

ГЕОФИЗИКА

УДК 548.562

ВЛИЯНИЕ ГИДРАТООБРАЗОВАНИЯ НА ПРОЯВЛЕНИЕ СВОБОДНЫХ
ГАЗОВЫХ ВЫХОДОВ МЕТАНА НА ДНЕ ВОДОЕМОВ

А.Х. Дегтерев

*Российский государственный геолого-разведочный университет им. С. Орджоникидзе,
117997, Москва, ул. Миклухо-Маклая, 23, Россия*

Путем численного моделирования показано, что высота газовых «факелов» над подводными выходами метана существенно зависит от параметров водной среды. Использовалась имитационная модель динамики всплывающего пузырька. Наряду с газообменом через стенку пузырька учитывалось образование газогидрата, интенсивность которого определялась турбулентным теплообменом с водой. Расчеты проводили для глубин от 250 до 1500 м при начальном диаметре пузырьков от 0.2 до 1.5 см. Показано, что при характерной для арктических морей температуре воды всплывающий пузырек метана превращается в газогидратный лед, преодолев интервал глубин до 1–2 м. В то же время при температуре воды, превышающей температуру гидратообразования вблизи дна моря или близкой к ней, пузырьки до полного растворения или же полной гидратации преодолевают интервал глубин в десятки и сотни метров.

Газовые выходы на дне, пузырьки метана, газогидратные частицы, численное моделирование.

INFLUENCE OF GAS HYDRATE FORMATION ON METHANE SEEPS
AT THE BOTTOM OF WATER RESERVOIRS

A.Kh. Degterev

It is shown by numerical modeling that the height of gas flares above underwater methane seeps depends strongly on water parameters. A simulation model of the dynamics of a rising bubble was used. Along with gas exchange through the bubble wall, the model takes into account gas hydrate formation, whose rate is determined by turbulent heat exchange with water. Calculations were performed for depths of 250 to 1500 m with an initial bubble diameter of 0.2 to 1.5 cm. It is shown that at the water temperature of the Arctic seas, rising methane bubbles transform into gas hydrate ice within the first 1–2 m of their path. At the same time, when the water temperature is higher than the hydrate formation temperature near the sea bottom or close to it, the bubbles travel a distance of tens or hundreds of meters before complete dissolution or complete hydration.

Bottom gas seeps, methane bubbles, gas hydrate particles, numerical modeling

ВВЕДЕНИЕ

Одним из признаков месторождений природного газа на морском шельфе является выделение через дно пузырьков метана в виде характерных газовых «факелов», которые хорошо регистрируются гидролокаторами [Гончаров, Клементьева, 1996]. Такого рода проявления хорошо изучены в Черном и Охотском морях [Бобровников и др., 2012; Обжиров и др., 2012], в оз. Байкал [Granin и др., 2010, 2012], и в других водоемах. По данным наблюдений и численного моделирования, высота таких факелов достигает сотен метров, если глубина дна не превышает критической глубины гидратообразования. Однако на больших глубинах метан внутри пузырьков образует с водой газогидратные частицы (газогидратный лед) при температурах, характерных для придонных вод [Макагон, 2012; Егоров и др., 2012]. Расчеты и результаты лабораторных экспериментов показывают [Донцов и др., 2007; Запорожец, Шостак, 2014], что образование газогидратов в пузырьках при определенных условиях происходит очень быстро, пузырьки превращаются в газогидратные частицы за несколько секунд. При скорости всплывания пузырьков до 0.3 м/с [Дегтерев, Мордашов, 2008] они успевают за это время подняться над дном всего на 1–2 м. Это означает, что при определенных значениях температуры и давления воды вблизи

