



УДК 622

ОБ ЭФФЕКТЕ ПРОСКАЛЬЗЫВАНИЯ ПРИ ТЕЧЕНИИ ГАЗОКОНДЕНСАТНЫХ СИСТЕМ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

THE SLIPPING EFFECT IN THE FLOW OF GAS-CONDENSATE SYSTEMS IN POROUS MEDIA

Сулейманов Багир Алекпер оглы

доктор технических наук, профессор,
член-корреспондент НАН Азербайджана,
заместитель директора по добыче нефти и газа
НИПИ «Нефтегаз», SOCAR,
Баку, Азербайджан
baghir.suleymanov@socar.az

Сулейманов Ариф Алекпер оглы

доктор технических наук,
Азербайджанский государственный
университет нефти и промышленности

Аббасов Эльхан Меджид оглы

кандидат технических наук,
научный сотрудник,
НИПИ «Нефтегаз», SOCAR,
Баку, Азербайджан

Баспаев Ерлан Танатбергенович

диссертант,
НИПИ «Нефтегаз», SOCAR,
Баку, Азербайджан

Аннотация. В работе приведены экспериментальные исследования течения газоконденсатной системы в пористой среде при давлении выше давления начала ретроградной конденсации. В результате экспериментальных исследований стационарной фильтрации газоконденсатной смеси получено, что уже при давлении, значительно превышающем давление начала ретроградной конденсации $P = 1,74 P_c$, начинается увеличение расхода газа, а при давлении $P = 1,5 P_c$ он достигает своего пика и практически на 30 % превышает расход вблизи критического давления. При этом зависимость расхода газа от уровня давления носит немонотонный характер и повышенные значения расхода достигаются в интервале уровня давления $P = 1,4-1,74 P_c$.

Рассмотрено влияние смачиваемости пористой среды на процесс стационарной фильтрации газоконденсатной системы. Показано, что в олеофобной пористой среде увеличение расхода газа не происходит.

Экспериментально изучена нестационарная фильтрация газоконденсатной системы. Показано, что со снижением давления в процессе нестационарной фильтрации происходит существенное уменьшение пьезопроводности и увеличение сжимаемости системы.

Предложен механизм наблюдаемых эффектов на основе образования стабильных докритических зародышей конденсата, сопутствующего эффекта проскальзывания, а также изменения сжимаемости системы. Рассмотрен механизм стабилизации докритических зародышей совместным действием поверхностных и электрических сил. Предложены математические модели для описания полученных экспериментальных результатов.

Suleymanov Bagir Alekper

Doctor of Engineering, Professor,
Corresponding Member of NAN of
Azerbaijan,
Deputy Director for oil and gas production,
NIPi «Neftegaz», SOCAR,
Baku, Azerbaijan
baghir.suleymanov@socar.az

Suleymanov Arif Alekper

Doctor of Engineering,
Azerbaijani state university of oil and industry

Abbasov Elkan Medzhid

Candidate of Technical Sciences,
Research associate,
NIPi «Neftegaz», SOCAR,
Baku, Azerbaijan

Baspayev Erlan Tanatbergenovich

Dissertation Candidate,
NIPi «Neftegaz», SOCAR,
Baku, Azerbaijan

Annotation. The paper presents the experimental studies of the gas condensate system flow in the porous medium at the pressure that is higher than the dewpoint pressure. The experimental studies of the steady-state filtration showed that the gas flow rate starts increasing at the pressure that significantly exceeds the dewpoint pressure $P = 1,74 P_c$, and, at the pressure $P = 1,5 P_c$, the gas flow rate reaches its peak and is almost 30 % higher than the flow rate near the critical pressure. Furthermore, the dependence of the gas flow rate on the pressure level has non-monotonic nature and the increased values of the flow rate are reached within the range of the pressure level $P = 1,4-1,74 P_c$.

The influence of the wettability on the process of the steady-state filtration was considered. It was shown that there isn't any increase of the gas flow rate in the oleophobic porous medium.

The unsteady-state filtration of the gas condensate system was experimentally studied. It was shown that a significant reduction of the hydraulic diffusivity of the porous medium occurs during the process of the unsteady-state filtration when the pressure decreases.

The mechanism of observed effects was suggested based on formation of the stable subcritical condensate nuclei, associated slippage effect, and change of the system compressibility. The mechanism for stabilization of the subcritical nuclei by the combined action of the surface and electrical forces was considered. The mathematical models to describe the obtained experimental results were proposed.



Ключевые слова: газоконденсатная система, давление конденсации, фильтрация, пористая среда, проскальзывание, расход газа, концентрация.

Keywords: washing ability, spacer fluid, a surfactant, mixing, well casing, cementing.

Введение

Газоконденсатная система представляет собой углеводородный аэрозоль, дисперсную систему с газом в качестве дисперсионной среды и жидкостью в качестве дисперсной фазы [1]. Фазовое поведение флюидов оказывают существенное влияние на фильтрацию углеводородных аэрозолей, в частности газоконденсатных смесей [2]. Действительно, при давлении ниже давления начала ретроградной конденсации происходит выделение жидкости в пористой среде, что приводит к резкому снижению фазовой проницаемости по газу и сопутствующему уменьшению его расхода.

В ряде работ экспериментально обнаружено существование докритических кластеров жидкости в парах и аэрозолях [3, 4]. Однако, механизм стабилизации докритических кластеров жидкости и их влияние на фильтрацию аэрозолей в пористой среде практически не изучено.

Вместе с тем, накоплен значительный экспериментальный и теоретический материал [5–8] по исследованию газированных жидкостей (газовых эмульсий), в докритической области. Установлено, что при давлениях выше давления насыщения газированные жидкости, при стационарной фильтрации качественно меняют реологию, расход жидкости возрастает в 2–3 раза, а при нестационарной происходит существенное уменьшение пьезопроводности и увеличение сжимаемости системы [6–7]. Был предложен следующий механизм наблюдаемых явлений. В процессе фильтрации газированной жидкости в докритической области на поверхности поровых каналов, при краевом угле смачивания $\theta > 0^\circ$, происходит образование стабильных зародышей газовой фазы, размер которых оценивается в 1–100 нм, образующих пристенный слой, что приводит к эффекту проскальзывания и увеличению расхода жидкости при снижении давления к давлению насыщения.

Таким образом, исследование особенностей фильтрации углеводородных аэрозолей, в частности газоконденсатных смесей, в докритической области имеет существенный научный и практический интерес. В данной работе рассмотрен механизм стабилизации докритических зародышей конденсата, приведены экспериментальные и теоретические исследования стационарной и нестационарной фильтрации газоконденсатных смесей при давлении выше давления ретроградной конденсации.

Эксперимент

Материалы

Газоконденсатная система. Исследовалась рекомбинированная газоконденсатная смесь состоящая из природного газа плотностью $0,745 \text{ кг/м}^3$ и нормального гексана (давление начала конденсации 17,5 МПа при температуре 333 °К, газоконденсатный фактор $4800 \text{ нм}^3/\text{м}^3$). Состав природного газа представлен в таблице 1.

Таблица 1 – Компонентный состав природного газа

Компоненты	молярных %
метан	95,57
этан	2,75
пропан	0,75
изо-бутан	0,13
н-бутан	0,22
изо-пентан	0,09
н-пентан	0,08
н-гексан	0,07
гептан	0,02
углекислый газ	0,32

Олеофобный состав. Использовался состав на основе кремнийорганического амидаперфторкарбоновой кислоты производства ООО «Биохим».

Исследование фильтрации газоконденсатной системы

Эксперимент проводился на экспериментальной установке, схема которой представлена на рисунке 1. Она включает следующие элементы: 1 – колонка с пористой средой (модель пласта); 2 – образцовые манометры; 3 – запорные вентили; 4 – бомба PVT; 5 – дозаторный насос; 6 – термостат; 7 – газометр; 8 – сепаратор; 9 – регулятор обратного давления; 10 – тензодатчик давления Сапфир 22 ДИ; 11 – устройство для регистрации давления.

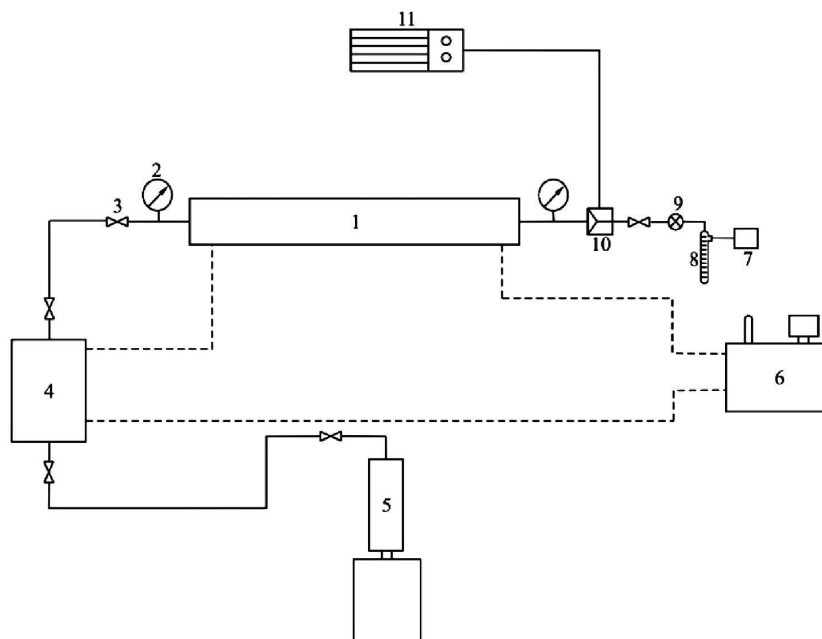


Рисунок 1 – Схема экспериментальной установки

Эксперимент проводился в следующей последовательности:

- колонка высокого давления, представляющая собой полый стальной цилиндр, обклеенный изнутри кварцевым песком, с длиной рабочей части 1,1 м и внутренним диаметром 0,032 м, путем вертикальной вибрационной трамбовки заполнялась кварцевым песком различных фракций, средним размером $1,4 \cdot 10^{-5}$ м;
- после обвязки экспериментальной установки согласно схеме (рис. 1) по стандартной методике определяли объем пор и абсолютную проницаемость пористой среды, которая составила $0,02 \text{ мкм}^2$;
- при непрерывном термостатировании ($T = 333 \text{ °K}$) производилось вакуумирование установки;
- в бомбе высокого давления готовилась рекомбинированная газоконденсатная смесь;
- пористая среда насыщалась природным газом, который затем при давлении 37,0 МПа вытесняли газоконденсатной смесью;
- вытеснение продолжалось до тех пор, пока газоконденсатный фактор выходящей из фильтрационной колонки смеси не становился равным газоконденсатному фактору на входе колонки;
- выход колонки перекрывался, и система в течение 48 часов находилась в покое;
- на входе и выходе колонки с пористой средой устанавливалось различное давление (P_i и P_o , соответственно), и исследуемая газоконденсатная система фильтровалась под постоянным перепадом давления 0,8 МПа до установления постоянного расхода газа. Определялась зависимость расхода газа от среднего давления в модели пласта $P = (P_i + P_o)/2$;
- перекрывался выход фильтрационной колонки, и снималась кривая восстановления давления.

