Это обусловлено поверхностным натяжением и является отклонением от фундаментального свойства жидкости — горизонтальности ее поверхности в покое. Но такое отклонение проявляется лишь в малых масштабах — только на контактах между твердым материалом, водой и воздухом или твердым материалом и двумя жидкостями (тогда его называют межфазным натяжением). В реальности поверхностного натяжения можно убедиться, введя трубку очень малого внутреннего диаметра в воду: уровень воды в этой капиллярной трубке поднимается над поверхностью свободной воды (отсюда следует и приведенное выше требование, чтобы манометрическая трубка была большего диаметра, чем размеры пор).

Поверхностное натяжение искажает свободную поверхность воды в мелкозернистых осадках: чем мельче зерна, тем меньше поры и тем больше подъем наблюдаемого уровня воды над уровнем, который она имела бы без поверхностного натяжения. Трудно наглядно представить себе этот процесс: поскольку мы считаем воду несжимаемой при малых давлениях и имеющей пренебрежимо малую прочность на растяжение, не может быть увеличения объема воды. Наблюдающееся увеличение должно быть обязано присутствию верхнего флюида, что ведет к постепенному переходу от 100% воды к 100% воздуха на вертикальном расстоянии, определяемом вариациями капиллярного давления воды в порах данного материала. Межфазное натяжение между водой и нефтью

(или газом) имеет существенное значение при эксплуатации скважин, а также в миграции нефти и газа.

Удельный вес и вес. Возьмем сосуд, наполним его песком, встряхивая для достижения стабильной упаковки. Нальем столько воды, чтобы ее уровень совпал с поверхностью песка. Ясно, что вес водонасыщенного песка оказывает давление на дно сосуда и что полное давление есть сумма давлений воды и песка (песок может выдерживать небольшое касательное напряжение, но мы пренебрежем этим и примем, что полный вес поддерживается только дном сосуда).

Пористость песка в сосуде равна отношению объема поровой воды к полному объему материала V_B/V . Общий вес песка есть сумма весов его зерен и воды и может быть выражен как $\rho_M g V$; средний удельный вес равен общему весу, деленному на полный объем: $\rho_M g = \gamma_M$.

Возникает вопрос: каковы относительные вклады твердого компонента и воды в вертикальную силу и, следовательно, в давление, оказываемое водонасыщенным осадком? Для определенности будем рассматривать вертикальные силы на горизонтальной плоскости, находящейся на несколько зерен выше дна сосуда.

Общий вес водонасыщенного материала в сосуде, складывающийся из веса твердых частиц (зерен)

$$W_3 = \rho_3 g V (1 - f) \quad (1.4)$$

и веса воды в порах

$$W_B = \rho_B g V f, \quad (1.5)$$

равен

$$\rho_M g V = W_3 + W_B = [\rho_3 (1 - f) + \rho_B f] g V. \quad (1.6)$$

Это может быть проверено экспериментально.

Давление и напряжение (прим. 1). Мы нашли, что полный вес водонасыщенного пористого твердого материала есть сумма весов твердого материала (зерен) и поровой воды. Теперь возникает вопрос: как ведет себя давление или напряжение?

Разделив уравнение (1.6) на A — полную площадь основания сосуда, получим

$$\rho_M g h = \rho_3 g h (1 - f) + \rho_B g h f. \quad (1.7)$$

Это предполагает, что давление или напряжение, обязанное твердому материалу, действует только на той части площади A , которая занята твердым материалом: $(1-f)$; давление же воды действует на той части площади A , которая занята поровым пространством.

Терцаги [185] изучал эффект выталкивания на бетонных плитах. Он принял, что выталкивание действует только на твердые поверхности, открытые воде в поровом пространстве, и ввел коэффициент выталкивания $m = 1 - A_T/A$, где A_T — площадь проекции твердых участков в ундулирующей поверхности N' , которая сечет

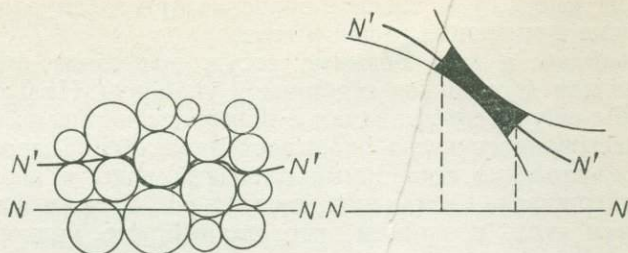


Рис. 1.7.

только контакты между зернами (рис. 1.7), на горизонтальную плоскость N площадью A . Таким образом, член A_T/A есть доля площади, не подверженной выталкивающей силе, а m — доля площади, на которую эта сила действует. В двух сериях экспериментов Терцаги нашел, что значение m лишь незначительно отличается от единицы. Даже для плотного бетона низкой пористости выталкивающая сила оказалась равной

$$F_B = \gamma V(m - f) \approx \gamma V(1 - f),$$

где γ — удельный вес воды.

Этот парадоксальный результат представляет интерес, ибо он означает, что сила выталкивания действует на полной площади твердого материала $(1-f)$ независимо от площадей контактов между зернами. Ясно, что площадь A_T не равна нулю, потому что прочность бетона на разрыв зависит от связей между зернами.

Позже Терцаги получил такой же результат для пластичных глин и пришел к выводу: «Деформация в глинах и в бетоне зависит исключительно от разницы между общим напряжением и нейтральным напряжением. В каждой точке насыщенного материала нейтральные напряжения действуют во всех направлениях с равной интенсивностью и они равны давлению воды в этой точке» [186, с. 875]. Трудно избежать заключения, что Терцаги полагал выталкивание объемной силой и что поле давления флюида (нейтрального напряжения) распространяется через весь пористый материал, проходя через твердую его часть так же, как через поровую воду*.

Разделение напряжений и давлений в пористой твердой среде сейчас обычно называют соотношением Терцаги:

$$\sigma = S - p, \quad (1.8)$$

* Терцаги, кажется, отошел от этой позиции в более поздней работе. Статья Харзы о значении порового давления в гидравлических структурах, в которой он пришел к заключениям, сходным с выводами Терцаги, была написана в 1937 г. и опубликована с исправлениями в 1949 г. [77]. Дискуссия по ней заняла в 3 раза больше места, чем сама статья, и около половины высказанных мнений были противоположны тезису Харзы. Более детальное и развернутое обсуждение есть в работах [92, 93]. Точка зрения, что выталкивающая сила является поверхностной силой и что давление флюида действует только на площадь fA , все еще остается широко распространенной.

где σ — эффективное напряжение; S — полное вертикальное напряжение ($S = \rho_m gh$); p — давление флюида, или нейтральное напряжение, $p = \rho_b gh$, когда давление нормальное гидростатическое.

Возвращаясь к уравнению (1.7), мы видим, что это единственное разделение. Подставляя в уравнение (1.8) выражения для S и p , получаем

$$\begin{aligned}\sigma &= \rho_m gh - \rho_b gh = [\rho_3(1-f) + \rho_b f - \rho_b] gh = \\ &= [\rho_3(1-f) - \rho_b(1-f)] gh.\end{aligned}$$

Эффективное напряжение в пористом твердом материале объяснено своим существованием плотности твердого материала за вычетом плотности воды, которую он вытесняет, и именно это разделение полного напряжения согласуется с экспериментальными результатами. [92]. Эффективное напряжение есть разница между полным напряжением и давлением поровой жидкости, и это важно в геологии, ибо именно эффективное напряжение вызывает механическое уплотнение осадков под действием силы тяжести (нейтральное напряжение называется так потому, что оно не вызывает деформации).

Рассмотрим эффективное напряжение в водонасыщенных отложениях, когда над ними есть еще слой воды d (рис. 1.8). Общий вес W складывается теперь из веса воды

$$W_b = \rho_b gh Af + \rho_b gAd \quad (1.9)$$

и веса твердого материала

$$W_3 = \rho_3 gh A(1-f). \quad (1.10)$$

Используя формулу (1.6), получаем

$$W = \rho_3 ghA(1-f) + \rho_b ghAf + \rho_b gAd = \rho_m ghA + \rho_b gAd. \quad (1.11)$$

Полное давление, или нагрузка на дно сосуда, есть $\rho_m gh + \rho_b gd$, а давление воды $\rho_b g(h+d)$. Отсюда эффективное напряжение

$$\sigma = \rho_m gh + \rho_b gd - \rho_b g(h+d) = (\rho_m - \rho_b) gh, \quad (1.12)$$

т. е. эффективное напряжение не зависит от мощности слоя воды над пористым водонасыщенным осадком. Поровое и общее давления стали выше, но эффективное напряжение осталось тем же. Этот результат важен в ряде геологических ситуаций, так как он означает, что пористые и проницаемые глубоководные отложения уплотняются под действием силы тяжести точно так же и в той же степени, как и идентичные отложения мелководья.

Рассмотрим теперь последствия нагружения водонасыщенных пористых отложений (рис. 1.9). Жесткий непроницаемый поршень помещен поверх отложений и через него прикладывается нагрузка; примем, что сосуд также жесткий. Каковы будут последствия нагрузки для флюидов и твердого вещества этих отложений? Ответ зависит от сжимаемости твердого скелета. Если скелет несжимаем, он будет нести всю нагрузку и давление порового флюида останется неизменным. При любой степени сжимаемости твердого

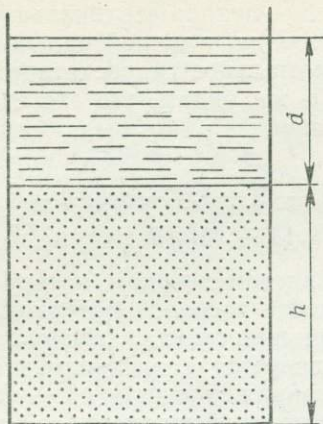


Рис. 1.8.

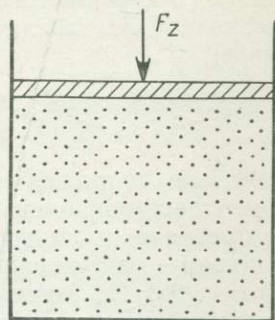


Рис. 1.9.

компонента следствием нагрузки F_z будет повышение давления флюида над гидростатическим $\rho_{в}gh$: поровый флюид будет держать часть нагрузки. Чем менее сжимаем компонент, тем бóльшую часть нагрузки он несет.

Полевое подтверждение соотношения Терцаги. Разделение полного напряжения в породе на эффективное напряжение σ и нейтральное, или поровое, давление p не только теоретическая концепция: свидетельства в его поддержку поступают также от полевых наблюдений подземных вод и нефти.

Еще в прошлом веке было обнаружено, что вес поезда на железной дороге возле колодца может поднять в нем уровень воды [104, 197]. Позже Джейкоб [96] сообщал об этом эффекте возле одной из железнодорожных станций Нью-Йорка. Колодец расположен в 16,5 м от путей и в 110 м восточнее станции. Его глубина 27,1 м, уровень воды 10,7—12,2 м от земной поверхности. Последовательность отложений (сверху вниз): песок 12,2 м, глина 9,1 м, гравий 9 м, являющийся водоносным горизонтом, по-видимому напорным. Каждые сутки здесь проходили по 11 поездов. Было установлено, что поезда, шедшие на запад, вызывали подъем уровня воды на 9,1 мм, а с запада — на 13,7 мм. Разница, вероятно, связана с различием скоростей (12—15 м/с — на запад, 6 м/с — на восток).

Особенно интересна запись изменения уровня воды в колодце во время прибытия и убытия грузового поезда с 20 вагонами (рис. 1.10). Поезд останавливался, локомотив и четыре вагона отсоединялись, один вагон переводился на боковой путь, снова присоединялись локомотив и четыре вагона, и поезд уходил. Очевидно, что вес поезда, добавленный к весу отложений над водоносным горизонтом, увеличивал эффективное напряжение и тем самым уменьшал объем пор. Симметрия изменений, соответствующих при-

Рис. 1.10.

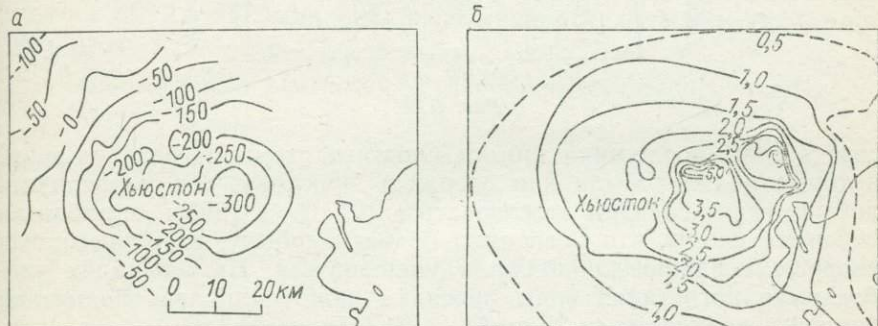
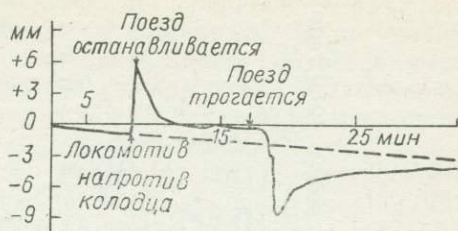


Рис. 1.11.

бытию и уходу поезда, предполагает упругое восстановление пласта.

Извлечение подземных вод в районе Хьюстона между 1890 и 1961 г. привело к падению статических уровней воды (рис. 1.11, а) [65]. С 1943 по 1964 г. поверхность земли осела здесь до 1,5 м (рис. 1.11, б; изолинии на рис. а и б даны в футах). Снижение давления поровых флюидов привело к увеличению эффективного напряжения, дальнейшему уплотнению горизонта и просадке поверхности.

Нефтяное месторождение Уилмингтон в Калифорнии, открытое в 1932 г., является одним из крупнейших в мире. Оно находится южнее городов Лос-Анджелес и Лонг-Бич. В течение первых 30 лет эксплуатации (до конца 1967 г.) было получено более 184 млн. м³ нефти и 23,8 млрд. м³ газа [125]. В результате этого просадка земной поверхности (рис. 1.12) начала угрожать прибрежным установкам. Наиболее глубокая часть депрессии приходится на свод нефтяного месторождения. Максимальная просадка достигает 8,8 м. Вертикальные смещения привели также к горизонтальным подвижкам, что вызвало обширные разрушения на земной поверхности и аварии нефтяных скважин на глубине. Измерения в скважинах [125] показывают, что почти все уплотнение произошло в продуцирующих зонах.

Соответствие между темпом добычи и скоростью проседания не оставляет сомнений в причине опускания земной поверхности: максимальная скорость просадки 0,71 м/год наблюдалась в 1951 г.



Рис. 1.12.

спустя 9 мес после пика добычи. Опытные схемы нагнетания воды, которые должны были как сдержать просадку, так и увеличить добычу нефти, начали действовать в 1953 г.; в 1958 г. заработали основные схемы, что позволило поднять добычу, в то время как скорость оседания продолжала уменьшаться. На площадях наибольшего нагнетания воды просадка даже сменилась поднятием земной поверхности до 25 см*.

Рассмотренные примеры показывают, что приложение нагрузки к пористым и проницаемым осадочным породам уменьшает поровый объем, извлечение жидкостей ведет к уплотнению, а инъекция жидкостей может вновь разуплотнить осадочную породу. Мало сомнений в том, что соотношение Терцаги справедливо (по крайней мере, качественно) и что именно эффективное напряжение механически уплотняет обломочные осадочные породы. Перейти к количественным оценкам здесь не просто. Деформация твердых тел может быть охарактеризована параметрами, известными как модули упругости, они определяются лабораторными измерениями. Но решающее значение имеет длительность воздействия нагрузки. Упругое поведение, наблюдающееся в короткий промежуток времени, вполне может смениться пластическим или флюидным, если процесс идет длительное время. Для пористых материалов это означает, что по мере возрастания периода пребывания под нагрузкой сжимаемость твердого скелета увеличивается (сжимаемость флюидов со временем не меняется).

АНАЛИЗ РАЗМЕРНОСТЕЙ

Мы вводим этот мощный инструмент исследования механики флюидов здесь потому, что читатели могут быть незнакомы с ним,

* Теперь стало нормальной практикой поддерживать давление в нефтяном пласте нагнетанием воды, чтобы предотвратить оседание земной поверхности и поддержать добычу. Более ранний пример просадки на нефтяном месторождении приведен М. ап Рис-Прайсом в обсуждении статьи Куглера [109]. Оседание над месторождением Лагунильяс (Венесуэла) оказалось прямо пропорциональным отбору жидкости.

а элементарное его понимание помогает оперировать различными уравнениями, которые мы будем использовать. Если уравнение верно для общего случая, можно брать любой согласованный набор единиц, константы при этом должны быть безразмерными. Про такое уравнение говорят, что оно обладает размерной однородностью.

Все физические величины, например объем, плотность, скорость, могут быть выражены с помощью основных единиц массы, длины и времени. Так, скорость v есть расстояние, деленное на время: $\dim v = LT^{-1}$. Любое уравнение должно быть таким, чтобы степени M , L и T были одинаковыми в обеих частях уравнения. Например,

$$\gamma = \rho \times g,$$

или для размерностей

$$M L^{-2} T^{-2} = M L^{-3} \times L T^{-2}.$$

Чтобы проверить это, построим так называемое индексное уравнение:

$$\begin{aligned} \text{для } M & 1 = 1 & ; \\ \text{для } L & -2 = -3 + 1 & ; \\ \text{для } T & -2 = -2 & . \end{aligned}$$

Уравнение таким образом подтверждается, т. е. оно однородно.

Анализ размерностей на основе требования однородности можно использовать для предсказания формы уравнения, соотносящего различные физические величины. Рассмотрим пример. Пусть мы не знаем соотношения между давлением и глубиной в несжимаемой жидкости. Вполне можно предположить, что давление является функцией плотности ρ , ускорения свободного падения g и объема V (рис. 1.13):

$$p = \psi(\rho, g, V).$$

Это уравнение можно записать через размерности:

$$ML^{-1} T^{-2} = (ML^{-3})^a (LT^{-2})^b (L^3)^c = M^a L^{-3a} L^b T^{-2b} L^{3c},$$

откуда можно составить индексное уравнение:

$$\begin{aligned} \text{для } M & 1 = a & ; \\ \text{для } L & -1 = -3a + b + 3c & ; \\ \text{для } T & -2 = -2b & . \end{aligned}$$

Решение системы этих уравнений дает $a=1$; $b=1$; $c=1/3$. Отсюда уравнение размерностей принимает вид

$$ML^{-1} T^{-2} = (ML^{-3}) (LT^{-2}) (L).$$

Ясно, что L — это вертикальная глубина; тем самым, функцио-

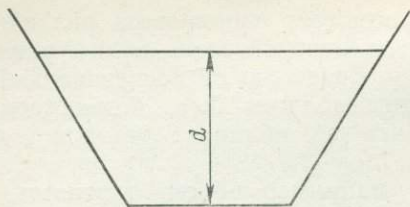


Рис. 1.13.

нальное соотношение между давлением p , плотностью ρ , ускорением g и глубиной d есть

$$p = B\rho gd,$$

где B — безразмерная константа; несколько экспериментальных измерений показали бы, что безразмерная величина $p/(\rho gd) = B = 1$ для жидкости постоянной плотности.

Анализ размерностей не обязательно дает полную функцию, но он определяет форму, которую та принимает.

Размерности и обозначения физических величин приведены в начале книги.

2

ЖИДКОСТИ В ДВИЖЕНИИ

По опыту мы знаем, что верхняя граница жидкости в покое горизонтальна; точно так же опыт говорит нам, что верхняя поверхность жидкости в движении отклоняется от горизонтальной и наклонена в направлении течения. Гидростатика — наука о флюидах в покое — есть частный случай гидродинамики — науки о флюидах в движении. Движение воды в открытом канале управляется двумя главными силами: компонентой силы тяжести, направленной вдоль русла канала и стремящейся ускорить воду, и сопротивлением трения между водой и ложем канала, стремящимся замедлить ее. Движение воды ускоряется до тех пор, пока эти силы не уравниваются; затем вода течет с постоянной скоростью, т. е. количество воды, проходящей через секущую поток плоскость в единицу времени, постоянно.

Течение жидкостей бывает ламинарным, когда пути частиц по существу параллельны, и турбулентным. В геологии мы чаще имеем дело с ламинарным течением, хотя турбулентное течение играет важную роль в переносе отложений. Критерий, определяющий, является течение ламинарным или турбулентным, есть функция скорости воды и размеров канала. Здесь мы будем рассматривать только ламинарное течение, а этот критерий обсудим, анализируя течение в трубах.

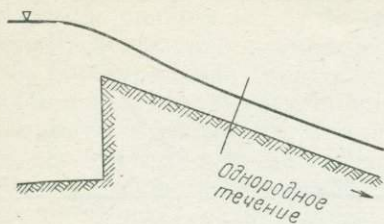


Рис. 2.1.

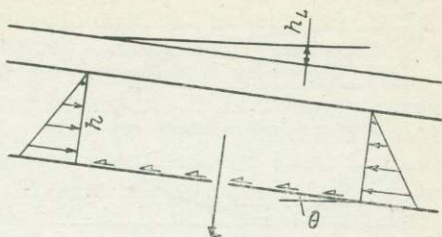


Рис. 2.2.

Вода, переливающаяся через дамбу в открытый канал (рис. 2.1), будет ускоряться, пока силы сопротивления не сравняются с движущими силами, а для этого требуется какое-то время и расстояние. Течение вблизи дамбы неоднородно: вода ускоряется и ее глубина в канале уменьшается в направлении течения. Как только силы сопротивления станут равными движущим силам, течение станет однородным: с постоянной скоростью (или расходом) и постоянной глубиной. Однородное течение сохранится, пока не изменятся условия, например наклон или размеры русла канала, но оно восстановится и в этих новых условиях, если они продлятся достаточно долго. Течение может быть охарактеризовано как установившееся, если в любом месте потока его скорость остается неизменной во времени.

Изучение жидкостей в движении требует знания трех основных переменных: характерных размеров течения, скорости (или расхода) потока (которые включают также физические свойства жидкости, главным образом вязкость) и гидравлического градиента. Анализ течения в трубах и каналах проводится в допущении, что в местах контакта жидкости с твердой стенкой относительная скорость жидкости равна нулю. Рассмотрим течение жидкости вниз по прямому каналу (рис. 2.2). Движущей силой является компонента веса воды, направленная вдоль ложа канала, а препятствуют ей касательные силы, создаваемые граничными твердыми поверхностями. Когда эти две силы равны и противоположны, вода перестает ускоряться (такое течение считается однородным):

$$lwh\rho g \sin \theta - \tau_0 l (w + 2h) = 0, \quad (2.1)$$

где τ_0 — граничное касательное напряжение; w и h — ширина и глубина потока воды (нормально к его поверхности) на участке канала длиной l .

Характерным размером канала может служить отношение граничного касательного напряжения к компоненте удельного веса вдоль наклона канала:

$$\tau_0 / [\rho g \sin \theta] = lwh / [l (w + 2h)] \quad (2.2)$$

— объем/площадь смоченной поверхности или площадь сечения потока/смоченный периметр.

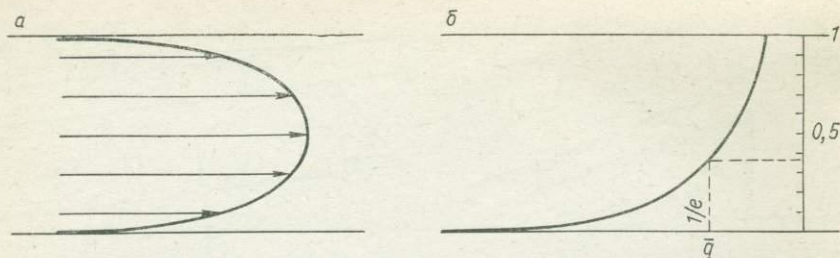


Рис. 2.3.

Эта величина известна как гидравлический радиус (иногда как средняя гидравлическая глубина, поскольку она приближается к глубине в широком мелком канале); обозначается символом R и имеет размерность длины. Именно с помощью гидравлического радиуса сравнивают течения разных форм в поперечном сечении.

Скорость, или расход, потока жидкости является функцией положения и зависит частично от ее вязкости. Скорость воды на поверхности вблизи берегов канала меньше, чем на его середине (рис. 2.3, а, план). Распределение скоростей, обычно называемое профилем скоростей, обусловлено сопротивлением трения вдоль берегов канала; форма профиля есть функция вязкости жидкости, ширины канала и его уклона. Нетрудно понять, что профиль скоростей является также функцией глубины канала и что аналогичные профили существуют и в плоскостях, нормальных к поверхности воды и параллельных берегам канала (рис. 2.3, б, разрез). Для решения практических задач определяют среднюю скорость — объемный расход потока, деленный на площадь его поперечного сечения. Это удовлетворительно для установившегося течения и для всех расчетов, в которые входят величины, пропорциональные скорости, но для таких величин, как количество движения, которое изменяется как квадрат скорости, должен приниматься во внимание уже и профиль скорости.

Третья основная переменная — гидравлический градиент — связан с градиентом энергии, в направлении которого течет жидкость. Энергия существует в различных формах, но всегда может быть измерена работой (сила \times расстояние перемещения), которую она способна произвести. Вода обладает тремя основными видами энергии: кинетической, обусловленной движением; потенциальной, зависящей от высоты в гравитационном поле, и тепловой. К этим видам мы добавляем давление, поскольку оно может рассматриваться как энергия (работа, произведенная при сжатии).

Вода движется, если она не находится в равновесии с физическими условиями и внешним воздействием. Принцип, сформулированный Ж. Л. Лагранжем в конце XVIII столетия, очень полезен: механическая система пребывает в устойчивом равновесии, когда ее кинетическая энергия равна нулю, а потенциальная отвечает минимуму для данных физических условий и внешнего воз-

действия. Например, если налить воду в ванну, кинетическая энергия вследствие трения перейдет в тепловую и уменьшится; механическое равновесие будет достигнуто, когда вода успокоится и займет положение с минимальной потенциальной энергией. Понятие потенциальной энергии следует пояснить. В состоянии покоя вода в ванне занимает положение, которое определяется формой ванны (т. е. внешними ограничениями) и плотностью воды относительно другого флюида (воздуха). Будучи в состоянии покоя, вода все-таки обладает энергией, обязанной ее положению в гравитационном поле: если вынуть пробку, вода начнет «искать более низкий уровень» и благодаря перемещению приобретет кинетическую энергию.

Энергия жидкости измеряется количеством работы, которую она может произвести, и является относительной. Та же вода, находясь на большей высоте в гравитационном поле, имеет большую потенциальную энергию и может выполнить относительно больше работы. Приняв произвольную горизонтальную плоскость за уровень отсчета, определим потенциальную энергию единицы массы воды:

$$E_{\text{п}} = gz.$$

Это эквивалентно количеству работы, требующейся, чтобы поднять единицу массы воды на высоту z от плоскости отсчета (не учитывая трение).

Если имеются изменения давления и объема, то при этом тоже производится работа. При движении возникает кинетическая энергия, а преодоление сил трения создает тепло (являющееся диссипацией механической энергии). Вода в ванне обладает потенциальной энергией положения, и, если вода может перетекать, эта энергия будет превращена в кинетическую энергию и тепло. Потери тепла необратимы, так что текущая вода постоянно теряет энергию.

Теорема Бернулли. Если для практических целей вода принимается несжимаемой при изменениях давления, которые могут иметь место при относительно коротком и медленном движении, принципы сохранения и эквивалентности энергии позволяют сформулировать энергетический баланс. Рассмотрим идеальную жидкость, текущую от точки 1 к точке 2 по трубе уменьшающегося диаметра (рис. 2.4). Работа, производимая жидкостью в трубе, равна изменению энергии жидкости. В точке 1 сила, приложенная к жидкости, равна $p_1 A_1$. При перемещении жидкости на малое расстояние δl_1 за малое время δt выполняется работа $p_1 A_1 \delta l_1$. Вес жидкости, проходящей через точку 1 в течение времени δt , равен $qg A_1 \delta l_1$; жидкость такого же веса $qg A_2 \delta l_2$ уходит через точку 2. Потенциальная энергия $E_{\text{п}}$ единицы массы жидкости, поступающей в точку 1, есть gz_1 , единицы веса — соответственно z_1 , всей жидкости, входящей через точку 1, равна $qg A_1 \delta l_1 z_1$, а уходящей через точку 2 составляет $qg A_2 \delta l_2 z_2$. Кинетическая энергия $E_{\text{к}}$ единицы веса пропорциональна $q^2/(2g)$, так что для всей жидкости,

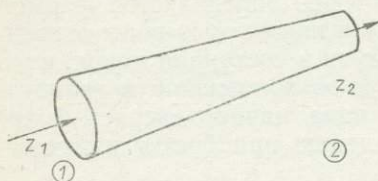


Рис. 2.4.

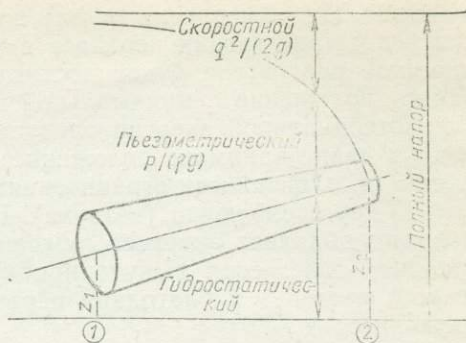


Рис. 2.5.

входящей в точке 1, она равна $\rho A_1 \delta l_1 q_1^2/2$, а для уходящей в точке 2 соответственно $\rho A_2 \delta l_2 q_2^2/2$. При действии трения механическая энергия диссипируется, при этом повышается температура жидкости и некоторая часть тепла теряется через трубу. Но мы рассматриваем идеальную жидкость нулевой вязкости, т. е. движущуюся без трения.

Принцип сохранения и эквивалентности энергии требует, чтобы сумма произведенной работы, потенциальной и кинетической энергии была постоянной, т. е.

$$\begin{aligned} p_1 A_1 \delta l_1 + \rho g A_1 \delta l_1 z_1 + \rho g A_1 \delta l_1 q_1^2 / (2g) = \\ = p_2 A_2 \delta l_2 + \rho g A_2 \delta l_2 z_2 + \rho g A_2 \delta l_2 q_2^2 / (2g). \end{aligned}$$

Так как

$$\rho g A_1 \delta l_1 = \rho g A_2 \delta l_2,$$

то

$$p_1 / (\rho g) + z_1 + q_1^2 / (2g) = p_2 / (\rho g) + z_2 + q_2^2 / (2g)$$

или

$$p / (\rho g) + z + q^2 / (2g) = \text{const.} \quad (2.3)$$

Это соотношение известно как уравнение Бернулли, оно справедливо для несжимаемой жидкости, текущей без трения (прим. 2). Член $q^2 / (2g)$ для всего потока вычисляют обычно, используя среднюю скорость.

Первый член $p / (\rho g)$ в уравнении (2.3) известен как пьезометрический напор и представляет собой высоту столба жидкости плотностью ρ , вес которого равен давлению p (рис. 2.5). Второй член z — это высота точки измерения над (или под) принятой плоскостью сравнения, этот член называется гидростатический напор или, что менее желательно, потенциальный напор. Третий член $q^2 / (2g)$ представляет собой скоростной напор. Сумма всех слагаемых дает полный напор. Для идеальной несжимаемой жидкости нулевой вязкости полный напор должен сохраняться постоянным.

В гидрогеологии полный напор называют гидравлическим. Заметьте, что с возрастанием скорости давление падает; этот вывод, возможно, противоположен интуитивному, но экспериментально он подтверждается и лежит в основе водомеров Вентури.

Реальные жидкости, конечно, не лишены трения. В движении они теряют энергию в форме тепла, создаваемого трением. Поэтому в реальной жидкости полный напор уменьшается в направлении течения и уравнение (2.3) принимает вид

$$p_1/(\rho g) + z_1 + q_1^2/(2g) = p_2/(\rho g) + z_2 + q_2^2/(2g) + h_L, \quad (2.4)$$

где h_L — потеря напора между точками 1 и 2.

Вернемся теперь к вопросу о потоке в открытом канале постоянного наклона θ и неизменного поперечного сечения. Если бы жидкость в канале была идеальной, не имеющей вязкости и трения, то по теореме Бернулли полный напор оставался бы постоянным. Гидростатический напор уменьшается как $\sin \theta$. Компонента силы, создаваемой весом жидкости, равна $\rho g \sin \theta$ и действует вдоль канала как ускорение $g \sin \theta$ на единицу массы жидкости. Скоростной напор возрастает как квадрат скорости. Скорость идеальной жидкости в канале увеличивается до бесконечности (наступит момент, когда скорость возрастания скоростного напора превысит скорость убывания гидростатического напора); пьезометрический напор соответственно убывает. Другими словами, глубина жидкости в канале уменьшается в направлении движения воды.

Вода, будучи реальной жидкостью, в канале ускоряется, пока сопротивление сил трения не сравняется с гравитационной силой, вызывающей ускорение. После этого вода течет уже с постоянной скоростью (под этим мы понимаем, что объем воды, проходящей через любое поперечное сечение в единицу времени, постоянен и одинаков). От этой точки полный напор убывает вследствие снижения гидростатического напора, поскольку пьезометрический и скоростной напоры остаются постоянными (рис. 2.6). Эта потеря полного напора представляет диссипированную энергию и необратима. Она равна потере гидростатического напора и пропорциональна силам трения (или вязкости). Эта величина является мерой отклонения реальной жидкости от идеальной в данном канале. Форма канала играет здесь свою роль, поскольку чем выше отношение объема воды к площади смоченной поверхности, тем ближе вода к идеальной жидкости.

Уравнения течения в канале, повседневно используемые в инженерной практике, не очень хороши (хотя они, конечно, удовлетворяют практическим требованиям). Для турбулентного потока в каналах и реках наиболее часто применяется уравнение Маннинга, которое в метрической форме имеет вид

$$q = (1/n) R^{2/3} S^{1/2}, \quad (2.5)$$

где q — средняя скорость; R — гидравлический радиус; $S = \Delta h/l$ — наклон водной поверхности; n — коэффициент шероховатости, известный как коэффициент Маннинга или Куттера.

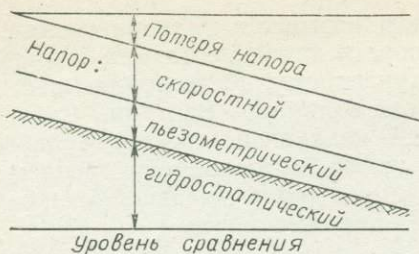


Рис. 2.6.

Эта формула работает хорошо, но неудобно иметь уравнение с коэффициентом размерностью $L^{-1/3}T$, где нет никаких признаков величин g , ρ и η . Роль этих скрытых компонент может быть показана, если взять самую раннюю формулу для течения в канале, принадлежащую Шези (неопубликованная записка 1775 г.):

$$q = c\sqrt{RS}. \quad (2.6)$$

Теперь уже установлено, что $c = \sqrt{8g/f}$, где f — коэффициент трения. Для ламинарного течения $f \sim \eta/(Rq\rho)$, т. е. шероховатость не является действующим фактором при ламинарном течении [1]. Подставляем эти выражения в формулу Шези:

$$q = (C\rho g R q / \eta)^{1/2} (RS)^{1/2} = (C\rho g R^2 q S / \eta)^{1/2},$$

откуда

$$q = CR^2 (\rho / \eta) g (\Delta h / l); \quad (2.7)$$

$$c = (C\rho g R q / \eta)^{1/2}.$$

Обратите внимание, что уравнение (2.7) справедливо только для ламинарного течения. Оно является однородным по размерностям и могло быть выведено из их анализа (читатель может попробовать сделать это сам).

ТЕЧЕНИЕ В ТРУБАХ

Уравнения, описывающие течение жидкостей в трубах, связаны с именами Ж. Л. Пуазейля, французского врача, интересовавшегося течением крови по венам и артериям [145, 146], и А. Дарси, французского инженера, занимавшегося водоснабжением [47]. Для наших целей лучше всего воспользоваться работами английского физика О. Рейнольдса [152, 153], поскольку его эксперименты охватывали ту же тему и привели к важным новым идеям.

Рейнольдс знал, что есть два типа течения в трубах: ламинарное и турбулентное (он называл их прямым и извилистым), — и он хорошо понимал, что переход от одного типа течения к другому зависит от скорости воды в трубе, диаметра трубы и вязкости жидкости. Рейнольдс искал критерий, который определял бы, будет течение турбулентным или ламинарным. Он считал, что, поскольку не существует меры абсолютного времени или абсолют-

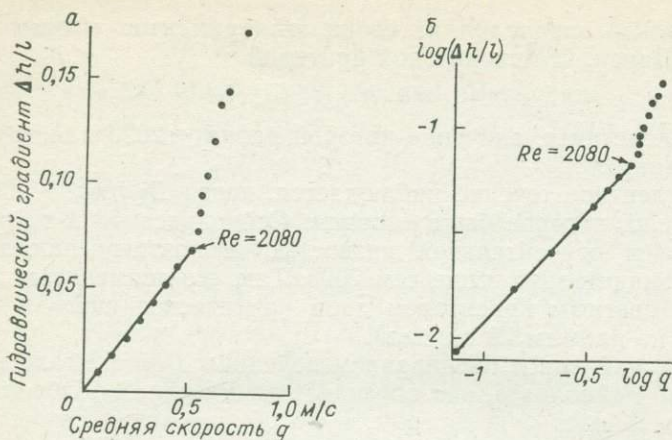


Рис. 2.7.

ной длины, любая длина должна быть относительной к некоторой другой длине, а скорость — к некоторой другой скорости. Рейнольдс заметил, что отношение динамической вязкости к плотности η/ρ имеет размерность длины, умноженной на скорость. Отсюда он сделал вывод, что критерием могло бы стать некоторое критическое значение отношения $Dq/(\eta/\rho) = Dq\rho/\eta$, где q — средняя скорость воды (как и ранее, объемный расход, деленный на площадь поперечного сечения) в трубе диаметром D ; $\eta/\rho = \nu$ — кинематическая вязкость жидкости. Это число, конечно, безразмерное, так что не важно, какая система единиц используется, лишь бы она была согласованной.

Приведем график связи между средней скоростью жидкости и гидравлическим градиентом (рис. 2.7, а), полученный из экспериментов Рейнольдса со свинцовой трубой диаметром 0,615 см [152]. Ясно видно линейное соотношение между гидравлическим градиентом (потерями на трение) и средней скоростью, наклон графика изменяется при скорости примерно 0,54 м/с. Часть данных из таблиц Рейнольдса, относящаяся к более низким скоростям, показана в логарифмическом масштабе (рис. 2.7, б). Этот прием (введенный Рейнольдсом) представляет данные в форме $\log x = a \log y + \log b$, отвечающей $x = b y^a$. При низких скоростях показатель степени близок к единице, при турбулентном течении — к 1/2. Другими словами, потери на трение приблизительно пропорциональны средней скорости вплоть до некоторого критического ее значения, а затем, после переходной зоны, становятся приблизительно пропорциональными квадрату средней скорости*.

* Фактические данные в таблицах Рейнольдса не линейны и при ламинарном течении, но это получилось потому, что вода остывала во время экспериментов. Если внести поправку вязкости на температуру, то соотношение становится линейным.

Рейнольдс определил из своих экспериментов и опытов Пуазейля и Дарси, что скоростной критерий

$$q = K \tau_l / (D\rho), \quad (2.8)$$

где K — константа, значение которой равно ~ 2000 для труб круглого сечения.

Турбулентное течение наблюдается, когда $D\rho q/\eta > \sim 2000$. (Это не то число, которое было в статье Рейнольдса 1884 г., он тогда пользовался относительной вязкостью и поэтому нашел другое число — значительно выше чем 2000. Так, его знаменитые эксперименты с цветным красителем дали критическое число в среднем ~ 13000 по данным 29 опытов).

Число, найденное оцениванием величины $D\rho q/\eta$, стало известно как число Рейнольдса, оно обозначается Re или N_R . Обратите внимание: речь идет о некотором, а не об определенном числе Рейнольдса. Числа Рейнольдса понимаются как отношения сил инерции к гравитационным.

Анализ размерностей помогает получить выражение для потерь на трение при ламинарном течении жидкостей в трубах. Эксперименты Рейнольдса показывают, что потеря напора есть функция кинематической вязкости $\nu = \eta/\rho$, средней скорости $q = Q/A$ жидкости и линейных размеров трубы. В уравнении Бернулли присутствует также g — ускорение свободного падения. Таким образом, потеря напора при ламинарном течении воды по трубе длиной l может быть выражена как

$$\Delta h/l = C D^a q^b \nu^c g^d,$$

где C — безразмерный коэффициент.

Для размерностей имеем

$$LL^{-1} = (L)^a (LT^{-1})^b (L^2 T^{-1})^c (LT^{-2})^d.$$

В соответствии с П-теоремой Букингема (обратитесь к любому учебнику по гидродинамике или к работам [26, 28]) эти пять физических величин, выраженные через две основные величины L и T , могут быть объединены в три безразмерные группы, причем из группы LL^{-1} может быть получена форма уравнения. Каждая из этих безразмерных групп называется П-членом. Возьмем D и q в качестве главных величин, как нашел Рейнольдс, а два других оставшихся П-члена образуем из (D, q, ν) и (D, q, g) . Число Рейнольдса может быть сформировано из первого члена:

$$L^0 T^0 = (L)^a (LT^{-1})^b (L^2 T^{-1})^c.$$

Запишем уравнения для показателей степени:

$$\text{для } L \quad 0 = a + b + 2c;$$

$$\text{для } T \quad 0 = -b - c;$$

откуда $a = -c$; $b = -c$; безразмерная группа $\nu/(Dq) = \Pi_2$ (именно это отношение Рейнольдс использовал в 1884 г., а не обратное ему).

Третья группа образуется из D , q и g :

$$L^0 T^0 = (L)^a (LT^{-1})^b (LT^{-2})^d.$$

Уравнения для показателей степени имеют вид:

$$\text{для } L \quad 0 = a + b + d;$$

$$\text{для } T \quad 0 = -b - 2d,$$

откуда $a=d$; $b=-2d$; безразмерная группа $Dgjq^2 = \Pi_3$.

Итак,

$$\psi(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3) = \psi(\Delta h/l, \nu/(Dq), Dg/q^2) = 0;$$

$$\Delta h/l = [\nu/(Dg)] \psi_2(Dg/q^2).$$

Рейнольдс нашел, что гидравлический градиент при ламинарном течении пропорционален скорости, поэтому

$$\Delta h/l = C [\nu/(Dq)] [q^2/(Dg)] = Cq\nu/(D^2 g). \quad (2.9)$$

Анализ и эксперимент показывают, что C имеет постоянное значение, равное 32 для труб кругового сечения, и что для ламинарного течения материал трубы не влияет на потери при трении. Из данных Рейнольдса $C=32,8$, т. е. расхождение находится вполне в пределах точности эксперимента, поскольку оно может возникнуть при ошибке в температуре менее чем 1°C .

Уравнение

$$\Delta h/l = 32 q\nu/(gD^2) \quad (2.10)$$

известно как уравнение Гагена—Пуазейля или закон Пуазейля для ламинарного течения в трубах*. Оно является основой многих работ по течению флюидов через пористые среды. Это уравнение, конечно, может быть приведено к виду

$$q = (D^2/32) (\rho/\eta) g (\Delta h/l); \quad (2.11)$$

при замене $4R^2 = D^2$ имеем

$$q = (R^2/8) (\rho/\eta) g (\Delta h/l). \quad (2.12)$$

Заметим, что это уравнение имеет ту же форму, что и для ламинарного течения в открытых каналах [уравнение (2.7)], эти формулы даже могут быть идентичными.

* Следует отметить (хотя мы и не воспользуемся этим), что гидравлический градиент может быть выражен также как функция скоростного напора $q^2/(2g)$. Умножив числитель и знаменатель уравнения (2.10) на $q^2/2$, получим

$$\Delta h/l = \frac{64q^2 \nu}{2gD^2 q} \approx \frac{64 \eta}{\rho Dq} \cdot \frac{1}{D} \cdot \frac{q^2}{2g} = \frac{64}{\text{Re}} \cdot \frac{1}{D} \cdot \frac{q^2}{2g}.$$

Эта формула является уравнением Дарси—Вайсбаха для ламинарного течения; его более общая форма записывается как

$$\Delta h/l = f(1/D) [q^2/(2g)],$$

где f — коэффициент трения.

ДАВЛЕНИЕ

Читатель, конечно, заметил, что давление не присутствует вполне определенно ни в одном из приведенных выше уравнений течения [(2.7), (2.9)]. Давление — это сила, деленная на площадь, на которую сила действует, и оно входит только в выражение для напора (2.3). Давление имеет размерность масса \times ускорение / площадь, т. е. $MLT^{-2}L^{-2} = ML^{-1}T^{-2}$; напор же имеет размерность длины L . Всему изучению движения флюидов сопутствует путаница между этими двумя величинами, поэтому очень важно провести различие между ними и четко сохранять его при всех построениях. Верно, что Пуазейль, Рейнольдс, Дарси и многие другие исследователи использовали слово давление, когда имели в виду напор. Если вместо напора в любом из предшествующих уравнений течения понимается давление, они становятся физически ошибочными — неоднородными по размерности. Например, закон Пуазейля для ламинарного течения в трубах [уравнение (2.11)] обычно пишут

$$q = (D^2/32) (g/\eta) (\Delta p/l).$$

Это неправильно, и читателю, не понимающему этого, не следует двигаться дальше. В приведенном уравнении подразумевается: если $q=0$, то $\Delta p=0$, что верно только для горизонтальной трубы, но и в этом случае уравнение неоднородно по размерности.

ЗАКОН СТОКСА

Дж. Стокс [180, 181] аналитически получил выражение для установившейся скорости оседания твердой сферы во флюиде, когда членами с v^2 можно пренебречь:

$$v = [2g/(9\nu)] (\rho_c/\rho_f - 1) r^2 = [gd^2/(18\nu)] \cdot (\rho_c/\rho_f - 1), \quad (2.13)$$

где ρ_c и ρ_f — плотность сферы и флюида соответственно; r и d — радиус и диаметр сферы.

Это уравнение справедливо для любой согласованной системы единиц, но не отвечает действительности, когда $Re = vd/\nu > 1$. Закон Стокса, как стали называть это уравнение, следует использовать с учетом этих ограничений: отдельная твердая частица должна оседать с такой скоростью, чтобы число Рейнольдса не превышало единицы. Но сам принцип, когда скорость оседания определяется частично размерами и плотностью частиц, является полезным. По осаждению образцов осадка можно быстро выполнить механический анализ, если трубки, в которых происходит оседание, калиброваны. Попытки сделать это [164, 203, 67] увенчались определенным успехом.

Анализ размерностей может помочь и здесь. Шесть величин — v , d , g , ρ_c , ρ_f , ν — с тремя размерностями (масса, длина и время)

могут быть сгруппированы в функцию трех безразмерных групп или Π -членов:

$$\Pi_1 = vd/\nu \quad \text{— число Рейнольдса;}$$

$$\Pi_2 = v^2/(gd) \quad \text{— число Фруда;}$$

$$\Pi_3 = (\rho_c/\rho_\Phi) - 1$$

[последняя форма возникает в результате использования кинематической, а не динамической вязкости, отсюда и член $(\rho_c - \rho_\Phi)/\rho_\Phi$].

Какая-то комбинация этих трех безразмерных чисел и даст форму функции. Одна из возможностей — это

$$\Pi_1 = b (\Pi_2/\Pi_3)^a, \quad (2.14)$$

которая приводит к закону Стокса, когда $a=1$; $b=18$. Величины a и b должны быть константами, по крайней мере для конечного и полезного диапазона значений Π_1 , так чтобы выражение

$$\log \Pi_1 = a \log (\Pi_2/\Pi_3) + \log b \quad (2.15)$$

было уравнением прямой линии. Если экспериментальные результаты в этой форме дают на графике прямую или ломаную линию, константы a и b могут быть оценены регрессионным анализом по данным для каждого отрезка. Все уравнения имеют форму выражения (2.14), которое может быть расширено и перестроено к виду

$$v = [(\rho_c/\rho_\Phi - 1)^a g^a d^{a+1}/(b\nu)]^{1/(2a-1)}; \quad (2.16)$$

$$d = [bv^{(2a-1)}(\rho_c/\rho_\Phi - 1)^{-a} g^{-a} \nu]^{1/(a+1)}; \quad (2.17)$$

когда $a=1$; $b=18$, получается закон Стокса для одиночных твердых сфер.

Рили и Брайент [157] калибровали осадительную трубу для анализа многозерновых образцов, используя фабричные кварцевые сферы диаметром от 74 до 710 мкм, рассеянные на (1/4)-фи интервалы ($\varphi = -\log_2 d$, где d — диаметр частиц, мм). По несколько образцов от 1 до 5 г были осаждены из каждого (1/4)-фи интервала. Зерна опускались на поднос, к которому был прикреплен тензомер, с помощью его получали непрерывную запись накапливаемого веса в течение опыта. Температура воды поддерживалась 20° С, что обеспечивало кинематическую вязкость $1,007 \cdot 10^{-6}$ м²/с; плотность сфер равнялась 2,65 г/см³.

