

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В СПИРАЛЬНЫХ КОМПЕНСАТОРАХ УДАРНО-ВРАЩАТЕЛЬНЫХ БУРИЛЬНЫХ МОЛОТКОВ

Воеводин А.Ф.

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

Ворожцов Е.В.

Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия

Шахт В.

ООО “Снабжение газом Тюрингии”, ул. Штоттернхаймер
Штрассе 9а, 99086, Эрфурт, Германия

В настоящее время ударно-вращательный метод является основным методом бурения скважин в осадочных горных породах при разведке и добыче нефти и природного газа; при бурении в твёрдых кристаллических каменных породах он не является эффективным [1, 2]. Численное моделирование гидравлических ударов внутри рабочего объёма ударно-вращательного бурильного молотка (УВБМ) осуществлялось до сих пор с помощью метода характеристик в одномерной постановке; обзор соответствующих работ, а также вычислительный алгоритм, учитывающий возможность образования каверн, можно найти в [2]. Подробное описание гидродинамических процессов, происходящих в рабочем объёме УВБМ в течение одного цикла работы, дано в [3]. Указывается, что в пределах этого цикла возникают две ударные волны: первая из них, наиболее интенсивная, воздействует на ударный поршень, который бьёт по наковальне молотка, а вторая распространяется вверх по спиральному компенсатору в направлении, противоположном движению закачиваемой в молот рабочей жидкости — дистиллированной воды.

Дальнейшее повышение эффективности УВБМ связано с увеличением интенсивности ударной волны, падающей на наковальню. Но при этом увеличится и интенсивность ударной волны, распространяющейся вверх по спиральному компенсатору. Основная задача этого компенсатора — максимальное демпфирование ударной волны с целью избежания разрушения всей конструкции УВБМ. Таким образом, для проектирования новых УВБМ является актуальным поиск путей оптимизации дизайна спиральных компенсаторов. Здесь численное моделирование является весьма эффективным средством, так как изготовление натуральных образцов новых компенсаторов требует значительных расходов в связи с повышенными требованиями к прочности компенсаторов.

В одномерной постановке численное моделирование нестационарных гидродинамических процессов в спиральных компенсаторах было впервые осуществлено в работе [3]. При этом использовались следующие две разностные схемы второго порядка точности: схема типа “крест” и TVD-схема, адаптированная к течениям баротропной жидкости. В результате в [3] были найдены оптимальные конфигурации спиральных компенсаторов, которые обеспечивают при существующих технологических ограничениях на габариты УВБМ наибольший демпфирующий эффект.

Однако математическая модель одномерного течения не учитывает влияния кривизны стенок спирального канала и возможные эффекты отражения ударных волн от стенок. Поэтому более полным математическим моделированием ударноволновых процессов в спиральных компенсаторах является моделирование на основе модели трёхмерного течения невязкой сжимаемой баротропной жидкости с учётом сил трения. В настоящей работе описывается метод численного решения уравнений указанной модели. В этом методе пространственная расчётная область сначала отображается на параллелепипед в пространстве криволинейных координат ξ, η, ζ . Уравнения течения жидкости в криволинейных координатах имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{U}J}{\partial t} + \frac{\partial \widehat{\mathbf{F}}}{\partial \xi} + \frac{\partial \widehat{\mathbf{G}}}{\partial \eta} + \frac{\partial \widehat{\mathbf{H}}}{\partial \zeta} = \mathbf{J}\mathbf{R}(\mathbf{U}), \quad (1)$$

где J – якобиан преобразования $x = x(\xi, \eta, \zeta)$, $y = y(\xi, \eta, \zeta)$, $z = z(\xi, \eta, \zeta)$, x, y, z — физические пространственные координаты,

$$J = x_{\xi}(y_{\eta}z_{\zeta} - y_{\zeta}z_{\eta}) - y_{\xi}(x_{\eta}z_{\zeta} - x_{\zeta}z_{\eta}) + z_{\xi}(x_{\eta}y_{\zeta} - y_{\eta}x_{\zeta}),$$

$x_{\xi}, y_{\xi}, z_{\xi}, x_{\eta}, y_{\eta}, z_{\eta}, x_{\zeta}, y_{\zeta}, z_{\zeta}$ – частные производные, например, $z_{\eta} = z(\xi, \eta, \zeta)/\eta$ и т.д.;

$$\widehat{\mathbf{F}} = J\xi_x \mathbf{F} + J\xi_y \mathbf{G} + J\xi_z \mathbf{H}, \quad \widehat{\mathbf{G}} = J\eta_x \mathbf{F} + J\eta_y \mathbf{G} + J\eta_z \mathbf{H}, \quad \widehat{\mathbf{H}} = J\zeta_x \mathbf{F} + J\zeta_y \mathbf{G} + J\zeta_z \mathbf{H},$$

векторы-столбцы $\mathbf{U}, \mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{H}$ и \mathbf{R} определяются по формулам