После проведения стационарных и нестационарных исследований давление в системе понижалось до следующего уровня. На этом уровне проводились аналогичные замеры. Эксперименты проводились до тех пор, пока давление в системе не достигло величины 20,8 МПа. Таким образом исследования проводились в интервале уровня давления $P/P_c = 1,2 - 2$ (P_c – давление начала конденсации). Результаты оформлялись в виде зависимости расхода газа от среднего давления и кривых восстановления давления.

В следующей серии экспериментов, при прочих разных условиях, определяли зависимость коэффициента сжимаемости газоконденсатной смеси от давления в пористой среде. Эксперимент проводился в следующей последовательности:

- после насыщения пористой среды газоконденсатной смесью и выдержки в течении 48 часов по вышеописанной методике выход колонки открывался, осуществлялся выпуск газоконденсатной смеси до определенного давления, фиксировался объем отобранной и оставшейся в пористой среде газоконденсатной смеси;
- давление в системе понижалось до следующего уровня, и проводились аналогичные замеры;
- коэффициент сжимаемости определяется по формуле:

$$\beta = - \frac{\Delta V}{V \Delta P},$$

где V – объем пробы, находящейся в бомбе при давлении P ; ΔV – изменение объема пробы вследствие изменения давления на величину ΔP при постоянной температуре.

Результаты оформлялись в виде зависимости коэффициента сжимаемости системы от давления.



Измерение контактного угла смачивания

Краевой угол смачивания измерялся на приборе KRUSSDSA30.

Результаты

На рисунке 2 приведена зависимость расхода газа (и относительного расхода газа $Q_0 = Q/Q_{P=32\text{МПа}}$) от давления. Как видно из рисунка, при давлении в 1,5 раза (27,2 МПа) превышающем давление начала конденсации расход газа возрастает практически на 30 % по сравнению с расходом при давлении 20,8 МПа и на 25 % по сравнению с расходом при 32 МПа. Рост расхода жидкости начинается уже при давлении в 1,74 раз (30,4 МПа) превышающем давление начала конденсации. При этом зависимость расхода газа от уровня давления носит немонотонный характер, и повышенные значения расхода достигаются в интервале уровня давления $P/P_c = 1,4-1,7$ (24,5–30 МПа).

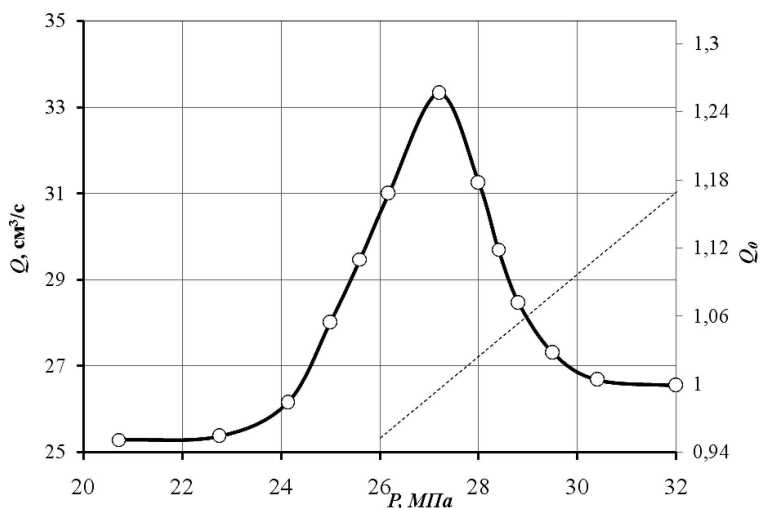


Рисунок 2 – Зависимость расхода газа от давления

На рисунке 3 показаны кривые восстановления давления снятые при давлениях 32, 27,2 и 16,5 МПа (ниже давления начала конденсации). Как видно из рисунка, снижение уровня давления приводит к существенному увеличению времени восстановления давления и пьезопроводности системы (см. табл. 2).

Таблица 2 – Пьезопроводность при различных давлениях

Давление, МПа	Пьезопроводность, м²/с
32 (32,4–31,6)	0,032
27,2 (27,6–26,8)	0,015
16 (16,4–15,6)	0,006

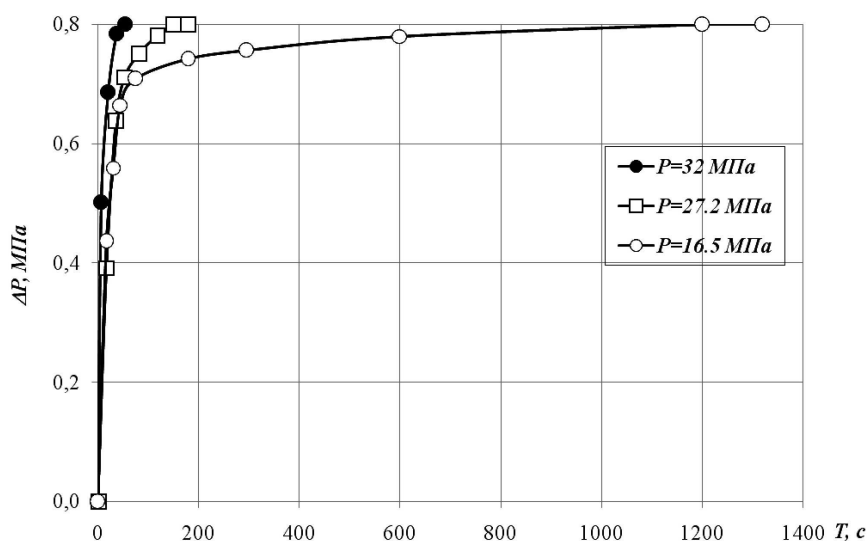


Рисунок 3 – Кривые восстановления давления



На рисунке 4 показана зависимость коэффициента сжимаемости от давления в полулогарифмических координатах. Как видно из рисунков с уменьшением давления коэффициент сжимаемости существенно возрастает, причем в полулогарифмических координатах выделяются две стадии, характеризующиеся различной степенью увеличения коэффициента сжимаемости. Первая стадия начинается при давлении 37 МПа и завершается при давлении 27,2, где как показано выше наблюдается пик расхода газа, а вторая стадия включает в себя давление начала конденсации и характеризуется более высокой степенью увеличения коэффициента сжимаемости. Полученная зависимость может быть описана суммой двух экспонент по формуле:

$$\beta = A_1 \exp(-B_1 P) + A_2 \exp(-B_2 P); A_1 = 1,209 \cdot 10^{-6}; B_1 = 0,127; A_2 = 5,367 \cdot 10^{-6}; B_2 = 0,176.$$

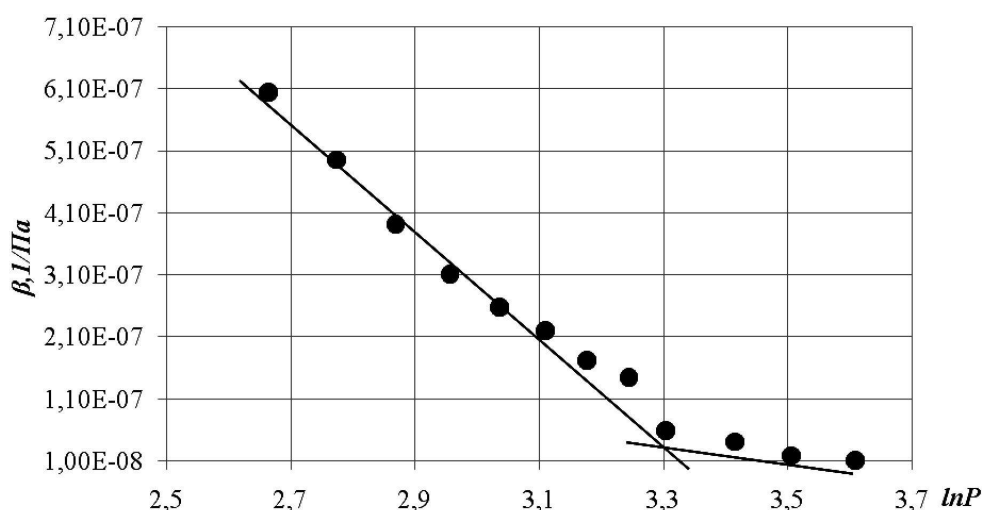


Рисунок 4 – Зависимость коэффициента сжимаемости от давления в полулогарифмических координатах

Обсуждение

На рисунке 5 показана фазовая диаграмма (изотерма) газоконденсатной смеси (относительный объем – V_i/V_d , где V_i – текущий, а V_d – объем газоконденсатной смеси при давлении начала конденсации) полученная на модели пласта (см. рис. 1) при вышеописанных условиях эксперимента.

Как видно из рисунка при классическом подходе до давления начала конденсации система однофазная (газ, с растворенной жидкостью), а ниже – двухфазная (газ и жидкость) [8].

В рамках традиционного подхода до давления начала конденсации имеет место фильтрация газа. При этом объемный расход определяется по закону Дарси [9]:

$$Q = \frac{kF}{2\eta P_{at}} \frac{(P_i^2 - P_o^2)}{l},$$

где k – проницаемость, F – площадь поперечного сечения, l – длина пористой среды; η – вязкость газа; P_{at} – атмосферное давление.

