

Э. Б. Чекалюк

Термодинамика нефтяного пласта

**Москва
«Книга по Требованию»**

УДК 66.0
ББК 35
Э1

Э1 **Э. Б. Чекалюк**
Термодинамика нефтяного пласта / Э. Б. Чекалюк – М.: Книга по Требованию,
2012. – 240 с.

ISBN 978-5-458-36108-8

Термодинамика нефтяного пласта

ISBN 978-5-458-36108-8

© Издание на русском языке, оформление
«YOYO Media», 2012

© Издание на русском языке, оцифровка,
«Книга по Требованию», 2012

Эта книга является репринтом оригинала, который мы создали специально для Вас, используя запатентованные технологии производства репринтных книг и печати по требованию.

Сначала мы отсканировали каждую страницу оригинала этой редкой книги на профессиональном оборудовании. Затем с помощью специально разработанных программ мы произвели очистку изображения от пятен, клякс, перегибов и попытались отбелить и выровнять каждую страницу книги. К сожалению, некоторые страницы нельзя вернуть в изначальное состояние, и если их было трудно читать в оригинале, то даже при цифровой реставрации их невозможно улучшить.

Разумеется, автоматизированная программная обработка репринтных книг – не самое лучшее решение для восстановления текста в его первозданном виде, однако, наша цель – вернуть читателю точную копию книги, которой может быть несколько веков.

Поэтому мы предупреждаем о возможных погрешностях восстановленного репринтного издания. В издании могут отсутствовать одна или несколько страниц текста, могут встретиться невыводимые пятна и кляксы, надписи на полях или подчеркивания в тексте, нечитаемые фрагменты текста или загибы страниц. Покупать или не покупать подобные издания – решать Вам, мы же делаем все возможное, чтобы редкие и ценные книги, еще недавно утраченные и несправедливо забытые, вновь стали доступными для всех читателей.

термогидравлику, которая находит все более широкое применение в области исследования скважин, контроля разработки нефтяных и газовых залежей, активного воздействия на пласт, а также в нефтяной геологии при изучении путей миграции и процессов образования и разрушения залежей.

В связи с этим необходимо систематически изложить теоретические основы подземной термогидравлики и указать пути практического использования законов подземных тепловых явлений.

Естественно, что для доказательства новых положений подземной термодинамики нужно привлечь математический аппарат. В качестве основного метода для решения дифференциальных уравнений автор использовал операторный метод, обладающий известными преимуществами перед классическими методами, особенно в случае интегрирования дифференциальных уравнений в частных производных с переменными граничными условиями. В последнее время операторные методы с большим успехом внедряются как в физику, так и в технику. Элементарное изложение основ операторного метода дано в работе А. В. Лыкова [37].

Основные результаты вычислений, полученные положения и их следствия формулируются в заключительных разделах по отдельным главам.

ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ

§ 1. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

Подземные воды и скопления нефти или газа в земной коре размещаются в пустотах горных пород — в кавернах, каналах и трещинах различной структуры, размеров и протяженности, образуя многокомпонентные и многофазные термодинамические системы. Твердую фазу такой системы называют пористым или трещиноватым коллектором в зависимости от характера пустот. Подземные коллекторы характеризуются различными статистическими показателями: пористостью m , поверхностью смачивания f , проницаемостью k , упругостью β , теплоемкостью c , теплопроводностью λ и т. д. В случае макроскопически неоднородного коллектора объемные показатели (m , f , c) являются функциями координат, а показатели переноса тепла и вещества (λ , k) зависят также и от направления переноса.

Особый характер термодинамических процессов, происходящих в многокомпонентной системе или в пористой среде, обусловлен рядом таких факторов как интенсивный теплообмен между компонентами среды благодаря большой площади контакта, наличие конвективного переноса тепла при движении вещества через пористое тело, сильное торможение тепловых эффектов вследствие большой инертной теплоемкости пористого тела, значительное трение при перемещении жидкостей и газов в мелких порах, контактные (поверхностные) капиллярные и химические явления на контактах фаз, неизбежные теплопроводные потери и пр. Комплекс указанных факторов является предметом исследования в настоящей работе за исключением контактных явлений, влиянием которых на данном начальном этапе будем пренебрегать.

