

МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ, ГАЗА И ПЛАЗМЫ

Амир Анварович Губайдуллин¹

Ольга Юрьевна Болдырева²

Дина Николаевна Дудко³

УДК 532.546:534.1

МЕТОДИКА ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕОДНОРОДНОЙ ГИДРАТОСОДЕРЖАЩЕЙ ПОРИСТОЙ СРЕДЕ*

¹ доктор физико-математических наук, профессор,
кафедра прикладной технической физики, Тюменский государственный университет;
главный научный сотрудник, Тюменский филиал Института теоретической
и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН
a.a.gubaidullin@yandex.ru; ORCID: 0000-0002-6231-6508

² кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник,
Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
timms@ikz.ru

³ кандидат физико-математических наук, научный сотрудник,
Тюменский филиал Института теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
timms@ikz.ru

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Тюменской области
в рамках научного проекта № 20-41-720003.

Цитирование: Губайдуллин А. А. Методика численного моделирования волновых процессов в неоднородной гидратосодержащей пористой среде / А. А. Губайдуллин, О. Ю. Болдырева, Д. Н. Дудко // Вестник Тюменского государственного университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2022. Том 8. № 3 (31). С. 59-71.

DOI: 10.21684/2411-7978-2022-8-3-59-71

Аннотация

Предложена методика численного моделирования распространения волн в гидратосодержащей пористой среде, состоящей из слоев с различными свойствами. Методика основана на ранее разработанной авторами математической модели, учитывающей несовпадение скоростей и давлений скелета и флюида, и конечно-разностном методе Мак-Кормака. Выполнена компьютерная реализация модели и проведены предварительные расчеты, показавшие эффективность предложенной методики. Показана возможность применения данного подхода для численного решения задачи о распространении и отражении волн давления в слоистой гидратосодержащей пористой среде.

Ключевые слова

Пористая среда, газовый гидрат, метод Мак-Кормака, волны, границы, отражение.

DOI: 10.21684/2411-7978-2022-8-3-59-71

Введение

Задачи о фильтрации и распространении волн в пористых средах в основном решаются численно. При этом в задачах о фильтрации флюидов обычно предполагается, что скелет неподвижен, и рассматривается только движение жидкости. При решении волновых задач используют как односкоростную модель сплошной среды (скорости скелета и флюида совпадают, давление в среде одно общее), так и двухскоростную с двумя давлениями модель (скорости и давления фаз различны, учитывается силовое межфазное взаимодействие). При исследовании волновых процессов в пористых средах с границами часто используют более простую односкоростную модель сплошной среды из-за сложности задачи.

Рассмотрим кратко методы решения указанных задач. Метод Фурье позволяет исследовать задачу о распространении и отражении волн в линейном приближении как в рамках односкоростной, так и двухскоростной модели. Метод может успешно использоваться для однородных сред. Для сред с границами его использование также возможно [1, 2], но в случае нескольких границ (две и более) объем вычислений резко возрастает. Для численного моделирования различными авторами применялись методы крупных частиц, TVD, Лакса–Вендрофа. В [6] использован метод крупных частиц для расчета движения пористой порошкообразной среды. Метод TVD был применен в [5] для расчета движения двухфазной смеси с различными скоростями и давлениями компонентов, рассмотрена задача об отражении ударной волны от стенки в неоднородной по концентрации смеси. Метод Лакса–Вендрофа применительно к задаче о прохождении волной границы раздела «газ — пористая среда» и отражении от жесткой стенки, покрытой пористым материалом, изложен в [4].

В настоящей работе предлагается методика численного моделирования распространения волн в пористых средах, содержащих слои с различными

свойствами, основанная на ранее разработанной авторами модели, учитывающей несоответствие скоростей и давлений скелета и флюида, и конечно-разностном методе Мак-Кормака. Выполнена компьютерная реализация модели и проведены предварительные расчеты, показавшие эффективность предложенной методики. Показана возможность применения данного метода для численного решения задачи о распространении и отражении волн давления в слоистой гидратосодержащей пористой среде.