Согласно данной формуле расход газа со снижением среднего давления должен линейно снижаться, как показано на рисунке 2 (пунктирная линия).

Таким образом, в рамках классического подхода объяснить полученные результаты не удастся. Учитывая, что теория зародышеобразования справедлива как для чистых однокомпонентных, так и многофазных систем (газовых эмульсий, аэрозолей и т.д.) [4, 10, 11] предлагается следующий подход для объяснения полученных результатов. Предполагается наличие 3-х зон (см. рис. 5): при $p > p_{nc}$ (p_{nc} – давление, при котором начинается выделение докритических зародышей конденсата, определяется экспериментально, из рисунка 2 $p_{nc} = 32$ МПа) однофазная зона (газ, с растворенной жидкостью); при $p_{nc} \geq p \geq p_c$ псевдо-однофазная зона (газ с докритическими зародышами жидкости); при $p < p_c$ двухфазная зона. Несмотря на то, что существование докритических кластеров жидкой фазы подтверждается экспериментальными исследованиями, в частности приведенными в работах [1, 3, 12], практические аспекты образования и стабилизации докритических зародышей жидкости не изучены. В связи с этим нами предложен механизм стабилизации докритических зародышей, а также механизм течения газоконденсатной системы в пористой среде при наличии докритических зародышей жидкости.

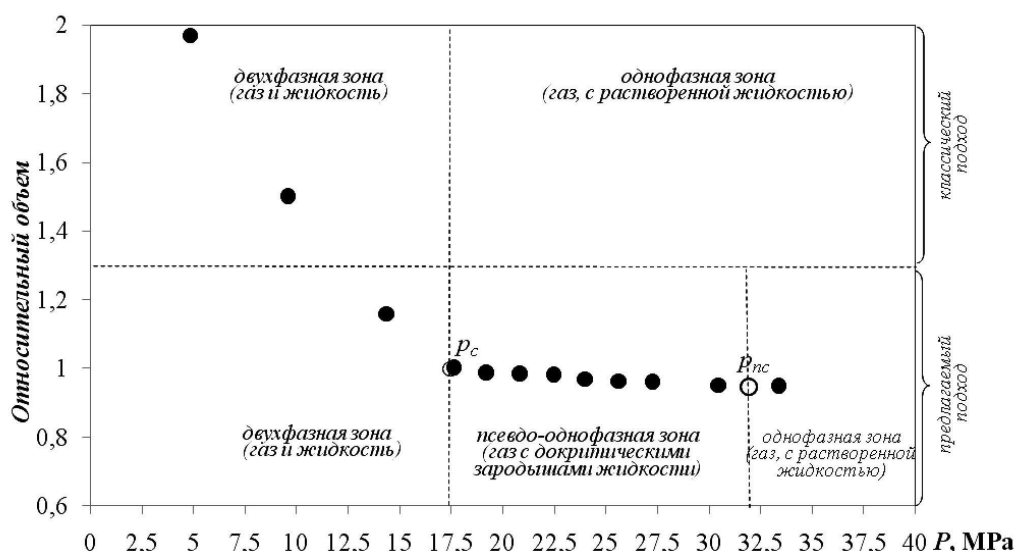


Рисунок 5 – Фазовая диаграмма (изотерма) исследуемой газоконденсатной смеси

Стабильность докритических зародышей

В ряде исследований показано, что основную роль при стабилизации докритических зародышей играют поверхностное натяжение и электрический заряд, образующийся на поверхности зародышей путем селективной адсорбции ионов [1, 13, 14]. В связи с этим рассмотрим докритическое зародышеобразование при ретроградной конденсации, впервые рассмотренное в работе [15] с учетом поверхностных и электрических эффектов. При этом, энергия образования молекулы жидкости, определяется из уравнения [10, 12–14]:

$$\Delta u = 4\pi \frac{d(\sigma(r_n)r_n^2)}{dN} + \frac{d}{dN} \left[\frac{(ze)^2}{4\pi\epsilon_1\epsilon_0 r_n} \right], \tag{1}$$

где r_n – радиус зародыша; N – число молекул в зародыше; ze – заряд на поверхности зародыша; e – элементарный заряд; ϵ_1 – диэлектрическая проницаемость; ϵ_0 – электрическая постоянная; $\sigma(r_n)$ – поверхностное натяжение.

Число молекул в зародыше определим из выражения:

$$N = \frac{4\pi r_n^3}{3V_f}, \tag{2}$$

где V_f – объем молекулы.

Для поверхностного натяжения из уравнения Толмена [16], без учета квадратичных членов, получим:

$$\sigma(r_n) = \sigma_0 \cdot \left(1 - \frac{2\delta}{r_n} \right), \tag{3}$$

где σ_0 – поверхностная энергия плоской границы раздела; δ – толщина граничной прослойки. Формула (3) справедлива только при.

При $r_n \sim \delta$:

$$\sigma(r_n) = a_0 r_n, \tag{4}$$

где a_0 – коэффициент пропорциональности.

Подставляя (2) и (4) в (1) получим:

$$\Delta u = 3a_0 V_f - \frac{V_f (ze)^2}{16\pi^2 \epsilon_1 \epsilon_0 r_n^4}. \tag{5}$$



Тогда из выражения (5) с учетом закона Больцмана получим:

$$\ln(P/P_c) = -\frac{3a_0V_f}{KT} + \frac{V_f(ze)^2}{16\pi^2\epsilon_1\epsilon_0r_n^4KT}, \tag{6}$$

где P – внешнее давление; P_c – давление в зародыше (или давление начала конденсации); K – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура.

Как видно из (6) при $\ln(P/P_c) \geq 0$, r_n имеет ненулевое значение, т.е. в системе присутствуют стабильные докритические зародыши жидкости.

При $r_n \gg \delta$, подставляя (2) и (3) в (1) и учитывая, что $(\delta/r_n) \ll 1$, получим:

$$\ln(P/P_c) = -\frac{2V_f\sigma_0}{KTr_n} + \frac{V_f(ze)^2}{16\pi^2\epsilon_1\epsilon_0r_n^4KT}. \tag{7}$$

На рисунке 6 представлены зависимости $\ln(P/P_c) - (r_n/\delta)$ полученные из (7). Как видно из рисунка, поверхностный электрический заряд способствует тому, что уже при давлении, выше давления начала конденсации образуются стабильные зародыши жидкости.

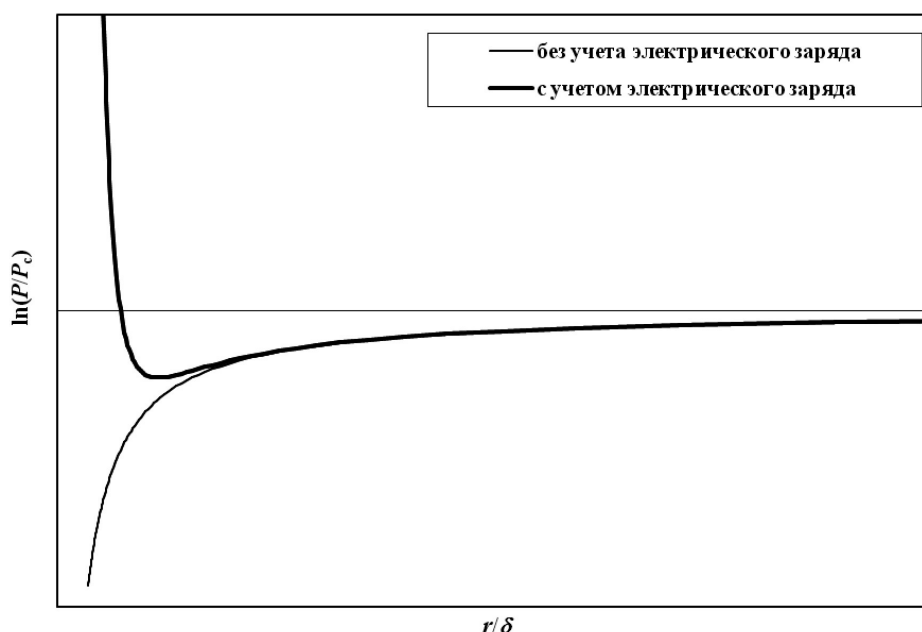


Рисунок 6 – Зависимость $\ln(P/P_c) - (r/\delta)$ для ретроградной конденсации

Радиус стабильного докритического зародыша, в случае $r_n \sim \delta$, определяется из (6) при $\ln(P/P_c) = 0$:

$$r_{n0} = \sqrt[4]{\frac{(ze)^2}{48a_0\pi^2\epsilon_1\epsilon_0}}.$$

Радиус зародыша при $r_n \gg \delta$ определяется из (7) при $\ln(P/P_c) = 0$:

$$r_{n0} = \sqrt[3]{\frac{(ze)^2}{32\sigma_0\pi^2\epsilon_1\epsilon_0}}.$$

Из указанных выражений при следующих значениях параметров $z = 1 \div 2$, $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$, $\epsilon_1 = 1,5 \div 2,5$, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$, $\sigma = 0,25 \div 25 \frac{\text{мН}}{\text{м}}$, $a_0 = 2,5 \cdot 10^5 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$ получим, что радиус стабильных докритических зародышей составляет в среднем 1–10 нм.

Представляет интерес образование докритических зародышей при конденсации из паровой фазы. Действительно в этом случае исходное уравнение (1) записывается в следующем виде [10]:

$$-\Delta u = 4\pi \frac{d(\sigma(r_n)r_n^2)}{dN} + \frac{d}{dN} \left[\frac{(ze)^2}{4\pi\epsilon_1\epsilon_0r_n} \right].$$



Тогда уравнение (7) будет иметь вид:

$$\ln(P/P_c) = \frac{2V_f\sigma_0}{KTr_n} - \frac{V_f(ze)^2}{16\pi^2\epsilon_1\epsilon_0r_n^4KT}$$

Зависимости, рассчитанные по указанной формуле, представлены на рисунке 7. Как видно из рисунка, уже при давлении ниже давления начала конденсации из паровой фазы в жидкости начинают образовываться докритические зародыши, и основной вклад в это вносит поверхностный электрический заряд.

