Министерство образования и науки Российской Федерации
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(государственный университет)
ФАКУЛЬТЕТ АЭРОФИЗИКИ И КОСМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
КАФЕДРА ПРИКЛАДНОЙ МЕХАНИКИ

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОКОМПОНЕНТНОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ В ПРИЗАБОЙНОЙ ЗОНЕ

Магистерская диссертация

студентки 434 группы
Жабкиной Александры Михайловны

Научный руководитель
Мясников А.В., д.ф.-м.н.

г. Долгопрудный
2010

Содержание

Введение **1**

Постановка задачи 7

Методика решения **9**

Основной раздел **13**

Результаты тестирования 13

Имплементация внешней аппроксимации фазового равновесия 16

Решение задачи о газоконденсате 19

Результаты и выводы **26**

Список литературы **26**

Введение

В современном мире нефть и нефтепродукты являются неотъемлемой частью жизни каждого человека. В связи с быстрым развитием химической и нефтехимической промышленности, потребность в сырье увеличивается с каждым годом. Поэтому повышение эффективности и улучшение методов добычи углеводородов – важные и актуальные задачи, стоящие сейчас перед учеными. В современной нефтедобывающей промышленности моделирование различных процессов, происходящих в нефтеносном пласте, является неотъемлемой частью всего процесса разработки месторождения. Физическое и математическое моделирование дает возможность до начала разработки решать такие задачи, как выбор оптимального режима работы оборудования и схему расположения скважин; оценка запасов, материальных затрат; рентабельность тех или иных шагов в процессе разработки.

Данная работа посвящена математическому моделированию двухфазной многокомпонентной фильтрации в призабойной зоне с учетом различных неизотермических эффектов. Несмотря на то, что можно использовать для этих целей разное коммерческое программное обеспечение, имело смысл разработать собственный функциональный исследовательский код. Такой код на стадии разработки уже имелся в наличии в Московском Исследовательском Центре компании «Шлюмберже». В этой работе описано математическое и численное моделирование неизотермических эффектов в двухфазном течении для симулятора, основанного на методе линии тока. При моделировании неизотермического многокомпонентного течения использовались прямые E300 flash коды, вставленные в программу, как внешние процедуры. Поскольку E300 не поддерживает непосредственно многокомпонентной термальной опции, и поскольку не была разработана аппроксимация констант равновесия, зависящих от температуры, основная цель работы заключалась в получении качественно достоверных результатов, чтобы убедиться, что исследовательский код готов для дальнейшей отладки.

В представленной работе за основу был взят алгоритм, реализованный в [1]. В [1] для учета неизотермичности в систему уравнений добавлено энергетическое уравнение. Для вычисления фазовых свойств компонентов смеси применялось обращение к внешним подпрограммам E300 flash». В представленной работе алгоритм, содержащий энергетическое уравнение, дает количественно корректные результаты, что было достигнуто путем сравнения с расчетами, проведенными на Eclipse 300. При этом в исследовательском коде блок, соответствующий flash/аппроксимация временно заменялся блоком «как в E300», то есть фазовые свойства вычислялись посредством

имплементирования аналога реализации термальной опции Eclipse 300. (подробнее см. соответствующий раздел)

Необходимость разработки специального исследовательского кода появилась в силу нескольких причин. Во-первых, течение флюида в призабойной зоне сильно отличается от течения в масштабах резервуара – призабойная зона обладает радиальной геометрией; сокрости течения флюида таковы, что могут приводить к отклонениям от стандартных закономерностей. На масштабах резервуара такие программные продукты, как программный комплекс моделирования Eclipse, являющийся разработкой Технологической компании «Шлюмберже», в общем, достаточно хороши и удобны для использования. Но даже в области применимости Eclipse-300 не позволяет производить неизотермические композиционные расчеты, в общем, и без ограничений. Дело в том, что реализация термальной опции в Eclipse-300 основана на предположении о том, что константы равновесия не зависят от состава смесей. Это допущение является довольно жестким ограничением для неизотермических расчетов. Также в рамках данной работы разрабатывается метод аппроксимации фазового равновесия на препроцессинговой стадии, что делает возможным работу непосредственно с полевыми данными.

Таким образом, основной целью работы является разработка термальной композиционной опции, имеющей возможность работать и с прямыми вычислениями, использующими FLASH библиотеки Eclipse, и с препроцессинговыми фазовыми аппроксимациями; внедрение этой опции в имеющийся в «Шлюмберже» исследовательский код и её валидация при помощи Eclipse-300 в пределах области его применимости.

Кроме того, уже имея готовый отвалидированный код, имеется задача исследовать, как эффект Джоуля-Томсона и адиабатический нагрев могут влиять на установившиеся и неустановившиеся газоконденсатные течения в призабойной зоне. Эффект Джоуля-Томпсона подразумевает изменение температуры вследствие изменения давления при дросселировании неидеального газа. Изменения давления и температуры могут приводить к изменению насыщенности в газ-газоконденсатных смесях, что в свою очередь может оказывать влияние на эффективность извлечения конденсата.

В настоящей работе реализуется расширение метода, описанного в [2] аппроксимации фазового равновесия на неизотермический случай. Программный пакет PVTi дает возможность получать характеристики исследуемой смеси. Эти характеристики используются для вычисления фазовых свойств компонентов исследуемой смеси. Использование аппроксимации фазового равновесия на препроцессинговой стадии

позволяет существенно снизить расчетное время, избегая обращения к внешней библиотеке FLASH в процессе вычислений.

Альтернативное описание фазового равновесия базируется на том, что равновесие в многокомпонентных системах может быть описано не в традиционных терминах концентраций компонентов, а в терминах альтернативных переменных.

Аппроксимационный метод, разработанный в Московском Исследовательском Центре компании «Шлюмберже» [2], основан на следующем физическом факте: в состоянии термодинамического равновесия имеется взаимно однозначное соответствие между наборами точек кипения и точек конденсации. Это значит, что на фазовой диаграмме, имеющей вид, изображенный на рисунке 5, можно задать набор отрезков, соединяющих соответствующие точки кипения и конденсации, и эти отрезки не будут пересекаться в пределах двухфазной области на фазовой диаграмме.

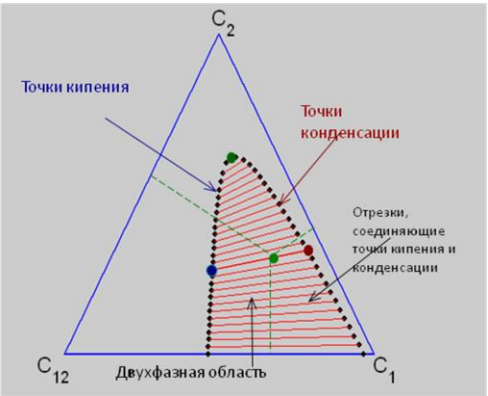


Рисунок 0. Пример фазовой диаграммы для смеси C1C2C12 при давлении P=180 бар, температуре T=200ºC.

Таким образом, имеется взаимно однозначное соответствие между тремя наборами: точек кипения, точек конденсации и соединяющих их кривых. При фиксированном давлении и температуре каждая точка в пределах двухфазной области на фазовой диаграмме соответствует определенному составу смеси. Но в силу изложенного выше можно произвести замену переменных – вектор концентраций $C_1, C_2, ..., C_{N_C-1}$ заменить вектором «альтернативных» переменных $C_1, \gamma_1, \gamma_2, ..., \gamma_{N_C-2} \equiv C_1, \boldsymbol{\gamma}$. В этом наборе переменных C_1 – концентрация одного из компонентов смеси (для определенности, самого легкого), а $\boldsymbol{\gamma} = \left\{C_2^m, ..., C_{N_C-1}^m\right\}$- вектор, характеризующий tie-line (отрезок, соединяющий точку кипения с соответствующей точкой парообразования).

$$C_k^m = \frac{C_k^l + C_k^g}{2}$$

Такая замена переменных дает возможность точно аппроксимировать фазовое равновесие и фазовые свойства. Для реализации аппроксимации для каждого компонента вводятся так называемые Q-величины (15).

$$Q_k(\gamma) = \frac{C_k^l - C_k^g}{C_k^l + C_k^g} = \frac{1 - K_k}{1 + K_k}$$

Эти величины аппроксимируются полиномами (16), описанными вработе [2].

$$Q_1^2 = P_1(\vec{\gamma})$$
$$Q_k = Q_1 P_k(\vec{\gamma})$$

Аппроксимация полиномами строится для фиксированных значений давления и температуры.

Постановка задачи

Приведем общую постановку задачи для неизотермической многокомпонентной фильтрации. Система уравнений состоит из уравнений сохранения массы компонента k (уравнение (1)) и энергетического уравнения (2).

