

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ТЮМЕНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»



На правах рукописи

Бельских Денис Сергеевич

ПРОЦЕСС ТЕПЛОВОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ
НА ГИДРАТОНАСЫЩЕННУЮ ЗАЛЕЖЬ
С УЧЕТОМ РАЗЛОЖЕНИЯ ГАЗОВОГО ГИДРАТА

Специальность 1.3.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук,
профессор Н. Г. Мусакаев

Тюмень – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ.....	2
ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. АНАЛИЗ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ И ЗАРУБЕЖНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ С УЧЕТОМ РАЗЛОЖЕНИЯ ИЛИ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОВЫХ ГИДРАТОВ.....	10
1.1. Некоторые сведения о газовых гидратах.....	10
1.2. Способы добычи газа из гидратосодержащих залежей.....	17
1.3. Имеющиеся математические модели и численные эксперименты по отбору газа из гидратонасыщенных залежей.....	27
ГЛАВА 2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА И ВОДЫ С УЧЕТОМ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА.....	37
2.1. Основные уравнения.....	37
2.2. Физико-математическая модель процесса нагнетания теплого газа в гидратонасыщенный пласт.....	52
2.3. Физико-математическая модель процесса нагрева верхней границы гидратонасыщенного пласта.....	55
ГЛАВА 3. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ.....	58
3.1. Расчет гидратонасыщенности.....	58
3.2. Дискретизация основных уравнений.....	59
3.3. Алгоритм решения представленной задачи.....	64
ГЛАВА 4. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ.....	67
4.1. Закачка теплого газа в гидратонасыщенную залежь в плоскорадиальном случае.....	67
4.2. Тепловое воздействие на пористый гидратосодержащий пласт в плоскопараллельном двумерном случае.....	76
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	83
ЛИТЕРАТУРА.....	85
Приложение 1.....	95

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность работы

В настоящее время углеводороды являются одним из важнейших источников для энергетики и практически незаменимым сырьем для химической промышленности. В связи с этим ведутся исследования в области поиска и разработки новых, нетрадиционных источников углеводородов, одним из которых являются гидраты природного газа [12, 20].

Согласно оценкам различных исследователей, запасы природного газа в виде газовых гидратов в 5-100 раз больше традиционных извлекаемых запасов [26, 53]. Даже минимальная оценка заметно превышает запасы топлива на Земле во всех остальных видах вместе взятых. При этом отмечено, что количество метана, которое содержится в природных газовых гидратах, в 3 тысячи раз превосходит его количество в атмосфере [5]. Освобождение этого парникового потенциала имело бы страшные последствия для климата Земли. Такая проблема эмиссии метана в земную атмосферу из-за растепления многолетнемерзлых пород (ММП) в связи с потеплением климата активно обсуждается в обществе. Как заявил на форуме «Арктика-территория диалога» президент Российской академии наук Александр Михайлович Сергеев, глобальное потепление за последнее время привело к тому, что в Арктике из-за таяния вечной мерзлоты и истончения прибрежных льдов в атмосферу выделяется все больше метана, что может привести к катастрофическим последствиям для всей планеты, эти риски требуют серьезного внимания со стороны ученых.

Таким образом, можно выделить два аспекта необходимости изучения разложения газогидрата в пористой среде при тепловом воздействии на пласт: добыча газа из гидратонасыщенных залежей и неконтролируемое выделение метана. При решении таких практических задач стоит отметить важность

математического моделирования, так как полученные при изучении результаты могут существенным образом уменьшить объем необходимых экспериментальных и промысловых данных. То есть требуется теоретическая проработка, основывающаяся на адекватных математических моделях и численных методах их реализации, что и определяет **актуальность** проведенных исследований и их значимость для приложений.

Цель работы заключается в развитии и обосновании физико-математической модели неизотермического фильтрационного течения с учетом диссоциации в пористой среде газового гидрата при тепловом воздействии на гидратонасыщенную залежь, а также в выявлении особенностей гидродинамических и тепломасообменных процессов, возникающих при таком течении.

Основные **задачи** диссертационного исследования:

- Развитие физико-математической модели неизотермической фильтрации газа или газожидкостной смеси с учетом разложения газогидрата в пористом коллекторе при нагреве гидратосодержащих пород.
- Разработка алгоритма численной реализации математической модели, описывающей в одномерном и двумерном приближениях процесс теплового воздействия на область пористой среды, содержащую в начальном состоянии метан и его гидрат.
- Анализ влияния параметров системы «пористый пласт – насыщающий флюид» и температуры на границе пористого резервуара на режим диссоциации газового гидрата и распределение параметров в рассматриваемой области пористого пласта.
- Установление особенностей гидродинамических и тепломасообменных процессов, возникающих при нагнетании в пористый пласт теплого (с температурой выше исходной температуры пласта) газа или при

повышении температуры на верхней границе пласта области пористой среды, содержащую в начальном состоянии метан и его гидрат.

Объектом исследования являются процессы, происходящие при тепловом воздействии на гидратонасыщенную залежь с учетом диссоциации газового гидрата.

Предметом исследования является исследование режима диссоциации газового гидрата и распределение параметров в рассматриваемой области гидратосодержащего пористого пласта при наличии теплового воздействия.

Научная новизна

- Развита физико-математическая модель процессов, происходящих при тепловом воздействии на гидратонасыщенный пористый пласт. В модели произведен учет фильтрации газа и воды, разложения в пористой среде газогидрата, неидеальности газа и неизотермических эффектов при движении газа и воды в пористой среде. Произведена программная реализация предложенной физико-математической модели неизотермической фильтрации газа и воды, позволяющая в одномерном и двумерном приближениях проводить вычислительные эксперименты по расчету параметров процессов, возникающих при таком течении.
- Установлены основные особенности разложения газогидратов в пористых пластах при тепловом воздействии на гидратосодержащую залежь в зависимости от интенсивности теплового воздействия и исходных параметров пористой среды.
- Впервые в двумерном приближении получены решения задачи о тепловом воздействии (повышение температуры на верхней границе пласта) на область пористой среды, содержащую в начальном состоянии метан и его гидрат; причем границы области являются непроницаемыми для продуктов разложения газового гидрата (газа и воды). Расчетным путем показано, что диссоциация газогидратов полностью происходит на

фронтальной поверхности, разделяющей зоны пласта, насыщенные метаном и водой, и метаном и его гидратом.

Практическая значимость работы

- Получены фундаментальные знания об особенностях протекания процесса разложения газогидратов в пласте, поры которого насыщены в начальном состоянии газом и его гидратом. Результаты исследований дополняют и уточняют имеющиеся представления о теплофизических процессах, протекающих в системе «пористый пласт — насыщающий флюид» при тепловом воздействии на гидратонасыщенную залежь.
- Предложенная физико-математическая модель и алгоритм решения могут быть использованы при выборе наиболее эффективной стратегии добычи газа из газогидратных залежей. Используемый численный метод расчета является универсальным и подходит для различных форм задач Стефана с протяженной и фронтальной областью фазовых переходов.
- Полученные результаты вычислительных экспериментов позволяют провести оценку параметров теплового воздействия на гидратонасыщенную залежь, уменьшив объем необходимых промысловых и/или экспериментальных данных, и могут быть использованы при решении экологических проблем, связанных с разложением природных газогидратов.

Диссертационная работа выполнена в Тюменском государственном университете и Тюменском филиале Института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН в рамках гранта РФФИ 19-31-90043_Аспиранты и Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2017-2020 годы.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием известных законов механики многофазных сред и термодинамики, применением широко апробированных численных методов, многочисленным

тестированием программ при различных исходных данных, сопоставлением с расчетами других авторов.

Методы исследования поставленной задачи основываются на фундаментальных законах и положениях механики многофазной среды с использованием современных численных методов решения.

Основные положения, выносимые на защиту:

- Развитая физико-математическая модель процессов, происходящих при тепловом воздействии на гидратонасыщенный пористый пласт; данная модель учитывает движение в пористой среде газа и воды, фазовые переходы, реальные свойства газа, эффекты Джоуля-Томсона и адиабатического расширения.
- Методика расчета нестационарных одномерных и двумерных полей давления, температуры и насыщенных фаз при закачке в гидратосодержащий пласт теплого газа или при повышении температуры на верхней границе замкнутой гидратонасыщенной области пласта; вычислительные программы для расчета параметров неизотермического фильтрационного течения газа и воды с учетом диссоциации в пористой среде газового гидрата в одномерном и двумерном случаях.
- Результаты вычислительных экспериментов по изучению влияния параметров системы «пористый пласт – насыщающий флюид» и температуры на границе гидратонасыщенной залежи на режим диссоциации газового гидрата и на динамику полей давления, температуры и насыщенных фаз в пористой среде.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы, содержащего 67 наименований. Общий объем диссертации составляет 95 страниц, в том числе 20 рисунков.

Личный вклад

В работах, выполненных в соавторстве, автор участвовал во всех этапах исследования от постановки задачи и выбора метода ее решения до получения и анализа результатов. Представление изложенных в диссертации и выносимых на защиту результатов, полученных в совместных исследованиях, согласовано с соавторами. Автору полностью принадлежит численная реализация физико-математической модели (в одно- и двумерной постановке) неизотермической фильтрации газа и воды с учетом разложения газового гидрата.

Апробация работы

Результаты исследований, приведённые в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

- Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «Новые технологии – нефтегазовому региону», Тюмень, 2018;
- Национальная научно-практическая конференция с международным участием «Нефть и газ: технологии и инновации», Тюмень, 2019;
- XIV Всероссийская школа-конференция молодых ученых «Проблемы механики: теория, эксперимент и новые технологии», Новосибирск - Шерегеш, 2020;
- Всероссийская научная конференция с международным участием «Актуальные проблемы механики сплошной среды – 2020», Казань, 2020.

Отдельные результаты диссертационной работы докладывались на семинарах ТюмФ ИТПМ СО РАН под руководством профессора А.А. Губайдуллина.

Публикации

По теме диссертационного исследования опубликовано 16 печатных работ, из которых 6 публикаций входят в издания из международных баз данных и 2 публикации в изданиях, рекомендуемых ВАК.

Получено свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ «Hydrate formation or decomposition in a porous medium» № 2017617298.

ГЛАВА 1. АНАЛИЗ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ И ЗАРУБЕЖНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ФИЛЬТРАЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ С УЧЕТОМ РАЗЛОЖЕНИЯ ИЛИ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОВЫХ ГИДРАТОВ

1.1. Некоторые сведения о газовых гидратах

Газовые гидраты (или клатраты) – кристаллические соединения, образующиеся при соответствующих термобарических условиях из воды (в различных агрегатных состояниях) и газа-гидратообразователя (гидратообразователем могут быть и некоторые летучие органические жидкости, например этиленоксид, хлороформ, тетрагидрофуран) [8]. Благодаря своей клатратной структуре единичный объем газового гидрата может содержать до 160 – 180 объемов газа. Одним из аспектов применения газогидратных технологий является возможность организации газогидратных хранилищ газа в равновесных условиях вблизи крупных потребителей газа. Это связано со способностью гидратов концентрировать газ при относительно низком давлении. Так, например, при температуре $+4^{\circ}\text{C}$ и давлении 40 атм., концентрация метана в гидрате соответствует его концентрации в сжиженном состоянии при давлении в 150 – 160 атм. Т.е., при одинаковом количестве метана, для хранения его в газогидратном состоянии нужно давление в несколько раз меньше, чем при хранении его в сжиженном виде.

Истоминым и др. [8] было проведено исследование газовых гидратов. В частности, приведена информация об их строении, составе и свойствах. Например, показано, что наиболее распространены гидраты кубических структур КС-I и КС-II (рис. 1, 2), в которых на одну молекулу газа приходится от 6 до 17 молекул воды. Гидраты природных углеводородных газов, имеют, главным образом, структуру II, например смесь метана и пропана уже при

объемном содержании пропана более 0,2% образует гидрат КС-II. Остальные структуры встречаются весьма редко.

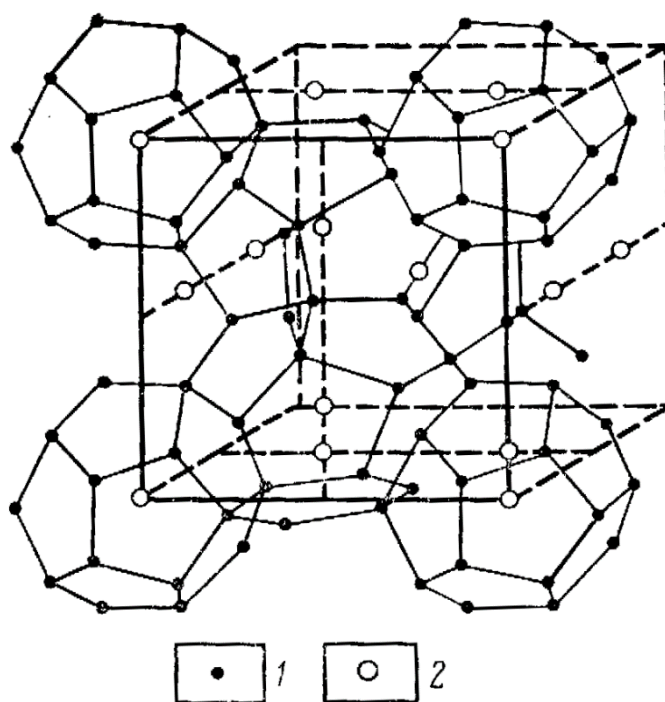


Рис. 1. Элементарная ячейка газового гидрата КС-I
(1 – атомы кислорода, 2 – молекулы включенного газа).

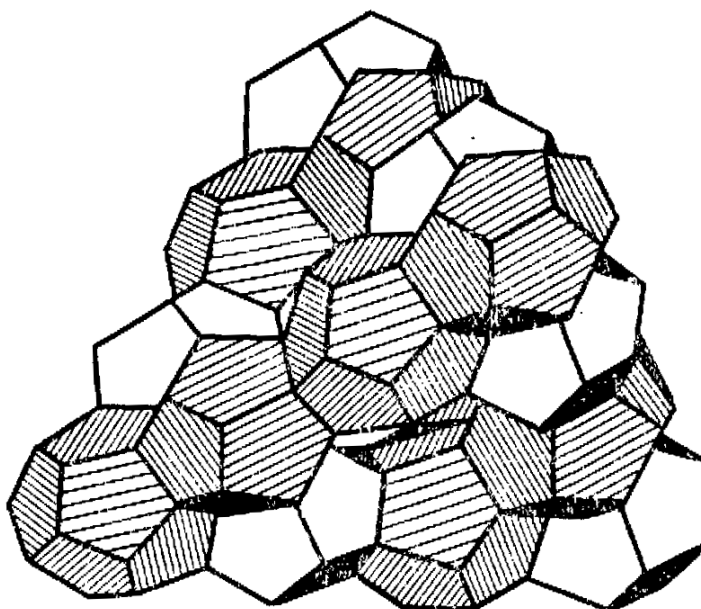


Рис. 2. Элементарная ячейка газового гидрата КС-II.

Также представлены табличные данные фазового равновесия гидратов различных газов, из них наиболее распространены p, T -диаграммы Розебома-Штакельберга (рис. 3); а также интерполяционные формулы для их расчета с использованием данных корреляций различных авторов, в том числе и авторов самой книги.

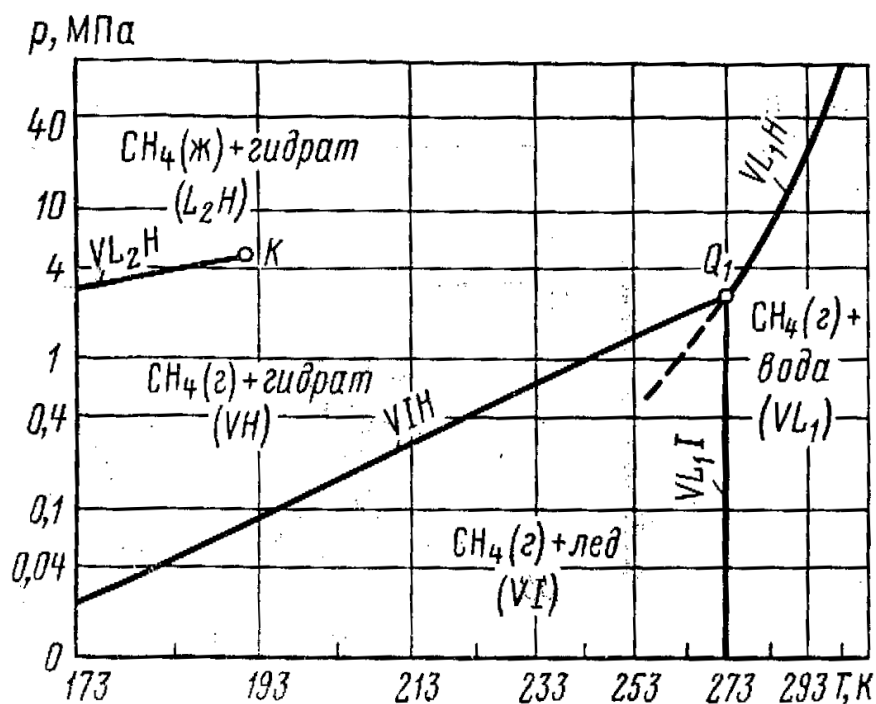


Рис. 3. Фазовая p, T -диаграмма системы «метан-вода».

Авторы также приводят некоторые данные по теплофизическим свойствам газовых гидратов. Анализируя сложившуюся на момент публикации монографии ситуацию, можно сделать вывод, что, несмотря на большое количество работ по данному вопросу, все еще не сложились общепринятые определения различных тепловых величин (теплоты гидратообразования, теплоты включения молекул гидратообразователя, энтальпии процесса перехода незаполненной гидратной решетки в лед, и другие) для процессов, связанных с гидратообразованием. Также не проведено их сопоставление и не

дано сводки термодинамических соотношений, связывающих одни величины с другими. Согласно же экспериментальным данным Хэнда (1986 г.) стандартная энтальпия разложения ΔH гидрата метана $\text{CH}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ составляет $18,13 \pm 0,27$ кДж/моль в случае разложения на газ и лед, и $54,19 \pm 0,28$ кДж/моль. Также приведены данные Хэнда о значении молярной теплоемкости гидрата метана в диапазоне температур 85 – 270 К. Авторами указывается, что теплоемкость льда и незаполненных каркасов гидрата типа КС-I и КС-II не равны, при этом первая всегда несколько меньше чем вторая или третья. Однако разница не очень велика и в некоторых случаях может не учитываться. Также для льда характерно, что его коэффициент теплопроводности убывает с увеличением температуры, в то время как у клатратного гидрата – возрастает. Поэтому при низких температурах (около 100 К) коэффициенты теплопроводности льда и гидрата различаются в 20 раз. В частности, коэффициент теплопроводности для льда при 260 К равен 2,35 Вт/(м·К), а для гидрата метана КС-I при 213 К – 0,45 Вт/(м·К).

В работе также описана кинетика образования и разложения гидратов. Наблюдаются три возможных случая зародышеобразования и роста кристаллов газогидратов: на поверхности раздела жидкая вода (лед) – газ, в объеме свободного газа, насыщенного парами воды и в объеме. Каждый из них имеет свои характерные особенности. В случае гидратообразования на поверхности раздела жидкая вода – газ происходит формирование гидратной пленки, разделяющей две фазы. На скорость гидратообразования в природных условиях основное влияние оказывает абсорбция гидратообразователя водой, характерная для практически нерастворимых в воде газов (большинство неполярных газов), то есть процесс массопередачи.

Исследования газовых гидратов в дисперсных породах показали, что существует так называемая «зона стабильности газогидратов» – часть литосферы и гидросферы Земли, термобарический и геохимический режим

которой соответствует условиям устойчивого существования гидратов газа определенного состава; а также общие и конкретные сведения о распространении гидратов в природе. Экспериментальные и полевые исследования показали, что накопление газовых гидратов при соответствующих условиях возможно в рыхлых, неуплотненных отложениях любого гранулометрического состава. В песчаных образцах гидраты накапливаются в виде пленок на поверхности минеральных частиц, скоплений отдельных кристаллов в поровом пространстве, а также в виде небольших (толщиной 1-2 мм) прожилок.

В работе Слоана и Кох [57] помимо вышеописанного рассматривается изменение понимания газовых гидратов с течением времени, структурные и физические свойства гидратов природного газа и сравнение этих свойств между различными структурами гидрата и льдом. Для их сравнения приведена кристаллическая решетка льда, имеющая гексагональную структуру (рис. 4).

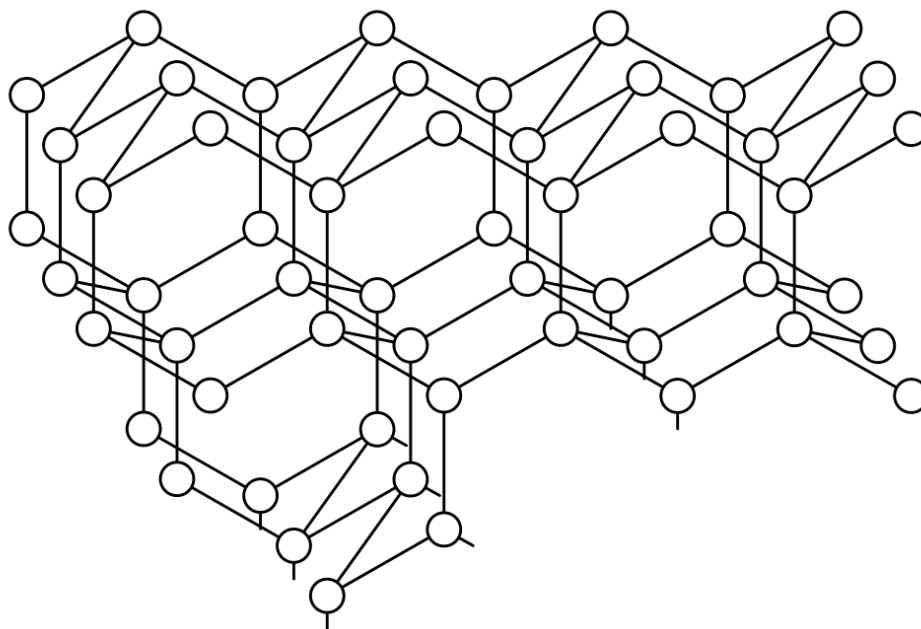


Рис. 4. Кристаллическая решетка для льда.

Авторы описывают процессы получения гидратов природного газа, их транспортировки и переработки, а также общие вопросы о методах предотвращения образования газовых гидратов и их разложения. В частности сказано, что для предотвращения образования гидрата в трубах («гидратных пробок») нужно избавиться хотя бы от одного из следующих условий: наличие молекул гидратообразователя («гостя»), воды, или необходимых значений температуры и давления (низкая температура и высокое давление) для образования гидратов. Однако, не все решения данной проблемы образования гидратов практичны. Удаление «гостя» означает, что нужно избавиться от самой причины транспортировки – метана и природного газа в целом, а понижение давления может стать экономически невыгодным, поскольку давление в трубах всегда больше 1,5 МПа. Оставшиеся методы являются более практичными: подогрев системы для поддержки температуры выше температуры образования гидрата при текущем давлении в системе; удаление свободной воды, содержащейся в газе с помощью «сушки» триэтиленгликолем или молекулярными ситами. Еще одним способом является добавление ингибитора типа этиленгликоля или этилового спирта для предотвращения взаимодействия между водой и газом, они также понижают необходимую температуру для образования газогидрата. На практике часто используют сочетание нескольких методов, а в качестве ингибитора используют метанол. Однако, данные методы предотвращения образования гидрата оказываются довольно дорогостоящими, так некоторые компании в Мексиканском заливе тратят по 1 миллиону долларов на каждый километр газопровода.

Также для предотвращения гидратных пробок используются поверхностно-активные вещества – антиагломеранты, которые не прерывают процесс образования гидратов, но они уменьшают адгезию частиц, то есть предотвращают слипание мелких кристаллов гидратов и последующее закупоривание труб. В результате исследований было обнаружено, что они

препятствуют образованию гидрата без значительных проблем для дальнейшей переработки сырья; их требуется в 25 раз меньше, чем какого-либо ингибитора типа метанола, что облегчает его транспортировку и хранение; нет необходимости избавляться от него перед экспортом сырья. На 1 апреля 2004 года антиагломеранты использовались на 17 нефтяных и газовых месторождениях Мексиканского залива.

В статье Кох [39] приведены характеристики залежей и месторождений газовых гидратов, а также национальные программы нескольких стран по работе с ними и возможной добыче природного газа из гидратов. В частности, Китай в 1999 году начал исследования наличия газовых гидратов в Южно-Китайском море, где в 2007 году были обнаружены первые образцы газовых гидратов. Индией в бассейне Кришны-Годавари было обнаружено, что насыщенность порового пространства газовыми гидратами достигала 33-41% на глубине 60-140 метров. Лидером же по добыче природного газа путем разложения гидратов является Япония, где этому уделяется особо сильное внимание исследованиям газовых гидратов для потенциального обеспечения топливом всей страны. В России работы с газовыми гидратами в основном связаны с геологическими исследованиями. В частности, гидраты были обнаружены на дне озера Байкал, а также на Сахалине, во время работы международного проекта Японии, Южной Кореи и России. США за последнее десятилетие потратили на исследование и разработки в области газовых гидратов \$9 млн, где, например, было обнаружено большое месторождение газовых гидратов в Мексиканском заливе.