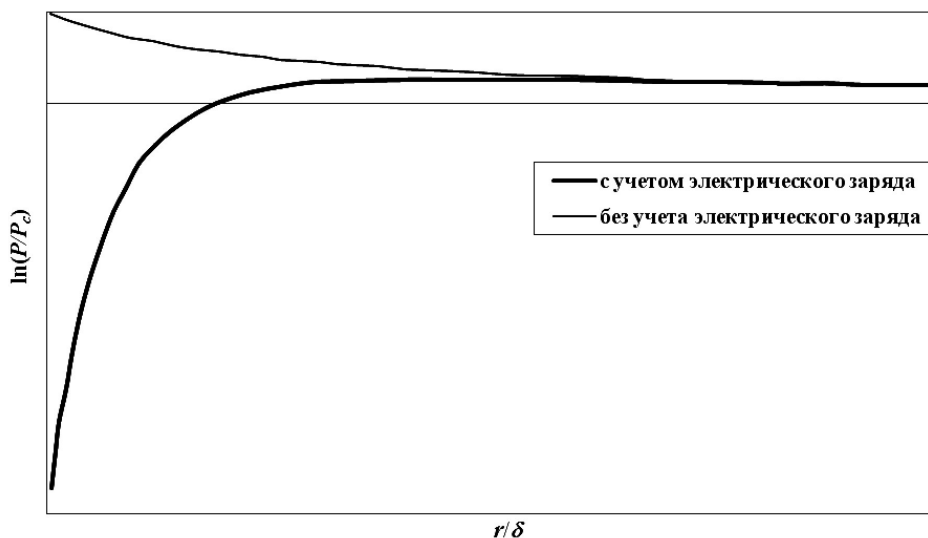


Рисунок 7 – Зависимость $(P/P_c)-(r/\delta)$ для конденсации из паровой фазы

Механизм реологии газоконденсатной смеси при стационарной фильтрации

Известно, что зародыши новой фазы, в основном, образуются на существующих поверхностях [17]. При этом работа гетерогенного процесса всегда меньше работы гомогенного процесса. Примем, что образующиеся (адсорбирующиеся) на поверхности капилляров докритические зародыши жидкости подвижны, в результате пристенный слой обладает большей вязкостью, чем газ движущийся в центре потока. Естественно предположить, что при снижении давления к давлению начала ретроградной конденсации, ввиду уменьшения работы образования зародышей, объемное содержание их возрастает, что может привести к увеличению толщины пристенного слоя конденсата. Эффект Клинкенберга нами не рассматривался, так как уже при давлении 2 МПа его влияние для природного газа практически сводится к нулю [18].

а) Кольцевая схема течения в капилляре пористой среды

Рассмотрим течение газоконденсатной смеси в идеальной пористой среде, представляющей собой пучок цилиндрических капилляров одинакового диаметра, внутри которых реализуется кольцевой режим течения (рис. 8,а). При этом газовая фаза движется в центре потока, а жидкая в пристенном слое.

Скорость стационарного течения флюидов в капилляре в безынерционном приближении определится из уравнения:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\eta_i \frac{dv_i}{dr} \right) = - \frac{dp}{dx} \quad \left(i = \begin{cases} 1, & 0 \leq r \leq R_0 \\ 2, & R_0 \leq r \leq R \end{cases} \right), \tag{8}$$

где v_i – распределение скоростей по радиусу капилляра r для сечения с координатой x , p – давление, η_i – динамическая вязкость.

Решая уравнение (8) при следующих граничных условиях:

$$v_2 = 0, r = R; \quad \eta_2 \frac{dv_2}{dr} = \eta_1 \frac{dv_1}{dr}, v_1 = v_2, r = R_0; \quad \frac{dv_1}{dr} = 0, r = 0, \text{ получим:}$$

$$v_1 = \frac{1}{4\eta_1} \frac{dp}{dx} \left[R_0^2 - r^2 + \epsilon (R^2 - R_0^2) \right], \tag{9}$$

где l – длина капилляра.

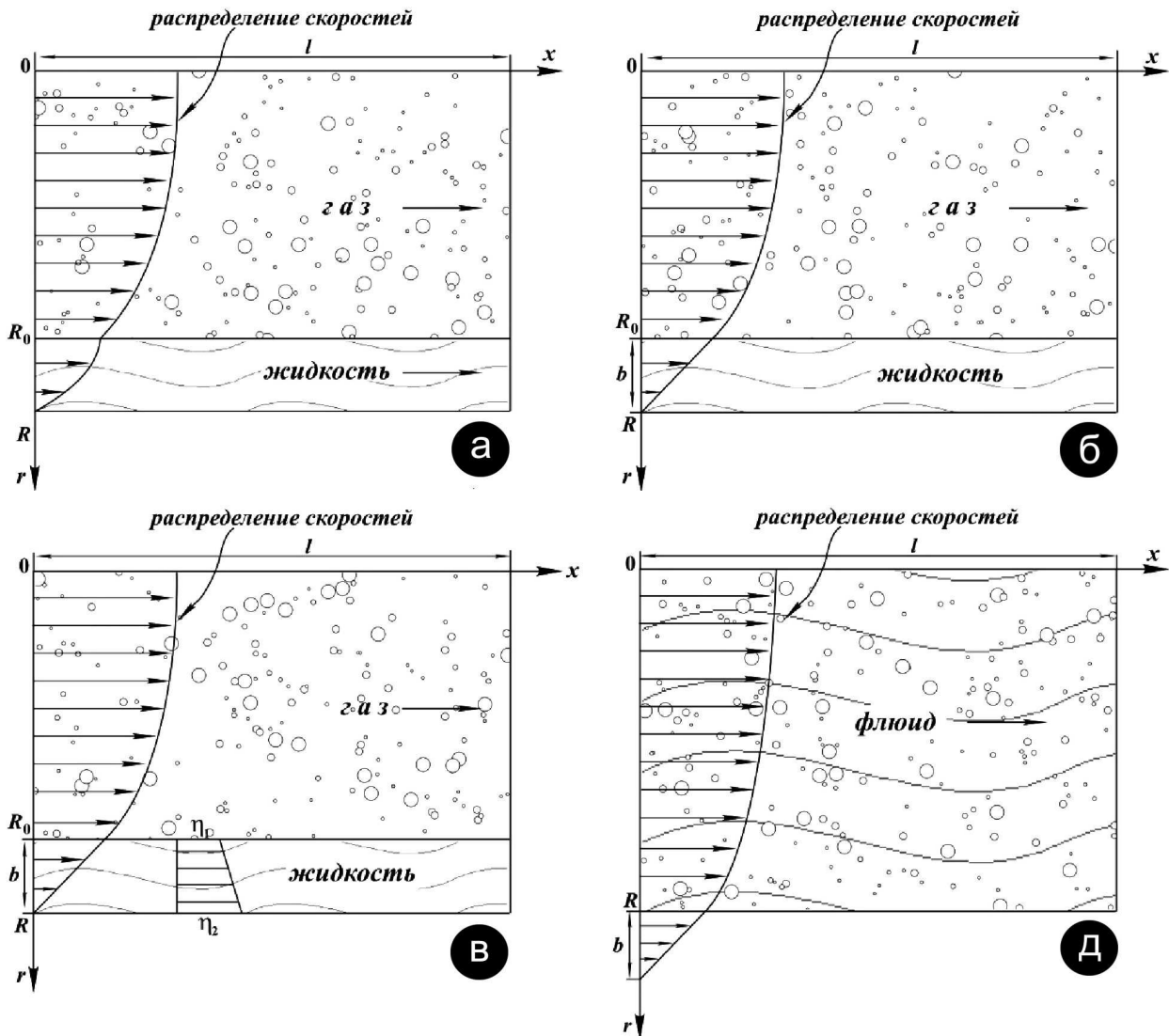


Рисунок 8 – Кольцевая схема течения в капилляре:
 а – без проскальзывания, б – с проскальзыванием, в – с переменной вязкостью пристенного слоя и
 д – коэффициент проскальзывания Максвелла-Навье для реального флюида

Расход газа определяется из выражения:

$$Q_{ns} = 2\pi \int_0^{R_0} rv_1 dr = \frac{\pi R_0^4}{8\eta_1} \frac{dp}{dx} \left[1 + 2\varepsilon \frac{R^2 - R_0^2}{R_0^2} \right], \tag{10}$$

и относительный расход газа:

$$Q_0 = \frac{Q_{ns}}{Q} = S^4 \left[1 + 2\varepsilon \frac{1 - S^2}{S^2} \right] = (1 - \xi)^4 \left[1 + 2\varepsilon \frac{\xi(2 - \xi)}{(1 - \xi)^2} \right], \tag{11}$$

где $\xi = \delta/R, \delta = R - R_0, S = R_0/R = 1 - \xi, \varepsilon = (\eta_1/\eta_2) < 1, Q$ – расход по Пуазейлю, для газа с вязкостью η_1 .

Для зависимости объемной концентрации C жидкой фазы (или конденсатонасыщенности) от давления в области $p_{nc} \geq p \geq p_c$ в первом приближении можно принять:

$$C = C_0 \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}, \tag{12}$$

где C_0 – концентрация конденсата при $p = p_c$.

Вместе с тем объемная концентрация пристенного слоя (или конденсатонасыщенность) может быть определена следующим образом:



$$C = \frac{\pi(R^2 - R_0^2) \cdot l \cdot f}{\pi R^2 l} = (1 - S^2) \cdot f, \tag{13}$$

где f – постоянный коэффициент характеризующий степень покрытия внутренней поверхности капилляра конденсатом.