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\phi\, b\, C^k\right)+\nabla\cdot\left(\sum_{\alpha=1}^{N_P} C_\alpha^k b_\alpha \boldsymbol{w}_\alpha\right)=0 \qquad \alpha=O,G \quad k=1,\ldots,N_C \tag{1}$$

$$\frac{\partial E}{\partial t}+\nabla\cdot\sum_{\alpha} b_\alpha H_\alpha \boldsymbol{w}_\alpha=0 \tag{2}$$

Далее поясним обозначения, используемые в этих уравнениях.

$N_p=2$ - 2 фазы, α = 1 соответствует нефтяной фазе, α = 2 – газовой

N_c - количество компонент

b_α - молярная плотность компонента k

Также введена молярная плотность

$$b=\sum_{\alpha=1}^{N_p} b_\alpha s_\alpha \quad .$$

В энергетическом уравнении (2) энергия определяется выражением (3)

$$E=\phi\sum_{\alpha}\left(b_\alpha H_\alpha-p_\alpha\right)s_\alpha+(1-\phi)\rho_s U_s\,, \qquad \text{где} \quad \rho_s U_s=H_{cr}(T-T_{st}) \tag{3}$$

H_{cr} – объемная теплоёмкость породы (ключевое слово HEATCR для Eclipse)

Определение фазовых энтальпий реализовано в виде, сопоставимом с их ввеением в термальной опции Eclipse 300, используя соответствующие выражения и коэффициенты.

H_g и H_L - энтальпии газовой и жидкой фаз, вычисляемые как средневзвешенные энтальпии отдельных компонент в соответствующих фазах. (Уравнения (4), (5)).

$$H_L(P,T)=\sum_k x_l^k MW_l^k H_l^k=\sum_k x_l^k MW_l^k c_l^k(T-T_{st})) \tag{4}$$

Энтальпия газовой фазы вычисляется с помощью выражения (5):

$$H_g(P,T)=\sum_k x_g^k H_0^k=\sum_k x_g^k(H_0^k+\mu_g^k c_g^k(T-T_{st})+H_{JT}^k(P)) \tag{5}$$

Здесь c_l^k и c_g^k - удельные теплоёмкости компонентов нефти и газа соответственно, задаваемые для Eclipse ключевыми словами SPECHA и SPECHG, H_0^k - теплота парообразования компонента при стандартной температуре, задается ключевым словом HEATVAPS.

Эффект Джоуля-Томсона можно учитывать, введя дополнительные слагаемые $H_{JT}^{k}(P))$ в выражение для вычисления газовой энтальпии.

$$H_{JT}^{c} = -Z_1^c \cdot (P - P_{st}) \qquad (6)$$

Z_1^c - коэффициент, связанный с обычным коэффициентом Джоуля-Томсона μ^c следующим образом: $\mu^c = \dfrac{Z_1^c}{MW_{gas} \cdot C_{gas}}$,

где C_{gas} - средняя удельная теплоемкость газа, $C_{gas} = \sum_c c_g^k \cdot x_{gas}^c$. Коэффициент задается ключевым словом ZFACT1.

Методика решения

Просуммировав по всем компонентам уравнения (1), получим уравнение (7)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi b)+\nabla\cdot\left(\sum_{\alpha=1}^{N_P} b_\alpha \boldsymbol{w}_\alpha\right)=0 \qquad (7)$$

Подставляя в полученноевыражение уравнение Дарси (8) для фильтрации флюида в пористой среде, получим уравнение Пуассона (9), которое будем использовать далее в виде (10)

$$w_\alpha=-K(x,y)\frac{k^\alpha(S)}{\mu^\alpha(C)}\nabla P \qquad (8)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\phi b)-\nabla\cdot K\left(\sum_{\alpha=1}^{N_P} b_\alpha \frac{k^\alpha}{\mu^\alpha}\nabla P\right)=0 \qquad (9)$$

$$div\left(K\nabla P\right)=\Delta b,\qquad K=K\left[\frac{k^l b^l}{\mu^l}+\frac{k^g b^g}{\mu^g}\right],\qquad \Delta b\equiv\frac{\partial\phi b}{\partial t} \qquad (10)$$

Уравнения переноса (1) перепишем в виде (11) (11)

$$mb\frac{\partial C_k}{\partial t}-div\left(K\nabla P\right)=-C_k\Delta b,\qquad K=K\left[\frac{k^l b^l}{\mu^l}C_k^l+\frac{k^g b^g}{\mu^g}C_k^g\right]$$

Алгоритм с термальной опцией, встроенный в композиционный исследовательский код, состоит из следующих этапов:

Во-первых, производная обобщенной молярной плотности по времени Δb считается неизвестной конечной разностью, значение которой уточняется на каждом временном шаге. На первой итерации *n+1*-ного шага значение берется с предыдущего *n*-ного шага.

Пусть Δb известна на *n*-ном шаге по времени. Также известны первичные переменные P,T и C; составы фаз C_α^k, фазовые плотности b_α и вязкости μ_α.

Далее, распределение давления получаем из неявного решения уравнения Пуассона; концентрации и температуры обновляются через новые поля скоростей по явной противопоточной схеме. следовательно, получаем новое распределение скоростей. Значения нелинейных коэффициентов во всех уравнениях считаются как средние арифметические между значениями в первой и текущей итерациях.

После того, как получены новые давления, температуры и концентрации, фазовое равновесие находится либо с помощью вызова внешней подпрограммы FLASH, являющейся частью ECLIPSE, либо извлекая данные, подготовленные на препроцессинговой стадии.

Было замечено, что для достижения лучшей сходимости итерационного процесса, необходимо вывести за его пределы те члены энергетического уравнения, которые зависят от давления и отвечают за эффект Джоуля-Томсона и адиабатический нагрев. Их влияние учитывается уже после того, как итерационный процесс сошелся.

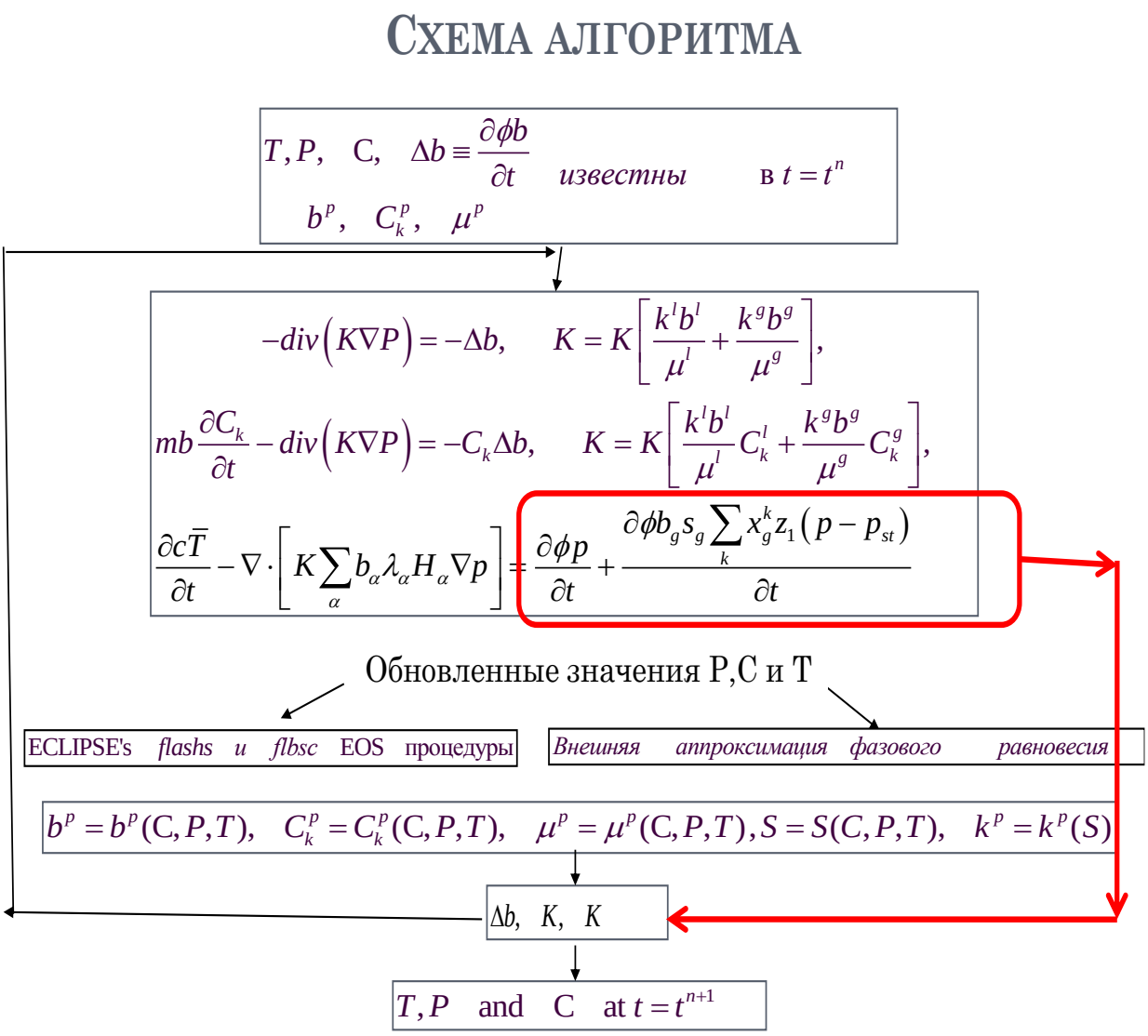


Рисунок 1. Схематическое изображение основных этапом алгоритма.