Рассчитывая три Π -члена по данным Рили и Брайента, находим, что график связи логарифма Π_1 с логарифмом Π_2/Π_3 выглядит как ломаная линия из двух отрезков (рис. 2.8) с изменением наклона при $\log \Pi_1 = 0,37$ ($Re = 2,4$). Регрессионный анализ данных этих двух наборов дает (k — коэффициент корреляции):

Re	a	b	k
2—60	1,47	55	0,9987
0,25—2	1,11	25	0,9956

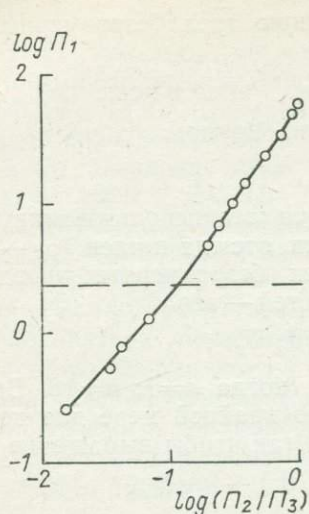


Рис. 2.8.

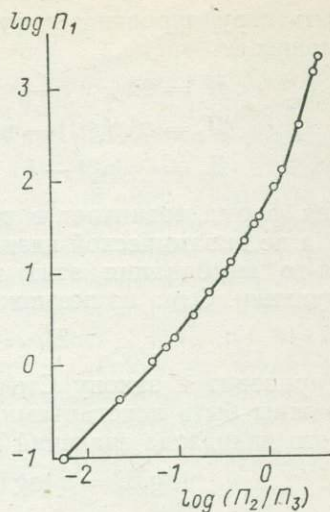


Рис. 2.9.

Сравнение экспериментальных данных с предсказанными по уравнениям (2.16), (2.17) указывает на хорошее их соответствие (табл. 2.1). Отсюда мы заключаем, что уравнения (2.16), (2.17) справедливы как калибровочные при анализе многосферных образцов в седиментационной трубке, если выдерживаются оговоренные значения числа Рейнольдса и при осаждении используются те же приемы, что и при калибровке.

Гиббс и др. [67] калибровали седиментационную трубку для отдельных одиночных сфер разных размеров, а при больших размерах — и разной плотности; температура воды тоже была 20° С.

ТАБЛИЦА 2.1

Данные Рили и Брайента			Результаты вычислений по уравнениям (2.16), (2.17)	
Re	v , м/с	d , мкм	\hat{v} , м/с	\hat{d} , мкм
↑	0,100	600	0,102	591
	0,091	550	0,091	549
	0,075	460	0,073	472
	0,060	390	0,059	396
	0,045	325	0,047	316
	0,037	275	0,038	271
	0,030	230	0,030	230
	0,0250	195	0,0243	199
	0,0113	115	0,0114	114
	2	0,0081	98	0,0086
0,0066		81	0,0062	84
0,0040		64	0,0041	63

Рассчитывая три П-члена по их данным и нанося результаты на график (рис. 2.9), получаем непрерывную кривую, которая показывает, что a и b непостоянны. Следует, однако, обратить внимание на то, что эта кривая может быть близко аппроксимирована четырьмя прямыми линиями с изменениями наклона при $\log \Pi_1=0$; 1 и 2 (числа Рейнольдса соответственно 1; 10 и 100). Регрессионный анализ по этим четырем наборам дает:

Re	a	b	k
100—2300	3,20	40	0,9964
10—100	1,65	67	0,9991
1—10	1,21	38,6	0,9988
<1	1	18	Закон Стокса

Сравнение наблюдаемых и предсказанных по уравнениям (2.16), (2.17) значений снова дает хорошее соответствие (табл. 2.2), откуда можно заключить, что эти уравнения достаточно точны для изучения одиночных сфер в седиментационных трубках при наблюдении диапазона значений числа Рейнольдса.

ТАБЛИЦА 2.2

Данные Гиббса и др.			Результаты вычислений по уравнениям (2.16), (2.17)	
Re	v , м/с	d , мкм	\hat{v} , м/с	\hat{d} , мкм
↑ 100	0,4607	5000	0,4644	4941
	0,3904	4000	0,3904	3994
	0,2507	1670	0,2432	1735
	0,1400	950	0,1422	931
↑ 10	0,1148	783	0,1173	768
	0,0790	550	0,0781	555
	0,0711	500	0,0700	507
	0,0572	417	0,0568	420
	0,0421	323	0,0423	322
	0,0359	283	0,0363	280
↑ 1	0,0271	233	0,0278	229
	0,0196	183	0,0191	186
	0,0139	150	0,0140	149
	0,0118	133	0,0116	134
↑	0,00940	118	0,00964	116
	0,00521	84	0,00568	80
↑	0,001977	50	0,002011	50

Примечание. Плотность первых двух сфер 2,240 г/см³, третьей 2,755, остальных 2,488.

Значения a и b для случая многих сфер отличны от значений для одиночных сфер. Это не удивительно, так как есть существенная разница между осаждением одиночных и многих сфер, которая заключается во взаимодействии между зернами и возникно-

влении индуцированного движения воды в трубке. Ясно, что диаметр трубки в отношении к диаметру частицы или частиц также является параметром: чем больше частица, тем сильнее ее взаимодействие со стенкой трубки.

Гидравлическая эквивалентность. Седиментологическая проблема приписывания диаметра частицам с неправильной формой относительно проста, если исходить из их поведения в воде. Тогда гидравлический диаметр — это диаметр сферы из того же материала, которая имеет ту же установившуюся скорость осаждения. Средний гидравлический диаметр многозернового образца есть, по аналогии, средний диаметр образца, состоящего из сфер того же материала и имеющего ту же медианную скорость осаждения. Существуют две трудности при таком подходе. Одна заключается в том, что зерна, форма которых резко отличается от изометричной (например, иголки), могут иметь предпочтительную ориентацию при осаждении. Другая трудность, более фундаментальная, состоит в том, что осаждение из суспензии не является обычным процессом накопления осадка, результаты которого мы видим в стратиграфической записи. Но есть сходства в поведении зерна при осаждении и при волочении вдоль горизонтальной поверхности, так что концепция все же полезна.

Уравнение (2.17) дает гидравлический диаметр единичного зерна или средний гидравлический диаметр многозернового образца. Существует аналогичное понятие — диаметр кварцевой сферы, т. е. сферы из кварца, которая оседала бы с той же установившейся скоростью, что и зерно из другого материала. В природных осадках зерна тяжелых материалов склонны осаждаться вместе с более крупными зернами кварца, в связи с чем Риттенхауз [158] ввел понятие «эквивалентный гидравлический размер». Уравнение (2.16) приводит к простому выражению их соотношения. Сравнивая правые части этого уравнения для плотности кварца $\rho_{\text{кв}}$ и для плотности материала $\rho_{\text{м}}$, получаем

$$d_{*}/d = [(\rho_{\text{м}}/\rho_{\text{кв}} - 1)/1,65]^{a/(a+1)}, \quad (2.18)$$

где d_{*} — гидравлический эквивалентный размер; d — гидравлический диаметр материала плотностью $\rho_{\text{м}}$; соответствующее значение a берется согласно диапазону значений числа Рейнольдса (показатель степени не очень чувствителен и обычно находится между 0,5 и 0,6).

Соотношение d_{*}/d постоянно в пределах каждого диапазона значений Re . Если это надо выразить в фи-единицах, то разница будет постоянной:

$$\varphi_{*} - \varphi = [3,32a/(a+1)] \lg [1,65/(\rho_{\text{м}}/\rho_{\text{кв}} - 1)]. \quad (2.19)$$

Использование этих уравнений лучше всего иллюстрируется примером. Для образца рутила ($\rho_{\text{м}}/\rho_{\text{кв}}=4,2$) установлено, что медианная скорость осаждения равна 0,052 м/с при 20°С ($v=1,007 \cdot 10^{-6}$ м²/с). Подставив эти значения в уравнение (2.17), получим средний гидравлический диаметр 240 мкм ($Re=12$). Урав-

нение (2.18) дает отношение среднего гидравлического эквивалентного размера к среднему гидравлическому диаметру $d_*/d = (3,2/1,65)^{0,6} = 1,5$. Итак, средний гидравлический эквивалентный размер равен $1,5 \cdot 240 = 360$ мкм.

Использование безразмерных чисел приводит к более простым выражениям, чем выведенные другими методами; их дополнительное преимущество заключается в том, что можно работать с седиментационной трубкой при любой удобной температуре (лишь бы она была известна) и, кроме того, совсем не обязательно ограничиваться водой как средой осаждения. Зерна малых размеров легче анализировать, используя жидкость меньшей, чем у воды, кинематической вязкости, ускоряя тем самым опыт без потери точности.

ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПУАЗЕЙЛЯ

В исследованиях течения воды через очень тонкие капиллярные трубки диаметром от 0,013 до 0,65 мм Пуазейль нашел выражение величины, которую можно считать относительной кинематической вязкостью [145]. Уравнения Пуазейля для течения в трубке (в его обозначениях) имеют вид

$$Q = k'' (pD^4/L); \quad v = (4k''/\pi) (pD^2/L),$$

где Q — расход, мм³/с; v — скорость, мм/с; p — давление — отсчет манометра, мм, отвечающий столбу Δh , поскольку конец капилляра, из которого вытекала вода, был открыт в атмосферу.

Так как величины p , D и L имеют размерность длины L , расход Q — размерность L^3T^{-1} , скорость v — размерность LT^{-1} , то коэффициент имеет размерность $L^{-1}T^{-1}$, т. е. отвечает отношению g/η или g/ν .

В своей работе [146] Пуазейль нашел, что зависимость между k'' и температурой T имеет вид

$$k'' = k_1 (1 + 0,033679 T + 0,0002209936 T^2),$$

где k_1 — это значение k'' при 0°С (для водяных манометров $k_1 = 135,28$ мм⁻¹с⁻¹).

Сравнивая уравнения Пуазейля для скорости с формулой (2.11), находим

$$(4k''/\pi) (pD^2/L) = (D^2/32) (\rho/\gamma) g (\Delta h/l),$$

откуда

$$k'' = (\pi/4) [g/(32\nu)].$$

Таким образом,

$$\nu = (\pi/4) [g/(32k'')] = (\pi/4) [g/(32k_1)] \times \\ \times (1 + 0,033679 T + 0,0002209936 T^2),$$

если вязкость ν измеряется в квадратных миллиметрах на секунду (мм²/с), или

$$\nu = 1,779 \cdot 10^{-6} (1 + 0,033679 T + 0,0002209936 T^2),$$

если ν измеряется в квадратных метрах на секунду (м²/с).

Эта формула для кинематической вязкости воды при температурах в диапазоне экспериментов Пуазейля весьма удовлетворительна, что подтверждается данными табл. 2.3.

ТАБЛИЦА 2.3

T, °C	$\nu, 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$	
	По формуле Пуазейля	Современное
10	1,31	1,31
20	1,01	1,01
30	0,805	0,804
40	0,659	0,661
45	0,600	0,605

3

ДВИЖЕНИЕ ЖИДКОСТИ ЧЕРЕЗ ПОРИСТЫЕ СРЕДЫ

Мы рассматривали до сих пор те аспекты статики и динамики флюидов, которые важны для понимания главной темы этой книги — поровая вода и геология. При этом важно было обойтись знаниями математики на уровне средней школы. Математика — это язык, который понимают все больше геологов, но надо помнить, что прикладная математика в естественных науках часто бывает либо тривиальна, либо непомерно трудна. Наша цель здесь — не в выводе законов течения через пористые твердые среды, а скорее в том, чтобы понять их и выразить с помощью измеримых и удобных параметров осадочных пород.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ДАРСИ

Анри Дарси был инженером, занимавшимся общественным водоснабжением города Дижон во Франции. В 1856 г. он опубликовал результаты экспериментов, проведенных, «чтобы определить законы движения воды через пески» [46, 91, 87, 89, 90]. Его экспериментальная установка (рис. 3.1) состоит из цилиндра, в котором столб песка известной длины поддерживается снизу фильтром. Воду пропускают через цилиндр и объемный расход потока измеряют на выходе. Манометры помещены возле верхнего и нижнего уровней песка (Дарси пользовался ртутными манометрами, переводя отсчеты в показания водяного манометра). При разных скоростях течения измеряется разница уровня ртути в обоих манометрах. Результаты экспериментов Дарси и Риттера приведены на рис. 3.2. Дарси заметил, что «для песков одной и той же при-



Рис. 3.1.

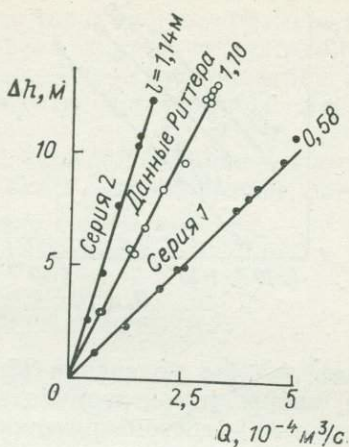


Рис. 3.2.

роды» поток воды прямо пропорционален разнице уровней в манометрах и обратно пропорционален длине столба песка:

$$Q = K (A/l) (h_1 + l \pm h_2), \quad (3.1)$$

где Q — объем потока в единицу времени; l — длина столба песка, через который проходит вода; A — общая площадь поперечного сечения нормально к потоку; h_1 — расчетная или эквивалентная высота во входном манометре над верхней поверхностью песка; h_2 — расчетная высота воды в выходном манометре (знак минус, если уровень выше основания нижнего фильтра, плюс, если этот уровень ниже основания и высота до него отсчитывается вниз от фильтра); K — «коэффициент, зависящий от проницаемости слоя» песка.

Следует заметить, что не все эксперименты, о которых сообщил Дарси, непосредственно подтверждают выведенное им линейное выражение. Если провести прямую линию на рис. 3.2 для серии 1 так, чтобы она прошла через начало координат и чтобы одинаковое число точек оказалось выше и ниже этой линии, то первые пять точек останутся ниже этой прямой, а следующие пять — выше. В логарифмическом масштабе (рис. 3.3) только данные Риттера отвечают строгой пропорциональности, а остальные серии имеют наклон менее единицы (0,87—0,92). Дарси, принимая линейную зависимость, возможно, полагался на эксперименты Риттера. С тех пор пропорциональность (3.1) продемонстрирована достаточно сильно, и мы можем предположить, что отклонение от нее объясняется остыванием воды.

Для понимания экспериментов Дарси чрезвычайно важно отметить, что «все давления относились к нижней поверхности фильтра» [46, с. 592], т. е. Дарси измерял то, что мы теперь называем суммой гидростатического и пьезометрического напора. Это подтвер-

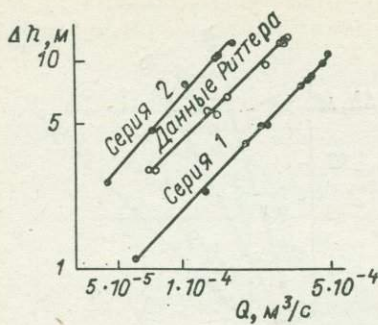


Рис. 3.3.

ждает член $h_1 + l$ в уравнении (3.1), поскольку l — это гидростатический напор (в эксперименте Дарси) над поддерживающим фильтром, а h_1 — пьезометрический напор над верхом песка. Таким образом, Дарси измерял не разницу давлений.

В принятых в настоящее время обозначениях закон Дарси записывают как

$$q = Q/A = -K(\Delta h/l), \quad (3.2)$$

где q — удельный расход (или расходная скорость); K — коэффициент пропорциональности, который зависит от проницаемости пористого материала; знак «минус» показывает, что расход q идет в направлении убывания полного напора h , но обычно этот знак опускается (как сделаем и мы), когда направление течения можно установить визуально.

КОЭФФИЦИЕНТ ФИЛЬТРАЦИИ

Совершенно ясно, что коэффициент фильтрации K отражает влияние нескольких факторов. Дарси использовал для своих экспериментов воду; любая иная жидкость дала бы количественно другой результат. С разными песками Дарси также получал разные результаты. Коэффициент K , таким образом, состоит по крайней мере из двух частей: одна связана только с материалом пористой среды, другая — с жидкостью. Размерность K , имеющая вид $[L^3T^{-1}][L^{-2}][LL^{-1}] = LT^{-1}$, является размерностью скорости. Поскольку отношение $\Delta h/l$ безразмерно, расход q также имеет размерность скорости, но это воображаемая скорость в песке, поскольку только часть площади поперечного сечения доступна для движения жидкости (прим. 3).

Очевидными физическими свойствами жидкости являются ее массовая плотность ρ с размерностью ML^{-3} и динамическая вязкость ν с размерностью $ML^{-1}T^{-1}$. Совершенно ясно, что сила тяжести является движущей силой, поэтому мы включаем g с размерностью LT^{-2} (величина Q могла бы быть измерена как весовой расход течения). Остается еще одна важная характеристика — раз-

мер проницаемого материала. Многие исследователи [117, 87, 89, 90, 170] принимали в качестве характерного размера средний диаметр зерен, но этот выбор вряд ли можно считать удачным, поскольку эта мера лишь косвенно отражает геометрию порового пространства, через которое проходит жидкость. Попробуем прояснить эту проблему.

Для жидкого течения в каналах и трубах, как мы видели, характеристическим размером является гидравлический радиус

$$R = \frac{\text{площадь поперечного сечения жидкости}}{\text{смоченный периметр}} = \frac{\text{объем жидкости}}{\text{площадь смоченной поверхности}} \quad (3.3)$$

Этот подход к течению через пористые твердые среды был принят Блэйком [16], Козени [106, 107], Фэром и Хетчем [58]. Очевидная трудность заключается в том, что часть площади поверхности зерен (например, близко к контактам зерен) не может оказывать сколько-нибудь существенного влияния на течение флюида; константа для данного материала должна это учитывать.

Если полный объем проницаемого материала равен V , а его пористость равна f , то произведение fV дает объем подвижной жидкости. Площадь смоченной поверхности зерен в их полном объеме может быть рассчитана для зерен простой геометрии, а площади контактов включены в константу для материала. Если все зерна сферические и равного диаметра, площадь поверхности каждого зерна есть πd^2 . Если в объеме породы V насчитывается n зерен, то их полная поверхность

$$S_n = n\pi d^2. \quad (3.4)$$

Полный объем этих зерен

$$V_n = n\pi d^3/6, \quad (3.5)$$

и они занимают $(1-f)$ полного объема материала. Полный объем тем самым равен

$$V = n\pi d^3/[6(1-f)]. \quad (3.6)$$

Отношение площади поверхности зерен к полному объему известно как удельная поверхность

$$S = S_n/V = n\pi d^2/[n\pi d^3/[6(1-f)]] = 6(1-f)/d, \quad (3.7)$$

чем меньше диаметр зерен, тем больше удельная поверхность; для несферических зерен множитель будет больше чем 6, потому что сферы имеют наименьшее отношение площади поверхности к объему.

Поскольку наша цель — понять роль измеримых параметров гранулярных осадочных пород, а не выводить уравнения, примем в качестве характерного размера порового пространства величину

$$R = f/S = fd/(1-f), \quad (3.8)$$

опустив безразмерный коэффициент, чтобы затем включить его в общий коэффициент.

Какой смысл должен быть приписан среднему диаметру зерен d , когда зерна имеют разный размер? Средний диаметр появляется в члене для удельной поверхности уравнения (3.7), отсюда и интерпретация среднего диаметра должна быть такой, чтобы получить верную удельную поверхность.

Рассмотрим осадок, составленный всего двумя фракциями с весовыми долями w_1/W зерен диаметром d_1 и w_2/W зерен диаметром d_2 . Если зерна геометрически сходны, состоят из одинакового материала или имеют одинаковую плотность, то их общий вес пропорционален общему объему зерен $(1-f)$, а вес каждой фракции пропорционален объему ее зерен. Следуя аргументации при выводе гидравлического радиуса [уравнения (3.4)–(3.7)], находим вклад в удельную поверхность фракции диаметром d_1 :

$$S_1 = [c_1 (1 - f)/d_1] (w_1/W) \quad (3.9)$$

и фракции диаметром d_2 :

$$S_2 = [c_1 (1 - f)/d_2] (w_2/W). \quad (3.10)$$

Существует средний диаметр d , такой, что

$$c_1 (1 - f)/d = [c_1 (1 - f)/d_1] (w_1/W) + [c_1 (1 - f)/d_2] (w_2/W) \quad (3.11)$$

или

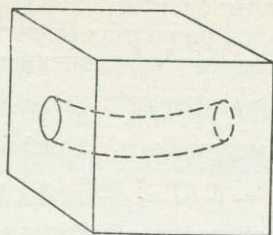
$$1/d = (1/d_1) (w_1/W) + (1/d_2) (w_2/W). \quad (3.12)$$

Здесь d — гармонический средний диаметр, учитывающий вес фракции. Заметьте, что гармоническое среднее принимает во внимание сортировку по размерам: чем больше дисперсия, тем меньше гармоническое среднее по отношению к арифметическому и геометрическому средним.

Извилистость. Есть еще одно свойство порового пространства, которое следует принимать во внимание. Удельный расход q является воображаемой скоростью воды в пористом материале (прим. 3), так что коэффициент K содержит в себе безразмерный множитель, который учитывает это обстоятельство. Только эффективное поровое пространство доступно для течения воды, поэтому очевидно, что ее средняя скорость равна q/f . Действительная скорость воды в поровом пространстве выше, чем эта средняя, так как поровые каналы не прямые и частица воды должна пройти среднее расстояние l_{cp} при смещении в песке на линейное расстояние l (параллельно направлению макроскопического течения). Это свойство осадочной породы известно как извилистость, которую мы обозначим T , значение $T = l_{cp}/l$ трудно определить количественно.

Рассмотрим кубик непроницаемого материала, пронизанный одиночной непрямолинейной капиллярной трубкой круглого поперечного сечения (рис. 3.4). Ясно, что: а) длина капилляра больше, чем расстояние между гранями; б) площадь пересечения капилляра с гранями куба больше, чем площадь его нормального сече-

Рис. 3.4.



ния; в) потери энергии при движении воды через нелинейный капилляр больше, чем при течении ее через прямой капилляр того же диаметра.

Рассмотрим куб непроницаемого материала со стороны l , пронизанный n непрямолинейными непересекающимися капиллярами диаметром x , средняя длина которых равна l_{cp} ; пусть объем капилляров составляет 20% общего объема куба. Капилляры проходят от одной грани до параллельной ей, причем эти грани нормальны к среднему направлению движения потока. Мы приходим к выводу, что: 1) средний наклон α между осями капилляров и нормалью к ограничивающим граням определяется как $\cos \alpha = l/l_{cp}$; 2) круговые сечения капилляров преобразуются на ограничивающих гранях, как правило, в эллипсы, малые оси которых равны диаметру капилляров x , а большие составляют в среднем $x/\cos \alpha = xl_{cp}/l$; 3) поверхностная пористость, определенная как доля порового пространства на полной площади поверхности (в данном случае — ограничивающих граней), равна

$$f_n = [n\pi x^2 l_{cp}/(4l)] (1/l^2), \quad (3.13)$$

т. е. общей пористости f , обусловленной капиллярами диаметром x при их средней длине l_{cp} в кубе объемом l^3 .

У этой модели есть несколько очевидных недостатков. В реальных пористых материалах капилляры не постоянны в сечении, пересекаются друг с другом и проходят через куб во всех направлениях (хотя в анизотропных материалах может быть и предпочтительная ориентация). Но как бы мы ни усовершенствовали эту модель, величина fA преувеличивает площадь пор, доступных для течения воды, на множитель l_{cp}/l благодаря «среднему наклону» поровых каналов, поэтому выражение для реальной скорости должно быть $ql_{cp}/(fl)$ вместо предположенного qf . Действительная скорость порового течения больше на множитель l_{cp}/l :

$$v_n = (q/f) (l_{cp}/l)^2. \quad (3.14)$$

Поскольку расход q определен как Q/A , коэффициент фильтрации K содержит множитель $f(l/l_{cp})^2$. Извилистость действует также и на гидравлический градиент $\Delta h/l$, который получается завышенным, ибо $l < l_{cp}$, поэтому и здесь требуется множитель l/l_{cp} .

Мы заключаем, таким образом, что общий эффект извилистости

$$T^{-3} = (l/l_{cp})^3 \quad (3.15)$$

и что коэффициент фильтрации K зависит как от f , так и от T .

Возвратимся к компонентам коэффициента фильтрации K и к закону Дарси. Анализ размерности переменных q, η, g, R приводит к выражению, сходному с уравнением (2.7):

$$K = C f T^{-3} R^2 (\rho/\eta) g; \quad (3.16)$$

закон Дарси теперь может быть записан как

$$q = C f T^{-3} R^2 (\rho/\eta) g (\Delta h/l). \quad (3.17)$$

Для оценки извилистости обратимся к измерениям электрического сопротивления твердой пористой среды, насыщенной электролитом. Арчи [3] нашел, что сопротивление пористой твердой среды R_0 связано с сопротивлением насыщающего поровое пространство электролита R_{II} равенством

$$R_0 = F R_{II}, \quad (3.18)$$

где F — безразмерная константа материала, известная как множитель пластового сопротивления или просто как пластовый множитель:

$$F = R_0/R_{II} = [R_{II} l_{cp}/(f l)] (l_{cp}/l) (1/R_{cp}) = l_{cp}^2/(f l^2). \quad (3.19)$$

Следуя Стриту [182], видим, что

$$(F f)^{-1,5} = (l/l_{cp})^3 = T^{-3}. \quad (3.20)$$

Но Арчи предположил, что фактические данные отвечают соотношению $F = f^{-m}$, где m — число в диапазоне от 1,3 (для сыпучих, неконсолидированных песков) до 2,5 (для консолидированных песчаников). Таким образом,

$$f T^{-3} = f (f^{-m} f)^{-1,5} = f^{1,5m-0,5}. \quad (3.21)$$

Подставив это выражение в уравнение (3.16), получим коэффициент фильтрации

$$K = C f^{1,5m-0,5} R^2 (\rho/\eta) g \quad (3.22)$$

[хотя $R = f d / (1 - f)$, не будем пока связывать извилистость и гидравлический радиус, который определяет размер пор].

Переменными в этом уравнении являются $K, f T^{-3}, R, \rho, \eta, g$. Из шести переменных с тремя размерностями (M, L и T) могут быть образованы три безразмерные группы, из которых $f T^{-3}$ обозначим через Π_1 . Выбирая K, ρ, η в качестве повторяющихся переменных, общих для двух других групп, и включая R в одну и ту же другую, находим

$$M^0 L^0 T^0 = (L T^{-1})^a (M L^{-3})^b (M L^{-1} T^{-1})^c (L)^d$$

и записываем уравнения для показателей:

$$\text{для } M \quad 0 = \quad \quad \quad b + c \quad ;$$

$$\text{для } L \quad 0 = \quad a - 3b - c + d;$$

$$\text{для } T \quad 0 = -a \quad \quad -c \quad ,$$

откуда $b = -c = a = d$.

В члене

$$\Pi_2 = K \rho R / \eta$$

можно узнать число Рейнольдса с коэффициентом K в роли скорости.

Используя величины K , ρ , η и g , для члена Π_3 получим

$$\Pi_3 = K^3 \rho / (g \eta).$$

Эти три группы совместимы с уравнениями (3.16) и (3.22), если

$$\Pi_3 / \Pi_1 = C \Pi_2^2.$$

Член Π_3 оказывается произведением числа Рейнольдса Π_2 и числа Фруда $Fr = q^2 / (Dg)$ (отношения сил инерции к гравитационным):

$$(K \rho R / \eta) [K^2 / (gR)] = K^3 \rho / (\eta g),$$

тогда

$$Re Fr = C Re^2,$$

откуда

$$Fr = C Re$$

или

$$[K^2 T^3 / (gRf)] = C [K \rho R / \eta]. \quad (3.23)$$

Таким образом, безразмерными группами являются члены, заключенные в этом уравнении в квадратные скобки.

Шривер [171] выполнил тщательные эксперименты по определению проницаемости среды из стеклянных сфер для горячего масла в области применимости закона Дарси. В каждой из четырех серий были взяты сферы одного диаметра, но пористость изменялась под ударами молотка. Таким образом была измерена проницаемость среды каждого из четырех размеров сфер для четырех разных пористостей. Статья Шривера сейчас не представляет теоретического интереса; он хотел оценить константы уравнения Сливтера [173], которому теперь предпочли уравнения Козени [100, 101], Фэра и Хетча [58] или их варианты. Данные Шривера приведены в табл. 3.1 и на рис. 3.5; выявлено соотношение

$$\log Fr = a \log Re + \log C,$$

соответствующее $Fr = C Re^a$. Наклон прямой показывает, что $a = 1$, а значение C (рассчитанное по данным Шривера) оказалось равным $8,42 \cdot 10^{-3}$. Число C — безразмерное, но оно не является истинной константой, поскольку содержит по крайней мере один коэффициент, относящийся к форме зерен (в выражении для гидравлического радиуса).

Записываем закон Дарси

$$q = Q/A = K (\Delta h/l) = C f T^{-3} R^2 (\rho/\eta) g (\Delta h/l), \quad (3.24)$$

ТАБЛИЦА 3.1

d , см	f	K , 10^{-3} см/с	$R = fd / (1-f)$, 10^{-2}	$Re = K \rho R / \eta$, 10^{-3}	$Fr = K^2 (gR)^{1,45}$, 10^{-5}	$C = Fr/Re$, 10^{-3}
0,1025	0,3870	144,11	6,4710	155,92	129,59	8,3
	0,3777	126,57	6,2212	131,66	107,71	8,2
	0,3653	109,86	5,8994	108,36	89,817	8,3
	0,3533	95,533	5,5997	89,445	75,104	8,4
0,0528	0,3889	38,869	3,3602	21,838	18,026	8,3
	0,3779	35,590	3,2074	19,086	16,506	8,6
	0,3689	31,120	3,0863	16,059	13,582	8,5
	0,3603	28,071	2,9739	13,958	11,867	8,5
0,0443	0,3958	301,59	2,9020	14,634	12,250	8,4
	0,3849	26,525	2,7721	12,294	10,329	8,4
	0,3715	23,087	2,6185	10,108	8,7211	8,6
	0,3552	18,463	2,4403	7,5332	6,3871	8,5
0,0252	0,3934	9,7454	1,6343	2,6630	2,2913	8,6
	0,38055	8,0996	1,5481	2,0965	1,7533	8,4
	0,3690	7,0929	1,4737	1,7477	1,4770	8,5
	0,3597	6,2742	1,4157	1,4851	1,2484	8,4

Примечания. 1. Первые два столбца — данные Шривера; третий вычислен по его данным делением на площадь A и на отношение плотности ртути к плотности масла ($14,77 \cdot 13,55/0,836 = 239,39$). 2. Отношение $\rho/\eta = 16,72$ с/см²; $m = 1,3$ (для сыпучего песка), отсюда показатель 1,45. 3. Безразмерные числа одни и те же в любой согласованной системе единиц; Шривер использовал СГС, такой же результат получен с единицами СИ.

где $fT^{-3} = f^{1,5m-0,5}$; m — тот же самый «множитель цементации», который используется в пластовом множителе Арчи. Возвращаясь к уравнению (3.22), видим, что объединенное выражение для пористости

$$f^{1,5m+1,5} / (1-f)^2 = f^x / (1-f)^2,$$

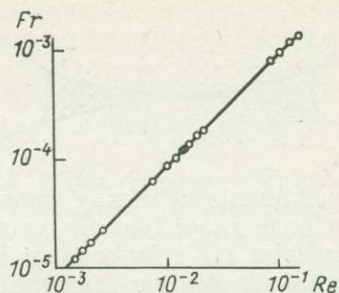
где x изменяется от 3,5 до 5,3; а m — от 1,3 до 2,5.

Коэффициент пропорциональности K , являющийся коэффициентом фильтрации, часто называют также гидравлической проводимостью. Мы уже обращали внимание на то, что этот коэффициент состоит по крайней мере из двух частей: одна связана только с материалом проводящей среды, другая — с жидкостью. Выражение $CfT^{-3}R^2 = Cf^x d^2 / (1-f)^2$ относится исключительно к пористому материалу; его размерность L^2 , эта величина называется проницаемостью и обозначается k :

$$K = k (\rho g / \eta).$$

Отношение q/η , обратное кинематической вязкости, связано с жидкостью. В уравнении (3.24) два последних сомножителя $[g(\Delta h/l)]$ отражают потери энергии в системе. Мы уже видим, что гидравлический градиент $\Delta h/l$ с помощью уравнения Бернулли может быть представлен как сумма пьезометрического, гидроста-

Рис. 3.5.



тического и скоростного напоров. Отсюда получим развернутую форму закона Дарси:

$$q = C f T^{-3} R^2 (\rho/\gamma) g (1/l) [(p_1 - p_2)/(\rho g) + (z_1 - z_2)] = \\ = C [f^x d^2 / (1 - f)^2] (\rho/\gamma) g (1/l) [(p_1 - p_2)/(\rho g) + (z_1 - z_2)], \quad (3.25)$$

индексы 1 и 2 отвечают двум точкам вдоль линии потока, разделенным расстоянием l , которое измерено также вдоль макроскопической линии тока. Скоростной напор из формулы исключен, так как разница его значений в этих точках пренебрежимо мала по сравнению с разницей пьезометрического и гидростатического напоров.

Рассмотрим теперь отдельные члены в этом развернутом выражении закона Дарси, поскольку важно понимать смысл каждого из них.

Удельный расход q — это воображаемая скорость течения через плоскую поверхность, нормальную к направлению макроскопического потока. Он является основой для расчета расхода потоков подземных вод и дебита скважин. Величина q имеет размерность длины, деленной на время, но длина понимается скорее как объем, деленный на площадь.

Коэффициент C — безразмерный, но он не является истинной константой, поскольку включает в себя коэффициент из формулы гидравлического радиуса; значения этого коэффициента в выражении C лежат в пределах от $1/6^2$ (для сфер) и до $1/8^2$. Сказывается также и коэффициент b из соотношения Арчи $F = b f^{-m}$, но этот коэффициент близок к единице: в песках изменяется от 0,6 до 1,3 [103].

Извилистость $T = l_{cp}/l$ учитывает непрямолинейность поровых ходов, средний наклон которых к направлению макроскопического течения дается зависимостью $\cos \alpha = 1/T$. Из уравнения (3.21) имеем $T^{-3} = f^{1,5 m - 1,5}$, так что T изменяется как $f^{0,5 - 0,5 m}$, где $m = 1,3 \div 2,5$. Другими словами, извилистость является функцией пористости; при пористости 20% извилистость T изменяется от 1,3 до 3,3, а угол α — от 40 до 70°. Использование пластового множителя Арчи для оценки извилистости зависит от признания полной аналогии между течениями жидкости и электрического тока. Как известно, законы Дарси и Ома математически одинаковы, поэтому

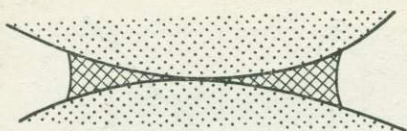


Рис. 3.6.

существует аналогия между фильтрационным и электрическим потоками в поле гидродинамического и электрического потенциалов соответственно. На этом основан метод электрогидродинамического моделирования. Многие осадочные породы анизотропны по проницаемости (и, конечно, по электрическому сопротивлению). Особое значение имеют вертикальная и горизонтальная компоненты проницаемости (вторая обычно больше, чем первая). Очевидно, что формула для определения проницаемости должна включать векторную величину (ею оказывается извилистость).

Показатель степени m называется множителем цементации. Это название критиковалось как неподходящее. Главная причина, почему обычная цементация мало влияет на проницаемость [64], заключается, по-видимому, в том, что она сначала образует пендулярные кольца вокруг точек контактов, находящихся в том объеме порового пространства, который дает наименьший вклад в течение из-за уменьшения скорости по мере приближения к статической граничной поверхности (рис. 3.6) [163]. Следовательно, m есть множитель, который отражает форму пор, так как пористость меньше 26% невозможна при укладке сфер одинакового размера. Для прямых капилляров, параллельных направлению макроскопического течения, $m=1$ и $T=1$.

Гидравлический радиус $R=fd/(1-f)$ учитывает площадь смоченной поверхности и является функцией как пористости, так и гармонического среднего диаметра зерен, который может быть вычислен по тем же данным, что и геометрическое среднее, и с теми же ограничениями (использование сит граничных размеров).

Для проницаемости роль пористости, как видно, является составным эффектом, обусловленным извилистостью и гидравлическим радиусом, и служит первой поправкой к воображаемой скорости q . Проницаемость варьирует как $f^{1.5}m^{-0.5}f^2/(1-f^2) = f^{1.5}m+1.5/(1-f)^2$. Так как m колеблется от 1,3 до 2,5, проницаемость меняется от $f^{3.5}/(1-f)^2$ до $f^{5.3}/(1-f)^2$.

Кинематическая вязкость $\gamma=\eta/q$ обратно пропорционально влияет на гидравлическую проводимость K : чем более вязкая и менее плотная жидкость, тем меньше удельный расход при постоянном гидравлическом градиенте.

Гидравлический градиент $\Delta h/l$ обычно неверно понимается и неверно представляется, хотя его важность давно признана (Нортон [132] нарисовал «изопиестическую» карту штата Айова с уровнем моря в качестве поверхности отсчета и употребил термин «гидравлический градиент»). Полный напор h является алгебраи-

ческой суммой пьезометрического $p/(\rho g)$ и гидростатического z напоров и имеет размерность длины (как и все напоры). Верслуис [198] называл эту величину «гидростатическим потенциалом» или просто «потенциалом» и заметил, что мы обычно имеем дело с разностью потенциала. Гидравлический градиент является градиентом полного напора вдоль пути макроскопического течения длиной l , т. е. он безразмерен.

Хабберт [91] привлек внимание к некоторым неверным толкованиям, но положение остается настолько запутанным, что, наверно, будет лучше, если разработать полностью новую терминологию. Геологический толковый словарь 1972 г., выпущенный Американским геологическим институтом, дает ошибочное определение гидравлического градиента как «скорости изменения пьезометрического напора на единицу расстояния потока». Это неверно, потому что при статическом равновесии поровая вода в наклонном горизонте имеет градиент пьезометрического напора, но не течет. Ошибка следует из определения пьезометрического напора, который неверно относят «к какому-либо выбранному уровню, например, к поверхности земли». Пьезометрический напор имеет смысл только в том случае, если он измеряется от водоносного горизонта: введение уровня отсчета превращает его в полный напор, который правильно определен в Геологическом толковом словаре 1972 г. [рис. 3.7 поясняет эти различия; напоры: z — гипсометрический, $p/(\rho g)$ — пьезометрический, h — полный].

Полный напор — это энергия на единицу веса, произведение gh — это энергия на единицу массы. Хабберт [87] в своем анализе, гораздо более строгом и общем, чем здесь, назвал gh потенциалом флюида и обозначил его символом Φ ; отсюда выражение $g\Delta h/l$ — это градиент потенциала.

ГРАНИЦЫ ЗАКОНА ДАРСИ

Существование нижней границы закона Дарси предполагается на основании адсорбции жидкости на твердых поверхностях слоями, толщина которых соизмерима с размерами молекул и сужений пор. Так ли это практически, трудно определить; в любом случае это зависит от того, что мы понимаем под утверждением «течение жидкости следует закону Дарси». Если мы подразумеваем, что существует линейное соотношение между потерями энергии и удельным расходом, то закону Дарси подчиняется проницаемое стекло с проницаемостью порядка 10^{-16} см² для воды, ацетона и *n*-декана; проницаемость рассчитана по данным, опубликованным Нордбергом [131] (рис. 3.8, а), Дебаем и Клиландом [50] (рис. 3.8, б). Найденное значение соответствует нижнему пределу проницаемости, измеренной в сильно уплотненных глинистых породах [19, 120].

Этот вопрос очень сложен, поскольку для измерения такой малой проницаемости требуются исключительно тонкие экспериментальные приемы. Олсен [137, 138] пришел к выводу, что закон

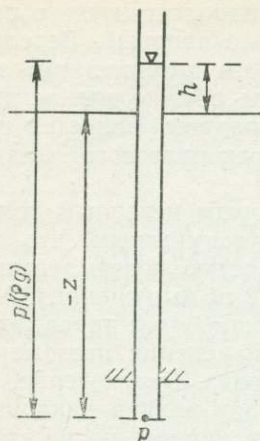


Рис. 3.7.

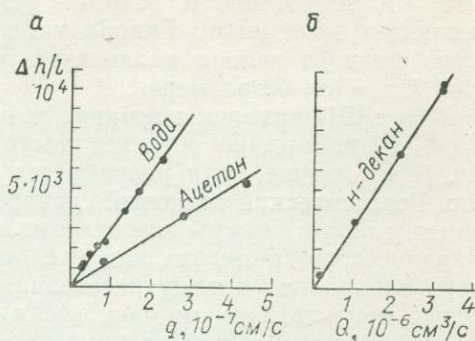


Рис. 3.8.

Дарси справедлив для большинства глин и что отклонения от этого закона, наблюдавшиеся Хенсбо [75], Лутцем и Кемпером [118], Энгельгардтом и Тунном [57], могут быть, приписаны экспериментальным условиям, но что некоторые из начальных градиентов для течения флюида, найденные Миллером и Лоу [126], были больше возможной ошибки эксперимента [следует заметить, что Миллер и Лоу установили линейное соотношение для глин с пористостью около 70%, нелинейное — для глин с пористостью около 85%, т. е. уже за пределами диапазона значений этого параметра, реального для осадочных пород (прим. 4)]. Данные Нордберга (см. рис. 3.8, а), возможно, указывают на начальный гидравлический градиент (~100) для течения жидкости, поскольку намечается отсечение небольшого отрезка оси ординат при $q=0$. Дебай и Клиланд приняли во внимание испарение и не обнаружили такого эффекта.

Интересно сравнить значения константы C , найденные по данным экспериментов Шривера [171] и Нордберга [131]. Выражая гидравлический радиус в явной форме $R^*=f/S$, где S — удельная поверхность, можно написать уравнение для проницаемости

$$k = C^* f T^{-3} (f^2/S^2). \quad (3.26)$$

Нордберг сообщает следующие данные для викора — вида стекла, использованного им: $f=0,28$; $S=1,9 \cdot 10^6$ см²/см³. Извилистость $T=l_{cp}/l$ другого образца этого стекла составляет около 2,5 [9]. Среднее значение k , определенное по данным Нордберга, равно $2,65 \cdot 10^{-16}$ см², отсюда $C^*=0,7$. Значение $C=8,42 \cdot 10^3$, найденное по данным экспериментов Шривера, включает множитель формы из гидравлического радиуса $(1/6)^2$, так что при сравнении надо принимать $C^*=0,3$. Проницаемость использованного Шривером материала варьирует от $9 \cdot 10^{-6}$ до $4 \cdot 10^{-7}$ см². Значения C^* из экспериментов Шривера и Нордберга поразительно близки в срав-

нении с огромной разницей значений проницаемости (в 10^9 — 10^{10} раз) взятых ими материалов. Не может ли быть так, что истинное значение C^* равно 0,5 и закон Дарси для ламинарного течения жидкостей через пористые твердые среды и через трубы один и тот же [уравнение (2.9)]?

Верхний предел закона Дарси. Для любого материала есть некоторые значения удельного расхода q , выше которого потери энергии перестают быть линейно связанными с q и возрастают быстрее. Другими словами, существует верхний предел у диапазона, в котором коэффициент фильтрации K постоянен. Принято соотносить этот предел с числом Рейнольдса, рассчитанным по расходу q и среднему диаметру зерен d . При этих условиях верхний предел закона Дарси приходится на число Рейнольдса между 1 и 10. Фактически найденный диапазон может быть больше, чем указанный, но это не должно нас излишне заботить, потому что число Рейнольдса, вычисленное таким образом, вряд ли может быть удовлетворительным. Воображаемая скорость q соотносится со средней поровой скоростью через множитель fT^{-2} , а средний диаметр зерен d является характеристической длиной той части материала, через которую флюид не проходит. Более реальным число Рейнольдса для течения флюида через пористые твердые среды было бы

$$(qT^2/f) (\rho/\eta) \{ fd/[a(1-f)] \},$$

где d — гармонический средний диаметр зерен; коэффициент a принимает значения от 6 (для сферических зерен) до 8 (для зерен неправильной формы).

Используя предположения, приведшие к уравнениям (3.19) и (3.21), мы видим, что $fT^{-2}=f^m$, так что в этом числе Рейнольдса есть множитель, отвечающий пористости, $f^{1-m}/[a(1-f)]$. Если $f=0,3$; $m=1,3$; $a=7$, то этот множитель равен 0,3. Значения числа Рейнольдса, рассчитанные на основе расхода q и среднего диаметра зерен, слишком велики и не принимают во внимание все важные параметры твердой пористой среды.

Линдквист [117] выполнил интересное исследование течения воды через пористые грунты и пришел к заключению, что закон Дарси нарушается при $Re \approx 4$, но течение остается ламинарным до $Re=180$. Он считает, что нарушение закона Дарси обусловлено силами инерции в потоке через поровые каналы неправильной формы. Бахметьев и Федоров [7] также нашли, что закон Дарси перестает действовать при $Re \approx 4$. Хабберт [87] подчеркивал, что первое нарушение закона Дарси вызвано не турбулентностью, а повышением роли сил инерции. Браунелл и Катц [23] также нашли критическое значение числа Рейнольдса (~ 5), выше которого закон Дарси неприменим. Они полагали, что это вызвано турбулентностью в некоторых каналах при ее отсутствии в остальных. Шнеебели [170] установил, что закон Дарси нарушается при $Re \approx 5$ для сфер и при $Re \approx 2$ для гранитного щебня, но что турбулентность для этих материалов возникает при $Re \approx 60$. Эти

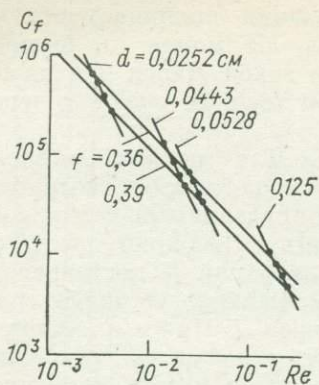


Рис. 3.9.

результаты предполагают, что не исключается влияние как формы, так и извилистости поровых каналов на значение Re , при котором нарушается закон Дарси, но указанное различие значений Re могло быть связано только с различием пористости. Влияние пористости показано на рис. 3.9, где сопоставлены данные Шривера и безразмерные числа Шнеебели*.

Надо, однако, с удовлетворением отметить, что большая часть течения подземных вод происходит в пределах правомерности закона Дарси. Действительные критические значения числа Рейнольдса (когда принимаются в расчет пористость и гармонический средний диаметр зерен, который всегда меньше, чем средний геометрический или средний арифметический) оказываются близкими к единице. Генерализация закона Дарси для жидкостей является чересчур большим упрощением при геологических процессах, но она позволяет понять еще более сложную действительность, смысл проницаемости и факторы, влияющие на нее. Реальные отложения имеют варьирующие размеры зерен, различные сортировку, пористость и извилистость; кроме того, все эти параметры могут меняться вдоль пути потока. Движение подземных вод сквозь пористые отложения может происходить в обстановке меняющейся геометрии пласта, колебаний проницаемости пород, изменения вязкости и плотности жидкости вследствие непостоянной температуры.

* Статистика не заменяет мышления. Регрессионный анализ групп Шнеебели для всех данных Шривера дает соотношение $C_f = 1433 Re^{-0,99}$ с $r = -0,994$ и уровнем значимости $< 0,1\%$. Из этого можно было бы заключить, что $C_f = \text{const}$ и, таким образом, $d^2/K = \text{const}$ для постоянной пористости. Однако регрессионный анализ данных отдельно по каждому диаметру приводит к наклону на графике \log/\log , равному $-2,0$ при $r = -1$. Для постоянного же диаметра $C_f \sim Re^{-2}$, откуда мы находим $gd^3(\rho/\eta)^2 = \text{const}$. Но это не говорит нам чего-либо, чего бы мы уже не знали, потому что все другие величины были постоянны в экспериментах Шривера. Можно заключить отсюда, что, во-первых, эксперименты Шривера были скрупулезными и, во-вторых, по крайней мере одна из безразмерных переменных отсутствует в группах Шнеебели. Подавление пористости в первом результате мало повлияло на статистическую значимость только потому, что существует лишь ограниченный диапазон пористостей, которые могут быть у твердых пористых сред.