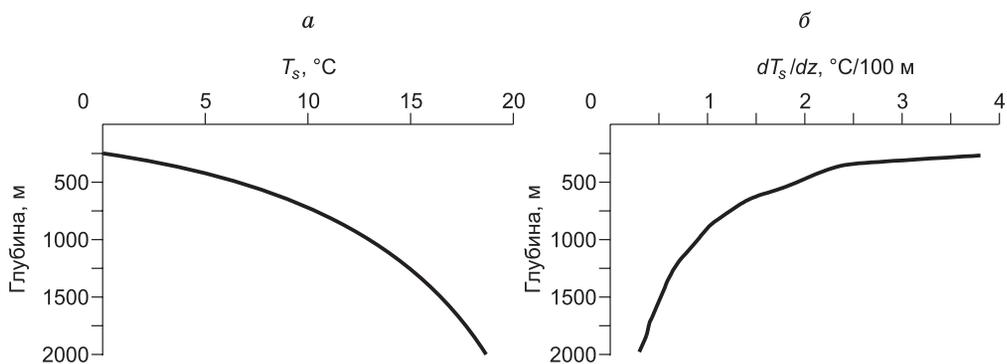


Рис. 1. а — изменение температуры гидратообразования с глубиной; **б** — зависимость градиента температуры гидратообразования от глубины.

дна газовый «факел» не образуется. В этом случае над свободными газовыми выходами формируются «облака» из твердых частиц газогидрата метана, которые гораздо хуже фиксируются акустическими методами. Изучению условий, при которых это происходит, и посвящена данная работа.

Сама зависимость критической глубины гидратообразования $z_{кр}$ от температуры воды хорошо известна (рис. 1), проблема состоит в моделировании динамики процессов газообмена и гидратообразования в пузырьке на глубинах $z > z_{кр}$. Из-за разных гидрологических условий значения $z_{кр}$ существенно различаются для разных водоемов. Если в арктических морях гидратообразование происходит на глубинах не менее 250—300 м, то, например, в Черном море, где температура глубинных вод составляет около 9 °С, гидратация всплывающих пузырьков метана происходит только на глубинах свыше 500—600 м. Следует отметить, что растворение всплывающих пузырьков метана в воде за счет газообмена, в отличие от гидратообразования, происходит медленнее [Дегтерев, Мордашов, 2008], поэтому вне зоны гидратообразования высота газовых «факелов» над дном может достигать сотен метров. Поскольку $z_{кр}$ существенно зависит от температуры воды, то проявление свободных газовых выходов на больших глубинах во многом определяется гидрологическими условиями.

В последние годы было предложено несколько математических моделей динамики всплывающего в воде пузырька, учитывающих как газообмен через стенку пузырька, так и образование газогидрата внутри него [Запорожец, Шостак, 2014; Нурисламов и др., 2015]. Как правило, эти модели разрабатываются применительно к специфическим задачам, не связанным с обнаружением свободных газовых выходов на дне водоемов, что затрудняет их использование в данном случае. В частности, они не позволяют в полной мере описать динамику физических процессов внутри всплывающего пузырька с учетом влияния параметров окружающей среды. Для этих целей лучше подходит имитационная модель, описывающая не только изменение давления и содержания газа за счет газообмена через стенку пузырька и изменения глубины, но также и процессы, связанные с образованием и таянием газогидрата. При этом, разумеется, используются некоторые схемы параметризации, предложенные в уже существующих моделях.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Для изучения зависимости параметров всплывающих пузырьков от температуры и давления воды с учетом образования газогидрата метана использовалась численная модель, применявшаяся ранее для описания динамики газовых пузырьков в верхнем слое моря [Дегтерев, Колобаев, 1993]. Даже обычная задача о всплывании газового пузырька на малых глубинах аналитически не решается. Необходимость учета вязкости воды и потока газа через стенку пузырька приводят к системе уравнений, которая решается только численно. Предлагаемая модель основана на расчете параметров, характеризующих состояние пузырька, в последовательные моменты времени. Соответствующий шаг по времени с учетом интенсивности процессов гидратообразования брался равным 0.05—0.5 с.