Энергетическое уравнение

Перепишем выражение (3), определяющее энергию системы в виде

$$E = (T - T_{st}) \cdot \left[\phi \cdot b_l \cdot s_l \cdot \sum_k x_l^k \mu^k c_l^k + \phi \cdot b_g \cdot s_g \cdot \sum_k x_g^k \mu^k c_g^k + (1-\phi) \cdot H_{cr}\right]$$
$$-\phi p + \phi \cdot b_g \cdot s_g \cdot (\sum_k x_g^k \mu^k H_0^k - (p - p_{st}) \sum_c x_g^c \cdot z1^c),$$

Тогда уравнение сохранения энергии записывается следующим образом:

$$\frac{\partial E}{\partial T}=\frac{\partial cT}{\partial t}-\frac{\partial \phi p}{\partial t}-\frac{\partial \phi b_g s_g \cdot (\sum_c x_g^c \cdot z1^c)\cdot (p-p_{st})}{\partial t},$$

где введена величина $c=\phi(b_l\, s_l \sum_k x_l^k \mu^k c_l^k + b_g s_g \sum_k x_g^k \mu^k c_g^k)+(1-\phi)H_{cr}$

Следует извлечь из этого уравнения значение температуры на временном шаге *n+1*, зная его на шаге *n*.

$$c_{old}=\phi(b_l^n s_l^n \sum_k x_l^k \mu^k c_l^k + b_g^n s_g^n \sum_k x_g^k \mu^k c_g^k)+(1-\phi)H_{cr}$$

Введем также величину *cT*:

$$cT_{new}=(T^n-T_{st})\cdot c_{old}-\Delta E$$

$\Delta E=\frac{q_i-q_{i-1}}{dx}$ - изменение энергии за счет потоков через грани ячейки.

$$q_i=\sum_\alpha u_\alpha b_\alpha H_\alpha$$

$$u_\alpha=-K\frac{k_\alpha}{\mu_\alpha}\frac{dp}{dx}$$

$$c_{new}=b_l^{n+1}s_l^{n+1}(\sum_k x_l^k \mu^k c_l^k)^{n+1}+b_g^{n+1}s_g^{n+1}(\sum_k x_g^k \mu^k c_g^k)^{n+1}+(1-\phi)H_{cr}$$

$$T=T_{st}+\frac{cT_{new}-\phi b_g^{n+1}s_g^{n+1}\cdot \sum_k x_g^k \mu^k H_0^k}{c_{new}}$$

В том месте программы, где производится расчет обновления температуры на n+1 шаге за счет изменения давления (вне итерационного процесса), видоизменяется выражение для вычисления температуры:

$$T^{n+1,new}=T^{n+1,old}+\frac{(p^{n+1}-p^n)\phi}{c_{new}}$$
$$+\frac{\phi\cdot\left[b_g{}^{n+1}s_g{}^{n+1}\cdot(\sum_c x_g^c\cdot z1^c)^{n+1}(p^{n+1}-p_{st})-b_g{}^n s_g{}^n\cdot(\sum_c x_g^c\cdot z1^c)^n(p^n-p_{st})\right]}{c_{new}}$$

Реализация термальной опции в Eclipse300

Для валидации имплементированной в исследовательский код термальной опции применялся неизотермический композиционный симулятор Eclipse 300, в котором термальная опция не имеет общего солвера для нахождения фазового равновесия.

Доступна реализация, предполагающая допущение зависимости констант равновесия только от давления и температуры. Когда константы равновесия K^k вычислены,

вычисляются фазовые свойства флюида – фазовые составы $C_\alpha{}^k$, фазовые плотности b_α и вязкости μ_α. Для этого применяются эмпирические соотношения (12)-(14).

$$x_l{}^k = \frac{C^k}{1+(K^k-1)\cdot S_g}, \qquad x_g{}^k = K^k \cdot x_l^k \tag{12}$$

$$b_l = \frac{1}{\sum_{c=1}^{Nc} x_l^k \frac{MW^k(1+C_{T1}\cdot(T-T_{ref}))\cdot(1-C_p\cdot(p-p_{ref}))}{\rho_{ref}^k}}, \qquad b_g = \frac{1}{V_{gas}} = \frac{1}{\sum_{k=1}^{Nc} x_g^k \cdot z^k \cdot R \cdot \frac{T}{P}} \tag{13}$$

Коэффициенты	E300 ключевые слова	Физический смысл
ρ_{ref}^k	DREF	Опорная плотность нефтяного компонента
T_{ref}	TREF	Опорная температура нефтяного компонента
C_{T1}	THERMEX1 (thermal expansion coefficient)	Коэффициент теплового расширения
C_p	CREF (isothermal compressibility)	Жидкая сжимаемость нефтяного компонента

Таблица 1. Коэффициенты в выражениях для вычисления молярных плотностей.

$$\log(\mu_l) = \sum_{k=1}^{Nc} f_k(x_l{}^k)\cdot\log(\mu_l^k(T)), \qquad \mu_g = \sum_{k=1}^{Nc} x_g{}^k \cdot \mu_g^k(T) \tag{14}$$

$$f_k(x_l{}^k) = x^k, \qquad \mu_l^k(T) = D\cdot T^B, \qquad \mu_g^k(T) = A\cdot T^B$$

При введении ненулевых значений ZFACT1 в E300 также меняется выражение для вычисления молярного объема и, соответственно, молярной плотности газа:

$$V_{gas} = Z_0^c \cdot \frac{RT}{P} - Z_1^c, \quad b_{gas} = \frac{1}{V_{gas}}$$

Эти выражения были имплементированы в исследовательский код для того, чтобы тестировать алгоритм, имеющий новую структуру, учитывающую неизотермичность.

Основной раздел

Результаты валидации

Совпадение результатов

Давление и температура поддерживались постоянными на левой и правой границе. В таблице 2 приведены значения параметров, входящих в расчеты.

Смесь		**C1, C4 ,C6**
Длина резервуара **Число ячеек**		**2000 м** **100, 200, 400, 2000**
Проницаемость **Ппористость**		**100 МД** **0.13**
Граничные условия	**Давление** **Температура** **Концентрации компонент**	**80 бар и 40 бар** **200ºC и 72ºC** **(0.01,0.19,0.8)**
Начальные условия	**Давление** **Температура** **Концентрации компонент**	**40 бар** **72ºC** **(0.89 0.1, 0.1)**
SPECHA (кДж/кг/К) **SPECHG (кДж/кг/К)** **HEATVAPS (кДж/кг)**		**2.21, 1.75, 1.64** **2.71 3.0 2.6** **830 400 70**
HEATCR(кДж/м^3/К)		**74**
Время		**500 дней**

Таблица 2. Значения параметров, используемых в расчетах на этапе валидации.

Сначала валидация посредством сравнения результатов расчетов на Eclipse и исследовательским кодом проводилась для упрощенного набора параметров: не учитывался эффект Джоуля-Томсона, а также теплоты парообразования при стандатной температуре считались нулевыми. Приведенные ниже графики распределения концентраций компонент смеси, давления и температуры в разные моменты времени на рисунке (3) иллюстрируют достаточно хорошее совпадение расчетов, проведенных с

помощью Eclipse 300 и исследовательского кода, проведенных для неизотермической задачи. Расчеты проводились при различных разбиениях расчетной сетки (см.Таб.2), было обнаружено, что в обоих случаях результаты сходятся к одному и тому же. На приведенных ниже графиках расчетная сетка состояла из 400 ячеек.