Математическая модель пористой среды

Для исследования распространения и затухания волн в гидратосодержащей пористой среде выбрана двухскоростная модель насыщенной пористой среды [3]. Уравнения сохранения масс и импульсов фаз имеют вид:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \nabla^l(\rho_f v_f^l) = 0, \quad \frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \nabla^l(\rho_s v_s^l) = 0,$$

$$\rho_f \frac{d_f v_f^k}{dt} = -\alpha_f \nabla^k p_f - F^k, \quad \rho_s \frac{d_s v_s^k}{dt} = -\alpha_s \nabla^k p_f + \nabla^l \sigma_{s*}^{lk} + F^k,$$

где ρ_j , v_j , α_j — приведенная плотность, скорость, объемное содержание j -й фазы, индекс $j = s, f$ относится к параметрам скелета и флюида соответственно; σ_{s*} , p_f — приведенное напряжение в скелете и давление во флюиде соответственно.

Межфазная сила имеет вид суммы сил присоединенных масс F_m и вязкого трения F_μ :

$$F = F_m + F_\mu,$$

$$F_m = \frac{1}{2} \eta_m \alpha_s \alpha_f \rho_{f0} \left(\frac{d_f v_f}{dt} - \frac{d_s v_s}{dt} \right),$$

$$F_\mu = \eta_\mu \alpha_s \alpha_f \mu_f a_*^{-2} (v_f - v_s),$$

где ρ_j^0 — истинная плотность j -й фазы, нижний индекс 0 обозначает невозмущенное значение параметра, a_* — характерный размер зерен скелета, μ_f — динамическая вязкость флюида, η_m , η_μ — безразмерные коэффициенты взаимодействия фаз, зависящие от структуры среды.

Скелет пористой среды предполагается упругим с модулями упругости λ_{s*} , μ_{s*} :

$$\sigma_{s*}^{kl} = \alpha_s (\lambda_{s*} \delta^{kl} \varepsilon_s^{mm} + 2\mu_{s*} \varepsilon_s^{kl} + v_{s*} \delta^{kl} p_f), \quad v_{s*} = \frac{\lambda_{s*} + \frac{2}{3}\mu_{s*}}{K_s},$$

$$\frac{d_s \varepsilon_s^{kl}}{dt} = \frac{1}{2} (\nabla^k v_s^l + \nabla^l v_s^k),$$

Здесь ε_s^{kl} — тензор деформаций скелета, δ^{kl} — тензор Кронекера.

Для каждой из фаз примем линейное уравнение состояния в акустическом приближении ($j = s, f$):

$$p_j - p_{j0} = K_j (\rho_j^\circ - \rho_{j0}^\circ) / \rho_{j0}^\circ,$$

где p_s — истинное давление в твердой фазе.

Для замыкания системы уравнений используем соотношения между истинными давлениями в фазах p_f, p_s и эффективным давлением в скелете p_{s^*} , а также связь между истинными и приведенными плотностями

$$p_{s^*} = \alpha_s (p_s - p_f), p_{s^*} = -\frac{1}{3} \sigma_{s^*}^{mm}, \alpha_s + \alpha_f = 1, \rho_j = \alpha_j \rho_j^\circ, j = s, f.$$

Для содержащих газовой гидрат пористых сред эффективные модули упругости скелета вычисляются как функции плотностей и модулей упругости основного скелета и гидрата и гидратонасыщенности согласно методике, предложенной в [3].

Методика численного интегрирования

Рассмотрим одномерную постановку задачи. Модель динамики пористой среды состоит из дифференциальных уравнений в частных производных и алгебраических уравнений. Слагаемые с материальными производными в уравнениях импульса фаз имеют недивергентную форму, что может вызвать снижение точности и неустойчивость счета. Приведем их к дивергентной форме и преобразуем уравнения движения к виду, удобному для численного интегрирования. Кроме того, перейдем к безразмерным переменным

$$\bar{\rho}_j = \rho_j / \rho_{f0}^\circ, \bar{p}_f = p_f / p_0, \bar{\sigma}_{s^*} = \sigma_{s^*} / p_0, \bar{v}_j = v_j / \sqrt{\frac{p_0}{\rho_{f0}^\circ}}.$$

Далее черту над безразмерными переменными опустим.