Исследования газовых гидратов продолжаются, например, за последние десятилетия было опубликовано большое количество статей, связанных с изучением газовых гидратов, их наличием в морях, влиянием на экологическую обстановку, и рассмотрением их как возможного топлива будущего.

1.2. Способы добычи газа из гидратосодержащих залежей

На данный момент классическими подходами, которые могут быть использованы для разложения гидратов и добычи метана из гидратосодержащих залежей, являются [29, 30]:

- уменьшение давления в пласте;
- повышение температуры в пласте;
- закачка ингибиторов.

Каждый подход заключается в том, что мы пытаемся сместить термодинамические условия в пласте из зоны стабильного существования гидратов природного газа для их разложения. Первые два способа изменяют сами условия, при которых существуют гидраты, а именно давление или температуру в залежи. Третий же способ изменяет саму кривую фазового равновесия гидратов так, что изначальные давление и температура в залежи становятся нестабильными для существования газового гидрата.

Метод уменьшения давления в пласте кратко описан в работе [1]. С технической стороны он предусматривает строительство нескольких скважин, в которых устанавливаются специализированные насосы, снижающие давление в пласте, что приводит к диссоциации гидратов метана. При этом диссоциация в основном происходит вблизи скважины, где пластовое давление снижается до уровня забойного (рис. 5) [3]. В этой области происходит снижение гидратонасыщенности, благодаря чему значительно увеличивается эффективная проницаемость пласта, что приводит к увеличению скорости распространения области пониженного давления от скважины. Весь процесс занимает длительный промежуток времени и останавливается, когда температура пласта становится равной температуре равновесного состояния гидратов при текущем давлении. Процесс разложения — эндотермический, охлаждение системы происходит за счет плавления адсорбированной воды,

испарения адсорбированной воды и газа с последующим их расширением от давления гидратообразования до давления системы [6]. В работе [36] отмечено, что на поверхности гидрата может образовываться пленка изо льда или нового гидрата, и он может оказаться в метастабильном состоянии. В таком виде, без подвода тепла, гидрат может существовать многие годы.

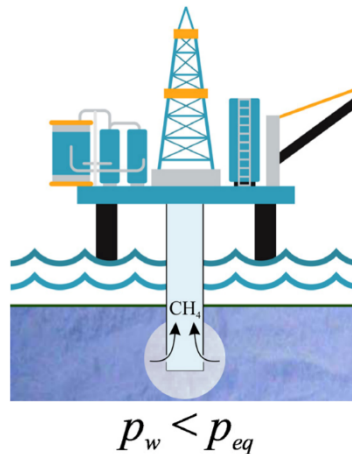


Рис. 5. Схема метода уменьшения давления:

p_w – давление на забое скважины;

p_{eq} – равновесное давление разложения гидрата, соответствующее пластовой температуре.

Первые производственные испытания по добыче газовых гидратов на суше данным способом были проведены в 2002 г. в Японии [64]. Затем в 2004 г. в Восточном разломе Нанкай (Eastern Nankai Trough) было подтверждено наличие значительных газогидратных залежей под морским дном, были оценены их физические свойства. Информация по свойствам залежи (давление, температура и проницаемость), полученная при первых наземных испытаниях в 2002 г., и данные, полученные в разломе Нанкай, совместно с результатами лабораторных и численных экспериментов подтвердили, что снижение давления — энергетически эффективный метод добычи газа из газовых гидратов и является более осуществимым, чем считалось ранее. В 2008 г.

проведена тестовая добыча природного газа из его гидратов за счет снижения давления на Канадском прибрежном месторождении Маллик (Mallik) [24, 64]. В течение 6 дней было добыто 13000 м³ газа из скважины Mallik 2L-38. В целом тестовая добыча газа была признана довольно успешной: добывалось от 2000 до 4000 м³ газа в день, при этом использовалась готовая техника по разработке газовых месторождений в зонах вечной мерзлоты. Однако основной из проблем при разработке месторождения оказалось большое количество песка, добываемого из скважины вместе с газом и водой. В работе [9] отмечено, что дальнейшие пробные испытания продолжились в 2013 г. в разломе Нанкай, где уже под морским дном было добыто 120000 м³ метана за 6 дней. Модельные расчеты цены добычи газа из гидратов в разломе Нанкай показывают, что она составит 420\$ за 1000 м³ газа. Для сравнения: в 2016 г. себестоимость добычи газа для компании «Газпром» составляла около 13\$ за 1000 м³ (без учета налогов) [16]. Таким образом, на данный момент газ из газовых гидратов экономически проигрывает традиционному извлекаемому газу. Тем не менее традиционные запасы продолжают истощаться, поэтому Япония, Канада, Китай, а также другие страны проводят исследования промышленной разработки газогидратных месторождений.

На основании имеющегося опыта исследований разработки газогидратных месторождений способом снижения давления можно заключить, что данный способ является технически наиболее осуществимым благодаря использованию существующей техники по разработке газовых месторождений и энергетически эффективным. Однако при этом возникают дополнительные сложности в виде большого количества песка, забивающего оборудование, для преодоления которых необходимо развитие новых технологических и инженерных решений. На данный момент объемы газа, добываемого из газогидратных месторождений, несущественны по сравнению с традиционными источниками, и их добыча экономически более затратна.

Помимо снижения давления ниже равновесного к разложению гидратов также приводит **повышение температуры** выше равновесной (рис. 6), что вызывает выделение газа, который можно отобрать из залежи [3]. При этом чем больше подводимое к гидрату тепло, тем меньше время его диссоциации. Также диссоциацию ускоряют другие виды энергетического воздействия на гидрат: акустические, электромагнитные и световые излучения, которые в итоге преобразуются в тепло [6].

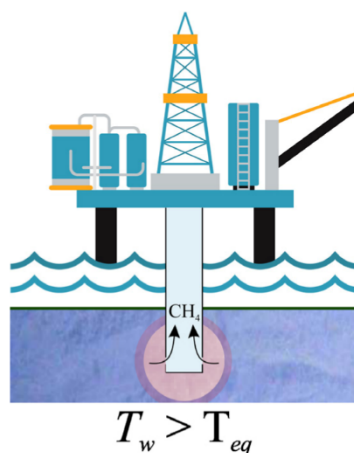


Рис. 6. Схема термического воздействия:

T_w – температура на забое скважины;

T_{eq} – равновесная температура разложения гидрата, соответствующая пластовому давлению.

С помощью повышения температуры газ был впервые добыт в 2002 г. на скважине Mallik 5L-38 в Канаде за счет использования горячей воды [24, 28]. Этот способ использовали благодаря наличию простого и надежного оборудования, способности сохранять необходимые температуру и давление в скважине, а также возможности решать проблемы, возникающие при использовании данного метода. Весь процесс (нагревание скважины циркулирующей горячей водой) проводился в течение примерно 5 дней, а

первый газ, полученный разложением гидрата, был добыт спустя 2 часа после начала закачки горячей воды в систему. За 5 дней получено около 500 м³ газа, при этом температура в скважине поддерживалась на уровне 52,5 °С. Согласно оценкам, добыча газа с использованием лишь термического воздействия достигает своего «потолка» в 1000 м³ спустя примерно 40 дней, после чего добыча практически прекращается.

Относительно термического метода в работе [9] отмечено, что среди различных методов, которые были применены в течение последних лет, был испытан также метод подачи горячей воды. В результате получено, что этот метод требует больших энергозатрат, поскольку для получения одной единицы метана из гидратосодержащей залежи необходимо приблизительно четыре единицы традиционного газа метана.

Авторами данной диссертационной работы было проведено математическое моделирование, написание расчетной программы с использованием собственного алгоритма решения и численное исследование закачки теплого газа в гидратосодержащий пласт [13]. По результатам вычислений была отмечено, что при закачке метана с температурой 40 °С за 2 месяца зона разложения гидратов составила чуть менее 5 метров.

Отмечается [30], что теоретически такой подход действительно способствует разложению при использовании совместно с другими методами, особенно вместе с описанным далее методом замещения, однако в чистом виде этот подход обладает невысокой эффективностью вследствие незначительного количества разлагаемого гидрата и быстрой потери энергии теплоносителя в практической деятельности.

В последнее десятилетие появилось множество экспериментальных и теоретических работ, связанных с более перспективным методом разработки газогидратных месторождений — **замещением**. При этом подходе в гидратонасыщенную среду подается газ или смесь газов, молекулы которых

вытесняют молекулы метана из кристаллической решетки гидрата, метан выделяется в виде свободного газа, а закачиваемый газ или смесь газов остаются в пласте в виде собственных гидратов. Данный процесс можно организовать двумя способами [3]. Первый — это закачка замещающего агента, ожидание необходимого времени для замещения, и затем добыча выделившегося метана из той же скважины (рис. 7а). Второй — это закачка замещающего агента через одну скважину, а добыча метана происходит через другую скважину, находящуюся на некотором удалении от первой (рис. 7б).

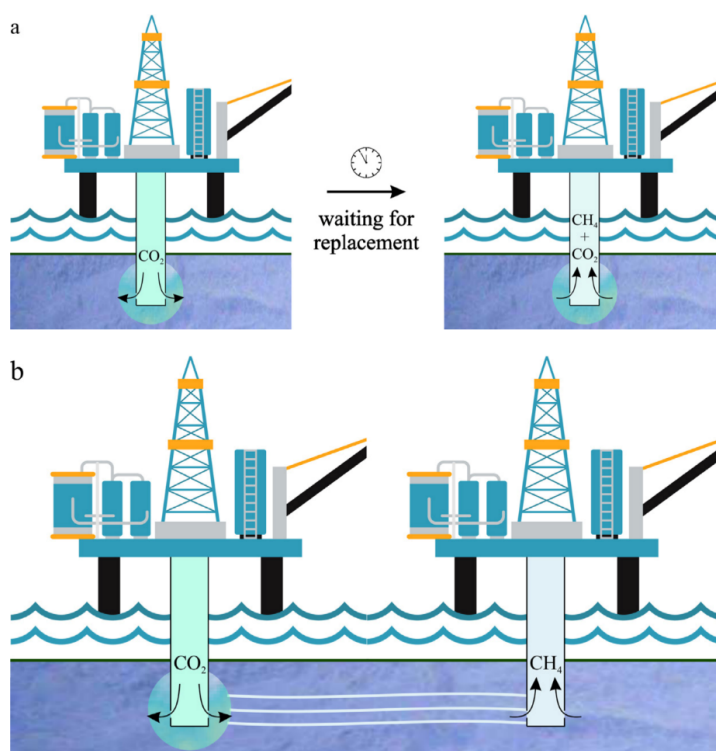


Рис. 7. Схема метода замещения:

- а — при закачке углекислого газа в пласт и с последующей добычей метана спустя некоторое время;
- б — при закачке углекислого газа на одной скважине и одновременной добыче метана на второй скважине.

Особенности извлечения метана из его гидрата с помощью закачки диоксида углерода были экспериментально изучены [67] при различных давлениях закачки: 3,6 МПа, 4 МПа и 4,5 МПа. Эксперименты проводились в условиях, приближенных к тем, что имеются в зонах вечной мерзлоты, в частности при температурах ниже температуры замерзания воды. Результаты экспериментов показали, что при увеличении давления закачки диоксида углерода возрастает скорость и эффективность замещения. При $T > 0$ °С скорость замещения была выше, чем при $T < 0$ °С. Изменение количества замещенного CH_4 больше на ранней стадии процесса, а спустя некоторое время эксперимента процесс замещения CO_2 - CH_4 в гидрате начинает постепенно замедляться. В работе [34] показано, что увеличение давления и повышение температуры закачиваемого углекислого газа увеличивает скорость замещения CH_4 - CO_2 . Наибольшая степень извлеченного метана в экспериментах составила 46,6% при самом высоком давлении закачки в 3,4 МПа и наибольшей температуре закачиваемого углекислого газа 281,2 К.

Добыча метана из его гидрата замещением углекислым газом с учетом термического воздействия была экспериментально исследована в работе [66]. Показано, что совместное воздействие на гидрат позволяет увеличить выход метана, по сравнению с использованием только метода замещения. При этом меньшая гидратонасыщенность (примерно 0,1) приводит к тому, что доступ к этим порам увеличивается, а термическое воздействие способствует разложению гидратов и появлению путей для контакта CO_2 с более глубокими слоями гидрата CH_4 . Также совместное использование замещения и термического воздействия привело к тому, что эффективность захоронения CO_2 достигала 96,73%, а замещение — 79,71%, что говорит о преимуществе совместного подхода.

По результатам экспериментального исследования [61] было замечено, что скорость замещения метана в бинарной системе CH_4 - CO_2 , а также

эффективность восстановления CH_4 из его гидрата связаны с общим давлением системы и парциальным давлением компонент газовой фазы. При этом замещение в системе может происходить при таких условиях, когда парциальное давление CH_4 ниже равновесного давления образования гидрата чистого метана, а парциальное давление CO_2 выше равновесного давления образования гидрата чистого диоксида углерода. И чем ниже парциальное давление CH_4 , тем выше скорость замещения и эффективность извлечения метана. При этом сам процесс замещения главным образом происходит в больших полостях гидрата метана, а эффективность замещения определяется тем, как происходит замещение в этих полостях.

В работе [51] путем спектроскопического анализа было изучено явление процесса замещения, происходящее в структуре I (sI) и структуре II (sII) гидратов CH_4 и его возможного применения для захоронения CO_2 . По сравнению с подходом, использующим чистый замещающий агент, где достигнута степень извлечения в 64%, при использовании бинарной смеси N_2+CO_2 степень извлечения CH_4 из гидрата структуры sI достигает более высокой величины в 85%. Применение смеси N_2+CO_2 исключает необходимость процесса разделения и дополнительной очистки CO_2 .

Впервые метод замещения был применен для получения газа на Аляске [54, 55] на тестовой скважине Ignik Sikumi #1 с января по май 2012 г. В скважину была закачана смесь общим объемом 6100 м^3 , состоящая на 77,5% из N_2 и на 22,5% из CO_2 . После прохождения нескольких фаз в скважине обратно было получено 70% изначального объема N_2 и 40% закачанного CO_2 . За все время добычи было извлечено 24200 м^3 чистого метана.

Механическая стабильность гидратов была исследована в работе [40]. Так, механические свойства смешанных гидратов (гидрат метана и гидрат диоксида углерода) сильно зависели от объемного соотношения гидрата CO_2 , при этом предел прочности и модуль упругости увеличиваются с увеличением

объема гидрата CO_2 . Оба параметра (предел прочности и модуль упругости) увеличиваются при температурах ниже нуля градусов, и все образцы размягчались при приближении температуры к точке плавления льда. На основании результатов исследования [40] можно заключить, что при замещении обеспечивается механическая стабильность гидратной залежи.

Энергетическая эффективность процесса получения энергии за счет сжигания метана, полученного путем замещения выбросами углекислого газа и азота с электростанции, была оценена в работе [31]. При этом в пласте сначала происходит термическое разложение гидратов за счет высокой температуры закачиваемой смеси углекислого газа и азота, а затем процесс замещения. В результате образуется смесь $\text{CH}_4\text{-CO}_2\text{-N}_2$. Далее с помощью мембраны азот удаляется, и полученная смесь $\text{CH}_4\text{-CO}_2$ отправляется на электростанцию для последующего сжигания. С помощью расчетов в специальном симуляторе Aspen Plus при давлениях закачки от 5 до 16 МПа было получено, что процент извлечения метана от 19,9 до 56,2%, удельные энергетические затраты на весь процесс добычи 1 кг метана составляли 2,15-1,05 кВт·ч/кг, а коэффициент энергетической рентабельности (EROI) находился в диапазоне от 7,2 до 14,7, что существенно выше единицы. Для сравнения, у нефти и газа от 11 до 18 (2005 г.), а у ядерной энергии от 5 до 15 [43]. По итогам работы [31] авторами сделан вывод, что энергетическая эффективность разработки газогидратных месторождений описанным выше способом может быть значительно улучшена путем увеличения давления закачки на 5-10 МПа.

Исследования метода замещения показывают его высокую эффективность, особенно при использовании смеси газов $\text{CO}_2\text{+N}_2$. Эффективность замещения возрастает при увеличении давления и температуры закачки, при этом сохраняется механическая устойчивость пористой среды. Одновременно происходит эндотермическое выделение метана и экзотермическое поглощение углекислого газа и азота, поэтому имеет место

достаточный термостатический эффект. Одним из главных преимуществ такого подхода также отмечается возможность захоронения углекислого газа в виде его гидрата, что может помочь уменьшить парниковый эффект за счет снижения выбросов углекислого газа в атмосферу. Однако, несмотря на теоретическую и практическую возможность данного подхода, его широкому использованию мешают его недостаточная на данный момент изученность и невысокая скорость реакции, которой требуются десятки часов для вытеснения достаточного количества метана.

По результатам обзора исследований, связанных с извлечением метана из газогидратных месторождений можно сделать следующие выводы:

1. Депрессионный метод успешно исследуется, является достаточно простым (возможно использование существующей техники по разработке газовых месторождений) и энергетически эффективным. Однако при разработке газогидратных месторождений возникают новые сложности (в частности, большое количество попутного песка), для преодоления которых необходимо развитие новых решений. Объемы газа, добываемого из газогидратных месторождений, несущественны по сравнению с традиционными источниками, и при текущем уровне технологий и объемах добычи их извлечение является экономически значительно более затратным.

2. Термический достаточно эффективен в комбинации с другими методами добычи метана. Дальнейшие исследования в диссертации будут связаны именно с процессом теплового воздействия на гидратонасыщенный пласт.

3. Метод замещения активно исследуется на протяжении последнего десятилетия. Он позволяет обеспечивать успешную добычу метана из газогидратных месторождений и захоронение парникового углекислого газа. При этом замещение можно комбинировать с депрессионным и термическим воздействиями. Наиболее перспективным для исследования и дальнейшего

применения рассматривается комбинированный метод по получению энергии и захоронению попутно образующегося парникового углекислого газа.

1.3. Имеющиеся математические модели и численные эксперименты по отбору газа из гидратонасыщенных залежей

В течение двух десятилетий было проведено множество исследований, связанных с добычей метана из гидратонасыщенных залежей, а недавние из них также связаны с захоронением углекислого газа в виде его гидрата. Для этого использовались различные модели и симуляторы для расчета, и прогресс в этой области существенен. Однако, до сих пор есть множество неопределенностей, которые являются частью этого процесса и их нужно будет исследовать более тщательно.

Холдер и Ангерт [33] рассмотрели систему газа и его газогидрата, окруженных непроницаемыми верхней и нижней границами для случая, когда процесс разложения газового гидрата происходит при понижении давления. В качестве допущений принимается, что газогидрат образуется лишь на поверхности контакта газовой и гидратной фаз, а температура распространяется только за счет теплопроводности. В результате авторы отметили, что наличие газового гидрата существенно влияет на количество добытого газа из подобных залежей.

Боршерс и др. авторы [27] разработали двухфазную модель для изучения добычи газа с учетом разложения и образования его гидрата, которая включает в себя воду и смесь метана, этана и пропана в любом соотношении. Движение рассматривается в радиальном приближении, а условия равновесия задаются на поверхности контакта газа и гидрата. Модель учитывает движение воды в модели, но при распространении температуры учитывается только теплопроводность.

Йосиф и др. разработали одномерную модель в случае изотермического понижения давления в образце Берийского песчаника, заполненного гидратом. Модель учитывает наличие трех фаз (вода, газ и гидрат) и использует кинетическую модель Кима для процесса разложения гидрата [37, 65]. В модели учитывается движение воды, возникающее из-за разложения гидрата, и по результатам численного и практического эксперимента отмечено, что это является существенным фактором. Изменения пористости и проницаемости для газовой фазы были учтены. Результаты, полученные с помощью их модели, были подтверждены экспериментальными данными.

Зу и Руппель [62] разработали аналитическую формулировку решения уравнений момента, массы и энергии для газогидратной системы, состоящей из двух компонент (воды и метана) и трех фаз (газогидрат, свободный газ, вода с растворенным в ней метаном). В модели не учитываются капиллярные эффекты и кинетика фазового перехода между гидратной и водной фазами.

Свинкелс и Дрент [59] модифицировали инструмент нахождения давления, объема и температуры для изучения процессов, связанных с разработкой газогидратов. В инструменте учитывается тепломассоперенос и возможность уплотнения пласта и гидратной «шапки». Флюид в пласте представлен в виде газовой, гидратной и водной фаз. Сама система состоит из трех компонент: два углеводорода и вода. Однако тепло рассматривается как дополнительный компонент для всех фаз.

Моридис представил новый модуль TOUGH2 для симулятора EOSHYDR2, который позволяет рассматривать многокомпонентные и многофазные течения [42]. Симулятор включает в себя как кинетическую модель [37], так и модель фазового равновесия разложения и образования газового гидрата. Согласно тестовым расчетам по добыче газа как понижение давления, так и термическое воздействие проводят к добыче существенного количества газа из их гидратов, предположено что их комбинация приведет к

еще большим результатам. В виду недостатка необходимых данных для кинетической модели автором была использована модель с учетом фазового равновесия. Однако более медленные процессы разложения гидратов, такие как понижение давления, больше следуют кинетической модели.

В работах Хонга и др. [34, 35] представлена модель по добыче газов из гидратонасыщенной залежи, где использованы как аналитический, так и численный подходы. Численная модель состоит из уравнений, описывающих газожидкостное двухфазное течение, перенос тепла происходит за счет теплопроводности и конвективного теплопереноса, разложение газогидратов рассматривается в виде кинетической модели Кима [37]. Аналитическая модель не рассматривает движение флюида. Авторы заключили, что на кинетическое уравнение было оказано влияние только, когда искомые значения были на пять порядков ниже тех, что были найдены в модели Кима.

В модели динамической газогидратной системы [63] рассмотрено два основных элемента: первый позволяет рассматривать динамические фазовые переходы морских газовых гидратов с учетом давления флюида, температуры и изменения солености, второй включает в себя вычислительный инструмент для решения уравнений газожидкостного течения в пористых средах. Модель состоит из трех элементов (вода, газ и соль) и четырех фаз (свободный газ, жидкий раствор, газогидрат и твердая каменная соль) для первого элемента, или из четырех компонент и пяти фаз для второго элемента. Термодинамическое равновесие рассматривается для каждой фазы по отдельности и для всех вместе. Моделирование показало, что разложение газового гидрата в результате повышения температуры или снижения давления на морском дне может привести к развитию трехфазной зоны с сосуществующими газовым гидратом, свободным газом и жидким раствором, а также избыточным поровым давлением в морских газогидратных системах.

Изменения, рассматриваемые в этом исследовании, являются относительно быстрыми ($<10^5$ лет) по отношению к геологической шкале времени, но достаточно медленными ($>10^2$ года), чтобы обеспечить термодинамическое равновесие на всем протяжении процесса.

Ахмади и др. авторы [23] разработали одномерную модель для исследования процесса добычи газа при разложении гидрата в закрытом резервуаре с помощью эффекта депрессии. Модель учитывает тепло возникающее при разложении гидрата, а также переносимое за счет теплопроводности и конвекции в газовой и гидратной фазах. Также учитываются условия фазового равновесия на границе разложения гидратов, однако не учитывается движение воды и эффект Джоуля-Томсона.

Сан и Моханти [58] разработали симулятор, использующий кинетическую модель Кима [37] для изучения процесса разложения и образования гидрата в пористых средах. В симуляторе рассматривается четыре компоненты (гидрат, метан, вода и соль) и пять фаз (гидрат, жидкая фаза, лед и солевой осадок), учитывается возможность замораживания воды и таяния льда с учетом условий фазового равновесия. Массоперенос в виде течения флюида и молекулярной диффузии, а также теплоперенос за счет теплопроводности и конвекции, решается неявным образом. Фирани и Моханти [52] в этот симулятор добавили возможность учитывать CO_2 как новую компоненту, а также его гидрат как новую фазу, для изучения процесса закачки углекислого газа в гидратосодержащую залежь (с гидратом CH_4) для его захоронения и добычи самого метана из гидрата. Уравнения дискретизируются в пространстве с помощью метода конечных разностных объемов и решаются методом Ньютона-Рафсона неявным образом. Метод переключения первичной переменной (PVSM) используется для отслеживания границы фазовых переходов. Фронт разложения гидрата метана движется с медленной скоростью примерно 1/40 см/час для кинетики, принятой в базовом случае. Авторами

отмечается, что для разложения гидрата метана путем закачки CO_2 нужно либо поддерживать очень высокую мольную долю CO_2 в жидкой фазе, либо работать при относительно более низком давлении (более мелкие резервуары гидратов метана).

Уддин и др. [60] разработали общую кинетическую модель образования и разложения гидратов на основе модели Кима [37] для изучения процесса захоронения CO_2 в залежи, содержащей гидрат CH_4 , одновременно с добычей CH_4 . Модель состоит из пяти компонент: вода в жидкой фазе, CH_4 CO_2 в газовой фазе, гидраты CH_4 и CO_2 в твердой фазе. В итоге было отмечено, что эффект константы скорости кинетической реакции для разложения гидрата был существенен в случае его понижения на величину в несколько порядков. Проницаемость пласта также имеет сильное влияние на скорость разложения.