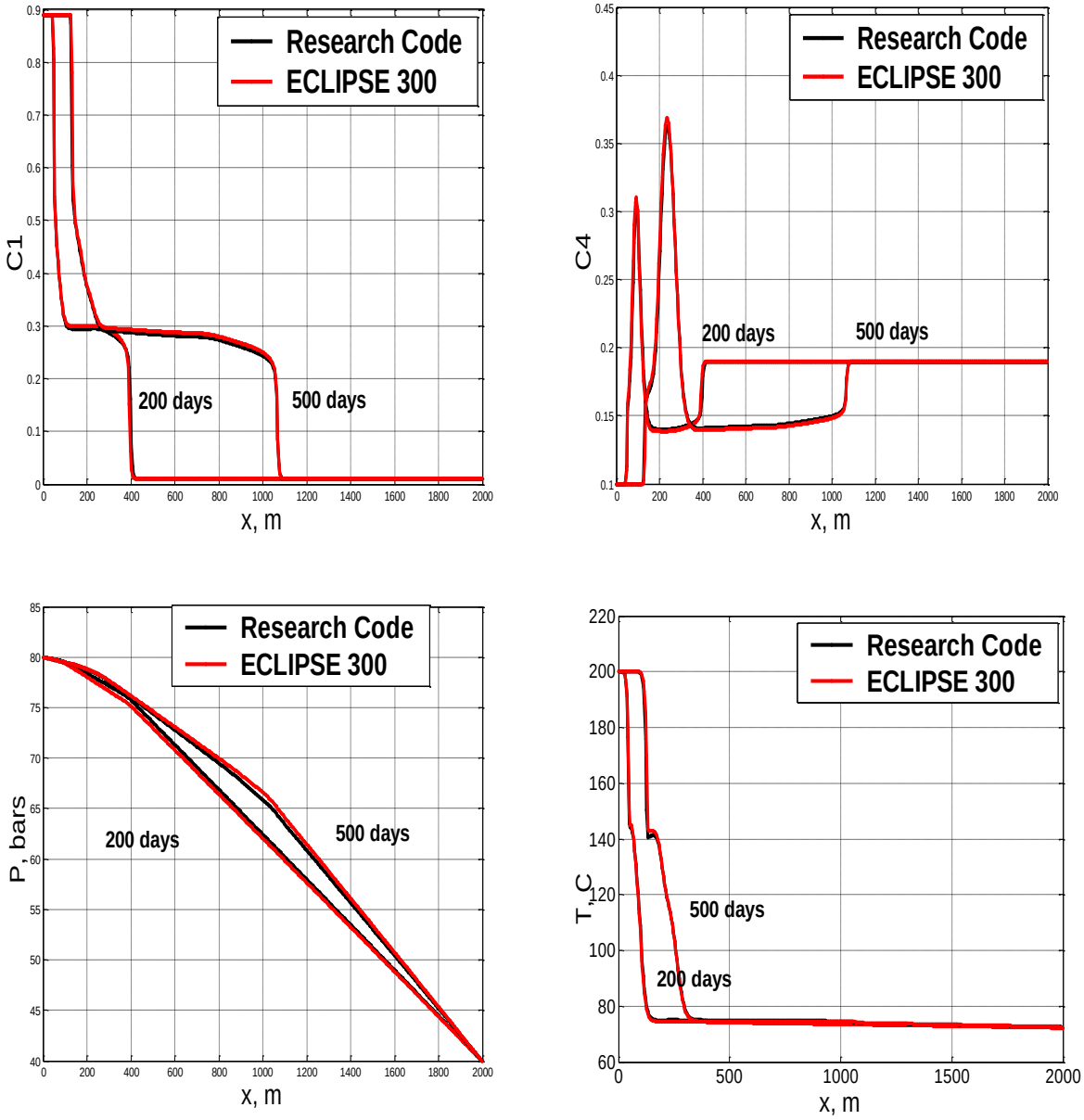


Рисунок 2. Совпадение результатов расчетов, проведенных на Eclipse 300 и с помощью исследовательского кода.

Неточности в работе Eclipse 300

Для более сложной модели вычисления энтальпи газа были обнаружены некоторые несоответствия между нашими результатами моделирования и результатами, полученными при использовании Eclipse 300.

Первое несоответствие заключается в следующем: было обнаружено, что если в модель для каждого компонента вводится ненулевая теплота парообразования при стандартной температуре H_0^k (HEATVAPS(k)), то распределение температуры в расчетах на Eclipse 300 совершенно не зависит от значения этого параметра для первого компонента (метана). Соответствующая задача, рассчитанная с помощью исследовательского кода, дает картину распределения температур, показанную на рисунке (3)синей линией. Если же величину H_0^k считать нулевой, и провести расчеты с использованием исследовательского кода, то совпадение с Eclipse 300 достигается. Следует полагать, что решение, полученное из Eclipse, неверно, потому что в области, где наблюдается расхождение решений, метан представлен в газовой фазе, поэтому значение энтальпии должно реагировать на изменение соответствующего параметра.

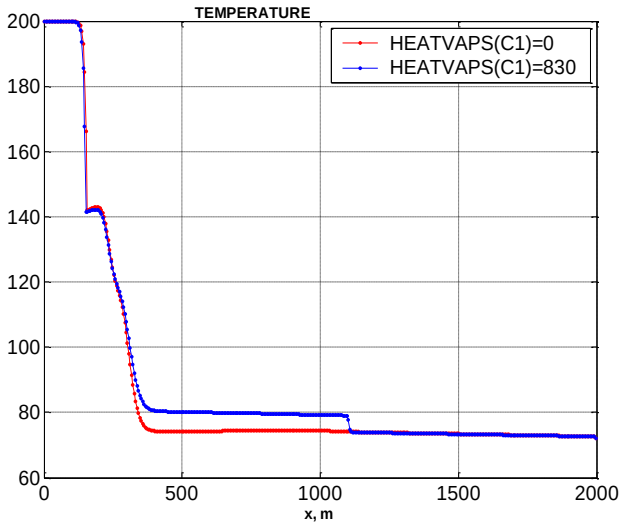


Рисунок 3. Чувствительность исследовательского кода к изменению параметра H_0^k

Еще одно несоответствие между результатами работы исследовательского кода и Eclipse 300 возникло при введении учета эффекта Джоуля-Томсона. Картины распределения в случаях, когда коэффициенты Джоуля-Томсона различаются только для одного компонента, должны схожим образом отличаться от распределения без Джоуля-Томсона. Это наблюдается в расчетах, проводимых с помощью исследовательского кода (см. рис.4 справа), в то время как расчеты на E300 не всегда приводят к таким результатам.

Можно увидеть на рисунке (4) немонотонную зависимость решений, полученных в Eclipse, от значения параметра z1, не имеющую физического объяснения. Исследовательский код дает монотонные решения.

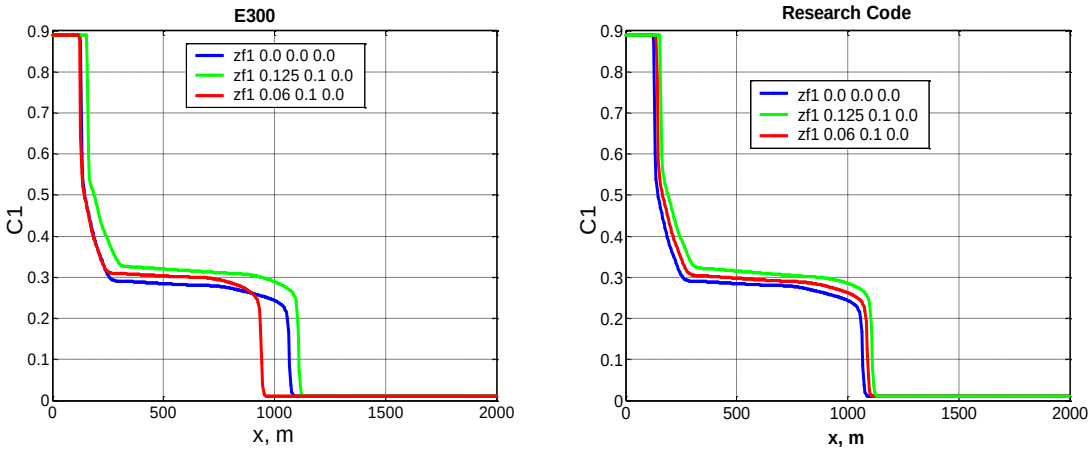


Рисунок 4. Распределение концентрации метана. Немонотонность решений Eclipse при различных значениях коэффициента Джоуля-Томсона для метана.

Имплементация внешней аппроксимации фазового равновесия

В настоящей работе разработанная ранее аппроксимационная модель фазового равновесия расширяется на температурно-зависимую модель, в то время как существующая ранее модель являлась зависимой только от давления.

Аппроксимационный метод был разработан в Московском Исследовательском Центре компании «Шлюмберже» [2]. Этот метод основан на следующем физическом факте: в состоянии термодинамического равновесия имеется взаимно однозначное соответствие между наборами точек кипения и точек конденсации. Это значит, что на фазовой диаграмме, имеющей вид, изображенный на рисунке 5, можно задать набор отрезков, соединяющих соответствующие точки кипения и конденсации, и эти отрезки не будут пересекаться в пределах двухфазной области на фазовой диаграмме.

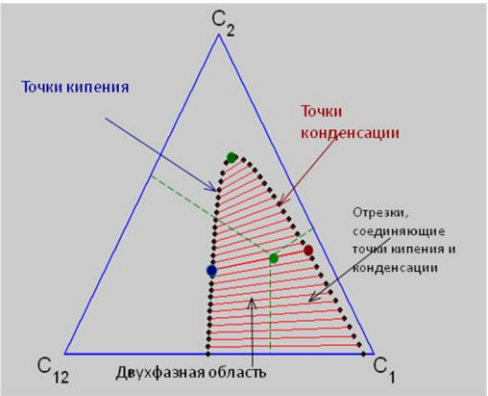


Рисунок 5. Пример фазовой диаграммы для смеси C1C2C12 при давлении P=180 бар, температуре T=200ºC.

