

УДК 622.279.72

Исследование неравновесных изотермических фильтрационных течений углеводородной смеси в пористой среде

Е.Б. Григорьев¹, В.Н. Сокотущенко^{1*}

¹ ООО «Газпром ВНИИГАЗ», Российская Федерация, 141717, Московская обл., Ленинский р-н, с.п. Развилковское, пос. Развилка, Проектируемый пр-д № 5537, вл. 15, стр. 1

* E-mail: V_Sokotuschenko@vniigaz.gazprom.ru

Тезисы. Рассматривается задача изотермической фильтрации 4-компонентной углеводородной смеси в пористой среде с учетом капиллярного давления, существования метастабильных состояний, наличия ретроградных областей. Разность давлений в паровой и жидкой фазах в процессе фильтрации обуславливает механическую неравновесность. Отличная от нуля разность химических потенциалов в фазах соответствует энергетической неравновесности фильтрационного процесса и определяет границы метастабильных состояний смеси. Исходя из определения метастабильные состояния – это неравновесные состояния, обладающие неустойчивостью, или нестабильностью, с соответствующим давлением, отличным от давления в стабильном состоянии фазы. Давления заданной углеводородной смеси в метастабильных фазовых состояниях определялись согласно теории нуклеации через значения равновесного давления в фазах, разности химических потенциалов и удельных объемов фаз. Построены линии спинодалей для данной многокомпонентной смеси.

Влияние ретроградных областей на процесс фильтрации можно изучать как с учетом метастабильных состояний на фазовой диаграмме, так и для равновесных состояний. Ретроградные области ограничены линиями максимальной конденсации (испарения). При этом не исключена возможность пересечения метастабильной и ретроградской областей. Для каждой углеводородной смеси размеры и характер расположения ретроградных и метастабильных областей на фазовой плоскости различны. В статье представлен сравнительный расчет фильтрационных течений углеводородной смеси в пористой среде с учетом перечисленных эффектов.

Ключевые слова:

углеводородная смесь, неравновесная фильтрация, капиллярное давление, метастабильные состояния, ретроградные области, фазовые переходы, многоконстантные уравнения состояния.

Фазовые диаграммы с учетом метастабильных и ретроградных областей

Построение фазовых диаграмм с учетом метастабильных состояний и ретроградных областей представляет определенные трудности. При этом фазовое состояние углеводородных смесей в некоторых случаях невозможно изучить стандартными методами с помощью традиционных PVT¹-методов или кубических уравнений состояния [1].

Для построения фазовых диаграмм и расчета свойств фильтрующейся углеводородной смеси были применены многоконстантные фундаментальные уравнения состояния (МФУС), которые дают хорошо согласующиеся с экспериментами значения термодинамических свойств нефтяных и газоконденсатных систем [2]. МФУС, представленные в форме зависимости свободной энергии Гельмгольца от ее собственных переменных, являются альтернативой кубическим и многокоэффициентным уравнениям состояния, полученным на базе вириального разложения.

Для 4-компонентной смеси заданного состава (табл. 1) проведены расчеты термодинамических свойств с помощью МФУС, получены критические параметры смеси, а также значения криконденсермы и криконденбары (табл. 2), построены фазовые PT-, PV-диаграммы (рис. 1–4) с учетом метастабильных состояний и ретроградных областей. В табл. 3, 4 для различных значений температур и давлений представлены соответственно значения давления максимальной конденсации ($P_{\text{макс.конд}}$) и температуры максимального испарения ($T_{\text{макс.исп}}$) при соответствующих им удельных объемах (v) и мольных долях жидкой (S_L) и паровой (S_G) фаз.

¹ Акроним от *англ.* pressure, volume, temperature (давление, объем, температура).

Таблица 1

Характеристики исследуемой углеводородной смеси

Показатель	Компонент			
	метан	пропан	пентан	гептан
Молярная доля	0,67	0,22	0,08	0,03
Массовая доля, %	36,776	33,191	19,748	10,285
Молярная масса, кг/кмоль	29,228			

Таблица 2

Термодинамические параметры исследуемой углеводородной смеси, вычисленные на базе МФУС

Точка	Температура T , К	Давление P , МПа	Плотность $\rho_{см}$, кг/м ³
Критическая	335,33	14,949	268,66
Криконтентерма	384,22	7,7502	89,065
Криконтенбара	327,24	15,024	286,5

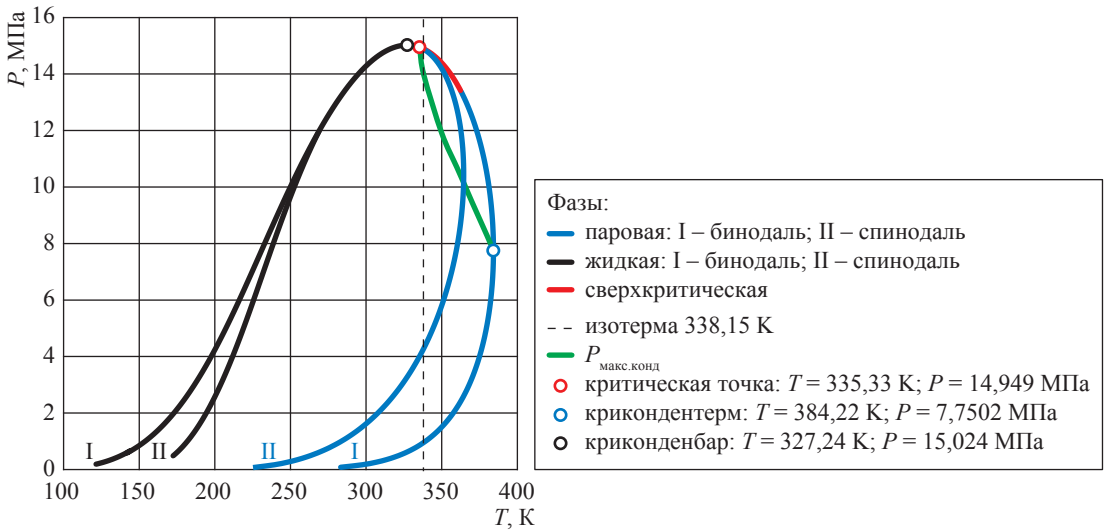


Рис. 1. Фазовая РТ-диаграмма 4-компонентной смеси с учетом метастабильных и ретроградных областей

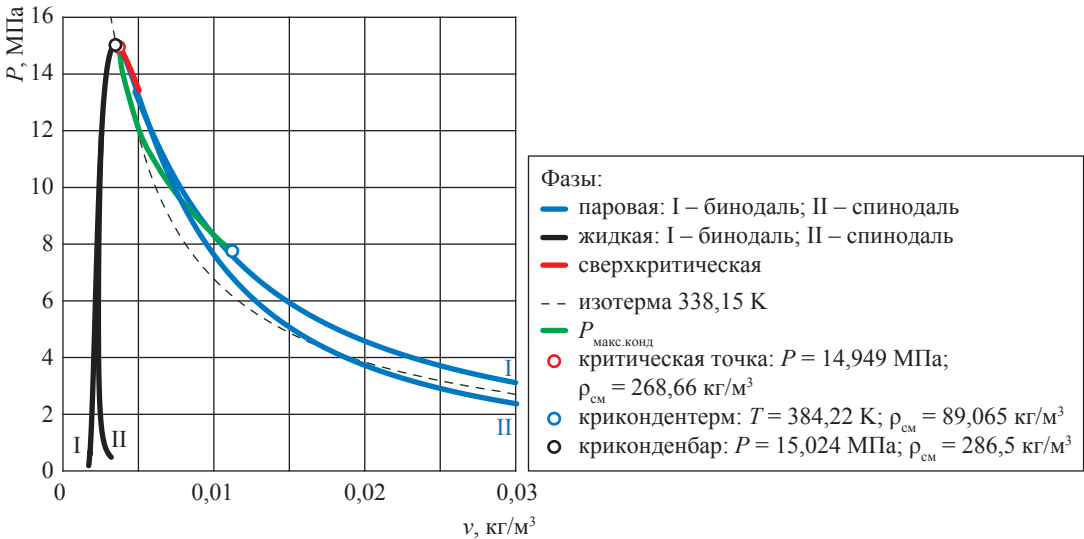


Рис. 2. Фазовая РV-диаграмма 4-компонентной смеси по уравнениям МФУС с учетом метастабильных и ретроградных областей