Лью и другие авторы [41] разработали одномерную модель для изучения процесса разложения гидрата с помощью понижения давления в пористом пласте. Они рассматривали движущийся фронт, разделяющий гидратную зону от зоны со свободным газом. Модель учитывает теплоперенос с помощью теплопроводности и конвекции, массоперенос в газовой и гидратной зонах, а также баланс энергии на движущемся фронте. На самом фронте задаются условия фазового равновесия. По итогу исследования было отмечено, что предположение о водной фазе как неподвижной приводит к завышенному прогнозу о положении фронта разложения, и к заниженному прогнозу по количеству добываемого на скважине газа. Замечено, что проницаемость пласта и давление в стволе скважины существенно влияют на скорость процесса добычи газа. Также было обнаружено, что термическое воздействие с помощью повышения температуры при постоянной величине в одной скважине оказывает ограниченное влияние на добычу газа по сравнению с добычей газа за счет понижения давления.

В работе Шагапова и др. [22] приведены в одномерном приближении результаты численного моделирования инъекции теплого (с температурой выше исходной температуры пласта) газа в пористую среду, изначально насыщенную газом и газогидратом, сопровождающейся разложением газогидрата. Для газа в качестве уравнения состояния принято уравнение Клапейрона-Менделеева, эффектами Джоуля-Томсона и адиабатического расширения пренебрегалось, принято допущение о неподвижности воды. Для численного решения поставленной задачи использовался метод ловли фронтов в узлы пространственной сетки. Показано, что для пласта с непроницаемой правой границей (закачка газа происходит через левую границу пласта) диссоциация газогидрата протекает на фронтальной поверхности.

В работе Хасанова [18] в автомодельном приближении решены одномерные задачи о диссоциации газогидрата при закачке теплого газа в пористый пласт, насыщенный газом и гидратом. Представлена система основных уравнений, представляющая собой законы сохранения масс, энергии и закон Дарси, при допущениях о несжимаемости и неподвижности скелета пористой среды, газового гидрата и воды, а также пренебрежении неизотермическими эффектами. Принято условие термодинамической непротиворечивости решения с фронтальной поверхностью фазовых переходов, которое заключается в том, что локальная температура в ближней к границе нагнетания газа области должна быть выше локальной температуры разложения гидрата, вычисляемой по найденному в процессе решения распределению давления. Соответственно, температура в дальней области должна быть ниже данной равновесной температуры. Построено аналитическое решение задач и проведен анализ полученных решений.

В диссертационной работе Васильевой [4] отмечено, что при расчете параметров процесса разложения газовых гидратов на временах, характерных для исследования скважин и разработки месторождений, учет кинетики не

является обязательным фактором, т.е. наиболее адекватными представляются математические модели, основанные на предположении о равновесном характере изучаемого фазовых превращений. Также в монографии [20] при изучении разложения газовых гидратов в природном пористом пласте отмечено, что скорость фазовых переходов лимитируется теплопереносом в пористой среде.

Из представленного обзора литературы, связанного с имеющимися математическими моделями и численными исследованиями, видно, что процесс разложения гидрата в пористой среде рассматривается в основном с точки зрения фазового равновесия, и только в некоторых случаях – как кинетический процесс. При этом кинетика процесса моделируется с помощью модели Кима [37], разработанной на основе лабораторных исследований:

$$\frac{-dn_H}{dt} = k_d A_s (f_e - f),$$

где n_H – количество гидрата в молях; k_d – константа скорости кинетической реакции (моль/(Па·с·м²)); A_s – площадь поверхности; f_e , – равновесная фугитивность (летучесть, Па) для всех фаз; f – фугитивность свободного вещества.

Отметим, что одним из возможных видов рассматриваемого в диссертационной работе теплового воздействия является повышение температуры на верхней границе (кровле) гидратосодержащих многолетнемерзлых пород из-за естественных или искусственных факторов. В качестве естественных причин может быть наличие глобального потепления, что приводит к увеличению средней температуры пород, а в качестве искусственных факторов можно выделить наличие промышленных или гражданских сооружений над гидратосодержащими породами.

Так при повышении температуры многолетнемерзлых пород может происходить разложение газового гидрата и на небольшой глубине образуется газовый резервуар. Т.е. при разложении гидрата метана в замкнутой области

может сформироваться локальная область высокого давления [21]. Прорыв газа из такого подземного резервуара может сопровождаться значительными выбросами грунта. Такие выбросы в настоящее время наблюдаются в тундре [10, 38].

Согласно моделированию деградации многолетнемерзлых пород в условиях Центральной Якутии [7], то одним из эффектов потепления климата будет масштабное оттаивание подобных пород. Авторами работы решалась одномерная задача Стефана, разработанная для палеорекострукции теплового режима мерзлых горных пород. В исследовании были рассмотрены два сценария потепления климата – случай, когда рост среднегодовых температур происходил со скоростью $2^{\circ}\text{C}/100$ лет и $4^{\circ}\text{C}/100$ лет. В результате вычислительного эксперимента получены результаты, показывающие постепенное оттаивание многолетнемерзлых пород с течением времени.

В работе Бондарева и др. [25] представлено исследование другой проблемы, связанной с газогидратами, а именно: образование газового гидрата при закачке газа в водоносный горизонт непосредственно под многолетнемерзлыми породами. Приведена для одномерного случая математическая модель неизотермического течения реальных газов и воды в пористой среде. Модель учитывает превращение газа и воды в гидраты при определенной температуре, которая зависит от давления газового потока. Исследована динамика гидрато- и водонасыщенности, а также поля давления и температуры в пласте с заданными пористостью, проницаемостью и начальными значениями давления, температуры и водонасыщенности. Для аппроксимации исходной краевой задачи используется неявная конечно-разностная схема. Расчетным путем показано, что конечный результат сильно зависит от сочетания пористости и проницаемости коллектора.

В заключение главы хотелось бы отметить, что при математическом моделировании процессов разложения газогидрата в пористой среде необходимо принимать во внимание следующие моменты:

- в основе математической модели лежат методы и уравнения механики многофазных сред (в систему основных уравнений обязательно входят уравнения неразрывности, импульса и энергии);
- математические модели являются аналогами и обобщениями для задачи Стефана;
- решения строятся с одним фронтом фазовых переходов, но указывается, что в некоторых случаях необходимо в дальнейших исследованиях использовать модель с протяженной областью фазовых переходов, а также строятся диаграммы существования решений каждого типа;
- часто используются автомодельные решения с целью анализа полученных результатов в широком диапазоне параметров и верификации полученных результатов;
- формулирование математической модели процессов тепломассопереноса в пористых средах, как правило, осуществляется в терминах "давление-температура" (а не в терминах "давление-энтальпия"), что удобно как для анализа температурных полей, необходимых для понимания рассматриваемых процессов, так и для явного выделения границ фазовых переходов и определения законов их движения.

В данной работе с учетом приведенных выше обстоятельств проведено теоретическое исследование процесса нагрева верхней границы гидратосодержащего пористого пласта при различных исходных параметрах пористой среды и при различной температуре нагрева границы.

По результатам обзора исследований, связанных с изучением неизотермической фильтрации флюидов с учетом разложения газовых гидратов, можно сделать вывод при исследовании процесса теплового

воздействия на гидратосодержащую залежь можно использовать условия термодинамического равновесия, особенно по прошествии достаточно большого времени (больше пяти порядков секунд). Также для нахождения более точного положения фронта разложения газового гидрата будет учитываться движение воды в системе «пористый пласт — флюид», особенно при учете глубины рассматриваемого пласта, например в двумерном случае. В рассматриваемой модели также будут учитываться неизотермические эффекты и свойства реального газа для рассмотрения более общего случая движения газа и исследования влияния этих эффектов на распределение искомых параметров системы.

ГЛАВА 2. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ ГАЗА И ВОДЫ С УЧЕТОМ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Приведем физико-математическую модель неизотермической фильтрации газа с учетом фазового перехода (разложение или образование газового гидрата). При построении данной модели будут приняты следующие общие допущения: гидрат является двухкомпонентной системой с постоянной массовой концентрацией газа; температуры газа, жидкости, гидрата и пористой среды в каждой точке пласта совпадают (однотемпературная модель); пористость пласта постоянна; скелет пористой среды, газовый гидрат несжимаемы и неподвижны, плотность воды постоянна [15, 20]; капиллярные эффекты не рассматриваются.

Поскольку численные эксперименты для построенной физико-математической модели проводятся для времен, когда кинетика разложения гидратов не будет оказывать существенного влияния на результаты, то рассматривается только равновесные термодинамические условия [4].

Полученная общая модель далее рассматривается в паре частных случаев: одномерный радиальный случай закачки теплого газа в гидратонасыщенную залежь и двумерный плоскопараллельный случай нагрева верхней границы данной залежи. Для обоих случаев задаются необходимые начальные и граничные условия.

2.1. Основные уравнения

Запишем уравнения сохранения масс газа, воды, гидрата и скелета в общем виде (без учёта постоянства некоторых величин):

$$\frac{\partial}{\partial t}(m S_g \rho_g) + \operatorname{div}(\rho_g \vec{w}_g) = J_{h \rightarrow g}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(m S_w \rho_w) + \operatorname{div}(\rho_w \vec{w}_w) = J_{h \rightarrow w}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(m S_h \rho_h) = J_{g \rightarrow h} + J_{w \rightarrow h}, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}((1-m) \rho_{sk}) = 0, \quad (2.4)$$

Параметры с нижними индексами g , w , h и sk относятся к газу, воде, гидрату и скелету пористой среды, соответственно; t – время; m – пористость; S_j ($j = g, w, h$) – насыщенности пористой среды j -ым веществом; ρ_j ($j = g, w, h, sk$) – плотность j -го вещества; \vec{w}_g и \vec{w}_w – векторы скорости фильтрации газа и воды, соответственно; $J_{j \rightarrow k}$ ($j, k = g, w, h$) – интенсивности переходов j -го вещества в k -ое.

Сумма насыщенностей равна единице:

$$S_g + S_w + S_h = 1. \quad (2.5)$$

Для интенсивностей фазовых переходов можно записать следующие выражения:

$$J_{h \rightarrow g} = -\frac{\partial}{\partial t}(m S_h G \rho_h) = -J_{g \rightarrow h},$$

$$J_{h \rightarrow w} = -\frac{\partial}{\partial t}(m S_h (1-G) \rho_h) = -J_{w \rightarrow h},$$

где G – массовая концентрация газа в гидрате. Используя эти выражения, перепишем уравнения сохранения массы газа (2.1) и воды (2.2) в виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}(m S_g \rho_g) + \operatorname{div}(\rho_g \vec{w}_g) = -\frac{\partial}{\partial t}(m S_h G \rho_h), \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(m S_w \rho_w) + \operatorname{div}(\rho_w \vec{w}_w) = -\frac{\partial}{\partial t}(m S_h (1-G) \rho_h). \quad (2.7)$$

В допущениях принято, что пористость, плотность гидрата и массовое содержание газа в гидрате не зависят от времени, тогда уравнение (2.6) можно преобразовать к виду:

$$\rho_g \frac{\partial S_g}{\partial t} + S_g \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{m} \operatorname{div}(\rho_g \vec{w}_g) = -G \rho_h \frac{\partial S_h}{\partial t},$$

далее разделим уравнение на плотность газа и используем уравнение (2.5) для газонасыщенности в первом члене, получим:

$$-\frac{\partial S_w}{\partial t} - \frac{\partial S_h}{\partial t} + \frac{S_g}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{m \rho_g} \operatorname{div}(\rho_g \vec{w}_g) = -\frac{G \rho_h}{\rho_g} \frac{\partial S_h}{\partial t}. \quad (2.8)$$

Теперь, учитывая, что пористость не зависит от времени, плотности воды, льда, гидрата, а также массовое содержание газа в гидрате константы, можно переписать уравнение (2.7) в виде:

$$\frac{\partial S_w}{\partial t} + \frac{1}{m} \operatorname{div}(\vec{w}_w) = -\frac{(1-G)\rho_h}{\rho_w} \frac{\partial S_h}{\partial t}. \quad (2.9)$$

Сложив уравнения (2.8) и (2.9), получим уравнение сохранения массы насыщенной пористой среды:

$$\frac{S_g}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \frac{1}{m \rho_g} \operatorname{div}(\rho_g \vec{w}_g) + \frac{1}{m} \operatorname{div}(\vec{w}_w) = \frac{\partial S_h}{\partial t} \left(1 - \frac{G \rho_h}{\rho_g} - \frac{(1-G)\rho_h}{\rho_w} \right). \quad (2.10)$$

В общем случае нужно складывать все уравнения сохранения масс (2.1) – (2.4), при этом в уравнении (2.4) пористость и плотность скелета не зависят от времени, поэтому левая часть равна нулю, и данные уравнения при добавлении в общую сумму дадут ноль.

В качестве закона движения газа и воды примем линейный закон фильтрации Дарси [2]:

$$\vec{w}_g = -\frac{k k_{rg}}{\mu_g} (\operatorname{grad} p - \rho_g \vec{g}), \quad (2.11)$$

$$\vec{w}_w = -\frac{k k_{rw}}{\mu_w} (\operatorname{grad} p - \rho_w \vec{g}), \quad (2.12)$$

где k – абсолютная проницаемость пласта; k_{rg} и k_{rw} – относительная фазовая проницаемость для газа и воды, соответственно; μ_g и μ_w – динамическая вязкость газа и воды, соответственно; p – давление; $\vec{g} = (0, 0, -g)$ – вектор ускорения свободного падения, с учётом, что вертикальная ось направлена вверх.

Для расчёта относительных фазовых проницаемостей будем использовать эмпирические формулы Чень – Чжун – Сяна, которые можно применять при оценочных расчётах [2]:

$$k_{rg} = \begin{cases} 0, 0 \leq S_g \leq 0,1; \\ \left(\frac{S_g - 0,1}{0,9} \right)^{3,5} (4 - 3 S_g), 0,1 < S_g \leq 1. \end{cases} \quad (2.13)$$

$$k_{rw} = \begin{cases} 0, 0 \leq S_w \leq 0,2; \\ \left(\frac{S_w - 0,2}{0,8} \right)^{3,5}, 0,2 < S_w \leq 1. \end{cases} \quad (2.14)$$

Будем использовать следующее уравнение состояния реального газа:

$$p = z_g \rho_g R_g T, \quad (2.15)$$

где z_g – коэффициент сверхсжимаемости газа; $R_g = R/M$ – удельная газовая постоянная; R – универсальная газовая постоянная; M – молярная масса газа; T – температура. Для коэффициента сверхсжимаемости газа будем использовать уравнение Латонова – Гуревича, которое подходит как для однокомпонентного газа, так и для газовых смесей, состоящих из углеводородных газов, углекислого газа и азота [11]:

$$z_g = \left(0,4 \cdot \lg \left(\frac{T}{T_c} \right) + 0,73 \right)^{\frac{p}{p_c}} + 0,1 \frac{p}{p_c}, \quad (2.16)$$

где T_c и p_c – критические температура (К) и давление (Па) для газа.

Получим уравнение для расчёта давления. Для этого преобразуем уравнение сохранения общей массы (2.10) с учётом уравнения движения газа (2.11), воды (2.12):

$$\begin{aligned} \frac{S_g}{\rho_g} \frac{\partial \rho_g}{\partial t} - \frac{1}{m \rho_g} \operatorname{div} \left(\rho_g \frac{k k_{rg}}{\mu_g} (\operatorname{grad} p - \rho_g \vec{g}) \right) - \frac{1}{m \mu_w} \operatorname{div} (k k_{rw} (\operatorname{grad} p - \rho_w \vec{g})) = \\ = \frac{\partial S_h}{\partial t} \left(1 - \frac{G \rho_h}{\rho_g} - \frac{(1-G) \rho_h}{\rho_w} \right). \end{aligned} \quad (2.17)$$

Распишем частную производную плотности газа по времени, с учётом уравнения состояния газа (2.15), при выводе примем во внимание, что удельная газовая постоянная не зависит от времени:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{z_g R_g T} \right) = \frac{\rho_g}{p} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\rho_g}{z_g} \frac{\partial z_g}{\partial t} - \frac{\rho_g}{T} \frac{\partial T}{\partial t}.$$

Тогда уравнение (2.17) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned} \frac{S_g}{p} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{S_g}{z_g} \frac{\partial z_g}{\partial t} - \frac{S_g}{T} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{1}{m \rho_g} \operatorname{div} \left(\rho_g \frac{k k_{rg}}{\mu_g} (\operatorname{grad} p - \rho_g \vec{g}) \right) - \frac{1}{m \mu_w} \operatorname{div} (k k_{rw} (\operatorname{grad} p - \rho_w \vec{g})) = \\ = \frac{\partial S_h}{\partial t} \left(1 - \frac{G \rho_h}{\rho_g} - \frac{(1-G) \rho_h}{\rho_w} \right). \end{aligned}$$

Умножим последнее уравнение на p/S_g , получим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{p}{z_g} \frac{\partial z_g}{\partial t} - \frac{p}{T} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{p}{m S_g \rho_g} \operatorname{div} \left(\rho_g \frac{k k_{rg}}{\mu_g} (\operatorname{grad} p - \rho_g \vec{g}) \right) - \frac{p}{m S_g \mu_w} \operatorname{div} (k k_{rw} (\operatorname{grad} p - \rho_w \vec{g})) = \\ = \frac{p}{S_g} \frac{\partial S_h}{\partial t} \left(1 - \frac{G \rho_h}{\rho_g} - \frac{(1-G) \rho_h}{\rho_w} \right). \end{aligned}$$

Распишем давление (в множителях перед дивергенцией), используя уравнение состояния (2.15). Это делается для того, чтобы при построении дискретного аналога искомого уравнения не было слагаемых, в которых давление входит во второй степени. Также перенесём всё, кроме частной производной давления по времени, в правую часть, в итоге получим искомое уравнение для расчёта давления:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p}{z_g} \frac{\partial z_g}{\partial t} + \frac{p}{T} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{p}{S_g} \frac{\partial S_h}{\partial t} \left(1 - \frac{G \rho_h}{\rho_g} - \frac{(1-G) \rho_h}{\rho_w} \right) + \\ + \frac{z_g R_g T}{m S_g} \operatorname{div} \left(\rho_g \frac{k k_{rg}}{\mu_g} (\operatorname{grad} p - \rho_g \vec{g}) \right) + \frac{z_g \rho_g R_g T}{m S_g \mu_w} \operatorname{div} (k k_{rw} (\operatorname{grad} p - \rho_w \vec{g})). \end{aligned} \quad (2.18)$$

Получим уравнение для расчёта водонасыщенности. Для этого преобразуем уравнение сохранения массы воды (2.9) с учётом уравнения Дарси (2.12) и перенесём всё, кроме частной производной водонасыщенности по времени в правую часть. В итоге получим искомое уравнение для расчёта водонасыщенности:

$$\frac{\partial S_w}{\partial t} = \frac{1}{m \mu_w} \operatorname{div} (k k_{rw} (\operatorname{grad} p - \rho_w \vec{g})) - \frac{(1-G) \rho_h}{\rho_w} \frac{\partial S_h}{\partial t}. \quad (2.19)$$

Следует отметить, что, несмотря на допущение о неподвижности и несжимаемости скелета пористой среды, пористость и проницаемость могут

меняться по пространству, они постоянны только во времени. Поэтому в уравнениях (2.18) и (2.19) проницаемость не выносится из-под оператора дивергенции.

Получим уравнение для расчёта температуры. Запишем первое начало термодинамики:

$$d(U+E)=\delta A^{(e)}+\delta Q^{(e)}. \quad (2.20)$$

Здесь U – внутренняя энергия некоторого объёма насыщенной пористой среды; E – энергия в поле потенциальных сил (в нашем случае – в поле силы тяжести); $\delta A^{(e)}$ – совершённая над рассматриваемым объёмом работа внешних сил; $\delta Q^{(e)}$ – количество теплоты, получаемое рассматриваемым объёмом.

Для полного дифференциала внутренней энергии системы можно записать:

$$d(U+E)=\frac{\partial}{\partial t}(mS_g\rho_g u_g+mS_w\rho_w u_w+mS_h\rho_h u_h+(1-m)\rho_{sk} u_{sk}+ \\ +mS_g\rho_g gz+mS_w\rho_w gz+mS_h\rho_h gz+(1-m)\rho_{sk} gz) dx dy dz dt, \quad (2.21)$$

где u_j ($j = g, w, h, sk$) – внутренняя энергия единицы массы j -го вещества; g – значение ускорения свободного падения; x, y и z – декартовы координаты.

Работа внешних сил $\delta A^{(e)}$ складывается из работы сил давления $\delta A^{(e)}_{pres}$ и работы силы тяжести $\delta A^{(e)}_{grav}$, которые совершаются только над подвижными флюидами (газом и водой):

$$\delta A^{(e)}_{pres}=-\operatorname{div}(p\vec{w}_g+p\vec{w}_w) dx dy dz dt, \\ \delta A^{(e)}_{grav}=-\operatorname{div}(\rho_g\vec{w}_g gz+\rho_w\vec{w}_w gz) dx dy dz dt, \\ \delta A^{(e)}=-\operatorname{div}(p\vec{w}_g+p\vec{w}_w+\rho_g\vec{w}_g gz+\rho_w\vec{w}_w gz) dx dy dz dt. \quad (2.22)$$

Для количества теплоты, получаемого рассматриваемым объёмом, можно записать:

$$\delta Q^{(e)}=-\operatorname{div}(\vec{q}) dx dy dz dt,$$

где \vec{q} – вектор потока теплоты, который в свою очередь складывается из переноса теплоты за счёт теплопроводности \vec{q}_{cond} и за счёт конвекции \vec{q}_{conv} :

$$\vec{q}_{cond}=-\lambda \operatorname{grad} T,$$

$$\begin{aligned}\vec{q}_{conv} &= \rho_g \vec{w}_g u_g + \rho_w \vec{w}_w u_w, \\ \vec{q} &= -\lambda \text{grad } T + \rho_g \vec{w}_g u_g + \rho_w \vec{w}_w u_w, \\ \lambda &= (1-m)\lambda_{sk} + m \sum_{j=g,w,h} S_j \lambda_j,\end{aligned}$$

где λ_j ($j = g, w, h, sk$) – коэффициент теплопроводности j -го вещества; λ – коэффициент теплопроводности насыщенной пористой среды; T – температура. Тогда для количества теплоты, получаемого рассматриваемым объёмом, запишем:

$$\delta Q^{(e)} = -\text{div}(-\lambda \text{grad } T + \rho_g \vec{w}_g u_g + \rho_w \vec{w}_w u_w) dx dy dz dt. \quad (2.23)$$

Подставим выражения (2.21), (2.22), (2.23) в (2.20) и сократим на $dx dy dz dt$, в итоге получим:

$$\begin{aligned}& \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g u_g + m S_w \rho_w u_w + m S_h \rho_h u_h + (1-m) \rho_{sk} u_{sk} + \\ & + m S_g \rho_g gz + m S_w \rho_w gz + m S_h \rho_h gz + (1-m) \rho_{sk} gz) + \\ & + \text{div}(\rho_g \vec{w}_g u_g + \rho_w \vec{w}_w u_w + \rho_g \vec{w}_g gz + \rho_w \vec{w}_w gz - \lambda \text{grad } T) = 0.\end{aligned} \quad (2.24)$$

Преобразуем некоторые члены уравнения (2.24) с учетом уравнения сохранения массы газа (2.6):

$$\begin{aligned}& \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g u_g) + \text{div}(\rho_g \vec{w}_g u_g) = \\ 1. & = m S_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} + u_g \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) + \rho_g \vec{w}_g \text{grad}(u_g) + u_g \text{div}(\rho_g \vec{w}_g) = \\ & = u_g \left(\frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) + \text{div}(\rho_g \vec{w}_g) \right) + m S_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} + \rho_g \vec{w}_g \text{grad}(u_g) = \\ & = u_g \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + m S_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} + \rho_g \vec{w}_g \text{grad}(u_g); \\ 2. & \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g gz) + \text{div}(\rho_g \vec{w}_g gz) = \\ & = m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} (gz) + gz \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) + \rho_g \vec{w}_g \text{grad}(gz) + gz \text{div}(\rho_g \vec{w}_g) = \\ & = gz \left(\frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) + \text{div}(\rho_g \vec{w}_g) \right) + m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} (gz) + \rho_g \vec{w}_g \text{grad}(gz) = \\ & = gz \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} (gz) + \rho_g \vec{w}_g \text{grad}(gz).\end{aligned}$$