Таким образом, имеется взаимно однозначное соответствие между тремя наборами: точек кипения, точек конденсации и соединяющих их кривых. При фиксированном давлении и температуре каждая точка в пределах двухфазной области на фазовой диаграмме соответствует определенному составу смеси. Но в силу изложенного выше можно произвести замену переменных – вектор концентраций $C_1, C_2, ..., C_{N_C-1}$ заменить вектором «альтернативных» переменных $C_1, \gamma_1, \gamma_2, ..., \gamma_{N_C-2} \equiv C_1, \boldsymbol{\gamma}$. В этом наборе переменных C_1 – концентрация одного из компонентов смеси (для определенности, самого легкого), а $\boldsymbol{\gamma} = \left\{C_2^m, ..., C_{N_C-1}^m\right\}$- вектор, характеризующий tie-line (отрезок, соединяющий точку кипения с соответствующей точкой парообразования). Такая замена переменных дает возможность точно аппроксимировать фазовое равновесие и фазовые свойства. Для реализации аппроксимации для каждого компонента вводятся так называемые Q-величины (15).

$$Q_k(\boldsymbol{\gamma}) = \frac{C_k^l - C_k^g}{C_k^l + C_k^g} = \frac{1 - K_k}{1 + K_k} \tag{15}$$

Эти величины аппроксимируются полиномами (16), описанными вработе [2].

$$\begin{aligned} Q_1^2 &= P_1(\vec{\gamma}) \\ Q_k &= Q_1 P_k(\vec{\gamma}) \end{aligned} \tag{16}$$

Аппроксимация полиномами построена для фиксированных значений давления и температуры. Если необходимо проводить гидродинамическое моделирование для известного диапазона давлений и температур, то следует производить разбиение этих диапазонов, проводить препроцессинговую процедуру нахождения коэффициентов полинома для каждой точки из разбиения и помещать найденные коэффициенты в место, откуда они извлекаются в течение симуляции.

Степень полиномов может быть произвольной, чем выше степень полиномов задать, тем точнее аппроксимируются искомые величины. Простейший случай нулевых степеней полиномов эквивалентен приближению независимых от составов констант равновесия.

Результаты расширения аппроксимации до температурно-зависимой

На рисунке 6 проиллюстрировано, как аппроксимации с использованием полиномов с различными степенями соотносятся с тестовым расчетом, в котором фазовые свойства рассчитываются с использованием вызова внешней подпрограммы FLASH, являющейся частью ECLIPSE .

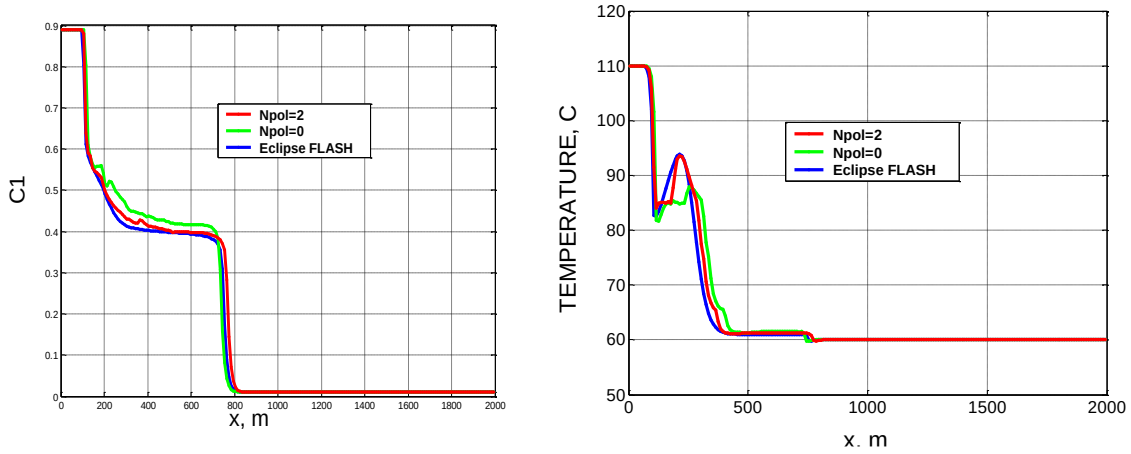


Рисунок 6. Результаты расчетов с использованием аппроксимаций при разных степенях полиномов

Также было проведено исследование того, как разбиение температурного диапазона влияет на решение. Оказалось, что количество разбиений – важный фактор в неизотермических расчетах, а также число разбиений можно минимизировать в зависимости от требуемой точности аппроксимации. На рисунке 7 показано, как решения при разных разбиениях температурного диапазона сходятся к решению при достаточно большом разбиении, а на рисунке 8 – зависимость норм от разбиений.

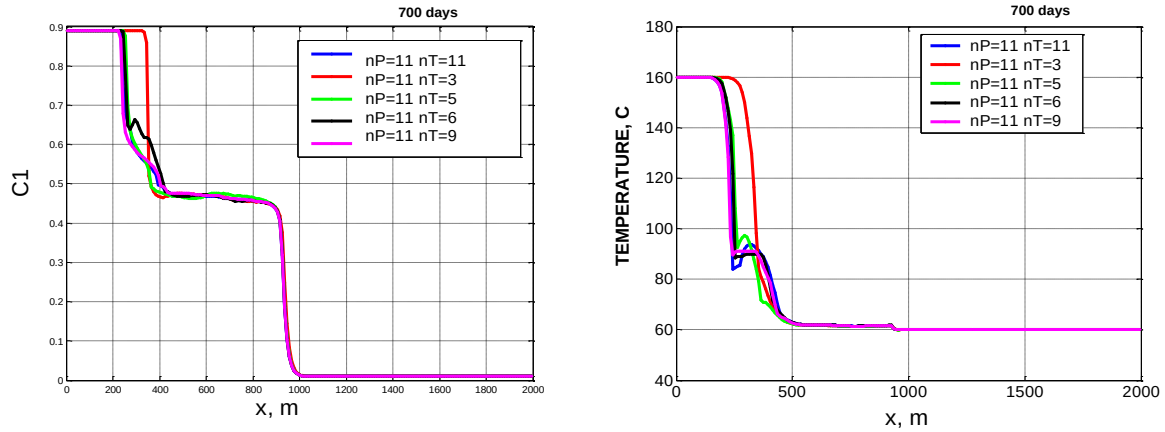


Рисунок 7. Результаты расчетов с использованием аппроксимаций при разных разбиениях температурного диапазона

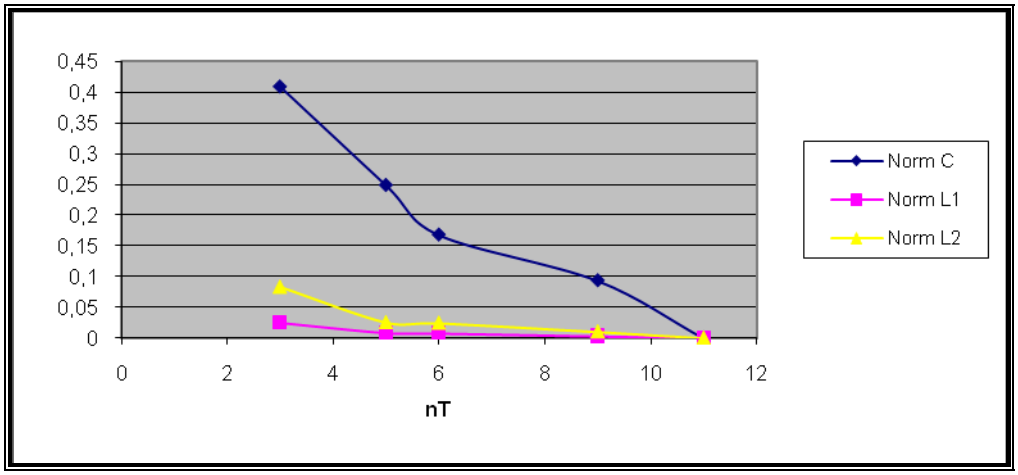


Рисунок 8. Зависимость норм от числа разбиений температурного диапазона

Решение задачи о газоконденсате

Мы применили разработанный метод аппроксимации к задаче о моделировании извлечения нефти из газоконденсатного месторождения.

Постановка задачи

Известно, что в газоконденсатном месторождении выпавший конденсат не может течь, пока нефтенасыщенность не станет превышать некоторое значение $s < s_0$: $K_{r_0} = \left(\frac{s - s_0}{1 - s_0}\right)^2$.