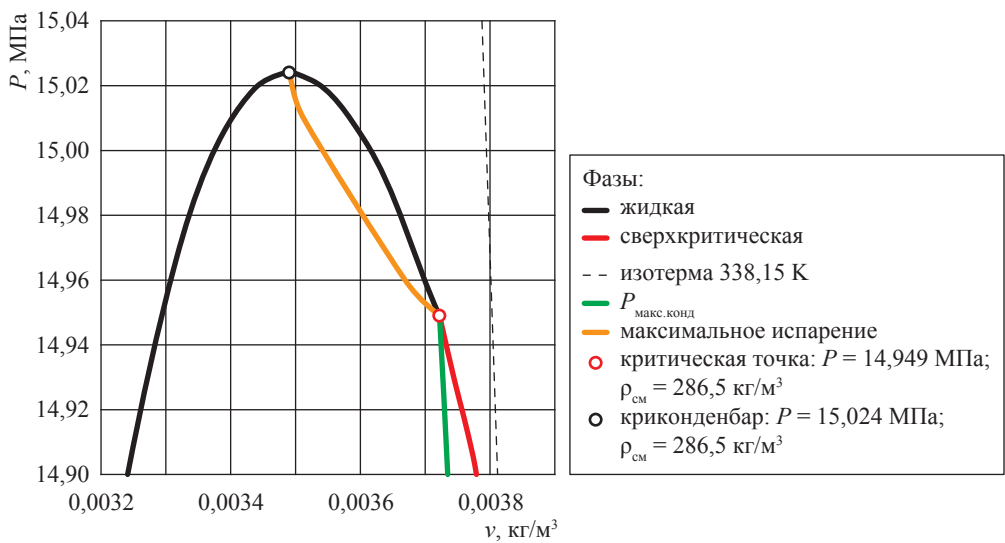


Рис. 3. Фрагмент фазовой PV-диаграммы в окрестности критконденбары

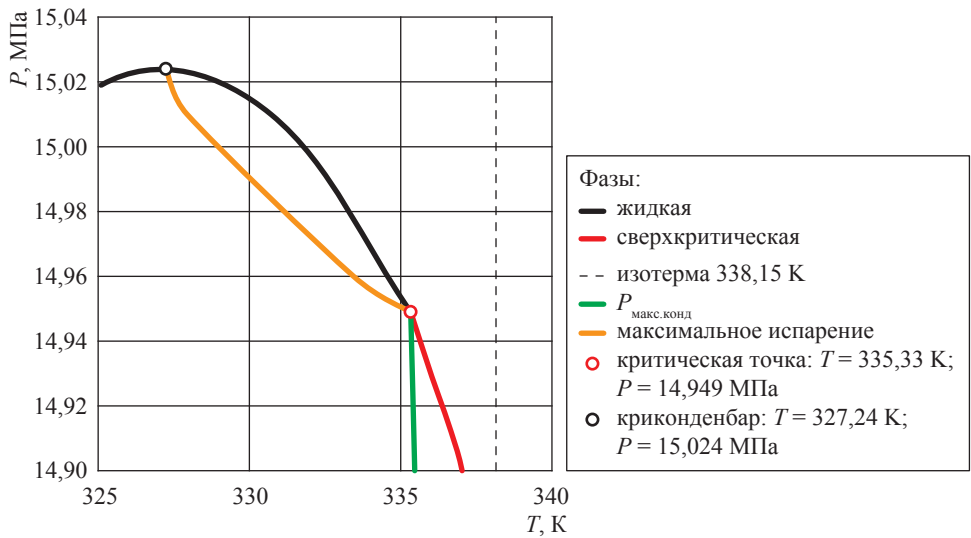


Рис. 4. Фрагмент фазовой PT-диаграммы в окрестности критконденбары

Таблица 3

Параметры максимальной конденсации в жидкой фазе при различных температурах

T, K	$P_{\text{макс.конд}}, \text{ МПа}$	$v, \text{ м}^3/\text{кг}$	S_L
335,33	14,949	0,00372	–
338,15	13,968	0,00399	0,3531
350,00	11,910	0,00512	0,233
360,00	10,700	0,00633	0,147
365,00	10,093	0,00708	0,111
370,00	9,472	0,00796	0,078
380,00	8,275	0,01009	0,021
384,22	7,750	0,01123	–

Таблица 4

Параметры максимального испарения в газовой фазе при различных температурах

$P, \text{ МПа}$	$T_{\text{макс.исп}}, K$	$v, \text{ м}^3/\text{кг}$	S_G
15,024	327,24	0,0034904	0
15,010	327,94	0,0035122	0,0687994
14,960	333,44	0,0036691	0,3285675
14,949	335,33	0,0037222	–

Заметим, что область ретроградного испарения не видна на диаграммах (см. рис. 1, 2), поскольку существует в весьма малом диапазоне изменений P , v и T для данной смеси. Действительно, рассматривая фрагменты PV - и PT -диаграмм в окрестности криконденбары, обнаруживаем весьма узкую область ретроградного испарения (см. рис. 3, 4).

Превращение одной стабильной (устойчивой) фазы в другую стабильную фазу при фазовом переходе 1-го рода сопровождается изменением структуры вещества. Поэтому фазы резко отличаются друг от друга, в противовес фазовым переходам 2-го рода, когда фазы практически неразличимы. При метастабильном состоянии характерное время ожидания распада термодинамической системы больше остальных периодов релаксации (температурной, концентрационной и т.д.). В этом случае имеет место квазистатическое продолжение термодинамических свойств равновесной системы в область метастабильных состояний. Перевести систему в метастабильное состояние можно путем изотермического сжатия газа, получив пересыщенный пар, или путем изобарического нагрева жидкости, получив метастабильную перегретую жидкость. При этом ее химический потенциал в метастабильном состоянии будет выше химического потенциала в соответствующем равновесном фазовом состоянии.

При равенстве значений химических потенциалов μ_I и μ_{II} на линии I и II соответственно (см. рис. 1, 2) кривая фазового равновесия бинадаль определяется уравнением $\mu_I(P, T) = \mu_{II}(P, T)$. Уравнение спинодали, или линии абсолютной неустойчивости фаз, имеет вид $(\partial P / \partial v)_T = 0$.

Область фазовой диаграммы, ограниченная спинодалью и бинадалью, соответствует однофазным метастабильным состояниям – перегретой жидкости и переохлажденному пару. При этом для фазовых переходов 1-го рода точки бинадали не являются особыми точками термодинамического потенциала. Определение значений термодинамических параметров, соответствующих спинодали, является необходимым условием правильной постановки и решения любой задачи фильтрации, поскольку только при достижении спинодали однофазное состояние безусловно теряет термодинамическую устойчивость и система распадается на сосуществующие фазы.

Чем больше $\Delta\mu = \mu_I(P, T) - \mu_{II}(P, T)$, тем менее устойчивым становится метастабильное состояние. Несмотря на то что образование микрочастицы новой фазы связано с уменьшением химического потенциала вещества, изменение свободной энергии или термодинамического потенциала системы при этом может быть положительным. Это обусловлено тем, что на начальных стадиях фазового перехода существенную роль играет межфазная поверхность, характеризующаяся коэффициентом межфазного натяжения σ . Согласно теории нуклеации Фольмера – Вебера – Френкеля в предположении, что центр конденсации имеет сферическую форму с радиусом r , изменение свободной энергии F системы в результате образования центра новой фазы (зародыша) имеет вид [3]:

$$F = 4\pi r^2 \sigma - \frac{4}{3} \pi r^3 \frac{\Delta\mu}{v}. \quad (1)$$

Критический размер зародыша новой фазы определяется из условия максимума свободной энергии:

$$\frac{\partial F}{\partial r} = 8\pi r \sigma - 4\pi r^2 \frac{\Delta\mu}{v} = 0. \quad (2)$$

Решая уравнение (2), находим критический радиус зародыша новой фазы:

$$r_{\text{кр}} = \frac{2\sigma v}{\Delta\mu}. \quad (3)$$

Равновесие, которое достигается при $r_{\text{кр}}$, является неустойчивым. Согласно теории нуклеации скорость зарождения W как статистическое число зародышей размером $r_{\text{кр}}$ (см. уравнение (3)) связана с величиной пересыщения P/P_s :

$$W \cong \exp \left(- \frac{1}{\ln \left(\frac{P}{P_s} \right)^2} \right), \quad (4)$$

где P_s – равновесное давление насыщенного пара при заданной температуре, которое соответствует точке пересечения изотермы с бинадалью; P – давление, соответствующее точке пересечения изотермы со спинодалью (см. рис. 1, 2).