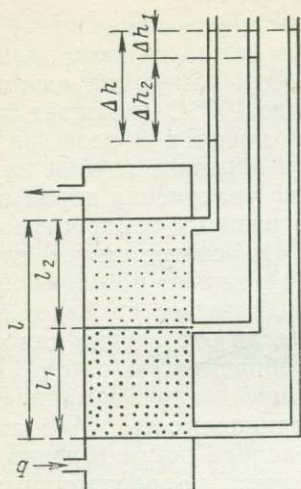


Рис. 3.10.

Рассмотрим течение воды через два пласта разного песка (рис. 3.10) в приборе, аналогичном прибору Дарси. Закон сохранения вещества требует, чтобы объемный расход потока на единицу поперечного сечения в первом слое был бы таким же, как и во втором. Следовательно,

$$Q/A = q = k_1 (\rho/\eta) g (\Delta h_1/l_1) = k_2 (\rho/\eta) g (\Delta h_2/l_2) = \bar{k} (\rho/\eta) g (\Delta h/l). \quad (3.27)$$

Если отношение $g\rho/\eta$ можно считать постоянным, то

$$k_1/k_2 = (\Delta h_2/l_2)/(\Delta h_1/l_1), \quad (3.28)$$

т. е. отношение проницаемостей пластов (и гидравлических проводимостей) равно обратному отношению их гидравлических градиентов. Если, например, гидравлический градиент в первом пласте в 2 раза ниже, чем во втором, то проницаемость второго пласта составляет лишь половину проницаемости первого. Эти два пласта вместе ведут себя так, как если бы они были одним пластом с проницаемостью \bar{k} и гидравлическим градиентом $\Delta h/l$. Закон Дарси в практическом смысле является статистическим соотношением, неоднородности осредняются между точками манометрических измерений. Чем больше число измерений полного напора вдоль пути потока, тем более детальную информацию можно получить об изменениях проницаемости. Давление или полный напор определяются в настоящее время более надежно, чем проницаемость *in situ*.

В природных условиях существование геотермического градиента делает переменными динамическую η и кинематическую ν вязкости. Строго говоря, давление тоже влияет на эти параметры, увеличивая плотность и вязкость воды при подземных температу-

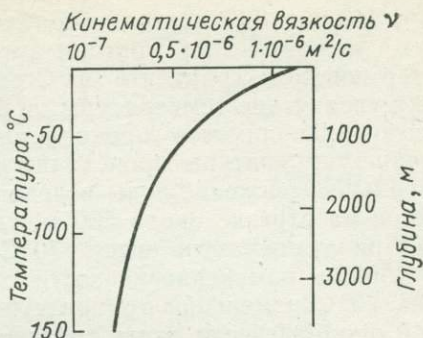


Рис. 3.11.

рах [14]. На рис. 3.11 показано приблизительное изменение v в глубинных условиях при нормальном гидростатическом давлении и геотермическом градиенте $36^\circ\text{C}/\text{км}$. Эти изменения важны, поскольку увеличение температуры от 25 до 100°C повышает гидравлическую проводимость проницаемых пород в 3 раза, но такое изменение температуры происходит при перепаде глубин на 2 км. Вертикальное движение воды вследствие уплотнения пород осуществляется на отрезке около 500 м, где разница температур менее 20°C . При температуре выше 70°C , что соответствует глубине около 1500 м, изменение вязкости относительно невелико (около 25% на 20°C изменения температуры), поэтому не будет значительной ошибкой, если взять среднее (если это звучит как современное соображение, пусть читатель обратится к работе Кинга [105]). Эти принципы можно распространить на многопластовые толщи и получить относительную проницаемость. Абсолютные значения проницаемости и удельного расхода найти гораздо труднее, и никаких попыток сделать это здесь не предпринимается.

Латеральная миграция воды через песок может происходить в условиях изменчивости как проницаемости, так и общей геометрии пласта. Этот процесс будет рассмотрен в следующей главе после введения сеток течения, но уже здесь следует отметить, что удельный расход не остается постоянным в проницаемом пласте переменной мощности из-за изменений площади его поперечного сечения. Поэтому уравнение (3.27) приведем к виду

$$Q = k_1 A_1 (\rho/\gamma) g (\Delta h_1/l_1) = k_2 A_2 (\rho/\gamma) g (\Delta h_2/l_2), \quad (3.29)$$

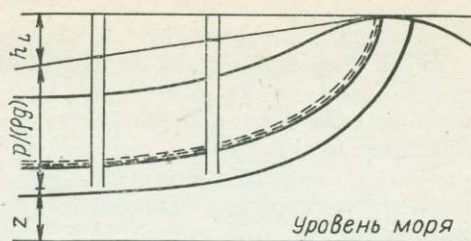
площадь A обычно пропорциональна мощности водоносного горизонта.

4

ВОДОНОСНЫЙ ГОРИЗОНТ И ПОЛЯ ТЕЧЕНИЯ

Одно дело — ставить эксперименты, чтобы определить, как это делал Дарси, количество воды, которое может быть пропущено через песчаный фильтр, совсем другое — приложить эти результаты к геологической среде водоносного горизонта. Рассмотрим артезианский водоносный горизонт (рис. 4.1), в который вода поступает в области питания на возвышениях рельефа и покидает его, высачиваясь там, где поверхность рельефа ниже, или в результате выкачивания. Любая скважина, вскрывающая этот водоносный горизонт, встретит в нем воду, которая потечет на поверхность, если только не будет удержана оборудованием устья скважины. Давление воды и ее плотность могут быть измерены на поверхности и по ним рассчитан пьезометрический напор (если плотность изменяется от скважины к скважине, берут среднее значение).

Рис. 4.1.



Если принять, что скоростной напор пренебрежимо мал, то полный напор над принятой плоскостью отсчета

$$h = z + p/(\rho g); \quad (4.1)$$

потенциал флюида (прим. 5) в месте расположения скважины

$$\Phi = gh = gz + p/\rho. \quad (4.2)$$

Если имеется достаточно скважин, можно вычертить в изолиниях воображаемую поверхность полного напора водоносного горизонта, которая отличается множителем g от поверхности потенциала флюида и называется потенциметрической поверхностью (менее желательно название пьезометрическая поверхность, так как она отражает не только давление). Потенциметрическая поверхность определяется уравнением (4.1) или (4.2) для водоносного горизонта: это уровень, до которого вода поднялась бы в пьезометре, введенном в водоносный горизонт в любой его точке. Форма этой поверхности определяется потерями энергии из-за движения воды в водоносном горизонте; если вода не движется, то нет и потерь энергии, в этом случае потенциметрическая поверхность горизонтальна. Линии равного потенциала, проведенные на потенциметрической поверхности, называются эквипотенциальными. Они получаются при пересечении горизонтальной и потенциметрической поверхностей.

Из экспериментов Дарси следует, что вода течет из положения с большей энергией (потенциалом) в положение с меньшей энергией (потенциалом). Следовательно, там, где потенциметрическая поверхность негоризонтальна, вода водоносного горизонта находится в движении и движется она в направлении максимального наклона в сторону понижения потенциметрической поверхности. Интуитивно мы можем считать, что направление течения в некоторой точке является нормальным к эквипотенциальной поверхности в этой точке и, таким образом, нормальным к эквипотенциальной линии в этой точке. Поэтому макроскопические линии течения, или линии тока, могут быть нарисованы на основании эквипотенциальных линий; те и другие вместе образуют сетку потока (рис. 4.2). Линии тока сближаются там, где жидкость ускоряется, и расходятся там, где она замедляется.

Рассмотрим две неработающие скважины, расположенные одна за другой вдоль одной линии тока (рис. 4.3). Вода течет (потен-

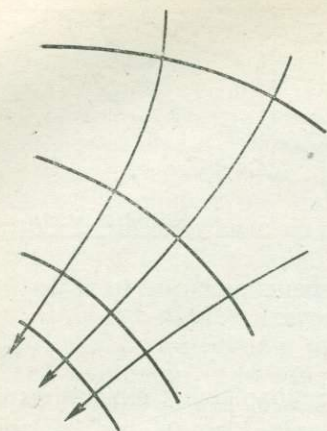


Рис. 4.2.



Рис. 4.3.

циометрическая поверхность негоризонтальна) от B к A , потому что именно в этом направлении уменьшается энергия. Возникают вопросы, сколько воды протекает и как быстро? Если бы мы знали гидравлическую проводимость или проницаемость водоносного горизонта, мы могли бы ответить по крайней мере на первый вопрос, исходя из закона Дарси

$$q = Q/A = K(h_B - h_A)/l = k(\rho/\gamma)(\Delta\Phi/l); \quad (4.3)$$

обратите внимание, что l — макроскопическая длина вдоль горизонта, а не горизонтальное расстояние, так что наклон потенциометрической поверхности не обязательно отвечает гидравлическому градиенту или градиенту потенциала.

Практическая проблема здесь заключается в том, что проницаемость, измеренная по керну скважины, во-первых, характеризует очень маленький образец породы горизонта, а во-вторых, керн обычно оказывается механически нарушенным в результате выбуривания и извлечения из условий пластовых температуры и давления в атмосферные. Поэтому хотя проницаемость образца может быть измерена с большой точностью, она не отражает свойств породы на глубине. В идеале мы хотим знать общую проницаемость водоносного горизонта в направлении течения, но должны удовлетвориться оценками для меньших объемов (но больших, чем образец). Наилучшие оценки получаются по результатам измерений при откачках из скважин.

Поля потока. О любой физической величине, которая может быть отображена в трехмерном пространстве, можно сказать, что она имеет поле. Так, у некоторого объема воды существует поле температуры, поле давления и, если вода движется, поле скорости. Поскольку температура и давление флюида являются скалярными величинами (в любой точке они полностью определяются одним числом), а скорость — векторной величиной (для ее определения

требуются число и направление), об этом объеме воды будет точнее сказать, что он имеет скалярные поля температуры и давления и векторное поле скорости. Мы упоминаем также о гравитационном поле и поле напряжений. Тяготение является векторной величиной, которую мы считаем постоянной по модулю и направлению (оставим геофизикам те малые вариации, которые значимы для них). Напряжение относится к тензорным величинам, требующим для своего определения девяти компонент. При исследовании течения воды через пористые породы ограничимся скалярными и векторными полями.

Для каждого скалярного поля существует связанное с ним векторное поле скорости изменения скалярной величины в трехмерном пространстве. Например, в поле давления есть поверхности, которые проходят непрерывно через точки с равными значениями давления. Эти изобарические поверхности для неподвижной воды горизонтальны. В векторном поле градиента давления векторные линии везде нормальны к изобарическим поверхностям. Точно так же существует векторное поле градиента температуры, в котором векторные линии нормальны к изотермическим поверхностям.

Потенциалы — скалярные величины: потенциал в точке имеет значение, но не имеет направления. Следовательно, поле потенциала флюида является скалярным полем, с которым связано векторное поле градиента потенциала. Это поле имеет фундаментальное значение в анализе движения подземных вод, поскольку градиент потенциала флюида служит «движущей силой» перемещения воды через пористую породу. Водоносную толщу пород характеризуют поля давления, скорости, потенциала. Кроме того, надо помнить, что все геологические процессы происходят в гравитационном поле. Рассмотрим сначала поле давления и гравитационное поле.

Когда некоторый объем жидкости находится в покое, все поверхности равного давления горизонтальны и векторы градиентов давления вертикальны. Градиент давления — это скорость изменения давления вдоль линии, нормальной к изобарической поверхности, в данном случае — вдоль вертикальной линии. Следовательно, результирующая сила, действующая на единичный куб жидкости (рис. 4.4), есть разница между давлениями на две его горизонтальные грани ($p_2 - p_1$). Масса этого единичного объема жидкости равна ρ . Следовательно, на единицу массы жидкости действует результирующая сила

$$F_p = - (1/\rho) [(p_2 - p_1)/(d_2 - d_1)] = - (1/\rho) \text{grad } p, \quad (1.4)$$

где $(p_2 - p_1)/(d_2 - d_1)$ — градиент давления, который можно записать как $\text{grad } p$.

Эта сила по размерности идентична силе тяжести, действующей на единицу массы. В случае покоя

$$(1/\rho) \text{grad } p = \mathbf{g}. \quad (4.5)$$

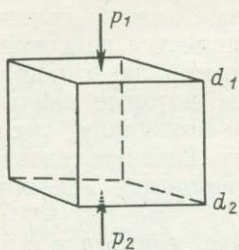


Рис. 4.4.

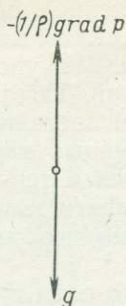


Рис. 4.5.

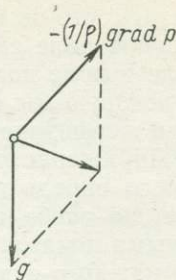


Рис. 4.6.

Можно сказать, что векторное поле градиента давления, выраженного как сила на единицу массы в объеме покоящейся воды, равно векторному полю гравитации. Результирующая сила, действующая на воду в этом объеме, равна нулю — вода находится в покое (рис. 4.5).

В объеме воды, находящемся в движении, изобарические поверхности не горизонтальны и векторы поля $\text{grad } p$ не вертикальны (рис. 4.6). Результирующая сила действует на воду, придавая ей ускорение, которое расходуется на преодоление сопротивления трения.

Обратимся к полю потенциала флюида. Потенциал флюида Φ является скалярным количеством энергии, которым обладает единица массы жидкости в определенном положении (прим. 5). Связанная с ним векторная величина $\text{grad } \Phi$ определяет направление течения и совместно с коэффициентом фильтрации или гидравлической проводимости K — удельный расход воды. Хабберт [87] показал, что потенциал флюида является суммой работы по преодолению гравитации и давления при переносе единицы массы в ходе процесса без трения из некоторого состояния и из положения отсчета в его данное состояние и данное место:

$$\Phi = gz + (p - p_0)/\rho; \quad \dim \Phi = L^2 T^{-2}. \quad (4.6)$$

В главе 2 мы приняли, что gz является потенциалом механической энергии единицы массы воды, который мы теперь назовем гравитационным потенциалом

$$U = gz; \quad \dim U = L^2 T^{-2}. \quad (4.7)$$

Это скалярное поле имеет связанное с ним векторное поле градиента гравитационного потенциала, его размерность LT^{-2} . Ясно, что поверхности равного гравитационного потенциала горизонтальны, а линии поля градиента гравитационного потенциала вертикальны и соответствуют вектору \mathbf{g} . Если объем воды находится в покое, поверхности равных давлений горизонтальны, а линии поля градиента давления вертикальны; в этом случае вектор $-(1/\rho)\text{grad } p$ равен по модулю и противоположен по направлению

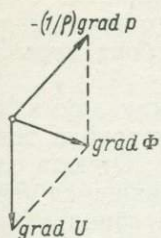


Рис. 4.7.

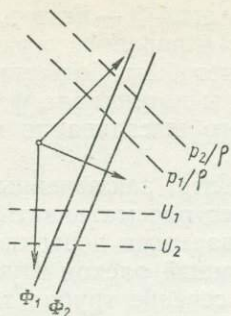


Рис. 4.8.

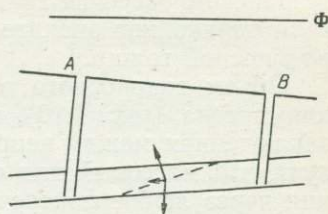


Рис. 4.9.

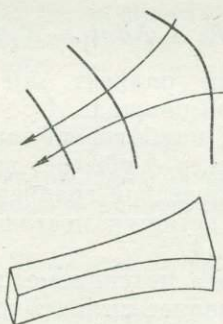


Рис. 4.10.

вектору градиента гравитационного потенциала $\text{grad } U$; результирующая сила равна нулю. Однако если вода движется, то сила $-(1/\rho)\text{grad } p$ не вертикальна и не равна $\text{grad } U$; в этом случае результирующей является ненулевая векторная величина градиента потенциала флюида (рис. 4.7).

Таким образом, мы имеем три поля, из которых поле градиента потенциала является результирующим двух других. Поверхности равного давления, равного гравитационного потенциала и равного потенциала флюида нормальны к векторам их градиентов (рис. 4.8); эти поверхности могут быть изображены графически по данным скважин. Подземные воды текут в направлении, обратном направлению вектора градиента потенциала: из положения с более высоким значением потенциала флюида в положение с меньшим его значением.

Возвращаясь теперь к артезианскому водоносному горизонту, мы можем получить поля течения в нем по измерениям глубин и давлений в скважинах и по рассчитанной потенциометрической поверхности (рис. 4.9). Поскольку вода пространственно «привязана» к водоносному горизонту, то ее макроскопические линии тока ограничены верхней и нижней границами этого горизонта, а эквипотенциальные поверхности нормальны к течению. Поверхности равного давления не горизонтальны, а наклонены в направлении движения на угол, который определяется градиентом потенциала

флюида. Будем помнить, что $\text{grad } \Phi$ — вектор, который имеет как направление, так и модуль. Направление ограничивается водоносным горизонтом, модуль может быть большим или малым. В артезианском бассейне градиенты потенциала флюида обычно малы, если только нет значительного высачивания или отбора воды из водоносной толщи.

Объем водоносного горизонта, заключенный между двумя линиями тока (рис. 4.10), может рассматриваться как трубка тока, заключенная между непроницаемыми поверхностями. Отсюда следует, что массовый или объемный расход в установившемся течении через любое поперечное сечение трубки тока за единицу времени постоянен (прим. 6). Таким образом, из закона Дарси получаем

$$Q = K_1 A_1 \Delta h_1 / l_1 = K_2 A_2 \Delta h_2 / l_2. \quad (4.8)$$

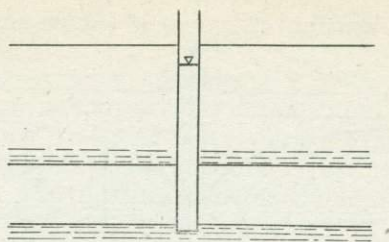
Если гидравлический градиент $\Delta h/l$ представить в изолиниях, можно отметить: 1) если площадь A остается постоянной, то коэффициент фильтрации K наибольший там, где гидравлический градиент наименьший; 2) если A убывает вниз по потоку, а K остается постоянным, то гидравлический градиент возрастает; 3) если гидравлический градиент остается постоянным, то K возрастает по мере того, как убывает A .

Таким образом, карта потенциметрической поверхности водоносного горизонта позволяет выявить направления движения воды внутри этого горизонта и сделать некоторые общие заключения об изменениях его свойств. Замкнутая область высокого потенциала может существовать только в том случае, если там есть источник воды и вода добавляется в водоносный горизонт. Замкнутая область низкого потенциала может существовать только тогда, когда там есть сток и вода забирается из водоносного горизонта. Такая область образуется вокруг откачивающей воду скважины, при этом форма воронки депрессии дает возможность оценить проницаемость на большей площади, чем это делается по образцам пород.

ОТКАЧИВАЮЩИЕ ВОДУ СКВАЖИНЫ

Рассмотрим скважину, которая полностью вскрывает горизонтальный изотропный ограниченный водоносный горизонт, вода в котором находится в покое (рис. 4.11). До того как начнется откачка из скважины, уровень воды в ней совпадает с потенциметрической поверхностью. Изобарические поверхности горизонтальны, вода по всему водоносному горизонту имеет один и тот же потенциал, так что потенциметрическая поверхность горизонтальна: вода не течет. Когда из скважины откачивается вода, скважина становится стоком и вода течет радиально по водоносному горизонту к скважине в соответствии с градиентом потенциала, который возник благодаря снижению потенциала в скважине. Объем воды Q , откачиваемый в единицу времени (когда до-

Рис. 4.11.



стигнуто установившееся течение), притекает в ствол скважины через площадь

$$A_c = 2\pi r_c t, \quad (4.9)$$

где r_c — радиус скважины; t — мощность водоносного горизонта.

Тот же самый объем воды проходит в единицу времени через площадь любого концентрического сечения большего радиуса r , так что

$$A = 2\pi r t. \quad (4.10)$$

Пусть q_c — удельный расход Q/A_c на входе в ствол скважины, а q — удельный расход через концентрическую площадь сечения радиусом r , тогда

$$\begin{aligned} q_c \cdot 2\pi r_c t &= q \cdot 2\pi r t; \\ q &= q_c r_c / r. \end{aligned} \quad (4.11)$$

Отсюда мы видим, что удельный расход, который является воображаемой скоростью, изменяется обратно пропорционально расстоянию от оси скважины. Из закона Дарси

$$q = K(\Delta h / \Delta r) = q_c r_c / r, \quad (4.12)$$

откуда гидравлический градиент

$$\Delta h / \Delta r = (q_c / K)(r_c / r). \quad (4.13)$$

Если полный напор на стенке скважины равен h_c , то полный напор на расстоянии радиуса r выразится как

$$h_r = h_c + \frac{q_c r_c}{K} \int_{r_c}^r \frac{1}{r} dr = h_c + \frac{q_c r_c}{K} \ln \frac{r}{r_c}. \quad (4.14)$$

Поскольку $q_c = Q / (2\pi r_c t)$, можно подставить $Q / (2\pi t)$ вместо $q_c r_c$ в уравнение (4.14):

$$h_r = h_c + [Q / (2\pi t K)] \ln (r / r_c); \quad (4.15)$$

отсюда видно, что полный напор возрастает как натуральный логарифм расстояния от скважины, приближаясь к полному напору статического водоносного горизонта (к напору, бывшему до откачки из скважины).

Уравнение (4.15) показывает, что напор h_r возрастает до бесконечности по мере того, как возрастает r , а это значит, что до-

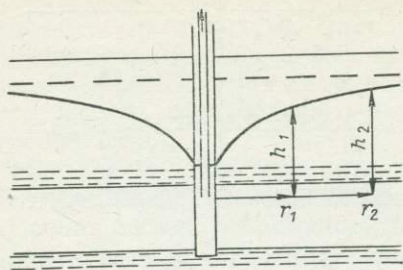


Рис. 4.12.

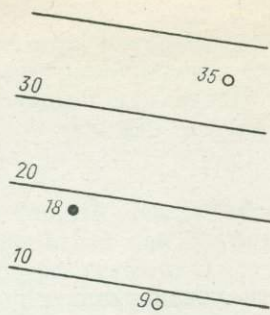


Рис. 4.13.

стигнуть установившегося течения в конечном водоносном горизонте теоретически невозможно.

В более общем виде

$$h_2 - h_1 = [Q/(2\pi tK)] \ln(r_2/r_1); \quad (4.16)$$

индекс 2 отвечает положению, более далекому от скважины, чем положение с индексом 1 (рис. 4.12). Граничные условия для этого уравнения: $h_2 = h$ при $r = r_i$, где r_i — «радиус влияния». Уравнение (4.16) принадлежит Тьему [191] и носит его имя. Произведение tK (размерность L^2T^{-1}) известно как водопроводимость водоносного горизонта.

Коэффициент фильтрации задается, таким образом, выражением

$$K = [Q/[2\pi t(h_2 - h_1)]] \ln(r_1/r_2). \quad (4.17)$$

Отсюда можно видеть, что если мы определим высоту пьезометрической поверхности в двух местах, когда скважина откачивает воду устойчиво с расходом Q , то можно найти и коэффициент фильтрации. Высоту потенциметрической поверхности можно измерить в наблюдательных скважинах (скважины небольшого диаметра, пробуренные специально для этой цели).

Уравнение (4.17) строго справедливо только для установившегося течения, а это теоретически невозможно в конечном водоносном горизонте. Но оно показывает, что чем больше коэффициент фильтрации K , тем меньше глубина воронки депрессии и больше радиус влияния откачивающей скважины. Наблюдательные скважины должны быть пробурены в пределах радиуса влияния — в достаточно выраженной части депрессионной воронки. Сама откачивающая скважина может быть использована для определения h_1 . Хотя такая практика ведет к риску ошибки из-за несоответствия течения вблизи скважины закону Дарси, но такая информация все-таки лучше, чем вообще никаких данных. Для определения K откачку из скважины не обязательно вести с максимальной интенсивностью, но она должна быть достаточно высокой, чтобы создать измеримую воронку депрессии или понижение уровня в скважине. Можно считать, что достигнуто установившееся тече-

ние, когда уровень воды (или давление) в наблюдательных скважинах стабилизируется.

Если вода в водоносном горизонте не находится в покое, т. е. потенциометрическая поверхность наклонная по отношению к горизонтальной, то симметрия воронки депрессии от работающей скважины нарушается. Но потенциалы (и напоры) — скалярные величины, так что они являются результатом суперпозиции (наложения) одного поля (вызванного откачкой) на другое:

$$\Phi_{\text{общ}} = \Phi_{\text{вод-гор}} + \Phi_{\text{скв}}; \quad h_{\text{общ}} = h_{\text{вод-гор}} + h_{\text{скв}}. \quad (4.18)$$

Потенциал и напор, связанные с работой скважины, отрицательны, если вода извлекается, положительны, — если нагнетается.

Если наклон потенциометрической поверхности водоносного горизонта значителен, то требуются по крайней мере две наблюдательные скважины и они не должны находиться на одной прямой линии с откачивающей скважиной (рис. 4.13). При таком расположении скважин можно получить ценную информацию о водоносном горизонте. Статические уровни воды в трех скважинах (статические определения относятся к природным уровням) показывают наклон потенциометрической поверхности и, следовательно, направление движения воды в водоносном горизонте.

Когда достигнута устойчивая работа скважины с дебитом Q , воронка депрессии накладывается на потенциометрическую поверхность водоносного горизонта. Существуют, конечно, изощренные методы решения этих проблем, но и простой подход может быть все же полезен. Понижение s (рис. 4.14, а) — это разница между статическим и динамическим (при откачке) уровнями в скважине. Уравнение (4.17) могло быть написано в терминах понижения, а не напора. Следовательно, выражение для гидравлической проводимости можно получить подстановкой ($s_1 - s_2$) вместо ($h_2 - h_1$) в это уравнение, а из формулы (4.16) могут быть оценены радиусы равных интервалов понижения. Эквипотенциальные линии объединенного поля получаются алгебраическим сложением двух компонент (рис. 4.14, б). Сетка течения может быть завершена проведением линий тока нормально к эквипотенциальным линиям.

Безнапорные водоносные толщи. Мы рассматривали ограниченные (напорные) водоносные горизонты, потому что количественная обработка их параметров намного проще. С не ограниченными водоупором, т. е. с безнапорными, водоносными горизонтами действовать намного труднее, потому что зеркало подземных вод (свободная поверхность воды) является и потенциометрической поверхностью (рис. 4.15). При этом не только течение является трехмерным вблизи скважины, но и площади концентрических цилиндров сечений, через которые протекает вода, убывают к скважине (мощность t горизонта принималась постоянной в случае ограниченного водоносного горизонта). Уравнение для безнапорного течения, аналогичное выражению (4.16), имеет вид

$$h_2^2 - h_1^2 = [Q/(\pi K)] \ln(r_2/r_1). \quad (4.19)$$

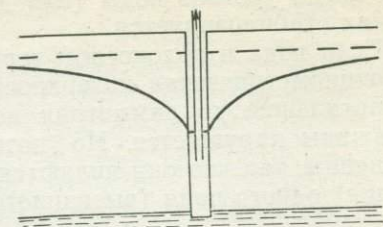
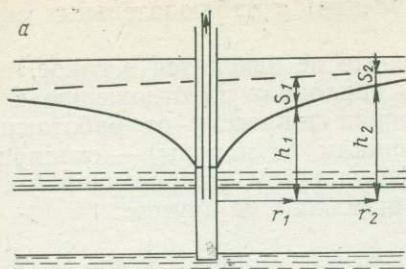


Рис. 4.15.

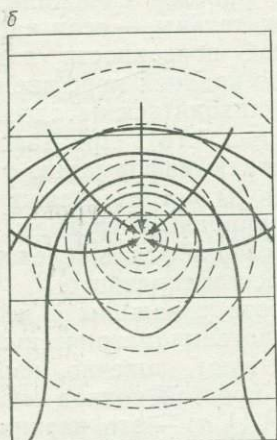


Рис. 4.14.

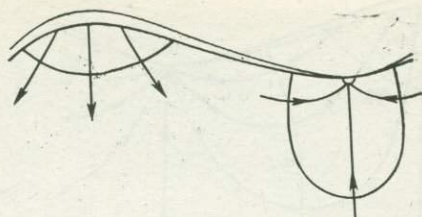
Это уравнение уже лишено строгости уравнения (4.16), так как оно зависит от предположения, известного как предпосылка Дюпюи: течение однородно и горизонтально, интенсивность течения пропорциональна тангенсу (а не синусу) угла наклона свободной поверхности $\Delta h/\Delta r$. Эти допущения вполне резонны для потока на некотором удалении от скважины, где наклон свободной поверхности воды мал, но они совершенно неприемлемы возле скважины, где существует значительная вертикальная компонента течения.

Уравнение (4.19) выведено следующим образом. Возьмем горизонтальный изотропный водоносный горизонт с непроницаемым основанием и неподвижной водой. Пусть он полностью вскрыт скважиной, устойчиво работающей с расходом Q . При допущении горизонтального течения расход Q будет одинаковым через любую concentрическую цилиндрическую поверхность ниже уровня свободной воды. Площадь такой поверхности $2\pi hr$, где h — высота свободной поверхности воды над подошвой горизонта. Закон Дарси с учетом предпосылки Дюпюи запишется как

$$Q = KA \left(\frac{dh}{dr} \right) = 2\pi K r h \left(\frac{dh}{dr} \right). \quad (4.20)$$

Интегрирование этого уравнения по h и r ($h=h_1$, когда $r=r_1$; $h=h_2$, когда $r=r_2$) дает выражение

Рис. 4.16.



$$Q = \pi K (h_2^2 - h_1^2) / \ln (r_2/r_1),$$

которое может быть перестроено в форму уравнения (4.19).

При условии, что наклон dh/dr невелик, можно получить оценку гидравлической проводимости по данным работающей скважины и двух наблюдательных скважин. Если принять за r_1 радиус скважины r_c или если радиус мал (наблюдательная скважина находится вблизи работающей), то такие оценки могут ввести в заблуждение, поскольку предпосылка Дюпюи не является уже справедливой.

ЕСТЕСТВЕННЫЕ СТОКИ

Явления понижения уровня и расхода потока, связанные со скважинами, откачивающими воду из безнапорных водоносных горизонтов, свойственны и их природным двойникам — ручьям и рекам, вскрывающим такие горизонты (рис. 4.16). Однако при этом надо иметь в виду, что безнапорные горизонты подпитываются атмосферными осадками, количество которых меняется от сезона к сезону. Чтобы понять эти процессы, рассмотрим поток воды, поступающий в открытый канал, который лишь частично вскрывает безнапорный горизонт. Предположим, что водоносный горизонт равномерно подпитывается дождевыми осадками по всей площади, так что зеркало воды поддерживается на постоянном уровне в каждой точке. Таким образом, водоносный горизонт имеет источник питания, а канал является его стоком. Вода течет через горизонт от водораздела подземных вод к каналу, и наша цель — нарисовать схематически эквипотенциальные линии и линии тока.

На равных высотах над уровнем воды в канале по обе стороны от него эквипотенциальная линия пересекает зеркало воды в водоносном горизонте (см. рис. 4.16). Так как вода в канале имеет наименьший потенциал в этом сечении, эквипотенциальная поверхность, близкая к каналу, должна пройти под ним и поток будет следовать радиально в канал. На водоразделе направление потока меняется, здесь эквипотенциальные поверхности вогнуты вверх. Таким образом, течение наблюдается во всех направлениях: от вертикального вниз на водоразделе до вертикального вверх под каналом. Следуя Кингу [105] и Хабберту [87], нарисуем гидродинамическую сетку (рис. 4.17). Благодаря подпитыванию дождевыми осадками, которое принимается равномерным по всей данной

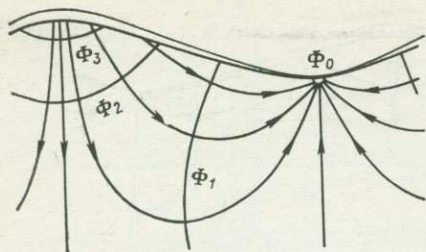


Рис. 4.17.

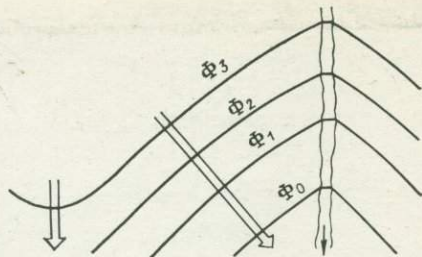


Рис. 4.18.

площади, линии тока вблизи зеркала подземных вод более крутые, чем наклон зеркала.

В плане мы также можем наметить гидродинамическую сетку (рис. 4.18) и увидеть, что эквипотенциальные поверхности проходят как под водоразделом, так и под каналом и что в общем линии тока следуют склонам рельефа. Это ясно понимал Лейтем, который писал [111, с. 207]: «Стояние уровней воды с таким наклоном является ясным свидетельством движения... Самое высокое положение подземных вод обычно обнаруживается под самыми высокими участками поверхности, а самый низкий уровень — под низкими участками. Латеральное течение воды происходит от холмов к долинам, а продольное — вниз по линии долин. Таким образом, как общее правило, течение подземной воды идет в соответствии с наклоном поверхности местности».

В природе, конечно, подпитывание не является однородным, водоносные горизонты не имеют обычно очень большой мощности и не бывают строго изотропными. Тем не менее, непосредственно подтверждается общее положение: когда свободная поверхность жидкости не горизонтальна, жидкость находится в движении, причем во всем объеме водоносной толщи, а не только непосредственно вблизи зеркала подземных вод (прим. 7).

5

ВОДОНОСНЫЕ ГОРИЗОНТЫ: РОДНИКИ, РЕКИ И ИНЖЕНЕРНЫЙ ДРЕНАЖ

Напомним, что реки это не просто каналы, которые несут ж морю сток дождевых вод. Непересыхающие реки питаются подземными водами, ручьями, стоком дождевой воды. Постоянные ручьи также питаются подземными водами, меньшими ручьями и поверхностным стоком. Их источником является родник или зона высачивания — самое высокое пересечение земной поверхности и зеркала подземных вод. Наиболее частые причины родников пока-

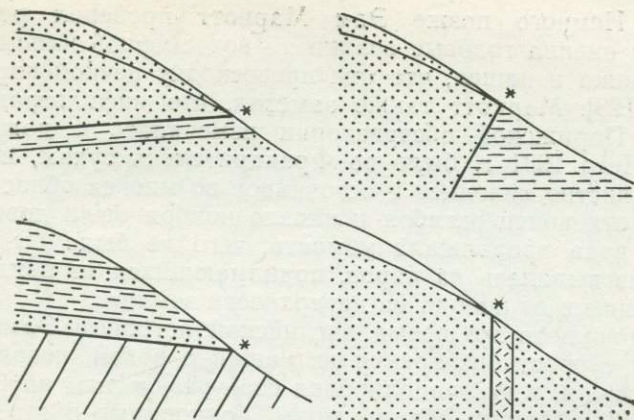


Рис. 5.1.

заны на рис. 5.1. Когда есть углубление в земле, которое вскрывает зеркало грунтовых вод, образуется озеро. Но озеро может также питаться ручьем; переполняясь, оно в свою очередь образует ручей. Здесь почти всегда речь идет о безнапорных горизонтах, которые подпитываются дождевыми водами, просачивающимися вниз через почву.

Течение перемежающихся рек может быть обязано преимущественно стоку при интенсивных дождях (как пустынные вади) или сезонному подъему зеркала подземных вод в дождливый сезон (как во многих австралийских реках). Участки реки могут быть перемежающимися там, где она течет через выходы пористых и проницаемых коренных пород, в которых зеркало подземных вод может время от времени лежать значительно ниже русла реки (часто такими породами являются мощные известняки). Таким образом, деятельность родников и течение рек и ручьев связаны с выпадением дождей и вариациями уровня грунтовых вод.

Эти наблюдения, конечно, не новы. Древние думали, что источники и реки питаются подземными резервуарами (было бы самонадеянно с нашей стороны предполагать, что они неверно понимали природу этих резервуаров). Первые научные наблюдения были выполнены Пьером Перро в верхней части бассейна Сены во Франции между 1668 и 1670 г. и опубликованы в его книге «Происхождение родников» в 1674 г. Он измерял количество дождевых осадков и оценивал речной поток, в результате чего нашел, что количество воды, выпадавшей в виде дождя, в 6 раз больше уносимого рекой. Эти измерения рассеивали любые опасения, что дождевых осадков недостаточно для обеспечения течения рек [141, 142]. Но Перро нельзя приписать честь понимания природы родников; в своей книге он настаивает, что дождевая вода не может проникать глубоко в землю. Перро думал, что вода в колодцы поступает из рек, поэтому если нет рек, то не будет и воды для

колодцев. Немного позже Эдм Мариотт проверил результаты Перро. Он оценил годовые осадки на водосборной площади Сены выше Парижа и нашел, что они превосходят речной поток почти в 7 раз [123]. Мариотт также заметил, что инфильтрация воды в подвал Парижской обсерватории изменялась с дождем [123, с. 336]: «Лето 1681 г. было во Франции очень сухим, настолько, что большинство колодцев и источников во многих областях пересохли, и хотя конец октября и начало ноября были довольно холодными, вода продолжала убывать, чего не было бы, если бы воды образовывалась из паров, поднимающихся из земли и конденсирующихся от холода на поверхности земли».

Примерно в то же время английский астроном Эдмонд Хэли определил скорость испарения из чашки с водой, посоленной до солености моря, и экстраполировал свои результаты на Средиземное море [73]. Оценив объемы воды, приносимые в это море реками, он заключил, что испарение вполне достаточно, чтобы удалить воды, поставляемые реками и дождями. Хэли нашел, что вклад рек составлял только треть количества воды, удаляемой испарением. К такому соотношению приходят и в настоящее время [69]. Хэли дал также короткий, но точный «расчет циркуляции водных паров моря и причин родников» [74]. Таким образом, важные ингредиенты процесса, который теперь известен как гидрологический цикл (рис. 5.2), были установлены более чем два столетия назад. Мы сосредоточим свое внимание на той части цикла, которая происходит под землей и на земле, и на взаимоотношениях между водоносными горизонтами, реками и дождевыми осадками.

Давно замечено, что уровень воды в колодцах колеблется. Но только появление точных инструментов дало возможность Кингу [104] и Витчу [197] опубликовать отчеты о детальных наблюдениях, которые до сих пор представляют интерес. Витч обнаружил, что приток из артезианской скважины на побережье Хантингтона колебался в соответствии с приливом и запаздывал на 2 мин при низкой воде и на 8 мин при высокой. Вес морской воды явственно производил нагрузку на водоносный горизонт. Это заключение не противоречит выводу о том, что эффективное напряжение не зависит от глубины воды над песком. Важными параметрами здесь являются проницаемость и время: прилив и отлив поднимают и опускают уровень воды слишком быстро, чтобы успело установиться равновесие, и таким образом часть груза поддерживается напорным горизонтом. Одно из наиболее интересных наблюдений Витча заключалось в том, что уровень воды в колодце глубиной 4,3 м быстро поднимался, когда шел дождь, но это не было вызвано ни инфильтрацией (уровень поднимался раньше, чем в соседнем ручье), ни изменениями давления или температуры. Он сделал вывод, что подъем уровня был вызван весом дождевой воды на земной поверхности.

Как пример одного из ранних воздействий человека на взаимоотношения между водоносным горизонтом и рекой можно привести хорошо известный случай с рекой Темзой и водоснабжением Лон-

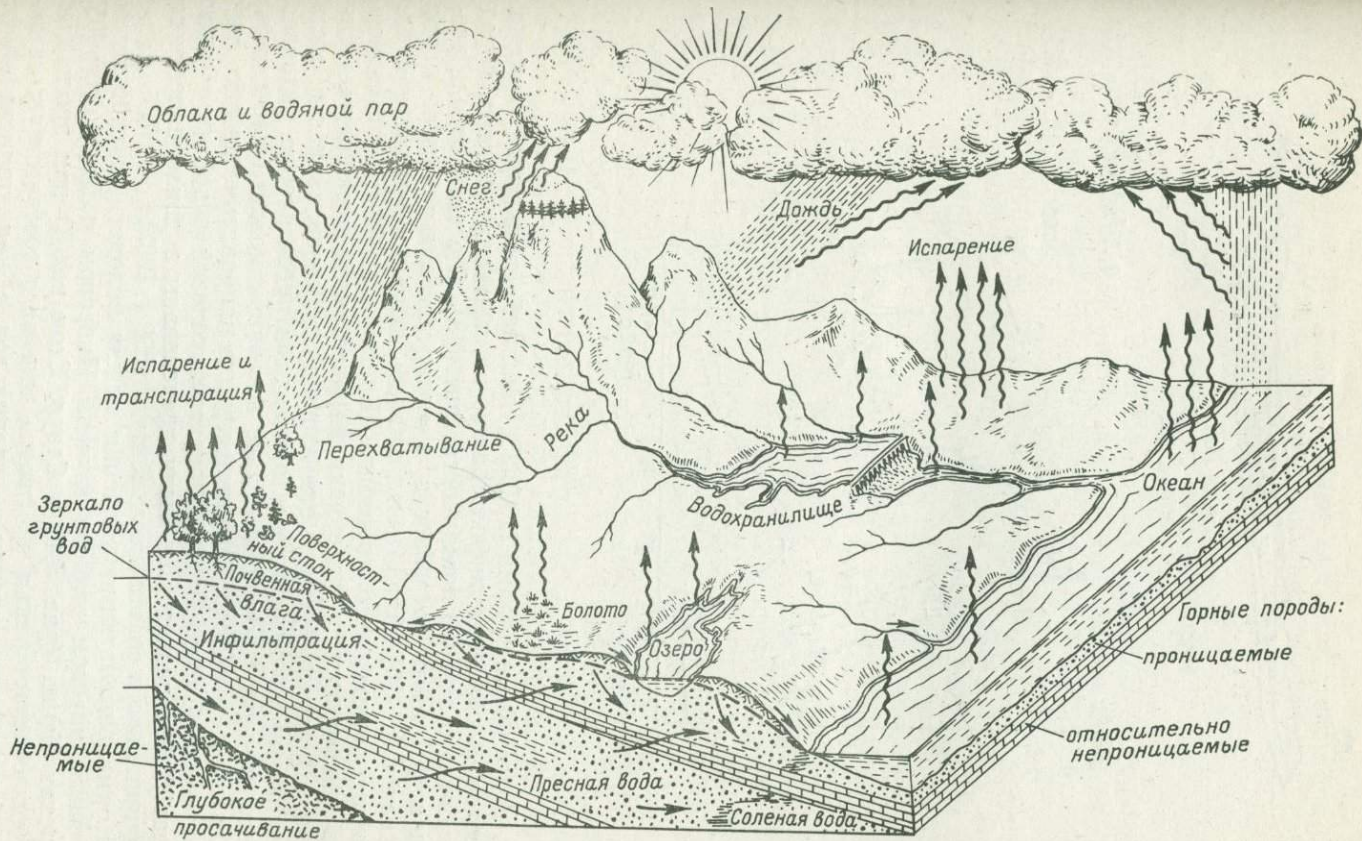


Рис. 5.2.

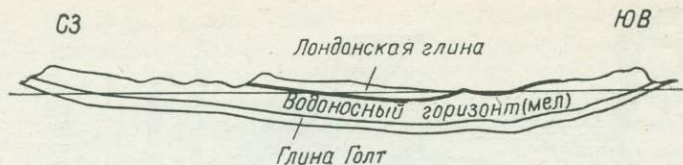


Рис. 5.3.

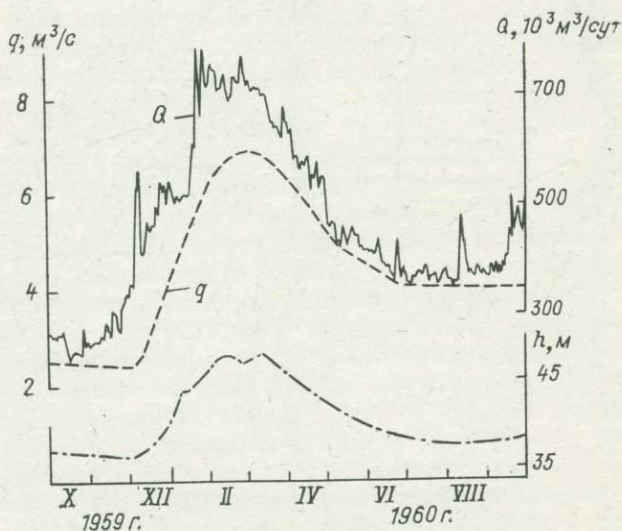


Рис. 5.4.

дона подземными водами [207, 25]. Меловой водоносный горизонт питается в областях инфильтрации на площадях выхода пород горизонта на земную поверхность (рис. 5.3). С ростом города увеличивалась и его потребность в воде, пьезометрический напор в скважинах [25] падал и понижалась потенциметрическая поверхность водоносного горизонта. В эстуарии Темзы отложения мела обнажаются в русле реки на расстоянии нескольких километров. В ранние времена эта площадь действовала как область высачивания из водоносного горизонта и пресная вода вытекала в реку; в низкую воду при отливе источники можно было видеть. С понижением напора течение изменило направление на обратное и водоносный горизонт был загрязнен соленой водой (в лучшем случае!). Эти последствия были предсказаны в докладе местного муниципального совета парламенту в 1899 г. [207].

Нормальные взаимоотношения между водоносным горизонтом и речным потоком отлично изучены Инисоном и Даунингом [95] на реках Итчин (рис. 5.4) и Стаур. Сток вод Q при проливных дождях отвечает пикам, но расход течения q соответствует сезонным флуктуациям уровня грунтовых вод h , как это показывают

уровни воды в близлежащем колодце. Они установили, что от 75 до 85% расхода в этих реках обеспечиваются подтоком подземных вод. Эти цифры можно принять как представительные для рек в умеренном климате.

ПОТОК ВОДЫ ИЗ ДУНАЯ В РЕЙН

Мало найдется более впечатляющих примеров взаимодействия между реками и подземными водами, чем переток воды из Дуная в Рейн через мальмский (J_3) известняковый водоносный горизонт (рис. 5.5). Потери дунайской воды в провалах между Иммендингом и Мёрингом были, по-видимому, известны в течение нескольких столетий, Бройнингер отметил это еще в 1719 г. Потеря воды из Дуная, конечно, беспокоила города и деревни ниже провалов, особенно когда при небывало низких расходах в верховьях реки вся вода исчезала под землю (как это случилось в 1874 г.). В 1877 г. в воду у провала была вылита нефть, которая появилась в источнике выше Ааха [98, 100]. Это можно считать первым использованием трасеров для изучения подземных вод. Число дней в году, в течение которых Дунай пересыхал между Иммендингом и Мёрингом, когда вся вода уходила в провалы, росло с 1885 по 1929 г. [98]. Представлялось вполне резонным приписать это увеличение трещиноватости вследствие растворения известняка. Однако Кесс [98] привел современные неопубликованные данные Пантля (рис. 5.6), согласно которым пик потерь наблюдался около 1950 г., затем они уменьшаются. Вероятно, существуют причины вне водоносного горизонта, возможно, это долговременные изменения погоды. В последние годы поток вод к Ааху был прослежен с помощью трасеров не только от области Иммендинген—Мёринген, но и Тутлинген—Фридинген [20].

Мальмский водоносный горизонт простирается на обширной площади восточного молассового бассейна. Вдоль южных выходов мальма потенциометрическая поверхность (рис. 5.7) определяется примерно уровнем Дуная: на юго-западе уровень воды не выше 650 м у Иммендингена и не ниже 467 м у Аахского источника [112]. На карте видно явное наличие стока к востоку от Мюнхена. Интересно, что высота потенциометрической поверхности по данным скважин значительно ниже, чем поверхности земли (абсолютные отметки 600—700 м). В других водоносных горизонтах молассового бассейна давление пластовой воды также существенно ниже нормального гидростатического. Если бы это был единственный случай подобного рода, могло бы показаться, что здесь должна быть ошибка в фактических данных или в интерпретации. Авторы карт потенциометрической поверхности песчаников Месаверде в центральной части США (рис. 5.8) и песчаников Викинг в Канаде (рис. 5.9) (отметки и изолинии даны в футах) предполагают в качестве причины осмос [83]. Если растворы с разной соленостью разделены полупроницаемой мембраной, вода (раство-

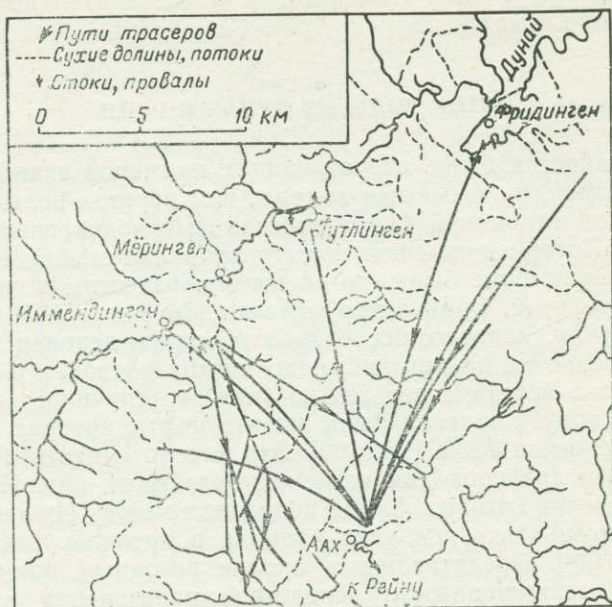


Рис. 5.5.