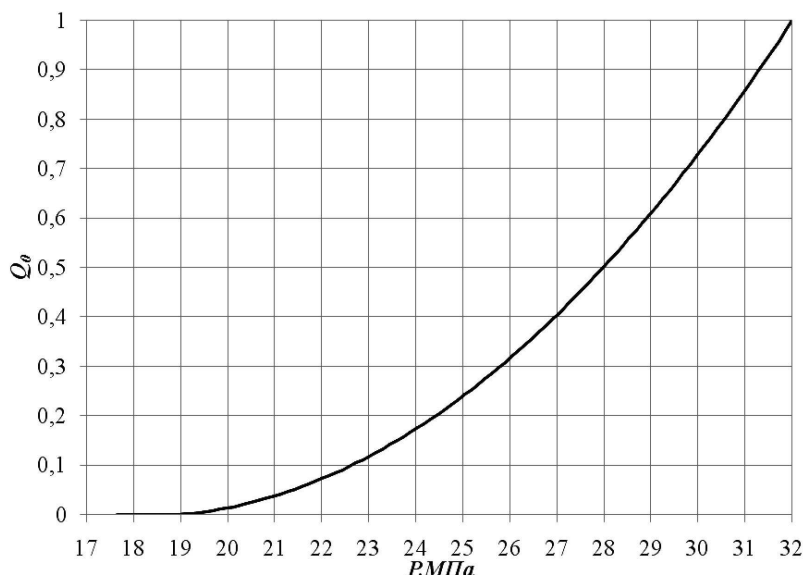
Тогда из выражения (13) с учетом (12) получим:

$$S = 1 - \zeta = \sqrt{1 - \frac{C_0 \cdot p_{nc} - p}{f \cdot p_{nc} - p_c}}, \tag{14}$$

подставляя (14) в (11) получим:

$$Q_0 = \left[1 - \frac{C_0 \cdot p_{nc} - p}{f \cdot p_{nc} - p_c} \right]^2 \left[1 + 2\varepsilon \frac{\frac{C_0 \cdot p_{nc} - p}{f \cdot p_{nc} - p_c}}{\left[1 - \frac{C_0 \cdot p_{nc} - p}{f \cdot p_{nc} - p_c} \right]} \right]. \tag{15}$$

На рисунке 9 показана зависимость относительного расхода газа от уровня давления, рассчитанная по уравнению (15). Как видно из рисунка расход газа при любом уровне давления ниже расхода по Пуазейлю. Таким образом, кольцевая схема течения в капилляре не позволяет описать полученные экспериментальные результаты.



Рисунке 9 – Расчетная зависимость расхода газа от давления при кольцевом режиме течения

б) Эффект проскальзывания

Рассмотрим кольцевое течение газоконденсатной смеси в капилляре в безынерционном приближении с наличием проскальзывания (рис. 8,б).

Решая уравнение (8) при следующих граничных условиях: $v_1 = -b \frac{dv_1}{dr}$, $r = R_0$; $\frac{dv_1}{dr} = 0$, $r = 0$, получим:

$$v_1 = \frac{R_0^2}{4\eta_1} \frac{dp}{dx} \left[\left(\frac{r^2}{R_0^2} - 1 \right) + \frac{2b}{R_0} \right],$$

где b – коэффициент проскальзывания.

Расход газа с проскальзыванием определяется из выражения:

$$Q_0 = 2\pi \int_0^{R_0} r v_1 dr = \frac{\pi R_0^4}{8\eta_1} \frac{dp}{dx} \left(1 + \frac{4b}{R_0} \right).$$

Принимая во внимание определение коэффициента проскальзывания [19] (рис. 8,д), а также учитывая, что на стенке капилляра ($r = R$) выполняется условие прилипания ($v_2 = 0$) принимаем $b = \delta = R - R_0$.



Окончательно для расхода газа с проскальзыванием получим:

$$Q_0 = \frac{\pi R_0^4}{8\eta_1} \frac{dp}{dx} \left(1 + \frac{4(1-S)}{S} \right). \tag{16}$$

Относительный расход газа, представляющий собой отношение расхода газа с проскальзыванием (16) к расходу без проскальзывания (10) определяется из выражения:

$$Q_0 = \frac{4S - 3S^2}{S^2 + 2\varepsilon \cdot (1 - S^2)} = \frac{(1 - \xi) \cdot (1 + 3\xi)}{(1 - \xi)^2 + 2\varepsilon \cdot (2\xi - \xi^2)}. \tag{17}$$

Подставляя (14) в (17) получим:

$$Q_0 = \frac{4 \sqrt{1 - \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}} - 3 \left[1 - \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c} \right]}{1 - \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c} + 2\varepsilon \left[1 - \sqrt{1 - \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}} \right]^2}.$$

В ряде исследований [20, 21] показано, что даже абсолютно гладкая поверхность лишь частично покрывается докритическими зародышами, кроме того на шероховатой поверхности (с шероховатостью наноразмеров) количество образующихся зародышей снижается и по данным [22] заполненность ими поверхности может составить 20 %. Очевидно, в пористой среде возможны и более низкие значения. Для определения расхода жидкости в условиях неполного покрытия поверхности капилляра зародышами конденсатавоспользуемся подходом, предложенным в работе [23]. Для общей скорости течения можно использовать следующее уравнение:

$$v_c = f v_1 + (1 - f) \cdot v_0, \tag{18}$$

где v_1 – скорость определяемая уравнением (9), v_0 – скорость по Пуазейлю.

Из уравнения (18) получим:

$$v_c = \frac{1}{4\eta_1} \frac{dp}{dx} \left[f \cdot (R_0^2 - r^2 + \varepsilon \cdot (R^2 - R_0^2)) + (1 - f) \cdot (R^2 - r^2) \right].$$

Общий расход газа без проскальзывания определяется из выражения:

$$Q_c = 2\pi \int_0^{R_0} r v_c dr = \frac{\pi R_0^4}{8\eta_1} \frac{dp}{dx} \left[f \cdot \left(1 + 2\varepsilon \frac{1 - S^2}{S^2} \right) + (1 - f) \cdot \left(\frac{2 - S^2}{S^2} \right) \right] = \frac{\pi R_0^4}{8\eta_1} \frac{dp}{dx} \left[f \cdot \left(1 + 2\varepsilon \frac{2\xi - \xi^2}{(1 - \xi)^2} \right) + (1 - f) \cdot \left(\frac{1 + 2\xi - \xi^2}{(1 - \xi)^2} \right) \right]. \tag{19}$$

Относительный расход газа, представляющий собой отношение расхода газа с проскальзыванием (16) к общему расходу без проскальзывания (19) определяется из выражения:

$$Q_0 = \frac{(4 - 3S)/S}{f \cdot \left(1 + 2\varepsilon \frac{1 - S^2}{S^2} \right) + (1 - f) \cdot \left(\frac{2 - S^2}{S^2} \right)} = \frac{(1 + 3\xi)/(1 - \xi)}{f \cdot \left(1 + 2\varepsilon \frac{2\xi - \xi^2}{(1 - \xi)^2} \right) + (1 - f) \cdot \left(\frac{1 + 2\xi - \xi^2}{(1 - \xi)^2} \right)}. \tag{20}$$

При $f = 1$ уравнение (20) переходит в уравнение (17). Подставляя (14) в (20) получим:

$$Q_0 = \frac{4 - 3 \sqrt{1 - \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}}}{\sqrt{1 - \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}}} \cdot \left\{ f \left[1 + 2\varepsilon \frac{\frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}}{1 - \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}} \right] + (1 - f) \frac{1 + \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}}{1 - \frac{C_0}{f} \frac{p_{nc} - p}{p_{nc} - p_c}} \right\}.$$



Пристенный слой даже для однофазных систем, например для воды в тонких порах, имеет переменную вязкость [24,25]. В нашем случае, зародыши образуются на поверхности порового канала, находясь, в объеме газа. При этом, естественно предположить, что на линии контакта зародышей-конденсата, покрывающих поверхность порового канала, и газа вязкость практически равна вязкости газа, а на стенке капилляра вязкости конденсата. В связи с этим, в первом приближении примем следующую зависимость для распределения вязкости по радиусу капилляра (рис. 8,в):

$$\eta(r) = \eta_1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{R - R_0}(r - R_0). \tag{21}$$

Решая уравнение (8) с учетом (21) получим:

$$Q_1 = \frac{\pi R_0^4}{8\eta_1} \frac{dp}{dx} \left\{ \eta_1 f \left[-\frac{1}{\eta_1} + 2\varepsilon \frac{2\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)}{(\eta_2 - \eta_1)S - \eta_1} \ln \left(\frac{\frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}}{S - S^2 + \frac{\eta_1(S - S^2)}{\eta_2 - \eta_1}} \right) + \frac{1}{\varepsilon\eta_1} \right] + \frac{2 - S^2}{S^2}(1 - f) \right. \\ \left. + \frac{4(1-S)}{(\eta_2 - \eta_1)S^2} \left[1 - S - \ln \left(\frac{\frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}}{1 - S + \frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}} \right) \cdot \left(S - \frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1} \right) \right] \right\} \\ Q_0 = \frac{\frac{1}{\eta_1} \left(1 + 4 \frac{1-S}{S} \right)}{\left\{ -\frac{1}{\eta_1} + 2\varepsilon \frac{2\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)}{(\eta_2 - \eta_1)S - \eta_1} \ln \left(\frac{\frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}}{S - S^2 + \frac{\eta_1(S - S^2)}{\eta_2 - \eta_1}} \right) + \frac{1}{\varepsilon\eta_1} \right\} + \frac{2 - S^2}{\eta_1 S^2}(1 - f) \\ \left. + \frac{4(1-S)}{(\eta_2 - \eta_1)S^2} \left[1 - S - \ln \left(\frac{\frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}}{1 - S + \frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}} \right) \cdot \left(S - \frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1} \right) \right] \right\}} \\ Q_2 = \frac{\pi R^4}{\eta_2} \frac{dP}{dx} \frac{(1-S)}{(1-\varepsilon)} \left\{ \frac{1 - 3S^2 + 2S^3}{6} + \left[S^2 \ln \cdot \left(\frac{\frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}}{1 - S + \frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}} \right) + \frac{1 - S^2}{2} + \right. \right. \\ \left. \left(S - \frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1} \right) \left[1 - S - \left(S - \frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1} \right) \right] \cdot \ln \cdot \left(\frac{1 - S + \frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}}{\frac{\eta_1(1-S)}{\eta_2 - \eta_1}} \right) \right] \\ \left. \left[\left(\frac{S}{2} + \frac{\eta_1(1-S)}{2(\eta_2 - \eta_1)} \right) - \frac{S\varepsilon}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) \frac{1}{1 - \frac{\eta_1(1-S)}{S \cdot (\eta_2 - \eta_1)}} \right] - \right. \\ \left. - \frac{S^2\varepsilon}{2} \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) \frac{1}{1 - \frac{\eta_1(1-S)}{S \cdot (\eta_2 - \eta_1)}} \left(S \ln S + S \frac{(1 - S^2)}{2} \right) \right\} \tag{23}$$

По формуле (22) с учетом (13) произведены численные расчеты при следующих значениях параметров: $C_0 = 0,6$; $f = 0,45$; $\varepsilon = 0,054$; $P_c = 17,5$ МПа; $\eta_1 = 1,2 \cdot 10^{-5}$ Пас; $\eta_2 = 22 \cdot 10^{-5}$ Пас.