В качестве независимых переменных, определяющих термодинамическое состояние пористой среды, принимаем давление p и температуру T . В недрах Земли значения этих параметров медленно, но постоянно изменяются и в течение геологических периодов достигают значительных отклонений. Однако для малых интервалов времени, соответствующих продолжительности периодов разработки нефтяных и газовых залежей, естественное термодинамическое состояние подземных коллекторов, не затронутых разработкой, можно считать практически неизменным, т. е. очень близким к состоянию

термодинамического равновесия. Поэтому, рассматривая термодинамические явления в подземных коллекторах, будем полагать, что исходное состояние залежей нефти и газа до начала их разработки отвечает состоянию термодинамического равновесия.

Представление о термодинамическом равновесии, к которому стремится всякая ограниченная система в неизменных внешних условиях, положено в основу классической термодинамики. В состоянии термодинамического равновесия прекращается перенос тепла и вещества, а статистические или макроскопические параметры, характеризующие систему, сохраняют постоянное значение во времени. Небольшие случайные отклонения от равновесного состояния, наблюдающиеся в пределах малых объемов системы, или так называемые флуктуации существенно не меняют макроскопической картины равновесия системы в целом.

Любое нарушение гидростатического состояния уравновешенной пластовой системы влечет за собой и нарушение ее термодинамического равновесия. Поэтому, изучая термодинамические явления в нефтяной или газовой залежи в процессе разработки, будем встречаться и с неуравновешенными системами. Однако благодаря очень медленному течению термодинамических процессов в пластах можно разложить такую систему на ряд макроскопически малых участков, состояние которых близко квазистатическому, а термодинамические параметры внутри каждого участка принять постоянными, т. е. не зависящими от координат. В пределах каждого такого участка будут выполняться законы классической термодинамики. Взаимодействие между соседними участками будет подчинено законам теплопроводного и конвективного переноса тепла и вещества в пористой среде.

§ 2. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ Равновесное состояние однородной системы определяется функциональной связью между давлением p , объемом V и температурой T для единицы массы вещества или так называемым уравнением состояния

$$F(p, V, T) = 0. \quad (I. 1)$$

Конкретное представление о температуре как о мере интенсивности теплового движения впервые получено в молекулярной физике. Оказалось, что кинетическая энергия теплового движения в каждой степени свободы молекулы одинакова для всех веществ, находящихся в контакте в состоянии термодинамического равновесия независимо от массы молекул того или иного вещества и от числа их степеней свободы. Через зону контакта разных тел выравниваются кинетические энергии поступательного движения молекул, а с позиций термодинамики выравниваются температуры соприкасающихся тел. Методами статистической физики выводится также и уравнение состояния для идеализированных молекулярных систем. Уравнение

состояния реального вещества необходимо проверить и уточнить опытным путем. Значение уравнения состояния чрезвычайно важно, так как законы термодинамики только тогда приобретают конкретное прикладное значение, когда вид функции (I. 1) известен.

Из общего уравнения состояния (I. 1) вытекает следующее общее соотношение

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V \left(\frac{\partial T}{\partial V}\right)_p \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T = -1. \quad (\text{I. 2})$$

Соотношение (I. 2) позволяет установить общую взаимосвязь между коэффициентами температурного расширения α , объемной упругости β и температурным модулем упругости δ , где

$$\alpha = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p; \quad \beta = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial p}\right)_T; \quad \delta = \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_V. \quad (\text{I. 3})$$

Из определений (I. 2) и (I. 3) следует, что

$$\alpha = \beta \delta. \quad (\text{I. 4})$$

Уравнение состояния для идеального газа имеет вид

$$pV = RT, \quad (\text{I. 5})$$

где R — газовая постоянная в $\text{кГ} \cdot \text{см}/\text{кг} \cdot ^\circ\text{C}$. Универсальная газовая постоянная для 1 кмоль равна $m \cdot R = 847\,800 \text{ кГ} \cdot \text{см}/\text{моль} \cdot ^\circ\text{C}$, где m — молекулярный вес.