При этом разность химических потенциалов фаз равна:

$$\Delta\mu = T \cdot \ln \left(\frac{P}{P_s} \right) = \frac{2\sigma v}{r_{\text{кр}}} > 0. \quad (5)$$

Скорость зарождения W мала вплоть до критического значения пересыщения, после которого резко возрастает. Основное допущение теории Фольмера – Вебера – Френкеля состоит в том, что на начальной стадии фазового перехода функция распределения зародышей по размерам, или плотность вероятности изменения размеров зародыша, принимается равной квазистационарной функции распределения. В теории предполагают, что установление стационарной функции распределения зародышей по размерам происходит практически мгновенно и равновероятно во всех частях системы (гомогенное зарождение).

Теория Беккера – Деринга – Зельдовича² лишена этого недостатка и использует кинетический подход путем введения зависящей от времени функции распределения зародышей по размерам. В этой связи ищется решение уравнения Фоккера – Планка, описывающее эволюцию функции распределения. Решение задачи нестационарного зарождения впервые было получено Я.Б. Зельдовичем. Результат решения сводится к определению зависимости W от времени установления стационарной скорости зарождения t , которое в свою очередь определяется временем установления квазистационарного равновесия (временем релаксации) τ :

$$W(t) = W_0 \exp\left(-\frac{\tau}{t}\right), \quad (6)$$

где $W_0 = 2\sqrt{\frac{\sigma}{T}} B(r_{\text{кр}}) f_0(r_{\text{кр}})$ – скорость квазистационарного зарождения (образования)

фазы; $f_0(r_{\text{кр}}) = \exp\left(\frac{-4\pi\sigma r_{\text{кр}}^2}{3T}\right)$ – функция распределения зародышей по критическим

размерам (плотность вероятности изменения размеров зародыша); $B(r_{\text{кр}}) = \frac{Dv^2 C_0}{4\pi r_{\text{кр}}^3}$ –

коэффициент диффузии зародышей по размерам (D – коэффициент диффузии; C_0 – равновесная концентрация жидкой фазы);

$$\tau = \frac{r_{\text{кр}}^2}{4B(r_{\text{кр}})}. \quad (7)$$

Оценка времени релаксации τ , или конечного времени существования метастабильного состояния, которое соответствует появлению первого стабильного центра новой фазы, необходима при решении конкретных задач фильтрации с учетом неравновесных (метастабильных) состояний при фазовых переходах 1-го рода. В частности, при решении задачи фильтрации получено распределение времени релаксации по длине зерна (см. рис. 7 далее).

Дальнейшее уточнение параметров зарождения, развития и превращения одной фазы в другую при решении задач фильтрации флюидов в пористой среде должно быть связано с учетом адсорбции, когда центр зарождения образуется на твердой поверхности деформируемой пористой среды.

Общая математическая модель изотермического процесса неравновесной фильтрации

Поскольку фазовые превращения, которыми сопровождаются реальные течения многокомпонентных смесей с различными фазовыми скоростями и давлениями в фазах, представляют собой неравновесные процессы тепломассообмена между различными частями системы, то характер фильтрационных течений в пористой среде должен соответствовать термодинамике необратимых процессов [3, 4]. В различных процессах разработки залежей в результате отклонения пластовой системы

² Теория Беккера – Деринга – Зельдовича определяет начальную стадию кинетики фазового перехода. Кинетику роста новой фазы, когда масса новой фазы столь существенна, что влияет на процесс пересыщения, описывает теория Лифшица – Слезова.

от термодинамического равновесия, вызванного изменением термобарических условий в пористой среде, имеет место сложное движение многофазной N -компонентной смеси, при котором состав, а следовательно, физические свойства (вязкость, плотность и др.) и скорости движения отдельных фаз меняются во времени и в пространстве. Уравнения неравновесных изотермических фильтрационных течений N -компонентной углеводородной смеси в пористой среде можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(mS_L\rho_L X_{iL}^{\text{масс}}) - \operatorname{div}\left(X_{iL}^{\text{масс}}\rho_L \frac{kk_L}{\eta_L} \operatorname{grad}(P_L)\right) &= \lambda_i(\mu_i^L - \mu_i^G), \\ \frac{\partial}{\partial t}(mS_G\rho_G X_{iG}^{\text{масс}}) - \operatorname{div}\left(X_{iG}^{\text{масс}}\rho_G \frac{kk_G}{\eta_G} \operatorname{grad}(P_G)\right) &= \lambda_i(\mu_i^G - \mu_i^L), \\ \sum_{i=1}^N X_{iG}^{\text{масс}} &= 1, \quad \sum_{i=1}^N X_{iL}^{\text{масс}} = 1, \quad S_G + S_L = 1, \\ P_{\text{кап}} &= P_G - P_L = \alpha \cdot J \cos\theta \sqrt{\frac{m}{k}}, \quad i = 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (8)$$

где ρ_G, ρ_L – плотности газовой и жидкой фаз соответственно; η_G, η_L – коэффициенты динамической вязкости газовой и жидкой фаз соответственно; $X_{iG}^{\text{масс}}, X_{iL}^{\text{масс}}$ – массовые доли i -го компонента в газовой и жидкой фазах; S_G, S_L – объемные доли газовой и жидкой фаз; μ_i^G, μ_i^L – химические потенциалы i -го компонента в соответствующих фазах; λ_i – коэффициент межфазного переноса вещества; J – безразмерная функция Леверетта; $P_{\text{кап}}$ – капиллярное давление; P_G, P_L – давление газообразной и жидкой фаз соответственно; m – эффективная пористость среды; k – абсолютная проницаемость среды; θ – угол смачивания. Относительные фазовые проницаемости задаем в виде эмпирических формул Чень – Чжун – Сяня:

$$\begin{aligned} k_G &= 0 \text{ при } 0 \leq S_G \leq 0,1 \text{ и } k_G = \left[\frac{S_G - 0,1}{0,9}\right]^{3,5} (4 - 3S_G) \text{ при } 0,1 \leq S_G \leq 1 \text{ для газа;} \\ k_L &= \left[\frac{0,8 - S_G}{0,8}\right]^{3,5} \text{ при } 0 \leq S_G \leq 0,8 \text{ и } k_L = 0 \text{ при } 0,8 \leq S_G \leq 1 \text{ для жидкости.} \end{aligned} \quad (9)$$

Заметим, что вязкости и плотности фаз, а также химические потенциалы и коэффициенты межфазного переноса вещества, входящие в уравнения (8), зависят от составов, температуры, насыщенности, давлений фаз и должны определяться экспериментально:

$$\begin{aligned} \eta_G &= \eta_G(P_G, T, Y_{iG}^{\text{масс}}), \quad \eta_L = \eta_L(P_L, T, X_{iL}^{\text{масс}}), \\ \rho_G &= \rho_G(P_G, T, Y_i^{\text{масс}}), \quad \rho_L = \rho_L(P_L, T, X_i^{\text{масс}}), \\ \mu_i^G &= \mu_i^G(P_G, T, Y_i^{\text{масс}}), \quad \mu_i^L = \mu_i^L(P_L, T, X_i^{\text{масс}}). \end{aligned} \quad (10)$$

В случае отсутствия соответствующих экспериментальных данных или их ненадежности для того или иного фильтрационного режима при заданных термобарических условиях для определения вязкости будем использовать уравнения Лоренца – Брея – Кларка [3], для определения плотности смеси – фундаментальные многоконстантные уравнения Б.А. Григорьева в соавторстве [2], для определения химических потенциалов – известное уравнение Дж. Гиллеспая – Лерберга [5].