Но даже если нефтенасыщенность выше критического значения, подвижность нефти будет существенно ниже газовой подвижности. Поэтому в призабойной зоне имеет смысл снижать количество конденсата без снижения добычи газа, если он образовался в процессе разработки месторождения. Было предложено численно исследовать поведение газоконденсатной смеси, если изменять давление в скважине согласно некоторому закону. Задача поставлена следующим образом (см. рисунок 9): рассматривается одномерное течение; давление, состав смеси и температура в резервуаре постоянны, давление в скважине задается определенной функцией от времени. Граничные условия подобраны таким образом, что в резервуаре смесь находится в газовой фазе. В колодце температура такова, что смесь находится ниже точки росы.

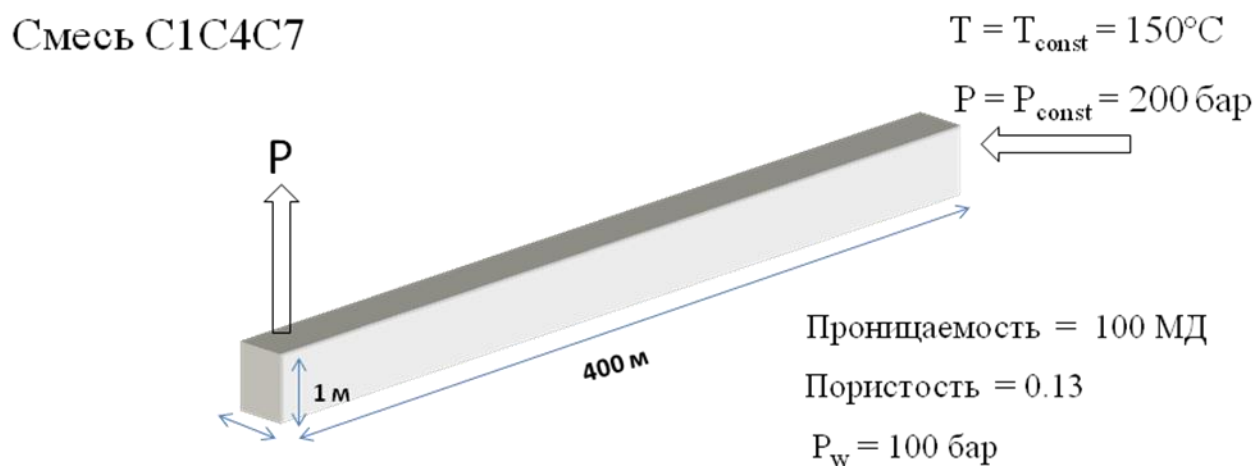


Рисунок 9. Постановка задачи для эксперимента над газоконденсатной смесью

Стационарный режим. Изотермичный и неизотермичный расчеты

Для того, чтобы продемонстрировать влияние неизотермичности на формирование конденсата, проводились два расчета при одинаковых параметрах – изотермический и неизотермический. На рисунке 10 приведены временные зависимости массы конденсата и газа, черная линия – неизотермичный расчет, красная – изотермичный. Из графиков видно, что примерно через 40 дней образуется конденсат, и устанавливается стационарный режим течения.

На рисунке 11 один цвет соответствует распределению температуры, давления, концентрации компонентов и насыщенности газа в один и тот же моменту времени. Красная жирная линия соответствует установившемуся режиму - образованию конденсата. Видно, что, несмотря на то, что в установившемся режиме в обоих случаях картины распределений довольно схожи, в неустановившемся режиме течения существенно различаются. Например, в термическом случае конденсат образуется позже. Также общая масса конденсата больше в термическом случае. Таким образом, можно сделать вывод, что пренебрегая термическими эффектами, можно недооценить количество конденсата в газоконденсатной смеси.

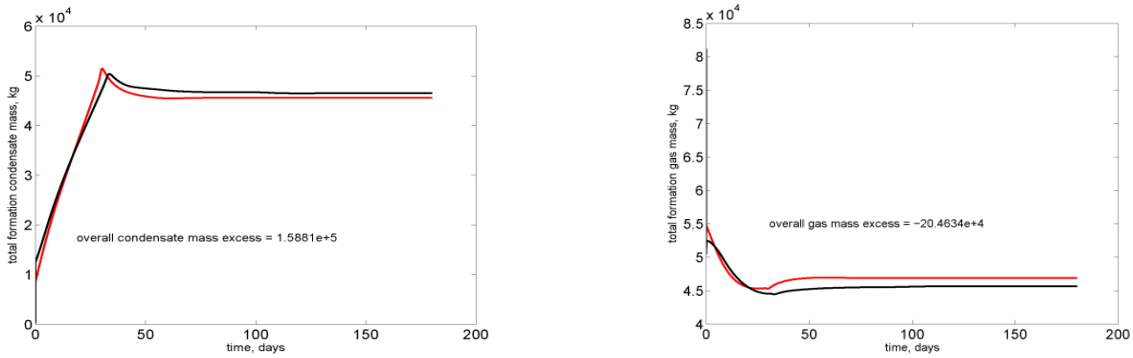


Рисунок 10. Временная зависимость массы конденсата и газа.

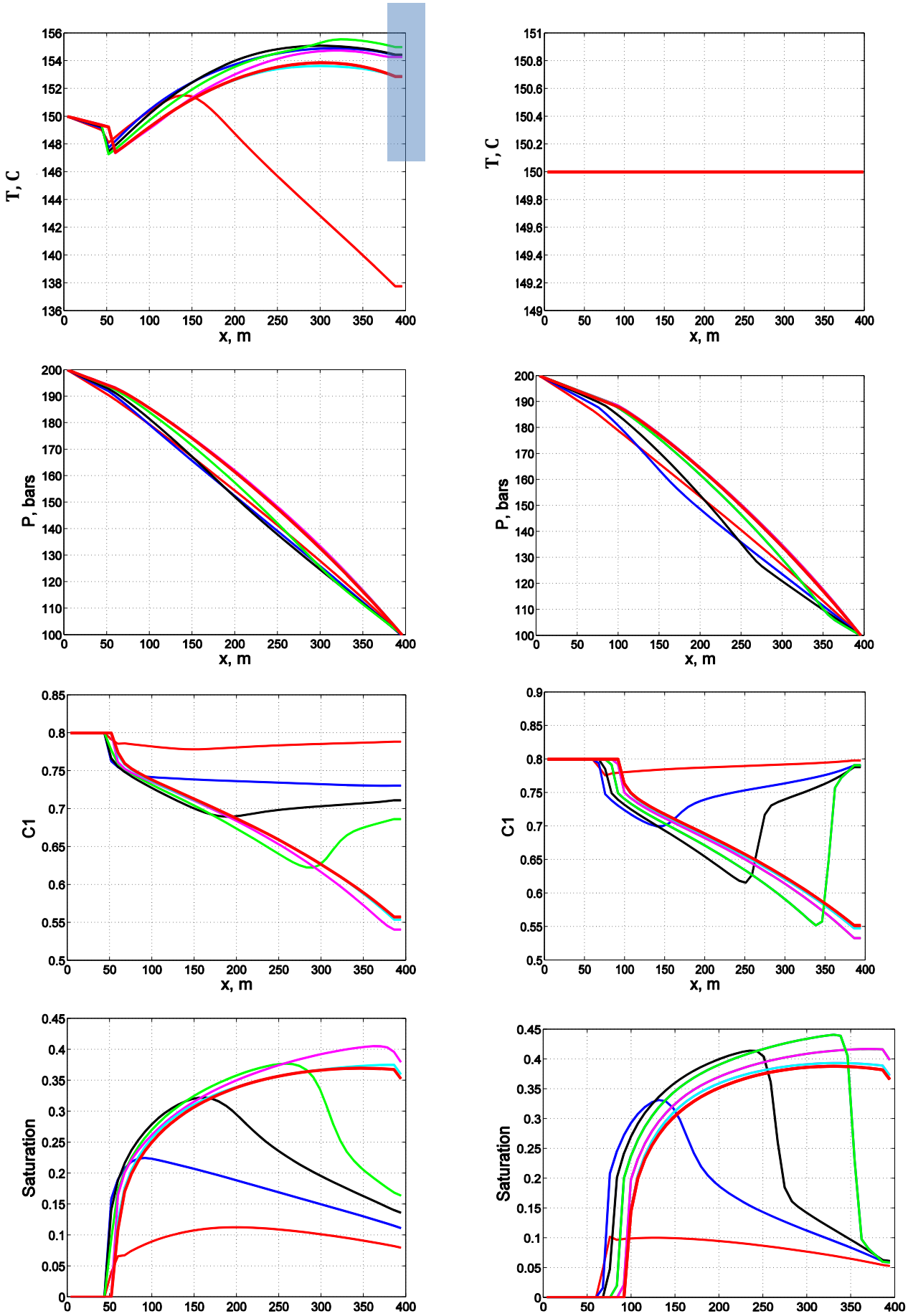


Рисунок 11. Распределения температуры, давления, концентрации метана и газовой насыщенности в разные моменты времени

Синусоидальный режим колебаний давления

В другом эксперименте давление изменялось в соответствии с законом (17)

$$P(t)=\begin{cases} P_w(1+\frac{1}{2}\sin(\omega(t-t_0)), & t>t_0 \\ P_w, & t\le t_0 \end{cases} \qquad t_0=60\ days\,,\ \ \omega=0.1\ (days)^{-1} \qquad (17)$$

На рисунке 12 разные цвета соответствуют распределениям в пласте температуры, давления, насыщенности и концентраций в разные моменты времени в процессе колебания. На графиках отмечены точки, для которых построены фазовые диаграммы: до колебаний (до выпадения конденсата) – желтая точка, при максимальном давлении (красная точка) и при минимальном давлении (черная точка).