Учитывая стационарность гравитационного поля, можно записать:

$$\frac{\partial}{\partial t} (gz) = 0.$$

Учитывая однородность гравитационного поля ($g = \text{const}$), можно записать:

$$\text{grad}(gz) = g \text{grad}(z) = (0, 0, g) = -(0, 0, -g) = -\vec{g}.$$

Тогда получим:

$$gz \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} (gz) + \rho_g \vec{w}_g \text{grad}(gz) = gz \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) - \rho_g \vec{w}_g \vec{g}.$$

$$\begin{aligned} 3. \quad \text{div}(\rho \vec{w}_g) &= \text{div} \left(\frac{\rho_g}{\rho_g} \rho \vec{w}_g \right) = \frac{\rho}{\rho_g} \text{div}(\rho_g \vec{w}_g) + \rho_g \vec{w}_g \text{grad} \left(\frac{\rho}{\rho_g} \right) = \\ &= \frac{\rho}{\rho_g} \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + \rho_g \vec{w}_g \text{grad} \left(\frac{\rho}{\rho_g} \right). \end{aligned}$$

Преобразуем некоторые члены уравнения (2.24) с учётом уравнения сохранения массы воды (2.7):

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w u_w) + \text{div}(\rho_w \vec{w}_w u_w) = \\ 4. \quad &= m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} + u_w \frac{\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w) + \rho_w \vec{w}_w \text{grad}(u_w) + u_w \text{div}(\rho_w \vec{w}_w) = \\ &= u_w \left(\frac{\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w) + \text{div}(\rho_w \vec{w}_w) \right) + m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} + \rho_w \vec{w}_w \text{grad}(u_w) = \\ &= u_w \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) + m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} + \rho_w \vec{w}_w \text{grad}(u_w). \\ &\frac{\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w gz) + \text{div}(\rho_w \vec{w}_w gz) = \\ 5. \quad &= m S_w \rho_w \frac{\partial}{\partial t} (gz) + gz \frac{\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w) + \rho_w \vec{w}_w \text{grad}(gz) + gz \cdot \text{div}(\rho_w \vec{w}_w) = \\ &= gz \left(\frac{\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w) + \text{div}(\rho_w \vec{w}_w) \right) + m S_w \rho_w \frac{\partial}{\partial t} (gz) + \rho_w \vec{w}_w \text{grad}(gz) = \\ &= gz \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) + m S_w \rho_w \frac{\partial}{\partial t} (gz) + \rho_w \vec{w}_w \text{grad}(gz). \end{aligned}$$

Учитывая стационарность и однородность гравитационного поля (аналогично п. 2), получим:

$$\begin{aligned} &gz \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) + m S_w \rho_w \frac{\partial}{\partial t} (gz) + \rho_w \vec{w}_w \text{grad}(gz) = \\ &= gz \left(-\frac{\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) - \rho_w \vec{w}_w \vec{g}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
6. \quad \operatorname{div}(p \vec{w}_w) &= \operatorname{div}\left(\frac{\rho_w}{\rho_w} p \vec{w}_w\right) = \frac{p}{\rho_w} \operatorname{div}(\rho_w \vec{w}_w) + \rho_w \vec{w}_w \operatorname{grad}\left(\frac{p}{\rho_w}\right) = \\
&= \frac{p}{\rho_w} \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_w \rho_w) - \frac{\partial}{\partial t}(m S_h(1-G)\rho_h)\right) + \rho_w \vec{w}_w \operatorname{grad}\left(\frac{p}{\rho_w}\right).
\end{aligned}$$

Преобразуем некоторые члены уравнения (2.24) с учётом уравнения сохранения массы скелета (2.4):

$$7. \quad \frac{\partial}{\partial t}((1-m)\rho_{sk}gz) = gz \frac{\partial}{\partial t}((1-m)\rho_{sk}) + (1-m)\rho_{sk} \frac{\partial}{\partial t}(gz) = (1-m)\rho_{sk} \frac{\partial}{\partial t}(gz).$$

Учитывая стационарность и однородность гравитационного поля (аналогично п. 2), получим:

$$(1-m)\rho_{sk} \frac{\partial}{\partial t}(gz) \equiv 0.$$

После преобразований 1-7 уравнение (2.24) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t}(m S_h \rho_h u_h + (1-m)\rho_{sk} u_{sk} + m S_h \rho_h gz) + \\
&+ u_g \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_h G \rho_h)\right) + m S_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} + \rho_g \vec{w}_g \cdot \operatorname{grad}(u_g) + \\
&+ u_w \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_h(1-G)\rho_h)\right) + m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} + \rho_w \vec{w}_w \cdot \operatorname{grad}(u_w) + \\
&+ gz \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_h G \rho_h)\right) - \rho_g \vec{w}_g \cdot \vec{g} + gz \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_h(1-G)\rho_h)\right) - \rho_w \vec{w}_w \cdot \vec{g} + \\
&+ \frac{p}{\rho_g} \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_g \rho_g) - \frac{\partial}{\partial t}(m S_h G \rho_h)\right) + \rho_g \vec{w}_g \cdot \operatorname{grad}\left(\frac{p}{\rho_g}\right) + \\
&+ \frac{p}{\rho_w} \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_w \rho_w) - \frac{\partial}{\partial t}(m S_h(1-G)\rho_h)\right) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \operatorname{grad}\left(\frac{p}{\rho_w}\right) - \\
&\quad - \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) = 0.
\end{aligned} \tag{2.25}$$

Обратим внимание, что:

$$gz \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_h G \rho_h)\right) + gz \left(\frac{-\partial}{\partial t}(m S_h(1-G)\rho_h)\right) = \frac{-\partial}{\partial t}(m S_h \rho_h gz),$$

тогда члены с противоположными знаками взаимоуничтожаются, и уравнение (2.25) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial t} (m S_i \rho_i u_i + m S_h \rho_h u_h + (1-m) \rho_{sk} u_{sk}) + \\
& + u_g \left(\frac{-\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + m S_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} + \rho_g \vec{w}_g \cdot \text{grad} (u_g) + \\
& + u_w \left(\frac{-\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) + m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} + \rho_w \vec{w}_w \cdot \text{grad} (u_w) - \\
& - \rho_g \vec{w}_g \cdot \vec{g} - \rho_w \vec{w}_w \cdot \vec{g} - \text{div} (\lambda \text{grad} T) + \\
& + \frac{p}{\rho_g} \left(\frac{-\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + \rho_g \vec{w}_g \cdot \text{grad} \left(\frac{p}{\rho_g} \right) + \\
& + \frac{p}{\rho_w} \left(\frac{-\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \text{grad} \left(\frac{p}{\rho_w} \right) = 0.
\end{aligned}$$

Далее преобразуем к следующему виду:

$$\begin{aligned}
& m S_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} - \frac{p}{\rho_g} \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) + m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} - \frac{p}{\rho_w} \frac{\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w) + \\
& + \rho_g \vec{w}_g \cdot \text{grad} \left(u_g + \frac{p}{\rho_g} \right) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \text{grad} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \rho_g \vec{w}_g \cdot \vec{g} - \rho_w \vec{w}_w \cdot \vec{g} + \\
& + \left(u_g + \frac{p}{\rho_g} \right) \left(\frac{-\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) \left(\frac{-\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) + \\
& \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h u_h + (1-m) \rho_{sk} u_{sk}) - \text{div} (\lambda \text{grad} T) = 0.
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Далее выполним следующие преобразования:

$$\begin{aligned}
1. \quad & m S_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} - \frac{p}{\rho_g} \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) = \\
& = m S_g \rho_g \frac{\partial u_g}{\partial t} - \frac{p}{\rho_g} \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) + m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho_g} \right) - m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho_g} \right) = \\
& = m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(u_g + \frac{p}{\rho_g} \right) - \frac{p}{\rho_g} \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) - m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{\rho_g} \right) = \\
& = m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(u_g + \frac{p}{\rho_g} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(m S_g \rho_g \frac{p}{\rho_g} \right) = \\
& = m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(u_g + \frac{p}{\rho_g} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_g p).
\end{aligned}$$

2. Аналогично для третьего и четвёртого членов уравнения (2.26), получим:

$$\begin{aligned}
& m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} - \frac{p}{\rho_w} \frac{\partial}{\partial t} (m S_w \rho_w) = \\
& = m S_w \rho_w \frac{\partial}{\partial t} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_w p).
\end{aligned}$$

Учитывая эти преобразования, уравнение (2.26) можно записать в виде:

$$\begin{aligned}
& m S_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} \left(u_g + \frac{p}{\rho_g} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_g p) + m S_w \rho_w \frac{\partial}{\partial t} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_w p) + \\
& + \rho_g \vec{w}_g \cdot \text{grad} \left(u_g + \frac{p}{\rho_g} \right) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \text{grad} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \rho_g \vec{w}_g \cdot \vec{g} - \rho_w \vec{w}_w \cdot \vec{g} + \\
& + \left(u_g + \frac{p}{\rho_g} \right) \left(- \frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) \left(- \frac{\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) + \\
& + \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h u_h + (1-m) \rho_{sk} u_{sk}) - \text{div} (\lambda \text{grad} T) = 0.
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Введём термодинамическую функцию энтальпии единицы массы (Дж/кг):

$$i = u + \frac{p}{\rho},$$

тогда уравнение баланса энергии (2.27) можно записать так:

$$\begin{aligned}
& m S_g \rho_g \frac{\partial i_g}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (m S_g p) + m S_w \rho_w \frac{\partial i_w}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (m S_w p) + \\
& + \rho_g \vec{w}_g \cdot \text{grad} (i_g) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \text{grad} (i_w) - \rho_g \vec{w}_g \cdot \vec{g} - \rho_w \vec{w}_w \cdot \vec{g} + \\
& + i_g \left(- \frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) \right) + i_w \left(- \frac{\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) \right) + \\
& + \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h u_h + (1-m) \rho_{sk} u_{sk}) - \text{div} (\lambda \text{grad} T) = 0.
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Как известно, при образовании газового гидрата выделяется скрытая теплота фазовых переходов, что можно записать следующим образом:

$$i_g \frac{\partial}{\partial t} (m S_h G \rho_h) + i_w \frac{\partial}{\partial t} (m S_h (1-G) \rho_h) = i_h \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h) + \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h L_h),$$

где L_h – удельная теплота образования и разложения льда и газового гидрата, соответственно. Учитывая эти выражения, перепишем уравнение (2.28) в следующем виде:

$$\begin{aligned}
& m S_g \rho_g \frac{\partial i_g}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (m S_g p) + m S_w \rho_w \frac{\partial i_w}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (m S_w p) + \\
& + \rho_g \vec{w}_g \cdot \text{grad}(i_g) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \text{grad}(i_w) - \rho_g \vec{w}_g \cdot \vec{g} - \rho_w \vec{w}_w \cdot \vec{g} - \\
& - i_i \frac{\partial}{\partial t} (m S_i \rho_i) - i_h \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h) - \\
& - \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h L_h) + \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h u_h + (1-m) \rho_{sk} u_{sk}) - \text{div}(\lambda \text{grad} T) = 0.
\end{aligned} \tag{2.29}$$

Для веществ, плотность которых принята постоянной, а именно: для воды и гидрата, – перейдём от энтальпии к внутренней энергии единицы массы, которую в дальнейшем можно выразить пропорционально температуре.

$$\begin{aligned}
& m S_g \rho_g \frac{\partial i_g}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial t} (m S_g p) + m S_w \rho_w \frac{\partial}{\partial t} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_w p) + \\
& + \rho_g \vec{w}_g \cdot \text{grad}(i_g) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \text{grad} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \rho_g \vec{w}_g \cdot \vec{g} - \rho_w \vec{w}_w \cdot \vec{g} - \\
& - \left(u_i + \frac{p}{\rho_i} \right) \frac{\partial}{\partial t} (m S_i \rho_i) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_i \rho_i L_i) - \left(u_h + \frac{p}{\rho_h} \right) \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h) - \frac{\partial}{\partial t} (m S_h \rho_h L_h) + \\
& + \frac{\partial}{\partial t} (m S_i \rho_i u_i + m S_h \rho_h u_h + (1-m) \rho_{sk} u_{sk}) - \text{div}(\lambda \text{grad} T) = 0,
\end{aligned}$$

тогда, учитывая, что согласно допущениям, пористость не зависит от времени, плотности воды, льда, гидрата и скелета, а также теплоты фазовых переходов постоянны, последнее уравнение можно преобразовать к виду:

$$\begin{aligned}
& m S_g \rho_g \frac{\partial i_g}{\partial t} - m \frac{\partial}{\partial t} (S_g p) + m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} + m S_w \frac{\partial p}{\partial t} - m \frac{\partial}{\partial t} (S_w p) + \\
& + \rho_g \vec{w}_g \cdot (\text{grad}(i_g) - \vec{g}) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \left(\text{grad} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \vec{g} \right) - \\
& - m \rho_h u_h \frac{\partial S_h}{\partial t} - m p \frac{\partial S_h}{\partial t} - m \rho_h L_h \frac{\partial S_h}{\partial t} + m \rho_h \frac{\partial}{\partial t} (S_h u_h) + \\
& + (1-m) \rho_{sk} \frac{\partial u_{sk}}{\partial t} - \text{div}(\lambda \text{grad} T) = 0.
\end{aligned} \tag{2.30}$$

Далее выполним следующие преобразования:

1. $-m \rho_h u_h \frac{\partial S_h}{\partial t} + m \rho_h \frac{\partial}{\partial t} (S_h u_h) = m S_h \rho_h \frac{\partial u_h}{\partial t}.$
2. $-m p \frac{\partial S_h}{\partial t} = -m p \frac{\partial S_h}{\partial t} + m S_h \frac{\partial p}{\partial t} - m S_h \frac{\partial p}{\partial t} = m S_h \frac{\partial p}{\partial t} - m \frac{\partial}{\partial t} (S_h p).$

После этих преобразований уравнение (2.30) примет вид:

$$\begin{aligned}
& m S_g \rho_g \frac{\partial i_g}{\partial t} - m \frac{\partial}{\partial t} (S_g p) + \\
& + m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} + m S_w \frac{\partial p}{\partial t} - m \frac{\partial}{\partial t} (S_w p) + \\
& + \rho_g \vec{w}_g \cdot (\text{grad}(i_g) - \vec{g}) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \left(\text{grad} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \vec{g} \right) + \\
& + m S_h \rho_h \frac{\partial u_h}{\partial t} + m S_h \frac{\partial p}{\partial t} - m \frac{\partial}{\partial t} (S_h p) - m \rho_h L_h \frac{\partial S_h}{\partial t} + \\
& + (1-m) \rho_{sk} \frac{\partial u_{sk}}{\partial t} - \text{div}(\lambda \text{grad } T) = 0.
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Используя (2.5), можно выполнить следующие преобразования:

$$\begin{aligned}
& -m \frac{\partial}{\partial t} (S_g p) + m S_w \frac{\partial p}{\partial t} - m \frac{\partial}{\partial t} (S_w p) + m S_h \frac{\partial p}{\partial t} - m \frac{\partial}{\partial t} (S_h p) = \\
& = -m \frac{\partial}{\partial t} (p(S_g + S_w + S_h)) + m(S_w + S_h) \frac{\partial p}{\partial t} = \\
& = -m \frac{\partial p}{\partial t} + m(1 - S_g) \frac{\partial p}{\partial t} = -m S_g \frac{\partial p}{\partial t},
\end{aligned}$$

тогда уравнение (2.31) можно привести к виду:

$$\begin{aligned}
& m S_g \rho_g \frac{\partial i_g}{\partial t} - m S_g \frac{\partial p}{\partial t} + m S_w \rho_w \frac{\partial u_w}{\partial t} + \\
& + \rho_g \vec{w}_g \cdot (\text{grad}(i_g) - \vec{g}) + \rho_w \vec{w}_w \cdot \left(\text{grad} \left(u_w + \frac{p}{\rho_w} \right) - \vec{g} \right) + \\
& + m S_h \rho_h \frac{\partial u_h}{\partial t} - m \rho_h L_h \frac{\partial S_h}{\partial t} + \\
& + (1-m) \rho_{sk} \frac{\partial u_{sk}}{\partial t} - \text{div}(\lambda \text{grad } T) = 0.
\end{aligned} \tag{2.32}$$

Из термодинамики известно, что полный дифференциал удельной энтальпии в переменных p и T записывается в виде [52]:

$$di = c(dT + \varepsilon dp),$$

где c – изобарная удельная теплоёмкость; ε – коэффициент Джоуля – Томсона (дифференциальный коэффициент дросселирования). Используя это равенство, можно записать:

$$\frac{\partial i_g}{\partial t} = c_g \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \varepsilon_g \frac{\partial p}{\partial t} \right), \quad \text{grad}(i_g) = c_g (\text{grad } T + \varepsilon_g \text{grad } p).$$

Внутреннюю энергию единицы массы веществ, для которых в допущениях приняты постоянные значения плотности и теплоёмкости, выразим пропорционально температуре:

$$u_w = c_w T, \quad u_h = c_h T, \quad u_{sk} = c_{sk} T,$$

где c_w , c_h и c_{sk} – удельная теплоёмкость воды, льда, гидрата и скелета пористой среды, соответственно.

С учётом вышеописанных выражений, уравнение (2.32) принимает вид:

$$\begin{aligned} m S_g \rho_g c_g \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \varepsilon_g \frac{\partial p}{\partial t} \right) - m S_g \frac{\partial p}{\partial t} + m S_w \rho_w c_w \frac{\partial T}{\partial t} + \\ + \rho_g c_g \vec{w}_g \cdot \left(\text{grad } T + \varepsilon_g \text{grad } p - \frac{\vec{g}}{c_g} \right) + \\ + \rho_w c_w \vec{w}_w \cdot \left(\text{grad } T + \frac{1}{\rho_w c_w} \text{grad } p - \frac{\vec{g}}{c_w} \right) + \\ + m S_h \rho_h c_h \frac{\partial T}{\partial t} - m \rho_h L_h \frac{\partial S_h}{\partial t} + \\ + (1-m) \rho_{sk} c_{sk} \frac{\partial T}{\partial t} - \text{div}(\lambda \text{grad } T) = 0. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Для более компактной записи введём объёмную теплоёмкость насыщенной пористой среды:

$$\rho c = (1-m) \rho_{sk} c_{sk} + m \sum_{j=g,w,h} S_j \rho_j c_j.$$

Подставим последнее выражение в уравнение (2.33), сгруппируем некоторые члены, в итоге получим:

$$\begin{aligned} \rho c \frac{\partial T}{\partial t} - m S_g \rho_g c_g \left(\frac{1}{\rho_g c_g} - \varepsilon_g \right) \frac{\partial p}{\partial t} - m \rho_h L_h \frac{\partial S_h}{\partial t} - \text{div}(\lambda \text{grad } T) + \\ + \rho_g c_g \vec{w}_g \cdot \left(\text{grad } T + \varepsilon_g \text{grad } p - \frac{\vec{g}}{c_g} \right) + \rho_w c_w \vec{w}_w \cdot \left(\text{grad } T + \frac{\text{grad } p}{\rho_w c_w} - \frac{\vec{g}}{c_w} \right) = 0. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Введём коэффициент адиабатического охлаждения газа [12]:

$$\eta_g = \frac{1}{\rho_g c_g} - \varepsilon_g.$$

Также введём коэффициент Джоуля – Томсона для воды (вывод будет представлен далее):

$$\varepsilon_w = \frac{1}{\rho_w c_w}.$$

Перенесём все члены уравнения энергии (2.34), кроме первого, в правую часть, в итоге получим искомое выражение для расчета температуры:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = m S_g \rho_g c_g \eta_g \frac{\partial p}{\partial t} + m \rho_h L_h \frac{\partial S_h}{\partial t} + \text{div}(\lambda \text{grad } T) - \rho_g c_g \vec{w}_g \cdot \left(\text{grad } T + \varepsilon_g \text{grad } p - \frac{\vec{g}}{c_g} \right) - \rho_w c_w \vec{w}_w \cdot \left(\text{grad } T + \varepsilon_w \text{grad } p - \frac{\vec{g}}{c_w} \right). \quad (2.35)$$

Это уравнение показывает, что изменение энергии термодинамической системы «скелет – насыщающие вещества (газ, вода и гидрат)» определяется следующими факторами:

1. Эффектом адиабатического охлаждения газа;
2. Фазовыми переходами «газ + вода ↔ гидрат»;
3. Теплопроводностью;
4. Конвективным теплопереносом газом и водой;
5. Дроссельным эффектом при фильтрации газа и воды;
6. Превращением потенциальной энергии силы тяжести при фильтрации газа и воды вдоль вертикальной оси в тепловую энергию.

Для определения коэффициента Джоуля – Томсона (дифференциального коэффициента дросселирования) можно воспользоваться следующей зависимостью [2]:

$$\varepsilon = \frac{1}{\rho c} \left(1 - \rho T \left. \frac{\partial(1/\rho)}{\partial T} \right|_p \right), \quad (2.36)$$

где ρ – плотность; c – изобарная удельная теплоёмкость; T – температура; p – давление.

Выразим плотность газа из уравнения состояния (2.15):

$$\rho_g = \frac{p}{z_g R_g T},$$

и подставим это выражение в уравнение (2.36) и, после преобразований, получим следующее выражение:

$$\varepsilon_g = - \frac{1}{\rho_g c_g} \left. \frac{T}{z_g} \frac{\partial z_g}{\partial T} \right|_p.$$

Выражение для частной производной коэффициента сверхсжимаемости газа по температуре при постоянном давлении можно получить, используя уравнение Латонова – Гуревича (2.16):

$$\left. \frac{\partial z_g}{\partial T} \right|_p = \frac{0,4 p}{p_c T \ln 10} \left(0,4 \cdot \lg \left(\frac{T}{T_c} \right) + 0,73 \right)^{\frac{p}{p_c} - 1},$$

тогда можно записать следующее итоговое выражение для коэффициента Джоуля – Томсона для газа:

$$\varepsilon_g = \frac{-0,4 p}{\rho_g c_g z_g p_c \ln 10} \left(0,4 \cdot \lg \left(\frac{T}{T_c} \right) + 0,73 \right)^{\frac{p}{p_c} - 1}. \quad (2.37)$$

Плотность воды принимается постоянной ($\rho_w = const$), подставим её в уравнение (2.36) и получим коэффициент Джоуля – Томсона для воды:

$$\varepsilon_w = \frac{1}{\rho_w c_w} \left(1 - \rho_w T \left. \frac{\partial (1/\rho_w)}{\partial T} \right|_p \right) = \frac{1}{\rho_w c_w} (1 - 0) = \frac{1}{\rho_w c_w}. \quad (2.38)$$

Система уравнений (2.11), (2.12), (2.15), (2.16), (2.18), (2.19), (2.35) с необходимыми начальными и граничными условиями описывают процесс неизотермической фильтрации газа и воды с учетом образования или разложения газового гидрата.

2.2. Физико-математическая модель процесса нагнетания теплого газа в гидратонасыщенный пласт

Рассмотрим одномерный плоскорадиальный случай неизотермической фильтрации газа с учетом фазового перехода «гидрат метана \leftrightarrow метан + вода», когда через скважину, вскрывшую пласт на всю толщину, в некоторый момент времени начинается закачка теплого (с температурой выше исходной температуры пласта) газа с постоянным массовым расходом Q_e (на единицу высоты скважины) (рис. 8) [45]. Так как рассматривается случай относительно небольшой (до 0,3) исходной гидратонасыщенности (соответственно и водонасыщенности), то вода является неподвижной фазой.

Данный пласт в исходном состоянии заполнен газом (одноименный закачиваемому) и его гидратом, давление p_0 и температура T_0 которых соответствуют термодинамическим условиям их существования в свободном состоянии. Температура нагнетаемого в пласт газа T_e является постоянной величиной и $T_e > T_0$.

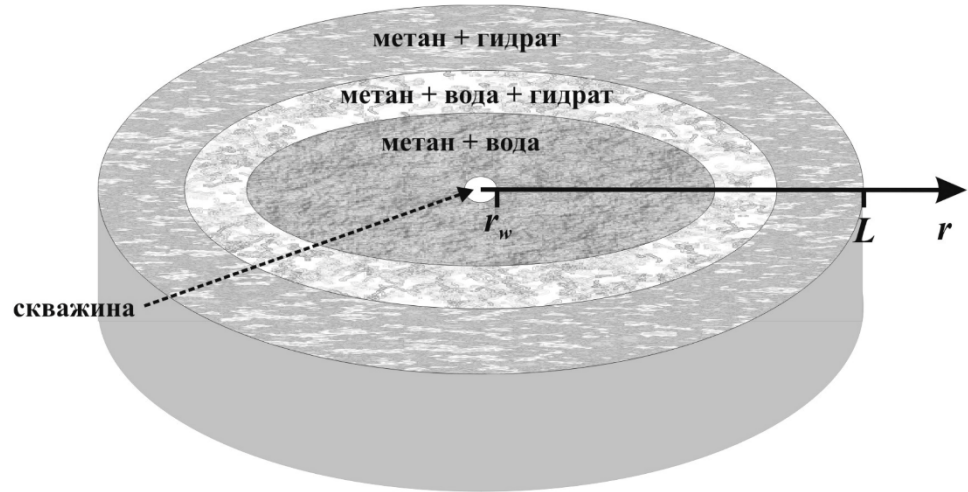


Рис. 8. Схема задачи для одномерного плоскорадиального случая,

r_w – радиус скважины.