Уравнения фильтрации (8)–(10) образуют замкнутую систему $(2N + 4)$ уравнений относительно $2N + 4$ неизвестных: $X_{iG}^{\text{масс}}, X_{iL}^{\text{масс}}, P_G, P_L, S_G, S_L$. Заметим, что система уравнений (8) при $\mu_i^L = \mu_i^G, (\lambda_i \rightarrow \infty)$ преобразуется в систему, соответствующую равновесным фазовым переходам.

Для расчетов по уравнениям (8)–(10) кроме равновесных фазовых соотношений и физических свойств фаз необходимо также знать коэффициенты межфазного

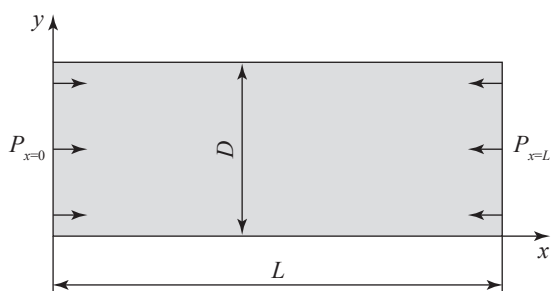


Рис. 5. Схема экспериментальной модели (керна)

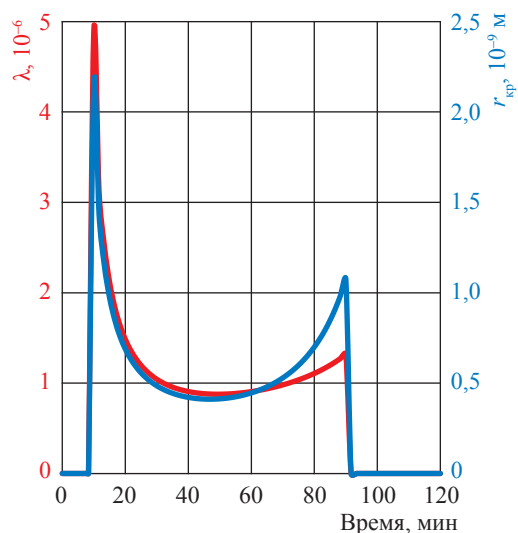


Рис. 6. Изменение коэффициента межфазного переноса и критического радиуса зародыша

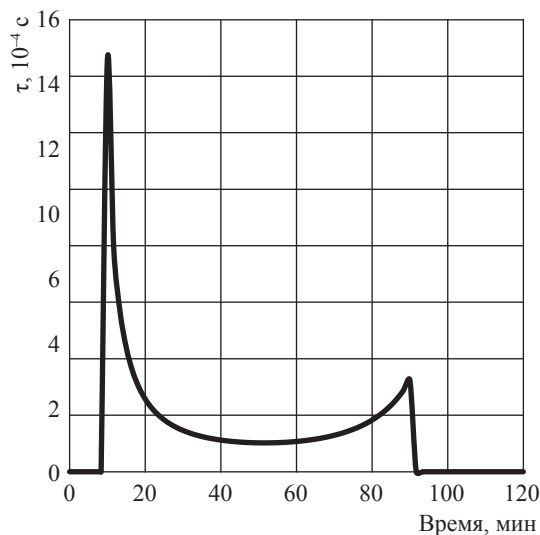


Рис. 7. Изменение времени релаксации конденсированной фазы во времени

переноса вещества λ_i . Для реальных нефтегазовых и газоконденсатных месторождений коэффициенты λ_i , характеризующие наличие неравновесных процессов в смеси, зависят от характеристики пористой среды, давления, насыщенности и состава фаз. Определение этих коэффициентов требует постановки специальных сложных лабораторных экспериментов по фильтрации многокомпонентных смесей через пористый керн с измерением распределений давлений, концентраций компонентов в фазах и насыщенности. При фильтрации равновесной смеси через пористый керн при незначительном изменении давления вдоль него практически не происходит массообмена между фазами, что исключает возможность экспериментального определения λ_i . Однако, если произвести подачу заведомо неравновесной смеси на вход экспериментальной модели (рис. 5), то значения λ_i для каждого компонента можно определить из эксперимента по стационарной фильтрации многокомпонентной углеводородной смеси с замерами концентраций компонентов в фазах только на выходе из экспериментальной модели при $x = L$.

Теоретически, средний по компонентам коэффициент межфазного переноса λ можно оценить исходя из равенства:

$$\lambda = \left| \frac{\partial \rho(P, T, X_{iL}^{\text{масс}}, X_{iG}^{\text{масс}})}{\Delta \mu \partial t} \right|. \quad (11)$$

Для смеси заданного углеводородного состава (см. табл. 1) при температуре эксперимента $T = 338,15 \text{ К}$ результаты расчета значений критического радиуса образования конденсированной фазы и времени релаксации приведены на рис. 6, 7.

Результаты и анализ численного решения уравнений

Рассмотрим задачу фильтрации 4-компонентной смеси $\text{CH}_4\text{--C}_3\text{H}_8\text{--C}_5\text{H}_{12}\text{--C}_7\text{H}_{16}$ заданного состава (см. табл. 1), находящейся в начальный момент времени $t = 0$ под давлением $P_{r=0} = 16 \text{ МПа}$ при температуре $338,15 \text{ К}$ в пористом керне (см. рис. 5) длиной $L = 15 \text{ см}$, диаметром $D = 6 \text{ см}$, проницаемостью $k = 10^{-13} \text{ м}^2$, эффективной пористостью $m = 0,3$. Смесь фильтруется в течение $t_{\text{эксп}} = 2 \text{ ч}$ под действием перепада давления

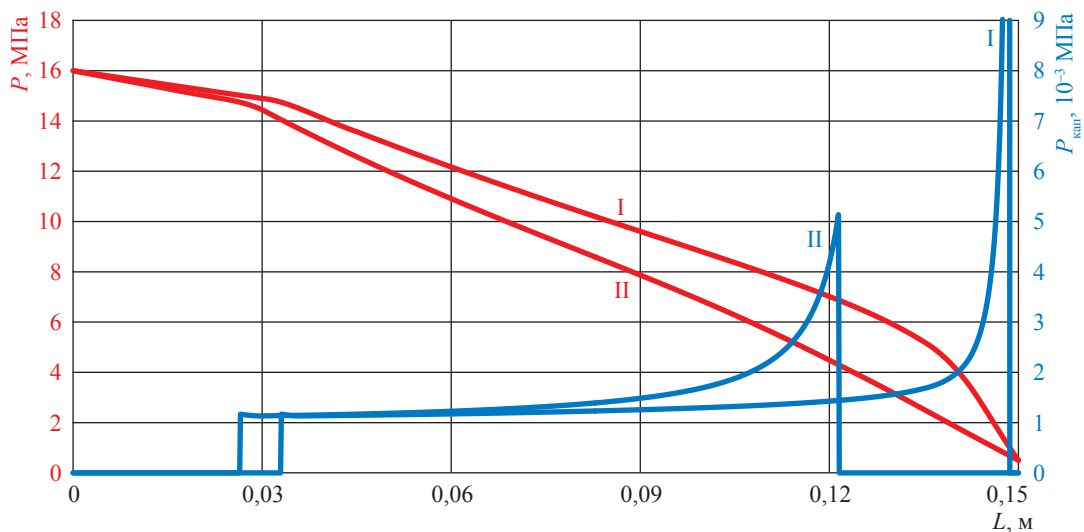


Рис. 8. Распределения давления и капиллярного давления по длине керна при равновесных (I) и неравновесных (II) фазовых переходах