Состояние пузырька с однокомпонентным составом газа описывается заданием текущих значений радиуса r , скорости всплывания v и координаты z . В данном случае необходимо учитывать присутствие в пузырьке кроме метана еще одного компонента — газогидрата метана. Обычная конденсация метана при этом не происходит, так как температура воды в природных водоемах выше критической температуры метана. Пузырек всплывает под действием силы плавучести и силы вязкого сопротивления воды, причем баланс между ними устанавливается уже на первом миллиметре подъема пузырька, в связи с чем при неизменном радиусе пузырек всплывает с постоянной скоростью. Для шарообразных пузырьков

ков радиуса r она описывается известной теорией Стокса, которая в пренебрежении весом пузырька дает формулу:

$$v = 2gr^2/9\nu, \quad (1)$$

где ν — коэффициент кинематической вязкости воды, g — ускорение свободного падения. Для не очень мелких пузырьков в этой формуле используется мультипликативная поправка на несферичность крупных пузырьков вида [Thorge, 1984]:

$$v = M_1(2gr^2/9\nu) M_2, \quad (2)$$

где $M_1 = 1/[(G^2 + 2G)^{1/2} - G]$ и $G = 10.82 \cdot \nu^2/gr^3$. Кроме того, в отличие от задач, связанных с верхним слоем моря [Дегтерев, Мордашов, 2008], здесь необходимо учитывать плотность сжатого газа в пузырьке, которая на глубинах 1000—2000 м достигает значений, уже сравнимых с плотностью воды ρ . Вес пузырька увеличивается также за счет образования в нем газогидрата. В связи с этим в формулу (1) вводился еще один множитель вида:

$$M_2 = 1 - (m_g + m_h)/V\rho, \quad (3)$$

где m_g — масса газа в пузырьке, m_h — масса газогидрата в пузырьке, V — объем пузырька. Эта поправка описывает уменьшение скорости всплывания пузырька из-за образования в нем газогидрата, поскольку при этом суммарная масса $m_g + m_h$ растет за счет входящих в состав газогидрата молекул воды. В частности, при полном переходе метана в газогидрат скорость движения пузырька, превратившегося в газогидратную частицу, уменьшается на порядок.

Таким образом, зная текущие значения радиуса пузырька r , m_g и m_h , можно рассчитать v . Радиус пузырька через уравнение состояния газа связан с гидростатическим давлением, а значит и с координатой z . При отсутствии газогидрата оно для идеального газа имеет вид

$$m_g = V(P_{\text{атм}} + \rho gz + 2\sigma/r)/RT, \quad (4)$$

где m_g — масса газа в пузырьке, $P_{\text{атм}}$ — атмосферное давление, σ — коэффициент поверхностного натяжения воды, R — универсальная газовая постоянная, T — температура газа. При учете газогидрата, который также занимает часть объема пузырька, эта формула позволяет рассчитывать только объем газа в пузырьке.

Кроме того, через стенку пузырька постоянно идет газообмен с водой, что также ведет к изменению его радиуса. Соответствующий поток газа равен:

$$I = -dm_g/dt. \quad (5)$$

При не очень больших числах Рейнольдса этот поток описывается выражением [Левич, 1952]:

$$I = 8(\pi/3)^{1/2}(D/2r)^{1/2} r^2(C_n - C)v^{1/2}, \quad (6)$$

где D — коэффициент молекулярной диффузии газа в воде; C — содержание растворенного метана в воде C_n — насыщающая концентрация растворенного метана вблизи стенки пузырька, равновесная с давлением этого газа в пузырьке. Ее можно выразить через растворимость газа в воде α и давление внутри пузырька:

$$C_n = \alpha \cdot (P_{\text{атм}} + \rho gz + 2\sigma/r). \quad (7)$$

В ходе численного моделирования динамики пузырька для каждого шага по времени Δt рассчитывались значения изменения переменных Δr , Δv , Δz , Δm_g и Δm_h . Очевидно, например, что $\Delta z = -v\Delta t$, а изменение массы газа в пузырьке $\Delta m_g = -I\Delta t$. Новое значение скорости v определялось после вычисления нового радиуса пузырька.

Изменение радиуса пузырька за один шаг по времени определяли следующим образом. Сначала по известным текущим значениям m_g и m_h рассчитывали объемы газа и газогидрата в пузырьке, после чего находили объем пузырька V путем их суммирования. Новый радиус пузырька вычисляли по объему V пузырька.