С учетом условий задачи система уравнений сохранения масс (2.6) и (2.7), а также уравнение энергии (2.35) примет следующий вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}(mS_g\rho_g+mGS_h\rho_h)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\rho_g w_g)=0;$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(S_w\rho_w+(1-G)S_h\rho_h)=0;$$

$$\rho c\frac{\partial T}{\partial t}+\rho_g c_g w_g\left(\frac{\partial T}{\partial r}+\varepsilon_g\frac{\partial p}{\partial r}\right)-\rho_g c_g mS_g\eta_g\frac{\partial p}{\partial t}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\lambda r\frac{\partial T}{\partial r}\right)+m\rho_h L_h\frac{\partial S_h}{\partial t};$$

После преобразований уравнений (2.11), (2.12), (2.18), (2.19) и (2.35) получим следующую систему для дальнейшей дискретизации в алгоритме:

$$\frac{\partial p}{\partial t}=\frac{p}{T}\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{p}{z_g}\frac{\partial z_g}{\partial t}-\frac{p}{S_g}\frac{\partial S_g}{\partial t}+\frac{z_g RT}{S_g}\cdot\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\left(\frac{\rho_g k k_{rg}}{m\mu_g}\right)\frac{\partial p}{\partial r}\right]-\frac{p}{S_g}\frac{\rho_h}{\rho_g}G\frac{\partial S_h}{\partial t}, \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\rho_g c_g}{\rho c} \cdot \left(\frac{k_g}{\mu_g} \frac{\partial p}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} + \varepsilon_g \frac{k k_{rg}}{\mu_g} \left(\frac{\partial p}{\partial r} \right)^2 + m S_g \eta_g \frac{\partial p}{\partial t} \right) + \frac{1}{r} \frac{1}{\rho c} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{m \rho_h L_h}{\rho c} \frac{\partial S_h}{\partial t}, \quad (2.40)$$

$$S_w = S_{w0} + \frac{\rho_h}{\rho_w} (1-G)(S_{h0} - S_h), \quad (2.41)$$

$$w_g = - \frac{k k_{rg}}{\mu_g} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad w_w = 0. \quad (2.42)$$

Уравнения состояния газа (2.15) и сверхсжимаемости (2.16) не зависят от выбора системы координат, поэтому во всех частных случаях они будут оставаться в своем исходном виде. Относительная фазовая проницаемость для газа рассчитывается с помощью уравнения (2.13).

Обозначим начальное и граничные условия:

$$t=0, r_w \leq r \leq L: p=p_0, T=T_0, S_h=S_{h0}, S_g=1-S_{h0}, S_w=0, \\ t>0: \begin{cases} r=r_w: Q=Q_e = \text{const}, T=T_e = \text{const}, \\ r=L: \frac{\partial p}{\partial r}=0, \frac{\partial T}{\partial r}=0. \end{cases} \quad (2.43)$$

Здесь L – протяженность (радиус) пласта.

При расчетах условие на скважине, вскрывающую пласт, из (2.43) с учетом закона Дарси для газа (2.42) можно переписать в следующем виде:

$$t>0, r=r_w: r \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{Q_e \mu_g}{2\pi \rho_g k k_{rg}}, T=T_e.$$

Можно принять другое граничное условие для давления на контуре питания ($r=L$), а именно: $p=p_0 = \text{const}$; такое условие принято в нашей работе [14]. Но так как одной из задач исследования является установление особенностей гидродинамических и тепломасообменных процессов, возникающих при нагнетании в пористый пласт теплого (с температурой выше исходной температуры пласта) газа, а изменение граничного условия не оказывает качественного влияния на характер протекания процесса разложения газового гидрата, то дальнейшее исследование представлено для принятого граничного условия.

2.3. Физико-математическая модель процесса нагрева верхней границы гидратонасыщенного пласта

Рассмотрим задачу о неизоэтермическом газожидкостном течении с учетом фазовых переходов в двумерном плоскопараллельном приближении (рис. 9) [50]. В данной модели исследуется пласт длиной L и глубиной H , соответствующими для них координатами являются x и y . Как и в предыдущей модели, данный пласт в исходном состоянии заполнен газом и его гидратом, давление p_0 и температура T_0 которых соответствуют термодинамическим условиям их существования в свободном состоянии. На верхней границе пласта происходит нагрев при температуре T_e , которая является постоянной величиной и $T_e > T_0$.

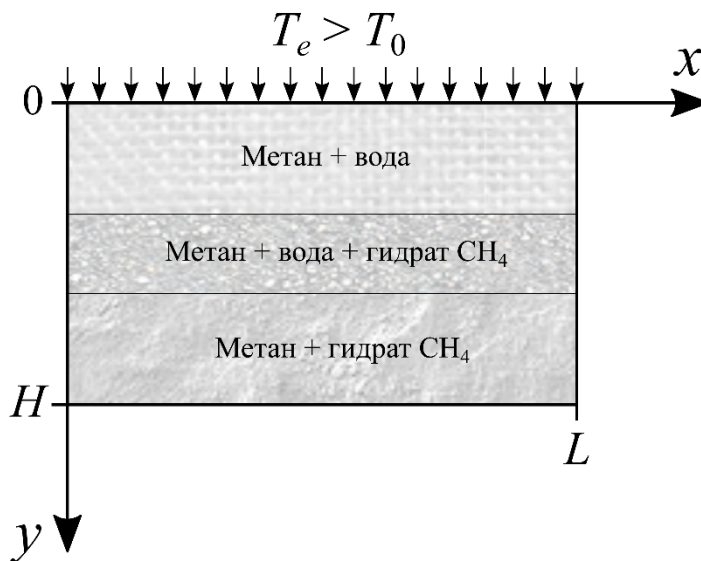


Рис. 9. Схема задачи для двумерного плоскопараллельного случая.

С учетом условий задачи для двумерного случая система уравнений сохранения масс (2.1)-(2.3), а также уравнение энергии (2.35) примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(m S_g \rho_g) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_g w_{gx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_g w_{gy}) &= J_{h \rightarrow g} = G \cdot J, \\ \frac{\partial}{\partial t}(m S_w \rho_w) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho_w w_{wx}) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho_w w_{wy}) &= J_{h \rightarrow w} = (1-G) \cdot J, \\ \frac{\partial}{\partial t}(m S_h \rho_h) &= -J_{h \rightarrow g} - J_{h \rightarrow w} = -J, \\ \rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_g c_g \left[w_{gx} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \varepsilon_g \frac{\partial p}{\partial x} \right) + w_{gy} \left(\frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon_g \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{g}{c_g} \right) \right] + \\ + \rho_w c_w \left[w_{wx} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) + w_{wy} \left(\frac{\partial T}{\partial y} - \frac{g}{c_w} \right) \right] - \rho_g c_g m S_g \eta_g \frac{\partial p}{\partial t} &= \\ = \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] + m \rho_h L_h \frac{\partial S_h}{\partial t}. \end{aligned}$$

Преобразуем уравнения (2.11), (2.12), (2.18), (2.19) и (2.35) для двумерного приближения. В результате получим следующую систему уравнений для двумерного случая с учетом движения газа и воды:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{p}{z_g} \frac{\partial z_g}{\partial t} + \frac{p}{T} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{p}{S_g} \frac{\partial S_g}{\partial t} + \frac{z_g R T}{m S_g} \times \\ \times \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\rho_g k k_{rg}}{\mu_g} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\rho_g k k_{rg}}{\mu_g} \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_g g \right) \right] \right\} - \frac{p}{S_g} \frac{\rho_h}{\rho_g} G \frac{\partial S_h}{\partial t}, \end{aligned} \quad (2.44)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\rho_g c_g}{\rho c} \left\{ \frac{k k_{rg}}{\mu_g} \left[\frac{\partial p}{\partial x} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \varepsilon_g \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_g g \right) \left(\frac{\partial T}{\partial y} + \varepsilon_g \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{g}{c_g} \right) + m S_g \eta_g \frac{\partial p}{\partial t} \right] \right\} + \\ + \frac{\rho_w c_w}{\rho c} \frac{k k_{rw}}{\mu_w} \left[\frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} + \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_w g \right) \left(\frac{\partial T}{\partial y} - \frac{g}{c_w} \right) \right] + \frac{1}{\rho c} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right] + \\ + \frac{m \rho_h L_h}{\rho c} \frac{\partial S_h}{\partial t}, \end{aligned} \quad (2.45)$$

$$\frac{\partial S_w}{\partial t} = \frac{1}{m} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{k k_{rw}}{\mu_w} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{k k_{rw}}{\mu_w} \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_w g \right) \right] \right\} - \frac{\rho_h}{\rho_w} (1-G) \frac{\partial S_h}{\partial t}. \quad (2.46)$$

$$w_{ix} = - \frac{k k_{ri}}{\mu_i} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (i=g, w),$$

$$w_{iy} = - \frac{k k_{ri}}{\mu_i} \left(\frac{\partial p}{\partial y} - \rho_i g \right), \quad (i=g, w).$$

Зададим начальные и граничные условия:

$$t=0, 0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq H: p=p_0, T=T_0, S_h=S_{h0}, S_w=0, S_g=1-S_{h0};$$

$$t>0: \begin{cases} x=0: w_{ix}=0, \frac{\partial T}{\partial x}=0; x=L: w_{ix}=0, \frac{\partial T}{\partial x}=0; \\ y=0: w_{iy}=0, T=T_e; y=H: w_{iy}=0, \frac{\partial T}{\partial y}=0. \end{cases}$$

ГЛАВА 3. АЛГОРИТМ РЕШЕНИЯ

3.1. Расчет гидратонасыщенности

При численной реализации физико-математической модели в данной работе используются неявная разностная схема, метод прогонки [17], метод простых итераций [19] и оригинальный метод для расчета гидратонасыщенности.

В обоих случаях (закачка теплого газа в пласт и нагрев верхней границы пласта) система состоит из 5 уравнений и 6 неизвестных, поэтому для ее замыкания используется описанный далее численный метод решения [44], который заключается в расчете гидратонасыщенности исходя из следующих лимитирующих условий:

- при разложении гидрата давление повышается, пока не достигнет равновесного давления или не разложится весь гидрат;
- при разложении гидрата температура понижается, пока не достигнет равновесной температуры или не разложится весь гидрат;
- при образовании гидрата давление уменьшается, пока не достигнет равновесного давления или не закончатся все фазы образователи гидрата (в данном случае – вода и газ);
- при образовании гидрата температура повышается, пока не достигнет равновесной температуры или не закончатся все фазы образователи гидрата.

Данные условия служат для уточнения итерационных параметров, которые подставляются в уравнения до тех пор, пока не будет достигнута приемлемая погрешность. Алгоритм решения подробнее описан далее.

3.2. Дискретизация основных уравнений

В качестве примера представления модели в численном виде выберем двумерный плоскопараллельный случай, как более общий. Порядок получения дальнейших уравнений для одномерного радиального случая аналогичный.

Дискретные аналоги уравнений (2.44)-(2.46) могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 \frac{p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j}^k}{\Delta t} = & \frac{p_{i,j}^{k+1}}{(z_g)_{i,j}^{k+1}} \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} - (z_g)_{i,j}^k}{\Delta t} + \frac{p_{i,j}^{k+1}}{T_{i,j}^{k+1}} \frac{T_{i,j}^{k+1} - T_{i,j}^k}{\Delta t} - \frac{p_{i,j}^{k+1}}{(S_g)_{i,j}^{k+1}} \frac{(S_g)_{i,j}^{k+1} - (S_g)_{i,j}^k}{\Delta t} + \\
 & + \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} k R T_{i,j}^{k+1}}{m(S_g)_{i,j}^{k+1}} \times \\
 & \times \left\{ \frac{1}{\Delta x} \left[\left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} \left(\frac{p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i,j}^{k+1}}{\Delta x} \right) - \left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} \left(\frac{p_{i,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}}{\Delta x} \right) \right] + \right. \\
 & + \frac{1}{\Delta y} \left[\left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} \left(\frac{p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j}^{k+1}}{\Delta y} - (\rho_g)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} g \right) - \right. \\
 & \left. \left. - \left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} \left(\frac{p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1}}{\Delta y} - (\rho_g)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} g \right) \right] \right\} - \\
 & - \frac{\rho_h}{(\rho_g)_{i,j}^{k+1}} G \frac{(S_h)_{i,j}^{k+1} - (S_h)_{i,j}^k}{\Delta t};
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{T_{i,j}^{k+1} - T_{i,j}^k}{\Delta t} = \left(\frac{\rho_g c_g}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left[\left(\frac{k k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j}^{k+1} \times \right. \\
& \quad \times \left[\left(\frac{p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}}{2 \Delta x} \right) \left(\frac{T_{i+1,j}^{k+1} - T_{i-1,j}^{k+1}}{2 \Delta x} + (\varepsilon_g)_{i,j}^{k+1} \frac{p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}}{2 \Delta x} \right) + \right. \\
& \quad + \left. \left(\frac{p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1}}{2 \Delta y} - (\rho_g)_{i,j}^{k+1} g \right) \left(\frac{T_{i,j+1}^{k+1} - T_{i,j-1}^{k+1}}{2 \Delta y} + (\varepsilon_g)_{i,j}^{k+1} \frac{p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1}}{2 \Delta y} - \frac{g}{(c_g)_{i,j}^{k+1}} \right) + \right. \\
& \quad + m (S_g)_{i,j}^{k+1} (\eta_g)_{i,j}^{k+1} \frac{p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j}^k}{\Delta t} \left. \right] + \left(\frac{\rho_w c_w}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j}^{k+1} \left[\frac{p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}}{2 \Delta x} \cdot \frac{T_{i+1,j}^{k+1} - T_{i-1,j}^{k+1}}{2 \Delta x} + \right. \\
& \quad + \left. \left(\frac{p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1}}{2 \Delta y} - \rho_w g \right) \left(\frac{T_{i,j+1}^{k+1} - T_{i,j-1}^{k+1}}{2 \Delta y} - \frac{g}{c_w} \right) \right] - \\
& \quad - \frac{1}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} \left[\frac{1}{\Delta x} \left(\lambda_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} \frac{T_{i+1,j}^{k+1} - T_{i,j}^{k+1}}{\Delta x} - \lambda_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} \frac{T_{i,j}^{k+1} - T_{i-1,j}^{k+1}}{\Delta x} \right) + \right. \\
& \quad + \left. \frac{1}{\Delta y} \left(\lambda_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} \frac{T_{i,j+1}^{k+1} - T_{i,j}^{k+1}}{\Delta y} - \lambda_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} \frac{T_{i,j}^{k+1} - T_{i,j-1}^{k+1}}{\Delta y} \right) \right] + \frac{m \rho_h L_h}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} \frac{(S_h)_{i,j}^{k+1} - (S_h)_{i,j}^k}{\Delta t}; \tag{3.2}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{(S_w)_{i,j}^{k+1} - (S_w)_{i,j}^k}{\Delta t} = \frac{k}{m} \left\{ \frac{1}{\Delta x} \left[\left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} \frac{p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i,j}^{k+1}}{\Delta x} - \left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} \frac{p_{i,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}}{\Delta x} \right] + \right. \\
& \quad + \left. \frac{1}{\Delta y} \left[\left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} \left(\frac{p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j}^{k+1}}{\Delta y} - \rho_w g \right) - \left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} \left(\frac{p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1}}{\Delta y} - \rho_w g \right) \right] \right\} - \\
& \quad - (1-G) \frac{\rho_h}{\rho_w} \frac{(S_h)_{i,j}^{k+1} - (S_h)_{i,j}^k}{\Delta t}; \tag{3.3}
\end{aligned}$$

Верхние индексы относятся к шагу по времени, а нижние – по пространству.

Для решения системы с помощью метода прогонки необходимо уравнения (3.1) и (3.2) привести к специальному виду для расчета по оси x и y . Для начала, напишем нужный вид для уравнения давления (3.1) при расчете по оси x :

$$A_p^x \cdot p_{i-1,j}^{k+1} + C_p^x \cdot p_{i,j}^{k+1} + B_p^x \cdot p_{i+1,j}^{k+1} = F_p^x, \tag{3.4}$$

где коэффициенты A , B , C выражаются следующим образом:

$$A_p^x = \left(\frac{\rho_g k k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} R T_{i,j}^{k+1}}{m (S_g)_{i,j}^{k+1}},$$

$$\begin{aligned}
B_p^x &= \left(\frac{\rho_g k k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} R T_{i,j}^{k+1}}{m(S_g)_{i,j}^{k+1}}, \\
C_p^x &= - \frac{(z_g)_{i,j}^k}{(z_g)_{i,j}^{k+1}} \frac{T_{i,j}^k}{T_{i,j}^{k+1}} + \frac{(S_g)_{i,j}^k}{(S_g)_{i,j}^{k+1}} - \\
&\quad - \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} k R T_{i,j}^{k+1}}{m(S_g)_{i,j}^{k+1}} \left\{ \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \left[\left(\frac{\rho_g k_g}{\mu_g} \right)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} + \left(\frac{\rho_g k_g}{\mu_g} \right)_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} \right] + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \left[\left(\frac{\rho_g k_g}{\mu_g} \right)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} + \left(\frac{\rho_g k_g}{\mu_g} \right)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} \right] \right\} - \\
&\quad - \frac{G}{(S_g)_{i,j}^{k+1}} \frac{\rho_h}{(\rho_g)_{i,j}^{k+1}} \left[(S_h)_{i,j}^{k+1} - (S_h)_{i,j}^k \right], \\
F_p^x &= -p_{i,j}^k - \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} k R T_{i,j}^{k+1}}{m(S_g)_{i,j}^{k+1}} \left\{ \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[\left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} \left(p_{i,j+1}^{k+1} - (\rho_g)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} g \Delta y \right) + \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} \left(p_{i,j-1}^{k+1} + (\rho_g)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} g \Delta y \right) \right] \right\}.
\end{aligned}$$

Далее приводим уравнение (3.1) для давления к нужному виду для прогонки по оси y :

$$A_p^y \cdot p_{i,j-1}^{k+1} + C_p^y \cdot p_{i,j}^{k+1} + B_p^y \cdot p_{i,j+1}^{k+1} = F_p^y, \quad (3.5)$$

где коэффициенты A , B , C для данного уравнения выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned}
A_p^y &= \left(\frac{\rho_g k k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} R T_{i,j}^{k+1}}{m(S_g)_{i,j}^{k+1}}, \\
B_p^y &= \left(\frac{\rho_g k k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} R T_{i,j}^{k+1}}{m(S_g)_{i,j}^{k+1}}, \\
C_p^y &= C_p^x, \\
F_p^x &= -p_{i,j}^k - \frac{(z_g)_{i,j}^{k+1} k R T_{i,j}^{k+1}}{m(S_g)_{i,j}^{k+1}} \left\{ \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \left[\left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} p_{i+1,j}^{k+1} + \left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} p_{i-1,j}^{k+1} \right] + \right. \\
&\quad \left. + \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[\left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} \left(-(\rho_g)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} g \Delta y \right) + \left(\frac{\rho_g k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} \left(+(\rho_g)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} g \Delta y \right) \right] \right\}.
\end{aligned}$$

Приводим уравнение (3.2) для температуры к нужному виду для метода прогонки по оси x :

$$A_T^x \cdot T_{i-1,j}^{k+1} + C_T^x \cdot T_{i,j}^{k+1} + B_T^x \cdot T_{i+1,j}^{k+1} = F_T^x, \quad (3.6)$$

где коэффициенты A , B , C для данного уравнения выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} A_T^x &= \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \left\{ \frac{\lambda_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1}}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} - k \left[\left(\frac{\rho_g c_g}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j}^{k+1} + \left(\frac{\rho_w c_w}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j}^{k+1} \right] \right\} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}), \\ B_T^x &= \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \left\{ \frac{\lambda_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1}}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} + k \left[\left(\frac{\rho_g c_g}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j}^{k+1} + \left(\frac{\rho_w c_w}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j}^{k+1} \right] \right\} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}), \\ C_T^x &= -1 - \frac{1}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} \left[\frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \left(\lambda_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} + \lambda_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} \right) + \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \left(\lambda_{j+\frac{1}{2},j}^{k+1} + \lambda_{j-\frac{1}{2},j}^{k+1} \right) \right], \\ F_T^x &= -T_{i,j}^k - \left(\frac{\rho_g c_g}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left\{ \left(\frac{k k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j}^{k+1} \left[\frac{\Delta t}{4(\Delta x)^2} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1})^2 (\varepsilon_g)_{i,j}^{k+1} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\Delta t}{4(\Delta y)^2} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1} - 2(\rho_g)_{i,j}^{k+1} g \Delta y) \times \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(T_{i,j+1}^{k+1} - T_{i,j-1}^{k+1} + (\varepsilon_g)_{i,j}^{k+1} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}) - \frac{2g\Delta y}{(c_g)_{i,j}^{k+1}} \right) \right] + \right. \\ &\quad \left. + m(S_g)_{i,j}^{k+1} (\eta_g)_{i,j}^{k+1} (p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j}^k) \right\} - \left(\frac{\rho_w c_w}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j}^{k+1} \frac{\Delta t}{4(\Delta y)^2} \times \\ &\quad \times \left[(p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1} - 2\rho_w g \Delta y) \left(T_{i,j+1}^{k+1} - T_{i,j-1}^{k+1} - \frac{2g\Delta y}{c_w} \right) \right] - \\ &\quad - \frac{1}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \left(\lambda_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} T_{i,j+1}^{k+1} + \lambda_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} T_{i,j-1}^{k+1} \right) - \frac{m\rho_h L_h}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} \left((S_h)_{i,j}^{k+1} - (S_h)_{i,j}^k \right). \end{aligned}$$

Далее приводим уравнение для температуры (3.2) к нужному виду для прогонки по оси y :

$$A_T^y \cdot T_{i,j-1}^{k+1} + C_T^y \cdot T_{i,j}^{k+1} + B_T^y \cdot T_{i,j+1}^{k+1} = F_T^y, \quad (3.7)$$

где коэффициенты A , B , C для данного уравнения выражаются следующим образом:

$$A_T^y = \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \left\{ \frac{\lambda_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1}}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} - \frac{k}{4} \left(\frac{\rho_g c_g}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j}^{k+1} (p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1} - 2(\rho_g)_{i,j}^{k+1} g \Delta y) - \right. \\ \left. - \frac{k}{4} \left(\frac{\rho_w c_w}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j}^{k+1} (p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1} - 2\rho_w g \Delta y) \right\},$$

$$B_T^y = \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \left\{ \frac{\lambda_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1}}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} + \frac{k}{4} \left(\frac{\rho_g c_g}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j}^{k+1} (p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1} - 2(\rho_g)_{i,j}^{k+1} g \Delta y) + \right. \\ \left. + \frac{k}{4} \left(\frac{\rho_w c_w}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j}^{k+1} (p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1} - 2\rho_w g \Delta y) \right\},$$

$$C_T^y = C_T^x,$$

$$F_T^y = -T_{i,j}^k - \left(\frac{\rho_g c_g}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left\{ \left(\frac{k k_{rg}}{\mu_g} \right)_{i,j}^{k+1} \times \right. \\ \times \left[\frac{\Delta t}{4(\Delta x)^2} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}) ((\varepsilon_g)_{i,j}^{k+1} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}) + (T_{i+1,j}^{k+1} - T_{i-1,j}^{k+1})) + \right. \\ \left. + \frac{\Delta t}{4(\Delta y)^2} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1} - 2(\rho_g)_{i,j}^{k+1} g \Delta y) \times \right. \\ \left. \times \left(T_{i,j+1}^{k+1} - T_{i,j-1}^{k+1} + (\varepsilon_g)_{i,j}^{k+1} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}) - \frac{2g\Delta y}{(c_g)_{i,j}^{k+1}} \right) \right] + \\ + m (S_g)_{i,j}^{k+1} (\eta_g)_{i,j}^{k+1} (p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j}^k) \left. \right\} - \left(\frac{\rho_w c_w}{\rho c} \right)_{i,j}^{k+1} \left(\frac{k k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j}^{k+1} \times \\ \times \left[\frac{\Delta t}{4(\Delta x)^2} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}) (T_{i+1,j}^{k+1} - T_{i-1,j}^{k+1}) - \right. \\ \left. - \frac{\Delta t}{2\Delta y} (p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1} - 2\rho_w g \Delta y) \frac{g}{c_w} \right] - \\ - \frac{1}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \left(\lambda_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} T_{i+1,j}^{k+1} + \lambda_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} T_{i-1,j}^{k+1} \right) - \frac{m\rho_h L_h}{(\rho c)_{i,j}^{k+1}} ((S_h)_{i,j}^{k+1} - (S_h)_{i,j}^k).$$

Дискретный аналог для уравнения (2.17) запишем в следующем виде:

$$(z_g)_{i,j}^{k+1} = \left(0,4 \cdot \lg \left(\frac{T_{i,j}^{k+1}}{T_c} \right) + 0,73 \right)^{\frac{p_{i,j}^{k+1}}{p_c}} + 0,1 \cdot \frac{p_{i,j}^{k+1}}{p_c}. \quad (3.8)$$

3.3. Алгоритм решения представленной задачи

Для численного решения задачи используется следующий алгоритм:

1. **Расчет давления:**

Методом прогонки по оси x находятся промежуточные значения давления в узлах пространственной сетки, используя уравнение (3.1). При расчете используются итерационные значения коэффициента сверхсжимаемости, температуры, гидрато- и газонасыщенности. Те параметры, которые зависят от давления, например плотность газа, определяются с использованием итерационного значения давления. Далее методом прогонки по оси y находим значения давления в узлах пространственной сетки на новом шаге по времени.