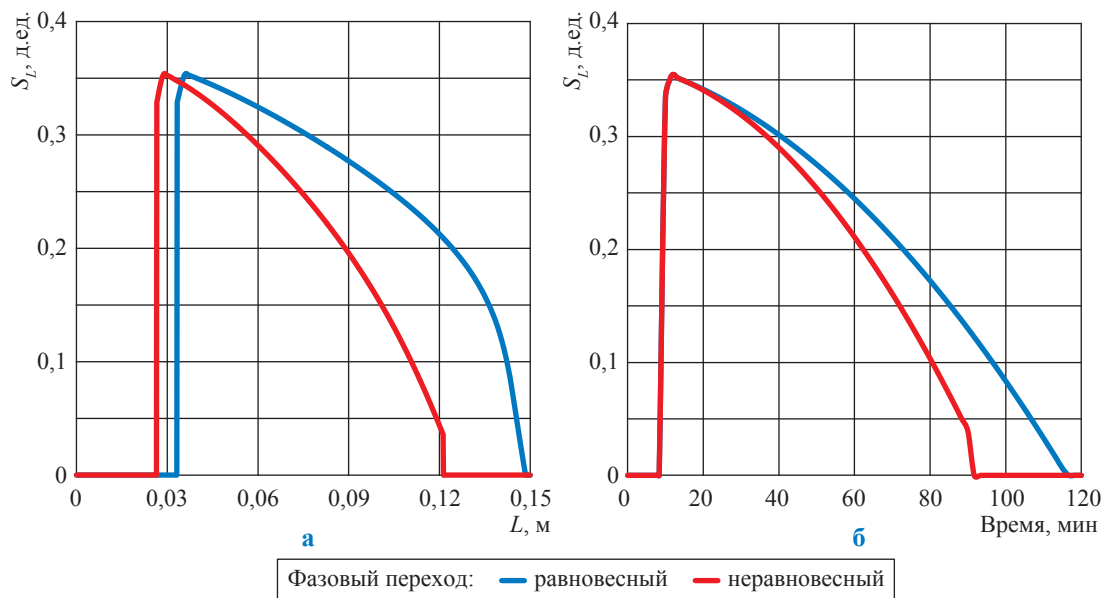


Рис. 9. Распределение насыщенности жидкой фазой по длине керна (а) и во времени (б)

$P_{x=L}(t) = P_{x=0} - \left(\frac{t}{t_{\text{эксп}}} \right) (P_{x=0} - P_{x=L}^0)$, где $P_{x=0} = P_{r=0} = 16$ МПа – давление на входе; $P_{x=L}(t)$ – давление на выходе в момент времени t ; $P_{x=L}^0 = 0,5$ МПа – начальное давление на выходе при $t_{\text{эксп}} = 0$. При этом функцию Леверетта принимаем в виде $J = A + \frac{B}{S_L}$, где $A = 0$; $B = 0,05617$; $\alpha \cdot \cos \theta = 1,6$ МПа/м.

При численном решении дифференциальных уравнений в частных производных используются в основном методы конечных разностей

и конечных элементов. В данном случае решение системы дифференциальных уравнений (8) произведено методом конечных элементов. Для решения поставленной задачи система дифференциальных уравнений заменяется дискретной конечномерной моделью. По существу, метод конечных элементов сочетает разностный метод с кусочно-полиномиальным интерполированием сеточных функций. Решение методом конечных элементов ищется в виде разложения по базису из кусочно-линейных (в более общем случае – кусочно-полиномиальных) функций, каждая из которых отлична от нуля

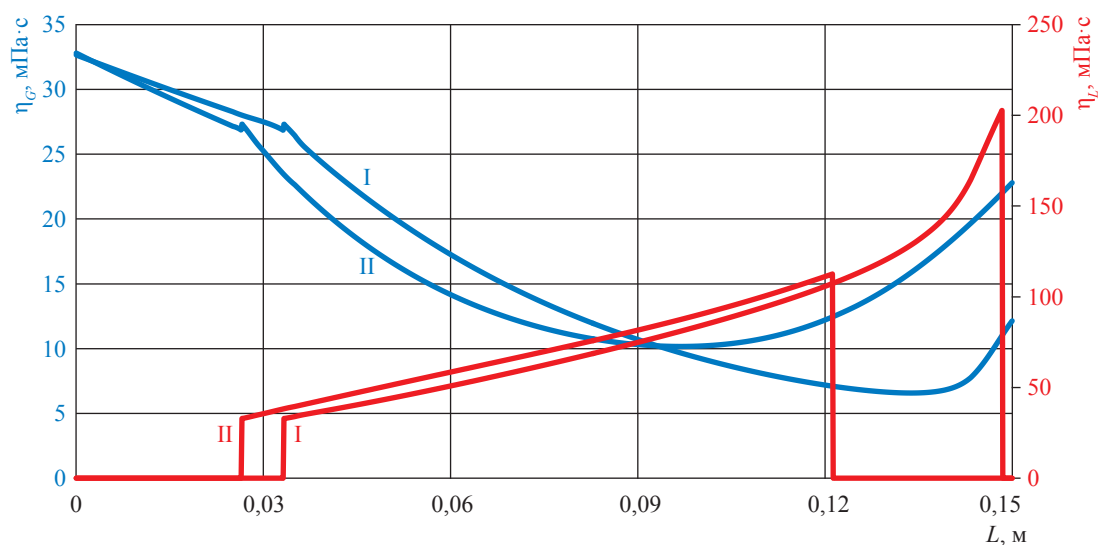


Рис. 10. Изменение коэффициента динамической вязкости фаз при равновесных (I) и неравновесных (II) фазовых переходах

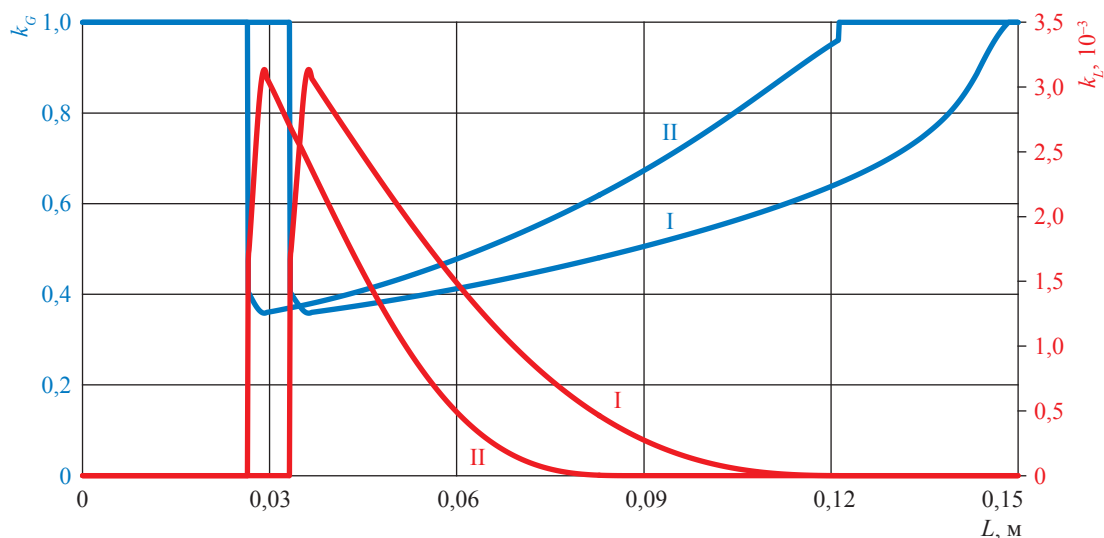


Рис. 11. Изменения относительных фазовых проницаемостей по длине керна при равновесных (I) и неравновесных (II) фазовых переходах

лишь в некоторой достаточно малой области. Для определения коэффициентов разложения получаются системы линейных алгебраических уравнений с большими разреженными матрицами специального вида.

При анализе задачи рассматривались три варианта решения системы уравнений фильтрации (8):

- без правой части, что соответствует равновесным фазовым переходам;
- без правой части, но с «неравновесным» давлением, соответствующим наличию метастабильных состояний (4)–(5);

- с учетом ненулевой правой части системы, соответствующей неравновесным фазовым переходам.