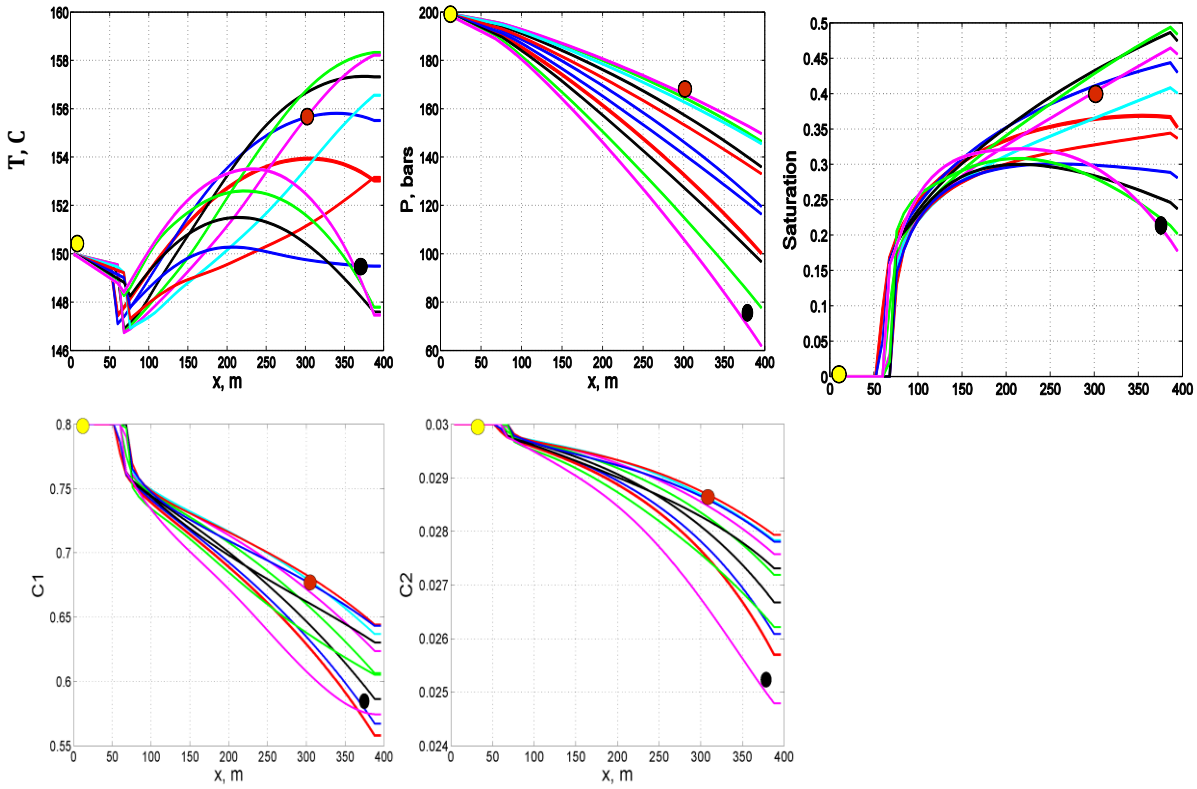


Рисунок 12. Распределения температуры, давления, концентрации метана и газовой насыщенности в разные моменты времени

Фазовые диаграммы на рисунке 13 иллюстрируют, что до начала колебаний смесь находилась в газовой фазе, а в течение колебательного процесса смесь не выходит из двухфазной области. Вид фазовых диаграмм также изменяется в процессе колебаний давления.

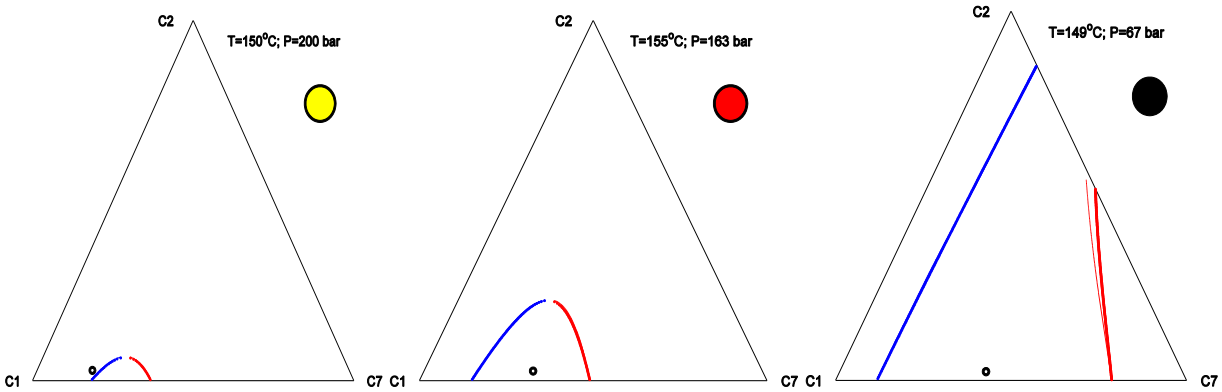


Рисунок 13. Фазовые диаграммы состояния смеси в разные моменты времени при разных давлениях

В этом эксперименте было обнаружено положительное влияние колебаний на процесс извлечения конденсата. На рисунке 14 показано, что общая масса конденсата меньше, и соответственно, общая масса газа больше, чем в случае постоянного давления. Более наглядно эффект можно наблюдать на рисунке 15. Интегральная разница массы конденсата в колебательном и стационарном режиме уменьшается во времени, и разница массы газа увеличивается.

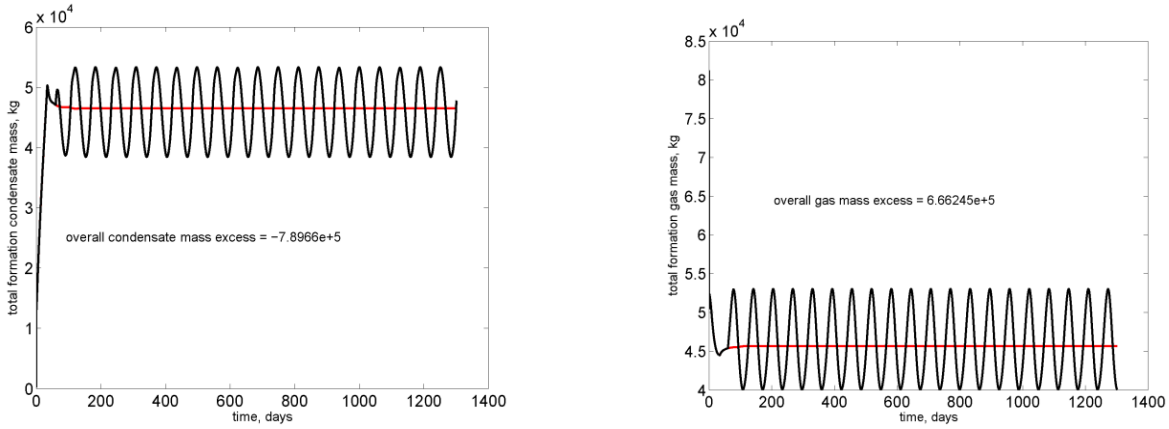


Рисунок 14. Масса конденсата (справа) и газа (слева) в случае колебательного и стационарного режима давления