Изменение количества газогидрата m_h в пузырьке рассчитывалось по интенсивности теплообмена пузырька с окружающей его водой [Нурисламов и др., 2015]. Нетрудно показать, что в данном случае именно интенсивность теплообмена определяет скорость гидратообразования. Дело в том, что при образовании газогидрата метана выделяется значительная теплота $H_h = 51$ кДж/моль. С учетом небольшой молярной теплоемкости метана (34 Дж/моль·К), для повышения температуры газа в пузырьке на 15 °С достаточно, чтобы всего 1 % газа в пузырьке перешел в гидратное состояние. В отсутствии теплообмена

пузырька с водой температура метана превысит температуру гидратообразования T_s , и образование газогидрата прекратится.

При моделировании теплообмена предполагалось, что температура поверхности пузырька в режиме гидратообразования равна T_s . Она рассчитывалась по текущему давлению газа в пузырьке. Соответственно, плотность теплового потока от пузырька на каждом временном шаге считалась пропорциональной разности между текущим значением T_s и температурой воды T_w :

$$q = k (T_s - T_w). \quad (8)$$

Модель позволяет учесть любой заданный профиль температуры $T_w(z)$, однако в данном случае задавалась фиксированная температура воды. Не учитывалось также ее изменение за счет теплообмена с пузырьком. Коэффициент теплообмена k всплывающего пузырька с водой выражался через число Нуссельта Nu [Нурисламов и др., 2015]:

$$k = Nu \cdot \lambda / 2r, \quad (9)$$

где λ — коэффициент теплопроводности воды. Само же значение Nu рассчитывалось по числу Рейнольдса [Левич, 1952], которое, в свою очередь, зависит от скорости пузырька и его радиуса.

При моделировании считалось, что газогидрат накапливается внутри пузырька в виде хлопьев, т. е. не образует на его поверхности корку, лимитирующую потоки массы и энергии через стенку пузырька [Егоров и др., 2012; Запорожец, Шостак, 2014]. Такой режим гидратообразования соответствует глубинам менее 1500 м. Нетрудно показать, что при $z > 1500$ м в связи с большой плотностью сжатого в пузырьке газа образование газогидрата ведет не к уменьшению, а к увеличению размеров пузырька [Нурисламов и др., 2015]. При этом происходит блокирование газа внутри газогидратной частицы.

Образование гидратной корки на поверхности пузырька [Torham, 1984; Гумеров, 1992] ведет к замедлению процесса гидратообразования в пузырьке, так как поступление воды в пузырек при этом лимитируется диффузией через гидратную корку (скорлупу). Кроме того, та же корка препятствует обычному газообмену через стенку пузырька, в связи с чем время существования таких пузырьков увеличивается. Соответственно, они способны преодолевать больший интервал глубин, что ведет к увеличению размеров газовых «факелов». Следует отметить, однако, что процесс образования корки существенно зависит от состава газа в пузырьке. Теплота гидратообразования для CO_2 и ряда других газовых примесей существенно меньше, чем у метана, в связи с чем на первом этапе будет преобладать образование гидратов именно этих газов. Критические глубины гидратообразования для разных газов также заметно отличаются, например, при температуре $5^\circ C$ для метана она вдвое больше, чем для CO_2 . Это осложняет моделирование режима образования корки.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Расчеты, проведенные для разных значений температуры воды (T) и начальной глубины всплывающего пузырька, показали, что при условии даже небольшого превышения T_s над температурой воды (менее $1^\circ C$), интенсивность гидратообразования значительно преобладает над обычным газообменом через стенку пузырька (рис. 2). Таким образом, в этих условиях основная часть метана, находившегося в пузырьке, расходуется именно на образование его газогидрата. Обращает на себя внимание также тот факт, что интенсивность газообмена и гидратообразования слабо меняются с глубиной, в отличие от случая всплывания пузырька без гидратообразования (рис. 3). Это связано со сравнительно небольшим изменением радиуса пузырька по мере накопления в нем гидрата метана. Тем не менее некоторое увеличение расхода газа в пузырьке на гидратообразование и газообмен в расчете на 1 м подъема пузырька перед его полной гидратацией (см. рис. 2) связано с уменьшением скорости именно вследствие уменьшения размеров пузырька в соответствии с (1).