При заданных термобарических условиях фильтрации последние два решения практически совпали по всем искомым фильтрационным параметрам. Таким образом, можно сделать вывод, что решения для неравновесных метастабильных состояний и решения с учетом неравновесности фазовых переходов эквивалентны. Далее выполним сравнительный анализ результатов по упомянутым первым двум решениям системы уравнений (8).

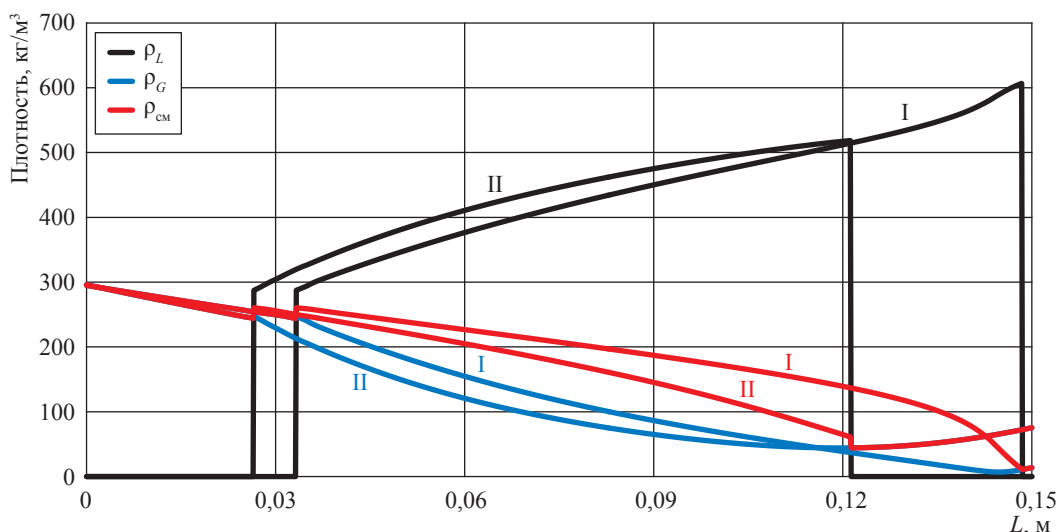


Рис. 12. Изменение плотностей фаз и смеси в целом по длине керна при равновесных (I) и неравновесных (II) фазовых переходах

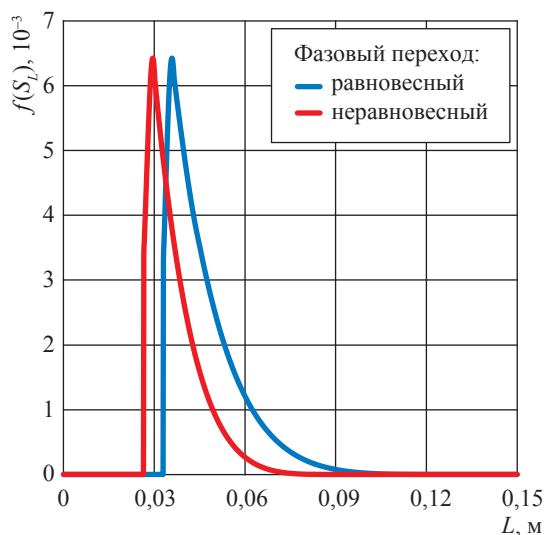


Рис. 13. Функция Бакли – Леверетта

На рис. 8 представлены изменения поля давлений по длине керна при равновесном и неравновесном фазовых переходах. При этом ненулевое значение $P_{\text{кап}}$ возникает в том сечении по длине керна, где P становится равным давлению начала конденсации, что соответствует расслоению углеводородной смеси на жидкую и паровую фазы. Капиллярное давление с учетом метастабильных состояний имеет несколько меньшее значение по сравнению с равновесными значениями³ и возникает

ближе к входному сечению. При этом давление метастабильных состояний смеси ниже равновесного, что соответствует расслоению смеси на фазы при меньшем давлении смеси по сравнению с равновесным давлением (см. рис. 1, 2).

Расчет насыщенности жидкой фазой (рис. 9) показывает, что при снижении давления по изотерме 338,15 К (см. рис. 1, 2) от 16 МПа до давления начала конденсации наблюдается скачок при давлении 14,746 МПа в значении насыщенности жидкой фазой, соответствующий переходу из чисто газообразного состояния в двухфазную область (см. рис. 1, 2). Затем по мере падения давления по изотерме конденсатонасыщенность возрастает до максимального при данных термобарических условиях значения 0,366, а затем начинает снижаться по мере продолжающегося падения давления. Увеличение, а затем уменьшение насыщенности при монотонном падении давления объясняется тем, что падение давления по изотерме $T = 338,15$ К (см. рис. 1, 2) происходит в ретроградной области.

При этом математическая модель дает точные значения изменения конденсатонасыщенности при входе в двухфазную ретроградную область, т.е. при возникновении жидкой фазы, достижении точки максимальной конденсации и далее падении значения до нуля, что соответствует выходу из двухфазной области (см. рис. 1, 2). Таким образом, характер изменения конденсатонасыщенности соответствует началу конденсации, максимальной конденсации и окончанию конденсации.

³ Здесь имеется в виду энергетическая равновесность, когда химические потенциалы в фазах равны друг другу. При этом механическая неравновесность присутствует, так как давления в фазах различны.

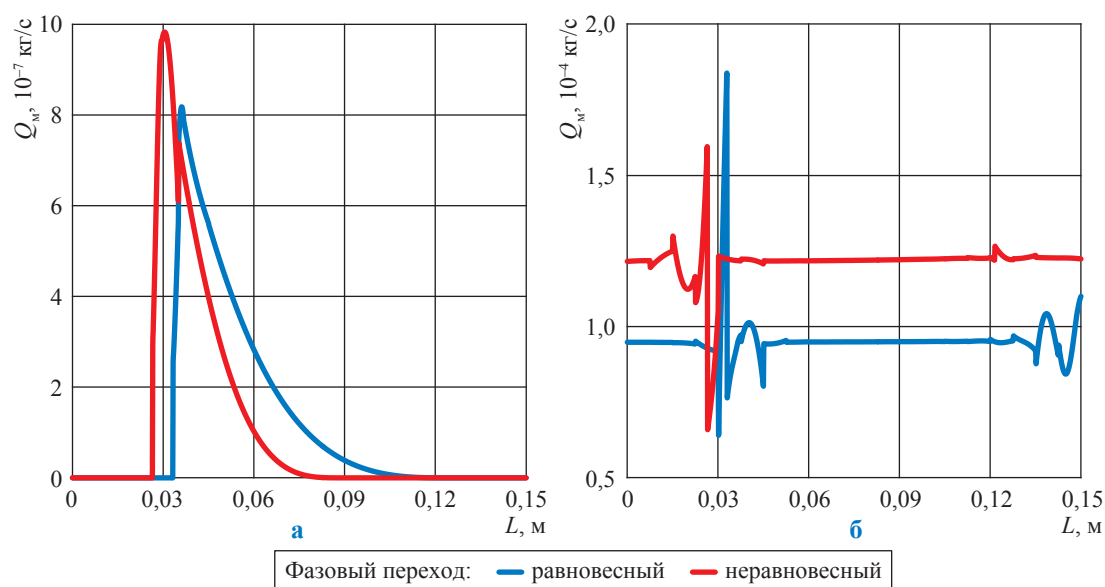


Рис. 14. Массовый расход конденсата (а) и пароконденсатной смеси (б) по длине керна