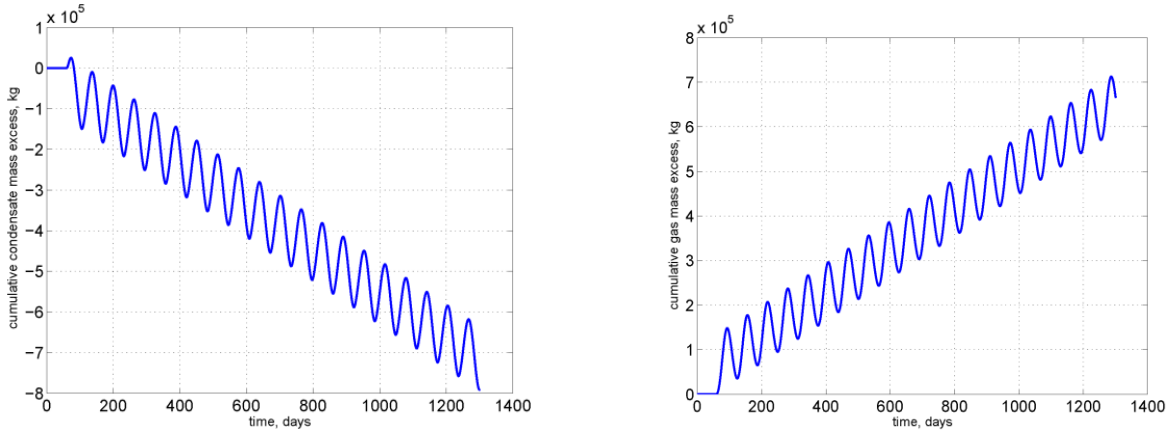


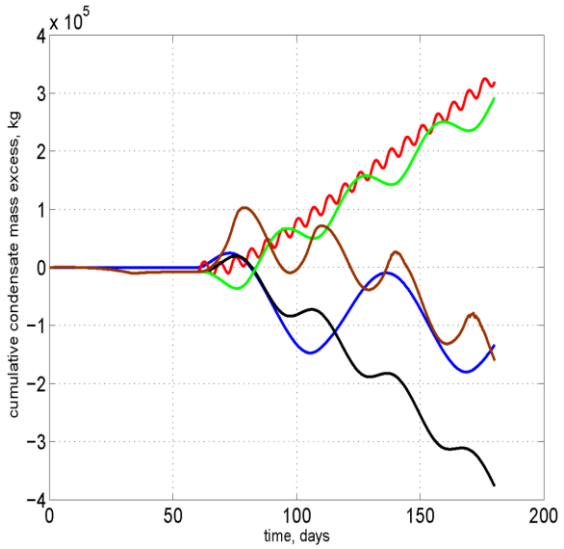
Рисунок 15. Интегральная разница массы конденсата (слева) и газа (справа) в случае колебательного и стационарного режима давления

Разные режимы колебаний

Было обнаружено, что общее изменение массы конденсата зависит от режима колебаний давления. Изменения режима колебаний могут сказываться на добыче конденсата как положительно, так и отрицательно.

Во-первых, колебания с одинаковой амплитудой, но с разными частотами может приводить к противоположному результату – красная и синяя кривые на рисунке 16 и рисунки 17.1 и 17.2. Если частота ω = 10 (дней)$^{-1}$, то избыток массы конденсата по сравнению со стационарным режимом давления равен 31855 кг. Колебания с частотой ω = 0.1 (дней)$^{-1}$ приводят к уменьшению массы конденсата на 13237 кг.

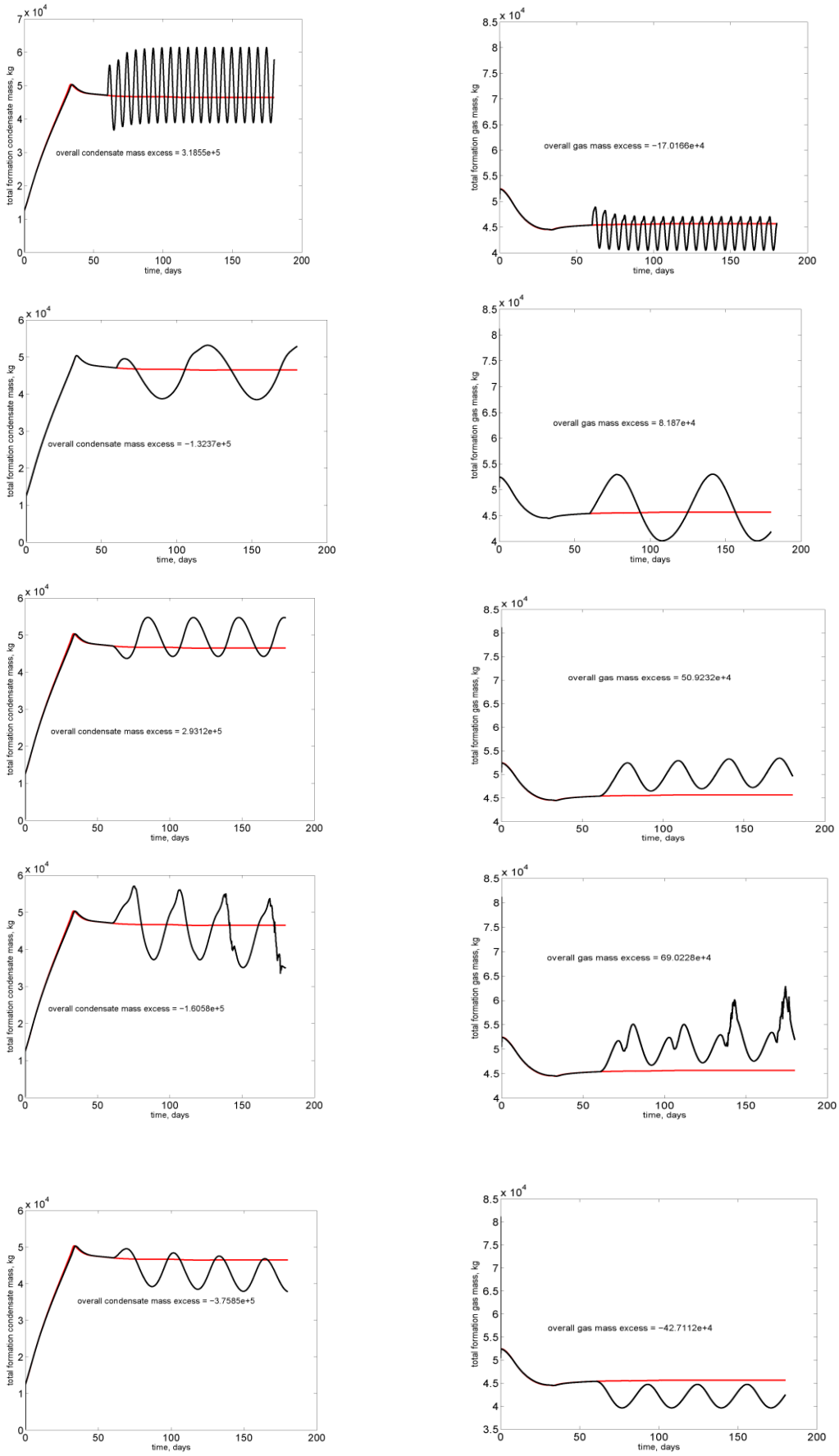
Во-вторых, изменяя давление не синусоидально, а скачками (случай (3), (4) и (5) на рисунке 16, а также рисунки 17.3, 17.4, 17.5), то получается, что масса конденсата уменьшается тем сильнее, чем больше амплитуда скачка давления.



$$P(t)=\begin{cases} P_w(1+A\sin^{\alpha}(\omega(t-t_0))), & t>t_0 \\ P_w, & t\le t_0 \end{cases}$$

	ω	A	α	
	1	0.5	1	(1)
	0.1	0.5	1	(2)
	0.1	-0.5	2	(3)
	0.1	1/Pw	2	(4)
	0.1	0.5	2	(5)

Рисунок 16. Интегральная разница массы конденсата в случае колебательного и стационарного режима давления для разных режимов изменения давления



(1)

(2)

(3)

(4)

(5)

Рисунок 17. Масса конденсата (справа) и газа (слева) в случае колебательного и стационарного режима давления для разных режимов изменения давления

Обсуждение результатов и выводы

- Проведена разработка и валидация посредством сравнения с расчетами на Eclipse 300 термального композиционного солвера. В процессе проведения термальных композиционных расчетов выявлены некоторые несоответствия в работе Eclipse 300.
- Модель «гамма»-аппроксимаций фазового равновесия расширена для применения при неизотермических расчетах.
- При моделировании добычи газоконденсата обнаружено несколько фактов. Во-первых, пренебрежение термальными эффектами приводит к недооцениванию массы конденсата в резервуаре. Во-вторых, изменение давления в скважине после образования конденсата может приводить к эффектам, сказывающемся на добыче конденсата как положительно, так и отрицательно.

Список литературы

[1] Myasnikov A., Golubkina I., Bratvedt K., 2006, Modeling of Thermal capability for use in a Streamline Simulator: Math&Modelling, SMR

[2] Myasnikov A., Bratvedt K., Belov N., 2008, Precise Approximation of Phase Equilibrium of Multicomponent Hydrocarbon Mixtures, Math&Modelling, SMR

[3] Е.В. Колдоба, А.В. Колдоба, А.В. Мясников, О.В. Подгорнова, Ю.Г. Рыков, Термодинамически согласованный аналитический подход для эффективного численного моделирования процессов нефтедобычи.

[4] *Сивухин Д. В.* Общий курс физики. М.: Наука, 1975. Т. II. Термодинамика и молекулярная физика.

[5] Crookston, H. B., Culham, W. E. and Chen, W. H. *Numerical Simulation Model for Thermal Recovery Processes* Soc. Pet. Eng. J., Trans. AIME, 267, 37-58, Feb. 1979

[6] Coats, K. H**.** *In-Situ Combustion Model*, SPE Journal, 533-554, December 1980

[7] Справочное руководство по ECLIPSE