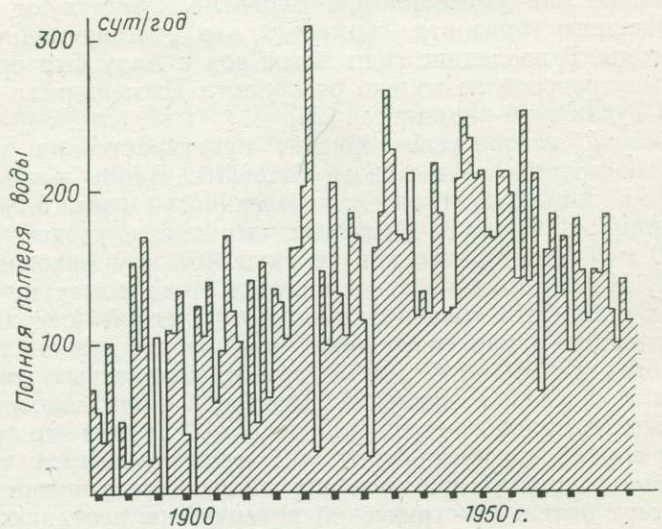


Рис. 5.6.

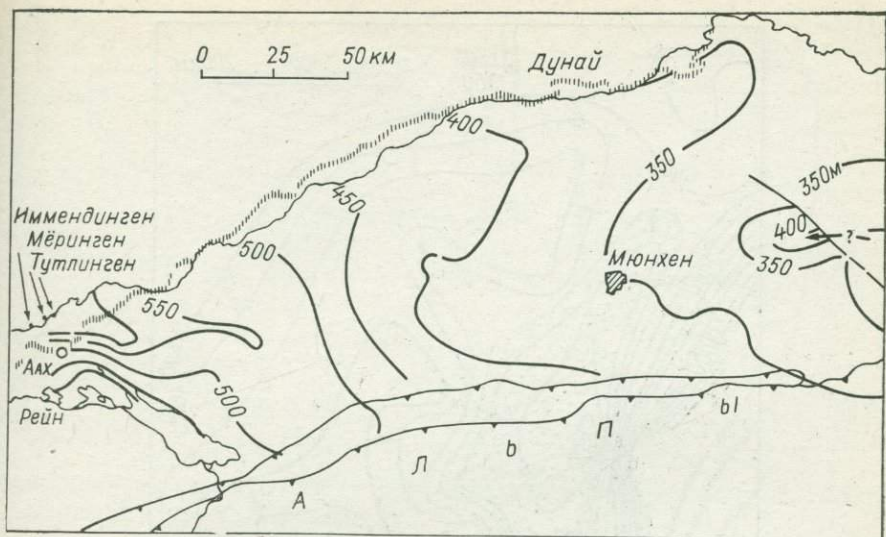


Рис. 5.7.

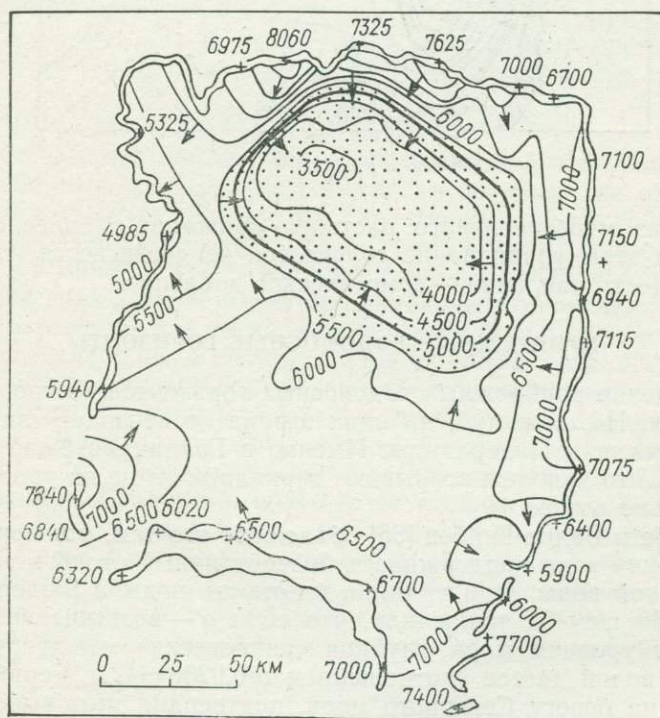


Рис. 5.8.

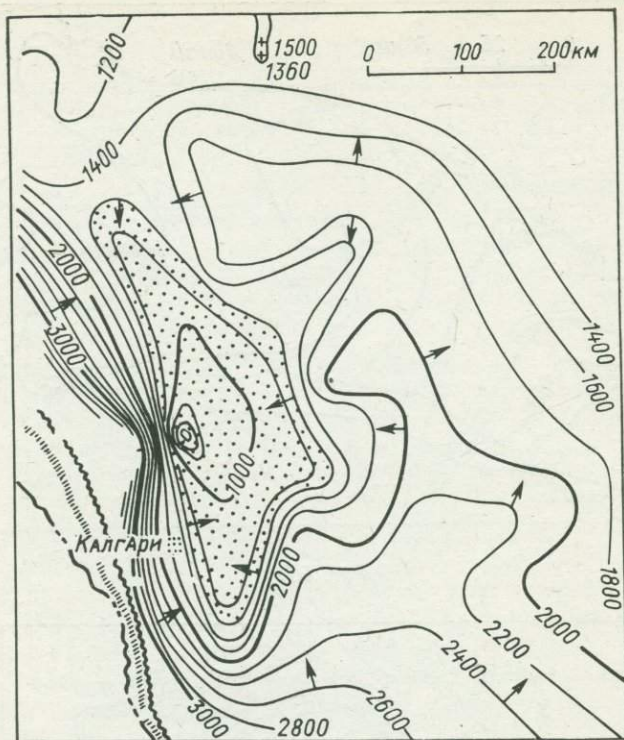


Рис. 5.9.

ритель) из менее соленого раствора движется в более соленый. Если при этом уравнивание соленостей не достигается, то возникает разность давлений — осмотическое давление.

ПРИБРЕЖНЫЕ ВОДОНОСНЫЕ ГОРИЗОНТЫ

Поведение прибрежных водоносных горизонтов важно для многих стран. Но, пожалуй, ни одна страна не осознает так присутствия моря, как Нидерланды. Именно в Голландии было впервые замечено, что колодцы вскрывают зеркало воды не на уровне моря, а несколько выше.

Драббе и Бадон-Гийбен [55] объясняют это тем, что более плотная морская вода поддерживает более длинный столб менее плотной пресной воды. Они приняли плотность воды в Зюдерзее равной $1,0238 \text{ г/см}^3$ и заключили, что если a — возвышение зеркала воды над уровнем моря, глубина «равновесия» между пресной и морской водой дается соотношением $a/0,0238 = 42a$. Герцберг [82], работая на берегу Северного моря, подтвердил этот вывод: отношение подъема зеркала грунтовых вод h над уровнем моря к глубине раздела z пресной и соленой воды над уровнем моря равно

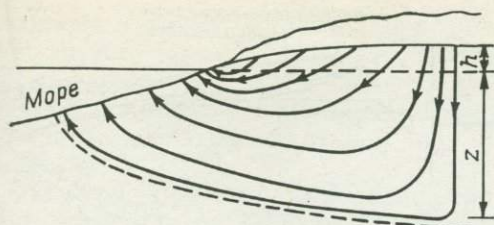


Рис. 5.10.

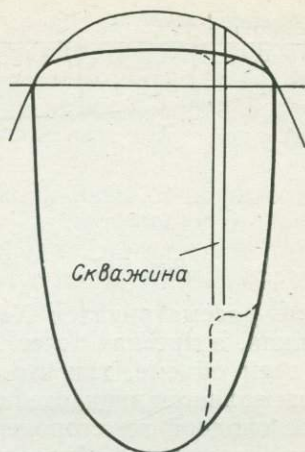


Рис. 5.11.

отношению разницы между плотностями морской и пресной воды к плотности пресной воды, т. е.

$$h/z = (\rho_{\text{м.в.}} - \rho_{\text{п.в.}}) / \rho_{\text{п.в.}} \approx 1/40. \quad (5.1)$$

Это соотношение стало известно как закон Гийбена—Герцберга. При этом подразумевается статическое равновесие между линзой пресной воды и морской водой—вес (или масса) пресной воды в столбе $h+z$ равен весу (или массе) вытесненной морской воды:

$$(\rho_{\text{п.в.}} - \rho_{\text{возд.}}) gh + (\rho_{\text{п.в.}} - \rho_{\text{м.в.}}) gz = 0. \quad (5.2)$$

Драббе и Бадон-Гийбен, вероятно, понимали, что такая ситуация неустойчива, но Верслуис [199] писал об этом уже отчетливо. Он пошел дальше и показал, что следствием этой неустойчивости является гораздо более сложный вид соотношения и что пресная вода течет в море по некоторой зоне (рис. 5.10). Он ясно понимал, что пресная вода в линзе имеет не одинаковый потенциал* и находится в постоянном движении, поэтому если бы не выпадал дождь, линза рассосалась бы в результате вытекания в море. Линзу Гийбена—Герцберга обычно показывают схематически, как на рис. 5.11, но на таких схемах имеется огромное искажение, вызванное сильно увеличенным вертикальным масштабом. Отсюда ошибочно следует, что поток воды преимущественно вертикален; на рис. 5.12 половина линзы изображена в более естественном масштабе.

Форма зеркала воды показывает, что вода в линзе течет от центральной линии в целом (как понимали Драббе и Бадон-Гийбен), а соображения симметрии требуют, чтобы поток на центральной линии был направлен вертикально вниз (как понимал Верслуис). Вопрос об эквипотенциальных поверхностях в двухфлюидной си-

* Верслуис [198] уже в явной форме определил «гидростатический потенциал», или для краткости «потенциал», как сумму гидростатического и пьезометрического напоров. Это отличается от флюидного потенциала Хабберта только на множитель g [87].

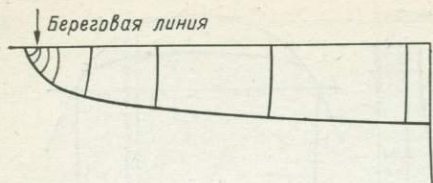


Рис. 5.12.



Рис. 5.13.

стеме рассматривался Хаббертом [87]. Если морская вода неподвижна, а пресная течет, то у морской воды потенциал постоянен во всем объеме, так что поверхность раздела пресной и соленой воды является эквипотенциальной поверхностью морской воды. На пресноводной же стороне эквипотенциальные поверхности пресной воды нормальны к поверхности раздела, поскольку она является границей потока. Если Δh — вертикальный интервал между эквипотенциальными контурами на зеркале грунтовой воды, то $\Delta h \rho_{п.в.} / (\rho_{м.в.} - \rho_{п.в.})$ есть соответствующий вертикальный интервал между эквипотенциальными контурами на поверхности раздела. Эквипотенциальные поверхности между соответствующими контурами изогнуты и встречают раздел под прямым углом. Таким образом, раздел смещен от центральной линии в стороны по отношению к положению, предсказываемому законом Гийбена—Герцберга, и находится глубже его.

Если наклон зеркала воды между двумя эквипотенциальными линиями равен α (угол ниже горизонтали в направлении потока), а материал изотропно проницаем, то из закона Дарси имеем

$$\sin \alpha = \Delta h / \Delta l = q / K,$$

где Δl — соответствующая длина вдоль зеркала воды.

На разделе поток наклонен кверху — течение сходится. Одно и то же количество воды пересекает каждую эквипотенциальную поверхность, так что расход $q = Q/A$ возрастает по направлению к берегу, так же как и наклон зеркала. Наклон раздела по отношению к горизонтальной плоскости тоже увеличивается к берегу. Поверхности, ограничивающие пресную воду, искривлены вогнутостью к уровню моря (как понимал Верслуис).

На практике нежелательно бурить скважины на воду вблизи краев линзы, поэтому их точная форма не очень важна и закон Гийбена—Герцберга может быть принят как предельный. В любом случае имеется много нарушающих влияний: неравномерные дожди, приливы и отливы, анизотропия пористых сред и, возможно, диффузия на разделе с соленой водой*. Откачка воды из

* Верслуис [199] убедительно показал, что солонатовая зона это результат не столько диффузии, сколько неполного вымывания пресной водой: соленость возрастает с глубиной в пределах не всей линзы, а только в переходной зоне возле раздела.

скважины в линзе Гийбена—Герцберга проявляется в наложении поля другого потока. Поле, обусловленное работающей далеко от берега скважиной, много сильнее, чем естественное. Небольшое видимое понижение зеркала воды сопровождается гораздо более серьезным скрытым влиянием на низ линзы (см. рис. 5.11) (прим. 8).

Тихоокеанские острова особенно сильно зависят от воды, содержащейся в линзах Гийбена—Герцберга — естественных резервуарах на время засухи. Остров Оаху в Гавайях, на котором расположены Гонолулу и Перл-Харбор, может служить интересным примером в этом отношении. Здесь эрозия привела к накоплению относительно непроницаемого слоя осадков над зоной естественного высачивания, в том числе и ниже уровня моря (рис. 5.13). Этот кепрок, искажая линзу Гийбена — Герцберга, придает ей местное артезианское свойство. Согласно Орту [136] и Уэнтворту [206], полный напор над средним уровнем моря в скважине, пробуренной через кепрок в Гонолулу, составлял в 1880 г. 12,8 м, откуда по соотношению Гийбена — Герцберга следует, что глубина до раздела равна 486 м ниже уровня моря. Скважины, пробуренные здесь до 366 м ниже уровня моря, дали пресную воду. Бесконтрольное бурение артезианских скважин привело к серьезному снижению полного напора — до 7,6 м в 1926 г. Принятая программа сохранения бассейна, которой помогли дожди, обратила снижение на подъем. К 1947 г. через кепрок было пробурено около 500 артезианских скважин, однако, несмотря на напряженность военного времени, полный напор был лишь ненамного ниже уровня 1926 г.

Линзы Гийбена — Герцберга — не единственный источник пресной воды на вулканических островах. Подвешенные водоносные толщи могут содержаться между дайками; вода может течь также по старым лавовым каналам, заключенным в относительно непроницаемых туфах. На острове Тенерифе вода поступает из туннелей (1,5×1 м), вырытых в холмах с небольшим наклоном вверх по склону. Они последовательно пересекают все более древние пласты и могут встретить просачивающуюся воду или подвешенную водоносную толщу.

КАНАТЫ ИРАНА

В аридных районах, как указывал Сэндфорд [166], дождевые осадки могут быть слабыми, но не везде они незначительны. Работая в пустыне к западу от Нила, он измерял гипсометрическую высоту водяных скважин с помощью барометра-анероида и глубину до зеркала воды и таким образом составил схематическую карту уровня грунтовых вод (рис. 5.14). Форма поверхности воды указывает на источник подземных вод в южной части и на течение в направлениях к Тибести и Нилу. Освоение водоносных горизонтов в аридных областях — вот что представляет наибольший интерес. Неоспоримая заслуга здесь принадлежит персам. Подземные

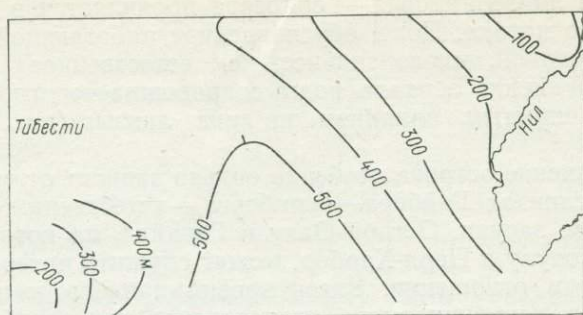


Рис. 5.14.

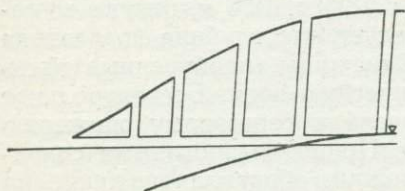


Рис. 5.15.

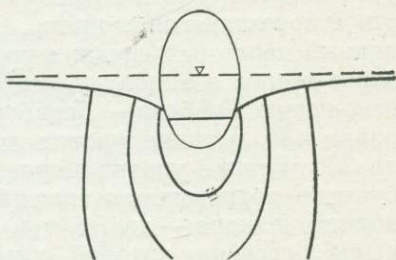


Рис. 5.16.

воды для сельскохозяйственных и домашних нужд они получают с помощью системы колодцев, соединенных туннелем, который приводит воду от предгорий на равнины (рис. 5.15). Эта система очень древняя, она существовала еще в IX в. до н. э. и была привнесена в Египет в 512 г. до н. э. [29]. Такая же по существу система прослеживается от Марокко до Афганистана и на Аравийском полуострове. В разных местах она известна под разными названиями: шат-ат-ир, фоггариур, канат, кяриз, фаладж, шариз. Практическое понимание и использование гидрогеологии грунтовых вод в древности до сих пор имеют неограниченное значение. Эти системы (будем называть их канат) совершают в аридном климате то, что делают реки в более влажных местах. Техника строительства и режим канатов рассмотрены в работах [12, 119, 130, 132, 174].

Батлер [29] свидетельствует, что водоснабжение Тегерана обеспечивалось из 36 канатов длиной от 13 до 26 км, проходящих местами на глубине более 150 м от земной поверхности. Приток из каната может быть одинаковым в течение всего года или колебаться по сезонам. Тесигер [190] во время своего путешествия в 1948 и 1949 гг. по южной Аравии обнаружил заброшенные деревни, которые были покинуты из-за того, что их канаты пересохли. Но многие деревни до сих пор получают большую часть своей воды из канатов.

Возникает вопрос, как вода в канате достигает земной поверхности? Коротко это можно объяснить так: потери напора, связанные с течением в канате, намного меньше, чем в водоносном горизонте, поэтому если водоносный горизонт где-то имеет зеркало воды выше уровня земли, которую надо поливать, этот горизонт можно эксплуатировать. Та часть каната, которая находится в водоносном горизонте, является для него стоком, и вода течет в канат в соответствии с градиентом потенциала (рис. 5.16): так как потенциал воды в канате в любой его точке самый низкий для всего поперечного сечения через эту точку, то происходит радиальный приток из водоносного горизонта в канат. Большая площадь поверхности каната, открытая водонасыщенной части горизонта, обеспечивает его продуктивность даже при низкой проницаемости. Если бы сооружение канатов можно было автоматизировать, они могли бы обслуживать все аридные районы Земли.

БОЛЬШОЙ АРТЕЗИАНСКИЙ БАССЕЙН

Большой артезианский бассейн занимает почти 2 млн. км² в восточной Австралии (рис. 5.17). Его водоносные горизонты объединяются в пять главных групп, которые различаются по возрасту от триасовых до меловых, причем отложения древнее меловых являются преимущественно неморскими. Артезианские качества обеспечиваются третичным и меловым водоупорами, которые сложены морскими глинистыми осадками. Область питания на востоке поднята на 500 м над уровнем моря, здесь выпадает значительное количество осадков. Наклон рельефа к западу от области питания круче, чем гидравлический градиент.

Первая артезианская скважина была пробурена в 1887 г. возле Каннамаллы в Квинсленде (рис. 5.18) [148]. К 1914 г. было пробурено 1229 скважин, которые давали общий приток 18,5 м³/с. Затем полный приток начал убывать и к 1950 г. он был уже 12 м³/с. Снижение напора составило в некоторых районах более 100 м, но остаточный напор в среднем оставался на уровне от 15 до 30 м над поверхностью земли. Между 1890 и 1950 г. было извлечено около 30 км³ воды. Комитет по изучению артезианских вод определил, что конечное «установившееся состояние» течения будет достигнуто при отборе 11 м³/с из 520 постоянных скважин. Другие скважины перестанут изливаться, и воду из них придется выкачивать.

Большой артезианский бассейн имел много мест разгрузки еще до того, как люди стали создавать их. Источники в области питания [208] образовались в результате эрозии, достигавшей зеркала воды, при выходе на поверхность подстилающих водоносный горизонт пластов; кроме того, существуют так называемые источники на возвышении. Постройки таких источников формируются из твердых частиц, выносимых на поверхность самой водой. «Источники на возвышении» существуют также и за пределами области питания. Естественная разгрузка из Большого артезианского бассейна была значительной, так что и потенциа-

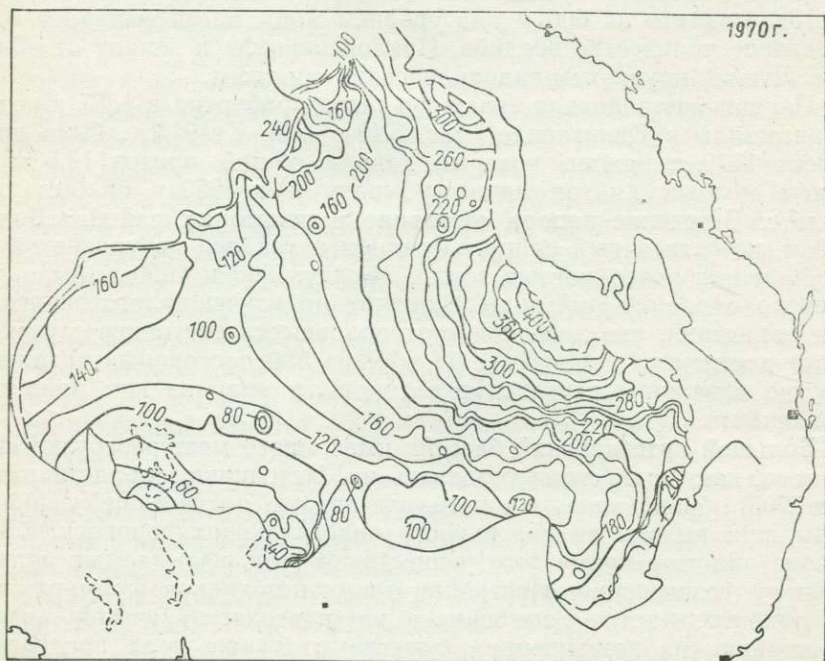
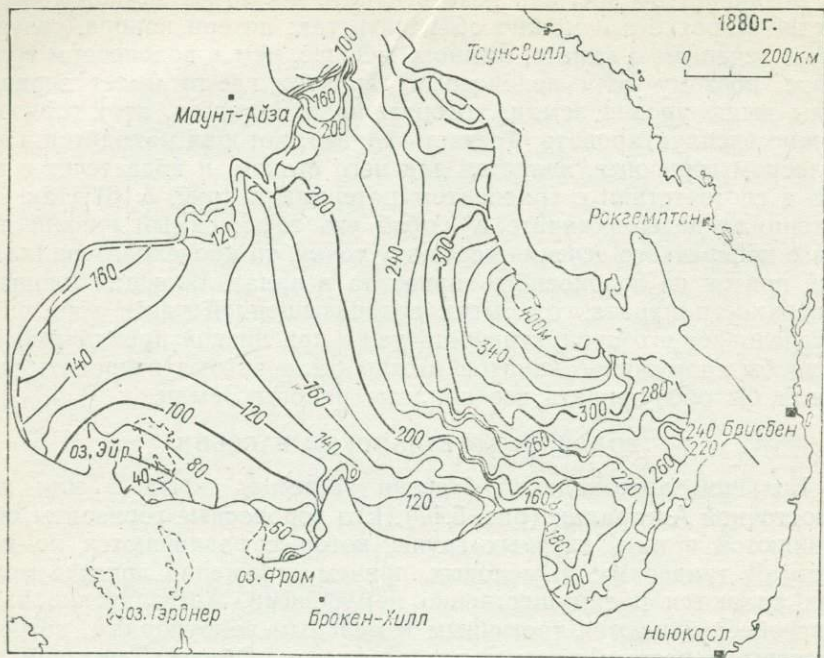


Рис. 5.17.



Рис. 5.18.

метрическая поверхность заметно отклонялась от горизонтальной. Ее форма рассчитана с помощью ЭВМ Хабермелом [72] (см. рис. 5.17).

У Каннамаллы, находящейся на высоте 189 м над уровнем моря, начальная природная потеря напора была около 137 м на 400 км в направлении на юго-запад от области питания; оставался еще полный напор около 320 м над уровнем моря или 130 м над уровнем земной поверхности. Отбор воды существенно изменил форму потенциметрической поверхности. Возле Каннамаллы, где рано начали забирать подземную воду, с 1899 по 1950 г. эквипотенциальная линия 320 м отодвинулась на 165 км к северу, а напор снизился на 122 м [135]. Юго-восточнее Булии к реке Даймантина первоначально протекал Родниковый ручей длиной более 130 км. К 1896 г. его длина уменьшилась до 30 км, а к 1950 г. поток в русле совсем исчез.

Общая форма потенциметрической поверхности 1970 г. показывает, что региональный характер течения не изменился, сохраняется поток в западном и юго-западном (к оз. Эйр) направлениях; на севере поток идет под залив Карпентария. Существование длительной разгрузки в юго-западной части бассейна подтверждается многочисленными источниками на возвышениях. Эти источники наращивают конусы из выносимого твердого материала и солей до тех пор, пока не достигнут потенциметрической поверхности. Есть прекратившие функционировать источники, постройки которых на 30 м выше земной поверхности [208].

Вопрос о начальной продуктивности водоносного горизонта и последующем ее снижении до стабильного расхода может быть рассмотрен с нескольких сторон. Потенциметрическая поверхность

к моменту завершения бурения первой скважины находится на своем природном уровне; в течение первого периода отбора воды она снижается до уровня, который зависит от гидравлических свойств водоносного горизонта и от его глубины ниже поверхности земли. Энергия водоносного горизонта, таким образом, высока вблизи скважины, но она снижается с приближением к установившемуся течению и со стабилизацией градиента потока к скважине. Удельные запасы воды в горизонте зависят от сжимаемости твердого скелета пород и самой воды. Когда давление в водоносном горизонте падает при отборе воды, снижение давления компенсируется возрастанием эффективного напряжения, что в свою очередь несколько сдавливает породу, выжимая дополнительное количество воды. Вода также немного расширяется при снижении давления. Приток воды становится постоянным, когда водоносный горизонт стабилизируется в новых условиях.

6

ДВИЖЕНИЕ ПОРОВОЙ ВОДЫ И АНОМАЛЬНО ВЫСОКОЕ ПЛАСТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ

Проводить различие между грунтовыми и подземными водами логически, может быть, не очень строго, но при этом разделяются пригодные к эксплуатации пресные поровые воды вблизи земной поверхности и солоноватые и соленые воды в поровых пространствах осадочных пород на больших глубинах. Надо заметить, что в некоторых областях (например, в дельте Нигера [45]) пресные воды находятся в песках до глубины 2—3 км. На этой же основе выделяют метеорные и реликтовые воды. Метеорные имеют недавнее происхождение от дождевых осадков, а реликтовые были захвачены в поровые пространства при накоплении отложений. Нельзя, однако, принять, что значительные количества воды были запечатаны в порах во время накопления отложений. Если это еще допустимо для илов, глин и глинистых пород (хотя химия поровой воды может быть значительно измененной), то неприемлемо для пористых и проницаемых отложений, таких как пески и некоторые известняки. Вероятно, «реликтовая» вода некоторых осадочных масс прошла через стадию грунтовых вод в своей ранней истории. Поровая вода в осадочных породах находится в движении, и поэтому она не может быть строго «реликтовой»; это относится также к поровой воде и большинства глинистых пород. Важным механизмом, вызывающим движение воды в глинистых породах, является уплотнение осадков.

УПЛОТНЕНИЕ ОСАДКА

Уплотнение — это эпигенетический процесс, в результате которого отложения сжимаются под действием веса вышележащих отложений, так что их общий объем уменьшается, а средняя плотность возрастает. Уплотнение может быть достигнуто только уменьшением объема пор, т. е. оно ведет к миграции поровых флюидов. С потерей пористости снижается также и проницаемость пород, а связанное с этим увеличение средней плотности ведет к тому, что порода становится более компетентной, но ее мощность сокращается.

Мы будем концентрировать внимание на механическом аспекте уплотнения, но следует помнить, что могут сказываться и многие другие влияния. Ясно, что повышение температуры породы в ходе ее захоронения уменьшает эффективную вязкость твердых составляющих, равно как и жидкости. Химические превращения также изменяют и твердое вещество, и жидкости, приводя к консолидации осадка.

Уплотнение песков. Песок на дне моря передвигается под действием волн, течений и сейсмических встрясок. Это ведет к сортировке осадка и укладке зерен в более устойчивую упаковку. Надо помнить, что только та часть осадка, которая уже постоянно находится ниже базиса накопления, дает стратиграфическую летопись. Можно принять, что сортировка материала при переходе в осадок не становится хуже [35, 37].

Изучение песчаных тел показало, что вариации пористости, связанные с различием фаций, могут быть гораздо больше, чем ее изменения при уплотнении с глубиной. По мере того как нагрузка возрастает с глубиной, повышается эффективное напряжение и уменьшается пористость, часто пропорционально глубине [124]. Зерна сначала деформируются упруго, но после длительного воздействия возвращение к первоначальному состоянию оказывается неполным (если нагрузка будет снята) [179]. При уплотнении песков потери пористости и проницаемости (при условии, что нет химических преобразований) относительно малы. Взяв параметры уплотнения [124] и соотношение $f^{3.5}/(1-f)^2$, получим, что уменьшение пористости с 35 до 25% ведет к потере 75% начальной проницаемости, но хотя относительное уменьшение велико, абсолютное значение проницаемости остается достаточно высоким. При сильной нагрузке зерна песка могут трескаться и изменять форму, дробление зерен уменьшает проницаемость отложений.

Уплотнение илов, глин и глинистых пород. Уплотнение илов — сложный процесс, имеющий как физическую, так и химическую компоненты. Мы будем здесь считать механические процессы доминирующими. Илы и глины деформируются под нагрузкой пластически, т. е. не восстанавливают свои размеры, когда нагрузка удалена. Многие из глинистых минералов имеют пластинчатую форму, так что контакты между частицами представляют собой чаще поверхности, а не точки. Наиболее важным следствием этих

свойств является то, что при уплотнении глин не только необратимо уменьшается пористость, но так же необратимо снижается проницаемость вследствие ограничения проходов из одной поры в другую. Этот эффект в свою очередь имеет серьезные последствия: затрудняется вытеснение поровой воды, которая должна быть удалена, чтобы могло произойти дальнейшее уплотнение (прим. 9).

Соотношения пористости и средней плотности с глубиной выясняют с помощью прямых измерений или косвенно — геофизическими методами. Прямые измерения, которые требуют очень тщательной работы, были выполнены Хедбергом [78, 79] на третичных глинистых породах в скважинах Венесуэлы, а также Эзи [4] на верхнепалеозойских глинистых породах в Оклахоме (рис. 6.1). Хедберг подчеркнул, что непосредственная зависимость существует между пористостью и давлением, а не глубиной, но он признал полезность и необходимость соотношений пористость—глубина.

Хедберг [79] пришел к ряду важных заключений.

1. Существуют четыре стадии уплотнения: механическая перепаковка частиц, обезвоживание с выжиманием части поровой и адсорбированной воды, механическая деформация зерен, перекристаллизация. Все эти стадии перекрываются.

2. Пористость — более надежный индикатор уплотнения, чем средняя плотность. Уменьшение пористости на ранних стадиях связано с давлением вышележащих отложений. Для диапазона геостатического давления от 0 до 5,5 МПа Хедберг нашел степенную зависимость

$$P = 67,214G^{-0,1047},$$

где P — пористость, %; G — геостатическое давление, фунт-сила/дюйм² (6,89 кПа).

Для давления от 5,5 до 41 МПа получено линейное соотношение

$$P = 34,86 - 0,00421 G.$$

Для давления от 41 до 69 МПа

$$P = 13,93 - 0,0006935 G.$$

3. Учитывая необходимость в единой функции, соотносящей пористость и давление, Хедберг нашел, что для глубин, больших чем те, при которых геостатическое давление превышает 1,5—2 МПа,

$$P = 40,22 \cdot 0,9989^G. \quad (6.1)$$

Эзи [4] предложил аппроксимировать изменение пористости с глубиной соотношением вида

$$f = f_0 e^{-cz}, \quad (6.2)$$

где f и f_0 — пористость на глубине соответственно z и $z_0=0$; c — коэффициент ($1,42 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$).

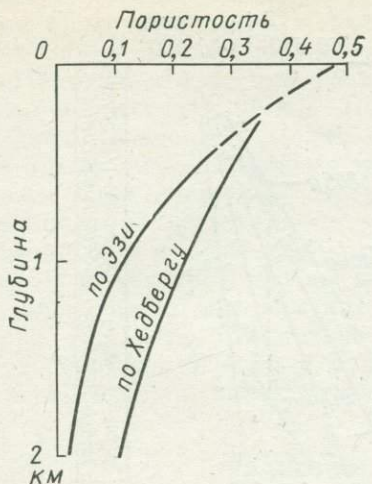


Рис. 6.1.

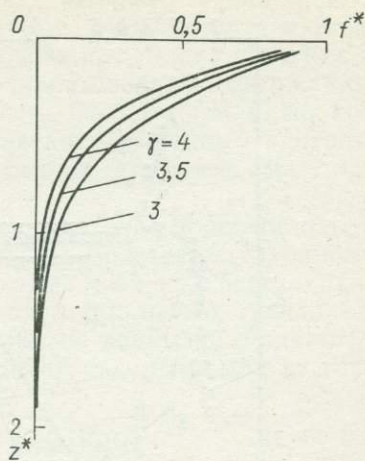


Рис. 6.2.

Эзи экстраполировал данные для верхних 430 м своей кривой, и по поводу его результатов были высказаны некоторые сомнения, связанные с возможным вкладом тектонических сил в уплотнение. Кривая Эзи широко используется [165, 35, 121]; попытки же согласовать кривые Эзи и Хедберга не были убедительными. Общепризнано, однако, что распределение пористости третичных глин (кривая Хедберга) при их дальнейшем эпигенезе достигнет распределения пористости, наблюдаемого сегодня в палеозойских аргиллитах (кривая Эзи). Важно понять, что ни та, ни другая кривая не отражают истории уменьшения пористости со временем и глубиной захоронения отложений, они показывают только соотношение между пористостью и глубиной или современным давлением (прим. 10). В этом заключается очевидная слабость такого рода эмпирических формул, поскольку в них температура и время не присутствуют в явном виде. Надо всегда помнить, что уплотнение — не обязательно вертикальный процесс, возможно и латеральное (например, в дельтах).

Недавно Чепмен и Фитцджеральд предложили другой подход. Если породы в геологическом времени ведут себя не как твердые материалы, а как жидкости, то уплотнение можно смоделировать, считая породы сжимаемыми жидкостями. Они предложили безразмерное выражение

$$f^* = \gamma / [1 + (\gamma - 1) e^{\gamma z^*}], \quad (6.3)$$

где $f^* = f/f_0$; $\gamma = \rho_c / [(\rho_c - \rho_w) f_0]$; $z^* = z/a$; a — масштабный множитель длины (может быть получен из экспериментальных данных: это длина, при которой $d\rho/d\sigma = 1$ для малых значений σ); на рис. 6.2 показана связь f^* и z^* для $\gamma = 3$; 3,5 и 4, т. е. в диапазоне, которому соответствует большинство разрезов глинистых пород.

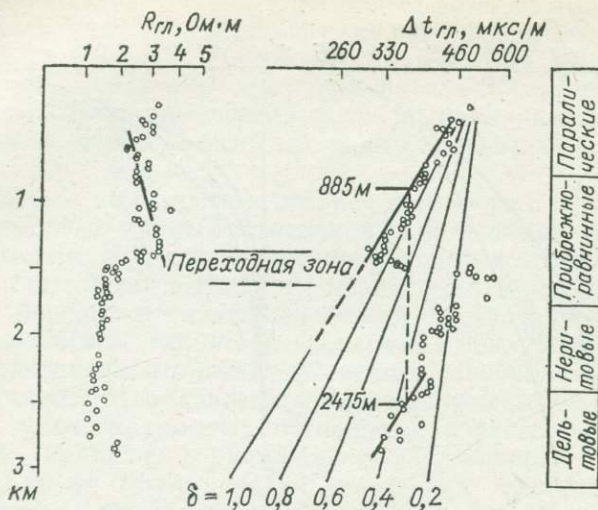


Рис. 6.3.

Если графики Хедберга [79] и Эзи [4] для абсолютных значений не совпадают, то кривые для относительных значений f^* и z^* хорошо согласуются при $\gamma=3,9$ и $3,4$, когда для данных Эзи $a=2000$ м и для данных Хедберга $a=5000$ м. Масштабный множитель длины связан с механическими свойствами осадка, но он может также учитывать и другие влияния (температуру, время). Такая же модель приложима и к механическому уплотнению песков, но масштабный множитель в этом случае больше и график представляет собой прямую линию. Эти результаты не были еще широко апробированы и поэтому должны приниматься критически.

На практике редко можно получить данные с помощью прямых измерений. Приходится прибегать к косвенным — геофизическим — методам измерений в скважинах. Наиболее надежным из них для глинистых разрезов является акустический каротаж. Время прохождения звука в глинах $\Delta t_{г\text{л}}$ (в логарифмическом масштабе) сопоставляется с глубиной. Для нормально уплотненных частей осадочного разреза эти точки ложатся близко к прямой линии. На рис. 6.3 показаны графики удельного сопротивления глин $R_{г\text{л}}$ и времени прохождения звука в них $\Delta t_{г\text{л}}$ (третичные отложения на Борнео). Связь времени прохождения звука с глубиной залегания породы может быть выражена эмпирической формулой, аналогичной формуле Эзи для уплотнения:

$$\Delta t_{г\text{л}} = \Delta t_0 e^{-bz}, \quad (6.4)$$

где Δt_0 — экстраполированное значение $\Delta t_{г\text{л}}$ на глубине $z_0=0$; b — наклон линии $(\log \Delta t)/z$; найдено, что Δt_0 обычно составляет около 540 мкс/м, соответствуя скорости звука в глинистых породах; пористость $f_0 \approx 0,5$; наклон b меняется от площади к площади.

Широко принято допущение, что пористость пропорциональна времени прохождения звука через глину. Это верно лишь в тех случаях, когда $b=c$ в уравнении Эзи. Нам представляется, что это справедливо только для очень мощных толщ глинистых пород с малым количеством песков. При повышенном содержании песчаных пород значение c может быть больше, чем b , по крайней мере в 3 раза (наклон можно определить по данным плотностного каротажа, если допустить, что средняя плотность обратно пропорциональна пористости).

При входе в глины с аномально высоким поровым давлением (прим. 11) время прохождения звука возрастает с глубиной (скорость уменьшается) на участках, известных как переходная зона (см. рис. 6.3). Это отступление от нормального тренда обычно очень хорошо согласуется с буровыми данными. Глинистые породы в таких зонах считаются недоуплотненными для их глубины.

ПЛАСТОВОЕ ДАВЛЕНИЕ

Во многих скважинах, пробуренных на воду и нефть, пластовое давление в нескольких верхних километрах осадочных бассейнов — нормальное гидростатическое — отвечает весу столба воды примерно до поверхности земли или до уровня моря на низколежащих территориях (рис. 6.4). Эти наблюдения означают, что вода в порях физически непрерывна от глубины до поверхности. Можно считать, что отложения накапливаются в воде; это столь же логично, как и более привычное положение, что породы содержат воду. Если мы хотим называть эту воду «реликтовой», то надо переопределить термин, потому что эта вода не запечатана в отложениях.

Пластовое давление может быть аппроксимировано с помощью соотношения, найденного в уравнении (1.2):

$$p = \rho g z, \quad (6.5)$$

где ρ — средняя плотность воды; z — глубина, на которой требуется узнать давление.

Эта формула — лишь первое приближение: плотность может меняться по глубине в соответствии с изменяющейся соленостью воды, ее сжимаемостью и тенденцией расширяться с глубиной при возрастании температуры. Более того, это соотношение подразумевает, что свободная поверхность воды совпадает с уровнем $z=0$. Практически обычно это близко к истине, но есть и другие области: артезианские бассейны, водоносные горизонты с аномально низким пластовым давлением (молассовый бассейн).

При нефтепоисковом бурении выявляется также аномально высокое пластовое давление, в некоторых случаях приближающееся к давлению, вызываемому полным весом вышележащих отложений:

$$p \rightarrow \rho_{\text{вн}} g z, \quad (6.6)$$

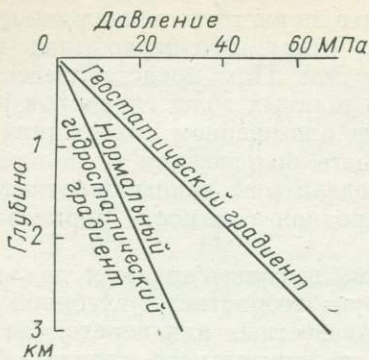


Рис. 6.4.

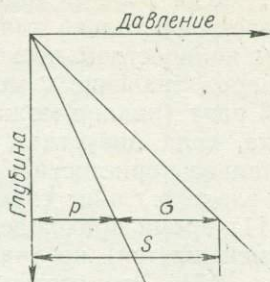


Рис. 6.5.

где $Q_{\text{вн}}$ — средняя плотность водонасыщенных пород вышележащей толщи.

Для части разреза с нормальным давлением мы можем подразумевать под давлением вышележащих осадков полное нормальное напряжение на горизонтальной плоскости, находящейся на глубине z . Терцаги [186] предположил, что полное нормальное напряжение на такой поверхности складывается из двух частных давлений: давления σ , передаваемого через скелет породы от зерна к зерну, и давления p , оказываемого поровой водой:

$$S = \sigma + p. \quad (6.7)$$

Напряжение σ , которое Терцаги называл эффективным, уплотняет осадочную породу. Поровое давление названо нейтральным, потому что оно не деформирует непосредственно зерна породы. Давление флюидов поддерживает часть веса твердого вещества (прим. 1). Отсюда эффективное напряжение можно рассматривать как разницу между весом вышележащих осадков и пластывым давлением:

$$\sigma = S - p, \quad (6.8)$$

что показано графически на рис. 6.5.

Возникает вопрос: какова природа аномально высокого порового давления?

Дикинсон показал, что литологическая последовательность, а не глубина определяет присутствие толщ с аномально высоким давлением в бассейне Галф-Кост (Луизиана). Геологическая обстановка, в которой чаще всего встречаются глинистые породы с аномально высоким давлением, характеризуется преобладанием регрессивных серий, в которых паралические и неритовые пески перекрывают неритовые глины [35, 37, 38]. Содержание песков в этих сериях имеет важное значение, поскольку аномальное давление обычно не наблюдается, если процент песков велик. Харкинс и Боэр [76] нашли, что содержание 5—10% песков является

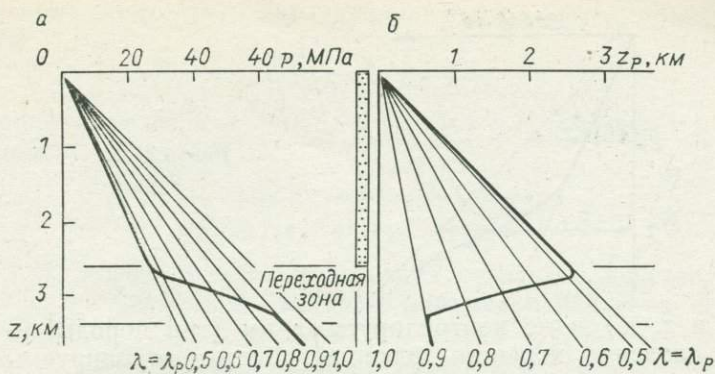


Рис. 6.6.

региональным индикатором anomalно высокого давления при бурении в районе Галф-Кост.

График давления для типичной скважины в мощных третичных регрессивных отложениях показан на рис. 6.6, а. Ниже верхней границы переходной зоны поровое давление возрастает по сравнению с гидростатическим; при этом его градиент $\Delta p/\Delta z$ обычно намного больше, чем градиент геостатического давления, но перед достижением значения геостатического давления градиент уменьшается и максимальное давление обычно составляет около 90% геостатического. Отношение порового давления к геостатическому на данной глубине (p/S) обозначают символом λ [92], эта величина рассматривается как доля полного веса вышележащих отложений, поддерживаемая давлением флюида. Таким образом, когда $p=S$, тогда $\lambda=1$ и все геостатическое давление поддерживается поровым флюидом.

Возвращаясь к соотношению Терцаги и подставляя $p=\lambda S$, получаем

$$\sigma = S(1 - \lambda). \quad (6.9)$$

По мере того как поровое давление возрастает, приближаясь к геостатическому, $\lambda \rightarrow 1$ и эффективное давление, которое уплотняет осадки (прим. 1, 10), приближается к нулю. Глинистые отложения с anomalно высоким пластовым давлением, залегающие под песчано-глинистыми отложениями с нормальным давлением, обычно недоуплотнены для их глубины и имеют более высокую пористость. На недоуплотнение указывает уменьшение электрического сопротивления пород и скорости звука (см. рис. 6.3).

Существуют также некоторые прямые свидетельства этих особенностей, получаемые в процессе бурения: возрастание скорости бурения, когда достигнута зона anomalно высокого давления («буровой провал»), и присутствие обваливающихся глин. Скорость бурения зависит от ряда факторов, контролируемых бурильщиком (плотность промывочной жидкости, нагрузка на долото, частота вра-

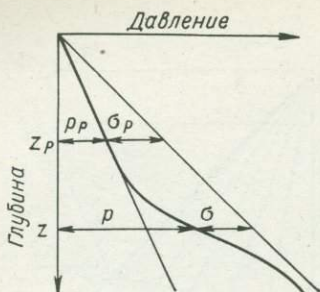


Рис. 6.7.

щения и т. д.) и не контролируемых им (тип породы, ее буримость, давление порового флюида). Если контролируемые факторы держать постоянными, то скорость бурения оказывается надежным указателем литологии буримой породы. Песчаники, например, бурятся легче, чем глинистые породы. Когда скважина достигает переходной к аномально высокому давлению зоны, скорость бурения увеличивается очень заметно (это стало стандартным методом обнаружения верхней границы зоны аномального давления). Причину видят в уменьшении на забое скважины перепада потенциала флюида (направленного вниз) или в смене его знака (с направленного вниз на направленный вверх), а также в повышении пористости и уменьшении прочности сцепления глинистой породы.

Очевидно, что поровая вода в переходной зоне имеет намного более высокий потенциал (равно как и давление), чем в перекрывающих отложениях с нормальным давлением. Следовательно, поровая вода побуждается течь в соответствии с градиентом этого потенциала, т. е. вверх. Соответственно и эффективное напряжение возрастает в направлении течения (вверх) и уплотненность глины увеличивается в этом направлении; потеря пористости влечет за собой потерю проницаемости. Градиент порового давления в переходной зоне не зависит от градиента давления вышележащей толщи и является функцией проницаемости: чем ниже проницаемость глин, тем выше градиент $\Delta p/\Delta z$.

Отсюда следует, что большая доля поровой воды в глинах с аномально высоким давлением — это изначальная поровая вода (для которой с полным основанием можно использовать термин реликтовая) и что недоуплотнение в основном обусловлено невозможностью для поровой воды двигаться в достаточных количествах в ответ на возрастание нагрузки. Этот вывод подтверждается опытом разведки на нефть: промышленные скопления нефти редко обнаруживаются там, где пластовое давление аномально высокое [59], такие залежи обычно располагаются выше переходной зоны.

Степень уплотнения глины, которая имеет аномальное давление, соответствует нормальному уплотнению идентичного осадка на много меньшей глубине (рис. 6.7 и 6.6, б). Руби и Хабберт [165] назвали этот уровень глубиной равновесия или эффективного

уплотнения (прим. 12). На глубине равновесия z_p соотношение Терцаги

$$\sigma = S_p (1 - \lambda_p). \quad (6.10)$$

Приравнивая выражения (6.9) и (6.10) и подставляя $S = \rho_{\text{вн}} g z$ и $S_p = \rho_{\text{вн}} g z_p$, получаем

$$(1 - \lambda) \rho_{\text{вн}} g z = (1 - \lambda_p) \rho_{\text{вн}} g z_p;$$

$$z_p \approx [(1 - \lambda)/(1 - \lambda_p)] z.$$

Глубина эффективного уплотнения связана с действительной глубиной множителем δ , который учитывает давление порового флюида [33]:

$$\delta = z_p/z = (1 - \lambda)/(1 - \lambda_p). \quad (6.11)$$

Величина λ_p есть доля геостатического давления, поддерживаемая окружающим флюидом [40] — водой или воздухом. Так как многие известные отложения с аномально высоким поровым давлением являются субмаринными, можем принять нормальное гидростатическое давление воды $p_p = \rho g z$, чтобы определить $\lambda_p = p_p/S$. Безразмерный параметр δ принимает значения от нуля (когда $\lambda = 1$) до единицы (когда $\lambda = \lambda_p$). Его можно считать нелинейной мерой степени механического равновесия между поровым и окружающим флюидами или мерой выжимания порового флюида со времени накопления отложений. Уравнение (6.11) показывает, что если глубина эффективного уплотнения известна, то может быть оценено и поровое давление. Важно также отметить, что глубина эффективного уплотнения показывает максимальный вес вышележащих пород в тот момент времени, когда было потеряно равновесие, т. е. оценивается глубина, на которой начало развиваться аномальное давление.