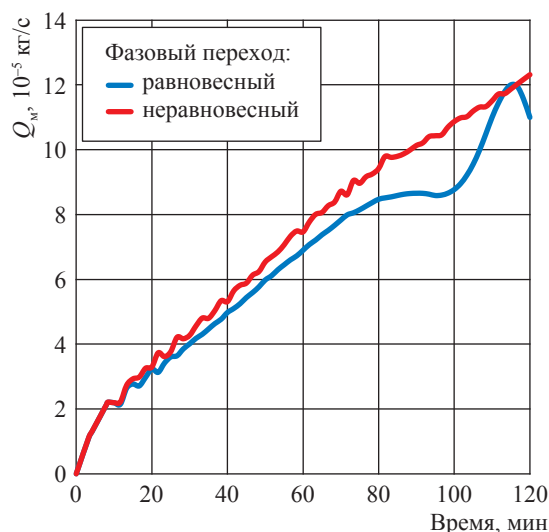


Рис. 15. Массовый расход смеси во времени

Поскольку спинодаль в окрестности критической точки при $T = 338,15$ К практически совпадает с бинодалью (см. рис. 1, 2), то расчеты с учетом существования метастабильной области и без нее не дают в околочритической области существенных различий в значениях насыщенности конденсатом. При этом по длине керна математическая модель улавливает некоторую релаксацию процесса, а именно: возникновение конденсата ($S_L \neq 0$) при равновесном процессе фильтрации несколько запаздывает по сравнению со значениями $S_L \neq 0$, полученными с учетом метастабильных состояний. Если решать задачу в реальном масштабе

призабойной зоны и интерпретировать входное давление $P_{x=0}$ как пластовое, а $P_{x=L}(t)$ как давление на забое, то математическая модель позволяет оценить, на каком расстоянии от забоя скважины начинается конденсация и где ее максимум в случае равновесных и неравновесных фазовых переходов. Эти выводы позволяют более обоснованно предсказывать режимы реальных (неравновесных) течений пластовых флюидов в призабойной зоне пласта. Графики вязкостей фаз и относительных фазовых проницаемостей представлены на рис. 10, 11.

Заметим, что решения уравнений фильтрационного течения (8) описывают фазовые переходы 1-го рода. Действительно, фазовый переход сопровождается скачком значений плотностей жидкой и паровой фазы и смеси в целом (рис. 12), что соответствует характеру изменений интенсивных параметров, в данном случае плотности, при фазовых переходах 1-го рода.

Задача повышения нефте- и газоконденсатотдачи в значительной степени сводится к применению таких воздействий на пласт, которые изменяют функцию Бакли – Леверетта $f(S_L)$ в направлении увеличения вытеснения. Выражение функции Бакли – Леверетта имеет вид

$$f(S_L) = \frac{k_L}{k_L + \frac{\eta_L}{\eta_G} k_G}, \quad (12)$$

где k_L, k_G определяются по формулам (9).

Изменения функции Бакли – Леверетта (12) по длине керна при заданных термобарических

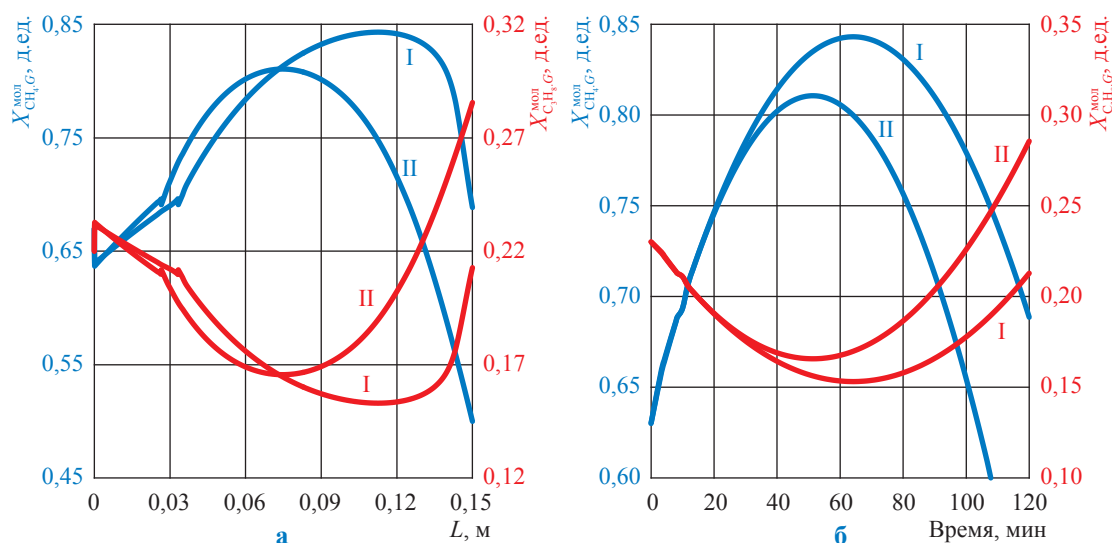


Рис. 16. Мольные доли паров метана ($X_{CH_4,G}^{mol}$) и пропана ($X_{C_3H_8,G}^{mol}$) по длине керна (а) и во времени (б) при равновесной (I) и неравновесной (II) фильтрации

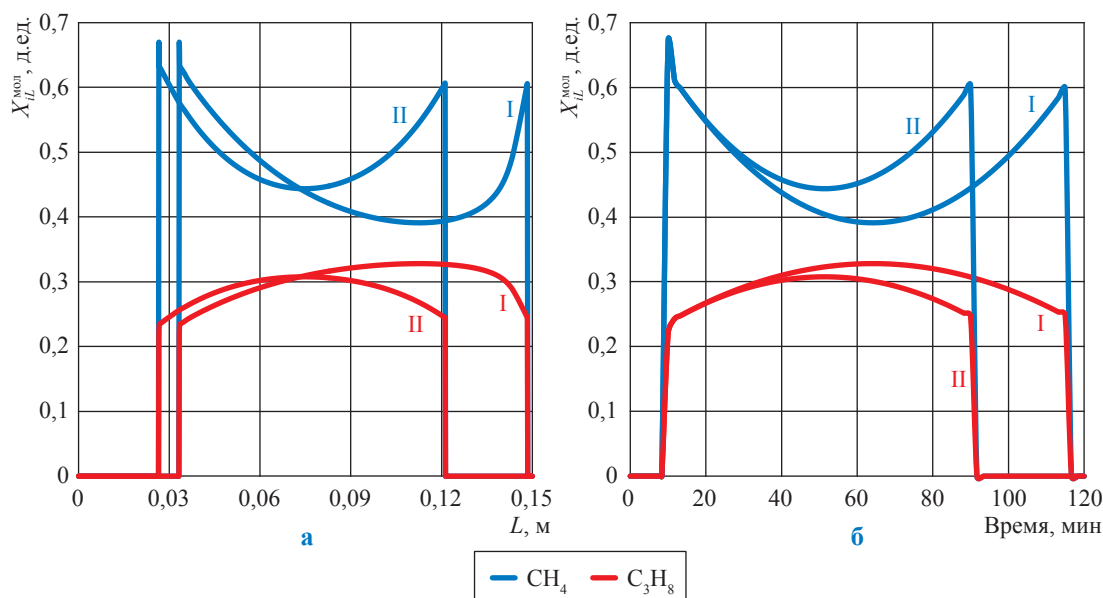


Рис. 17. Мольные доли жидкой фазы метана ($X_{CH_4,L}^{mol}$) и пропана ($X_{C_3H_8,L}^{mol}$) по длине керна (а) и во времени (б) при равновесной (I) и неравновесной (II) фильтрации

условиях при равновесных и неравновесных фазовых переходах с учетом метастабильных состояний фильтрующей смеси представлены на рис. 13. Графики изменения массовых дебитов Q_m и мольных составов приведены на рис. 14–18. При этом мольные доли компонентов связаны с их массовыми долями известными выражениями:

$$X_{iG}^{mol} = \frac{X_{iG}^{mass}/M_i}{\sum_{i=1}^N X_{iG}^{mass}/M_i}, \quad X_{iL}^{mol} = \frac{X_{iL}^{mass}/M_i}{\sum_{i=1}^N X_{iL}^{mass}/M_i}, \quad (13)$$

где X_{iG}^{mol} , X_{iL}^{mol} – мольные доли i -го компонента газовой и жидкой фазы соответственно; M_i – молекулярная масса i -го компонента.