Как показало моделирование, если температура (T_s) на глубине дна превышает температуру воды всего на несколько градусов, полная гидратация пузырька наступает даже для крупных пузырьков (радиусом до 8 мм) уже на первых метрах подъема. Как видно из рис. 1, а, это характерно для при-

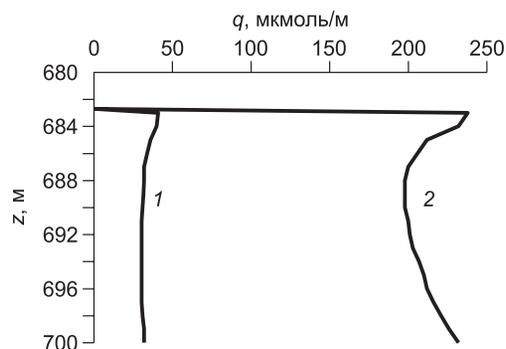


Рис. 2. Распределение по глубине интенсивности газообмена с водой (1) и гидратообразования (2) для пузырька радиусом 7 мм, всплывающего с глубины 700 м при температуре воды $9^\circ C$.

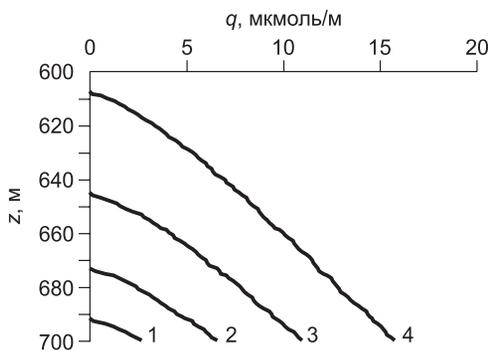


Рис. 3. Интенсивность газообмена при температуре воды 10 °С.

Цифры соответствуют начальному радиусу пузырьков (в мм).

донных вод большинства морей, включая арктические. Во всех случаях после этого происходит медленное всплывание (со скоростью порядка 1 см/с) газогидратной частицы вплоть до глубины, где достигается равенство $T_s = T_w$, после чего начинается обратный процесс — разложение газогидрата с выделением метана. Его интенсивность также определяется теплообменом гидратной частицы с водой, поскольку теперь уже из окружающей среды поглощается теплота гидратообразования. Поэтому при постоянной по глубине температуре воды растворение газогидрата происходит с той же интенсивностью, что и его образование. Однако выделяющийся при этом газ уже не создает один большой пузырек с включениями газогидрата — на поверхности газогидратной частицы образуется большое количество мелких пузырьков.

Следует отметить, что если температура воды у дна близка к температуре гидратообразования (T_s), то даже при небольшом ее повышении проявление свободных газовых выходов существенно меняется в связи с прекращением гидратообразования. Это хорошо видно при сравнении рис. 2 и 3, где приведены результаты расчетов интенсивности гидратообразования и газообмена в пузырьке при температуре воды 9 и 10 °С. Такое повышение вполне может быть обусловлено выходом термальных вод или выделением тепла гидратообразования при интенсивных выходах газа. При этом вертикальные размеры регистрируемого гидролокатором газового «факела» меняются от сотен до нескольких метров, даже если интенсивность газовых выходов остается неизменной. Кроме того, при постоянном поступлении газа через дно может наблюдаться характерное мерцание «факела», обусловленное периодическим ослаблением и последующим возобновлением гидратообразования после охлаждения прилегающей к свободному газовому выходу прогретой водной массы.

Следует отметить, что с уменьшением глубины критическая температура гидратообразования меняется весьма сильно. Как видно из рис. 1, б, соответствующий градиент превышает 1 °С/100 м уже начиная с глубины 900 м, причем при дальнейшем уменьшении глубины он увеличивается, достигая 3 °С/100 м на глубине 300 м. Это означает, что при сравнительно небольшом превышении T_s над температурой воды у дна, пузырьки, успевшие преодолеть дистанцию в несколько десятков метров до полной их гидратации, далее уже не превращаются в гидратные частицы. При этом газовый «факел» не прерывается по высоте, достигая значительных вертикальных размеров. Однако возможен и разрыв этой пузырьковой структуры, когда часть дистанции пузырек преодолевает в виде газогидратной частицы, которая после достижения определенной глубины опять растворяется с выделением газообразного метана. Такого рода разрывы «факелов» действительно наблюдались [Гончаров, Клементьева, 1996].