Результаты проведенных расчетов представлены на рисунке 10. Как видно из рисунка расчет по формуле (22) достаточно хорошо описывает экспериментальные результаты.

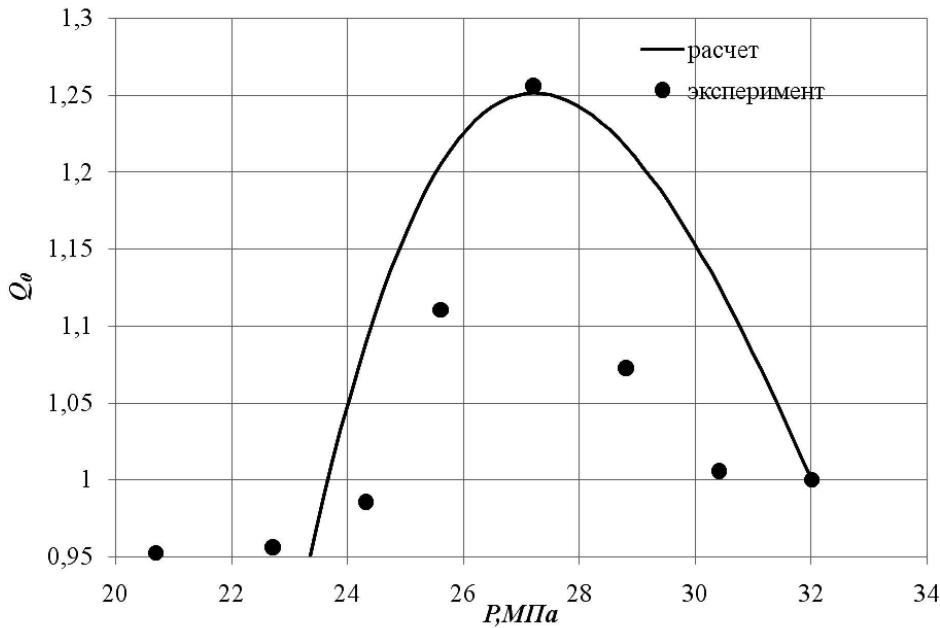


Рисунок 10 – Расчетная зависимость расхода газа от давления

На основании полученных результатов можно предложить следующий механизм наблюдаемых эффектов. В процессе фильтрации газоконденсатной смеси в докритической области на поверхности поровых каналов, при краевом угле смачивания $\Theta > 0^\circ$, происходит образование стабильных зародышей конденсата, формирующих пристенный слой. Это приводит к эффекту проскальзывания и увеличению расхода газа при снижении давления к давлению начала ретроградной конденсации. Вместе с тем происходит уменьшение пропорциональной расходу площади потока жидкости нормальной к направлению течения, ввиду увеличения толщины пристенного слоя. Конкуренция этих двух эффектов приводит к тому, что зависимость расхода жидкости от давления имеет немонотонный характер. При этом до достижения максимума преобладает эффект проскальзывания, а дальнейшее снижение расхода связано с преобладанием уменьшения живого сечения поровых каналов за счет увеличения толщины пристенного слоя.

Для перехода к реальной пористой среде определим относительные проницаемости: из (16) с учетом (13) получим:

$$k_1 = (1 - (C/f))^2 \cdot \left(1 + 4 \cdot \frac{1 - \sqrt{1 - (C/f)}}{\sqrt{1 - (C/f)}} \right);$$

из (23) с учетом (13) получим:

$$k_2 = \frac{1 - \sqrt{1 - (C/f)}}{1 - \varepsilon} \cdot \left[\frac{(C/f) + 2(1 - (C/f))^{\frac{3}{2}}}{6} + (1 - (C/f)) \cdot \ln \cdot \left(\frac{\eta_1(1 - \sqrt{1 - (C/f)})}{\eta_2 - \eta_1} \cdot \frac{1}{(1 - \sqrt{1 - (C/f)}) + \frac{\eta_1(1 - \sqrt{1 - (C/f)})}{\eta_2 - \eta_1}} \right) + \frac{C}{2f} + \left(\sqrt{1 - (C/f)} - \frac{\eta_1(1 - \sqrt{1 - (C/f)})}{\eta_2 - \eta_1} \right) \times \left[(1 - \sqrt{1 - (C/f)}) - \left(\sqrt{1 - (C/f)} - \frac{\eta_1(1 - \sqrt{1 - (C/f)})}{\eta_2 - \eta_1} \right) \right] \times \ln \cdot \left(\frac{(1 - \sqrt{1 - (C/f)}) + \frac{\eta_1(1 - \sqrt{1 - (C/f)})}{\eta_2 - \eta_1}}{\eta_1(1 - \sqrt{1 - (C/f)})} \right) \right]$$



$$\left[\begin{aligned} & \frac{\sqrt{1-(C/f)} + \eta_1(1-\sqrt{1-(C/f)})}{2} - \frac{\sqrt{1-(C/f)} \cdot \varepsilon \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)}{2} \frac{1}{1 - \frac{\eta_1(1-\sqrt{1-(C/f)})}{(\eta_2 - \eta_1) \cdot \sqrt{1-(C/f)}}} \\ & - \frac{(1-(C/f)) \cdot \varepsilon \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right)}{2} \frac{1}{1 - \frac{\eta_1(1-\sqrt{1-(C/f)})}{(\eta_2 - \eta_1) \cdot \sqrt{1-(C/f)}}} \left(\sqrt{1-(C/f)} \cdot \ln \left(\sqrt{1-(C/f)} \right) + \sqrt{1-(C/f)} \frac{C}{2f} \right) \end{aligned} \right]$$

Используя указанные относительные проницаемости в обобщенном законе Дарси можно определить основные параметры процесса фильтрации газоконденсатной смеси в реальной пористой среде при наличии проскальзывания и переменной вязкости пристенного слоя.

Механизм влияния смачиваемости пористой среды на стационарную фильтрацию газоконденсатной смеси

Известно, что зародыши новой фазы, в основном, образуются на существующих поверхностях [17]. Действительно, работа гетерогенного образования зародышей может быть определена из соотношения [26]:

$$W_h/W = f(\theta), \tag{24}$$

где W – работа гомогенного образования зародышей жидкой фазы, $f(\theta)$ – функция краевого угла смачивания жидкостью твердой поверхности:

$$f(\theta) = \frac{1}{4} (1 - \cos \theta)^2 (2 + \cos \theta). \tag{25}$$

Подставляя (25) в (24), получим:

$$\frac{W_h}{W} = \frac{1}{2} - \frac{3}{4} \cos \theta + \frac{1}{4} \cos^3 \theta$$

Из приведенного уравнения видно, что при $0^\circ < \theta < 180^\circ$ работа гетерогенного процесса всегда меньше работы гомогенного процесса. При этом, когда пористая среда (в нашем случае составленная кварцевым песком) смачивается конденсатом ($0^\circ < \theta < 90^\circ$) происходит интенсивное зародышеобразование на поверхности пористых каналов, что и приводит к эффекту проскальзывания. В случае, когда пористая среда не смачивается конденсатом ($90^\circ < \theta < 180^\circ$) зародышеобразование на поверхности поровых каналов практически не происходит и пористая среда становится «газосмачиваемой» (gaswet), что приводит к тому, что весь конденсат выносится газом из пористой среды и эффект проскальзывания не наблюдается. Для подтверждения указанного предположения нами была проведена третья серия экспериментальных исследований.

Эксперимент проводился в следующей последовательности: после обвязки экспериментальной установки согласно схеме (рис. 1) по стандартной методике определяли объем пор и абсолютную проницаемость пористой среды сложенной кварцевым песком различных фракций; пористая среда насыщалась природным газом (табл. 1), который затем фильтровался под постоянным перепадом давления до установления постоянного расхода; пористая среда под вакуумом насыщалась н-гексаном после чего он под постоянным перепадом давления вытеснялся природным газом до установления постоянного расхода; эксперимент повторялся в пористой среде обработанной олеофобным составом. Эксперимент проводился при температуре 25°C , перепаде давления $0,1 \text{ МПа}$ ($P_i = 2,1 \text{ МПа}$, $P_o = 2 \text{ МПа}$). Абсолютная проницаемость пористой среды составила $0,2 \text{ мкм}^2$. До проведения эксперимента на приборе KRUSSDSA30 определялся контактный угол смачивания н-гексаном кварца до и после обработки олеофобным составом (замер производился после восьми часовой выдержки состава на высыхание). Углы смачивания составили, соответственно 26 и 108 градусов.

Результаты экспериментов приведены на рисунке 11. Как видно из рисунка в олеофильной пористой среде имеет место значительное (почти на 20 %) увеличение расхода по сравнению с расходом газа до закачки н-гексана. В олеофобной среде подобного увеличения не происходит и после вытеснения н-гексана расход газа становится равным расходу до закачки н-гексана. Таким образом, эксперимент подтверждает предложенный нами механизм влияния смачиваемости на стационарную фильтрацию газоконденсатных систем.