В итоге дифференциальные уравнения можно записать в матричной форме в виде, удобном для численного интегрирования:

$$\frac{\partial}{\partial t} U + \frac{\partial}{\partial x} W_1 + V_2 \frac{\partial}{\partial x} W_2 + Q = 0,$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho_f \\ \rho_s \\ \rho_f v_f \\ \rho_s v_s \\ \varepsilon_s \end{pmatrix}, W_1 = \begin{pmatrix} \rho_f v_f \\ \rho_s v_s \\ \rho_f v_f^2 \\ \rho_s v_s^2 - \sigma_{s^*} \\ -v_s \end{pmatrix}, V_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \alpha_f \\ \alpha_s \\ v_s \end{pmatrix}, W_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p_f \\ p_f \\ \varepsilon_s \end{pmatrix}, Q = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ F \\ -F \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Для конечно-разностной аппроксимации дифференциальных уравнений применим метод Мак-Кормака [8], с помощью которого в узлах сетки будут рассчитываться значения переменных $\rho_f, \rho_s, v_f, v_s, \varepsilon_s^{kl}$, остальные величины определяются из алгебраических уравнений. Расчетная сетка имеет вид: $x_i = x_0 + ih, t^n = t^0 + n\tau$, где τ, h — шаги по времени и пространству.

Согласно схеме, Мак-Кормака, численное интегрирование на каждом временном слое состоит из следующих шагов, при этом $i = 1, 2, \dots, N$:

1. Производные по пространству аппроксимируются «вниз по потоку» (в случае распространения возмущения в положительном направлении оси x), при этом принимается $Q = 0$

$$\frac{\tilde{U}_i^{n+1} - U_i^n}{\tau} + \frac{W_{1i+1}^n - W_{1i}^n}{h} + V_{2i}^n \frac{W_{2i+1}^n - W_{2i}^n}{h} = 0,$$

2. Производные по пространству аппроксимируются «вверх по потоку», при этом принимается $Q = 0$

$$\frac{\hat{U}_i^{n+1} - U_i^n}{\tau} + \frac{\bar{W}_{1i}^{n+1} - \bar{W}_{1i-1}^{n+1}}{h} + \bar{V}_{2i}^{n+1} \frac{\bar{W}_{2i}^{n+1} - \bar{W}_{2i-1}^{n+1}}{h} = 0,$$

3. Результирующее решение имеет вид

$$U_i^{n+1} = \frac{\tilde{U}_i^{n+1} + \hat{U}_i^{n+1}}{2},$$

4. Полученное решение корректируется с учетом $Q \neq 0$

$$U_i^{n+1} = U_i^{n+1} - \tau Q_i^{n+1}.$$

На левой и правой границах расчетной области вводятся две дополнительные фиктивные ячейки ($i = 0, N+1$), значения неизвестных в которых определяются из условий $U_0^n = U_1^n, U_{N+1}^n = U_N^n$. Шаг по времени должен быть много меньше характерного времени процесса межфазного взаимодействия и удовлетворять условию устойчивости Куранта–Фридрихса–Леви. Шаг по пространству подбирается по методу Рунге (пересчетом с половинным шагом).

Расчет тестовых задач

Для тестирования предложенной методики были проведены расчеты трех задач и выполнено сравнение рассчитанных значений скоростей волн, коэффициентов прохождения и отражения волн на границах с их теоретическими либо рассчитанными в линейном приближении по дисперсионным соотношениям значениями.

1. *Прохождение импульса давления через границу между однофазными упругими средами*

Рассчитано прохождение импульса давления через границу между однофазными упругими средами (рис. 1). Область $x < 0$ занята водой, $x > 0$ — флюидом с параметрами $\rho_{f0}^\circ = 360 \text{ кг/м}^3$, $K_f = 66.7 \cdot \text{МПа}$, $C_f = 430 \text{ м/с}$. На рис. 1 приведены профили давления ($\Delta p_f = p_f - p_0$) в различные моменты времени. Видно, что в моменты времени $t = 0.1, 0.3 \text{ мс}$ импульс сжатия движется в воде, затем пересекает границу между упругими средами, после этого во второй среде формируется и распространяется волна сжатия, а в воде — отраженная волна разрежения ($t = 0.7, 1.0 \text{ мс}$). Вычисленные по данным профилям давления скорости распространения составляют 1500 м/с в первой среде (воде)

и 433 м/с во второй среде, что совпадает со значениями скоростей звука в этих средах. Вычисленные коэффициенты прохождения и отражения составляют 0.187 и 0.813, что также соответствует значениям, полученным согласно линейной теории.