Уравнение (I. 5) хорошо описывает состояние сильно разреженных реальных газов.

Состояние реальных газов удобно определять по формуле

$$pV = zRT, \quad (\text{I. 6})$$

где z — опытный поправочный коэффициент — функция давления p и температуры T , — указывающий на относительное отклонение произведения pV реального газа от идеального. Следует отметить, что формула (I. 6) для технических целей достаточно точная и более простая, чем формулы Ван-дер-Ваальса или Клаузиуса; при этом понятие параметра z содержит определенный физический смысл.

Значения параметра z как функции давления и температуры определяются опытным путем и оформляются в виде графиков; они выражают итог взаимодействия между молекулярными силами притяжения и отталкивания. Для малых давлений и низких температур значение z обычно меньше единицы, а для больших давлений и высоких температур — больше единицы. Случай $z = 1$ отвечает такому соотношению молекулярных сил, которое имеется в идеальном газе, случай $z < 1$ — преобладанию сил притяжения, случай $z > 1$ — преобладанию сил отталкивания.

На рис. 1 [5] приводится график значений коэффициента z для углеводородных газов в функции приведенных безразмерных температур T_R и давлений p_R .

Значения приведенных параметров отвечают отношениям наблюдаемых значений к критическим в абсолютных единицах

$$p_R = \frac{p}{p_K}; \quad T_R = \frac{T}{T_K}. \quad (1.7)$$

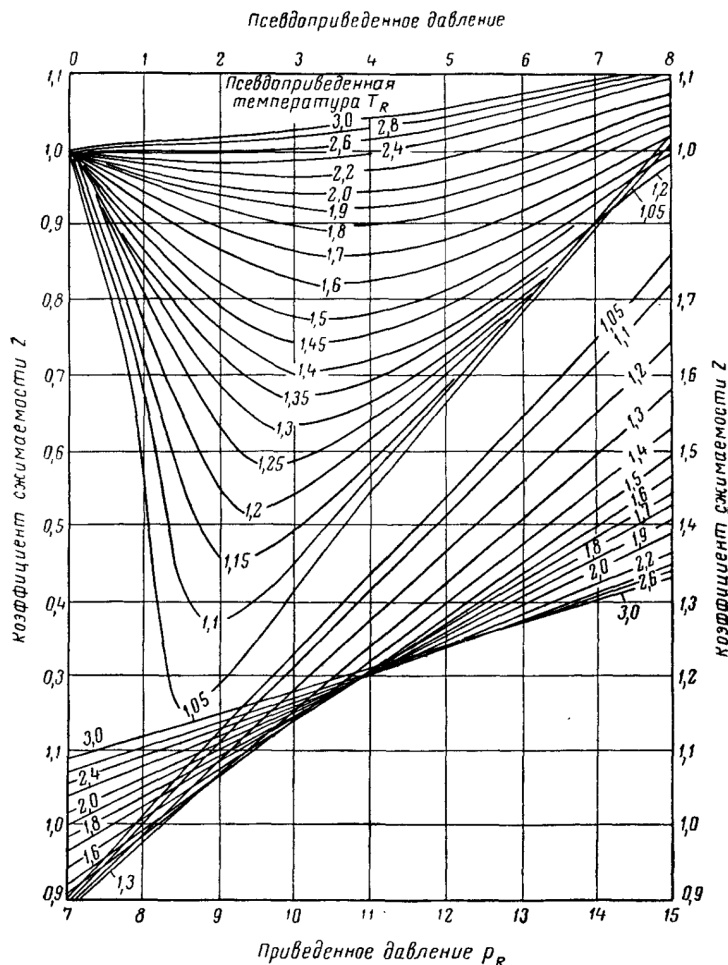


Рис. 1. Коэффициент для углеводородных газов в функции приведенных давлений p_R и температур T_R .