Таким образом, проявление свободных газовых выходов на дне водоемов в виде газовых «факелов» (сипов) существенно зависит не только от температуры воды в придонном слое, но и от изменения температуры с глубиной. В арктических морях с нормальной стратификацией вод по температуре, гидратообразование прекращается на больших глубинах, чем при изотермии. И наоборот, в глубоководных озерах с положительным градиентом температуры воды в придонном слое необходимое для гидратообразования условие $T_s > T_w$ при подъеме пузырька сохраняется на большем интервале глубин.

ЛИТЕРАТУРА

Бобровников Л.З., Дегтерев А.Х., Шнюков Е.Ф., Маслаков Н.А. Прямой сейсмоэлектромагнитный метод поиска газогидратов метана Черного моря // Геология и полезные ископаемые Мирового океана, 2012, № 4, с. 72—81.

Гончаров В.К., Клементьева Н.Ю. Моделирование динамики и условий звукорассеяния газовых пузырьков, всплывающих с больших глубин в море в районах нефтегазовых месторождений // Акустический журнал, 1996, т. 42, № 3, с. 371—377.

Гумеров Н.А. Автомодельный рост слоя газового гидрата, разделяющего газ и жидкость // Изв. РАН. Механика жидкости и газа, 1992, № 5, с. 78—85.

Дегтерев А.Х., Колобаев П.А. Зависимость распределения пузырьков по размерам в верхнем слое моря от гидрометеорологических параметров // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана, 1993, т. 29, № 5, с. 688—692.

Дегтерев А.Х., Мордашев В.И. Траекторно-имитационное моделирование процессов переноса в геофизике. Севастополь, Изд-во СевНТУ, 2008, 98 с.

Донцов В.Е., Накоряков В.Е., Чернов А.А. Ударные волны с пузырьками фреона-12 с образованием гидрата газа // Прикладная механика и техническая физика, 2007, т. 48, № 3, с. 58—74.

Егоров А.В., Нигматулин Р.Н., Рожков А.Н. О превращениях глубоководных метановых пузырей в гидратный порошок и гидратную пену // Океанология, 2012, т. 52, № 2, с. 1—13.

Запорожец Е.П., Шостак Н.А. Теоретические модели образования гидратов // Научные труды КубГТУ, 2014, № 4, с. 1—17.

Макагон Ю.Ф. Газогидраты. История изучения и перспективы освоения // Геология и полезные ископаемые Мирового океана, 2010, №2, с. 5—21.

Нурисламов О.Р., Лепихин С.А., Галимзянов М.Н. Образование гидратной частицы при всплытии газового пузырька // Вычислительные методы и программирование, 2015, т. 16, с. 339—347.

Обжиров А.И., Коровицкая Е.В., Пестрикова Н.П., Телегин Ю.А. Нефтегазоносность и газогидраты в Охотском море // Подводные исследования и робототехника, 2012, № 2(14), с. 55—62.

Granin N.G., Makarov M.M., Kucher K.M., Gnatovsky R.Yu. Gas seeps in Lake Baikal — detection, distribution and implication for water column mixing // Geo-Marine Lett., 2010, v. 30(3-4), p. 399—409.

Granin N.G., Muyakshin S.I., Makarov M.M., Kucher K.M., Aslamov I.A., Granina L.Z., Mizandrontsev I.B. Estimation of methane fluxes from bottom sediments of Lake Baikal // Geo-Marine Lett., 2012, v. 32(5), p. 427—436.

Thorpe S.A. A model of the turbulent diffusion of bubbles below the sea surface // J. Geophys. Res., 1984, v. 14, № 5, p. 841—854.

Topham D.R. The modeling of hydrocarbon bubble plumes to include gas hydrate formation // Chem. Engin. Sci., 1984, v. 39, p. 1613—1622.

*Рекомендована к печати 6 декабря 2016 г.
М.И. Эповым*

*Поступила в редакцию
22 июня 2016 г.*