2. **Расчет коэффициента сверхсжимаемости:**

Значение коэффициента сверхсжимаемости газа рассчитывается из уравнения (3.8). Используются определенные в 1-ом пункте значения давления и итерационные температуры.

3. **Расчет температуры:**

Методом прогонки по оси x вычисляются промежуточные значения температуры в узлах пространственной сетки на новом временном шаге из уравнения (3.2). Используются значения давления, найденные в пункте 1, коэффициента сверхсжимаемости – в пункте 2 и итерационные значения гидрато-, водо- и газонасыщенности. Параметры, которые зависят от температуры (например, плотность газа), определяются на основе итерационного значения температуры. Далее методом прогонки по оси y находим значения температуры в узлах пространственной сетки на новом шаге по времени.

4. **Расчет гидратонасыщенности:**

Для расчета гидратонасыщенности, во-первых, вычисляются значения равновесной температуры и давления фазового перехода для уже найденных в пунктах 1-3 величин давления, коэффициента сверхсжимаемости и температуры, используя следующую корреляцию [48]:

$$\left\{ p_h = \exp\left(A_0 + \frac{A_1}{T_{i,j}^{k+1}/T^*} + \frac{A_2}{(T_{i,j}^{k+1}/T^*)^2} \right) \cdot 10^6; T_h = \frac{A_1 - \sqrt{A_1^2 + 4 \cdot A_2 \cdot (\ln(p_{i,j}^{k+1}/p^*) - A_0)}}{2 \cdot (\ln(p_{i,j}^{k+1}/p^*) - A_0)} \right\},$$

где размерность давления – Па; размерность температуры – К; $p^* = 1$ МПа; $T^* = 1$ К; T_h, p_h – равновесные температура и давление; A_0, A_1, A_2 – эмпирические коэффициенты, имеющие следующие значения для диапазонов температур, когда одной из фаз является либо лед, либо вода:

$$\begin{aligned} 180 \leq T \leq 273: A_0 &= \ln(2.6) - A_1/273 - A_2/273^2; A_1 = -2768; A_2 = 69900; \\ 273 < T \leq 302: A_0 &= \ln(2.6) - A_1/273 - A_2/273^2; A_1 = -61987; A_2 = 7526200. \end{aligned}$$

Рассчитываем возможное изменения гидратонасыщенности из-за изменений условия фазового равновесия:

$$\Delta S_h = \min \left\{ \Delta S_h^T = \frac{(\rho c)_{i,j}^{k+1}}{m \rho_h L_h} |T_{i,j}^{k+1} - T_h|; \Delta S_h^p = \frac{(S_g)_{i,j}^{iter} (\rho_g)_{i,j}^{k+1}}{G \rho_h p_{i,j}^{k+1}} |p_h - p_{i,j}^{k+1}|; \Delta S_h^w = \frac{\rho_w (S_w)_{i,j}^{iter}}{\rho_h (1-G)} \right\},$$

где iter – итерационное значение параметра.

Если термодинамические условия допускают разложение гидрата, т.е. $(T_{i,j}^{k+1})^{new} > T_h$ и гидрат есть $((S_h)_{i,j}^{iter} > 0)$, то рассчитываем максимальное количество гидрата, которое может разложиться:

$$\Delta S_h = -\min \left\{ \Delta S_h^T, \Delta S_h^p, (S_h)_{i,j}^{iter} \right\}.$$

Если термодинамические условия допускают образование гидрата, т.е. $(T_{i,j}^{k+1})^{new} < T_h$ и есть гидратообразователи $((S_w)_{i,j}^{iter} > 0$ и $(S_g)_{i,j}^{iter} > 0)$, то рассчитываем максимальное количество гидрата, которое может образоваться:

$$\Delta S_h = +\min \left\{ \Delta S_h^T, \Delta S_h^p, \Delta S_h^w \right\}.$$

Тогда гидратонасыщенность на новом шаге:

$$(S_h)_{i,j}^{k+1} = (S_h)_{i,j}^{\text{iter}} + \Delta S_h.$$

5. **Расчет водонасыщенности:**

Значения водонасыщенности рассчитываются согласно уравнению (3.3):

$$(S_w)_{i,j}^{k+1} = (S_w)_{i,j}^k + \frac{k}{m} \left\{ \frac{\Delta t}{(\Delta x)^2} \left[\left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i+\frac{1}{2},j}^{k+1} (p_{i+1,j}^{k+1} - p_{i,j}^{k+1}) - \left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i-\frac{1}{2},j}^{k+1} (p_{i,j}^{k+1} - p_{i-1,j}^{k+1}) \right] + \frac{\Delta t}{(\Delta y)^2} \left[\left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j+\frac{1}{2}}^{k+1} (p_{i,j+1}^{k+1} - p_{i,j}^{k+1} - \rho_w g \Delta y) - \left(\frac{k_{rw}}{\mu_w} \right)_{i,j-\frac{1}{2}}^{k+1} (p_{i,j}^{k+1} - p_{i,j-1}^{k+1} - \rho_w g \Delta y) \right] \right\} - (1-G) \frac{\rho_h}{\rho_w} [(S_h)_{i,j}^{k+1} - (S_h)_{i,j}^k].$$

6. **Расчет газонасыщенности:**

Значения газонасыщенности рассчитываются с помощью дискретного аналога уравнения (2.5):

$$(S_g)_{i,j}^{k+1} = 1 - (S_w)_{i,j}^{k+1} - (S_h)_{i,j}^{k+1}.$$

7. Определяется относительная погрешность текущей итерации:

$$\delta = \max_{\forall i,j} \left\{ \left| \frac{p_{i,j}^{\text{iter}} - p_{i,j}^{k+1}}{p_{i,j}^{k+1}} \right|; \left| \frac{(z_g)_{i,j}^{\text{iter}} - (z_g)_{i,j}^{k+1}}{z_{i,j}^{k+1}} \right|; \left| \frac{T_{i,j}^{\text{iter}} - T_{i,j}^{k+1}}{T_{i,j}^{k+1}} \right|; \left| \frac{(S_g)_{i,j}^{\text{iter}} - (S_g)_{i,j}^{k+1}}{(S_g)_{i,j}^{k+1}} \right| \right\}.$$

Новое итерационное приближение:

$$\forall i,j: p_{i,j}^{\text{iter}} = p_{i,j}^{k+1}; (z_g)_{i,j}^{\text{iter}} = (z_g)_{i,j}^{k+1}; T_{i,j}^{\text{iter}} = T_{i,j}^{k+1}; (S_h)_{i,j}^{\text{iter}} = (S_h)_{i,j}^{k+1}; (S_g)_{i,j}^{\text{iter}} = (S_g)_{i,j}^{k+1}; (S_w)_{i,j}^{\text{iter}} = (S_w)_{i,j}^{k+1}.$$

Если погрешность итерации $\delta > \varepsilon$ (где ε – малая величина задающая точность), то итерации продолжают, т.е. переходим к пункту 1, в противном случае – к пункту 8.

8. Переопределяются значения на предыдущем временном шаге, и осуществляется переход на новый (к пункту 1).

В случае одномерной плоскорадиальной задачи алгоритм решения остается аналогичным, только прогонка осуществляется лишь вдоль одной необходимой оси координат.

ГЛАВА 4. ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

В качестве численных экспериментов рассмотрены две задачи: закачка теплового газа в гидратонасыщенную залежь в одномерном плоскорадиальном случае и нагрев верхней границы гидратосодержащего пористого пласта в плоскопараллельном двумерном случае. Обе задачи решаются с помощью имеющего программного продукта (прил. 1), использующего описанный выше алгоритм решения.

4.1. Закачка теплового газа в гидратонасыщенную залежь в плоскорадиальном случае

При проведении расчетов были приняты следующие значения используемых параметров: $Q_e = 0.02$ кг/(м·сек); $T_e = 293$ К; $L = 100$ м; $T_0 = 281$ К; $p_0 = 6$ МПа. $S_{h0} = 0.2$; $p_c = 4.599$ МПа; $T_c = 190.56$ К; $k = 10^{-15}$ м²; $m = 0.1$; $\rho_{sk} = 2300$ кг/м³; $\rho_w = 1000$ кг/м³; $\rho_h = 910$ кг/м³; $c_{sk} = 1000$ Дж/(кг·К); $c_w = 4200$ Дж/(кг·К); $c_h = 2000$ Дж/(кг·К); $\lambda_{sk} = 1.5$ Вт/(м·К); $\lambda_w = 0.56$ Вт/(м·К); $\lambda_h = 4 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $R_g = 519$ Дж/(кг·К); $L_h = 4.37 \cdot 10^5$ Дж/кг; $G = 0.12$ [8, 14, 20, 44, 47, 57].

В диссертации для тестирования программных продуктов и алгоритма было проведено сравнение результатов расчетов с автомодельными решениями из диссертационной работы М.К. Хасанова [14, 18] (рис. 10). В математической модели настоящей работы, в отличие от упомянутой работы, учитываются неидеальность газа и неизотермические эффекты при его фильтрации. Чтобы оценить вклад указанных факторов, на рис. 10 также приведены распределения параметров, рассчитанные по предложенной модели.

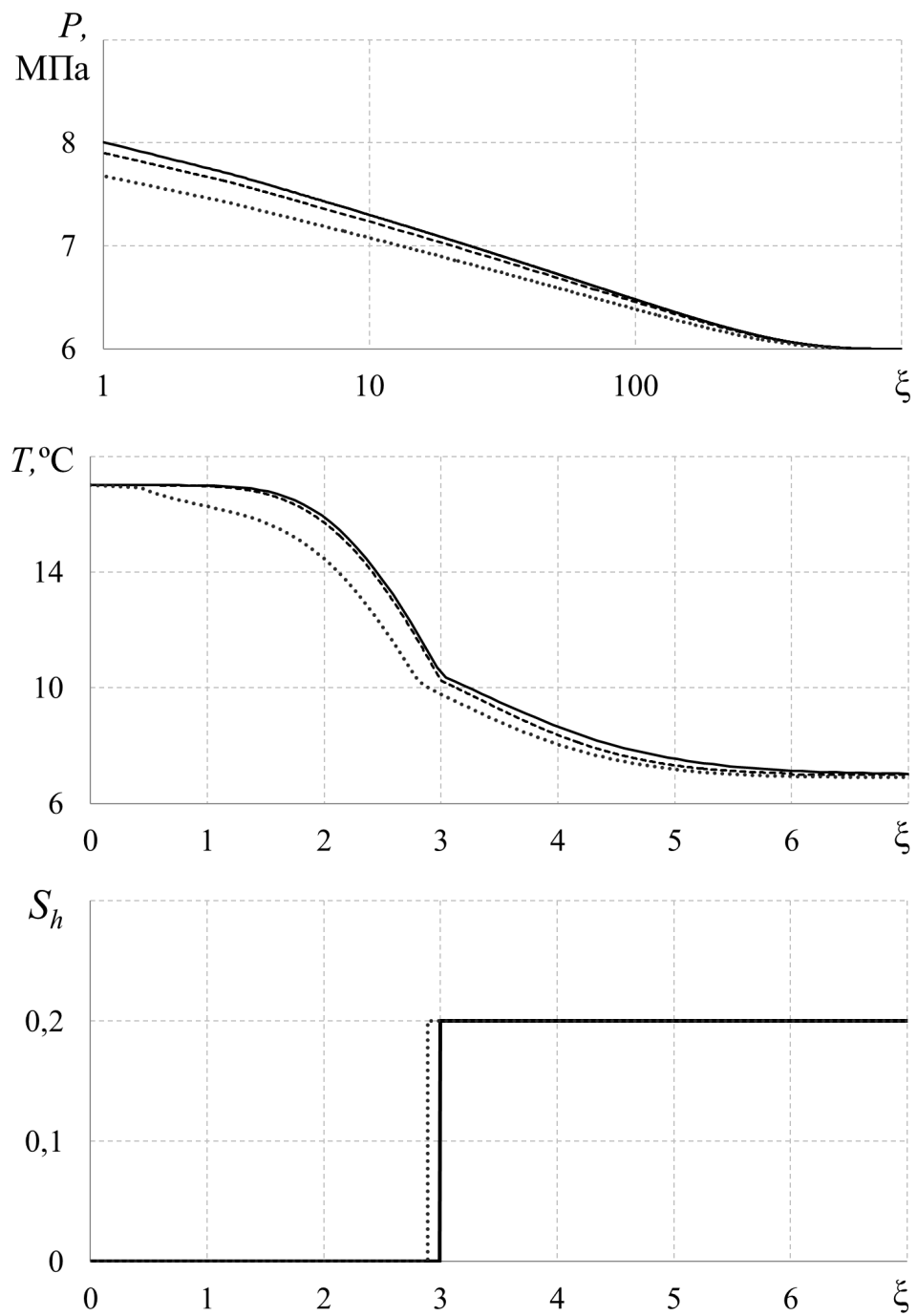


Рис. 10. Распределения давления, температуры и гидратонасыщенности по автомодельной координате ξ . Сплошная и штриховая линия – численное и автомодельное решения для случая идеального газа; пунктирная – численное решение с учетом неизотермических эффектов и неидеальности газа.

На рис. 10 видно хорошее согласие результатов численного и автомодельного решений для случая идеального газа. Кроме того, из сравнения результатов расчетов следует, что учет свойств реального газа и неизотермических эффектов оказывает достаточно существенное влияние (отличие до 8%) на результаты расчетов полей давления, температуры и гидратонасыщенности в пористой среде. Таким образом, при расчетах необходимо учитывать вклад этих факторов.

В работе были проведены вычислительные эксперименты с целью выявления значений параметров нагнетаемого газа и исходных параметров пласта, при которых могла бы возникнуть протяженная (объемная) зона разложения газового гидрата, т.е. область пористой среды, где газ, вода и гидрат находились бы в состоянии термодинамического равновесия.

На рис. 11 представлены поля давления, температуры и гидратонасыщенности в различные моменты времени после начала закачки теплого ($T_e > T_0$) газа в пласт, изначально содержащий метан и его гидрат [45]. Как и следовало ожидать, протяженность первой (ближней) области пласта, насыщенной газом и водой, со временем растет, но темпы увеличения зоны, в которой газогидрат уже разложился, падают. Для всех моментов времени температура в ближней зоне выше равновесной температуры образования газового гидрата $T_s(p)$, а в дальней (в этой зоне поровое пространство заполнено метаном и его гидратом) – ниже. Т.е. фронтальная схема диссоциации газогидрата адекватно описывает процесс.

Параметрами процесса закачки метана в гидратонасыщенную залежь можно управлять, меняя на входе в пласт величину давления и температуру нагнетаемого газа. Вычислительные эксперименты с различной температурой закачки метана в пласт, насыщенного в исходном состоянии метаном и его гидратом, показали, что диссоциация газового гидрата происходит на фронтальной поверхности при любом значении T_e из приведенного диапазона

температур (рис. 12) [45]. Проведенные авторами расчеты с большими значениями T_e (вплоть до 373 К) не выявили тех температур, при которых в пласте возникает протяженная зона фазового перехода (т.е. зона смеси газа, воды и гидрата метана).

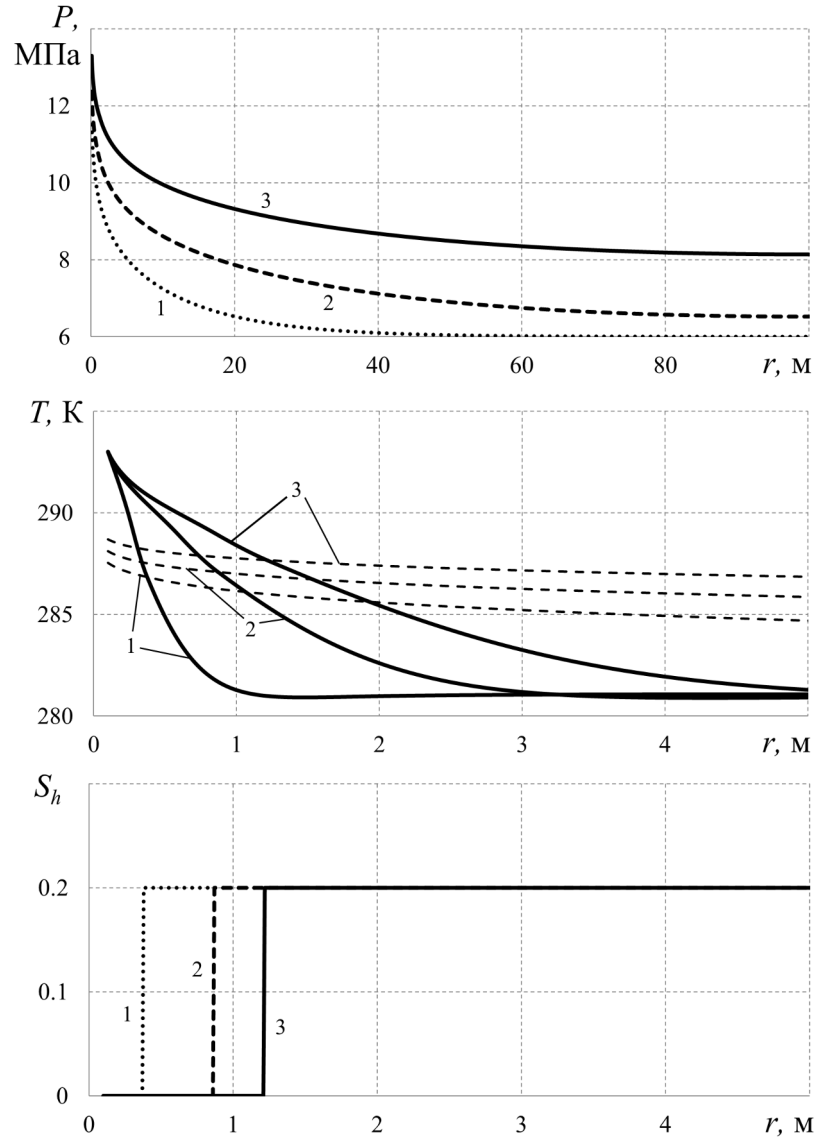


Рис. 11. Изменение по координате r давления, температуры и гидратонасыщенности в различные моменты времени после начала эксплуатации нагнетательной скважины t . Линии 1, 2 и 3 соответствуют $t = 1, 10$ и 30 сут; на распределении температуры сплошные линии соответствуют температуре в пласте, штриховые – равновесной температуре разложения газового гидрата $T_s(p)$.

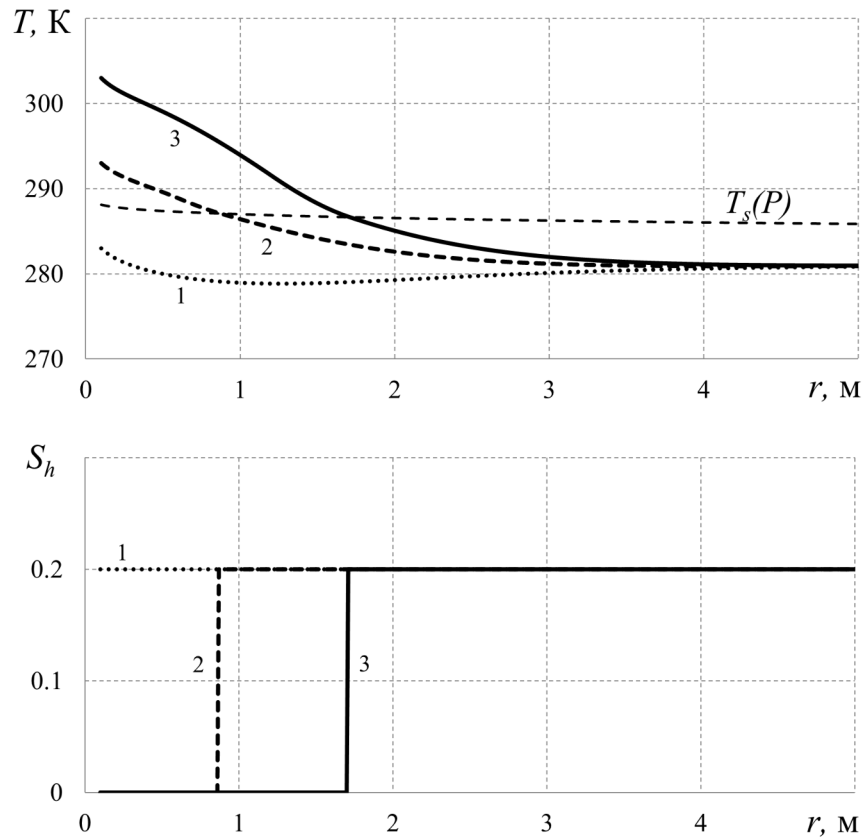


Рис. 12. Распределение по координате r температуры и гидратонасыщенности при различной температуре T_e закачиваемого в пласт газа. Линии 1, 2 и 3 соответствуют $T_e = 283, 293$ и 303 К. Время нагнетания газа $t = 10$ сут.

Это можно объяснить тем, что для возникновения протяженной области диссоциации газогидрата равновесная температура разложения гидрата, должна опускаться ниже температуры пласта. Поскольку для природных пластов значение коэффициента пьезопроводности $\chi^{(p)} = \frac{k k_{rg} p}{\mu_g m}$ всегда на несколько порядков превышает значение коэффициента температуропроводности $\chi^{(T)} = \frac{\lambda}{\rho c}$, то температура от границы диссоциации гидрата к внешней границе пласта убывает быстрее, чем давление и однозначно связанная с ним равновесная

температура разложения газогидрата. Поэтому при закачке теплого газа температура пласта в любой точке дальней области опускается ниже равновесной температуры разложения газогидрата, что препятствует диссоциации газогидрата в дальней области.

Из данных, приведенных на рис. 12, видно, что при $T_e = 283$ К (при этой температуре нагнетаемого газа не происходит диссоциации гидрата метана) температура в пласте на некотором участке становится меньше исходной температуры пласта. Данное обстоятельство обусловлено действием эффекта Джоуля-Томсона.

На рис. 13 представлены поля давления, температуры и гидратонасыщенности при различных массовых расходах Q_e на 10 суток после начала нагнетания газа [45]. Из данных, представленных на данном рисунке, видно, что реализуется фронтальная схема разложения газового гидрата. Также из рис. 13 следует, что с повышением массового расхода газа Q_e уменьшается протяженность области пористой среды (первая зона), в которой газовый гидрат уже разложился. Данное обстоятельство связано с тем, что с ростом величины Q_e повышается давление в пласте и, соответственно, повышается и равновесная температура разложения гидрата, что и приводит к смещению границы фазовых переходов к левой границе. Таким образом, проведенные расчеты показывают, что увеличение массового расхода закачиваемого в гидратонасыщенный пласт газа не приводит к росту темпов разложения газогидрата.

На рис. 14 представлено распределение по длине пласта температуры и гидратонасыщенности при различных значениях исходной гидратонасыщенности пласта S_{h0} [45]. Как следует из этого рисунка, чем больше значение S_{h0} , тем меньше протяженность первой зоны пласта, насыщенной газом и водой.

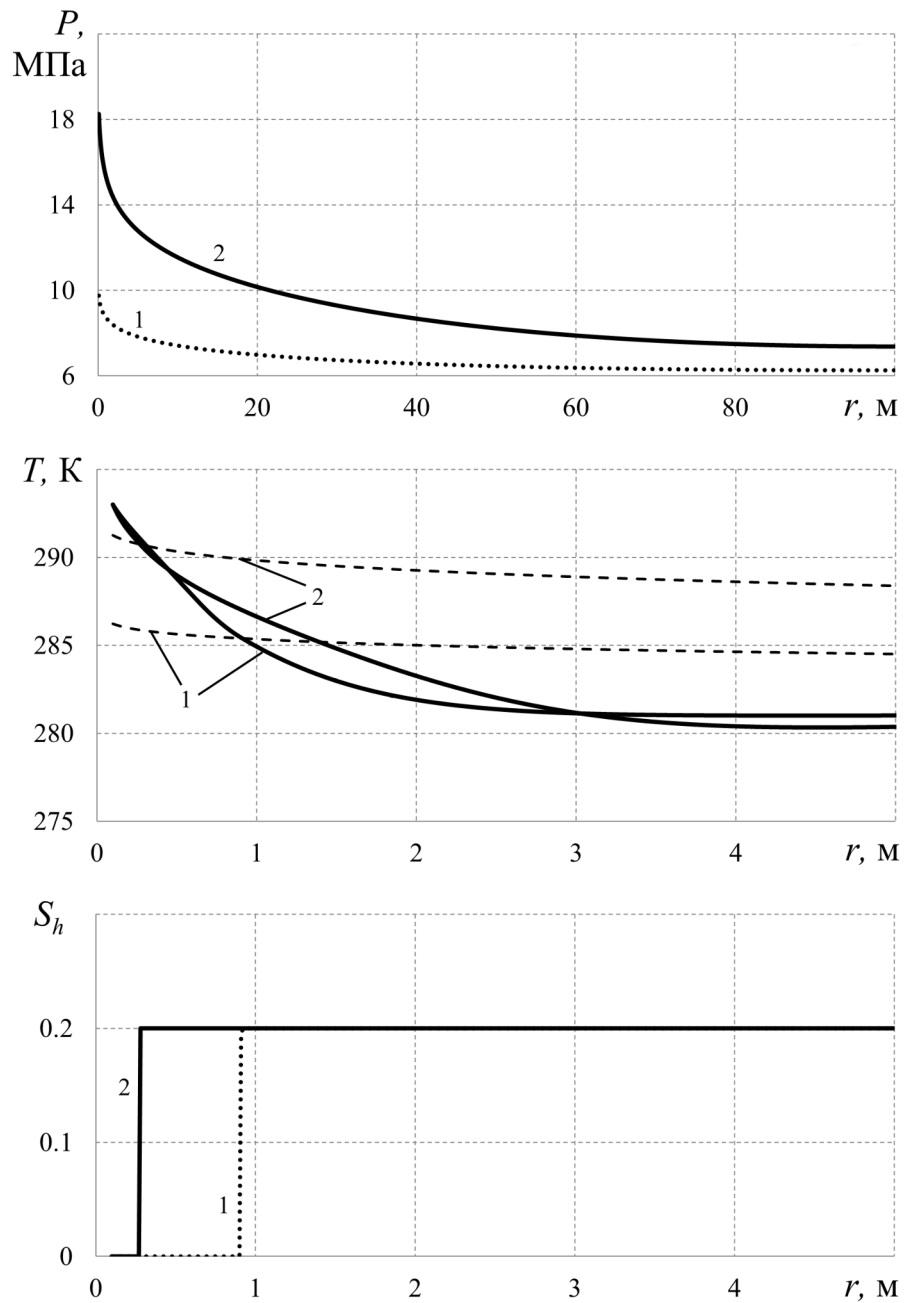


Рис. 13. Распределение по координате r давления, температуры и гидратонасыщенности при различных массовых расходах на скважине: линия 1 – 0.01 кг/(м·сек); линия 2 – 0.05 кг/(м·сек); на распределении температуры сплошные линии соответствуют температуре в пласте, штриховые – равновесной температуре образования газового гидрата $T_s(p)$.