Как практический результат применения этих концепций мы можем рассмотреть данные акустического каротажа (см. рис. 6.3). Принимаем, что отвечающая прямой линии часть разреза имеет нормальное давление и здесь параметр $\delta = 1$. Используя отношение z_p/z , можем построить линии равных значений δ ; нормальный тренд отвечает линии $\delta = 1$, а вертикали соответствует $\delta = 0$. Наименьшее значение δ , т. е. наибольшая аномальность, составляет 0,2 (меньшие значения отмечаются, вероятно, только в скважинном глинистом растворе). Это предполагает, что равновесная глубина глин нижней границы переходной зоны равна $0,2 \cdot 1600 = 320$ м и что аномальность стала развиваться вскоре после того, как началась аккумуляция более проницаемых отложений. Диапазон давлений, оцененный по весу глинистого раствора на глубине 2475 м, был между 43 и 47 МПа; на этой глубине $\delta \approx 0,36$. Поскольку $\gamma_p \approx 0,46$, а градиент геостатического давления составляет примерно 22,6 МПа/м, то давление, оцененное по акустическому каротажу, было бы приблизительно 45 МПа.

Для практических целей за нормальный может быть принят наклон, отвечающий нулевому градиенту потенциала флюида, т. е.

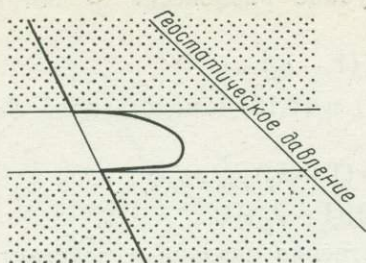


Рис. 6.8.

состоянию флюида, близкому к гидростатическому равновесию. Отсюда следует, что в разрезах, где градиент $\Delta t/\Delta z$ меньше, чем нормальный, давление возрастает с глубиной быстрее, чем гидростатическое, и градиент потенциала флюида направлен вниз (поток воды — вверх). Наоборот, когда градиент $\Delta t/\Delta z$ больше, чем нормальный, градиент потенциала флюида направлен вверх (поток воды — вниз). На рис. 6.3 имеется свидетельство направленной как вверх, так и вниз миграции поровой воды в пределах разреза глин, зона раздела располагается немного глубже. Интерпретация условий осадконакопления указывает на более мелководные условия ниже этой глубины: это трансгрессивно-регрессивный цикл и есть, по-видимому, горизонты более проницаемых пород на больших глубинах, где поровые флюиды имеют меньший потенциал. Эти тренды зеркально отражаются на кривой удельного сопротивления глин.

Мы можем приложить эти принципы к миграции поровой воды в любой чередующейся последовательности уплотняемых, относительно непроницаемых слоев и проницаемых, относительно неуплотняемых слоев, такой как переслаивание глин и песков в неритовой и паралической частях молодых регрессивных серий. Уплотнение водонасыщенных отложений создает различия потенциала флюида, которые стремятся сдвинуть воду в направлении меньшей энергии. Скорость этого движения зависит от проницаемости слоя уплотняемой осадочной породы и от сопротивления фильтрации воды во всей толще. Хорошо проницаемая песчаная линза, которая полностью окружена относительно непроницаемой глиной, способна уплотниться только в той степени, в какой поровая вода может уйти из всей системы.

В чередующейся последовательности глин и песков, уплотняющихся под весом вышележащей толщи, более уплотняемые глины получают более высокий потенциал флюида, чем пески, и поровый флюид мигрирует как вверх, так и вниз в прилежащие пески с нормальным давлением (рис. 6.8). Это движение будет продолжаться, пока не будет достигнуто равновесие уплотнения: если отложения погружаются, такой момент может не наступить в течение многих миллионов лет.

Принятое обычно мнение, что поровая вода глин мигрирует вдоль напластования, «потому что это направление наилучшей

проницаемости», не согласуется с механикой ее движения. Глины могут быть анизотропными по проницаемости, но движение воды зависит не только от проницаемости, но и от градиента потенциала флюида. Когда уплотнение вызвано весом вышележащих пород, эквипотенциальные поверхности в поровой воде глин теоретически горизонтальны. Реальная геометрия глинистых тел может нарушить эту горизонтальность до некоторой степени, но для значительной латеральной миграции требуется, чтобы отношение латерального расстояния миграции к вертикальному было того же порядка, что и отношение вертикальной проницаемости к латеральной. Для тонких слоев глин мы можем принять вертикальный путь равным половине мощности слоя. Таким образом, для глин мощностью несколько сотен метров и латеральной протяженностью несколько километров горизонтальная проницаемость должна была бы в тысячи раз превышать вертикальную, чтобы латеральная миграция была значительной. Нет свидетельств в пользу реальности такой анизотропии. Количество выжатой воды зависит также от площади, нормальной к потоку. Для большинства глин площадь, нормальная к вертикальным миграционным путям, намного больше, чем площадь, перпендикулярная к горизонтальным путям миграции.

Доказательства вертикальной миграции поровой воды глин лежат, как мы видим, в наблюдающихся и в логически выводимых градиентах потенциала, которые генерируются гравитационным уплотнением. Поровая вода движется к пространству с более низкой энергией. Песок, включенный в глины, может действовать как дрена, получающая воду через свою нижнюю поверхность снизу, через верхнюю — сверху. Внутри песчаного пласта движение воды должно быть латеральным, возможно, направленным к его выходу на земную поверхность. В типичной регрессивной серии, где пески имеют тенденцию к выклиниванию в направлении регрессии, вода в песках будет двигаться к тем участкам суши, от которых шла регрессия; эту воду едва ли можно считать реликтовой.

ДРУГИЕ ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ АНОМАЛЬНО ВЫСОКОГО ПЛАСТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

В дополнение к механическому процессу, который мы рассмотрели, многие другие факторы могут создавать аномально высокое пластовое давление: геометрия газовых резервуаров, воздымание слоев, эпигенетические превращения глинистых минералов, термическое расширение воды, осмос, тектоническая активность.

Геометрия резервуара. Нет никакого сомнения, что мощный столб газа способен создать аномально высокое пластовое давление в резервуаре. Это связано с разницей между градиентом нормального гидростатического давления воды вне резервуара и градиентом давления газа внутри его (рис. 6.9). По этой причине некоторые газовые залежи в Иране имеют очень высокое аномаль-

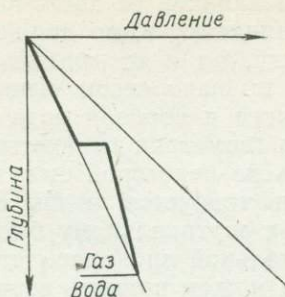


Рис. 6.9.

ное давление, была замечена связь между давлением в залежи и выходами газа [53]. Эффект большой высоты нефтяных залежей менее выражен, но не всегда незначителен.

Аномальное давление препятствует успешному бурению, потому что наибольшая аномальность приурочена к верху залежи и верху структуры; с глубиной аномальность убывает и исчезает на газ-водяном контакте.

Воздымание. В разное время предполагалось, что аномально высокое давление в глинах может возникнуть в результате того, что глины с нормальным давлением подняты на меньшую глубину. Но доказано, что в ходе аккумуляции регрессивных отложений идет погружение осадков с аномально высоким пластовым давлением.

Термическое расширение воды. Давно уже признано, что при погружении происходят одновременно термическое расширение воды и некоторое сжатие ее («расширение воды при высоких температурах превосходит уменьшение объема, вызванное сжатием» [201, с. 924—925]). Но этот эффект не может составить часть какой-либо гипотезы, пока природа аномального давления не понята. Такое понимание началось с 50-х годов. Термическое расширение воды было предложено как возможная причина аномально высокого давления Смитом и Томасом [175], обсуждено Баркером [8] и затем Магарой [121]. Чтобы принять термическое расширение главной причиной аномально высокого давления, требуется соблюдение трех условий: почти полное запечатывание глин, поддержание постоянного порового объема, отсутствие механического уплотнения. Возражения против этой гипотезы возникают из перечисленных требований.

Наиболее быстрое нагревание поровой воды при погружении в районе Галф-Кост могло достигать около 1°C за 14 000 лет (геотермический градиент $36^{\circ}\text{C}/\text{км}$, скорость опускания 1 м за 500 лет). При этом объем воды возрастет в 1,0006 раз за 14 000 лет. Чтобы поровая вода в столбе породы сечением 1 м^2 и мощностью 500 м при пористости 20% могла уходить по мере своего расширения, проницаемость должна быть порядка $5 \cdot 10^{-21}\text{ м}^2$ [41]. Это значение близко к нижнему пределу проницаемости, измеренной в третичных аргиллитах Японии [120]. Даже при этих крайних

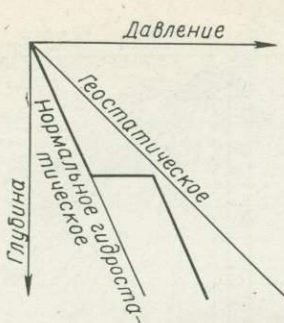


Рис. 6.10.

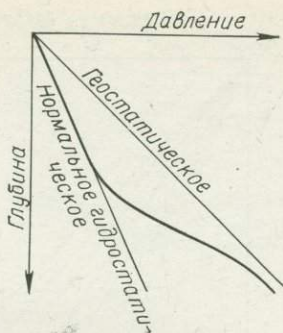


Рис. 6.11.

принятых условиях такая проницаемость была бы достаточной для диссипации объема воды, образовавшегося при термическом расширении. Так что для проявления аномально высокого давления требуется почти полное запечатывание пор.

Поддержание постоянного порового объема маловероятно. Нагреваются при погружении как вода, так и твердый материал скелета. Если он расширяется изотропно (с сохранением геометрического подобия), пористость остается неизменной, но объем пор возрастает. Поэтому поровый объем останется постоянным только в том случае, если механическое уплотнение уменьшит поровый объем в той же пропорции. Существуют и другие возражения. Если принять совершенное запечатывание, то градиент давления поровой воды будет гидростатическим при давлениях, смещенных к большим значениям (рис. 6.10). Как и для мощной газовой залежи, наибольшая аномальность будет наблюдаться непосредственно под запечатывающим слоем. Бурение и каротаж указывают на обратную тенденцию: наибольшая аномальность отмечается в нижней части переходной зоны (рис. 6.11). Кроме того, аномальное давление наблюдается и на очень малых глубинах — до 1500 м, где температура невелика и полное запечатывание пор практически невозможно.

Эпигенез глинистых минералов. Эта гипотеза исходит из предположения Пауэрса [147], что освобождение воды из глинистых минералов действует как механизм, вымывающий нефть из породы. Чтобы при этом создавалось аномальное давление, должно быть увеличение объема, когда межслоевая вода высвобождается в поровое пространство. Магара [121] показал, что наблюдаемая степень недоуплотнения не может быть объяснена этим процессом: расширение, если оно и существует, недостаточно, чтобы быть причиной наблюдаемого уменьшения средней плотности.

Преобразование монтмориллонита в иллит, при котором высвобождается вода в поры, происходит не выше глубин 1800 м, как считает Пауэрс, или между 800 и 2500 м по Бёрсту [28]. Сравнимые глубины называют Перри и Хауэр [143] и еще большие —

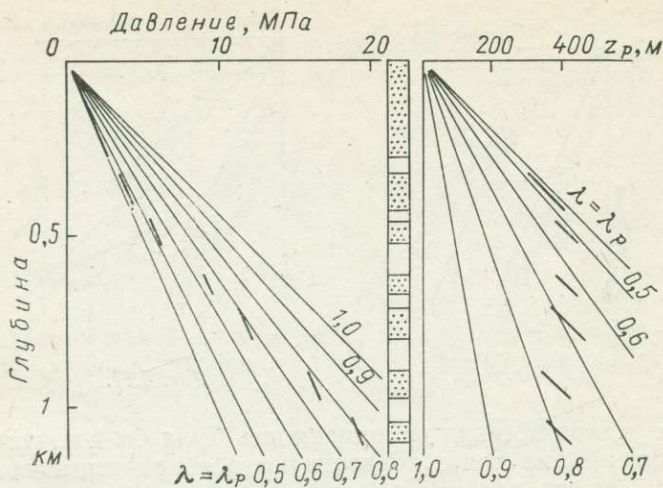


Рис. 6.12.

Уивер и Бек [204]. Аномальные же давления обычны на глубинах, меньших чем эти, например, на Тринидаде (рис. 6.12), Новой Зеландии [101], в Западном Ириане [202], Папуа-Новой Гвинее [178], на Калимантане, в бассейне Галф-Кост (США). Хотя такой механизм высвобождения воды вполне может быть реальным на больших глубинах, вклад этой причины будет оценен только при условии, что межслоевая вода имеет более высокую плотность, чем поровая.

Осмоз. Этот эффект может быть причиной аномально высокого порового давления в более соленых водах. Как процесс образования аномально высокого давления в глинах, он неубедителен. Действительно, Магара [121] показал, что осмотический градиент в глинах противодействует возникновению аномально высокого давления, помогая удалению поровой воды.

Тектоника. Когда тектонические силы вызывают деформации в относительно непроницаемых отложениях, это должно приводить скорее к аномально высокому поровому давлению, чем к уменьшению порового объема, пока вода не уйдет. Такой механизм предложен для образования надвигов [159] и для объяснения минерализации вдоль разломов [172]. Однако тектоническая сила оказывает, по-видимому, небольшое непосредственное влияние во многих областях аномального давления (Галф-Кост, дельта Нигера, многие районы Юго-Восточной Азии), хотя любая тенденция к сдвигу может вызвать деформацию, которая поднимает поровое давление.

Таким образом, механическая гипотеза, может быть, не исчерпывает всех аномальностей, которые мы наблюдаем, но она качественно объясняет многие из них. Отложения действительно стремятся уплотниться под действием нагрузки. Термическое расши-

Трансгрессивно-регрессивный цикл

Трансгрессивная серия

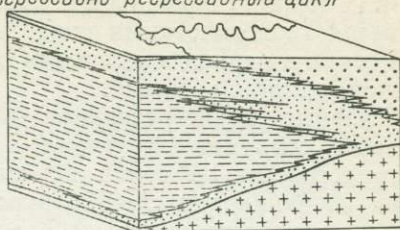
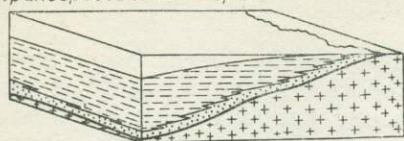


Рис. 6.13.

рение поровой воды вносит свой вклад в аномальное давление, увеличивая объем воды, который должен быть отжат, но сомнительно, чтобы этот вклад был значительным. Эпигенез глинистых минералов может влиять на качество поровой воды, но вряд ли он изменяет ее количество. Нет никаких сомнений в том, что мощный столб газа может вызвать серьезную аномальность давления, но здесь мы этот процесс не рассматриваем (прим. 13).

МИГРАЦИЯ ПОРОВЫХ ВОД В СЕДИМЕНТАЦИОННЫХ БАСЕЙНАХ

Установим основные направления миграции поровых вод в седиментационных бассейнах на стадии, предшествующей орогенезу. В качестве модели возьмем простой трансгрессивно-регрессивный цикл (рис. 6.13; вертикальный масштаб крупнее горизонтального); эти рассуждения могут быть легко распространены на более сложные осадочные бассейны.

В ходе накопления трансгрессивной серии базальный проницаемый слой (обычно известняк или песчаник) имеет физическую связь с морем близко к береговой линии и служит проводящим слоем для поровой воды глин, которая отжимается в него сверху вниз. В значительной степени уплотнение глин на этой стадии выглядит как продолжение процесса осаждения, когда масса поровой воды движется вверх по отношению к зернам породы. Будет ли при этом абсолютное движение воды вверх, зависит от соотношения скоростей погружения бассейна и движения поровой воды. В трансгрессивную фазу глина уплотняется снизу вверх.

С началом регрессии происходят значительные изменения в характере уплотнения. Действие на глину нагрузки отлагающихся проницаемых пород (песок) дает эффект фильтрующего пресса, и глина уплотняется сверху вниз благодаря градиентам потенциала и давления в верхней части глин. Потеря проницаемости в нижней и верхней частях слоя глин, вызванная этими противоположно направленными видами уплотнения, приводит к запечатыванию поровой воды в глине. Поскольку при регрессии продолжается прогибание и, следовательно, нагружение новыми осадками, именно в этот период начинается создание недоуплот-

ненных глин с аномальным давлением. Это заключение подтверждается геологическими свидетельствами деформации регрессивной серии в период накопления отложений, что вызвано ее механической нестабильностью.

Главные трансгрессивная и регрессивная ветви характеризуются наличием флуктуаций второго порядка, создающих в трансгрессивной серии переслаивание карбонатов и глин или реже песчаников и глин, а в регрессивной серии — почти исключительно песчаников и глин. Это чередование проявляется особенно наглядно в регрессивной части до тех пор, пока не начинают накапливаться паралические и континентальные пески. Флуктуации второго порядка вызывают образование клиньев и языков пронизываемых отложений, которые прерываются в направлении моря. Для регрессивной серии характерно также увеличение отношения песок/глина вверх по разрезу, пока не начинают преобладать паралические и континентальные пески и конгломераты. Харкинс и Бозер [76] отметили, что в бассейне Галф-Кост отложения с аномальными давлениями находятся в разрезе ниже уровня песчаности 5—10%. Эти и вышележащие пески обычно содержат поровую воду при нормальном гидростатическом давлении, из чего можно заключить, что они имеют гидравлическую связь своего порового пространства с земной поверхностью.

Мы приходим к выводу, что поровая вода выжимается в эти пески через их верхнюю и нижнюю границы и что латеральная миграция здесь осуществляется в сторону суши. Это имеет особенное значение для аккумуляции нефти и полиметаллов в трансгрессивных карбонатных отложениях. Миграция поровой воды продолжается в течение всей фазы аккумуляции отложений в осадочном бассейне и, возможно, еще и в орогеническую фазу. Если аномальное давление существует в период орогенической фазы, поровая вода будет играть важную роль в деформации седиментационного бассейна.

7

РОЛЬ ПОВОРОЙ ВОДЫ В ДЕФОРМАЦИИ ПОРОД СЕДИМЕНТАЦИОННОГО БАССЕЙНА

Следует различать доорогеническую и орогеническую деформации осадочного бассейна. Важные деформации происходят в седиментационных бассейнах, когда в них накапливаются отложения, особенно в заключительной регрессивной серии. Регрессивная серия обязана своим возникновением эрозии соседней орогенической области за пределами седиментационного бассейна: горы поставляют отложения в возрастающих количествах, пока их поступление не превысит объем, образованный прогибанием осадочного

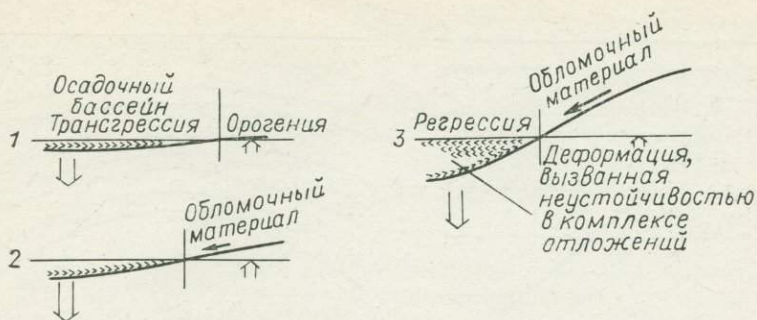


Рис. 7.1.

бассейна. Море тогда становится мелким и морские отложения отступают от орогена. Деформацию в осадочном бассейне во время накопления отложений будем называть доорогенической. Начальные деформации. Позднее мы обсудим доорогеническую деформацию, которая осуществляется при орогенезе самого осадочного бассейна; соотношение между этими двумя видами деформации показано схематически на рис. 7.1. В качестве примера можно взять бассейн Галф-Кост. В течение всего кайнозоя в нем накапливались отложения, принесенные из относительно далеких Скалистых гор и Аппалачей. Этот бассейн еще не подвергался орогенезу, но уже претерпел обширное сбросообразование и формирование пологих складок.

Рассмотрим сначала геологию доорогенических деформаций, затем их возможные причины.

ДООРОГЕНИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ

Структуры роста. Структуры, которые образовались в то время, когда накапливались слагающие их отложения, известны под собирательным названием структур роста [51]. Разрывы роста — это нарушения (обычно сбросы), по которым мощность коррелирующих слоев резко меняется (рис. 7.2), более мощный слой принадлежит опущенной стороне. В антиклиналях роста слои тоньше на своде, чем на крыльях (рис. 7.3). Осадочные бассейны являются структурами роста в большом масштабе.

Первое выявление структур роста, видимо, принадлежит Гиддману [193], который приписал литологические изменения на сбросе Крейвен (Англия) развитию сброса одновременно с накоплением осадков. Позже структуры роста были найдены в угольных шахтах и на месторождениях нефти и газа, по своей природе они легче опознаются в подземных выработках при детальном наблюдении в трех измерениях, чем в обнажениях [56, 17, 18, 183].

Разрывы роста наблюдаются в начальных и конечных регрессивных сериях осадочных бассейнов, образованных при форми-

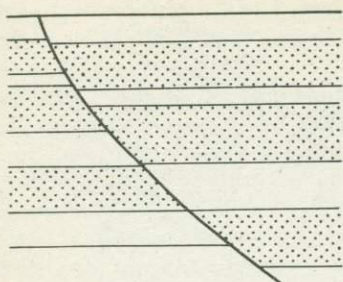


Рис. 7.2.

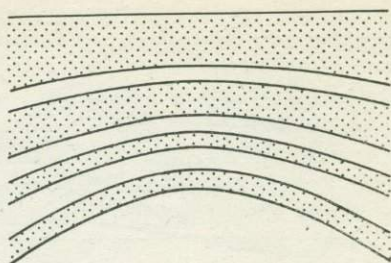


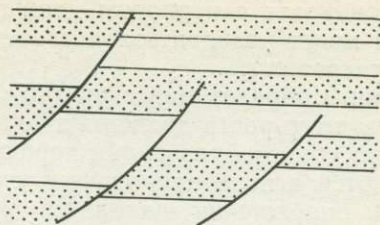
Рис. 7.3.

ровании рифтов или разломов фундамента. В конечных сериях распространены месторождения угля, нефти и газа. Разрывы роста в регрессивных сериях обычно изогнуты в плане (вогнуты в направлении наступления регрессивной серии) и в разрезе (вогнутость вверх). Простиранние разрыва грубо параллельно простиранию поверхности осадконакопления, опущенная часть соответствует стороне, которая находится в направлении наступания фронта осадконакопления. Падение разрыва обычно выполаживается с глубиной от $60-70^\circ$ до 40° и меньше. Из-за этого выполаживания возникают недоразумения. Поскольку аномальное давление в бассейне Галф-Кост наблюдается в выположенной части разрывов роста, и это давление возрастает с глубиной, и в этом же направлении разрыв выполаживается, было сочтено [24], что эти факты имеют причинную связь.

Оставляя в стороне теоретические и практические свидетельства того, что давление флюида не влияет на угол разрыва [92], следует помнить, что угол падения разрыва был задан, когда разрыв только начинался — вскоре после начала накопления проницаемых песков регрессивной серии, разрыв возник в неконсолидированных отложениях на небольшой глубине. Этот угол обычно составляет около 60° к поверхности напластования, но уплотнение отложений затем ведет к выполаживанию угла падения. Поскольку в регрессивных сериях доля глин возрастает вниз по разрезу, то усиливается и относительное уплотнение, что выполаживает падение разрыва. Если начальный угол был 60° и начальная пористость составляла 50%, то уплотнение глины до пористости 16% уменьшит падение разрыва до 45° , так что большая часть выполаживания может быть объяснена уплотнением. Отток глины от нагруженной области может обеспечить некоторые особенно большие выполаживания. Скорость движения разрыва роста составляет 100 м за 1 млн. лет (10^{-4} м/год), что является ничтожно малым движением для пластичной глины. Надо иметь в виду, что любое наклонение или смятие в складки пластов деформирует таким же образом и разрывы роста [128].

Движение разрывов роста может быть датировано относительно отложений, которые они пересекают, поскольку контраст мощностей возникает только при смещении. Сопоставление соот-

Рис. 7.4.



ношения мощностей коррелирующихся пород по обе стороны разрыва со стратиграфическим уровнем показывает движение разрыва и его относительную активность. Никаких глобальных данных по изучению времени образования разрывов относительно зоны, переходной к аномальным давлениям, не опубликовано, но Торсен [192] выполнил интересное исследование разрывов роста в западной части Луизианы.

Сравнение карты Торсена [192] с картой Дикинсона [54] показывает, что периоды максимального движения разрывов роста приходятся на две биостратиграфические зоны над самыми молодыми глинами с аномальным давлением. Торсен также заметил, что время максимального движения антиклиналей роста было тем же самым, что и разрывов роста. Это означает, что движение структур роста началось вскоре после аккумуляции более проницаемой части серии поверх глин и что аномальное давление возникло в этих глинах так же рано, когда вес вышележащих отложений был еще невелик. На месторождении Мидленд [62] образование разрывов началось вскоре после того, как стала накапливаться проницаемая часть серии. Есть свидетельства движения разрыва при мощности вышележащей толщи менее 500 м. Таким образом, есть данные в пользу ранней генерации аномальных давлений в глинах регрессивных серий.

Если в какой-то области есть более чем один разрыв роста, они имеют тенденцию становиться моложе в направлении продвижения осадконакопления, так что разрывы роста на опущенной стороне моложе, чем на взброшенной. Разрывы роста начинают свое движение и прекращают его все позже в направлении продвижения осадконакопления, так что их стратиграфическая последовательность может быть такой, как на рис. 7.4 [128, 54].

Антиклинали роста, в которых мощности слоев убывают к своду, картируются с помощью карт изопакит [35, 37]. Изопахиты для более глубоких горизонтов (больших интервалов) по конфигурации сходны с изолиниями структуры этих горизонтов. Как следствие изменений мощности слоев, антиклинали роста имеют тенденцию к увеличению крутизны крыльев с глубиной. Эта особенность, кажется, впервые замечена Штутцером [183]. Кроме данных Торсена [192], ничего не опубликовано по времени начала роста этих структур по отношению к перекрывающим отложениям над основной глинистой частью серии. Наш опыт находится в согласии с данными Торсена: основной период роста таких антикли-

налей совпадает с периодом движения разрывов роста, но антиклинали могут развиваться и после того, как движение разрывов роста прекратилось.

Причины образования структур роста. Поиск причин возникновения структур роста должен начинаться с механического анализа. Механика сбросообразования хорошо понята. Нормальные сбросы развиваются в поле напряжений, где наименьшее и среднее сжимающие напряжения находятся в горизонтальной плоскости, а наибольшее сжимающее напряжение вертикально (мы принимаем эти главные напряжения горизонтальными и вертикальными, потому что это достаточно близкая аппроксимация для ситуации под континентальным шельфом и низколежащими прибрежными областями, где эти явления обычно наблюдаются). Нормальный сброс образует угол около 30° с осью наибольшего главного напряжения, т. е. угол его падения составляет около 60° , простираение разрыва нормально к оси наименьшего главного напряжения.

Мы говорим о наименьшем и наибольшем сжимающих напряжениях, потому что в неконсолидированных отложениях, не имеющих прочности на разрыв, все отложения, располагающиеся ниже нескольких метров от земной поверхности, находятся в состоянии сжатия [88]. Но имеется компонента растягивающего напряжения, перпендикулярная к простираению нормального сброса в направлении латерального смещения; эта компонента обычно ориентирована приблизительно нормально к простираению поверхности осадконакопления. Таким образом, появление разрывов роста видится, по крайней мере частично, как результат тенденции материалов соскальзывать в направлении моря, например, в таких ситуациях, как в бассейне Галф-Кост и дельте Нигера (прим. 14).

Если сбросы роста ассоциируют с антиклиналями роста, мы можем прийти к заключению, что те и другие структуры формировались в одном и том же поле напряжений, где наибольшее главное напряжение ориентировано вертикально. Это заключение расходится с мнением, которое требует, чтобы наибольшее сжимающее напряжение было горизонтальным и нормальным к оси складки. Чтобы найти истину, возьмем полевой пример, данные которого не могут быть оспорены, — нефтяное месторождение Сериа на о. Калимантан.

Месторождение Сериа — это асимметричная антиклиналь в третичных отложениях (рис. 7.5), ее длина 20 км, ширина менее 5 км, ось параллельна современной береговой линии [168, 116]. Отложения регрессивные, меняющиеся вверх по разрезу от неритовой формации глин Сетап (олигоцен — миоцен) через неритовую глинисто-песчаную формацию Мири и неритовую песчано-глинистую формацию Сериа до паралической формации Лианг. Регрессия еще продолжается, распространяясь к северу или северо-западу. Структура не выражена на земной поверхности, она была выявлена неглубоким колонковым бурением под береговым болотом. Несколько сотен скважин показывают, что это несомненно антиклиналь роста, пересеченная сбросами роста; некоторые из

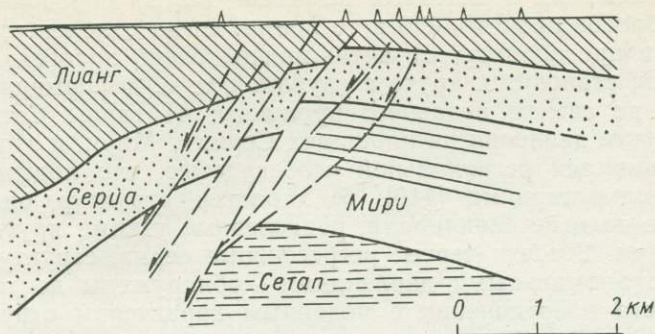


Рис. 7.5.

них секут самые молодые отложения. Все это свидетельствует, что антиклиналь была сформирована в поле напряжений с горизонтальной компонентой растяжения при наибольшем главном напряжении, ориентированном вертикально.

Шауб и Джексон [168] приписали это складкообразование в бассейне северо-западного Калимантана орогении к концу плиоцена. Они отметили, что складчатость более интенсивна во внутренней части острова и уменьшается «в сторону бассейна», где широкие пологие синклинали разделены узкими крутыми антиклиналями (одна из них — Сериа), которые сложно прорваны в основном нормальными сбросами. Эти сбросы развивались одновременно с накоплением более молодых неогеновых отложений.

Надо отметить, что если складкообразование, которое приписано плиоценовой орогении, подразумевает горизонтально направленную деформацию сжатия, то полевые данные не подтверждают такую гипотезу: в тех же отложениях, в то же самое время, в том же самом месте происходило нормальное сбросообразование. Чтобы не подумать, что обращенный сброс на месторождении Мири [168] подтверждает гипотезу горизонтальной деформации сжатия, отметим следующее: этот обращенный сброс, падающий под углом 60° , находится в согласии с вертикальными деформирующими силами, потому что разрывы образуют острый угол с осью наибольшего главного сжимающего напряжения.

Представляются важными следующие наблюдения: а) самая молодая формация Лианг сложена в складки, б) эта формация также нарушена нормальными сбросами, в) даже над сводом антиклинали имеется более 2000 м неритовых и паралических отложений. Эти наблюдения уверенно ведут к заключению, что деформация месторождения Сериа происходила в течение времени от миоцена до голоцена при одновременном прогибании в поле напряжения с компонентой горизонтального растяжения, поэтому иная точка зрения не может быть подтверждена.

Соберем теперь все данные, которые помогут нам лучше понять антиклиналь Сериа и сходные структуры: 1) последователь-

ность отложений в основном регрессивная; 2) образование складок и сбросов происходило в то время, когда отложения накапливались и прогибались; 3) антиклиналь, очень пологая на малых глубинах, становится круче с глубиной, т. е. деформация продолжалась до самого недавнего прошлого; 4) глины Сетап имеют аномальные давления на площадях Сериа и Мири, и это, по-видимому, является региональной особенностью, что подтверждается грязевыми вулканами [116]; 5) характер структур одинаковый: широкие пологие синклинали, разделенные узкими крутыми антиклиналями. Все эти черты: регрессивные серии, структуры роста, глины с аномальными давлениями — обнаружены во многих частях света в соединении с подобным характером структур. Эта ассоциация связана с механической нестабильностью молодых регрессивных отложений [35, 37—39] (прим. 14).

Теория деформации, вызванной механической нестабильностью в простых слоистых отложениях, хорошо известна [15, 150]. Масштабные модели согласуются с теорией [140, 149, 184]; как теоретические, так и физические модели не противоречат геологическим наблюдениям. Двухслойная среда, в которой верхний пласт плотнее, чем нижний, неустойчива в поле тяготения, и поверхность раздела будет деформироваться, если вязкость достаточно мала. В частности, антиклинали имеют тенденцию образовываться так, что их оси параллельны средней главной компоненте напряжения [184].

Когда мы говорим о вязкости пород, следует называть ее эквивалентной или кажущейся, чтобы показать, что рассматривается свойство, аналогичное вязкости жидкостей. Для геологии строгой является аналогия с несколькими несмешивающимися жидкостями различных вязкостей, и именно в этом заключается трудность количественной оценки этого свойства пород. В физических моделях используются материалы, которые имеют более близкое сходство с жидкостями [149], чем моделируемые объекты; здесь важен фактор времени. Материалы, которые являются хрупкими на коротких отрезках времени, могут быть собраны в складки без трещин за длительный период времени (мы наблюдаем это свойство, например, в асфальте и сургуче).

Если считать молодую регрессивную серию двухслойной системой проницаемых песков с нормально уплотненной глиной, перекрывающих недоуплотненные глины с повышенным давлением, то следует оценить относительную вязкость этих двух слоев. Опыт бурения на нефть показывает, что физические свойства этих слоев очень различны и что давление поровой воды является важным параметром, обуславливающим эти различия. При бурении через верхний слой с нормальным давлением песчаники обычно бурятся быстрее, чем глины, но ствол скважины остается устойчивым в обеих породах. Как только достигается переходная зона, возникает «буровой провал»: скорость бурения увеличивается и вскоре уже превосходит ту, что была в песчаниках, хотя бурение теперь идет в глинах. Этот эффект имеет две главные причины, и обе

связаны с поровым давлением: это обращение или уменьшение градиента потенциала флюида на забое скважины и уменьшение компетентности (или связности) глины, вызванное снижением эффективного напряжения, по мере того как поровое давление возрастает по сравнению с нормальным гидростатическим.

Когда недоуплотненные глины встречаются на относительно небольшой глубине (до 2000 м), они обычно имеют тенденцию затекать в ствол скважины («валящие глины» или «гамбо» в бассейне Галф-Кост). Этот эффект обнаруживается по увеличению вращательного момента при бурении или по невозможности достичь забоя при спуске колонны в скважину после смены долота. Электрический каротаж и квернометрия могут выявить участки глин, где диаметр скважины меньше, чем диаметр долота, которым она бурится. Таким образом, недоуплотненные глины с аномальным давлением имеют вязкость меньшую, чем нормальная для их глубины. Это подтверждается существованием грязевых вулканов в ассоциации с молодыми регрессивными сериями.

Средняя плотность водонасыщенной осадочной породы $\rho_{вн}$ может быть выражена через плотность компонентов и пористость:

$$\rho_{вн} = f\rho_{в} + (1 - f)\rho_{с} = \rho_{с} - f(\rho_{с} - \rho_{в}), \quad (7.1)$$

где f — пористость; $\rho_{в}$ — плотность поровой воды; $\rho_{с}$ — плотность твердого скелета.

Отсюда следует, что если пористость возрастает с глубиной в переходной зоне к недоуплотненным глинам, то средняя плотность флюидонасыщенной породы убывает. Если бы можно было найти функциональную зависимость между глубиной, пористостью и давлением поровой воды, то выражение (6.1) могло бы быть модифицировано так, чтобы учесть эти параметры. Введем в формулу Эзи [уравнение (6.2)] глубину равновесия (через параметр δ) и, подставив

$$f = f_0 e^{-c\delta z} \quad (7.2)$$

в уравнение (7.1), получим

$$\rho_{вн} = \rho_{с} - f_0 e^{-c\delta z} (\rho_{с} - \rho_{в}). \quad (7.3)$$

Это соотношение показано на рис. 7.6 для $\rho_{с} = 2,65$ г/см³; $f_0 = 0,48$; $c = 1,42 \cdot 10^{-3}$ м⁻¹; $\rho_{в} = 1,05$ г/см³. При средней плотности флюидонасыщенных вышележащих пород 2,30 г/см³ инверсия плотности в глинах с аномальным давлением может проследиваться вниз вплоть до глубины по крайней мере 2000 м.

Степень деформации неустойчивых отложений и геометрия деформации зависят от разницы плотностей между двумя слоями, от разницы их вязкостей и мощностей. Установлено, что самая ранняя деформация поверхности раздела между двумя слоями имеет небольшую длину волны и малую амплитуду, но по мере того как развивается деформация, одна из волн усиливается за счет других. Доминантная длина волны [15] является функцией отношения вязкостей и отношения мощностей верхнего и нижнего

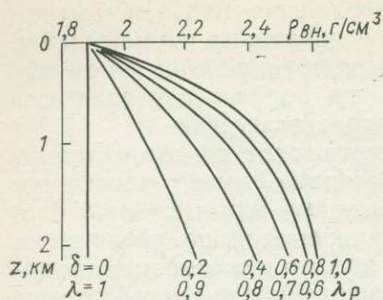


Рис. 7.6.

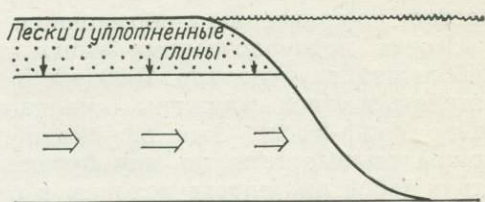


Рис. 7.7.

слоев. Чем больше вязкость вышележащих отложений по отношению к вязкости нижнего слоя, тем длиннее доминантная волна и медленнее скорость деформации.

Основные физические факторы гравитационной неустойчивости — инверсия плотности и относительно низкая вязкость — присутствуют в молодых регрессивных отложениях с глинами, имеющими аномальные давления. Кроме того, обычно наблюдающийся структурный тип — широкие пологие синклинали, разделенные узкими крутыми антиклиналями, — полностью соответствует доминантной длине волны, что подтверждается математическими и физическими моделями неустойчивых отложений. Таким образом, соображения в пользу скорее вертикальной, чем горизонтальной, деформирующей силы подкрепляются полевыми данными о структурах роста, ключом к этим рассуждениям служит роль поровой воды в их влиянии на физические свойства отложений. Проблема количественного выражения этих процессов еще не решена. Трудности связаны главным образом с оценкой фактора времени и изменения со временем размеров и свойств геологических объектов.

Выжимание поровой воды изменяет со временем как плотность, так и вязкость пород. Эти процессы уменьшают степень механической неустойчивости отложений, и со временем они станут устойчивыми. Когда глины достигнут равновесного уплотнения, они будут более плотными, чем вышележащие отложения. Этим объясняется тот факт, что соляные купола гораздо более часты, чем глиняные диапиры, потому что фактор времени слабо влияет на физические свойства солей. Наслоения отложений, имеющих выход на земную поверхность вблизи береговой линии, испытывают деформацию, вызванную нагрузкой на относительно пластичную массу глин. Такая ситуация (рис. 7.7) имеет отношение к бассейну Галф-Кост и к многим крупным дельтам [45]. Нагрузка стремится выдавить глину латерально, создавая объемное течение. Такое направленное вонне течение вполне может содействовать развитию нормальных сбросов роста; соскальзывание не является единственным вариантом деформации. В небольшом масштабе

подобные процессы наблюдаются в дельте Миссисипи, где образование глиняных бугров объясняется действием веса вышележащих отложений [127, 119].

ОРОГЕНИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ

Если орогенез седиментационного бассейна начинается до того, как достигнуто консолидационное равновесие, могут иметь место дальнейшие деформации, в которых поровая вода играет важную роль. Очевидно, что они будут наложены на любые доорогенические деформации. Образование наклонов может вести к сползанию (ясно, что не может быть четкого раздела во времени между склонами, сформированными опусканием бассейна и созданными складчатостью). При этом глины с аномальным давлением будут действовать как смазка (прим. 15).

Сползание со смазкой. Когда блок помещен на слой материала с однородной более низкой вязкостью и все это наклонено, деформация менее вязкого подстилающего слоя приведет к движению блока вниз по склону. При прочих равных условиях чем ниже вязкость смазки и выше ее плотность, тем быстрее движение. Очевидно, что чем круче склон, тем больше скорость сползания. Келе [102] исследовал смазанные геологические оползни и заключил, что такой механизм мог бы легко объяснить большинство тектонических поступательных смещений.

Рассмотрим некоторые полевые примеры деформаций, объясняемых сползанием. В западной части Папуа-Новой Гвинеи (рис. 7.8) мезозойские и третичные отложения бассейна Южный Хайлендс к югу от хр. Кубор, по-видимому, сползли к югу, когда поднимался этот хребет. Деформация приняла формы сбросов, надвигов и крутых асимметричных складок [97, 60, 155]. Разрез бассейна Южный Хайлендс (рис. 7.9) начинается с трансгрессивной юрской серии песков и глин (глины Марил), за ней следуют нижнемеловые глины и алевроиты (формация Кераби) и верхнемеловые глины (формация Чим). На них несогласно залегают палеоценовые глины и песчаники, эоценовые известняки (глубоководные микриты) и нижнемиоценовые мелководные шельфовые известняки (в южной части), глубоководные граувакки и глины (в северной части). В наиболее глубокой части бассейна эоценовые известняки мощностью около 300 м перекрывают осадочные отложения, мощность которых по крайней мере 7000 м. Эти отложения состоят в основном из глин, особенно формация Чим (3000 м глин) и глины Марил (1500 м).

Картирование выявило деформацию, которую можно разделить на четыре зоны по их характерному типу (см. рис. 7.8). Северная зона IV состоит из широкой синклинали на южных склонах хр. Кубор, здесь отмечаются лишь слабые деформации. Следующая к югу зона III характеризуется широкими пологими синклиналями, разделенными узкими крутыми антиклиналями с извилистым простираанием. Некоторые антиклинали перевернуты и

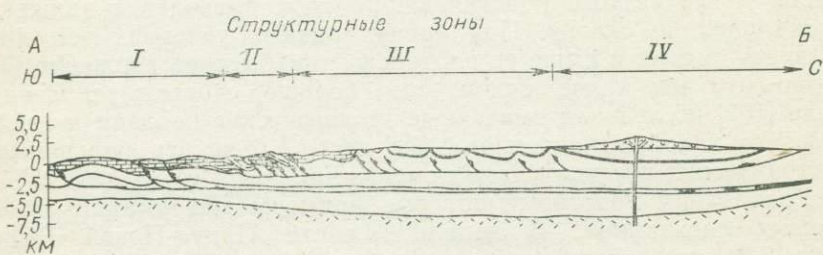
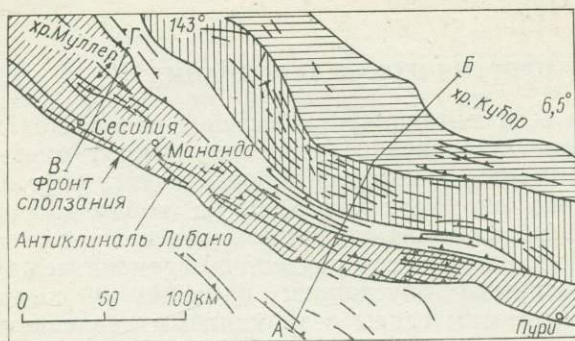


Рис. 7.8.



Рис. 7.9.

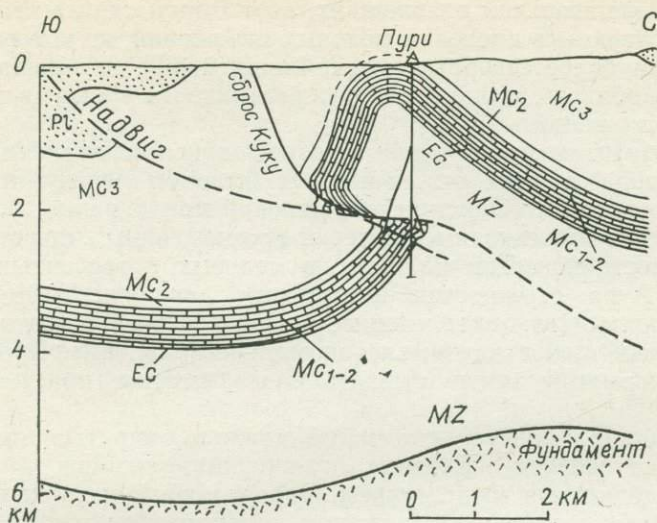


Рис. 7.10.

вброшены к югу или юго-западу. Еще южнее располагается узкая зона (17 км) чешуйчатых надвигов в миоценовых известняках. Самая южная зона состоит из больших складок, вброшенных к югу или юго-западу на приподнятый хр. Муллер. Несколько профилей через эти структуры, которые были разрушены, можно найти в работах Дженкинса [97] и Ридда [155]. Рассмотрим в качестве примера антиклиналь Пури [5], расположенную в южной зоне I. Скважина вскрыла 616 м эоценовых и среднемиоценовых известняков (рис. 7.10), затем 1646 м нижнемеловых глин и алевролитов и снова вошла в эоценовые и среднемиоценовые известняки. Скважина закончена при глубине 3078 м в нижнемеловых глинах. Двама дополнительными стволами скважины было установлено, что угол падения надвига очень мал. Расположенные в 250 км к северу антиклинали Мананда, Сесилия и Либано имеют сходную структуру.

Воздымание порядка 10 км в течение плиоцена — плейстоцена определено для хр. Кубор. Хребет находится сейчас на высоте более 4000 м над уровнем моря; как к северу, так и к югу от него обнажаются миоценовые турбидитовые отложения. Меньшее воздымание — от 4 до 5 км — указывается для хр. Муллер, расположенного на 130 км западнее. Между этими двумя поднятиями фундамент достигает глубины 6 км; поверхность фундамента меняет свое гипсометрическое положение примерно на 11 км на расстоянии около 50 км: отмечается наклон от 12 до 13° вверх к хр. Кубор на северной стороне бассейна. Естественно, что эту огромную область сложной структуры следует связывать со сползанием вниз по склону по мере его образования. Дженкинс [97] предположил две поверхности срыва (сползания): более глубо-

кую — в верхнеюрских отложениях, по которой сдвигается южная зона, а другую — в пределах меловых отложений, по которой сдвигаются три более северные зоны. Финдлей [60], изучавший более западную область, принял единую поверхность срыва в пределах юрских отложений.

Существует немного данных, относящихся к давлению порового флюида в этих отложениях, и было бы неразумно делать выводы только на основании осложнений при бурении, поскольку некоторые из них связаны с потерей промывочной жидкости в разрезах известняков. Тем не менее в меловых и третичных глинах прогиба Аура отмечаются аномальные давления [113]; резонно предположить, что более мощные глины в бассейне Южный Хайлендс также имеют или имели аномальное давление. Кроме того, сами деформации могли вызвать более высокое пластовое давление.

Понимание процесса сползания должно опираться на знание физических свойств осадочных отложений и склонов, образованных прогибанием и воздыманием. Определяющими являются свойства плотных известняков, лежащих на мезозойских глинах, которые мы рассматриваем как смазку для сползания. Естественно считать формацию Чим верхней зоной смещения. Для вышележащей толщи известняков существуют, по-видимому, количественные различия: в северной области располагаются тонкие эоценовые известняки, перекрытые миоценовыми турбидитовыми отложениями, в южной области наблюдаются мощные миоценовые известняки. Эта граница фаций близка к границе между деформациями диапирового типа к северу и чешуйчатыми надвигами к югу. Как мы уже отмечали, плиоцен-плейстоценовое воздымание хр. Кубор создало наклон $12-13^\circ$ к югу, но южному сползанию противодействовало воздымание вдоль оси хр. Муллер. Зона чешуйчатых надвигов находится на северной стороне этого воздымания и представляется связанной с разрывами более компетентных известняков между этими противоположными склонами и их силами сползания. Самая южная структурная зона I содержит относительно недеформированные известняки.