Обоснованная с термодинамической точки зрения постановка математической модели фильтрации многокомпонентной смеси углеводородов с учетом неравновесной кинетики процессов массотеплообмена между фазами позволяет изучать и учитывать такие эффекты, как неустойчивость работы газоконденсатных скважин, а также на макроуровне

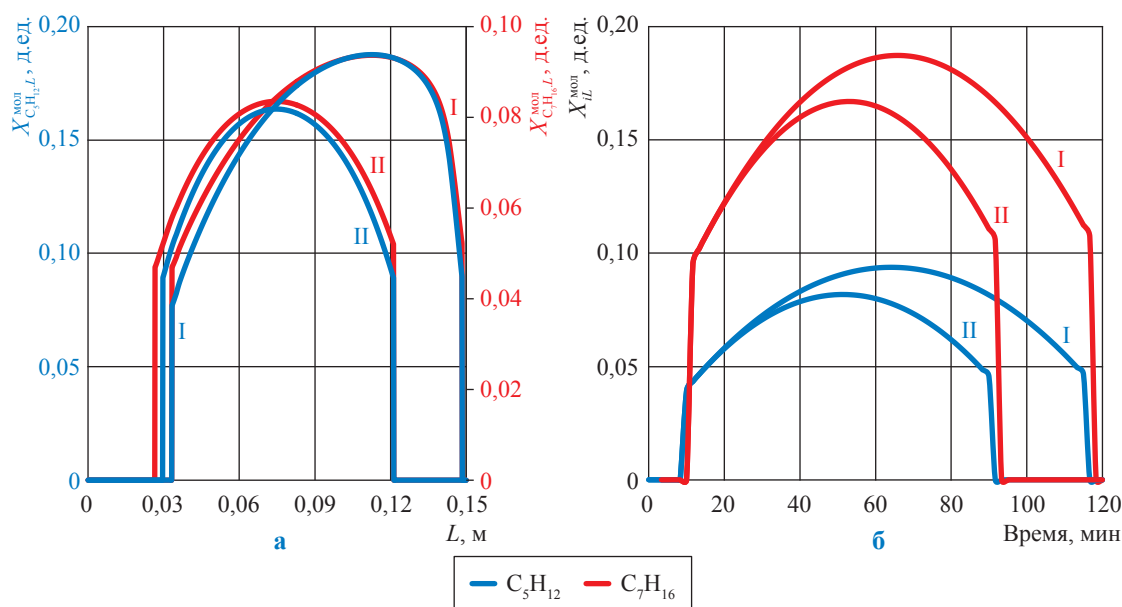


Рис. 18. Молярные доли жидкой фазы пентана ($X_{C_5H_{12},L}^{mol}$) и гептана ($X_{C_7H_{16},L}^{mol}$) по длине керна (а) и во времени (б) при равновесной (I) и неравновесной (II) фильтрации

формулировать рекомендации по управлению процессом разработки реальных многокомпонентных месторождений. Количественная оценка параметров состояния на базе МФУС дает возможность более обоснованно интерпретировать и описывать результаты эксперимента [1, 2]. При этом разница в термобарических параметрах, вычисленных по равновесной теории и с учетом метастабильных областей, соответствующих неравновесным

фазовым переходам, в той или иной мере имеет место быть для всех фильтрационных характеристик течения пластовых флюидов в пористой среде и должна учитываться при планировании реальных режимов добычи в призабойной зоне пласта.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-08-00326А).

Список литературы

1. Григорьев Б.А. Особенности фазового поведения углеводородных смесей с низким конденсатным фактором / Б.А. Григорьев, И.С. Александров, В.Н. Сокотущенко // Вести газовой науки: Актуальные вопросы исследований пластовых систем месторождений углеводородов. – М.: Газпром ВНИИГАЗ, 2018. – № 4 (36). – С. 225–236.
2. Григорьев Б.А. Моделирование термодинамических свойств нефтяных и газоконденсатных систем на основе фундаментальных многоконстантных уравнений состояния / Б.А. Григорьев, А.А. Герасимов, И.С. Александров // Газовая промышленность. – 2013. – № 696: спецвыпуск. – С. 98–101.
3. Фольмер М. Кинетика образования новой фазы = Kinetik der Phasenbildung / М. Фольмер; пер. с нем. – М.: Наука, 1986. – 208 с.
4. Кричевский И.Р. Понятия и основы термодинамики / И.Р. Кричевский. – М.: Химия, 1970. – 440 с.
5. PVTi reference manual. – Schlumberger, 2009.

Studying non-equilibrium isothermal filtration flows of a hydrocarbon mixture in a porous medium

Ye.B. Grigoryev¹, V.N. Sokotushchenko^{1*}

¹ Gazprom VNIIGAZ LLC, Bld. 1, Estate 15, Proyektiruemyy proezd no. 5537, Razvilka village, Leninskiy district, Moscow Region, 142717, Russian Federation

* E-mail: sokotushchenko@mail.ru

Abstract. The problem of isothermal filtration of a four-component hydrocarbon mixture in a porous medium is considered with account of:

- capillary pressure;
- existence of metastable states;
- and presence of retrograde areas.

The difference between the pressures of vapor and liquid phases during a filtration process causes mechanical non-equilibrium, but the difference of non-zero chemical potentials in the phases corresponds to the energy non-equilibrium of the filtration process and determines the boundaries of the metastable states of the mixture.

By definition, metastable states are non-equilibrium states tending to be unsteady, i.e. unstable (meta-stability), and are characterized by a corresponding pressure different from the pressure in the stable-phase state. The pressures of a given hydrocarbon mixture being in the metastable phase states have been determined using the nucleation theory in terms of the equilibrium pressure values in the phases, the difference in chemical potentials, and the specific volumes of the phases. The lines of spinodals for this multicomponent mixture have been constructed.

The influence of retrograde areas on the filtration process can be studied either taking into account metastable states in the phase diagram, or within the framework of the theory of equilibrium states. Retrograde areas are limited by lines of maximum condensation (evaporation). At the same time, there is possibility of crossing the metastable (non-equilibrium) and the retrograde areas. For each hydrocarbon mixture, sizes and locations of retrograde and metastable areas on a phase plane differ. The article presents a comparative calculation of filtration flows of a hydrocarbon mixture in a porous medium taking into account the listed effects.

Keywords: hydrocarbon mixture, non-equilibrium filtration, capillary pressure, metastable states, retrograde areas, phase transitions, multi-constant equations of state.

References

1. GRIGORYEV, B.A., V.N. SOKOTUSHCHENKO, I.S. ALEKSANDROV. Specific phase behavior of hydrocarbon mixtures with low condensation factor [Osobennosti fazovogo povedeniya uglevodorodnykh smesey s nizkim kondensatnym faktorom]. *Vesti Gazovoy Nauki*: collected scientific technical papers. Moscow: Gazprom VNIIGAZ, 2018, no. 4 (36): Modern approach and promising technologies within the projects for development of oil-and-gas fields at Russian continental shelf, pp. 225–236. ISSN 2306-9849. (Russ.).
2. GRIGORYEV, B.A., A.A. GERASIMOV, I.S. ALEKSANDROV. Modelling thermodynamic properties of oil and gas condensate systems on the basis of fundamental multi-constant equations of state [Modelirovaniye termodinamicheskikh svoystv neftyanykh i gazokondensatnykh sistem na osnove fundamentalnykh mnogokonstantnykh uravneniy sostoyaniya]. *Gazovaya Promyshlennost*. 2013, no. 696: spec. is., pp. 98–101. ISSN 0016-5581. (Russ.).
3. FOLMER, M. *Kinetics of formation of a new phase* [Kinetika obrazovaniya novoy fazy] = Kinetik der Phasenbildung. Translated from German. Moscow: Nauka, 1986. (Russ.).
4. KRICHEVSKIY, I.R. *Concepts and fundamentals of thermodynamics* [Ponyatiya i osnovy termodonamiki]. Moscow: Khimiya, 1970. (Russ.).
5. PVTi Reference Manual. Schlumberger, 2009.