В табл. 1 приведены значения критических температур и давлений для некоторых в основном углеводородных газов [5].

Уравнение состояния жидких и твердых тел дается обычно в виде экспериментальных графиков функций (1.3) — упругости,

Таблица 1. Физические свойства компонентов попутных нефтяных газов

Газ	Химическая формула	Молекулярный вес	Критические параметры		
			Температура		Абсолютное давление, кг/см ²
			°C	°K	
Метан	CH ₄	16.04	-82.4	190.7	45.8
Этан	C ₂ H ₆	30.07	32.3	305.4	48.2
Пропан	C ₃ H ₈	44.09	96.8	369.9	42.0
Бутан	C ₄ H ₁₀	58.12	153.1	426.2	36.0
Изобутан	C ₄ H ₁₀	58.12	134.0	407.1	36.9
Пентан	C ₅ H ₁₂	72.15	197.2	470.3	33.0
Изопентан	C ₅ H ₁₂	72.15	187.8	460.9	32.9
Двуокись углерода	CO ₂	44.01	30.5	303.6	73.0
Сероводород	H ₂ S	34.08	100.5	373.6	89.0
Азот	N ₂	28.02	-147.2	125.9	33.4

температурного расширения и пр. Вообще вместо уравнения состояния типа (I. 1) может быть задана любая термодинамическая функция, о чем более подробно будет сказано дальше. По существу температура, выраженная в явном виде из уравнения состояния (I. 1) как функция внешних параметров p и V , является также термодинамической функцией, а именно

$$T = \varphi(p, V), \quad (\text{I. 8})$$

полный дифференциал которой равен

$$dT = \left(\frac{\partial \varphi(p, V)}{\partial p} \right)_V dp + \left(\frac{\partial \varphi(p, V)}{\partial V} \right)_p dV. \quad (\text{I. 9})$$

Из сопоставления (I. 3) и (I. 9) вытекает физический смысл частных производных, а именно: $\left(\frac{\partial \varphi}{\partial p} \right)_V = \frac{1}{\delta}$; $V \left(\frac{\partial \varphi}{\partial V} \right)_p = \frac{1}{\alpha}$. Таким образом, выражение (I. 9) можно записать так

$$dT = \frac{dp}{\delta} + \frac{d \ln V}{\alpha}. \quad (\text{I. 10})$$

Уравнение (I. 10) и опытные кривые $\delta(p, V)$ и $\alpha(p, V)$ могут заменить уравнение состояния.

§ 3. НАЧАЛА ТЕРМОДИНАМИКИ

Полная энергия единицы массы системы может быть представлена в виде суммы трех членов

$$E = E_w + E_z + \frac{U}{A}, \quad (\text{I. 11})$$

где E_w и E_z — кинетическая и потенциальная энергии единицы массы во внешнем потенциальном поле в кг · м/кг; U — внутренняя

энергия в ккал/кг как термодинамическая функция внешних параметров p , V и температуры T ; $A = 2,344 \cdot 10^{-3} \text{ ккал/кг} \cdot \text{м}$ — тепловой эквивалент работы.

Первое начало термодинамики является частным случаем общего закона сохранения энергии и может быть выражено так

$$dQ = A dE + A dL. \quad (\text{I. 12})$$

Здесь Q — тепло, подведенное к системе в ккал/кг ; L — внешняя механическая работа, произведенная системой, в $\text{кг} \cdot \text{м/кг}$.