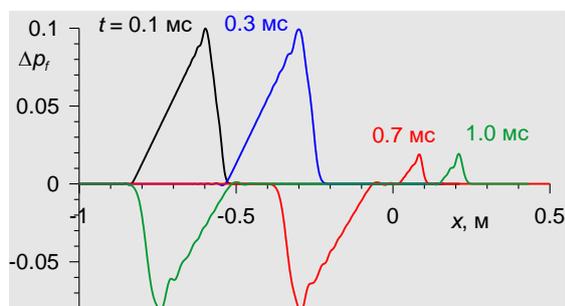


Рис. 1. Прохождение и отражение импульса давления на границе однофазных упругих сред

Fig. 1. Transmission and reflection of the pressure pulse at the boundary of two elastic continua

2. Прохождение импульса давления через границу «жидкость — пористая среда»

Результаты тестового расчета по прохождению импульса треугольной формы из жидкости (вода, $x < 0$) в насыщенную жидкостью пористую среду (кварц + вода, $x > 0$) представлены на рис. 2. Основные параметры пористой среды, следующие: $\alpha_f = 0.3$, $a^* = 0.05$ мм, $\eta_\mu = 50$, $\eta_m = 1$, $\lambda_{s^*} = \mu_{s^*} = 6$ ГПа. Представлены результаты расчетов для двух значений длительности начального импульса: 1 мс, при этом основная частота импульса составляет $f = 1$ кГц, и 0.2 мс, при этом $f = 5$ кГц. На рис. 2 показаны профили давления и полного напряжения $\sigma = -\Delta p_f + \sigma_{s^*}$ в пористой среде для двух моментов времени. Видно, что в этом случае отраженная и прошедшая волны являются волнами сжатия. В пористой среде формируются деформационная (быстрая) и фильтрационная (медленная) моды прошедшей волны. По полученным расчетным данным были вычислены скорости распространения каждой волны по координатам ее фронта. Для импульса с основной частотой $f = 1$ кГц скорость быстрой волны составила 2850 м/с, медленной 600 м/с. Для $f = 5$ кГц скорости быстрой и медленной волн составили 2820 м/с и 830 м/с соответственно. Вычисленные в рамках линейной теории по дисперсионному соотношению значения скоростей равны соответственно 2810 и 575 м/с для $f = 1$ кГц, а для $f = 5$ кГц — 2820 и 950 м/с. Таким образом, рассчитанные по кривым давления и по линейной теории скорости обеих волн хорошо согласуются.

3. Распространение импульса в слоистой пористой среде

Было рассчитано распространение импульса давления в слоистой пористой среде (рис. 3). Импульс проходит из жидкости (вода, $x < 0$) в слоистую насыщенную жидкостью пористую среду (кварц + вода, $x > 0$). Основные параметры слоев, следующие:

слой 1: $\alpha_f = 0.25$, $a^* = 0.05$ мм, $\eta_\mu = 0$, $\eta_m = 1$, $\lambda_{s^*} = \mu_{s^*} = 8$ ГПа, протяженность слоя 3 м;

слой 2: $\alpha_f = 0.35$, $a^* = 0.2$ мм, $\eta_\mu = 0$, $\eta_m = 1$, $\lambda_{s^*} = \mu_{s^*} = 2$ ГПа.