Если относительно жесткий блок покоится на слое смазки и нет преграды сползанию, то скорость сползания зависит от веса блока, угла наклона, эквивалентной вязкости смазки и ее мощности. Если все размеры и параметры остаются постоянными, то деформирующие напряжения внутри блока не возникают и блок сползает без складко- или сбросообразования. Если, однако, существует препятствие сползанию, такое как противоположный склон, то силы, препятствующие скольжению, создают поле напряжений внутри блока, причем компонента латерального сжатия вдоль блока возрастает в направлении падения. Когда это напряжение превысит прочность материала, произойдет надвиг и блок сползет.

Такой интуитивный подход к проблеме сползания не ведет к большим трудностям, когда нет очевидного барьера смещению,

но в обсуждаемом случае имеется более тонкое влияние. На вес блока влияет окружающий его флюид — воздух или вода. Плиоцен-плейстоценовое воздымание подняло большую часть эоценовых и миоценовых морских известняков из-под уровня моря. Удельный вес водонасыщенного известняка над уровнем моря составляет $25 \cdot 10^3 \text{ Н/м}^3$, а ниже уровня моря — только $15 \cdot 10^3 \text{ Н/м}^3$. Однородный блок известняка на однородном слое смазки, наклоненный так, что один его конец находится над уровнем моря, а другой — под уровнем моря, не имеет однородного потенциала сползания. Если нет препятствий, субэаральный блок сползает быстрее, чем идентичный субмаринный (прим. 16).

Нетрудно качественно понять «диапировую» структурную зону, имеющую широкие синклинали, разделенные узкими антиклиналями или узкими поясами мелких нарушений. Почти наверняка существует инверсия плотностей (прим. 17) между глубоководными микритами и нижележащей формацией Чим. Мы полагаем, что доминантная длина волны диапиризма может определить длину надвиговых покровов (по направлению движения) в неустойчивых осадочных отложениях; простираание таких диапировых антиклиналей параллельно простираанию осадконакопления и нормально к склону [36]. Каждая цепь диапировых антиклиналей образует линию ослабления, и любое сопротивление сползанию ниже по склону стремится деформировать диапировую антиклиналь в асимметричную и в надвиг. Зона чешуйчатого надвигообразования южнее «диапировой» области также может нести на себе диапировое влияние, но ее положение у подножия субэарального склона хр. Кубор и противоположного склона хр. Муллер предопределяет, что эта деформация связана с разрывом сплошности в области высокого латерального сжимающего напряжения.

Сползание третичных и, возможно, мезозойских отложений разреза в бассейне Южный Хайлендс рассматривается как пример орогенических деформаций, которые вызваны силами тяготения и (по крайней мере частично) наложены на доорогенические деформации, обусловленные механической неустойчивостью отложений. В этих процессах поровая вода уменьшает эквивалентную вязкость более мощных глин. Глины были, очевидно, достаточно низкой вязкости для того, чтобы образовать диапировые антиклинали. Деформация глин уменьшала бы их общий объем или увеличивала поровое давление, если поровая вода не могла уходить достаточно быстро.

Роль уровня моря в характере деформации представляет определенный интерес. В дельте реки Махакам (Калимантан) (рис. 7.11) тип структур на берегу значительно отличается от наблюдаемого в море. На суше структуры аналогичны рассмотренным для Папуа-Новой Гвинеи: широкие пологие синклинали, разделенные длинными извилистыми крутыми антиклиналями, некоторые с надвигом в ядре. Эти антиклинали долго считались связанными с латеральным сжатием [13]. Однако бурение в дельте реки Махакам и в море выявило антиклинали роста с нормальными сборо-

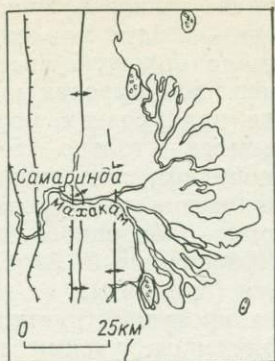


Рис. 7.11.

сами роста в отложениях сходного (или более молодого) возраста. Отсюда следует существование поля напряжения с компонентой горизонтального растяжения [38]. Отложения представлены регрессивной серией с мощными глинами, в которых развиты аномальные давления (на очень небольших глубинах, главным образом в ядрах антиклиналей). Вероятно, антиклинали на суше являются диапировыми [205], сжатыми сползанием песчаных вышележащих толщ на глины с аномально высоким давлением. В прибрежной части, если существует возрастание потенциала сползания в направлении моря, вышележащая толща может иметь компоненту латерального растяжения.

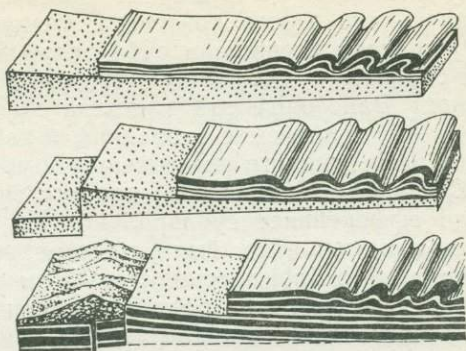
Наконец, следует заметить, что сползание не обязательно должно быть направлено в сторону моря, это зависит от склонов бассейна. Под дельтой Мамберамо (Индонезия) бурение выявило очень неглубокие глины с аномальным давлением в регрессивной серии, фундамент вблизи современной береговой линии залегает неглубоко от земной поверхности [202]. Представляется вероятным, что здесь сползание происходит в сторону суши.

8

ПОРОВАЯ ВОДА И СПОЛЗАНИЕ

Крупномасштабные сползания геологических комплексов с малой внутренней деформацией — не новая идея. В течение второй половины XIX столетия, по мере того как выяснялась геология Альп, северо-западной Шотландии и Скандинавии, появились свидетельства латерального смещения блоков длиной многие десятки километров в направлении движения. Например, Торнебом [195] допускал смещение блоков длиной по крайней мере 130 км по каледонским надвигам. Главная трудность была в понимании механики явления. Прочность породы ограничивает длину блока, ко-

Рис. 8.1.



торый может быть сдвинут по горизонтальной поверхности: если толкающая сила, приложенная к концу блока, превышает прочность материала, блок разрушится в результате внутреннего сдвига. Прочность пород совершенно недостаточна, чтобы выдержать давление; способное двигать блоки длиннее нескольких километров. Если же блок сползает вниз по склону под действием веса, возникает другая трудность: при фактическом коэффициенте трения породы по породе для гравитационного сползания необходим угол около 30° , т. е. перепад рельефа по вертикали должен составлять половину длины блока. Это ограничивает длину сползающего блока до нескольких километров.

Смолуховский [176] подсчитал, что прочность гранита намного меньше, чем нужно, чтобы столкнуть блок длиной 160 км. Но при этом он писал: «Предположите, что слой пластического материала, скажем битума, помещен между блоком и нижележащим основанием, или предположите, что это основание состоит из такого материала. Тогда в игру вступает вязкое жидкое трение вместо трения твердых тел и любая сила, сколь угодно малая, сможет сдвинуть блок. Его скорость будет малой, если пластичность мала, но в геологии мы имеем вполне достаточно времени: торопиться некуда».

Накапливалось все больше свидетельств крупномасштабных перемещений. Преобладало же скорее мнение о проталкивании этих огромных блоков или покровов вдоль надвигов, чем о сползании их вниз по склонам, хотя Рейер [151] считал сползание причиной складчатости (рис. 8.1). Движение вверх по склону в некоторых областях, таких как Юра, явно противоречило гравитационному сползанию. Хаббертом и Руби [92] была предложена гипотеза флюидного давления, которая явилась продолжением гипотезы Терцаги для оползней [187]. Они показали: 1) пластовое давление может ослабить эффективное нормальное напряжение до такой степени, что более длинные блоки могут быть сдвинуты без внутреннего разрушения; 2) блоки могут сползать вниз по склонам, гораздо более пологим, чем это определяется коэффициентом трения.

Эта гипотеза была широко принята, однако она обычно использовалась вне своего контекста. Основная часть статьи Хабберта и Руби была посвящена субаэральному сползанию водонасыщенных блоков, но они нашли [165], что в приложении к надвигам западного Вайоминга эта гипотеза не может объяснить количественно предполагаемое сползание, и заключили, что процесс ослабления эффективного напряжения помогает сползанию.

Согласно этой гипотезе процесс сползания осуществляется гораздо эффективнее субаэрально, чем под водой. Однако многие сползания, вероятно, были субмаринными. Действительно, трудно поверить, что блоки мощностью 6 км в западном Вайоминге сползали полностью субаэрально, особенно если они двигались вниз по флангу геосинклинали [165]. Менее благоприятная механика субмаринного сползания уменьшает вклад пластового давления в ослабление эффективного напряжения. Надо отметить, что почти все отложения, в которых известны пластовые давления, достаточно высокие, чтобы обеспечить сползание под малыми углами, находятся под уровнем моря. Мы считаем [40], что катастрофические оползни, такие как Грэнд Бэнкс [81], могли происходить по процессу Терцаги—Хабберта—Руби. Большие перспективы в разрешении этой проблемы открывает позиция Смолуховского [176]: основная роль отводится смазке. Наиболее широко распространенные отложения с аномальными давлениями — это мощные глинистые толщи молодых регрессивных комплексов, расположенные обычно на глубинах от 1 до 3 км ниже уровня моря. Эти глины проявляют свойства смазки в геологическом времени, имея низкую эквивалентную вязкость и достаточную мощность.

Найдем полуколичественную оценку процесса сползания, используя идеализированные модели для области Папуа-Новая Гвинея.

ГРАВИТАЦИОННОЕ СПОЛЗАНИЕ

Несмазанное сползание. Пусть прямоугольный блок плотностью ρ_{cp} и мощностью h помещен на поверхность, наклоненную так, что он не сползает (рис. 8.2). Тогда напряжение σ_z от его веса W в окружающем флюиде (воде или воздухе) плотностью ρ_b , приходящегося на единицу площади основания,

$$\sigma_z = W = \rho_{cp} gh - \rho_b gh = (\rho_{cp} - \rho_b) gh \quad (8.1)$$

может быть разложено на компоненты: нормальную к поверхности

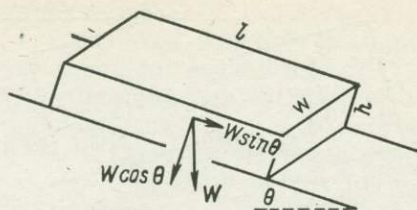
$$\sigma_n = (\rho_{cp} - \rho_b) gh \cos \theta \quad (8.2)$$

и касательную

$$T = (\rho_{cp} - \rho_b) gh \sin \theta. \quad (8.3)$$

Эти активные напряжения создают в свою очередь реактивные напряжения: нормальную реакцию и сопротивление трения τ , которое препятствует соскальзыванию. По мере того как угол на-

Рис. 8.2.



клона θ увеличивается, касательная компонента напряжения растет, и когда это напряжение превысит сопротивление трения, блок заскользит. Примем, что практически сползание начнется, когда эти два напряжения станут равными. Условие Мора—Кулона для простого несмазанного сползания [88] выражается формулой

$$\tau = \tau_0 + \sigma_n \operatorname{tg} \varphi, \quad (8.4)$$

где τ_0 — прочность сцепления или начальное сопротивление сдвига на поверхности скольжения, когда нормальное напряжение $\sigma_n = 0$; $\operatorname{tg} \varphi$ — коэффициент трения скольжения; для осадочных пород $\varphi \approx 30^\circ$. Следовательно, скольжение будет происходить, когда

$$T = \tau, \quad \text{т. е.} \quad (\rho_{\text{ср}} - \rho_{\text{в}}) gh \sin \theta = \tau_0 + (\rho_{\text{ср}} - \rho_{\text{в}}) gh \cos \theta \operatorname{tg} \varphi$$

или

$$\operatorname{tg} \theta = \tau_0 / [(\rho_{\text{ср}} - \rho_{\text{в}}) gh \cos \theta] + \operatorname{tg} \varphi. \quad (8.5)$$

Это уравнение означает, что скольжение происходит при угле θ , большем чем φ . Терцаги [187, 188] показал, что для пористых материалов полное нормальное напряжение есть сумма эффективного напряжения и давления порового флюида: $S = \sigma + p$. Если в уравнение (8.4) вместо σ_n подставить $(S - p)$, получим

$$\tau = \tau_0 + (S - p) \operatorname{tg} \varphi, \quad (8.6)$$

т. е. давление порового флюида в субэаральном водонасыщенном блоке уменьшает эффективное нормальное напряжение. Следовательно, сползание может произойти при наклоне θ , меньшем чем φ , если сопротивление τ_0 достаточно мало. Хабберт и Руби [92], приняв это условие и определив параметр $\lambda p/S$ (доля полной нагрузки, поддерживаемая давлением порового флюида), приравняли $T = S \operatorname{tg} \theta$ к $\tau = (1 - \lambda) S \operatorname{tg} \varphi$ и таким образом пришли к выражению

$$\operatorname{tg} \theta = (1 - \lambda) \operatorname{tg} \varphi \quad (8.7)$$

для субэаральных водонасыщенных блоков, которые могут скользить под действием веса. По мере того как $p \rightarrow S$, угол, при котором может произойти сползание, приближается к нулю. По многочисленным измерениям $\lambda = 0,9$, т. е. сползание может происходить при столь малых наклонах, как $3,5^\circ$.

Разница между субэаральным и субмаринным сползанием связана с действием окружающего флюида: субэаральный блок получает пренебрежимо малую поддержку выталкивающей силы

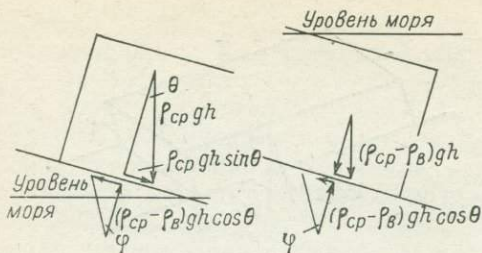


Рис. 8.3.

воздуха, а для субмаринного блока выталкивающая сила воды значительна (прим. 16). Чепмен [40] нашел более общее выражение:

$$\operatorname{tg} \theta = \tau_0 / [(\rho_{cp} - \rho_v) g h \cos \theta] + \delta \operatorname{tg} \varphi, \quad (8.8)$$

где $\delta = (1 - \lambda) / (1 - \lambda_p)$; λ_p — доля полной нагрузки, поддерживаемая давлением окружающего флюида.

Величина λ_p практически равна нулю, когда окружающим флюидом является воздух, при этом уравнение (8.8) переходит в (8.7). В подводном положении $\lambda_p \approx 0,5$, так что критический угол для субмаринного сползания почти в 2 раза больше, чем для субаэрального. Водонасыщенный субаэральный блок, медленно движущийся вниз по склону, не может сползти далеко в море: сопротивление сползанию остается тем же самым, а движущая сила уменьшается с $q_{cp} g h \sin \theta$ до $(q_{cp} - q_v) g h \sin \theta$ (рис. 8.3). Если начальным сопротивлением сдвига пренебречь нельзя, критический угол сползания увеличивается [85, 86].

Гипотеза о роли давления флюидов кажется недостаточной для общего решения проблемы образования надвигов и сползаний, но она вполне достаточна для объяснения некоторых сползаний, обнаруженных на континентальных окраинах морскими сейсмическими исследованиями. Например, оползень Грэнд Бэнкс был приписан Хизеном и Дрейком [81] землетрясению 1924 г. Этот оползень имел около 50 км в длину (в направлении движения), мощность 400 м и лежал на склоне около 1° . Примем $q_v = 2,0 \text{ г/см}^3$ и $\varphi = 30^\circ$; приведя уравнение (8.8) к виду

$$\tau_0 = (\operatorname{tg} \theta - \delta \operatorname{tg} \varphi) (\rho_{cp} - \rho_v) g h \cos \theta$$

и подставив принятые выше значения, найдем, что сопротивление τ_0 не могло быть намного больше $7 \cdot 10^4 \text{ Па}$, а параметр δ не мог намного превышать 0,03. Другими словами, материал на поверхности скольжения имел очень малую прочность сцепления и поровая вода несла почти полную нагрузку вышележащих отложений во время скольжения. Этим подтверждается заключение Хизена и Дрейка. Если поверхность скольжения располагалась в кровле плохо сортированного, но пористого песка или алевроита, сейсмический толчок мог переулжить зерна в более плотную упаковку. Такое изменение требует уменьшения пористости, но для этого должна быть отжата поровая вода. Пока этого не произойдет, поровая вода будет нести полный вес вышележащих отложений.

Важно еще раз подчеркнуть, что поверхностью скольжения скорее всего должен быть песок или алевроит, так как для сползания на короткое расстояние требуется хорошая проницаемость, чтобы избыток давления в порах быстро рассеивался. Будь поверхность скольжения глиной, оползень продвинулся бы дальше, потому что избыточное давление поровой воды в этих условиях не может быстро диссипироваться.

Чепмен [40] получил также выражения для критической длины сползающих блоков, которые останавливаются сопротивлением на нижнем по склону конце, и сделал вывод, что длинные блоки не только могут, но и должны сползать при очень малых углах наклона. Крутые склоны имеют очень короткую длину, что ведет к хаотическим оползням и, как крайний вариант, к турбидитным потокам.

Покров отложений, покоящийся на слое воды, образованном при уменьшении пористости в нижележащем песке, на мгновение оказывается лежащим на очень эффективной смазке. Выдавливание этой смазки подразумевает наличие градиента потенциала флюида, выталкивающего ее по направлению к лобовому и тыловому краям (возможно, и латерально). Таким образом, избыток давления рассасывается сначала у краев оползня. На верхнем по склону конце отложения будут отдираться от блока. У нижнего конца, если длина блока больше критической [$l_{кр} = 3h / (2 \sin \theta)$], тормозящий лобовой край будет неспособен выдержать касательную компоненту веса блока и оползень перекатится через лобовой край. При материале с небольшой прочностью сцепления (вполне вероятной как следствие сейсмического толчка) блок может распасться и сползание будет продолжаться уже как турбидитное течение.

Смазанное сползание. Если блок располагается не на твердом плоском основании, а на толще материала с конечной вязкостью, то основную роль начинает играть закон трения вязкой жидкости и уже любая сила, как бы мала она ни была, сможет сдвинуть блок [176]. Проанализируем эту ситуацию. Мы должны рассматривать протяженные покровы, потому что смазка под маленьким блоком смещается радиально в стороны и блок погружается в нее. Вслед за Келе [102] будем считать это движение ламинарным течением вниз по склону.

Ламинарное течение протяженного тонкого слоя однородной жидкости вниз по пологому склону твердой плоской поверхности (рис. 8.4) может считаться подчиняющимся закону вязкого трения Ньютона

$$\tau = \eta dv/dh, \quad (8.9)$$

где η — динамическая, или абсолютная, вязкость.

Физические величины в этом уравнении имеют следующие размерности:

$$\begin{aligned} \dim \tau &= ML^{-1} T^{-2}; \\ \dim dv &= L T^{-1}; \end{aligned}$$

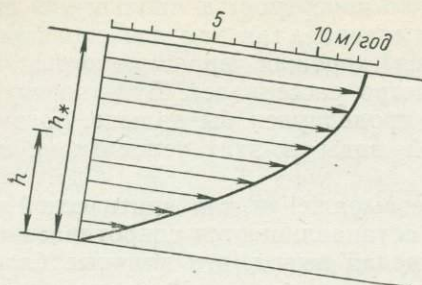


Рис. 8.4.

$$\dim dh = L \quad ;$$

$$\dim \eta = ML^{-1} T^{-1}.$$

Заметим, что динамическую вязкость можно выразить как напряжение \times длина/скорость или напряжение \times время. Таким образом, большее напряжение за меньшее время окажет то же самое действие, что и меньшее напряжение за большее время. Это свойство используется при создании правильно масштабированных моделей.

Эквивалентная вязкость — это мера внутреннего трения пород при очень малых скоростях относительной деформации (прим. 18). В геологической ситуации (при очень большой вязкости и очень малой скорости сползания) принимаем, что

$$T = \tau = (\rho_{cp} - \rho_b) g (h_* - h) \sin \theta, \quad (8.10)$$

где h_* — полная мощность текущего материала; $(h_* - h)$ — мощность, дающая вклад в касательное напряжение на интересующем нас уровне (см. рис. 8.4).

Обратите внимание, что касательное напряжение максимально на твердой поверхности основания, где скорость течения равна нулю, и равно нулю в верхнем слое флюида, где скорость наибольшая. Приравнявая выражения (8.9) и (8.10)

$$\eta (dv/dh) = (\rho_{cp} - \rho_b) g (h_* - h) \sin \theta$$

и интегрируя относительно h (учитывая, что $v=0$, когда $h=0$), получаем

$$v = [(\rho_{cp} - \rho_b) / \eta] g (h_* h - h^2/2) \sin \theta. \quad (8.11)$$

На рис. 8.4 показан теоретический профиль скорости через субэральную глину плотностью $2,3 \text{ г/см}^3$, если принять эквивалентную вязкость $10^{16} \text{ Па} \cdot \text{с}$, мощность блока 2 км, угол наклона 5° . Келе установил, что количественные результаты почти нечувствительны к используемому закону течения, так что мы можем ограничиться простым уравнением (8.11). Но само собой разумеется, что детали профиля, построенного таким способом в реальной глине, будут другими, поскольку эквивалентная вязкость может варьировать в разрезе. Наша цель — понять природу смазанного сползания и порядок различия скоростей в смазывающем слое. Эквивалентная вязкость может рассматриваться как ньютонова при условии, что она дает тот же эффект, что и в реальности.

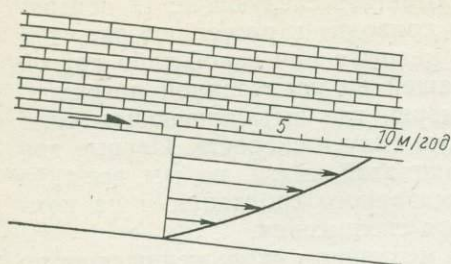


Рис. 8.5.

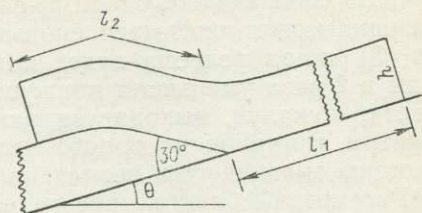


Рис. 8.6.

Рассмотрим теперь твердый однородный пласт мощностью 1 км, лежащий на слое глины мощностью 1 км, эквивалентная вязкость глины 10^{16} Па·с, наклон 5° , плотность $2,3$ г/см³ (рис. 8.5).

Касательное напряжение наверху глин такое же, как в середине пласта на рис. 8.4, и скоростной профиль остается тем же: верхний слой ($h_* = 2$ км; $h = 1$ км) будет скользить со скоростью 9 м/год.

Комплекс отложений и склон на рис. 8.5 схожи с наблюдаемыми в области сползания с хр. Кубор в Папуа-Новой Гвинее [97]. Дженкинс оценил расстояние сползания в 13 км за время с раннего плиоцена ($6 \cdot 10^6$ лет). При такой скорости ($2 \cdot 10^{-3}$ м/год) из уравнения (8.11) получаем эквивалентную вязкость 10^{20} Па·с, что близко к значениям, определенным для вещества мантии [44]. Даже при такой большой вязкости возможны значительные смещения.

Если мы примем вязкость глин равной 10^{16} Па·с, скорость на поверхности раздела составит 10 м/год при условии, что вся система субаэральна. Геологически такую скорость скольжения можно считать катастрофической: смещение на 13 км совершилось бы за 1500 лет. Уменьшение наклона до 1° снижает скорость до 2 м/год (7000 лет затратится на перемещение); сокращение мощности глиняной смазки до 100 м при наклоне 1° уменьшает скорость до 0,25 м/год (54 000 лет). Если бы вся система была субмаринной, эти скорости снизились бы вполтину.

Идеализированные условия, принятые выше, приближаются к действительным настолько, насколько эквивалентная вязкость соответствует ньютоновой, которая привела бы к наблюдаемым результатам. Эквивалентная вязкость осадочной породы зависит от эффективного напряжения, пористости, температуры, материала, размера зерен и их формы, а также от скорости относительной деформации. Следовательно, этот параметр может быть весьма изменчивым. Когда смазкой является соль, некоторые из перечисленных факторов сказываются меньше. Вязкость соли в подземных условиях вряд ли превышает 10^{16} Па·с, она может быть и столь малой, как 10^{13} Па·с [134].

Проблема, вероятно, заключается в ответе не столько на вопрос «Как могут блоки скользить?», сколько «Что их замедляет?».

Коротко на второй вопрос можно ответить следующее: 1) поверхности скольжения не плоские, что приводит к рассеянию энергии; 2) часть сползающего блока из-за разрыва или какой-либо другой причины может оказаться скользящей по несмазанной поверхности; 3) склон рельефа ведет к морю, где выталкивающая сила воды в 2 раза уменьшает движущую силу и скорость. Первые два ответа, пожалуй, выходят за рамки этой книги, но мы все-таки обратим внимание на вопрос несмазанного сползания и на комбинацию смазанного и несмазанного скольжения.

Рассмотрим блок, который при медленном скольжении вниз по смазанному склону встречает препятствие. Если блок короткий, он остановится у препятствия, но существует какая-то критическая длина блока, превышение которой ведет к разрушению у препятствия в форме надвига (рис. 8.6). Чем больше длина блока превосходит критическую, тем значительнее смещение по надвигу. При таком перемещении блок приподнимается от плоскости надвига, но в геологическом масштабе эффект заключается в отклонении поверхности скольжения вверх вдоль плоскости разрыва, что ведет к надвиганию. По мере перемещения силы сопротивления трения на несмазанной поверхности возрастают, в то время как движущая сила уменьшается. Сползание прекратится, когда эти силы сравняются.

Движущей силой наклонного блока на смазанной поверхности служит касательная компонента веса вдоль основания блока:

$$F_1 = l_1 w (\rho_{cp} - \rho_b) gh \sin \theta, \quad (8.12)$$

где l_1 — длина блока выше основания срыва.

Сопротивление трения скольжению определяется модифицированным критерием Мора—Кулона

$$F_2 = l_2 w [\tau' + \delta (\rho_{cp} - \rho_b) gh \cos \theta \operatorname{tg} \varphi], \quad (8.13)$$

где l_2 — длина блока ниже основания срыва; τ' — касательное напряжение, которое в течение скольжения играет роль начального сопротивления сдвигу τ_0 до скольжения (τ' обычно ненамного меньше чем τ_0); $\delta (\rho_{cp} - \rho_b) gh \cos \theta$ — эффективное нормальное напряжение [см. уравнения (8.6) и (8.8)], множитель δ учитывает давление порового и окружающего флюида на участке l_2 поверхности скольжения.

Соскальзыванию также противодействует касательная компонента веса, направленная вниз по плоскости взброса. Угол взброса составляет $(45^\circ - \varphi/2) = 30^\circ$ к продольному наибольшему главному напряжению, которое мы возьмем параллельным основанию блока. Длину взбросовой плоскости можем принять равной $2h$. Противодействующая сила равна

$$F_3 = 2 h w (\rho_{cp} - \rho_b) gh \sin (30^\circ - \theta). \quad (8.14)$$

Оползень остановится, когда

$$F_1 = F_2 + F_3;$$

$$l_1 w (\rho_{cp} - \rho_b) gh \sin \theta = l_2 w [\tau' + \delta (\rho_{cp} - \rho_b) gh \cos \theta \operatorname{tg} \varphi] +$$

Рис. 8.7.

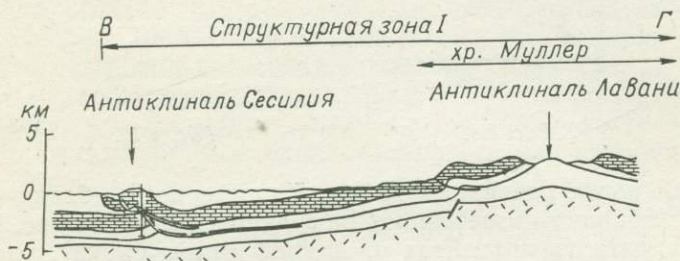
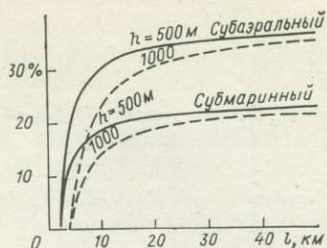


Рис. 8.8.

$$+ 2 h w (\rho_{cp} - \rho_B) g h \sin (30^\circ - \theta),$$

откуда

$$l_1 = l_2 \left[\frac{\tau'}{(\rho_{cp} - \rho_B) g h \sin \theta} + \frac{\delta \cos \theta \operatorname{tg} \varphi}{\sin \theta} \right] + \frac{2h \sin (30^\circ - \theta)}{\sin \theta}. \quad (8.15)$$

Минимальная l_1 и максимальная l_2 длины надвига будут иметь место, когда напряжение τ' пренебрежимо мало по сравнению с $(\rho_{cp} - \rho_B) g h$. При полностью субмаринном или полностью субаэральном сползании для максимальной длины надвига и взброса можем написать

$$l_2 \leq \frac{l_1 \sin \theta}{\delta \cos \theta \operatorname{tg} \varphi} - \frac{2h \sin (30^\circ - \theta)}{\delta \cos \theta \operatorname{tg} \varphi}. \quad (8.16)$$

Это соотношение между l_1 и l_2 в условиях постоянного наклона дает правдоподобную максимальную длину надвига, когда длина блока равна $l = l_1 + l_2$ и надвиг несмазанный. На рис. 8.7 показана длина надвига (в процентах от полной длины l блока) для различной мощности блоков, сползающих на склонах 10° .

Если вес блока вызывает взброс и надвиг, то полная длина части блока, находящейся выше препятствия, превосходит его критическую длину [40]. Но в диапировых антиклиналях по естественной линии ослабления блок может разделиться на части, более короткие, чем его критическая длина.

На рис. 8.8 показан разрез между антиклиналями Лавани и Сесилия в той области Папуа-Новая Гвинея, которую изучал Дженкинс [97] (см. рис. 7.8). Полная длина этого блока известняков составляет около 30 км, из которых 23 км (l_1) приходится на

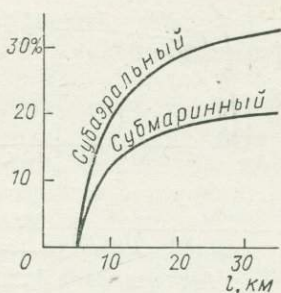


Рис. 8.9.

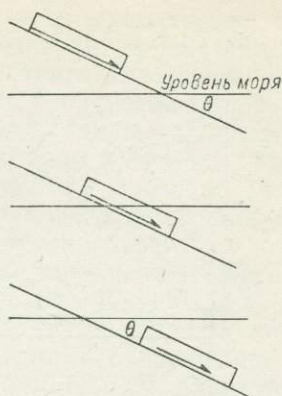


Рис. 8.10.

склон 10° выше основания взброса; примерно $1/3$ блока — субэриальная; мощность известняков в среднем 1250 м. На рис. 8.9 дана длина надвига (в процентах от полной длины блока), рассчитанная по уравнению (8.16). Максимальная теоретическая длина взброса и надвига составляет 10 км (32%) для полностью субэриального скольжения или 6 км (20%) для полностью субмаринного скольжения. Это находится в удовлетворительном соответствии с полевыми наблюдениями — 7 км, кроме того, сползание может все еще продолжаться.

Если мы примем, как и Дженкинс [97], что среднее падение от хр. Кубор в основании третичных отложений составляет 4° , то максимальная длина взброса и надвига в блоке длиной 125 км должна равняться от 11 (субмаринное сползание) до 22 км при средней мощности блока 1—1,5 км. Это также удовлетворительно согласуется с полевым наблюдением — 13 км. Отсюда резонно сделать вывод, что причина, по которой сползание не было более интенсивным, заключена в том, что препятствие сползанию вызвало взбрасывание и надвигание, часть которого — несмазанное.

ЭФФЕКТ УРОВНЯ МОРЯ

Представляет интерес действие уровня моря на сползание. Блоки не только могут сползать в море, но они могут быть также подняты над уровнем моря в ходе орогении (как в Папуа-Новой Гвинее). Рассмотрим блок, медленно сползающий вниз по равномерному наклону на смазке с постоянными свойствами (рис. 8.10). Пока блок полностью находится в воздухе, его скорость

$$v_{в.}^* = (\rho_{ср} gh \sin \theta / \gamma_1) (h_* h - h^2/2),$$

а когда он полностью скользит в море,

$$v_{м} = [(\rho_{ср} - \rho_{в}) gh \sin \theta / \gamma_1] (h_* h - h^2/2).$$

Уровень моря — это естественная помеха сползанию, потому

что выталкивающая сила воды уменьшает касательную компоненту веса, снижая скорость смазанного сползания почти в 2 раза и обычно останавливая несмазанный оползень. По мере того как смазанный блок сползает в море, в блоке возникает компонента продольного сжатия; она достигает максимума на уровне моря, когда половина блока погружена, из-за разницы между касательными компонентами субаэрального и субмаринного весов.

Подъем блока из-под уровня моря при одновременном скольжении — это сложный вопрос. Если уравнение (8.11) справедливо, блоки должны соскальзывать даже по достаточно пологим склонам намного быстрее, чем геологические скорости подъема. Скорость скольжения 10 м/год на склоне 5° означает потерю высоты 1 м/год, что на несколько порядков больше, чем нормальные скорости подъема (например, для хр. Кубор 10^{-3} м/год). Таким образом, препятствие сползанию может возникнуть с самого раннего времени, если субмаринный блок поднимается над уровнем моря. В Папуа-Новой Гвинее для сохранения третичных комплексов представляется важным, что подъем хр. Муллер был одновременным с воздыманием хр. Кубор. При этом общим препятствием скольжению является противоположный склон, а непосредственным — часть блока на этом склоне. Может быть некоторое вползание на противоположный склон, если склоны не находятся в механическом равновесии. Компонента продольного сжатия, обусловленного этими склонами (над или под уровнем моря), наиболее велика на перегибе у подножия склонов, и первое разрушение блока скорее всего произойдет именно здесь. Как только для поддержания надвига потребуется сила, превышающая прочность блока, разовьется еще один взброс в верхней части первого. Это может повторяться несколько раз. Соблазнительно предположить, что это и есть тот процесс, с помощью которого надвиги могут налагаться один на другой и перекрывать чешуеобразные структуры (прим. 19).

9

ЗАКЛЮЧЕНИЕ: НЕКОТОРЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ ПРИНЦИПОВ МЕХАНИКИ ФЛЮИДОВ

Вернемся к центральной теме этой книги — движению воды под землей. Принципы, которые мы развили и обсудили, могут быть приложены к ряду геологических проблем.

РАЗЛОМЫ И ДВИЖЕНИЕ ВОДЫ

Для геологов-нефтяников важна роль разломов как проводников для подземных флюидов. Особенно интересно выяснить их влияние на миграцию нефти и газа и на аномальные давления.

На первый взгляд кажется совершенно реальным, что флюид может проходить вверх (или вниз) вдоль разломов, но и правдоподобные соображения должны быть подтверждены физическими законами.

Если разлом является проводником для течения флюида, он должен иметь проницаемость, кроме того, должен существовать градиент потенциала в плоскости разлома. Если разлом считается более хорошим проводником, чем смежные отложения, то либо его проницаемость должна быть выше, либо больше градиент потенциала. В последнем случае подразумевается наличие градиента потенциала между плоскостью разлома и смежными отложениями.

Предположим, что плоскость разлома создает пустотные каналы или каналы улучшенной проницаемости благодаря раздвижению стенок. В таких каналах сопротивление течению будет гораздо меньше, чем через отложения. Нормальные (гравитационные) сбросы являются наиболее вероятными кандидатами на такой процесс в большинстве областей, в некоторых местах эту роль могут выполнять поперечные разломы. Поле напряжений нормального разлома таково, что наименьшее главное напряжение направлено горизонтально, нормально к следу разрыва. Но наименьшее главное напряжение в гранулярных осадочных породах является сжимающим на всех глубинах (кроме малых — до 1 км) [88, 94]; оно вскоре превосходит прочность сцепления осадочной породы, и любой просвет разрыва закрывается быстрее, чем он может образоваться. Проводимости разлома может способствовать развитие разломной брекчии, которая более проницаема, чем прилегающие отложения, и отделена от них глиной трения. Хотя брекчия имеет более высокую прочность сцепления, вряд ли это обеспечит проводящие свойства в большом диапазоне глубин.

Количество воды, которое протекает через проницаемый материал, пропорционально площади поперечного сечения, нормального к потоку. Площадь поперечного сечения разлома бесконечно мала по сравнению с площадью смежных отложений, поэтому разлом должен иметь или значительно большую проницаемость, или значительно больший гидравлический градиент, или и то и другое одновременно, чтобы этот поток воды мог продвигаться вверх по разлому. Очень трудно понять при современных знаниях, как разлом может быть проводником для подземных флюидов с глубин больше чем 1 км. Нам известно о двух выбросах из нефтяных скважин, когда флюиды пошли по разлому к поверхности с небольших глубин. Разбитые разломами нефтяные месторождения были бы редки, если бы разломы действовали как проводники флюидов. Известно много случаев, когда разломы на нефтяных месторождениях действуют как экраны, препятствуя латеральному течению нефти и газа.

Рассмотрим разлом, проникающий в комплекс, в котором есть мощная глина с поровым давлением выше нормального гидростатического (рис. 9.1); формации выше и ниже этого слоя имеют нормальное давление. Градиенты потенциала легко могут быть

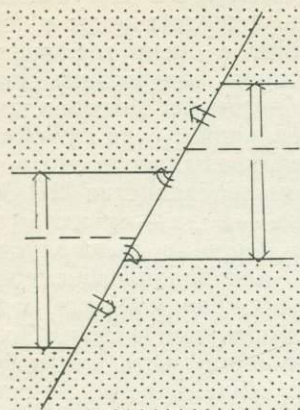


Рис. 9.1.

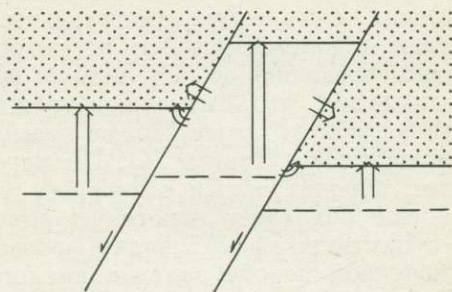


Рис. 9.2.

определены; разлом, вероятно, играет некоторую роль только в латеральной миграции флюидов. Разломы не всегда смещают аномальное давление на то же расстояние, что и отложения [62]. Ситуация, изображенная на рис. 9.2, ведет к несколько иному характеру градиентов потенциала, но и здесь все еще нет очевидного градиента, смещающего воду вверх по разлому.

Важно понять, что порой расуждения, лишенные физической поддержки или находящиеся в кажущемся противоречии с физическими законами, могут все же оказаться правильными. Но если мы будем игнорировать физические законы при рассуждении, мы, скорее всего, придем к ошибке.

ТЕЧЕНИЕ ДВУХ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ В ПОРИСТЫХ ОТЛОЖЕНИЯХ

Если анализ течения одной жидкости через пористый материал труден, то исследование течения нескольких жидкостей ставит еще более внушительные проблемы. Результаты такого исследования представляют интерес прежде всего для нефтяников-промысловиков; были выполнены большие экспериментальные и теоретические работы на эту тему. Но интерес к этому вопросу должны проявлять и геологи, так как двухфазное течение может происходить в различных геологических ситуациях. Мы примем полуколичественный подход, потому что для нас здесь важнее выявить параметры, влияющие на процесс, чем построить предсказательные уравнения, требующиеся для управления разработкой нефтяных месторождений. Будем для простоты считать воду и нефть несжимаемыми жидкостями, равномерно распределенными: доли каждой жидкости в полном объеме пор равны их соотношению в каждой поре.

Мы не можем наблюдать двухфазное течение под землей, поэтому должны судить о его характере на основе только косвен-

ных данных. Когда нефтяная скважина ставится в эксплуатацию, добываемая нефть обычно практически не содержит воды и значительная доля полной добычи из нее идет с очень небольшим количеством воды. К концу жизни скважины содержание воды в ее продукции растет, сначала медленно, потом все быстрее, пока скважина не станет экономически нерентабельной. Когда скважину бросают, в залежи еще есть остаточная нефть, количество которой обычно составляет до 65% объема порового пространства [21]. Это предполагает, что смачивающая жидкость — вода — существенно статична вокруг зерен, когда насыщение порового пространства нефтью высокое (прим. 20). По мере того как водонасыщенность растет, порода залежи становится более проницаемой для воды, хотя еще сохраняет некоторую проницаемость для нефти. Ясно, что существует эффективная (фазовая) проницаемость для нефти в смоченной породе залежи, аналогичная общей проницаемости.

Рассмотрим пористую, проницаемую, изотропную и однородную породу-коллектор, которая полностью заполнена водой. По параметрам течения мы можем определить проницаемость материала. Когда нефть занимает часть каждой поры (в материале, смоченном водой), каждая глобула нефти располагается в пространстве минимального потенциала, т. е. в центре поры. По мере того как глобулы растут, можно проследить три отчетливые фазы: 1) глобулы меньше, чем сужения в соединениях одной поры с другой, нет затруднения их течению с водой; 2) глобулы больше, чем сужения, необходимо совершить работу, чтобы протолкнуть глобулы в следующую пору, преодолев капиллярное давление; 3) глобулы коалесцируют (сливаются), образуя непрерывную нефтяную фазу, течение нефти сравнимо (но не идентично) с течением одной жидкости в материале меньшей пористости. Работа нефтяной скважины происходит главным образом (если не полностью) в третьей стадии.

Вопрос заключается в том, как меняется фазовая проницаемость для нефти с изменением водонасыщенности. Нас интересуют относительные изменения, поэтому выразим фазовую проницаемость относительно проницаемости породы. Относительная проницаемость для нефти

$$k_{p. \text{ отн}} = k_n/k, \quad (9.1)$$

где k — проницаемость; k_n — фазовая проницаемость для нефти в смоченном водой материале; $k_n = k$, когда материал на 100% насыщен нефтью.

Экспериментально установлено, что относительная проницаемость почти нечувствительна к изменениям вязкости или плотности [114]. Проницаемость k есть свойство только самого материала, не зависящее от флюида, поэтому она может быть определена при 100%-ном насыщении любым из флюидов.

Из закона Дарси следует, что

$$k = Q_n \gamma_n l / (A \rho_n g \Delta h_n) = Q_n \gamma_n l / (A \rho_n g \Delta h_n), \quad (9.2)$$

когда материал полностью насыщен любым из флюидов. Эффек-

тивная проницаемость для нефти, когда присутствуют обе несмешивающиеся жидкости,

$$k_n = Q'_n \tau_n l / (A \rho_n g \Delta h'_n). \quad (9.3)$$

Следовательно,

$$k_{n,отн} = k_n/k = Q'_n \Delta h_n / (Q_n \Delta h'_n). \quad (9.4)$$

Отсюда видно, что относительная проницаемость не зависит от вязкости и плотности.*

Относительная проницаемость для нефти (или любой другой несмешивающейся несмачивающей жидкости) уменьшается практически до нуля еще до того, как нефтенасыщенность снизится до нуля, обычно это происходит при 15%. Этому явлению давались различные объяснения [10], но очевидно, что оно связано со второй стадией течения, т. е. с работой, требующейся для проталкивания дискретных глобул из одной поры в другую.

Теперь должен быть поднят вопрос фундаментальной важности. Мы нашли (см. гл. 3), что течение жидкости через пористое стекло с очень маленькими проходами подчиняется закону Дарси, и поэтому заключили, что статический смачивающий слой может быть очень тонким, соизмеримым с диаметром молекулы. Это противоречит нашему выводу, что смачивающая жидкость — вода — неподвижна, когда насыщение нефтью высокое. Вероятно, реальная ситуация такова, что основной поток через пористый материал идет в центральной области пор [117] при совсем незначительном вкладе периферических частей порового пространства.** По мере того как насыщение нефтью убывает, все больше воды входит в пространство значимого потока. С потерей нефтью физической непрерывности требуется больше энергии для ее движения, и пока глобулы нефти сохраняются, они затрудняют течение воды в такой мере, как если бы уменьшилась пористость (происходит уменьшение эффективной пористости). Наблюдается и сопутствующее возрастание извилистости: дискретные глобулы действуют как маленькие твердые зерна, уменьшая параметр d (средний гармонический диаметр материала матрицы, через которую течет жидкость). Присутствие двух несмешивающихся жидкостей или жидкости и газа уменьшает эффективную проницаемость для каждого компонента.

Оценим относительную проницаемость полуколичественно через поровую компоненту проницаемости, принимая, что выражение с гидравлическим радиусом $[fd/(1-f)]^2$ и фактор формы C не зависят от насыщения в то время, когда нефть течет. Пусть s — водонасыщенность, или доля порового пространства, занятая водой как смачивающей жидкостью, тогда sf — потеря эффективной по-

* Проницаемость k , k_v , k_n зависит от гидрофильности или гидрофобности материала породы. — Прим. пер.

** Сравните с концепцией Верслуса [199] вымывания соленой воды в переходной зоне линзы Гийбена — Герцберга — случаев течения двух смешивающихся жидкостей.

ристости для нефти вследствие насыщения водой. Из уравнения (3.21) имеем

$$k \sim f^{1,5m-0,5} f^2 / (1-f)^2, \quad (9.5)$$

где m — фактор цементации, который изменяется от 1,3 (для неконсолидированных песков) до 2 или несколько больше (для консолидированных песчаников).

Аналогично выражаем эффективную проницаемость для нефти (при этом заметим, что раздел нефть — вода нестационарен, когда нефть течет):

$$k_n \sim (f - sf)^{1,5m_n-0,5} f^2 / (1-f)^2. \quad (9.6)$$

Относительная проницаемость для нефти, когда нефть течет,

$$k_{n, \text{отн}} = k_n / k = (f - sf)^{1,5m_n-0,5} / f^{1,5m-0,5}, \quad (9.7)$$

где величина m_n аналогична m , но является переменной, зависящей от насыщенности. Для течения воды нефть является эффективным средством уменьшения пористости, которое вызывает возрастание извилистости, не допуская воду к центральным пространствам пор. При насыщении водой, позволяющем нефти течь, эффективная проницаемость для воды

$$k_b \sim (sf)^{1,5m_b-0,5} f^2 / (1-f)^2, \quad (9.8)$$

где $m_b > m_n$ для насыщения водой, причем $0 < m_b < 1$ вследствие большей извилистости. Отсюда относительная проницаемость для воды

$$k_{b, \text{отн}} = k_b / k = (sf)^{1,5m_b-0,5} / f^{1,5m-0,5}. \quad (9.9)$$

Когда насыщение водой достигает такого предела, что нефть перестает быть непрерывной фазой в поровом пространстве, нефть не только снижает эффективную пористость для воды, но и действует как неподвижная граница, тем самым уменьшая гидравлический радиус. Средний гармонический диаметр неподвижного компонента также уменьшается, однако эти изменения мы игнорируем и поэтому напомним

$$k_{b, \text{отн}}^* \approx k_{b, \text{отн}} [s(1-f)/(1-sf)]^2. \quad (9.10)$$

Теперь мы должны исследовать величины m , m_n и m_b . В то время как m — константа материала, определяемая фактором пластового сопротивления, величины m_n и m_b являются переменными, которые зависят от насыщенности; каждая из них стремится к m с приближением соответствующего насыщения к единице. Поскольку нефть течет в центральных пространствах пор, по-видимому, можно принять m_n примерно равным m . Вследствие исключения воды из центральных частей пор фактор m_b будет больше, чем m , причем значительно больше, когда водонасыщенность низкая. Представление о диапазоне этих величин мы можем получить из калибровочной кривой Леверетта [114], показывающей соотношение между относительным электрическим сопротивлением $R_{\text{отн}}$



Рис. 9.3.

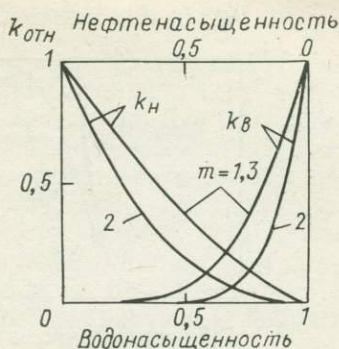


Рис. 9.4.

и насыщенностью при допущении, что сопротивление $R_{отн}$ аналогично проницаемости $k_{в.отн}$. Его данные близко аппроксимируются с помощью выражения $R_{отн} = 1,1 s^{2,2}$, но показатель степени изменяется от 1,5, когда $s \rightarrow 1$, до 2, когда $s = 0,2$. Приравнявая этот показатель величине $(1,5 m_B - 0,5)$, получаем, что m_B в неконсолидированных песках изменяется в диапазоне от 1,3 при $s = 1$ до 2 при $s = 0,2$. Условно возьмем $m_B = 2 m - ms$, так что $m_B = m$, когда $s = 1$, и $m_B \rightarrow 2 m$, когда $s \rightarrow 0$.