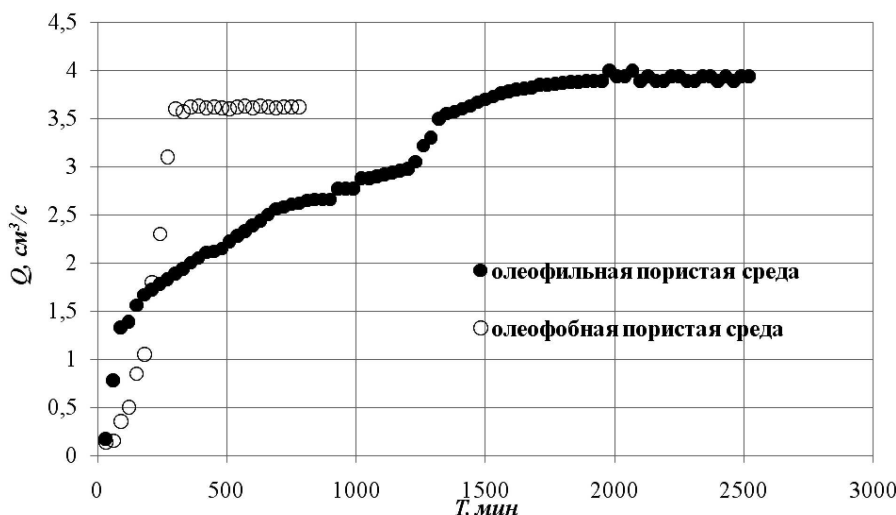


Рисунок 11 – Динамика расхода газа в олеофильной (стационарный расход газа до закачки н-гексана 3,27 см³/с) и олеофобной пористой среде (стационарный расход газа до закачки н-гексана 3,62 см³/с)

Механизм восстановления давления при нестационарной фильтрации газоконденсатной смеси

Определяющим фактором при восстановлении давления является сжимаемость, и в нашем случае сжимаемость газоконденсатной смеси увеличивается при снижении давления (рис. 4). Это может быть связано только с выделением конденсата и сопутствующей осушкой газа. В связи с этим, принимаем, что после выделения жидкости в пористой среде движется только газ. Уравнение нестационарной прямолинейно-одномерной фильтрации газа имеет вид:

$$\frac{\partial P^2}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\chi \frac{\partial P^2}{\partial x} \right), \tag{26}$$

где χ – пьезопроводность, t – время.

Принимаем следующие начальные и граничные условия:

$$P^2|_{t=0} = P_i^2 - \frac{2 \eta P_{at} Q_s x}{kF}; P^2|_{x=0} = P_i^2; - \frac{k}{2 P_{at} \eta} \frac{\partial P^2}{\partial x} \Big|_{x=l} = F = Q_s \left(1 - \frac{t}{T_s} \right), \tag{27}$$

где Q_s – расход стационарной фильтрации газа при $t = 0$, T_s – время прекращения притока в процессе восстановления давления.

Известно, что пьезопроводность обратно пропорциональна сжимаемости, и поэтому учесть влияние сжимаемости на процесс восстановления давления можно введением в уравнение (26) зависимости пьезопроводности от давления, которую в первом приближении, можно принять линейной

$$\chi = \chi_o + \frac{\chi_i - \chi_o}{P_i - P_o} \cdot (P - P_o), \tag{28}$$

где χ_i, χ_o – пьезопроводность при давлении на входе и выходе пористой среды. Усредняя $\frac{\partial P}{\partial t}$ по длине пористой среды, получим:

$$\varphi(t) = \frac{1}{l} \int_0^l \frac{\partial P^2}{\partial t} dx, \tag{29}$$

где $\varphi(t)$ – функция t .

Подставляя выражение (29) в уравнение (26) после интегрирования получим:

$$\chi \frac{\partial P^2}{\partial x} = \varphi(t) x + C_1. \tag{30}$$



Подставляя выражение (28) в уравнение (30) после интегрирования получим:

$$\chi_i P^2 + \frac{\chi_o - \chi_i}{P_i - P_o} \left(P_i P^2 - \frac{2}{3} P^3 \right) = \varphi(t) \frac{x^2}{2} + C_1 x + C_2, \tag{31}$$

где C_1 и C_2 постоянные интегрирования.

Из выражения (31) с учетом граничных условий (27) принимая в первом приближении $P^3 = P_i P^2$ получим:

$$P^2 = P_i^2 + \frac{\varphi(t)}{a} (x^2 - lx) - \frac{2 P_i P_{at} Q_s}{Fma} \left(1 - \frac{t}{T_s} \right) x, \tag{32}$$

где m – пористость, $a = -\frac{2 \chi_i - \chi_o}{3 P_i - P_o} P_i + \chi_o + \frac{\chi_i - \chi_o}{P_i - P_o} P_o$.

Теперь из выражения (29) с учетом выражения (32) получим:

$$\dot{\varphi}(t) + \frac{3a}{l^2} \varphi(t) = \frac{3 P_i P_{at} Q_s}{Fm T_s l}. \tag{33}$$

Интегрируя дифференциальное уравнение (33) с учетом начальных условий (27) получим:

$$P^2 = P_i^2 - \frac{2 \eta P_{at} Q_s}{kF} x e^{-\frac{3a}{l^2} t} + \frac{2 P_i P_{at} Q_s}{Fma} x e^{-\frac{3a}{l^2} t} + \frac{P_i P_{at} Q_s l}{Fma T_s} \frac{1}{a} \left(\frac{x^2}{2} - lx \right) \cdot \left(1 - e^{-\frac{3a}{l^2} t} \right) - \frac{2 P_i P_{at} Q_s}{Fma} \left(1 - \frac{t}{T_s} \right). \tag{34}$$

Давление на выходе из пористой среды определяется из выражения (34) при $x = l$ и будет иметь вид:

$$P_o^2 = P_i^2 - \frac{2 \eta P_{at} Q_s l}{kF} e^{-\frac{3a}{l^2} t} + \frac{2 P_i P_{at} Q_s l}{Fma} e^{-\frac{3a}{l^2} t} - \frac{P_i P_{at} Q_s l^3}{2 Fm T_s a^2} \left(1 - e^{-\frac{3a}{l^2} t} \right) - \frac{2 P_i P_{at} Q_s}{Fma} \left(1 - \frac{t}{T_s} \right) \cdot l. \tag{35}$$

На рисунке 12 представлены результаты эксперимента и численного расчета по формуле (35) при следующих значениях параметров $m = 0,2$, $k = 2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2$, $\eta = 1,2 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$, $l = 1,1 \text{ м}$, $F = 8,05 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $\chi_i = \frac{k P_i}{\eta m}$, $\chi_o = \frac{k P_o}{\eta m}$, $P_{at} = 10^5 \text{ Па}$, $P_i = 32,4; 27,6; 16,9 \text{ МПа}$, $P_o = 31,6; 26,8; 16,1 \text{ МПа}$, $Q_s = 26,5; 33,3; 25 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3/\text{с}$; T_s – принимались экспериментальные значения, показанные на рисунке 3.

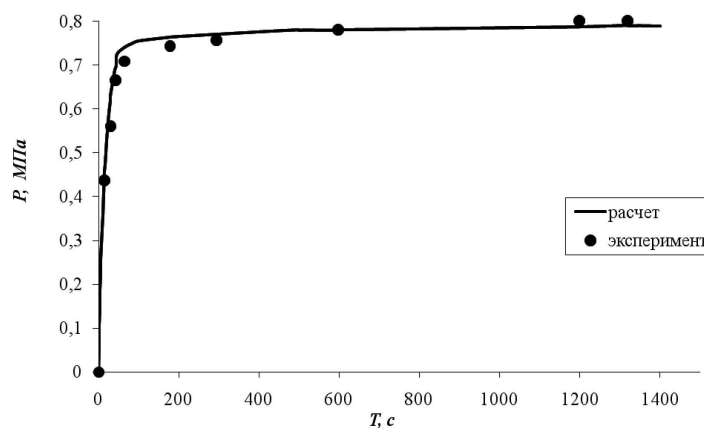
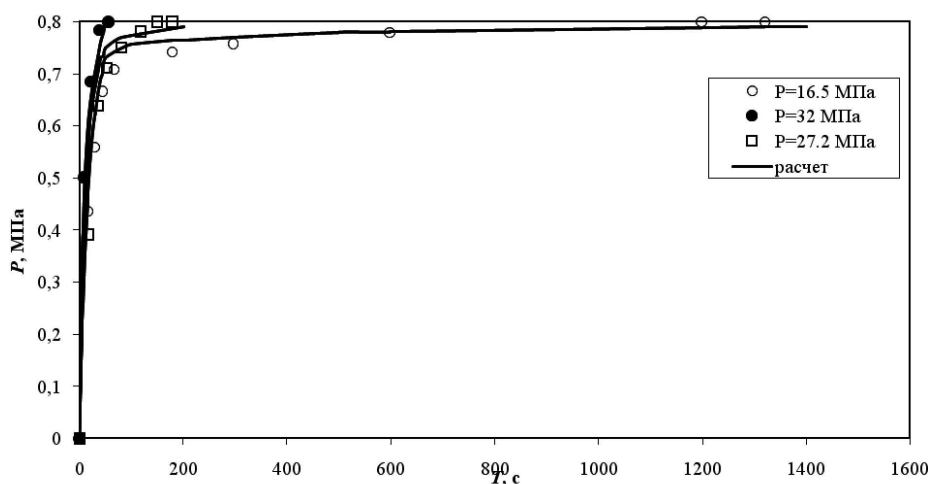


Рисунок 12 – Расчетные кривые восстановления давления
139



Продолжение рисунка 12 – Расчетные кривые восстановления давления

Как видно из рисунка 12 результаты расчетов достаточно хорошо описывают полученные экспериментальные результаты.

Выводы

1. В результате экспериментальных исследований стационарной фильтрации газоконденсатной смеси получено, что уже при давлении, значительно превышающем давление начала ретроградной конденсации $P = 1,74 P_c$, начинается увеличение расхода газа, а при давлении $P = 1,5 P_{сон}$ достигает своего пика и практически на 30 % превышает расход вблизи критического давления. При этом зависимость расхода газа от уровня давления носит немонотонный характер и повышенные значения расхода достигаются в интервале уровня давления $P = 1,4–1,74 P_c$.

2. Рассмотрено влияние смачиваемости пористой среды на процесс стационарной фильтрации газоконденсатной системы. Показано, что в олеофобной пористой среде увеличение расхода газа не наблюдается.