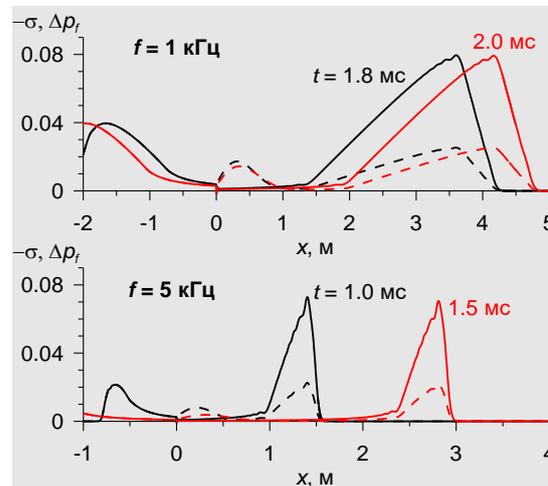


Рис. 2. Прохождение и отражение импульса давления на границе «жидкость — пористая среда». Сплошные линии соответствуют полному напряжению, штриховые — давлению в жидкости

Fig. 2. Transmission and reflection of the pressure pulse at the “liquid — porous medium” boundary. Solid lines correspond to the total stress, dashed lines correspond to the pressure in the liquid

Чтобы более отчетливо визуализировать процессы прохождения и отражения волн, расчеты проводились при отсутствии межфазной силы вязкого трения F_μ . В этом случае импульс распространяется без затухания, поэтому сформировавшиеся волны сохраняют исходную форму, что является одним из вариантов тестирования данного расчетного метода. На границе пористых слоев ($x_1 = 3$ м) при $t = 1.4, 1.6$ мс наблюдается сложная волновая картина. Это вызвано тем, что каждая мода при взаимодействии с границей порождает прошедшую и отраженную волны. Эти волны, в свою очередь, при распространении в пористом слое распадаются на две моды — деформационную и фильтрационную. Второй слой имеет меньшее акустическое сопротивление, чем первый. Поэтому отраженная волна в первом слое является волной разрежения. На момент времени $t = 2.1$ мс волновая картина становится более понятной. По второму слою движется деформационная мода сжатия, за ней с меньшей скоростью — фильтрационная, причем в ней скелет сжимается, а поровая жидкость расширяется. В первом слое с большим отставанием движется фильтрационная мода, в которой жидкость и среда в целом сжимаются, а скелет расширяется. При достижении этой модой границы также возникнут прошедшая и отраженная волны с последующим разложением каждой на две моды. В обратную сторону движется деформационная мода разрежения отраженной

от границы быстрой волны сжатия. За ней — фильтрационная мода сжатия жидкости и разрежения скелета. Амплитуда такой моды полного напряжения практически нулевая. Таким образом, тест показывает эффективность метода Мак-Кормака при расчете волн в неоднородных пористых средах.

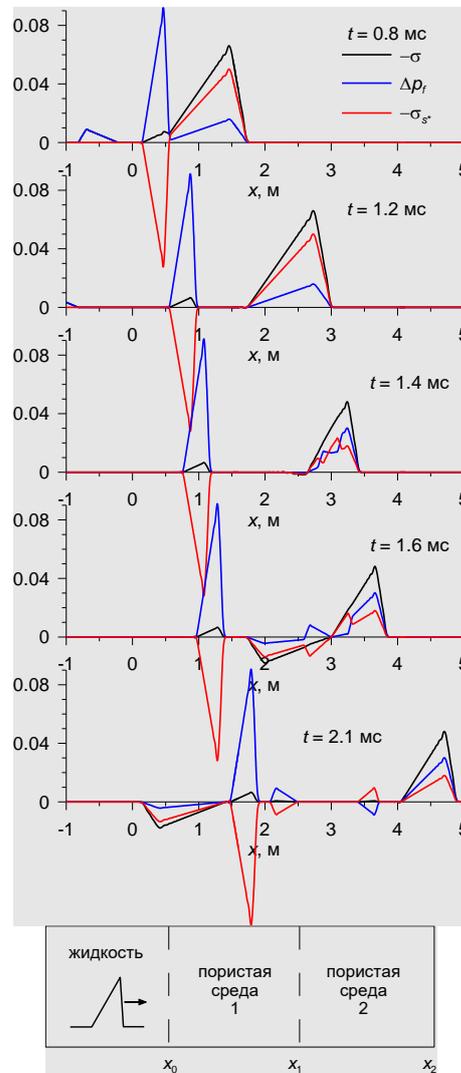


Рис. 3. Профили безразмерных полного напряжения, давления в жидкости и приведенного напряжения в скелете пористой среды для нескольких моментов времени $t = 0.8, 1.2, 1.4, 1.6, 2.1$ мс. Сила межфазного трения F_μ не учитывается