Если система находится в покое и внешние силы на нее не действуют, т. е. $E_w = E_z = 0$, то приращение внутренней энергии определяется так

$$dU = dQ - A p dV. \quad (\text{I. 13})$$

Математическое выражение второго начала термодинамики для общего случая имеет вид

$$dQ = T ds, \quad (\text{I. 14})$$

где s — термодинамическая функция, называемая энтропией системы, в $\text{ккал/кг} \cdot ^\circ\text{К}$. Энтропия является однозначной функцией состояния системы и определяется двумя независимыми параметрами (V и p , p и T или T и V). Энтропия сложной системы равна сумме энтропий ее частей.

Знак равенства в формуле (I. 14) относится к обратимым термодинамическим процессам, протекающим в квазистатических условиях. Считается доказанным, что энтропия изолированной системы тел ни при каких обстоятельствах не может быть уменьшена.

Для быстропотекающих необратимых термодинамических процессов энтропия системы возрастает без какой-либо передачи тепла или

$$\frac{dQ}{T} < ds. \quad (\text{I. 15})$$

Согласно третьему началу термодинамики, все термодинамические функции в области нулевой абсолютной температуры, т. е. $T \rightarrow 0$ перестают зависеть от температуры; это значит, их частные производные по температуре обращаются в нуль.

Ограничиваясь рассмотрением трех термодинамических функций — температуры T , внутренней энергии U и энтропии s , можно было бы построить всю термодинамику. Однако многие положения термодинамики объясняются проще и более наглядно, если ввести и другие термодинамические функции.

§ 4. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ

Одной из характеристических термодинамических функций является, как уже было сказано, энтропия системы s . Из (I. 14) следует, что процессы, происходящие при постоянной энтропии, или так называемые адиабатические процессы

Из (I. 14) следует, что процессы, происходящие при постоянной энтропии, или так называемые адиабатические процессы

протекают без теплообмена с окружающей средой, т. е. при условии

$$dQ_s = 0. \quad (I. 16)$$

В процессах, протекающих при постоянной температуре, или в изотермических процессах теплообмен с окружающей средой определяется простым соотношением

$$\Delta Q_T = T (s_2 - s_1). \quad (I. 17)$$

Внутренняя энергия (I. 13) с учетом (I. 14) может быть выражена так

$$dU = T ds - Ap dV. \quad (I. 18)$$

Термодинамический процесс, протекающий при постоянном объеме системы ($V = \text{const}$), характеризуется, как следует из (I. 18), теплообменом с окружающей средой, причем все переданное системе тепло идет на увеличение внутренней энергии системы или

$$\Delta Q_v = U_2 - U_1. \quad (I. 19)$$

Поэтому теплоемкость системы c_v при постоянном объеме может быть выражена частной производной внутренней энергии по температуре

$$c_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v. \quad (I. 20)$$

Из (I. 18) также видно, что внешняя работа при адиабатических процессах ($S = \text{const}$) совершается за счет убыли внутренней энергии системы

$$dU = -Ap dV. \quad (I. 21)$$

Энтальпией системы I называют следующую термодинамическую функцию

$$I = U + ApV \quad (I. 22)$$

или в дифференциальном выражении после подстановки (I. 18)

$$dI = T ds + A V dp, \quad (I. 23)$$

Значит, теплообмен системы с окружающей средой в процессах, характеризующихся постоянным давлением $p = \text{const}$ или в так называемых изобарных процессах, отвечает изменению энтальпии системы

$$\Delta Q_p = I_2 - I_1. \quad (I. 24)$$

Поэтому теплоемкость системы c_p при постоянном внешнем давлении определяется частной производной энтальпии по температуре или

$$c_p = \left(\frac{\partial I}{\partial T} \right)_p. \quad (I. 25)$$

Изменение энтальпии при адиабатических процессах ($S = \text{const}$) подчиняется условно формуле

$$dI_s = AV dp. \quad (\text{I. 26})$$

Свободной энергией системы называется термодинамическая функция

$$F = U - Ts. \quad (\text{I. 27})$$

Из (I. 18) следует, что дифференциал свободной энергии может быть выражен так

$$dF = -s dT - Ap dV. \quad (\text{I. 28})$$

При изотермическом процессе ($T = \text{const}$) из (I. 28) следует, что внешняя работа системы равна убыли ее свободной энергии

$$-dF_T = +A_p dV. \quad (\text{I. 29})$$

Убыль свободной энергии при изотермических процессах соответствует внешней работе, выполненной системой (I. 29). Свободная энергия играет такую же роль при изотермических процессах, какую внутренняя энергия при адиабатических (I. 21).