3. Экспериментально изучена нестационарная фильтрация газоконденсатной системы. Показано, что со снижением уровня давления в процессе нестационарной фильтрации происходит существенное уменьшение преезопроводности и увеличение сжимаемости системы.

4. Предложен механизм наблюдаемых эффектов, согласно которому образование стабильных докритических зародышей конденсата приводит к эффекту проскальзывания и изменению сжимаемости системы. Рассмотрен механизм стабилизации докритических зародышей совместным действием поверхностных и электрических сил.

5. Полученные математические модели стационарной и нестационарной фильтрации газоконденсатной смеси хорошо описывают экспериментальные результаты.

Литература:

1. Грин Х., Лейн В. Аэрозоли-пыли, дымы и туманы. – Л.: Химия, 1972.
2. Амикс Дж., Басс Д., Уайтинг Р. Физика нефтяного пласта. – М.: Гостоптехиздат, 1962.
3. Carlon H., Harden C. Mass spectrometry of ion-induced water clusters: an explanation of the infrared continuum absorption // *Applied Optics*. – 1980. – Vol. 19 (11). – P. 1776–1786.
4. Enghoff M.B., Svensmark H. The role of atmospheric ions in aerosol nucleation – a review // *Atmospheric Chemistry and Physics*. – 2008. – Vol. 8. – Issue 16. – P. 4911–4923.
5. Болотов А.А., Мирзаджанзаде А.Х., Нестеров И.Н. Реологические свойства растворов газов в жидкости // *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*. – 1988. – Т. 23. – № 5. – С. 172–175.
6. Suleimanov B.A., Azizov F., Abbasov E.M. Specific features of the gas-liquid mixture filtration // *Acta Mechanica*. – 1998. – Vol. 130. – № 1. – P. 121–133.
7. Сисенбаева М.Р. Изменение вязкости пластовой нефти в зоне фазового превращения и определение влияния ПАВ «Карпатол-УМ2К-Нурол» на давление насыщения нефти газом // *SOCAR Proceedings*. – 2015. – № 3. – С. 21–26.
8. Hosein R., Mayrhuo R., McCain Jr.W.D. Determination and validation of saturation pressure of hydrocarbon systems using extended Y-function // *Journal of Petroleum Science and Engineering*. – 2014. – Vol. 124. – P. 105–113.
9. Muskat M. The flow of homogeneous fluids through porous media. – Michigan: I.W. Edwards, Inc. Ann Arbor, 1946.
10. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. – Ленинград: Наука, 1975.
11. Tompkins A. Atmospheric physics. – Trieste, Italy: ICTP, 2016.
12. Асхабов А.М., Рязанов М.А. Кластеры «скрытой» фазы – кватароны и зародышеобразование // *ДАН*. – 1998. – Т. 362 (4–6). – С. 335–337.



13. Акуличев В.А. Гидратация ионов и кавитационная прочность воды // *Акустический журнал*. – 1966. – Т. 12. – № 2. – С. 160–165.
14. Alty T. The origin of the electrical charge on small particles in water // *Proceedings of the Royal Society A*. – 1926. – Vol. 112. – P. 235–251.
15. Kuenen J.P. On retrograde condensation and the critical phenomena on mixtures of two substances // *Communications from the Laboratory of Physics at the University of Leiden by Prof. Dr. Heike Kamerlingh Onnes*. – March 1885 – June 1894. – № 1–12. – P. 7–14.
16. Tolman R.C. The superficial density of matter at a liquid vapor boundary // *Journal of Chemical Physics*. – 1949. – Vol. 17. – P. 118–127.
17. Фольмер М. Кинетика образования новой фазы. – М. : Мир, 1986.
18. Клинкаберг Л. Дж. Проницаемость пористых сред для жидкостей и газов // *SOCAR Proceedings*. – 2012. – № 2. – С. 59–71. (перевод статьи Klinkenberg L.J. The permeability of porous media to liquids and gases. – American Petroleum Institute, 1941).
19. Lauga E., Brenner M.P., Stone H.A. Microfluidics: the no-slip boundary condition. Ch. 15 in *Handbook of experimental fluid dynamics*. Eds. J. Foss, C. Tropea and A. Yarin. – New-York : Springer, 2005.
20. Tyrrell J.W.G. and Attard P. Images of nanobubbles on hydrophobic surfaces and their interactions // *Physical Review Letters*. – 2001. – Vol. 87. – Article 176104.
21. Simonsen A.C., Hansen P.L., Klosgen B. Nanobubbles give evidence of incomplete wetting at a hydrophobic interface // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 2004. – Vol. 273. – P. 291–299.
22. Zhu Y., Granick S. Limits of the hydrodynamic no-slip boundary condition // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 88. – Article 106102.
23. Tretheway D., Meinhart C. A generating mechanism for apparent fluid slip in hydrophobic microchannels // *Physics of Fluids*. – 2004. – Vol. 16. – P. 1509–1515.
24. Киселева О.А., Соболев В.Д., Старов В.М., Чураев Н.В. Изменение вязкости воды вблизи поверхности кварца // *Коллоидный журнал*. – 1979. – Т. 41. – № 2. – С. 245–250.
25. Lykelma J., Overbeek J.Th.G. On the interpretation of electrokinetic potentials // *Journal of Colloid Science*. – 1961. – Vol. 17. – P. 501–512.
26. Хирс Д., Паунд Г. Испарение и конденсация. – М. : Metallurgiya, 1966.

References:

1. Greene X., Lane V. *Aerosols-dust, smokes and fogs*. – L. : Chemistry, 1972.
2. Amiks Dzh., Bass D., Uayting R. *Fizika of oil layer*. – М. : Gostoptekhizdat, 1962.
3. Carlon H., Harden C. Mass spectrometry of ion-induced water clusters: an explanation of the infrared continuum absorption // *Applied Optics*. – 1980. – Vol. 19 (11). – P. 1776–1786.
4. Enghoff J.B., Svensmark H. The role of atmospheric ions in aerosol nucleation – a review // *Atmospheric Chemistry and Physics*. – 2008. – Vol. 8. – Issue 16. – P. 4911–4923.
5. Bolotov A.A., Mirzadzhanzade A.H., Nesterov I.N. Rheological properties of solutions of gases in liquid // *News of Academy of Sciences of the USSR. Mechanics of liquid and gas*. – 1988. – V. 23. – № 5. – P. 172–175.
6. Suleimanov B.A., Azizov F., Abbasov E.M. Specific features of the gas-liquid mixture filtration // *Acta Mechanica*. – 1998. – Vol. 130. – № 1. – P. 121–133.
7. Sisenbayeva M.R. Change of viscosity of reservoir oil in a zone of phase transformation and influence definition KarpatoL-UM2K-NuroL surfactant on oil saturation pressure gas // *SOCAR Proceedings*. – 2015. – No. 3. – P. 21–26.
8. Hosein R., Mayrhuo R., McCain Jr.W.D. Determination and validation of saturation pressure of hydrocarbon systems using extended Y-function // *Journal of Petroleum Science and Engineering*. – 2014. – Vol. 124. – P. 105–113.
9. Muskat M. *The flow of homogeneous fluids through porous media*. – Michigan : I.W. Edwards, Inc. Ann Arbor, 1946.
10. Frenkel Ya.I. *Kinetic theory of liquids*. – Leningrad : Science, 1975.
11. Tompkins A. *Atmospheric physics*. – Trieste, Italy : ICTP, 2016.
12. Askhabov A.M., Ryazanov M.A. Clusters of the «hidden» phase are kvatarona and a zarodysheobrazovaniye // *is GIVEN*. – 1998. – V. 362 (4–6). – P. 335–337.
13. Akulich V.A. Hydration of ions and cavitation durability of water // *Acoustic magazine*. – 1966. – V. 12. – № 2. – P. 160–165.
14. Alty T. The origin of the electrical charge on small particles in water // *Proceedings of the Royal Society A*. – 1926. – Vol. 112. – P. 235–251.
15. Kuenen J.P. On retrograde condensation and the critical phenomena on mixtures of two substances // *Communications from the Laboratory of Physics at the University of Leiden by Prof. Dr. Heike Kamerlingh Onnes*. – March 1885 – June 1894. – № 1–12. – P. 7–14.
16. Tolman R.C. The superficial density of matter at a liquid vapor boundary // *Journal of Chemical Physics*. – 1949. – Vol. 17. – P. 118–127.
17. Folmer M. *Kinetics of formation of a new phase*. – М. : World, 1986.
18. Klinkenberg L.J. Permeability of porous environments for liquids and gases // *SOCAR Proceedings*. – 2012. – № 2. – P. 59–71. (translation of article Klinkenberg L.J. The permeability of porous media to liquids and gases. – American Petroleum Institute, 1941).
19. Lauga E., Brenner M.P., Stone H.A. Microfluidics: the no-slip boundary condition. Ch. 15 in *Handbook of experimental fluid dynamics*. Eds. J. Foss, C. Tropea and A. Yarin. – New-York : Springer, 2005.
20. Tyrrell J.W.G. and Attard P. Images of nanobubbles on hydrophobic surfaces and their interactions // *Physical Review Letters*. – 2001. – Vol. 87. – Article 176104.
21. Simonsen A.C., Hansen P.L., Klosgen B. Nanobubbles give evidence of incomplete wetting at a hydrophobic interface // *Journal of Colloid and Interface Science*. – 2004. – Vol. 273. – P. 291–299.



22. Zhu Y., Granick S. Limits of the hydrodynamic no-slip boundary condition // *Physical Review Letters*. – 2002. – Vol. 88. – Article 106102.
23. Trethewey D., Meinhart C. A generating mechanism for apparent fluid slip in hydrophobic microchannels // *Physics of Fluids*. – 2004. – Vol. 16. – P. 1509–1515.
24. Kiselyova O.A., Sobolev V. D., Starov V.M., Churayev N.V. Change of viscosity of water near the surface of quartz // *the Colloidal magazine*. – 1979. – V. 41. – № 2. – P. 245–250.
25. Lykelma J., Overbeek J.Th.G. On the interpretation of electrokinetic potentials // *Journal of Colloid Science*. – 1961. – Vol. 17. – P. 501–512.
26. Khris D., Paund G. *Evaporation and condensation*. – M. : Metallurgy, 1966.