Fig. 3. Profiles of dimensionless total stress, pressure in the liquid and effective stress in the skeleton of a porous medium for time moments $t = 0.8, 1.2, 1.4, 1.6, 2.1$ ms. The force of the interphase viscous interaction F_μ is not taken into account

Метод Мак-Кормака является модификацией двухшагового метода Лакса–Вендроффа [7], который успешно применяется для решения волновых задач в пористой среде. Они относятся к явным методам «предиктор–корректор», имеют второй порядок точности по времени и пространству, представляют собой схемы сквозного счета. В схеме Лакса–Вендроффа на полушаге по времени значения неизвестных вычисляются в полупелых точках $j+1/2$, $j-1/2$. Поэтому в случае неоднородной среды, когда граница между слоями является контактным разрывом, возникает необходимость определять эффективные значения параметров в таких точках. Преимущество метода Мак-Кормака состоит в том, что он не требует вычисления неизвестных в полупелых точках, поэтому такой проблемы не возникает. Было проведено сравнение результатов, рассчитанных по схемам Лакса–Вендроффа и Мак-Кормака для однородной пористой среды. Результаты показали хорошее совпадение скоростей и затуханий волн каждого типа по мере их распространения в пористой среде.

Распространение волн в слоистой гидратосодержащей пористой среде

Возможности представленной методики продемонстрируем на примере распространения импульса давления в пористой среде, состоящей из двух слоев, один из которых содержит газовый гидрат (рис. 4).

Первый слой, $0 < x < 2$ м, представляет собой пористую среду из кварца, насыщенную водой, с параметрами: $\alpha_f = 0.3$, $a^* = 0.05$ мм, $\eta_\mu = 50$, $\eta_m = 1$, $\lambda_{s^*} = 2.24$ ГПа, $\mu_{s^*} = 1.93$ ГПа. Второй слой, $2 < x < 5$ м, является пористой средой из кварца с пористостью 0.3, насыщенной газом метаном. Часть порового пространства заполнена гидратом метана, объемная доля гидрата в порах $s_h = 0.7$. Другие параметры имеют значения: $\alpha_f = 0.09$, $a^* = 0.1$ мм, $\eta_\mu = 50$, $\eta_m = 1$, $\lambda_{s^*} = 14.94$ ГПа, $\mu_{s^*} = 11.62$ ГПа, $p_0 = 5$ МПа, $T_0 = 0^\circ\text{C}$, $\rho_{f0}^\circ = 36$ кг/м³, $K_f = 6.67 \cdot \text{МПа}$. Рассматривается один и тот же образец пористой среды, во втором слое которой скелет содержит гидрат. Значения модулей упругости скелета λ_{s^*} , μ_{s^*} вычислены в соответствии с [3], при этом для первого слоя в формулах полагалось $s_h = 0$. Начальное возмущение давления задается в жидкости (воде), длительность волны сжатия треугольной формы составляет 0.2 мс, амплитуда равна $0.1p_0$.

Заметим, что среда с гидратом имеет большее акустическое сопротивление, чем первый слой, несмотря на то что в порах находится газ. Это объясняется тем, что гидрат цементирует зерна скелета и уменьшает пористость. Поэтому, как видно на рис. 5, в среде с гидратом проходит волна сжатия с большей амплитудой и скоростью, отраженная волна также является волной сжатия. Другой особенностью данного процесса является то, что волна в среде с гидратом содержит лишь деформационную моду, фильтрационная не формируется. Последнее связано с тем, что возмущение проходит из пористой среды, насыщенной жидкостью, в среду с гидратом и газом. Фильтрационная мода падающей волны имеет малую амплитуду и скорость. Она быстро затухает.