Это обусловлено тем, что скорость движения границы диссоциации газогидрата определяется подводом тепла, поглощаемого при разложении гидрата, величина которого увеличивается с ростом гидратонасыщенности. Разложение газового гидрата при всех взятых значениях начальной гидратонасыщенности происходит на фронтальной поверхности. Также стоит отметить, что большему значению S_{h0} соответствует меньшее значение температуры пласта. Данное обстоятельство обусловлено ростом величины охлаждения пласта за счет поглощения скрытой теплоты диссоциации гидрата метана.

Из данных, приведенных на рис.14, видно, что большему значению начальной гидратонасыщенности в пласте соответствует большее значение давления на скважине и соответственно больший градиент давления. Это объясняется тем, что с ростом гидратонасыщенности уменьшается значение проницаемости для газа. А уменьшение проницаемости пласта при неизменном заданном массовом расходе инъекции требует повышения давления на скважине.

Таким образом, проведенное численное исследование процесса закачки теплого газа в гидратонасыщенную залежь не выявило таких значений параметров нагнетаемого газа и исходных параметров пласта, при которых могла бы возникнуть протяженная (объемная) зона разложения газового гидрата. Т.е. характерным является фронтальный режим фазовых переходов.

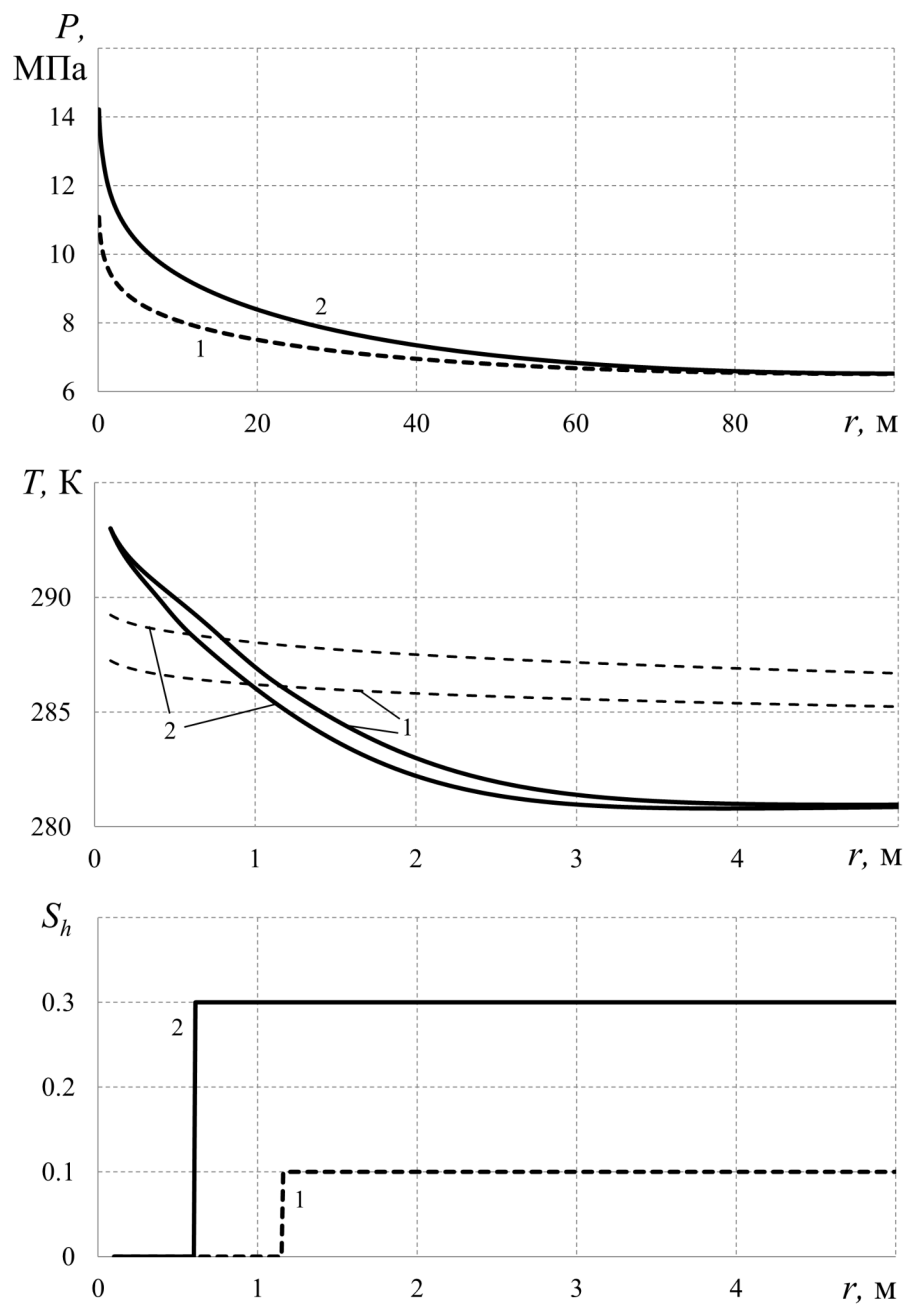


Рис. 14. Распределение давления, температуры и гидратонасыщенности при различной начальной гидратонасыщенности S_{h0} . Линии 1 и 2 соответствуют $S_{h0} = 0.1$ и 0.3 ; на распределении температуры сплошные линии соответствуют температуре в пласте, штриховые – равновесной температуре образования газового гидрата $T_s(p)$.

4.2. Тепловое воздействие на пористый гидратосодержащий пласт в плоскопараллельном двумерном случае

Были проведены вычислительные эксперименты по изучению влияния параметров системы «пористый пласт – насыщающий флюид» и температуры на верхней границе пористого резервуара на распределение параметров в рассматриваемой области пористого пласта. При проведении расчетов были приняты следующие значения используемых параметров [8, 14, 44, 56, 57]: $T_e = 276$ К; $L = 100$ м; $H = 10$ м; $T_0 = 273$ К; $p_0 = 3$ МПа; $S_{h0} = 0.6$; $k = 10^{-15}$ м²; $m = 0.1$; $p_c = 4.599$ МПа; $T_c = 190.56$ К; $\rho_{sk} = 2000$ кг/м³; $\rho_w = 1000$ кг/м³; $\rho_h = 910$ кг/м³; $c_{sk} = 1000$ Дж/(кг·К); $c_g = 1560$ Дж/(кг·К); $c_w = 4200$ Дж/(кг·К); $c_h = 2500$ Дж/(кг·К); $\lambda_{sk} = 2$ Вт/(м·К); $\lambda_g = 4 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $\lambda_w = 0.56$ Вт/(м·К); $\lambda_h = 0.45$ Вт/(м·К); $\mu_g = 11.4 \cdot 10^{-6}$ Па·с; $\mu_w = 10^{-3}$ Па·с; $R_g = 519$ Дж/(кг·К); $L_h = 4.37 \cdot 10^5$ Дж/кг; $G = 0.12$.

На рис. 15 представлены распределения давления, температуры и гидратонасыщенности через 1 сутки после повышения температуры на верхней границе гидратосодержащей залежи; значения гидратонасыщенности S_h находились с использованием зависимости $T_s(p)$ [46, 48]. Видно, что при принятых значениях параметров разложение гидрата метана происходит лишь на небольшом участке, примыкающем к верхней границе. Также стоит отметить фронтальный режим диссоциации газогидрата, т.е. отсутствует трехфазная зона, содержащая в порах метан, воду и гидрат СН₄. Фазовый переход полностью происходит на поверхности, разделяющей первую зону пласта, насыщенную метаном и водой, и третью, не затронутую процессом повышения температуры на верхней границе пласта. Этот факт подтверждают выводы работы [49], где для одномерного случая показано, что при тепловом воздействии на гидратонасыщенную залежь, коэффициент пьезопроводности

которой превышает коэффициент температуропроводности, решений с протяженной областью фазовых переходов не существует.

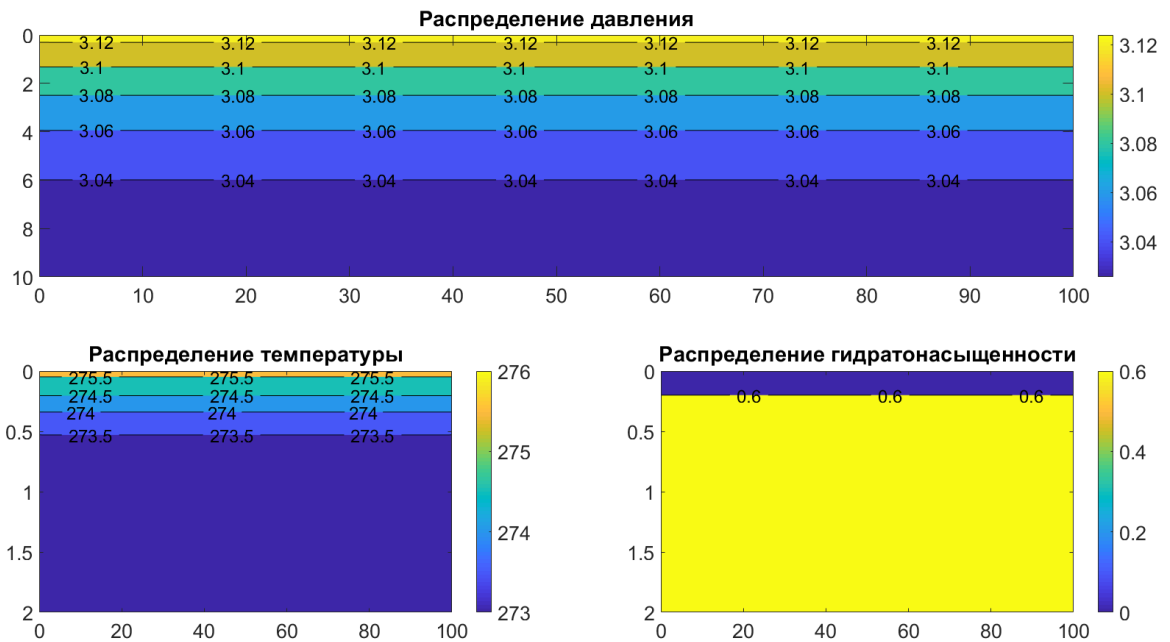


Рис. 15. Распределение параметров системы «пористая среда – насыщающий флюид» по пространству на момент времени $t = 1$ сут. Размерность давления – МПа, температуры – К. Размерность пространства – в метрах.

На рис. 16 приведены распределения параметров системы с учетом повышения температуры T_e , при этом на участке длиной 20 метров на верхней границе гидратосодержащей залежи реализуется повышение температуры до значения T больше T_e ; середина участка совпадает с серединой рассматриваемой в задаче замкнутой области пористой среды [46]. Из данных, представленных на данном рисунке, видно, что распределения параметров (особенно давления) имеют двумерный характер. Такое распределение параметров нельзя получить в рамках одномерной постановки задачи.

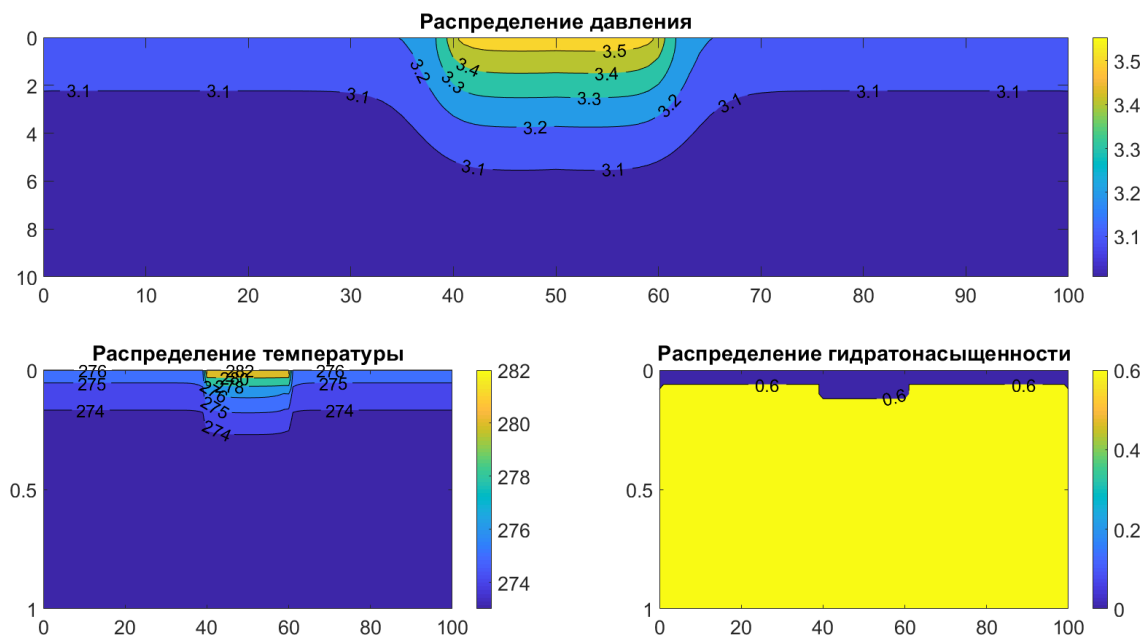


Рис. 16. Распределение параметров системы «пористая среда – насыщающий флюид» по пространству на момент времени $t = 6$ часов.

На рис. 17 проиллюстрировано влияние времени t теплового воздействия на замкнутую область пористой среды, температуры на ее верхней границе T_e , начальной гидратонасыщенности S_{h0} и проницаемости пласта k на положение фронтальной поверхности фазовых переходов $y_{(s)}$ [46]. Значения $y_{(s)}$ приведены для середины пласта ($x = 50$ м) на момент времени $t = 7$ сут после повышения температуры на всей верхней границе гидратосодержащей залежи. Из данных, представленных на рис. 17, видно, что при росте значений t , T_e , k и уменьшении S_{h0} протяженность первой зоны, примыкающей к верхней границе пласта, увеличивается, но размер участка, в котором газогидрат уже разложился, остается небольшим. Как показали расчеты, даже при очень больших значениях T_e (~ 50 °C), или t (порядка полугода), или k ($\sim 10^{-11}$ м²) газогидрат разлагается на расстоянии от верхней границы пласта, не превышающем одного метра.

Такой стабильный характер «жизни» газогидратов в пористой среде вызван, на наш взгляд, тем, что разложение газового гидрата имеет своим следствием значительное увеличение давления и соответствующее повышение равновесной температуры фазового перехода $T_s(p)$, что и не допускает диссоциацию гидрата метана в области, удаленной от верхней границы. Данная особенность была отмечена ранее в одномерной плоскорадиальной задаче.

Для исследования влияния учета движения воды при указанных было проведено сравнение случаев с и без учета движения жидкой фазы. На рис. 18 видно, что глубина разложения газогидрата $y_{(s)}$ увеличивается при учете движения воды. В качестве параметров приняты следующие значения: температура на верхней границе $T_e = 279$ К; проницаемость $k = 10^{-13}$ м²; время $t = 90$ сут.

На рис. 19 и 20 представлены распределения температуры и гидратонасыщенности через 7 суток после повышения температуры для двух значений T_e и для случая кусочно-постоянной функции температуры на верхней границе пласта (аналогично рис. 16) [46]. Так же, как и в одномерном случае, большему значению T_e соответствует большая протяженность зоны, в которой газогидрат уже разложился. При этом, как и следовало ожидать, наибольшая глубина диссоциации гидрата метана достигается в середине «пятна» ($x = 50$ м). Также стоит отметить, что глубина разложения газогидрата на участках пласта, примыкающих к его левой и правой границам, несколько больше, чем для участков, соседствующих с «пятном». Связано это, на наш взгляд, с тем, что давление и соответствующая ему равновесная температура разложения газогидрата в зоне, расположенной у левой и правой границ пласта, имеет меньшие значения, нежели в зонах, расположенных у «пятна». При этом температура пласта в указанных участках имеет практически одинаковые значения.

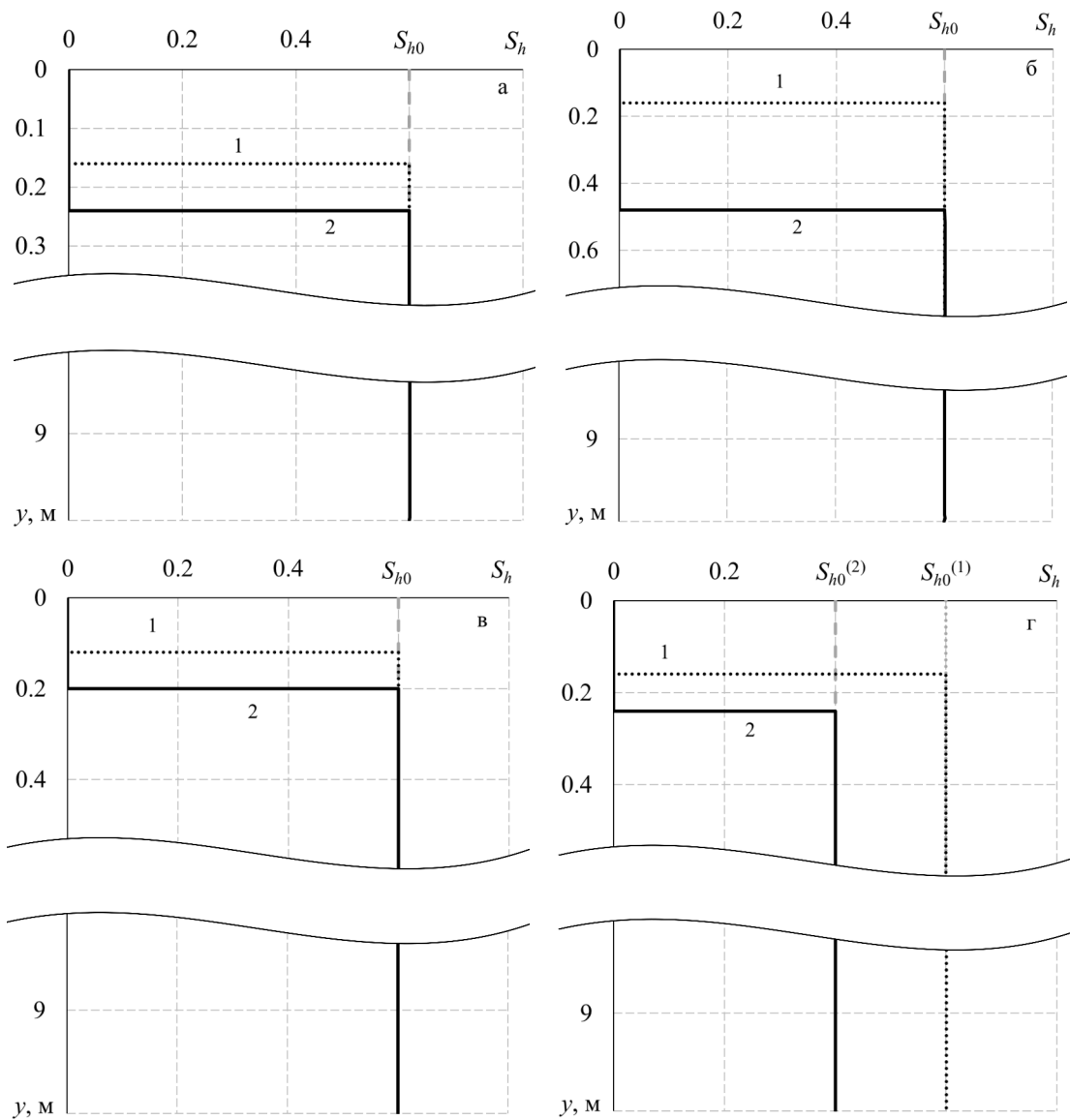


Рис. 17. Изменение глубины $y_{(s)}$ зоны пласта, в которой гидрат метана уже разложился, при различных параметрах t , T_e , k_0 и S_{h0} . Линии 1 и 2 соответствуют: а – $t = 7$ и 30 сут; б – $T_e = 276$ и 282 К; в – $k = 10^{-16}$ и 10^{-14} м²; г – $S_{h0} = 0.6$ и 0.4.

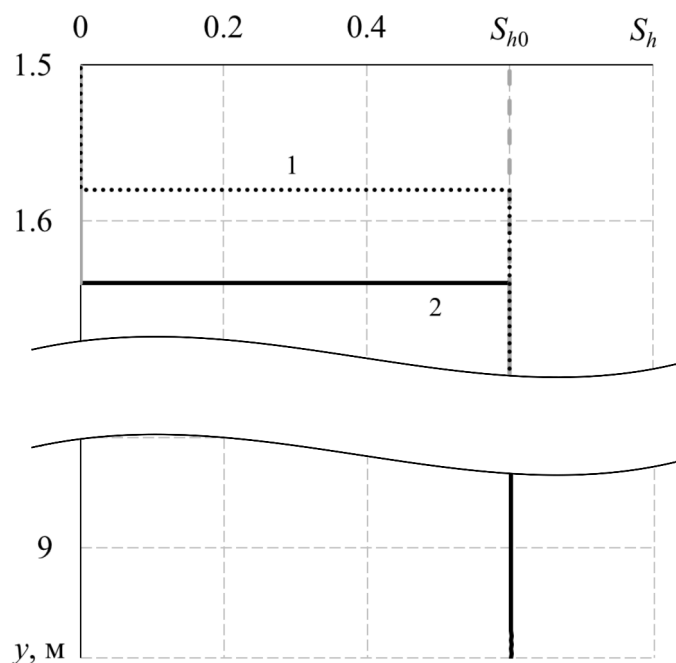


Рис. 18. Изменение глубины $y_{(s)}$ зоны пласта, в которой гидрат метана уже разложился, при учете движения жидкой фазы. Линии 1 и 2 соответствуют случаям без и с учетом движения воды.

Проведенный анализ влияния времени теплового воздействия на указанную область, температуры на ее верхней границе, начальной гидратонасыщенности и исходной проницаемости пласта на положение границы зоны, в которой газогидрат уже разложился, показал, что фазовый переход полностью происходит на фронтальной поверхности. Причем с ростом температуры на верхней границе пористого резервуара, снижением начальной гидратонасыщенности и увеличением исходной проницаемости пласта протяженность зоны, насыщенной продуктами разложения гидрата метана, увеличивается.