Подставляя эти замены в уравнения (9.7), (9.9) и (9.10), находим аппроксимации относительной проницаемости:

$$k_{н.отн} = (1 - s)^{1,5m - 0,5}; \quad (9.11)$$

$$k_{в.отн} = (sf)^{1,5(2m - ms) - 0,5} / f^{1,5m - 0,5}; \quad (9.12)$$

$$k_{в.отн}^* = k_{в.отн} [s(1 - f) / (1 - sf)]^2. \quad (9.13)$$

Эти гипотетические кривые для $m = 1,6$ и $f = 0,3$ (чистые песчаники) приведены на рис. 9.3. Кривая $k_{в.отн}^*$ относится к моменту, когда достигнуто «неуменьшаемое» нефтенасыщение; кривая $k_{в} + k_{н}$ — сумма двух относительных проницаемостей, когда нефть течет. Семейство кривых для $m = 1,3$ и 2,0 и пористости соответственно 35 и 20% дано на рис. 9.4. Теоретические и экспериментальные кривые относительной проницаемости очень похожи по форме и положению: отмечается одинаковая асимметрия, кривые пересекаются, когда водонасыщенность больше 50% [114, 115, 10]. Здесь интересны несколько моментов.

Давно было замечено, что сумма двух относительных проницаемостей $k_{в.отн} + k_{н.отн}$ меньше единицы. Это приписывалось разнице вязкостей и захвату нефтяных глобул в «мертвых концах» пор — так называемому эффекту Жамена. На рис. 9.3 показано соотношение суммы гипотетических относительных проницаемостей и насыщенности; эта кривая также очень похожа на кривые, полученные в эксперименте. Таким образом, упрощенная поровая гипотеза предсказывает для течения двух жидкостей в однородных

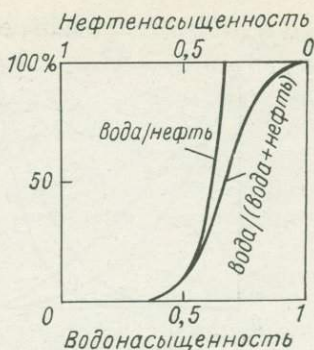


Рис. 9.5.

изотропных материалах, что сумма относительных проницаемостей должна быть действительно намного меньше единицы для большей части диапазона насыщений, при этом нет необходимости обращаться к помощи других эффектов.

Эти кривые (как экспериментальные, так и теоретические) наводят на мысль, что капиллярное действие на прерывающуюся нефтяную фазу важно только в случае наиболее высокой водонасыщенности, по крайней мере 75%. Уровень 65%-ного нефтенасыщения является обычно экономическим и практическим пределом эксплуатации нефтяной скважины. Обводненность (доля воды в полном притоке скважины) определяется как $k_{в.отн}/(k_{в.отн} + k_{н.отн})$, а соотношение воды и нефти — $k_{в.отн}/k_{н.отн}$ (рис. 9.5). На ранних стадиях продукция содержит очень мало воды, но вскоре после того как водонасыщенность достигает 35%, обводненность быстро возрастает; воду уже необходимо отделять от нефти и извлекать ее от нее. Этот эффект накладывается на быстрое снижение добычи нефти, вызванное уменьшением суммы относительных проницаемостей. Уровень 100%-ной добычи воды в действительности устанавливается раньше достижения 100%-ной водонасыщенности в порах, но модель и предсказывает, что относительная проницаемость для воды будет понижена, когда достигнется «неуменьшаемая» нефтенасыщенность.

Если порода смачивается нефтью, то вид относительных проницаемостей будет зеркальным отображением. Однако в этом случае только интенсивный отбор без поддержания пластового давления, вероятно, приведет к значительному извлечению пластовой нефти.

Относительная проницаемость должна интересовать не только инженеров по разработке нефтяных месторождений. Если поровая вода, поступающая из глин с аномально высоким давлением, содержит газ, то при восходящей вертикальной миграции в область меньших давлений газ выделяется из раствора [34, 80]. Это сразу же уменьшает эффективную проницаемость для воды в материале, имеющем и без того низкую проницаемость, и дальнейшее выжимание воды будет затруднено. Вследствие этого ее давление будет

снова подниматься, и часть газа или весь он может перейти обратно в раствор, позволяя воде опять двигаться более свободно, пока газ снова не выделится из раствора. (Если газ коалесцирует, образуя пространство непрерывной газовой фазы, то неясно, что произойдет с этим газом, если только он не достигнет проницаемого пласта.) Каков бы ни был конечный исход этого процесса, ясно, что миграция воды вверх серьезно затруднена, при этом усугубляются и механические неустойчивости (см. гл. 7). Заметим, однако, что подобные сложности отсутствуют в нисходящем движении поровой воды в подошве глин, если при этом не уменьшается абсолютное давление. Возможно, именно поэтому многие нефтяные залежи имеют свои нефтепродуцирующие породы выше по разрезу.

Инфильтрация дождевой воды в почву и нижележащие породы — это тоже случай течения двух несмешивающихся флюидов, вторым из которых является воздух. При таком чрезвычайно сложном явлении, когда воздух движется противоположно воде, принципы остаются теми же самыми [10]. Рассмотрим выпадение дождя на тонкую проницаемую почву, которая лежит на гомогенном изотропном песке, насыщенном водой. Между земной поверхностью и уровнем грунтовых вод поровые пространства заполнены одновременно водой (называемой вадозной) и воздухом. Как только водонасыщенность превзойдет некоторый минимальный уровень (удельное водоудержание), вода потечет вниз под действием силы тяжести, вытесняя воздух вверх. Относительная проницаемость песка для воды следует кривым k_v на рис. 9.4, но несколько измененным из-за встречного течения воздуха.

Предположим, что вскоре после того как начинает выпадать дождь, относительная проницаемость песка для воды будет больше у земной поверхности, чем на некоторой глубине в вадозной зоне. Это вызовет движение фронта воды вниз к зеркалу грунтовых вод. Как только они совпадут, течение будет стремиться к стабилизации в вадозной зоне при фиксированной доле дождевой воды, просачивающейся в песок. Водонасыщение в вадозной зоне обычно возрастает вниз — к зеркалу грунтовых вод, а вместе с ним, мы полагаем, повышается и относительная проницаемость для воды. Когда воздух становится прерывистой фазой, надо преодолевать капиллярное давление, чтобы выдавить оставшийся воздух. Поэтому мы вынуждены, наконец, рассмотреть капиллярное давление и поверхностное натяжение.

Капиллярное давление и поверхностное натяжение. Хорошо известно, что если стеклянную трубочку малого внутреннего диаметра опустить в сосуд с водой, то вода поднимется по трубочке над уровнем в сосуде (рис. 9.6), а раздел воздуха и воды (мениск) будет изогнут, как на рис. 9.7. Очевидно, что давление воздуха в капиллярной трубке то же самое, что и на поверхности воды в сосуде, где его можно принять равным нулю (взяв атмосферное за уровень отсчета). Давление в поднятом столбике воды должно быть отрицательным, возникает разница давлений на ме-

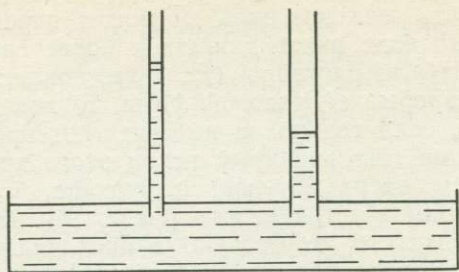


Рис. 9.6.

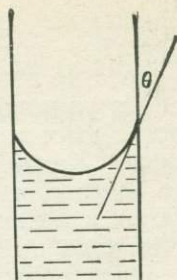


Рис. 9.7.

ниске. Этот раздел действует таким образом, как если бы он был упругой мембраной в состоянии растяжения, причем большее давление наблюдается на вогнутой стороне. Это и есть поверхностное натяжение.

Высота подъема h_k связана с капиллярным давлением:

$$p_k = -\rho g h_k = -p_v. \quad (9.14)$$

При максимальной высоте капиллярного подъема направленная вверх компонента капиллярной силы и вес поднятой воды равны:

$$\rho g h_k \pi r^2 = \sigma \cdot 2\pi r \cos \theta; \quad p_k = (2\sigma/r) \cos \theta; \quad h_k = [2\sigma/(r\gamma)] \cos \theta, \quad (9.15)$$

где σ — поверхностное натяжение; γ — удельный вес воды; r — радиус капиллярной трубки; θ — угол контакта (см. рис. 9.7).

Для пендулярной воды в точке контакта двух сфер капиллярное давление связано с двумя радиусами кривизны на поверхности воды:

$$p_k = \sigma (1/r' + 1/r'') = 2\sigma/r_*, \quad (9.16)$$

где r_* — гармоническое среднее двух радиусов.

Размерность поверхностного натяжения MT^{-2} : оно определяется как работа на единичную площадь.

Для осадочных пород угол контакта постоянен только тогда, когда флюиды находятся в покое. При движении воды угол для наступающей поверхности больше, чем для отступающей. Угол контакта зависит от состава воды и от природы твердого материала. Явление капиллярного подъема воды в отложениях известно давно [141]. Капиллярный подъем и капиллярное давление обратно пропорциональны радиусу r_* , который можно рассматривать как меру величины пор. Проницаемость также содержит меру величины пор — гидравлический радиус; можно ожидать, что

$$h_k \sim (1-f)/(fd), \quad (9.17)$$

где d — гармонический средний диаметр зерен.

Капиллярный подъем воды (капиллярная кайма) изменяется

соответственно как природе, так и структуре осадочной породы, он составляет от менее одного метра для песков до нескольких метров для отложений малого гидравлического радиуса. Похожий эффект наблюдается на контакте нефть—вода: переход от нефти к воде это не поверхность, а зона.

Зеркало грунтовых вод должно быть определено не как поверхность 100%-ного водонасыщения, а как поверхность в воде, на которой давление равно атмосферному. Поры насыщены на 100% на небольшом расстоянии выше этого уровня, а дальше водонасыщенность убывает. Капиллярные силы вряд ли играют важную роль в инфильтрации воды через смоченный водой песок намного выше уровня 100%-ного насыщения, если только зеркало воды не находится возле поверхности земли. Степень инфильтрации определяется минимальной относительной проницаемостью песка для воды вблизи земной поверхности, а «лишние» дождевые осадки становятся поверхностным стоком. Эта минимальная относительная проницаемость будет оставаться меньшей единицы, пока есть воздух, который должен быть вытеснен. Практически в этот процесс вовлечено много сложных переменных, таких как нерегулярные дожди, растворение воздуха в воде, испарение и конденсация воды в вадозной зоне, но рассмотрение этих явлений не было моей целью.

ОЦЕНКА ПОРИСТОСТИ ПО КРИВЫМ АКУСТИЧЕСКОГО КАРОТАЖА

Коэффициент пористости глинистых пород (без карбонатов) может быть определен по формуле

$$f = f_0 [(\Delta t_{\text{гл}} - \Delta t_{\text{м}}) / (\Delta t_0 - \Delta t_{\text{м}})],$$

где Δt_0 — время прохождения звука, когда пористость равна f_0 ; $\Delta t_{\text{м}}$ — время прохождения звука, когда $f=0$ (так называемое время прохождения для матрицы).

Если принять $f_0=0,5$; $\Delta t_0=540$ мкс/м; $\Delta t_{\text{м}}=180$ мкс/м, то формула упрощается:

$$f = (\Delta t_{\text{гл}} - 180) / 720.$$

Для песчаников и карбонатов коэффициент межгранулярной пористости

$$f = 1 - (\Delta t_{\text{м}} / \Delta t)^x \approx 1 - (\Delta t_{\text{м}} / \Delta t)^{1/2}.$$

Эта формула вытекает из допущения, что звук проходит только через твердый скелет и что пористость влияет на длину его пути (своего рода извилистость в твердом скелете). Предлагаемая формула отличается от используемых в настоящее время, но она дает хорошие результаты и может быть применена, когда нет керновых данных. Предполагаются следующие значения $\Delta t_{\text{м}}$: песчаники — 180, карбонаты — 155 мкс/м. На конкретном разрезе могут быть получены другие значения. Можно отградуировать шкалы так, чтобы считывать значения пористости непосредственно с лент акустического каротажа.

ПРИМЕЧАНИЯ ПЕРЕВОДЧИКА

1. Вопрос о взаимосвязи внешней сжимающей силы, давления флюида в порах и напряжений в породе и формулах, отражающих эту взаимосвязь, имеет свои трудности, вызывающие неточности и ошибки в толковании этих формул. В нем характерным образом отражается специфика соотношения между природным явлением и его феноменологической моделью (законом, уравнением), т. е. зависимостью между непосредственно измеряемыми величинами, полученной опытным путем и имеющей нередко физический эквивалент, существенно отличный от природного явления. Поэтому полезно подробнее осветить некоторые существенные моменты.

Давление флюида как скалярная величина, характеризующая напряжение во флюиде, является понятием, физический смысл которого определен только для вязкой жидкости, подчиняющейся закону Паскаля («давление в каждой точке жидкости не зависит от направления»). Связанная, сорбированная на минеральной стенке вода, количество которой наиболее велико в глинах при небольших температурах, по своим реологическим свойствам ближе к твердому телу. Наличие межмолекулярных связей, обеспечивающих организацию молекул в пространственную структуру, прочность которой возрастает с приближением к минеральной стенке, вносит неоднородность и анизотропию в напряженное состояние этой воды и обуславливает существование предельного напряжения сдвига, т. е. прочности. Поэтому для связанной воды понятие давления уже неприменимо, как не отвечающее физическому смыслу ее напряженного состояния.

На связанную воду нельзя переносить понятия гидростатического или пластового давления и непосредственно сопоставлять давление в пластичных глинах и в водоносных горизонтах. Это различие прекрасно иллюстрируется экспериментально установленным явлением уплотнения полностью водонасыщенных пластичных глин без отжима воды при небольших нагрузках. Глины, имеющие начальную пористость порядка 35—40%, первые 6—8% уменьшения общего объема деформируются без выделения избыточной воды. Такое, на первый взгляд парадоксальное, поведение имеет простое физическое объяснение: на этих стадиях уплотнения переупаковка глинистых частиц приводит к большей их параллельности, при этом возрастает количество молекул воды непосредственно у минеральной стенки. Переупаковка связанной воды с переходом части молекул из более далеких в более близкие к стенке слои сопровождается соответствующим уменьшением занятого водой объема, поскольку чем ближе к стенке слой воды, тем плотнее в нем расположены молекулы. По мере возрастания температуры растущая энергия броуновского движения молекул воды постепенно разрушает сорбированный их слой, и при температурах более 60—80°С он практически отсутствует. При этих температурах в порах глин уже присутствует обычная вода, к которой применимо понятие давления.

Давление флюида действует на омываемое им твердое тело нормально к его поверхности. За исключением некоторых специфических ситуаций сумма этих нормальных усилий имеет равнодействующую R , которая может быть определена как

$$R = \int_A p_n dA,$$

где p_n — нормальное к стенке давление на ориентированную элементарную поверхность dA .

Если присутствие твердого тела не возмущает поля давления в окружающем его флюиде, то это поле можно математически доопределить и на пространство, занятое твердым телом. Такая ситуация складывается, например, когда

флюид находится в покое. Если при этом поверхность контакта твердого тела и флюида замкнута, т. е. тело омывается со всех сторон, то от поверхностного интеграла на основании теоремы Гаусса — Остроградского можно перейти к объемному:

$$R = \int_A p_n dA = - \int_V \nabla p dV.$$

В случае покоя флюида градиент давления равен его удельному весу и мы получаем закон Архимеда: «На тело, погруженное в [покоящуюся!] жидкость, действует выталкивающая сила, равная весу жидкости в вытесненном телом объеме». Важно подчеркнуть, что формулировка закона Архимеда отражает не картину физических взаимодействий, а схему вычисления выталкивающей силы для случая, когда тело погружено в покоящуюся жидкость. С физической точки зрения закон Архимеда представляет, таким образом, не исходный принцип, а конечный вывод для частной, хотя и чрезвычайно распространенной ситуации. Исходной же является картина действия давления флюида на поверхность твердого тела. Совершенно ясно, что выталкивающая сила не является объемной, она есть равнодействующая поверхностных сил. Переход же к объему — это необходимая для упрощения вычислений абстрактная математическая операция. То, что закон Архимеда был сформулирован задолго до полного физического объяснения явления, не удивительно, ведь входящие в него величины наглядны, непосредственно измеримы и связь между ними оказалась легко устанавливаемой.

В горной породе зерна уже в той или иной мере сцементированы, поверхность контакта с флюидом не замкнута и выталкивающая сила, взвешивающая зерна породы и уменьшающая их давление на нижележащие, значительно меньше веса вытесненного флюида. Вес вышележащих зерен действует на нижележащие лишь на площади контактов зерен, поэтому распределение напряжений в каждом зерне имеет довольно сложный характер и максимума достигает в области контактов зерна с выше- и нижележащими зернами породы. Давление флюида, заполняющего поры между минеральными зернами, влияет на напряжения в них различными путями. Благодаря тому что существует отличный от нуля градиент давления, флюидное насыщение пор обеспечивает архимедово взвешивание минерального скелета. Чем меньше пустотное пространство горной породы, тем, вообще говоря, будет меньшим и взвешивание.

Непосредственно давление флюида на минеральную массу влечет за собой ее упругое сжатие. При этом оно не только добавляет свою долю деформации к сжатию вследствие нагрузки вышележащей массы скелета, но противодействует в определенной мере и его расширению в горизонтальном направлении под действием вертикальной нагрузки. Изменение давления флюида по разрезу без изменения его градиента, происходящее, например, при изменении уровня моря, наполнении водохранилища, не меняет вертикальной нагрузки на зерна, но меняет упругий их обжим. Если в породах существует накопленное касательное напряжение субвертикальной ориентировки, то увеличение упругого обжима может обеспечить возможность его разрядки: уменьшение напряжения, прижимающего зерна друг к другу в горизонтальной плоскости, происходящее при дополнительном сжатии зерен, приведет к уменьшению прочности породы по отношению к субвертикальному сдвигу. Возможно, это и есть причина или одна из причин землетрясений, инициируемых наполнением крупных водохранилищ.

Приложение дополнительной нагрузки (пригрузки) к горным породам в лабораторном эксперименте или в природе, например в виде порции новых отложений, в первый момент (если это происходит достаточно быстро) вызывает сжатие всей флюидонасыщенной массы как единой двойной среды. Затем благодаря своей текучести флюид стремится вернуть распределение давлений к гидростатическому, оттекая в сторону пониженных потенциалов. При этом минеральный скелет все в большей мере принимает на себя добавленный по сравнению с предыдущим, равновесным, состоянием груз, а флюид по мере сработки возмущения давления все в меньшей мере оказывает упругое сопротивление этой пригрузке и постепенно снова сводит свою роль в напряжениях в минеральном скелете к его взвешиванию и упругому обжиму. Таким обра-

зом, упругая реакция флюида на пригрузку определяется разницей между новым, неравновесным, возникшим от пригрузки и старым, отвечающим равновесию распределениями давления и его градиента, а взвешивающее действие флюида — всем значением градиента давления, независимо от значения самого давления.

Избыточное над гидростатическим давление, возникшее как реакция на приложение пригрузки или приложенное извне, в механике грунтов называется поровым давлением. Поровое давление как физическая величина (как и вообще давление флюида) может непосредственно быть соотнесено с напряжением лишь в вязком флюиде. Для пластичных глин, межминеральное пространство которых занято связанной водой, понятие порового давления не имеет прямого физического эквивалента в природном процессе и является фиктивным по отношению к воде глин. Поровое давление, как оно измеряется в компрессионных опытах в лаборатории, есть то избыточное над гидростатическим для данной точки давление, которое нужно приложить извне, чтобы воспрепятствовать оттоку воды из глины, находящейся под нагрузкой, приложенной после состояния равновесия. Тем самым поровое давление в не имеющей свободной воды глине можно рассматривать как меру термодинамического неравновесия «лишней» воды в удельном объеме глины по отношению к воде, находящейся под гидростатическим давлением. То уплотнение начальных стадий, проходящее без отжима воды, о котором говорилось выше, не сопровождается и появлением порового давления.

Но сложная картина реального распределения напряжений в минеральном скелете и его взаимосвязи с давлением флюида и градиентом этого давления не может быть непосредственно использована в инженерных приложениях. К. Терцаги на основе экспериментального материала установил зависимость между тремя величинами, две из которых — S и p — непосредственно измеряются, а третья — σ — рассчитывается как $\sigma = S - p$. В русскоязычной литературе по механике грунтов эти величины известны как пригрузка (S) — добавление сжимающей нагрузки после достижения водонасыщенным грунтом состояния равновесия, поровое давление (p) и уплотняющее давление (σ).

Экспериментальная практика показала, что значение уплотняющего давления оказывается в определенных условиях хорошей характеристикой напряженного состояния скелета породы. Однако уже из самой формулы видно, что эта характеристика является косвенной: ведь формула, будучи феноменологической моделью реального процесса, имеет физический эквивалент, отличный от дискретной природной двойной среды. В качестве этого эквивалента выступает модельная сплошная среда, в каждой точке которой внешнею воздействию S оказывается сопротивление p , в результате чего деформирующее действие σ приводит лишь некомпенсированная часть нагрузки σ , равная их разности.

Численно эта модель дает хорошее соответствие с фактическими процессами деформации сдвига, однако нельзя проводить прямые сравнения этой модели и строения реальной среды. Именно от неправомерного их сравнения, от различия реальной и модельной сред возникает кажущаяся парадоксальность результатов. Следует сказать, что долгие поиски решения проблемы кажущегося взвешивания и его независимости от величины пористости вполне понятны: анализ и учет фиктивного характера физических эквивалентов феноменологических зависимостей в известном смысле только начинаются и во многом опираются именно на опыт этих поисков, на их осмысление и обдумывание. Не случайно и сам К. Терцаги постепенно отказался от представления порового давления p как выталкивающей силы, от привлечения закона Архимеда и учета проницаемости грунта.

Поровое давление в эксперименте измеряется, по существу, как превышение над атмосферным (манометрическое); поскольку высота образцов составляет обычно 1—2 см, гидростатическое давление флюида в них ничтожно. Поэтому практически поровое и полное давления численно совпадают в пределах инженерной точности. Вероятно, этот факт способствовал перенесению формулы Терцаги на соотношение геостатического давления, пластового давления и их разности, называемой эффективным давлением или напряжением. Но, сохранив буквенные обозначения, формула при этом не сохранила своего смысла. Нетрудно увидеть, например, следующее.

Пригрузкой является не все геостатическое давление, а лишь его прибавление после того, как уже было достигнуто предыдущее равновесие и деформация скелета прекратилась. Поровое давление, возникающее как упругая реакция, постепенно рассасывается, ибо отвечает неравновесному состоянию, а пластовое давление может быть равновесным и стабильным в течение времени, когда отсутствуют внешние возмущения. Уплотняющее давление есть именно та нагрузка, которая обуславливает процесс деформации породы до соответствующего повышения ее прочности за счет уменьшения пористости, а эффективное напряжение просто показывает величину части нагрузки вышележащих флюидонасыщенных пород, приходящуюся на скелет породы, находящейся при этом, как правило, в равновесии. Поэтому в таком прочтении букв формулы ее в практике правильнее представить в виде $\Delta\sigma = \Delta S - \Delta p$. Нужно сказать, что в практике инженерных исследований именно $\Delta\sigma$, т. е. изменение эффективного напряжения — уплотняющее давление, служит мерой деформирующих напряжений, поэтому ошибки в физической интерпретации этих формул, как правило, не приводят к неверным инженерным решениям.

Можно предположить, что еще одной причиной приверженности ряда исследователей кажущейся роли выталкивающей силы является, возможно, то, что формула связи между геостатическим, пластовым и эффективным давлениями получается из определения взвешенного веса скелета породы в предположении замкнутости поверхности контактов зерен породы и флюида или, точнее, без учета их незамкнутости:

$$\sigma = \int_h (1-f)(\rho_c g - \rho_f g) dh = [(1-f)\rho_c g + f\rho_f g] h - \rho_f g h = S - p.$$

Именно прочтение этой формулы в полной аналогии с формулой Терцаги привело к «парадоксу» с величиной пористости. В работе [165] в угоду «экспериментальной очевидности» защищается положение о полноте взвешивания независимо от характера контактов зерен и незамкнутости их поверхностей, для чего пришлось счесть выталкивающую силу объемной, а не равнодействующей поверхностных сил и факт незамкнутости поверхностей зерен обойти с помощью искусственного построения, ошибочного физически, настолько силен был тогда «гипноз» формулы Терцаги даже для такого серьезного специалиста, как М. К. Хабберт.

В то время как формуле придавался смысл эффекта взвешивания, фактически возрастание давления флюида и его сопротивление внешней нагрузке были связаны с механизмом упругого сжатия и противодействия приложенной нагрузке, т. е. с совершенно другой причиной. Истолкование же экспериментального материала оказалось при этом в своего рода порочном кругу. Принятие смысла связи параметров в рамках идеи взвешивания задавало и схему интерпретации эмпирических измерений вне зависимости от характера механизма, имевшего место фактически. Эта ситуация весьма характерна для использования феноменологических законов и их соотношения с эмпирическими данными. Она иллюстрирует иллюзорность «объективности» эмпирики и необходимость постоянного и скрупулезного контроля ее истолкования.

Нужно заметить, что подобная эволюция понимания и теоретического осмысления эмпирических зависимостей, хорошо работающих в тех или иных областях практики, обычна для развивающихся областей знания. Уточнение понимания смысла и границ применимости таких моделей ведет к более строгому и рациональному их использованию.

2. Баланс энергии может быть составлен в виде уравнения Бернулли только в случае, когда плотность жидкости одинакова во всех точках потока.

3. Закон Дарси, подобно законам Ома, Фурье, Фика, является феноменологическим законом. Скорость фильтрации, численно равная объемному расходу через единичное сечение нормально к потоку, по смыслу формулы (3.2) представляет собой скорость движения фiktивной (модельной) сплошной среды через пространство, занятое фильтрующей породой. Численные характеристики реального течения, служащие основой для модельной картины: давление, напор, проницаемость, расход, — неизбежно определяются осредненно для макроразмеров. Поэтому детали поля скоростей, более мелкие, чем эти макроразмеры,

уже теряют соответствие реальным параметрам течения. При проведении и использовании фильтрационных расчетов такие детали не следует принимать во внимание.

4. Линейное соотношение между потоком и градиентом напора возможно и в том случае, если все сечение межминеральных пространств в глине перекрыто связанной водой и идет бародиффузия. Свидетельством того, что происходит именно фильтрация, может служить сохранение линейности в достаточно большом диапазоне увеличивающихся градиентов.

5. По самому способу построения потенциалов Φ является энергетической характеристикой фиксированной «капли» флюида: формула (4.2) показывает, как будет меняться энергия капли в зависимости от ее положения, т. е. от давления и высоты над плоскостью сравнения в точке, куда будет помещена «капля». Потенциал Φ позволяет сравнивать значения энергии данной «капли» в разных точках области пространства с заданным распределением давления. Но при решении вопросов движения флюидов нужно сопоставлять энергии разных «капель», составляющих в совокупности всю массу флюида. Потенциал Φ можно использовать для этого лишь в случае флюида однородной плотности, т. е. идентичности разных «капель». Применение же его для флюида неоднородной плотности приведет к ложным результатам, поскольку математические операции вычисления и сравнения значений Φ потеряют первоначальный физический смысл.

В подавляющем большинстве природных ситуаций течения флюидов носят чепотенциальный характер и вместо удобной с математической точки зрения величины $\Delta\Phi$ нужно пользоваться значением силы ($-\nabla p + \rho g$), действующей на единичный объем. Но если в некотором объеме плотность флюида меняется только по вертикали, оставаясь постоянной в горизонтальных плоскостях, можно ввести другой вид потенциала — так называемое приведенное давление, предложенное А. И. Силиным-Бекчуриным в 1941 г. Смысл его чрезвычайно прост и нагляден. Если такую область изолировать от внешних влияний («вырезать»), то давление в покоящемся флюиде в ней будет равно на каждой горизонтальной плоскости весу столба вышележащего в пределах области флюида. Это распределение давления, отвечающее покою, может быть использовано в качестве «отсчетного»: любое различие давлений в этой области, не отвечающее распределению давлений в покое, является мерой движения флюида (совместно с проницаемостью среды).

Приведенное давление $p_{пр}$ вычисляется по формуле

$$p_{пр} = p + \int_{z_0}^z \rho g dz,$$

где p — фактическое пластовое давление; z и z_0 — абсолютные отметки точки измерения давления и плоскости сравнения, единой для всех точек данной области.

Величина $h_{пр} = p_{пр}/(\rho g)$ называется приведенным напором и представляет собой приведенное давление, пересчитанное в длину столба жидкости плотностью ρ , обычно пресной воды с $\rho = 1 \text{ г/см}^3$. Если плоскость сравнения выше точки измерения, интеграл меньше нуля и приведенное давление представляет собой разность фактического давления и веса вышележащего столба стратифицированного по плотности флюида в пределах глубин очерченной области. Если — ниже, то интеграл больше нуля и получается сумма фактического давления и веса нижележащего столба. Градиент приведенного давления и есть градиент потенциала, вызывающий течение флюида. На практике интеграл во всех случаях рационально заменять при расчетах суммой произведений длин Δz_i отдельных участков столба флюида на среднearифметический удельный вес флюида в пределах этих участков:

$$p_{пр} = p + \sum_i \Delta z_i \rho_i \text{ ср } g.$$

Количество таких разбиений легко определяется на глаз по виду графика изменения плотности с глубиной. Характер изменения плотности (возрастание или убывание) не играет роли, ибо отсчетным служит положение в момент рав-

новесия. Ясно, что приведенное давление можно применять преимущественно для оценки мгновенных полей градиента потенциала и скорости фильтрации, ибо наличие негоризонтальных направлений фильтрации, что в природе неизбежно, приведет во времени к нарушению распределения плотности и делает недопустимым дальнейшее использование потенциала. Положение плоскости сравнения выбирается произвольно в пределах интервала глубин «вырезанной» области объема флюидонасыщенных пород, имеющей горизонтальную стратификацию плотности флюида.

В практической деятельности не обязательно, чтобы поверхности равных плотностей были строго горизонтальными. Нужно лишь, чтобы неопределенность, вносимая в значение интеграла разбросом точек на графике распределения плотности по глубине, не превышала соответствующего перепада вычисленных приведенных давлений: $\text{indef } p_{\text{пр}} < \Delta p_{\text{пр}}$. Величина $\text{indef } p_{\text{пр}}$ легко определяется на графике $q=q(z)$ как площадь части облака точек, заключенной между уровнями отметок сравниваемых точек измерения давления. Зачастую в пределах большой области толщи, насыщенной флюидами разной плотности, можно выбрать отдельные небольшие подобласти, где характер распределения q позволяет применить приведенные давления. В остальных частях нужно использовать непосредственно величину $-\nabla p + qg$. (Подробнее о приведенных давлениях и их применении см.: Гуревич А. Е. Практическое руководство по изучению движения подземных вод при поисках полезных ископаемых. Л., Недра, 1980, с. 23—26, 58—70.)

6. Трубки тока существуют, лишь когда линии тока непрерывны: только при этом возможно сохранение расхода между ними. Линии же тока непрерывны при существовании потенциала скорости, т. е. когда для поля векторов скорости фильтрации v существует такая скалярная функция Ψ , для которой верно равенство $v = \nabla \Psi$. В этом случае каждая частичка жидкости движется поступательно. Такое движение и называется потенциальным или безвихревым. Математически существование вращательной компоненты течения (вихрей) может быть проверено с помощью дифференциальной операции, называемой вихрем вектора и обозначаемой как rot . Для двумерного случая

$$\text{rot } v = \partial (\partial v / \partial x) / \partial y + \partial (\partial v / \partial y) / \partial x.$$

Если $\text{rot } v = 0$, то потенциал скорости существует и, следовательно, существуют трубки тока. Если принять проницаемость однородной и изотропной, то это условие сводится к существованию силового потенциала — потенциала Хабберта или приведенного давления; т. е. трубки тока существуют, только когда плотность флюида неизменна на всех горизонтальных плоскостях рассматриваемого объема.

Это нетрудно увидеть и без сложной математики. На рис. 5.9—5.11 граница вод разной плотности является и границей разных полей скорости фильтрации. При переходе через нее происходит скачкообразное изменение вектора скорости: пресная вода течет вдоль границы в смежном с нею слое, а морская — неподвижна. И в более общем случае, когда текут обе жидкости и граница смещается, при переходе через границу будет непрерывна только компонента скорости, нормальная к границе. Компонента же скорости, параллельная границе, будет меняться скачком, нередко даже на противоположно направленную. На этой границе терпят разрыв функции плотности флюида, градиента давления и скорости фильтрации, а скачок касательной к границе компоненты скорости означает появление вращающего усилия, прилагаемого к частицам флюида, находящимся на этой границе. Поэтому не будет линий тока, сохраняющих непрерывность при переходе через границу плотностей. Случай резкой границы нагляднее, но то же самое по смыслу происходит, когда плотность меняется плавно: частички жидкости в области смены плотности будут испытывать не только поступательное, но и вращательное движение. Значение $\text{rot } v$ уже не будет здесь нулевым.

Когда плотность жидкости меняется по вертикали, трубки тока, строго говоря, будут существовать, лишь если векторы скорости фильтрации горизонтальны. Однако, как и для использования приведенных давлений, в инженерных приложениях это условие можно смягчить: отклонение скоростей и границ плотностей жидкости должно быть в пределах допустимости вызываемой ими ошибки.

Например, движение неоднородно нагретых термальных вод при достаточно больших скоростях фильтрации можно рассматривать как потенциальное и пользоваться трубками тока, а при малых — нельзя.

7. Картина течения на рис. 4.17 отвечает однородной жидкости. Но если маломинерализованные воды сменяются с глубиной высокоминерализованными водами значительно большей плотности, негоризонтальность рельефа (точнее, зеркала грунтовых вод) может обусловить движение только верхнего слоя менее плотных вод, а нижний — оставить в покое. При этом лишь раздел слоев станет наклонным в соответствии с падением напора в движущихся водах верхнего слоя вдоль раздела слоев.

Неоднородность фильтрационных свойств пород несколько исказит конфигурацию линий тока, но не их общий характер. В гранулярных породах по мере возрастания степени их литификации проницаемость все в большей мере определяется трещинами. Соответственно с глубиной постепенно пропадает стратификация проницаемости, отвечающая исходным седиментогенным литологическим телам, и все большую роль играют зоны трещиноватости, приуроченные к участкам повышенного тектонического напряжения пород. Эти зоны носят преимущественно субвертикальный характер и в значительной мере разобщены по латерали. В карбонатных породах трещиноватость может с самого начала играть определяющую роль в проницаемости, с глубиной будут возрастать лишь ее неоднородность и роль субвертикальной компоненты благодаря повышению относительной открытости субвертикальных трещин. Изменение характера неоднородности поля проницаемости с глубиной влечет за собой и изменение неоднородности поля скоростей фильтрации.

В районах, находящихся в состоянии относительного геологического покоя, рельеф местности играет, как правило, определяющую роль в характере движения подземных вод. В областях же проявления молодых и современных тектонических движений активизируются процессы преобразования пород, изменения емкости межминеральных пустот, температурные расширения и т. д. В итоге в таких областях в толщах пород ниже первого регионального водоупора основной причиной движения подземных вод оказываются уже не рельеф местности, а процессы, меняющие соотношение между объемом флюида и объемом межминерального пространства. Именно в этих ситуациях развиваются аномально высокие давления. Динамика подземных вод при этом нередко оказывается не просто связанной с процессами миграции нефти и газа и формирования их залежей, но во многом и обусловленной этими процессами.

Если напорный водоносный горизонт сложен высокопроницаемыми породами, ограничен надежными водоупорами, выходит на дневную поверхность и в повышенной и в пониженной частях местности и составляет часть небольшого артезианского бассейна, то в плане естественным образом выделяются области питания, транзита и разгрузки горизонта. Выход горизонта на дневную поверхность на повышенных участках служит областью наполнения пород водой атмосферных осадков. На выходе горизонта в понижения рельефа вода изливается из него на поверхность. Проницаемость такого горизонта настолько выше проницаемости пород водоупора, что в пределах инженерной точности можно полностью пренебречь водообменом горизонта со смежными породами и всю область горизонта между выходами на поверхность считать областью транзита. Но эта широко распространенная схема, требуя для своей реализации выполнения столь многих условий, является, конечно, идеализированной и приложима лишь к небольшому числу природных ситуаций.

С ухудшением связи горизонта с дневной поверхностью, уменьшением различия проницаемостей горизонта и водоупоров, увеличением протяженности и глубины бассейна поток вдоль горизонта и обмен со смежными породами различаются все меньше и выделение области транзита теряет свою правомерность. Если заметные количества воды поступают в горизонт из нижележащих пород и уходят в вышележащие, то пропадает и пространственное разделение областей питания и дренирования. Поэтому лучше пользоваться непосредственно характеристиками фактического водообмена горизонтов. Безнапорные водоносные горизонты, за исключением питающихся из рек или каналов либо разгружающихся в них, также не имеют, как правило, явной области транзита.

8. Совершенно аналогичным образом при эксплуатации скважинами нефтяных залежей возникают водяные конусы — купола подтягиваемых снизу подошвенных пластовых вод.

9. Легче всего отжимается вода из слоев глин, непосредственно прилегающих к горизонтам выдержанных песчаных пород. Уплотнение и снижение проницаемости в этих слоях тем больше отличаются от идущих во внутренних частях глинистой толщи и тем сильнее тормозят этим их уплотнение, чем быстрее растет нагрузка, чем интенсивнее процесс. Кроме того, резкое падение давления в зоне перехода от глин к вышележащим песчаным породам нередко создает барогеохимический барьер, на котором выпадают соли, преимущественно карбонаты, что еще больше снижает проницаемость и способствует образованию так называемых кепроков. В период формирования залежей углеводородов, особенно газа, кепроки играют важную роль в их распределении по разрезу и в их удержании и накоплении.

10. Нужно подчеркнуть крайнюю важность этого замечания. Процесс уплотнения или, точнее говоря, уменьшения пористости осадочных образований в природе представляет собой совокупность целого ряда частных процессов, как механических, так и физико-химических и химических, и не может рассматриваться как полный аналог лабораторного компрессионного испытания грунта.

В ходе механического уплотнения породы ее деформация определяется не только увеличением нагрузки, но и изменением прочности скелета породы. Сейсмические воздействия и знакопеременные напряжения в ходе вековых тектонических воздействий, наконец, даже ежесуточные лунные приливы в земной коре — все это уменьшает прочность скелета породы, благоприятствует преодолению сил трения и переупаковке зерен. Диффузия дислокаций в кристаллах также помогает зернам породы скользить друг относительно друга. Рост температуры глин, например при активизации геотермических процессов, влечет переход связанной воды в свободное состояние. В итоге даже без увеличения геостатической нагрузки пористость осадочных пород постоянно уменьшается и в отсутствие процессов химического преобразования породы, например отложения вторичных минералов из солей, приносимых подземными водами. Л. А. Буряковский и Р. Д. Джеваншир в своей статье «О зависимости пористости глин от геологического возраста и литологии терригенного комплекса» (Изв. вузов. Нефть и газ, 1975, № 10, с. 7—10) убедительно продемонстрировали накопление этих воздействий во времени.

Важность рассмотрения кривых изменения пористости пород с глубиной именно в контексте геологического времени, подчеркиваемая Р. Чепменом, связана с тем, что при различного рода оценках давления флюидов на основании этих кривых в расчет входят не сами эти зависимости, а производные пористости по времени. Сегодняшнее распределение пористости по глубине, как справедливо отмечает автор, не отражает истории изменения пористости, а характеризует лишь накопленный результат протекания всех процессов. Поэтому при оценках давления необходимо специально анализировать природу и историю протекания всей совокупности процессов, определяющих уменьшение пористости. К сожалению, эта сторона проблемы еще не привлекла к себе должного внимания и основная часть усилий пока еще тратится на преодоление чисто математических трудностей построения моделей уплотнения и поведения давления поровых флюидов на основе схемы «лабораторного» уплотнения.

11. Строго говоря, геофизические методы исследования пород в скважинах обеспечивают измерение не давления флюидов, а соответствующих физических свойств пород: кажущегося электрического сопротивления, скорости прохождения звука и т. д. При неизменных минералогическом составе породы и минерализации поровой воды изменения значений этих свойств по разрезу связаны с изменениями пористости и позволяют косвенным образом ее измерять.

От значений же пористости и ее изменения с глубиной к значениям давления можно перейти лишь на основании дополнительных соображений о наличии и виде либо причинно-следственной, либо корреляционной связи между пористостью пород и давлением флюида. Это весьма важный момент, ибо в одних геологических объектах такие связи могут иметь место, а в других могут отсутствовать. В этих случаях применение соответствующих методик косвенной оценки давления может приводить к грубым ошибкам. В частности, использование

методик оценки давления флюида по кривым распределения пористости, пригодное для областей интенсивного молодого осадконакопления, в районах с древними платформенными отложениями, достигшими высокой степени литификации, приводит к относительным ошибкам в десятки процентов и к «обнаружению» аномальностей там, где на деле давления соответствуют гидростатическим.

12. Идея существования подобной глубины означает следующее. Каждой пористости данной породы отвечает строго определенная ее прочность на сжатие (несущая способность), поэтому уплотнение при приложении очередной порции геостатической нагрузки будет заканчиваться с достижением той пористости, которая обеспечивает прочность породы на сжатие, равное разности геостатической нагрузки и гидростатического давления флюида. Отсюда следует, что существует однозначное соответствие между пористостью и эффективным напряжением, не зависящее от кинетики процесса уплотнения. Но такая исключаящая другие влияния на строение и прочность скелета схема протекания процесса в природе вовсе не очевидна для всего спектра природных условий (см. прим. 10), и ее применение, как и любой модели вообще, к конкретным ситуациям, как правило, требует специального обоснования.

13. Учитывая важность вопроса об аномальных давлениях, немного добавим к сказанному автором.

Проблема аномальных давлений, а вернее, вообще распределений пластовых давлений является одной из интереснейших в геофлюидодинамике. Будучи, по существу, просто одним из «срезов» геофлюидодинамики в целом, она получила такую самостоятельность благодаря своей важности в технологическом плане: с распределением давления по разрезу и с возможностью его предсказания самым тесным образом связана успешность бурения глубоких нефтяных скважин. В этой проблеме, как в фокусе, сходятся многие практические, теоретические и методологические вопросы гораздо более широкого плана. Решение ее возможно лишь при симбиозе геологии, термо- и гидродинамики, механики сложнопостроенных твердых сред. Мы коснемся здесь лишь той стороны проблемы, которая связана с природой распределения давлений и с ее диагностикой.

Подземные воды в природе движутся, и распределение давления всегда отличается от гидростатического, т. е. равного весу столба флюидов, заполняющих породы над точкой измерения. Поэтому аномальность давлений нужно рассматривать обязательно в общем контексте природной динамики флюидов. При этом должны различаться способы описания различных сторон и закономерностей движения флюидов и распределения давлений с помощью параметров, методов, законов физико-химической гидродинамики, с одной стороны, и геологии — с другой. Например, осмос и тектоника явно не могут присутствовать вместе в одной классификации, ибо определяются на основе совершенно разных принципов и масштабов членения и описания природных объектов.

В рамках гидродинамики основные факторы, вызывающие движение флюидов, можно с определенной долей условности разделить на гравитационные и компрессионные. Гравитационные — негоризонтальность поверхностей равных плотностей флюидов, в том числе и зеркала грунтовых вод, — вызывают течение, показанное в принципиальных чертах на рис. 4.17. При таком (гравитационном) течении подземных вод, происходящем в тектонически спокойных районах, в зонах питания водоносных толщ на возвышениях рельефа из-за потерь напора при направленных вниз скоростях фильтрации пластовое давление будет расти с глубиной медленнее гидростатического. В понижениях регионального рельефа, где происходит разгрузка вод и они движутся кверху, давления будут превышать гидростатическое. Поэтому при заметной расчлененности рельефа давления могут оказаться аномальными и в условиях стационарного гравитационного течения подземных вод.

К числу гравитационных факторов относится и присутствие в водоносных породах скоплений более легких, чем вода, нефти и газа, удерживаемых от конвекционного продвижения вверх породами-покрышками. В этих скоплениях давление убывает вверх от нижнего контакта с водой медленнее, чем в более плотной воде. Это приводит к возникновению избыточных по сравнению с наблюдаемыми в воде давлений, наиболее высоких в газе. Р. Е. Чепмен пишет о них как о связанных с геометрией резервуара.

Компрессионные факторы вызывают изменения давления в результате изменения соотношения объемов межминерального порового пространства и содержащегося в нем флюида. В их число входят температурные изменения объема вещества скелета породы и флюида, изменения пористости пород, процессы дегидратации и гидратации минералов, процессы генерации нефти и газа, разложения карбонатов с образованием углекислого газа. Каждый из этих процессов происходит в своем диапазоне давлений, напряжений, температур.

Некоторые явления носят смешанный — гравитационно-компрессионный — характер. Таково, например, повышение давления при конвективном всплывании свободного газа в насыщенной жидкостью среде. Газ и жидкость (вода или нефть) обладают резко различными сжимаемостями. Меняясь местами при конвекции, газ попадает в условия пониженного давления, а жидкость — повышенного. Но газ при этом должен был бы расширяться несравненно больше, чем сожмется жидкость. Если пространство, где происходит конвекция, ограничено плохо проницаемыми отложениями, то этот процесс приводит к значительному повышению давления в области конвекции газа и жидкости, с помощью которого дополнительным сжатием жидкости компенсируется более значительное расширение газа.

Другое явление смешанного характера — быстрый уход газа из скопления (залежи) при образовании трещиноватости, проникающей от скопления вплоть до поверхности земли. Если проницаемость окружающих залежь пород невелика, а уход газа по трещинам достаточно интенсивен, то подток подземных вод не будет успевать компенсировать снижение давления и эффект может быть весьма заметным.

Описание природных процессов движения флюидов и изменения распределений давления в рамках понятий и методов физико-химической гидродинамики позволяет глубже понять многие черты протекания природных процессов, оценить их темп в отдельных частных случаях, выявить соотносительную значимость различных влияний, решить целый ряд других вопросов. Но в силу недостаточной физико-химической и гидродинамической информации по геологическим объектам, неоднородности геологических сред, огромных масштабов геологических объектов, необходимости получать имеющие прогностическую силу геологические закономерности ограничиться этим подходом нельзя.

Вместе с тем знание обусловленности различных физических и физико-химических процессов, идущих в разных геологических ситуациях, помогает более эффективно строить геологическое описание и изучение распределений пластовых давлений. Основная проблема, возникающая при этом, — приближение геологического описания к причинно-следственному и достижение наибольшей универсальности такого описания для разнородных геологических объектов. Эта важная проблема находится сейчас в стадии изучения.

Геологические характеристики сами по себе, однако, ничего не говорят о динамике флюидов. Непосредственно они отражают лишь те стороны состава и морфологии геологических образований, мерой которых являются, и только косвенно — свойства, важные для движения флюидов. Например, проницаемость и пористость пород могут быть описаны совокупностью характеристик: исходным литологическим типом породы, степенью ее литификации, степенью и возрастом тектонических деформаций, вторичной минерализацией и т. д. Скорости процессов изменения соотношения объемов порового пространства и флюида отражаются комбинациями характеристик изменения со временем тектонических форм, преобразования пород и связанных с ними воздействий на флюиды. Совершенно очевидно, что при переходе к таким косвенным геологическим оценкам неизбежна потеря точности.

Каждый район имеет свою геологическую индивидуальность — свои набор пород, тектонические формы, историю развития. В итоге и комбинации геологических характеристик, как по их набору, так и по структуре отношений, в каждом месте будут свои для одной и той же стороны движения флюидов. Следовательно, возникает задача: найти способ универсального описания разнородных геологических объектов в отношении значений пластовых давлений и характера их распределения. Это — методологическая проблема, и на ней стоит остановиться подробнее.

По существу, любое эмпирическое отыскание закономерностей носит статистический характер, поэтому общие требования к нему удобно рассмотреть на примере статистических методов. Применение математико-статистических методов правомерно лишь в случае существования статистической однородности данных, т. е. пусть не известных, но фиксированных распределений вероятности значений каждой переменной. Это выполняется, когда мы имеем дело с так называемым черным ящиком, который на значения задаваемых входных параметров отвечает соответствующими значениями выходных. Механизм его внутреннего функционирования нам может быть совершенно неизвестен (откуда и название — черный ящик), но этот механизм всегда один и тот же; смысл характеристик в отношении изучаемого свойства неизменен, как и структура их связей, меняются только численные значения. Благодаря сохранению «механизма переработки информации» мы многократно повторяем эксперимент и получаем в итоге необходимый набор совокупностей численных значений всех переменных — входных и выходных, которые и подвергаются статистической обработке.