Частная производная свободной энергии по температуре отвечает энтропии системы с обратным знаком

$$\left(\frac{\partial F}{\partial T}\right)_V = -s. \quad (\text{I. 30})$$

Термодинамическим потенциалом или свободной энергией Гиббса называется следующая функция

$$\Phi = F + ApV. \quad (\text{I. 31})$$

В дифференциальном виде термодинамический потенциал можно выразить так

$$d\Phi = -s dT + AV dp. \quad (\text{I. 32})$$

Из выражения (I. 32) вытекают следующие соотношения

$$d\Phi_T = AV dp; \quad (\text{I. 33})$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial T}\right)_p = -s. \quad (\text{I. 34})$$

Приведенные выше общие термодинамические соотношения приобретают конкретный смысл, когда известен характер процесса и уравнения состояния (I. 1). Для строгого анализа термодинамических процессов в пористой среде необходимо знать уравнения состояния всех ее компонентов; но это чрезвычайно сложно. Значительно проще и для практических целей, по-видимому, вполне достаточно ограничиться изучением термодинамических процессов, происходящих

в подвижных фазах пористой среды, рассматривая твердую фазу как инертную тепловую емкость.

Как дальше увидим, термодинамические процессы в пористой среде удобно выражать с помощью двух характеристических термодинамических функций — энтропии и энтальпии. Поэтому в следующих разделах остановимся более подробно на особенностях адиабатических и дроссельных процессов.

§ 5. АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

Дифференциал энтропии может быть выражен следующей функцией внешних параметров и температуры [26]

$$ds = \frac{c_p}{T} dT - A \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp. \quad (I. 35)$$

Для квазистатических адиабатических процессов в изолированных системах, когда энтропия системы сохраняет постоянное значение ($ds = 0$), уравнение (I. 35) дает связь между температурой и давлением, а именно

$$dT = \frac{AV}{c_p} \frac{T}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_p dp. \quad (I. 36)$$

Обозначим коэффициент при dp через η_s или

$$\eta_s = \frac{AV}{c_p} \alpha T, \quad (I. 37)$$

где α — термическое расширение по формуле (I. 5).

Коэффициент η_s , определяющий изменение температуры вещества в изолированной системе в зависимости от изменения давления, будем называть дифференциальным адиабатическим коэффициентом. Для небольших пределов изменений давления удобно пользоваться усредненным или так называемым интегральным значением адиабатического коэффициента $\bar{\eta}_s$

$$\Delta T = \bar{\eta}_s \Delta p. \quad (I. 38)$$

Знак коэффициента η_s зависит от знака коэффициента температурного расширения α . Как правило $\alpha > 0$, следовательно, и $\eta_s > 0$, т. е. всякое вещество при адиабатическом сжатии нагревается. Исключением является вода, которая в ограниченном интервале температур (от нуля до 4°C) отличается отрицательным значением $\alpha_b < 0$ и, очевидно, отрицательным значением коэффициента $\eta_{s,b} < 0$. В этих условиях вода при адиабатическом сжатии будет охлаждаться. При температуре воды 4°C $\alpha_b = 0$, значит, и $\eta_{s,b} = 0$, т. е. адиабатический процесс в данном случае совпадает с изотермическим.

Представление о значениях коэффициентов η_s для реальных жидкостей при температуре 20°C можно получить по данным табл. 2.