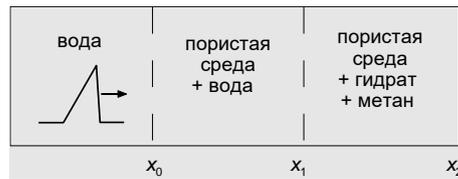


Рис. 4. Схема задачи

Fig. 4. Scheme of the problem

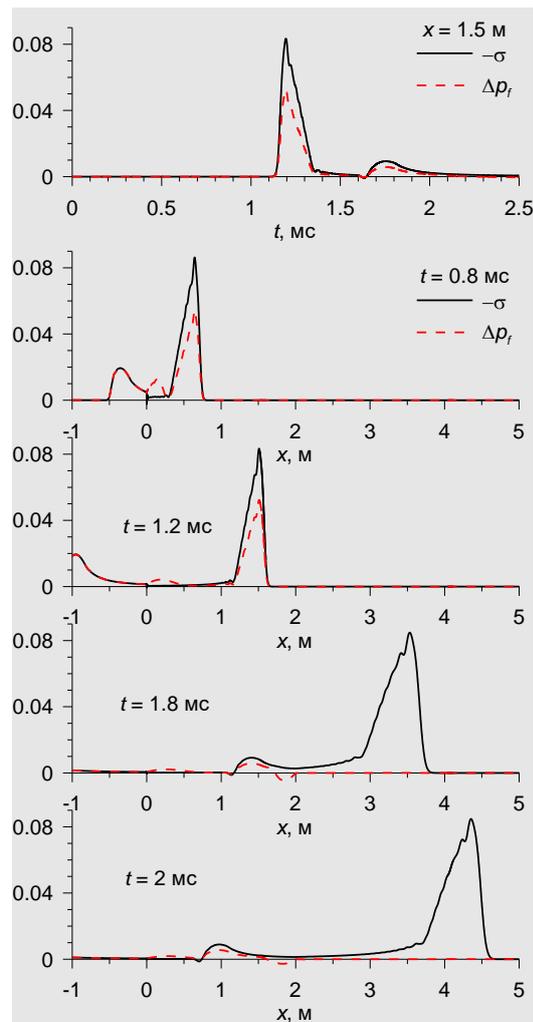


Рис. 5. Зависимости от времени безразмерных полного напряжения и давления в слоистой гидратосодержащей пористой среде в точке $x = 1.5$ м и от пространственной координаты для моментов времени $t = 0.8, 1.2, 1.8, 2$ мс

Fig. 5. Dependences on time of dimensionless total stress and pressure in the layered hydrate-containing porous medium at $x = 1.5$ m and on space coordinate for time moments $t = 0.8, 1.2, 1.8, 2$ ms

Заключение

В работе изложена методика численного моделирования распространения волн в пористой среде, состоящей из слоев с различными свойствами и содержащей газовый гидрат. За основу взяты разработанная авторами математическая модель, учитывающая несовпадение скоростей и давлений скелета и флюида, и конечно-разностный метод Мак-Кормака. Тестирование методики на различных волновых задачах показало ее эффективность. Продемонстрирована возможность применения данного метода для численного исследования процессов распространения волн давления в слоистой гидратосодержащей пористой среде и взаимодействия волн с контактными границами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Губайдуллин А. А. Взаимодействие акустических волн с пористым слоем / А. А. Губайдуллин, О. Ю. Болдырева, Д. Н. Дудко // Теплофизика и аэромеханика. 2009. Т. 16. № 3. С. 455-470.
2. Губайдуллин А. А. Волны в пористой среде с гидратосодержащим слоем / А. А. Губайдуллин, О. Ю. Болдырева // Прикладная механика и техническая физика. 2020. Т. 61. № 4. С. 31-38.
3. Губайдуллин А. А. Скорость и поглощение линейных волн в пористых средах, насыщенных газом и его гидратом / А. А. Губайдуллин, О. Ю. Болдырева, Д. Н. Дудко // Прикладная механика и техническая физика. 2022. № 4.
4. Губайдуллин А. А. Воздействие воздушных ударных волн на преграды, покрытые пористым слоем / А. А. Губайдуллин, Д. Н. Дудко, С. Ф. Урманчиев // Вычислительные технологии. 2001. Т. 6. № 3. С.7-20.
5. Жилин А. А. Применение схемы TVD для расчета двухфазных течений с различными скоростями и давлениями компонентов / А. А. Жилин, А. В. Федоров // Математическое моделирование. 2008. Т. 20. № 1. С. 29-47.
6. Кутушев А. Г. Численное исследование воздействия ударной волны на преграду, экранируемую слоем пористой порошкообразной среды / А. Г. Кутушев, Д. А. Рудаков // Прикладная механика и техническая физика. 1993. № 5. С. 25-31.
7. Lax P. D. Systems of conservation laws / P. D. Lax, B. Wendroff. // Comms. Pure and Appl. Math. 1960. Vol. 13. Pp. 217-237.
8. MacCormack R.W. The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering / R. W. MacCormack // AIAA Paper. 1969. Vol. 69. Pp. 354-361.