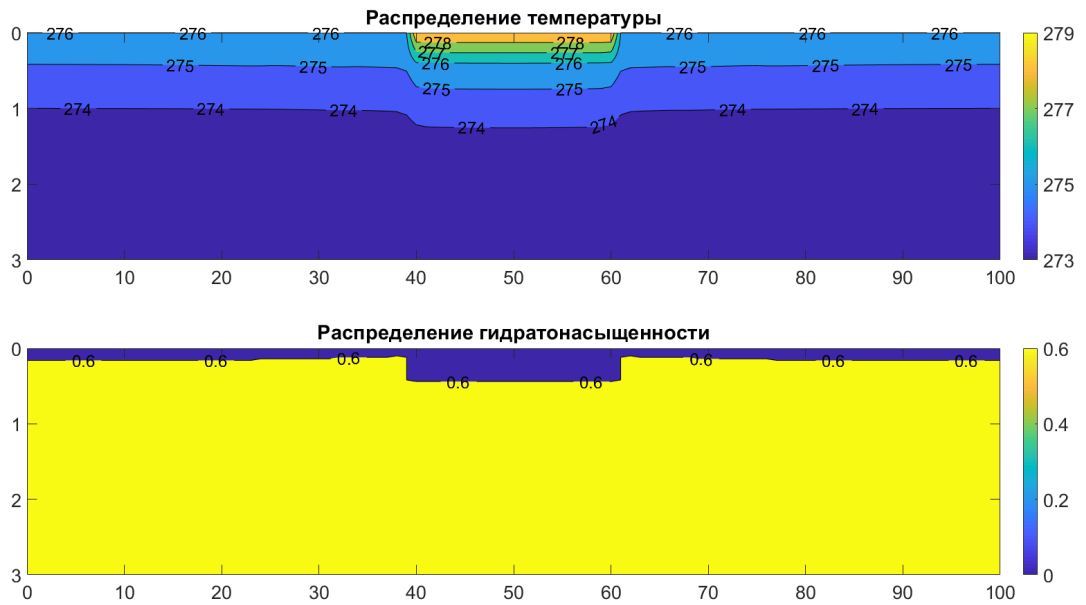


Рис. 19. Распределения температуры и гидратонасыщенности при $T_e = 279$ К на момент времени $t = 7$ сут.

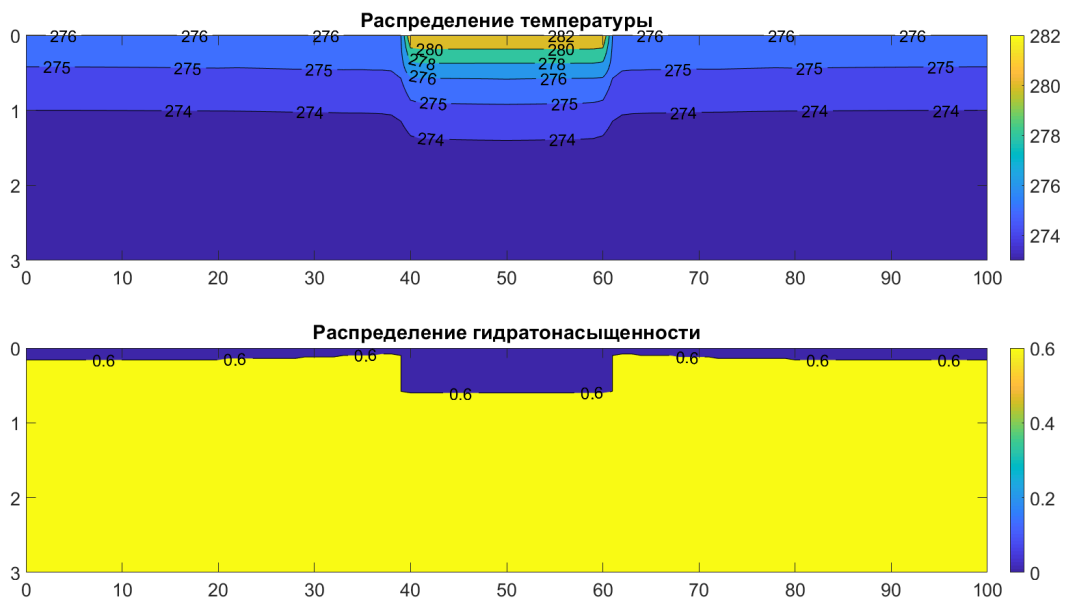


Рис. 20. Распределения температуры и гидратонасыщенности при $T_e = 282$ К на момент времени $t = 7$ сут.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе исследована задача неизотермической фильтрации флюидов (газа и воды) в пористом гидратосодержащем пласте с учетом разложения газового гидрата.

Для исследования задачи была приведена физико-математическая модель неизотермической фильтрации газа с учетом разложения гидрата, а также разработан алгоритм решения уравнений этой модели. Описанный в работе метод является универсальным и может быть использован для решения других задач фильтрации газа с учетом фазовых переходов.

Основные результаты и выводы работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Для случая теплового воздействия на гидратосодержащую залежь развита физико-математическая модель тепло- и массопереноса при неизотермической фильтрации с учетом дополнительных факторов: движения в пористой среде газа и воды, фазовых переходов, реальных свойств газа, эффекта Джоуля-Томсона и эффекта адиабатического расширения. Данная модель позволяет адекватно описывать процесс теплового воздействия на пористый пласт, насыщенный в исходном состоянии метаном и его гидратом.

2. Разработаны алгоритм и программные продукты, которые позволяют проводить численные эксперименты по установлению особенностей неизотермического фильтрационного течения при изменении параметров теплового воздействия и различных исходных характеристиках пласта.

3. Представлена оригинальная методика расчета насыщенностей фаз для процесса разложения газового гидрата в пористой среде при тепловом воздействии на гидратосодержащую залежь; в основе данной методики лежит допущение о равновесности фазового перехода.

4. Расчетным путем показано, что при тепловом воздействии на пористый пласт, насыщенный в исходном состоянии метаном и его гидратом, разложение газогидрата происходит только на фронтальной поверхности, разделяющей зоны пласта, поры которых насыщены газом и водой, газом и его гидратом.

5. При численном исследовании закачки теплого (с температурой выше исходной температуры пласта) газа в гидратосодержащий пласт показано, что с повышением температуры закачиваемого газа растет протяженность зоны, насыщенной продуктами разложения гидрата метана, но этот рост не является значительным. Установлено, что большее значение исходной гидратонасыщенности пласта приводит к меньшей протяженности зоны пористой среды, в которой газовый гидрат уже разложился. Показано, что увеличение массового расхода закачиваемого теплого газа в пласт не приводит к увеличению зоны разложения газового гидрата в гидратонасыщенной залежи.

6. Численное исследование теплового воздействия (повышение температуры на верхней границе пласта) на гидратосодержащий пласт с непроницаемыми границами показало, что с ростом температуры на верхней границе пористого резервуара, снижением начальной гидратонасыщенности и увеличением исходной проницаемости пласта протяженность зоны, насыщенной продуктами разложения гидрата метана, увеличивается. Показан стабильный характер «жизни» газогидратов в пористой среде, т.е. протяженность зоны, в которой газогидрат уже разложился, остается относительно небольшой ($\sim 0,1 \div 1$ м) на протяжении значительного интервала времени при варьировании в достаточно широком диапазоне параметров теплового воздействия и исходных параметров пористой среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балабуха А. В. Добыча газогидратов методом понижения давления / А. В. Балабуха, Р. С. Иншаков // International Innovation Research: в 2 ч. 2017. Ч. 1. С. 96-98.
2. Басниев К. С. Подземная гидромеханика: учебник для вузов / К. С. Басниев, И. Н. Кочина, В. М. Максимов – М.: Недра, 1993. – 416 с.
3. Бородин С. Л. Современное состояние исследований, связанных с извлечением метана из гидратосодержащей пористой среды / С. Л. Бородин, Д. С. Бельских // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2018. Том 4. № 4. С. 131-147.
4. Васильева, З.А. Моделирование процессов тепломассопереноса в системе «пласт–скважина–горные породы» с учетом фазовых превращений газовых гидратов: дисс. на соиск. учен. степ. докт. техн. наук: 05.13.18 / Васильева Зоя Алексеевна. – Москва, 2019. – 227 с.
5. Дядин Ю. А. Газовые гидраты / Ю. А. Дядин, А. Л. Гуцин // Соросовский образовательный журнал. – 1998. – №3. – С.55-64.
6. Запорожец Е. П. Расчет параметров образования и диссоциации гидратов газообразных углеводородов / Е. П. Запорожец, Н. А. Шостак // Журнал физической химии. 2015. Том 89. № 4. С. 638-643.
7. Иванов В. А. Моделирование деградации многолетнемерзлых пород при потеплении климата в условиях Центральной Якутии на ближайшие 300 лет / В. А. Иванов, И. И. Рожин // Сборник тезисов докладов VII Всероссийской конференции с участием зарубежных ученых «Задачи со свободными границами: Теория, эксперимент и приложения», 1-4 июля 2020, Красноярск. 2020. С. 103.

8. Истомин В. А. Газовые гидраты в природных условиях / В. А. Истомин, В. С. Якушев. – М.: Недра, 1992. – 236 с.
9. Канаяма Р. Опыт Японии в разработке газогидратов и его потенциальное применение в целях коммерческой добычи в РФ / Р. Канаяма, Д. О. Тыртышова // Трансформация мировой энергетики: рыночные механизмы и государственная политика. М.: ИМЭМО РАН, 2016. С. 100-105.
10. Кизяков А. И. Геоморфологические условия образования воронки газового выброса и динамика этой формы на Центральном Ямале / А. И. Кизяков, А. В. Сонюшкин, М. О. Лейбман, М. В. Зимин, А. В. Хомутов // Криосфера Земли. 2015. Том 19. № 2. С. 15-25.
11. Латонов В. В. Расчет коэффициента сжимаемости природного газа / В. В. Латонов, Г. Р. Гуревич // Газовая промышленность. 1969. № 2. С. 7-9.
12. Макогон Ю. Ф. Гидраты природных газов / Ю. Ф. Макогон – М.: Недра, 1974. – 208 с.
13. Мусакаев Н. Г. Математическая модель и алгоритм решения задачи неизотермической фильтрации газа в пласте с учетом разложения гидрата / Н. Г. Мусакаев, С. Л. Бородин, Д. С. Бельских // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия: Математика. Механика. Физика. 2017. Том 9. № 2. С. 22-29.
14. Мусакаев Н. Г. Расчет параметров процесса нагнетания газа в насыщенный метаном и его гидратом пласт / Н. Г. Мусакаев, С. Л. Бородин, Д. С. Бельских // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2018. Том 4. № 3. С. 165-178.
15. Мусакаев Н. Г. Математическое моделирование процесса добычи газа из газогидратной залежи с учетом образования льда / Н. Г. Мусакаев, М. К. Хасанов // Вестник Тюменского государственного университета.

- Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2014. №7. С.43-50.
16. Презентация с пресс-конференции «Финансово-экономическая политика ПАО Газпром» (Санкт-Петербург, 28 июня 2018 г.). URL: <http://www.gazprom.ru/f/posts/77/684826/presentation-press-conf-2018-06-28-ru.pdf> (дата обращения: 30.10.2018).
 17. Федоров А. А. Метод двухуровневого распараллеливания прогонки для решения трехдиагональных линейных систем на гибридных ЭВМ с многоядерными сопроцессорами / А. А. Федоров, А. Н. Быков // Вычислительные методы и программирование: Новые вычислительные технологии. 2016. Том 17. № 3. С. 234-244.
 18. Хасанов М. К. Особенности образования и разложения газогидратов в пористой среде при инъекции газа: дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. – Тюмень, 2007. 113 с.
 19. Чемодуров В. Т. Численные методы в строительстве / В. Т. Чемодуров, М. С. Сеитжелилов – Симферополь: ООО ИТ АРИАЛ, 2016. – 112 с.
 20. Шагапов В. Ш. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа / В. Ш. Шагапов, Н. Г. Мусакаев – М.: Наука, 2016. – 238 с.
 21. Шагапов В. Ш. Нагрев пористой среды, частично заполненной газогидратом, при наличии непроницаемых границ / В. Ш. Шагапов, Л. А. Насырова // Теплофизика высоких температур. 1999. Т. 37. № 5. С. 784-789.
 22. Шагапов В.Ш. Особенности разложения газовых гидратов в пористых средах при нагнетании теплого газа / В. Ш. Шагапов, М. К. Хасанов, И. К. Гималтдинов, М. В. Столповский // Теплофизика и аэромеханика. 2013. Т. 20. № 3. С. 347-454.

23. Ahmadi Goodarz. Numerical solution for natural gas production from methane hydrate dissociation / Goodarz Ahmadi, Chuang Ji, Duane H Smith // Journal of Petroleum Science and Engineering. 2004. Vol. 41. No 4. Pp. 269-285.
24. Birchwood R. Developments in Gas Hydrates / R. Birchwood, J. Dai, D. Shelander, R. Boswell, T. Collet, A. Cook, S. Dallimore, K. Fujii, Y. Imasato, M. Fukuhara, K. Kusaka, D. Murray, T. Saeki // Oilfield Review Spring. 2010. Vol. 22. No 1. Pp. 18-33.
25. Bondarev E. A. Underground Storage of Natural Gas in Hydrate State: Primary Injection Stage / E. A. Bondarev, V. V. Popov, I. I. Rozhin, K. K. Argunova // Journal of Engineering Thermophysics. 2018. Vol. 27. No 2. Pp. 221-231.
26. BP Statistical Review of World Energy. June 2018. URL: <https://www.bp.com/content/dam/bp/business-sites/en/global/corporate/pdfs/energy-economics/statistical-review/bp-stats-review-2019-full-report.pdf> (дата обращения: 13.03.2020).
27. Burshears M. A Multi-Phase, Multi-Dimensional, Variable Composition Simulation of Gas Production from a Conventional Gas Reservoir in Contact with Hydrates / M. Burshears, T. J. O'Brien, R. D. Malone // SPE Unconventional Gas Technology Symposium, Louisville, Kentucky, May 1986.
28. Dallimore S. R. Scientific Results from the Mallik 2002 Gas Hydrate Production Research Well Program, Mackenzie Delta, Northwest Territories, Canada / S. R. Dallimore, T. S. Collett // Natural Resources Canada: Geological Survey of Canada. Bulletin 585. 2005. 140 p.
29. Demirbas A. Methane Gas Hydrate / A. Demirbas // Springer. 2010. 185 p.
30. Englezos P. Clathrate Hydrates / P. Englezos // Industrial & Engineering Chemistry Research. 1993. Vol. 32. No 7. Pp. 1251-1274.
31. Fan Shuanshi. Energy Efficiency Simulation of the Process of Gas Hydrate Exploitation from Flue Gas in an Electric Power Plant / Shuanshi Fan, Xi

- Wang, Xuemei Lang, Yanhong Wang // *Natural Gas Industry*. 2017. Vol. 37. No 5. Pp. 119-125.
32. Fan Shuanshi. Recovering Methane from Quartz Sand-Bearing Hydrate with Gaseous CO₂ / Shuanshi Fan, Xi Wang, Yanhong Wang, Xuemei Lang // *Journal of Energy Chemistry*. 2017. Vol. 26. No 4. Pp. 655-659.
 33. Holder Gerald D. Simulation of Gas Production from a Reservoir Containing Both Gas Hydrates and Free Natural Gas / Gerald D. Holder, Patrick F. Angert // *SPE Annual Technical Conference and Exhibition, New Orleans, Louisiana, September 1982*.
 34. Hong H. Analytical Modelling of Gas Production From Hydrates in Porous Media / H. Hong, M. Pooladi-Darvish, P. R. Bishnoi // *Journal of Canadian Petroleum Technology*. 2003. Vol. 42. No 11. Pp. 45-56.
 35. Hong H. Simulation of Depressurization for Gas Production From Gas Hydrate Reservoirs / H. Hong, M. Pooladi-Darvish // *Journal of Canadian Petroleum Technology*. 2005. Vol. 44. No 11.
 36. Istomin V. A. Self-Preservation Phenomenon of Gas Hydrates / V. A. Istomin, V. S. Yakushev, N. A. Makhonina, V. G. Kwon, E. M. Chuvilin // *Gas Industry of Russia*. 2006. No 4. Pp. 16-27.
 37. Kim H. C. Kinetics of methane hydrate decomposition / H. C. Kim, P. R. Bishnoi, R. A. Heidemann, S. S. H. Rizvi // *Chemical Engineering Science*. 1987. Vol. 42. No 7. Pp. 1645-1653.
 38. Kizyakov A. Comparison of gas emission crater geomorphodynamics on Yamal and Gydan peninsulas (Russia), based on repeat very-high-resolution stereopairs / A. Kizyakov, M. Zimin, A. Sonyushkin, Y. Dvornikov, A. Khomutov, M. Leibman // *Remote sensing*. 2017. Vol. 9. No 10. P. 1023.
 39. Koh A. C. State of the art: Natural gas hydrates as a natural resource / Carolyn A. Koh, Amadeu K. Sum, E. Dendy Sloan // *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 8, 2012, p.132-138.

40. Liu Weiguo. Experimental Study on the Mechanical Properties of Sediments Containing CH₄ and CO₂ Hydrate Mixtures / Weiguo Liu, Tingting Luo, Yanghui Li, Yongchen Song, Yiming Zhu, Yu Liu, Jiafei Zhao, Zhaoran Wu, Xiaohu Xu // Journal of Natural Gas Science and Engineering. 2016. Vol. 32. Pp. 20-27.
41. Liu Yong. Simulation of Methane Production from Hydrates by Depressurization and Thermal Stimulation / Yong Liu, Matteo Strumendo, Hamid Arastoopour // Industrial & Engineering Chemistry Research. 2009. Vol. 48. No 5. Pp. 2451-2464.
42. Moridis G. J. Numerical Studies of Gas Production From Methane Hydrates / G. J. Moridis // SPE Journal. 2003. Vol. 8. No 4. Pp. 359-370.
43. Murphy D. J. Year in Review — EROI or Energy Return on (Energy) Invested / D. J. Murphy, Charles A. S. Hall // Annals of the New York Academy of Sciences. 2010. Vol. 1185. No 1. Pp. 102-118.
44. Musakaev N. G. Mathematical modeling of thermal impact on hydrate-saturated reservoir / N. G. Musakaev, S. L. Borodin, D. S. Belskikh // Journal of Computational Methods in Sciences and Engineering. 2020. Vol. 20. No. 1. Pp. 43-51.
45. Musakaev N. G. Numerical investigation of the methane hydrate decomposition in the process of warm gas injection into a hydrate-saturated reservoir / N. G. Musakaev, M. K. Khasanov, S. L. Borodin, D. S. Belskikh // Tomsk State University Journal of Mathematics and Mechanics. 2018. No 56. Pp. 88-101.
Мусакаев Н. Г. Численное исследование процесса разложения гидрата метана при закачке теплого газа в гидратонасыщенную залежь / Н. Г. Мусакаев, М. К. Хасанов, С. Л. Бородин, Д. С. Бельских // Вестник Томского государственного университета. Математика и механика. 2018. № 56. С. 88-101.

46. Musakaev N. G. Numerical study of the process of gas hydrate decomposition under the thermal impact on the hydrate-containing region of a porous formation / N. G. Musakaev, D. S. Belskikh // *Uchenye Zapiski Kazanskogo Universiteta. Seriya Fiziko-Matematicheskie Nauki*. 2021. Vol. 163. No 2. Pp. 153-166.
- Мусакаев Н. Г. Численное исследование процесса разложения газового гидрата при тепловом воздействии на гидратосодержащую область пористого пласта / Н. Г. Мусакаев, Д. С. Бельских // *Ученые записки Казанского университета. Серия Физико-математические науки*. 2021. Том 163. Кн. 2. С. 153-166.
47. Musakaev N. G. The mathematical model of the gas hydrate deposit development in permafrost / N. G. Musakaev, S. L. Borodin, M. K. Khasanov // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2018. Vol. 118. Pp. 455-461.
48. Musakaev N. G. To the question of the interpolation of the phase equilibrium curves for the hydrates of methane and carbon dioxide / N. G. Musakaev, S. L. Borodin // *MATEC Web of Conferences*. 2017. Vol. 115. 05002.
49. Musakaev N. G. On the issue of the solutions existence of the problem of gas hydrate dissociation in a porous medium with the formation of an extended region of phase transitions / N. G. Musakaev, M. K. Khasanov // *Journal of Physics: Conference Series*. 2019. Vol. 1404. 012034.
50. Musakaev N. G. Mathematical Model and Method for Solving the Problem of Non-Isothermal Gas and Liquid Filtration Flow During Dissociation of Gas Hydrates / N. G. Musakaev, D. S. Belskikh, S. L. Borodin // *Lobachevskii Journal of Mathematics*. 2021. Vol. 42, No. 9. P. 2198-2204.
51. Park Youngjune. Sequestering Carbon Dioxide into Complex Structures of Naturally Occurring Gas Hydrates / Youngjune Park, Do-Youn Kim, Jong-Won Lee, Dae-Gee Huh, Keun-Pil Park, Jaehyoung Lee, Huen Lee //

- Proceedings of the National Academy of Sciences of USA. 2006. Vol. 103. No 34. Pp. 12690-12694.
52. Phirani Jyoti. Kinetic Simulation of CO₂ Flooding of Methane Hydrates / Jyoti Phirani, Kishore K. Mohanty // SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Florence, Italy, September 2010.
 53. Resources to Reserves 2013 - Oil, Gas and Coal Technologies for the Energy Markets of the Future / International Energy Agency, 2013.
 54. Schoderbek D. ConocoPhillips Gas Hydrate Production Test Final Technical Report / D. Schoderbek, H. Farrell, K. Hester, J. Howard, K. Raterman, S. Silpngarmlert, K. L. Martin, B. Smith, P. Klein // NETL and US DOE. 2013. 204 p.
 55. Schoderbek D. Ignik Sikumi #1, Gas Hydrate Test Well, Successfully Installed on the Alaska North Slope / D. Schoderbek, R. Boswell // Fire in the Ice, NETL Methane Hydrate Newsletter. 2011. Vol. 11. No 1. Pp. 1-5.
 56. Shagapov V. Sh. Mathematical modelling of two-phase flow in a vertical well considering paraffin deposits and external heat exchange / V. Sh. Shagapov, N. G. Musakaev, N. S. Khabeev, S. S. Bailey // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2004. Vol. 47. No 4. Pp. 843-851.
 57. Sloan E. D. Clathrate Hydrates of Natural Gases / E. Dendy Sloan, Carolyn A. Koh. – Third Edition. – CRC Press, Taylor & Francis Group, 2008. – 730 p.
 58. Sun Xuefei. Kinetic simulation of methane hydrate formation and dissociation in porous media / Xuefei Sun, Kishore K. Mohanty // Chemical Engineering Science. 2006. Vol. 61. No 11. Pp. 3476-3495.
 59. Swinkels Wim J. A. M. Thermal Reservoir Simulation Model of Production from Naturally Occurring Gas Hydrate Accumulations / Wim J. A. M. Swinkels, Rik J.J. Drenth // SPE Reservoir Evaluation & Engineering. 2000. Vol. 3. No 6. Pp. 559-566.

60. Uddin Mafiz. Numerical Studies of Gas-Hydrates Formation and Decomposition in a Geological Reservoir / Mafiz Uddin, Dennis Allan Coombe, David Hin-Sum Law, and William Daniel Gunter // SPE Gas Technology Symposium, Calgary, Alberta, Canada, May 2006.
61. Xu Chun-Gang. Effect of Pressure on Methane Recovery from Natural Gas Hydrates by Methane-Carbon Dioxide Replacement / Chun-Gang Xu, Jing Cai, Yi-Song Yu, Ke-Feng Yan, Xiao-Sen Li // Applied Energy. 2018. Vol. 217. Pp. 527-536.
62. Xu W. Predicting the occurrence, distribution, and evolution of methane gas hydrate in porous marine sediments / W. Xu, C. Ruppel // Journal of Geophysical Research. 1999. Vol. 104. No B3. Pp. 5081-5095.
63. Xu Wenyue. Modeling dynamic marine gas hydrate systems / Wenyue Xu // American Mineralogist. 2004. Vol. 89. No 8-9. Pp. 1271-1279.
64. Yamamoto K. Production Techniques for Methane Hydrate Resources and Field Test Programs / K.Yamamoto // Journal of Geography. 2009. Vol. 118. No 5. Pp. 913-934.
65. Yousif M. H. Experimental and Theoretical Investigation of Methane-Gas-Hydrate Dissociation in Porous Media / M. H. Yousif, H. H. Abass, M. S. Selim, E. D. Sloan // SPE Reservoir Engineering. 1991. Vol. 6. Pp. 69-76.
66. Zhang Lunxiang. Enhanced CH₄ Recovery and CO₂ Storage via Thermal Stimulation in the CH₄/CO₂ Replacement of Methane Hydrate / Lunxiang Zhang, Lei Yang, Jiaqi Wang, Jiafei Zhao, Hongsheng Dong, Mingjun Yang, Yu Liu, Yongchen Song // Chemical Engineering Journal. 2017. Vol. 308. Pp. 40-49.
67. Zhang Xuemin. Experimental Study on the Effect of Pressure on the Replacement Process of CO₂-CH₄ Hydrate below the Freezing Point / Xuemin

Zhang, Yang Li, Ze Yao, Jinping Li, Qingbai Wu, Yingmei Wang // Energy & Fuels. 2018. Vol. 32. No 1. Pp. 646-650.

РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



СВИДЕТЕЛЬСТВО

о государственной регистрации программы для ЭВМ

№ 2017617298

Hydrate Formation or Decomposition in a Porous Medium

Правообладатели: *Бельских Денис Сергеевич (RU), Бородин
Станислав Леонидович (RU), Мусакаев Наиль Габсалямович (RU)*

Авторы: *Бельских Денис Сергеевич (RU), Бородин Станислав
Леонидович (RU), Мусакаев Наиль Габсалямович (RU)*

Заявка № 2017614302

Дата поступления 05 мая 2017 г.

Дата государственной регистрации

в Реестре программ для ЭВМ 04 июля 2017 г.



Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Г.П. Ивлиев Г.П. Ивлиев