Если эксперимент проводится на одном и том же объекте, то тождество «механизма» соблюдается автоматически и требуется лишь обеспечить чистоту эксперимента, т. е. обеспечить измерение именно тех переменных, которые отражают изучаемое явление. Если объектов много, но они одинаковы, например двигатели, автомобили, любые предметы одной марки, изготовленные по одному образцу, то можно считать их разными состояниями одного идеализированного предмета. Различаясь лишь численными значениями характеристик отдельных своих свойств, они не создают дополнительных трудностей с описанием. Если бы динамика флюидов изучалась в разных районах и толщах на языке термодинамики, то тоже не было бы никаких проблем: термодинамические характеристики и связывающие их законы универсальны, и от объекта к объекту меняются лишь численные значения характеристик.

Но геологически разные природные объекты уже не одинаковы, разнородны. Флюиды мигрируют, создавая и перераспределяя давления, в любых литологических и тектонических ситуациях, но способ косвенного описания этих процессов в каждом из объектов и даже в разных их частях будет уже индивидуален и составлен из присутствующих именно им геологических характеристик. Одни и те же геологические характеристики в разных объектах, т. е. в разных ситуациях, имеют различное отношение к одному и тому же параметру динамики флюидов, различную структуру связей между собой в этом отношении. Тем самым нетождественность «механизма переработки информации» в разных объектах делает неправомерным, строго говоря, прямое применение методов статистической обработки к этим характеристикам разнородных объектов, а результаты этих методов — неопределенными.

Выход из этой ситуации видится в применении таких преобразований первичных данных, которые привели бы материал в требуемую универсальную форму, обеспечивающую нужную тождественность и выполнение статистической однородности. Для этого надо воспользоваться универсальностью термодинамического (в том числе гидродинамического) описания. Каждую термодинамическую величину, обуславливающую нужные стороны динамики флюидов, можно выразить косвенно с помощью комбинации (суперпозиции) геологических характеристик применительно к каждому типу геологического объекта, специфичному по его литологическому и тектоническому облику, истории развития и т. д. Шкалы значений этих разных суперпозиций можно сравнить, пользуясь тем, что все они являются эквивалентами соответствующей термодинамической величины, следовательно, может быть найдено соотношение эквивалентности этих шкал.

Это открывает возможность единой, «глобальной» статистической обработки сразу всех разнородных объектов, переноса информации при поиске закономерностей и прогнозировании с одного объекта на другой, сколь бы различны они ни были, уже без неопределенности, вполне правомерно. Это — путь к получению гораздо более обоснованных и глубоких закономерностей, использующий всю полноту современной теории геологии и смежных наук, к резкому подъему прогностической точности получаемых зависимостей. В области дина-

мики флюидов и распределения пластовых давлений эта проблема находится сейчас тоже в стадии изучения.

На наш взгляд, интересен такой подход к ее решению. В тектонически спокойном районе негоризонтальность рельефа местности и, тем самым, зеркала грунтовых вод является практически единственной причиной движения подземных вод. Отвечающее такому гравитационному течению распределение давлений может быть принято за отсчетное, на фоне которого можно выделить вклад причин компрессионного характера в значение и распределение пластовых давлений. Разность между фактическим и отсчетным гравитационным распределениями давлений должна уже сопоставляться с совокупностью компрессионных факторов и с отражающими их геологическими характеристиками. При этом рационально подбирать геологические параметры, характеризующие раздельно три разные стороны геологического объекта и его развития:

— потенциальные возможности толщ в отношении изменения объемов пор и порового флюида и вследствие этого — давлений, т. е. наличие в этих толщах минералов и веществ, способных дегидратироваться, разлагаться с изменением объема, генерировать новые флюиды, присутствие пород, способных уплотняться; ясно, что в целом (за исключением, например, наличия карбонатов вблизи зон температур разложения) эти потенциальные возможности по мере роста степени литифицированности, преобразованности пород падают;

— общий геологический процесс, реализующий эти возможности; таким процессом является тектоническая деятельность — прогибание и воздымание, деформации сдвигового характера, при этом меняются распределения температур и напряжений в породах, что и приводит к протеканию соответствующих компрессионных процессов;

— проводимость толщ пород, играющая роль «масштабного множителя» для итогового изменения пластовых давлений по отношению к их отсчетному гравитационному распределению: чем выше фильтрационные сопротивления, т. е. чем ниже проницаемость, тем к более значительным изменениям приведет одна и та же интенсивность компрессионных процессов; в число характеристик, определяющих общую проницаемость толщ пород, входят их литолого-фациальный тип, степень преобразованности пород, литологическое строение разреза, раздробленность толщи дизъюнктивными нарушениями.

Этот путь представляется сегодня наиболее обещающим для получения геологических закономерностей, позволяющих прогнозировать распределение пластовых давлений. Для каждой из выделенных сторон — барогенерационного потенциала пород, барогенерирующего воздействия и «масштабирующей» итог проницаемости — должны быть построены соотношения шкал суперпозиций геологических характеристик для отдельных физических механизмов. Тогда каждый район, каждая толща пород может быть геологически описана без потери физической информации, а сравнение разных объектов будет универсальным, правомерным. Одновременно это открывает путь и надежным методам дифференциальной диагностики природы отклонения давления от гидростатического в каждом частном случае. Для такой диагностики отдельно для каждой из возможных причин отклонения давления или для их совокупностей строится картина теоретического распределения давления применительно к индивидуальным условиям данного объекта, а затем с нею сравнивается фактическое распределение. Причиной, вызвавшей отклонение давления в изучаемом объекте, будет та, для которой максимально совпадение теоретического и фактического распределений давления.

14. Разрывы роста с глубиной выполаживаются нередко до практически параллельных напластованию. Кроме того, они ассоциируют с молодыми уплотняющимися глинами. Это сочетание позволяет высказать предположение о возможной роли тиксотропного разжижения глин в образовании таких разрывов: флюидоподобная разжиженная глина может смещаться латерально по падению подстилающего ее пласта. А поскольку такое смещение происходит локально и в результате его увеличивается мощность глины в нижнем конце такого смещения и уменьшается в верхнем, то это должно приводить к смещению вышележащих по разрезу слоев пород по поверхности, секущей плоскости напластования.

15. По-видимому, глины могут играть роль смазки для сползания вышеле-

жащих слоев не только потому, что повышенные давления поровой воды снижают эффективное напряжение, что возможно лишь, если повышение давления не есть результат повышения геостатической нагрузки. Большую роль может играть тиксотропное разжижение молодых высокопористых глин, чему немало способствуют землетрясения, а подобного рода деформации приурочены обычно к весьма активным тектоническим районам и периодам.

16. Различие между субаэральным и субмаринным блоками, возможно, не столь велико. Для взвешивания важен уровень не моря, а вообще воды, т. е. в субаэральном блоке вода играет взвешивающую роль ниже уровня грунтовых вод, если только при отрыве блока его боковые, параллельные движению поверхности не оказываются несмоченными. Но это возможно лишь в редких случаях, когда отрыв и сползание происходят столь быстро, что разрыв не успевает наполниться водой. Кроме того, при срыве и сползании важна и инерция всей массы водонасыщенного блока.

17. Возникновение диапиризма связано с гетерогенностью реологических свойств пород разреза: твердая нижняя «подложка», флюидоподобная деформируемая глинистая масса (или соль, магма и т. д.) посредине и твердый деформируемый «пресс» вышележащих пород. Флюидоподобная средняя прослойка передает напряжение близко к соответствию закону Паскаля, т. е. к поведению вязкой жидкости. Благодаря этому флюидоподобная масса пород перераспределяется так, чтобы снять неравномерность напряжений, и при этом вызывает деформацию верхнего слоя. Индуцированные в нем деформации изгиба и растяжения ведут к разрыву в ослабленных местах и протыканию верхней части разреза флюидоподобными образованиями средней части.

На стадии до протыкания различия плотностей пород не играет никакой роли. Оно проявляется лишь после нарушения сплошности верхней толщи, причем двояким образом: 1) вес столба вещества диапира, проникающего в разрыв вышележащей толщи, должен быть примерно равен геостатическому давлению, т. е. мощность покрывающих пород и высота подъема в них вещества диапира (в отсутствие геодинамических сил) обратно пропорциональны их плотностям; 2) при блоковом расчленении толщи пород над диапиром глубина погружения в диапирную массу каждого отдельного блока (без учета трения с соседними блоками) определится соотношением плотностей и высот блоков и диапира в соответствии с законом Архимеда. Поэтому объяснение диапиризма и некоторых сходных геотектонических явлений как конвекции (всплывания) пород в соответствии с разницей их плотностей является ошибочным, не отвечающим реальной физической сущности этих процессов.

18. Эквивалентной вязкостью следует пользоваться с большой осторожностью. С помощью формулы рассчитать такую вязкость можно практически для любой деформации, однако это не означает, что эта деформация действительно может быть описана на основе модели вязкого поведения. Поэтому следует вначале анализировать каждый рассматриваемый случай, выясняя, можно ли представить процесс как вязкое течение и чем именно обеспечивается эта вязкоподобность, а затем уже производить соответствующие вычисления.

19. Д. А. Казимиров предложил изящное объяснение механизма образования мощных дизъюнктивов (Импульсные тектонические движения. — Геотектоника, 1974, № 4, с. 19—32). Он показал, что смещение на больших протяжениях разрыва не происходит все одновременно, а складывается из множества малых, в 10—15 см длиной, отдельных смещений. Такое объяснение хорошо вписывается как в представления механики разрушения, так и в существующий фактический геологический материал, и его приложение к крупным надвигам в сильно литифицированных породах позволяет обойтись без привлечения аномальных давлений поровых флюидов или сползания по смазывающему слою. Изучение проблемы мощных надвигов еще не закончено, возможны и другие точки зрения.

20. Широко распространены и гидрофобные коллекторы нефти. Гидрофобными они становятся либо благодаря битумам, образованным из сингенетичной органики, либо вследствие сорбции из заполнившей коллектор нефти полярных поверхностно-активных веществ: смол, асфальтенов, органических высокомолекулярных кислот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ackers P.*, 1958. Resistance of fluids flowing in channels and pipes. Dep. Sci. a. Industr. Res., Ltd., Hydraulics Res. Paper, 1. 39 p.
2. *Airy P. L., Calf G. E., Campbell B. L. a. o.*, 1979. Aspekts of the isotope hydrology of the Great Artesian Basin, Australia. — *Isotope Hydrology*, 1978, 1, p. 205—219.
3. *Archie G. E.*, 1942. The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics. — *Trans. Amer. Inst. Min. Metallurg. Engr. (Petrol. Div.)*, 146, p. 54—62.
4. *Athy L. F.*, 1930. Density, porosity, and compaction of sedimentary rocks. — *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 14, p. 1—24.
5. *Australasian Petroleum Co Pty Ltd.*, 1961. Geological results of petroleum exploration in Western Papua 1937—1961. — *J. Geol. Soc. Australia*, 8(1), p. 1—133.
6. *Badon Ghijben B.*, 1889. См. *Drabbe J., Badon Ghijben W.*, 1889 [55].
7. *Bakhtmeteff B. A., Feodoroff N. V.*, 1937. Flow trough granular media. — *J. Appl. Mechanics*, 4, p. A97—A104.
8. *Barker C.*, 1972. Aquathermal pressuring—role of temperature in development of abnormal-pressure zones. — *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 56(10), p. 2068—2071.
9. *Barrer R. M., Barrie J. A.*, 1952. Sorption and surface diffusion in porous glass. — *Proc. Roy. Soc.*, A213, p. 250—265.
10. *Bear J.*, 1972. Dynamics of fluids in porous media. Amer. Elsevier, N. Y. 764 p.
11. *Bear J., Zaslavsky D., Armay S.*, 1968. Physical principles of water percolation and seepage. UNESCO, Paris. 465 p.
12. *Beckett P.*, 1953. Qanats around Kirman. — *J. Roy. Centr.-Asian Soc.*, 40, p. 47—58.
13. *Bemmelen, van*, 1949. The geology of Indonesia. Vol. 1. A general geology of Indonesia and adjacent archipelagoes. Government Print. Off., Hague. 732 p.
14. *Bett K. E., Cappi J. B.*, 1965. Effect of pressure on the viscosity of water. — *Nature*, 207 (4997), p. 620—621.
15. *Biot M. A., Odé H.*, 1965. Theory of gravity instability with variable overburden and compaction. — *Geophysics*, 30, p. 213—227.
16. *Blake F. C.*, 1923. The resistance of packing to fluid flow. — *Trans. Amer. Inst. Chem. Engr.*, 14 (for 1922), p. 415—421.
17. *Böttcher H.*, 1925. Die Tektonik der Bochumer Mulde zwischen Dortmund und Bochum und das Problem der westfälischen Karbonfaltung. — *Glückauf: Berg- u. Hüttenmännische Zs.*, 61, p. 1145—1153, 1189—1194.
18. *Böttcher H.*, 1927. Faltungsformen und primäre Diskordanzen im niderrheinisch-westfälischen Steinkohlengebirge. — *Glückauf: Berg- u. Hüttenmännische Zs.*, 63, p. 113—121.
19. *Bredehoeft J. D., Hanshaw B. B.*, 1968. On the maintenance of anomalous fluid pressures. 1. Thick sedimentary sequences. — *Bull. Geol. Soc. Amer.* 79, p. 1097—1106.
20. *Bruninger F. W.*, 1719. Fons Danubii primus et naturalis oder die Urquelle des weltberühmten Donaustroms. Tübingen. 388 p.
21. *Bridgeman M.*, 1969. Recent advances and new thresholds in petroleum technology. — *J. Inst. Petrol.*, 55, p. 131—140.
22. *Brinkworth B. J.*, 1968. An introduction to experimentation. Engl. Univ. Press, Ld. 182 p.
23. *Brownell L. E., Katz D. L.*, 1947. Flow of fluids through porous media. 1. Single homogenous fluids. — *Chem. Engng Progress*, 43(10), p. 537—544.

24. *Bruce C. H.*, 1973. Pressured shale and related sediment deformation: mechanism for development of regional contemporaneous faults.—*Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 57(5), p. 878—886.
25. *Buchan S.*, 1938. The water supply of the County of London from underground sources. *Memoir Geol. Surv. Great Britain*. 260 p.
26. *Buckingham E.*, 1914. On physically similar systems; illustrations of the use of dimensional equations.—*Phys. Rev.*, 2nd ser., 4, p. 345—376.
27. *Buckingham E.*, 1921. Notes on the method of dimensions.—*Lond. Edinb. Phil. Dubl. Mag.*, 6th ser., 42, p. 696—719.
28. *Burst J. F.*, 1969. Diagenesis of Gulf Coast clayey sediments and its possible relation to petroleum migration.—*Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 53, p. 73—93.
29. *Butler M. A.*, 1933. Irrigation in Persia by kanats.—*Civil Engng.*, 3(2), p. 69—73.
30. *Carman P. C.*, 1937. Fluid flow through granular beds.—*Trans. Inst. Chem. Engr.*, 15, p. 150—166.
31. *Carman P. C.*, 1938. The determination of the specific surface of powders.—*J. Soc. Chem. Industry*, 17, p. 225—234.
32. *Carman P. C.*, 1939. Permeability of saturated sands, soils and clays.—*J. Agricultur. Sci.*, 29(2), p. 262—273.
33. *Chapman R. E.*, 1972. Clays with abnormal interstitial fluid pressures.—*Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 56(4), p. 790—795.
34. *Chapman R. E.*, 1972. Primary migration of petroleum from source rocks.—*Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 56(11), p. 2185—2191.
35. *Chapman R. E.*, 1973. *Petroleum geology: a concise study*. Elsevier Sci. Publ. Co, N. Y. 304 p.
36. *Chapman R. E.*, 1974. Clay diapirism and overthrust faulting.—*Bull. Geol. Soc. Amer.*, 85(10), p. 1597—1602.
37. *Chapman R. E.*, 1976. *Petroleum geology: a concise study*. Elsevier Sci. Publ. Co, N. Y. 302 p.
38. *Chapman R. E.*, 1977. Subsidence and deformation of terminal regressive sequences in the Indonesian region.—*Proc. Indonesian Petrol. Ass.*, 5(1) (for 1976), p. 151—158.
39. *Chapman R. E.*, 1977. Petroleum geology of young regressive sequences.—*Proc. S. E. Asia Petrol. Explor. Soc.*, 3 (for 1976), p. 8—38.
40. *Chapman R. E.*, 1979. Mechanics of unlubricated sliding.—*Bull. Geol. Soc. Amer.*, 90, p. 19—28.
41. *Chapman R. E.*, 1980. Mechanical versus thermal causes of abnormally high pore pressure in shales.—*Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 64, p. 2179—2183.
42. *Chow V. T.*, 1959. *Open-channel hydraulics*. McGraw-Hill, N. Y. 680 p.
43. *Cowin S. C.*, 1977. The theory of static load in bins.—*J. Appl. Mechanics*, 44, p. 409—412.
44. *Crittenden M. D.*, 1963. Effective viscosity of the Earth derived from isostatic loading of Pleistocene Lake Bonneville.—*J. Geophys. Res.*, 68(19), p. 5517—5530.
45. *Dailly G. C.*, 1976. A possible mechanism relating progradation, growth faulting, clay diapirism, and overthrusting in a regressive sequence of sediments.—*Bull. Canad. Petrol. Geol.*, 24(1), p. 92—116.
46. *Darcy H.*, 1856. *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*. V. Dalmont, Paris. 674 p.
47. *Darcy H.*, 1858. *Recherches expérimentales relatives au mouvement de l'eau dans les tuyaux*.—*Mémoires présentés par divers savants à l'Académie des Sciences de l'Institut de France*, 2^e ser., 15, p. 141—403.
48. *Davis S. N., De Wiest R. J. M.*, 1966. *Hydrogeology*. John Wiley and Sons, N. Y. 463 p.
49. *Daugherty R. L., Franzini J. B.*, 1965. *Fluid mechanics with engineering applications* (6th edition). McGraw-Hill, N. Y. 574 p.
50. *Debye P., Cleland R. L.*, 1959. Flow of liquid hydrocarbons in porous Vycor.—*J. Appl. Physics*, 30(6), p. 843—849.
51. *Dennis J. G.*, 1967. *International tectonic dictionary of English terminology*. *Memoir Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 7, 196 p.

52. *De Wiest R. J. M.*, 1965. Geohydrology. John Wiley and Sons, N. Y. 366 p.
53. *Dickinson G.*, 1951. Geological aspects of abnormal reservoir pressures in the Gulf Coast region of Louisiana, USA. — Proc. 3rd World Petrol. Congr. (Hague, 1951), sect. 1, p. 1—16.
54. *Dickinson G.*, 1953. Geological aspects of abnormal reservoir pressures in Gulf Coast Louisiana. — Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol. 37(2), p. 410—432.
55. *Drabbe J., Badon Ghijben W.*, 1889. Nota in verband met de voorgenomen putboring nabij Amsterdam. — Tijdschrift van het Koninklijke Instituut van Ingenieurs, 1888—1889, p. 8—22.
56. *Dron R. W.*, 1900. The probable duration of the Scottish coalfields. — Trans. Inst. Min. Engr., 18, p. 194—211.
57. *Engelhardt W., von, Tunn W.*, 1954. Über das Strömen von Flüssigkeiten durch Sandsteine. — Heidelberger Beiträge zur Mineral. u. Petrograph., 4, p. 12—25.
58. *Fair G. M., Hatch L. P.*, 1933. Fundamental factors governing the stream-line flow of water through sand. — J. Amer. Water Works Ass., 25(11), p. 1551—1565.
59. *Fertl W. H.*, 1976. Abnormal formation pressures. Elsevier Sci. Publ. Co, N. Y. 382 p.
60. *Findlay A. L.*, 1974. The structure of foothills south of the Kubor Range, Papua New Guinea. — J. Australasian Petrol. Explor. Ass., 14(1), p. 14—20.
61. *Forchheimer P.*, 1914. Hydraulik. B. G. Taubner, Berlin. 566 p.
62. *Fowler W. A., Boyd W. A., Marshall S. W., Myers R. L.*, 1971. Abnormal pressures in Midland Field, Louisiana. — In: Houston Geol. Soc., Abnormal subsurface pressure: a Study Group report 1969—1971, p. 48—77.
63. *Franks F.* (ed.), 1972. Water: a comprehensive treatise. Vol. 1. The physics and physical chemistry of water. Plenum Press, N. Y., Ld.
64. *Füchtbauer H.*, 1967. Influence of different types of diagenesis on sandstone porosity. — Proc. 7th World Petrol. Congr., 2, r. 353—370.
65. *Gabrysch R. K.*, 1967. Development of ground water in the Houston District, Texas, 1961—65. Texas Water Development Board, rep. 63. 35 p.
66. *Ghijben W. B.*, 1889. *Drabbe J., Badon Ghijben W.*, 1889 [55].
67. *Gibbs R. J., Matthews M. D., Link D. A.*, 1971. The relationship between sphere size and settling velocity. — J. Sedimen, Petrol., 41, p. 7—18.
68. *Giles R. V.*, 1962. Theory and problems of fluid mechanics and hydraulics. McGraw-Hill, N. Y. 274 p.
69. *Gjorgj S., Sjalahj M. M.*, 1974. Mediterranean Sea. — In: The New Encyclopaedia Britannica. Macropaedia, vol. 11, p. 854—856.
70. *Graves W.*, 1975. Iran, desert miracle. — Nat. Geogr., 147(1), p. 2—47.
71. *Gray D. E.* (ed.), 1957. American Institute of Physics Handbook (1957). McGraw-Hill, N. Y.
72. *Habermehl M. A.*, 1980. The Great Artesian Basin, Australia. — J. Austral. Geol. a. Geophys., 5, p. 9—38.
73. *Halley E.*, 1687. An estimate of the quantity of Vapour raised out of the Sea by warmth of the Sun; derived from an Experiment shown before the Royal Society, at one of their late Meetings. — Philosoph. Trans. Roy. Soc. Ld., 16(189), p. 366—370.
74. *Halley E.*, 1691. An account of the watry Vapours of the Sea and of the cause of Springs. — Philosoph. Trans. Roy. Soc. Ld., 17(192), p. 468—473.
75. *Hansbo S.*, 1960. Consolidation of clay with special reference to the influence of the vertical sand drains. — Sweden, Statens Geotekniska Inst. Proc., 18, p. 1—160.
76. *Harkins K. L., Baugher J. W.*, 1969. Geological significance of abnormal formation pressures. — J. Petrol. Technology, 21, p. 961—966.
77. *Harza L. F.*, 1949. The significance of pore pressure in hydraulic structures. — Trans. Amer. Soc. Civ. Engr., 114, p. 193—214.
78. *Hedberg H. D.*, 1926. The effect of gravitational compaction on the structure of sedimentary rocks. — Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol., 10(11), p. 1035—1072.
79. *Hedberg H. D.*, 1936. Gravitational compaction of clays and shales. — Amer. J. Sci., 5th ser., 31, p. 241—287.

80. *Hedberg H. D.*, 1974. Relation of methane generation to undercompacted shales, shale diapirs, and mud volcanoes. — *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 58(4), p. 661—673.
81. *Heezen B. C., Drake C. L.*, 1964. Grand Banks slump. — *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 48(2), p. 221—225.
82. *Herzberg B.*, 1901. Die Wasserversorgung einiger Nordseebäder. — *J. Gasbeleuchtung u. verwandte Beleuchtungsarten sowie für Wasserversorgung*, 44, S. 815—819, 841—844.
83. *Hill G. A., Colburn W. A., Knight J. W.* 1961. Reducing oil-finding costs by use of hydrodynamic evaluations. — In: *Economics of petroleum exploration, development, and property evaluation*. Englewood Cliffs, N. Y., p. 38—69.
84. *Horner D. R.*, 1951. Pressure build-up in wells. — *Proc. 3rd World Petrol. Congr. (Hague, 1951)*, sect. 2, p. 503—521.
85. *Hsü K. J.*, 1969. Role of cohesive strength in the mechanics of overthrust faulting and of landsliding. — *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 80(6), p. 927—952.
86. *Hsü K. J.*, 1969. Role of cohesive strength in the mechanics of overthrust faulting and of landsliding: reply (to discussion by M. K. Hubbert and W. W. Rubey). — *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 80(2), p. 955—960.
87. *Hubbert M. K.*, 1940 The theory of ground-water motion. — *J. Geol.*, 48(8), p. 785—944.
88. *Hubbert M. K.*, 1951. Mechanical basis for certain familiar geologic structures. — *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 62, p. 355—372.
89. *Hubbert M. K.*, 1956. Darcy's law and the field equations of the flow of underground fluids. — *Trans. Amer. Inst. Min. Metallurg. Petrol. Engr.*, 207, p. 222—239.
90. *Hubbert M. K.*, 1957. Darcy's law and the field equations of the flow of underground fluids. — *Bull. Ass. Intern. d'Hydrologie Sci.*, 5, p. 24—59.
91. *Hubbert M. K.*, 1969. The theory of ground-water motion and related papers. — *Hafner*, N. Y. 310 p.
92. *Hubbert M. K., Rubey W. W.*, 1959. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting. I. Mechanics of fluid-filled porous solids and its application to overthrust faulting. — *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 70(2), p. 115—166.
93. *Hubbert M. K., Rubey W. W.*, 1961. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting. I. Mechanics of fluid-filled porous solids and its application to overthrust faulting: reply to discussion by Frances Birch. — *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 72(9), p. 1445—1451.
94. *Hubbert M. K., Willis D. G.*, 1957. Mechanics of hydraulic fracturing. — *Trans. Amer. Inst. Min. Metallurg. Petrol. Engr.*, 210, p. 153—166
95. *Ineson J., Downing R. A.*, 1965. Some hydrogeological factors in permeable catchment studies. — *J. Inst. Water Engr.*, 19(1), p. 59—80.
96. *Jacob C. E.*, 1930. Fluctuations in artesian pressure produced by passing railroad-trains as shown in a well on Long Island, New York. — *Trans. Amer. Geophys. Union*, 20, p. 666—674.
97. *Jenkins D. A. L.*, 1974. Detachment tectonics in Western Papua New Guinea. — *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 85(4), p. 533—548.
98. *Käss W.*, 1969. Schrifttum zur Versickerung der oberen Donau zwischen Immingingen und Fridingen (Südwestdeutschland). — *Steirische Beiträge zur Hydrogeologie*, 21, S. 215—246.
99. *Käss W.*, 1972. Die Versickerung der oberen Donau, ihre Erforschung und die Versuche 1969. — *Geol. Jb.*, C2, S. 13—18.
100. *Käss W., Hötzl H.*, 1973. Weitere Untersuchungen im Raum Donauversickerung-Aachquelle (Baden-Württemberg). — *Steirische Beiträge zur Hydrogeologie*, 25, S. 103—116.
101. *Katz H. R.*, 1974. Recent exploration for oil and gas. — In: *G. J. Williams (ed.)*. Economic geology of New Zealand. Monograph Ser. Austral. Inst. Min. Metallurgy, 4, p. 463—480.
102. *Kehle R. O.*, 1970. Analysis of gravity sliding and orogenic translation. — *Bull. Geol. Soc. Amer.*, 81(6), p. 1641—1664.
103. *Keller G V.*, 1966. Electrical properties of rocks and minerals. — In: *S. P. Clark (ed.)*. Handbook of physical constants (revised edition). *Memoir Geol. Soc. Amer.*, 97, p. 553—577.

104. *King F. H.*, 1892. Observations and experiments on the fluctuations in the level and rate of movement of ground-water on the Wisconsin Agricultural Experiment Station Farm and at Whitewater, Wisconsin. U. S. Dept. Agriculture, Weather Bureau. Bull. 5. 75 p.
105. *King F. H.*, 1899. Principles and conditions of the movement of ground water. — Annual Rep. U. S. Geol. Surv. (1897—98), 19(2), p. 59—294.
106. *Kozeny J.*, 1927. Über Grundwasserbewegung. — *Wasserkraft u. Wasserwirtschaft*, 22, S. 67—70, 86—88, 103—104, 120—122, 146—148.
107. *Kozeny J.*, 1927. Über kapillare Leitung des Wassers im Boden: Aufstieg, Versickerung und Anwendung auf die Bewässerung. — *Sitzungsberichte der Akad. der Wissenschaften in Wien, Abt. IIa*, 136, S. 271—306.
108. *Krumbein W. C., Monk G. D.*, 1942. Permeability as a function of the size parameters of unconsolidated sand. *Techn. Publs. Amer. Inst. Metallurg. Engr.*, 1492. 11 p.
109. *Kugler H. G.*, 1933. Contribution to the knowledge of sedimentary volcanism in Trinidad. — *J. Inst. Petrol. Technol.*, 19, p. 743—760.
110. *Laing A. C. M.*, 1972. Geology and petroleum prospects of Ruatoria area, east coast, North Island, New Zealand. — *J. Austral. Petrol. Explor. Ass.*, 12(1), p. 45—52.
111. *Latham B.*, 1878. Indications of the movement of subterranean water in the Chalk Formation. — *Rep. Brit. Ass. Advancement Sci.* (47th Meeting, Plymouth, 1877), p. 207—209.
112. *Lemcke K.*, 1976. Übertiefe Grundwässer im süddeutschen Alpenvorland. — *Bull. Vereinigung Schweizerischer Petrol.-Geol. u. Ingenieure*, 42(103), S. 9—18.
113. *Lepine F. H., White J. A. W.*, 1973. Drilling in overpressured formations in Australia and Papua New Guinea. — *J. Austral. Petrol. Explor. Ass.*, 13(1), p. 157—161.
114. *Leverett M. C.*, 1939. Flow of oil-water mixtures through unconsolidated sands. — *Trans. Amer. Inst. Min. Metallurg. Engr. (Petrol. Div.)*, 132, p. 149—169.
115. *Levorsen A. I.*, 1967. *Geology of petroleum*. W. H. Freeman, San Francisco. 724 p.
116. *Liechti P., Roe F. W., Haile N. S.* 1960. The geology of Sarawak, Brunei and the western part of North Borneo. — *Bull. Geol. Surv. Dep. Brit. Territories Borneo*, 3.
117. *Lindquist E.*, 1933. On the flow of water through porous soil. — 1^{er} Congr. Grands Barrages (Stockholm, 1933), 5, p. 81—101.
118. *Lutz J. F., Kemper W. D.*, 1959. Intrinsic permeability of clay as effected by clay-water interaction. — *Soil Sci.*, 88, p. 83—90.
119. *Lyell C.*, 1867. *Principles of Geology or the modern changes of the Earth and its inhabitants*. Vol. 1. John Murray, Ld. 671 p.
120. *Magara K.*, 1971. Permeability considerations in generation of abnormal pressures. — *J. Soc. Petrol. Engr.*, 11, p. 236—242.
121. *Magara K.*, 1978. *Compaction and fluid migration: practical petroleum geology*. Elsevier Sci. Publ. Co, Amsterdam. 319 p.
122. *Marcom A. R.*, 1946. Flow through granular materials. — *Trans. Inst. Chem. Engr.*, 24, p. 30—36.
123. *Mariotte E.*, 1717. *Traité du mouvement des eaux des autres corps fluides*. — In: *Oeuvres de Mr. Mariotte, Pierre van der Aa, Leiden*, p. 321—476.
124. *Maxwell J. C.*, 1964. Influence of depth, temperature, and geologic age on porosity of quartzose sandstone. — *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 48(5), p. 697—709.
125. *Mayuga M. N.*, 1970. Geology and development of California's giant — Wilmington oil field. — In: *M. T. Halbouty (ed.)*. *Geology of giant petroleum fields*. *Memoir Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 14, p. 158—184.
126. *Miller R. J., Low P. F.*, 1963. Threshold gradient for water flow in clay systems. — *Proc. Soil Soc. Amer.*, 27, p. 605—609.
127. *Morgan J. P., Coleman J. M., Cagliano S. M.*, 1968. Mudlumps: diapiric structures in Mississippi delta sediments. — In: *J. Braunstein, G. D. O'Brien (eds.)*. *Diapirs and diapirism*. — *Memoir Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 8, p. 145—161.

128. *Murray G. E.*, 1961. Geology of the Atlantic and Gulf Coastal province of North America. Harper, N. Y. 692 p.
129. *Nielsen R. F.*, 1951. Permeability constancy range of a porous media. — *World Oil*, 132(6), p. 188—192.
130. *Noel E.*, 1944. Qanats. — *J. Roy. Centr.-Asian Soc.*, 31, p. 191—202.
131. *Nordberg M. E.*, 1944. Properties of some Vycor-brand glasses. — *J. Amer. Ceramic Soc.*, 27, p. 299—305.
132. *Norton W. H.*, 1897. Artesian wells of Iowa. — *Iowa Geol. Surv.*, 6, p. 113—428.
133. *Nutting P. G.*, 1930. Physical analysis of oil sands. — *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 14, p. 1337—1349.
134. *Odé H.*, 1968. Review of mechanical properties of salt relating to salt-dome genesis. — In: *J. Braunstein, G. D. O'Brien* (eds). Diapirism and diapirs (symposium). *Memoir Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 8, p. 53—78.
135. *Ogilvie C.*, 1955. The hydrology of the Queensland portion of the Great Artesian Basin. — In: *Queensland, Artesian Water Investigation Committee*. Government Print, Brisbane, App. H.
136. *Ohrt F.*, 1947. Water development and salt water intrusion on Pasific islands. — *J. Amer. Water Works Ass.*, 39(10), p. 979—988.
137. *Olsen H. W.*, 1965. Deviations from Darcy's law in saturated clays. — *Proc. Soil Sci. Soc. Amer.*, 29, p. 135—140.
138. *Olsen H. W.*, 1966. Darcy's law in saturated kaolinite. — *Water Resources Res.*, 2, p. 287—296.
139. *Pankhurst R. C.*, 1964. Dimensional analysis and scale factors. Chapman and Hall, Ld. 152 p.
140. *Parker T. J., McDowell A. N.*, 1955. Model studies of salt-dome tectonics. — *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 39(12), p. 2384—2470.
141. *Perrault P.*, 1674. De l'origine des fontaines. Pierre Petit, Paris. 353 p.
142. *Perrault P.*, 1967. On the origin of springs. Hafner, N. Y., Ld. 209 p.
143. *Perry E., Hower J.*, 1970. Burial diagenesis in Gulf Coast pelitic sediments. — *Clays a. Clay Minerals*, 18, p. 165—177.
144. *Plain G. J., Morrison H. L.*, 1954. Critical Reynolds number and flow permeability. — *Amer. J. Phys.*, 22, p. 143—146.
145. *Poiseuille J. L. M.*, 1840. Recherches expérimentales sur le mouvement des liquides dans les tubes de très petits diamètres. — *Comptes rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences, Paris*, 11, p. 961—967, 1041—1048.
146. *Poiseuilles J. L. M.*, 1841. Recherches expérimentales sur le mouvement des liquides dans les tubes de très petits diamètres. IV. Influence de la température sur la quantité de liquide qui traverse les tubes de très petits diamètres. — *Comptes rendus hebdomadaires des Séances de l'Académie des Sciences, Paris*, 12, p. 112—115.
147. *Powers M. C.*, 1967. Fluid-release mechanisms in compacting marine mudrocks and their importance in oil exploration. — *Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol.*, 51(7), p. 1240—1254.
148. *Queensland Artesian Water Investigation Committee*, 1955. Artesian water supplies in Queensland. Government Print, Brisbane. 79 p.+2 app.
149. *Ramberg H.*, 1967. Gravity, deformation and the Earth's crust as studied by centrifuged models. — *Acad. Press, Ld., N. Y.* 214 p.
150. *Ramberg H.*, 1972. Theoretical models of density stratification and diapirism in the Earth. — *J. Geophys. Res.*, 77(5), 877—889.
151. *Reyer E.*, 1888. Theoretische Geologie. E. Schweizerbart'sche Verlag-handlung, Stuttgart. 867 p.
152. *Reynolds O.*, 1884. An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and the law of resistance in parallel channels. — *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 174 (for 1883), p. 935—982.
153. *Reynolds O.*, 1901. Papers on mechanical and physical subjects, Vol. 11 (1881—1900). Cambridge Univ. Press, Cambridge. 740 p.

154. *Ridd M. F.*, 1970. Mud volcanoes in New Zealand.—Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol., 54(4), p. 601—616.
155. *Ridd M. F.*, 1976. Papuan basin—on-shore.—In: R. B. Leslie, H. J. Evans, C. L. Knight (eds). Economic geology of Australia and Papua New Guinea—3. Petroleum. Monograph Ser. Australian Inst. Min. Metallurgy, 7, p. 478—494.
156. *Riddick J. A., Bunger W. B.*, 1970. Organic solvents.—In: A. Weissberger (ed.). Techniques of chemistry, Vol. 2. Wiley-Interscience, N. Y., Ld.
157. *Riley S. J., Bryant T.*, 1979. The relationship between settling velocity and grain size values.—J. Geol. Soc. Austral., 26, p. 313—315.
158. *Rittenhouse G.*, 1943. Transportation and deposition of heavy minerals.—Bull. Geol. Soc. Amer., 54(12), p. 1725—1780.
159. *Roberts J. L.*, 1972. The mechanics of overthrust faulting: a critical review.—Proc. 24th Intern. Geol. Congr. (Montreal, 1972), sect. 3, p. 593—598.
160. *Robinson J. L.*, 1963. Basic fluid mechanics.—McGraw-Hill, N. Y. 183 p.
161. *Rose H. E.*, 1945. An investigation into the laws of flow of fluids through beds of granular materials.—Proc. Inst. Mechan. Engr., 153, p. 141—148.
162. *Rose H. E.*, 1945. On the resistance coefficient—Reynolds number relationship for fluid flow through a bed of granular material.—Proc. Inst. Mechan. Engr., 153, p. 154—168.
163. *Rose W. D.*, 1959. Calculations based on Kozeny—Carman theory.—J. Geophys. Res., 64(1), p. 103—110.
164. *Rubey W. W.*, 1933. Settling velocities of gravel, sand, and silt particles.—Amer. J. Sci., 25, p. 325—338.
165. *Rubey W. W., Hubbert M. K.*, 1959. Role of fluid pressure in mechanics of overthrust faulting. II. Overthrust belt in geosynclinal area of western Wyoming in light of fluid-pressure hypothesis.—Bull. Geol. Soc. Amer., 70(2), p. 167—206.
166. *Sandford K. S.*, 1935. Sources of water in the North-Western Sudan.—Geogr. J., 85(5), p. 412—431.
167. *Scempton A. W.*, 1970. The consolidation of clays by gravitational compaction.—Quart. J. Geol. Soc. Ld., 125 (for 1969), p. 373—411.
168. *Schaub H. P., Jackson A.*, 1958. The North-Western oil basin of Borneo.—In: L. G. Weeks (ed.). Habitat of oil. Amer. Ass. Petrol. Geol., Tulsa, p. 1330—1336.
169. *Scheidegger A. E.*, 1960. The physics of flow through porous media. Univ. Toronto Press, Toronto. 313 p.
170. *Schneebeil G.*, 1955. Expériences sur la limite de validité de la loi de Darcy et l'apparition de la turbulence dans un écoulement de filtration.—Houille Blanche, 10(2), p. 141—149.
171. *Schriever W.*, 1930. Law of flow for passage of a gas-free liquid through a spherical-grain sand.—Trans. Amer. Inst. Min. Metallurg. Engr. (Petrol. Div.), 86, p. 329—336.
172. *Sibson R. H., Moore J. McM., Rankin A. H.*, 1975. Seismic pumping—a hydrothermal fluid transport mechanism.—J. Geol. Soc. Ld., 131, p. 653—659.
173. *Slichter C. S.*, 1899. Theoretical investigation of the motion of ground waters.—Ann. Rep. U. S. Geol. Surv. (1897—98), 19(2), p. 295—384.
174. *Smith A.*, 1953. Blind white fish in Persia.—Allen & Unwin, Ld. 231 p.
175. *Smith N. E., Thomas H. G.*, 1971. Origins of abnormal pressures.—In: Houston Geol. Soc., Abnormal subsurface pressure: a Study Group report 1969—1971, p. 4—19.
176. *Smoluchowski M. S.*, 1909. Some remarks on the mechanics of overthrusts.—Geol. Mag., new ser., dec. V, 6, p. 204—205.
177. *Sorby H. C.*, 1908. On the application of quantitative methods to the study of the structure and history of rocks.—Quart. J. Geol. Soc. Ld., 64, p. 171—233.
178. *Spinks R. B.*, 1970. Offshore drilling operations in the Gulf of Papua.—J. Austral. Petrol. Exp. Ass., 10, p. 108—114.

179. *Stephenson L. P.*, 1977. Porosity dependence on temperature: limits on maximum possible effect.—Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol., 61(3), p. 407—415.
180. *Stokes G. G.*, 1851. On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums.—Trans. Cambridge Phil. Soc., 9, 8—106.
181. *Stokes G. G.*, 1901. On the effect of the internal friction of fluids on the motion of pendulums.—In: G. G. Stokes. Mathematical and physical papers. Vol. 3. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 1—141.
182. *Street N.*, 1958. Tortuosity concepts.—Austral. J. Chem., 11(4), p. 607—609.
183. *Stutzer O.*, 1930. Absinken, Sedimentation und Faltung—gleichzeitige Vorgänge in manchen Erdölgebieten (Abstract).—Geol. Rdsch., 21, S. 141.
184. *Tanner W. F.*, *Williams G. K.*, 1968. Model diapirs, plasticity, and tension.—In: J. Braunstein a. G. D. O'Brien (eds). Diapirism and diapirs. Memoir Amer. Ass. Petrol. Geol., 8, p. 10—15.
185. *Terzaghi K.*, 1933. Auftrieb und Kapillardruck an betonierten Talsperren.—1^{er} Congrès des Grands Barrages (Stockholm, 1933), 5, S. 5—15.
186. *Terzaghi K.*, 1936. Simple tests determine hydrostatic uplift.—Engng News Record, 116 (June 18), p. 872—875.
187. *Terzaghi K.*, 1943. Theoretical soil mechanics. Chapman & Hall, Ld.; John Wiley & Sons, N. Y., 510 p.
188. *Terzaghi K.*, 1950. Mechanics of landslides.—In: S. Paige (Chairman). Application of geology to engineering practice (Berkeley Volume). Geol. Soc. Amer., Boulder, p. 83—124.
189. *Terzaghi K.*, *Peck R. B.*, 1948. Soil mechanics in engineering practice. John Wiley & Sons, N. Y.; Chapman & Hall, Ld., 566 p.
190. *Thesiger W.*, 1959. Arabian sands. Longmans, Ld. 326 p.
191. *Thiem G.*, 1906. Hydrologische Methoden (Inaugural dissertation, Stuttgart). Gebhardt, Leipzig. 56 p.
192. *Thorsen C. E.*, 1963. Age of growth faulting in southeast Louisiana.—Trans. Gulf-Coast Ass. Geol. Soc., 13, p. 103—110.
193. *Tiddeman R. H.*, 1890. On concurrent faulting and deposits in Carboniferous times in Craven, Yorkshire, with a note on Carboniferous reefs.—Rep. Brit. Ass. Advancement Sci. (Newcastle-upon-Tyne, 1889), p. 600—603.
194. *Todd D. K.*, 1959. Ground water hydrology. John Wiley & Sons, N. Y., Ld. 336 p.
195. *Törnebohm A. E.*, 1896. Grunddragen af det centrala Skandinavien bergbyggnad. Kongliga Svenska Vetenskaps-Akad. Handlingar, 28(5), p. 1—178.
196. *Tuma J. J.*, 1976. Handbook of physical calculations. McGraw-Hill, N. Y. 370 p.
197. *Veatch A. C.*, 1906. Fluctuations of the water level in wells, with special reference to Long Island, New York. U. S. Geol. Surv. Water Supply a. Irrigation Paper, 155. 83 p.
198. *Versluys J.*, 1917. De beweging van het grondwater.—Water, 1, p. 23—25, 44—46, 74—76, 95.
199. *Versluys J.*, 1919. De duinwater-theorie.—Water, 3(5), p. 47—51.
200. *Versluys J.*, 1930. The origin of artesian pressure. Verhandelingen der Koninklijke Nederlandsche Akad. Wetenschappen, Afd. Natuurkunde, 33, S. 214—222.
201. *Versluys J.*, 1932. Factors involved in segregation of oil and gas from subterranean water.—Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol., 16(9), p. 924—942.
202. *Visser W. A.*, *Hermes J. J.*, 1962. Geological results of the exploration for oil in Netherlands New Guinea. Verhandelingen van het Koninklijk Nederlandsch Geologisch-Mijnbouwkundig Genootschap voor Nederland en Koloniën, Geol. Ser., 20, p. 1—265.
203. *Watson R. L.*, 1969. Modified Rubey's law accurately predicts sediment settling velocities.—Water Resources Res., 5, p. 1147—1150.
204. *Weaver C. E.*, *Beck K. C.*, 1971. Clay water diagenesis during burial: how mud becomes gneiss. Spec. Paper Geol. Soc. Amer., 134. 96 p.
205. *Weeda J.*, 1958. Oil basin of East Borneo.—In: L. G. Weeks (ed.). Habitat of oil Amer. Ass. Petrol. Geol., Tulsa, p. 1337—1346.

206. *Wentworth C. K.*, 1952. The process and progress of salt water encroachment. — Union Géodés. Géophys. Intern., Assoc. Intern. d'Hydrologie Sci., Assemblée Gén. de Bruxelles 1951, 2, p. 238—248.

207. *Whitaker W., Thresh J. C.*, 1916. The water supply of Essex from underground sources. Memoir Geol. Surv. Great Britain, 510 p.

208. *Whitehouse F. W.*, 1955. The geology of the Queensland portion of the Great Artesian Basin. — In: Queensland, Artesian Water Investigation Committee. Government Print., Brisbane, App. G.

209. *Wyckoff R. D., Botset H. G., Muskat M., Reed D. W.*, 1933. The measurement of the permeability of porous media for homogeneous fluids. — Rev. Sci. Instruments, new ser., 4, p. 394—405.

210. *Wyckoff R. D., Botset H. G., Muskat M., Reed D. W.*, 1934. Measurement of permeability of porous media. — Bull. Amer. Ass. Petrol. Geol., 18(2), p. 161—190.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От переводчика	5
Предисловие	7
Обозначения и размерность физических величин	9
1. Жидкости в покое	11
Введение	—
Насыщенные жидкостью твердые пористые среды в равновесии	15
Анализ размерностей	22
2. Жидкости в движении	24
Течение в трубах	30
Давление	34
Закон Стокса	—
Замечания об экспериментах Пуазейля	39
3. Движение жидкости через пористые среды	40
Эксперименты Дарси	—
Коэффициент фильтрации	42
Границы закона Дарси	51
4. Водоносный горизонт и поля течения	56
Откачивающие воду скважины	62
Естественные стоки	67
5. Водоносные горизонты: родники, реки и инженерный дренаж	68
Поток воды из Дуная в Рейн	73
Прибрежные водоносные горизонты	76
Канаты Ирана	79
Большой артезианский бассейн	81
6. Движение поровой воды и аномально высокое пластовое давление	84
Уплотнение осадка	85
Пластовое давление	89
Другие возможные причины аномально высокого пластового давления	95
Миграция поровых вод в седиментационных бассейнах	99
7. Роль поровой воды в деформации пород седиментационного бассейна	100
Доорогеническая деформация	101
Орогеническая деформация	109
8. Поровая вода и сползание	114
Гравитационное сползание	116
Эффект уровня моря	124
9. Заключение: некоторые приложения принципов механики флюидов	125
Разломы и движение воды	—
Течение двух несмешивающихся жидкостей в пористых отложениях	127
Приложение. Оценка пористости по кривым акустического каротажа	136
Примечания переводчика	137
Список литературы	150

Ричард Е. Чепмен

ГЕОЛОГИЯ И ВОДА

**ВВЕДЕНИЕ В МЕХАНИКУ ФЛЮИДОВ
ДЛЯ ГЕОЛОГОВ**

Редактор издательства Л. Г. Ермолаева
Обложка художника В. Т. Левченко
Технический редактор Н. П. Старостина
Корректор М. И. Витис

ИБ № 5351

Сдано в набор 07.04.83. Подписано в печать
18.07.83. Формат 60×90^{1/16}. Бумага кн.-журн.
Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл.
печ. л. 10. Усл. кр.-отг. 10,38. Уч.-изд. л. 11,9.
Тираж 4100 экз. Заказ 770/657. Цена 80 коп.

Ордена «Знак Почета» издательство «Недра»,
Ленинградское отделение.
193171, Ленинград, С-171, ул. Фарфоровская, 12.

Типография № 2 Ленуприздата.
191104, Ленинград, Литейный пр., 55.

80 коп.

4255



R.E. Chapman
*
Geology and water