Amir A. GUBAIDULLIN¹
Olga Yu. BOLDYREVA²
Dina N. DUDKO³

UDC 532.546:534.1

TECHNIQUE OF NUMERICAL SIMULATION OF WAVE PROCESSES IN A HETEROGENEOUS HYDRATE-CONTAINING POROUS MEDIUM*

- ¹ Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor,
Department of Applied Technical Physics, University of Tyumen;
Chief Researcher, Tyumen Branch of the Khristianovich Institute of Theoretical
and Applied Mechanics of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
a.a.gubaidullin@yandex.ru; ORCID: 0000-0002-6231-6508
- ² Cand. Sci. (Phys.-Math.), Senior Scientific Researcher,
Tyumen Branch of the Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics
of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
timms@ikz.ru
- ³ Cand. Sci. (Phys.-Math.), Scientific Researcher,
Tyumen Branch of the Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics
of the Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences
timms@ikz.ru

Abstract

A technique for numerical simulation of wave propagation in a hydrate-containing porous medium consisting of layers with different properties is proposed. The method is based on a mathematical model previously developed by the authors, which considers the difference between the velocities and pressures of the skeleton and fluid, and the McCormack finite difference method. A computer implementation

* The research was funded by RFBR and Tyumen Region, project number 20-41-720003.

Citation: Gubaidullin A. A., Boldyreva O. Yu., Dudko D. N. 2022. "Technique of numerical simulation of wave processes in a heterogeneous hydrate-containing porous medium". Tyumen State University Herald. Physical and Mathematical Modeling. Oil, Gas, Energy, vol. 8, no. 3 (31), pp. 59-71.
DOI: 10.21684/2411-7978-2022-8-3-59-71

of the model was performed, and preliminary calculations were carried out, which showed the efficiency of the proposed methodology. The possibility of applying this approach to the numerical solution of the problem of propagation and reflection of pressure waves in a layered hydrate-containing porous medium is shown

Keywords

Porous medium, gas hydrate, McCormack method, waves, boundaries, reflection.

DOI: 10.21684/2411-7978-2022-8-3-59-71

REFERENCES

1. Gubaidullin A. A., Boldyreva O. Yu., Dudko D. N. 2009. "Interaction of acoustic waves with porous layer". *Thermophysics and Aeromechanics*, vol. 16, no. 3, pp. 455-470. [In Russian]
2. Gubaidullin A. A., Boldyreva O. Yu. 2020. "Waves in a porous medium with a gas hydrate containing layer". *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, vol. 61, no. 4, pp. 525-531. [In Russian]
3. Gubaidullin A. A., Boldyreva O. Yu., Dudko D. N. 2022. "Velocity and attenuation of linear waves in porous media saturated with gas and its hydrate". *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, vol. 63, no. 4. [In Russian]
4. Gubaidullin A. A., Dudko D. N., Urmancheev S. F. 2001. "Influence of air shock waves on obstacles covered by porous layer". *Computational Technologies*, vol. 6, no. 3, pp. 7-20. [In Russian]
5. Zhilin A. A., Fedorov A. V. 2008. "Applying the TVD scheme to calculate two-phase flows with different velocities and pressures of the components". *Mathematical Models and Computer Simulations*, vol. 20, no. 1, pp. 72-87. [In Russian]
6. Kutushev A. G., Rudakov D. A. 1993. "Numerical study of the impact of a shock wave on an obstacle shielded by a layer of porous powdery medium". *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, vol. 34, no 5. pp. 25-31. [In Russian]
7. Lax P. D., Wendroff B. 1960. "Systems of conservation laws". *Comms. Pure and Appl. Math.*, vol. 13, pp. 217-237.
8. MacCormack R.W. 1969. "The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering". *AIAA Paper*, vol. 69, pp. 354-361.