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \end{pmatrix}, \quad \mathbf{H}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{R}(\mathbf{U}) = \begin{pmatrix} 0 \\ -\frac{\lambda\rho}{2D}|\vec{v}|u \\ -\frac{\lambda\rho}{2D}|\vec{v}|v \\ -\frac{\lambda\rho}{2D}|\vec{v}|w - \rho g \end{pmatrix}.$$

Здесь u, v, w — компоненты вектора скорости вдоль осей x, y, z , соответственно; ρ — плотность жидкости. В выражении для вектора \mathbf{R} λ — коэффициент трения на стенке канала. Мы использовали следующие соотношения, базирующиеся на экспериментальных данных [4]:

$$D = \frac{B_1 H_1}{B_1 + H_1}, \quad \lambda = \frac{0,021}{D^{0,3}}.$$

Здесь D — эффективный гидравлический диаметр канала, B_1 и H_1 — внутренние размеры (горизонтальный и вертикальный) канала компенсатора (каналы типичных спиральных компенсаторов имеют прямоугольное поперечное сечение). Для замыкания системы (1) использовалось скорректированное уравнение состояния для воды Дженкнера из [3]:

$$p = K_{eff} \cdot \ln(\rho / \rho_0), \quad (2)$$

где ρ_0 — начальная плотность жидкости; для воды мы использовали в расчётах значение $\rho_0 = 1100 \text{ кг/м}^3$. Постоянная K_{eff} в (2) подсчитывается по формуле [3]

$$K_{eff} = \frac{1}{\frac{1}{E_F} + \frac{(B/H)^4 R(\beta)}{10(d/H)^3 E_M}},$$

где E_F и E_M — модули упругости Юнга для жидкости и материала стенок компенсатора, соответственно; d — толщина стенок канала компенсатора, B и H — внешние размеры прямоугольного сечения канала;

$$R(\beta) = \frac{1}{2}(6 - 5\beta) + \frac{1}{2}\left(\frac{H}{B}\right)^5 \left(6 - 5\beta\left(\frac{B}{H}\right)^2\right), \quad \beta = 1 - \frac{H}{B} + \left(\frac{H}{B}\right)^2.$$

Уравнения течения (1), (2) затем дискретизируются по схеме Рунге [5]. С целью проверки правильности разработанной Фортран-программы мы сначала провели расчёт тестовой задачи о распространении стационарной ударной волны в канале прямоугольного сечения, вытянутом вдоль оси x , и сравнили численные результаты с точным решением, полученным в [3] при использовании уравнения состояния (2) без учёта сил трения.

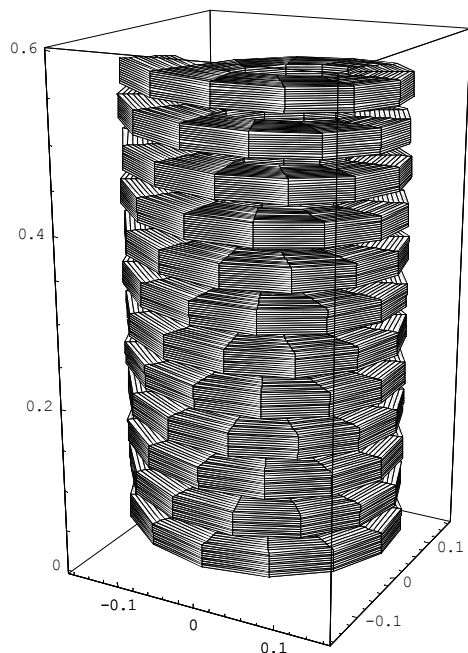


Рис. 1. Криволинейная сетка на внутренней поверхности спиральной области. Размеры даны в метрах.

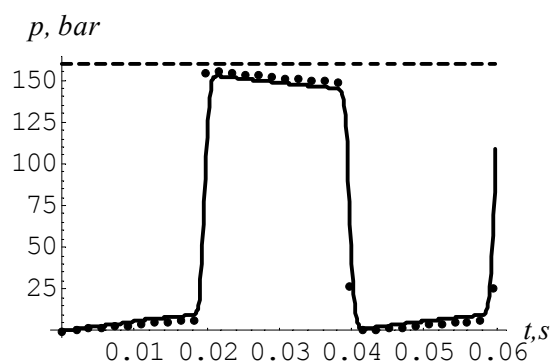


Рис. 2. Среднее давление как функция времени в выходном сечении канала $\xi = \xi_{\max}$. Сплошная линия — результат трехмерного расчета при $t = 0.05996$ сек., пунктирная линия — результат одномерного расчета по TVD-схеме [3].

На рис. 1 показана криволинейная сетка на внутренней поверхности спирального канала компенсатора для случая, когда число узлов криволинейной сетки вдоль осей ξ , η , ζ составляет, соответственно, 161, 12 и 12. Компенсатор, изображённый на рис. 1, является одним из тех оптимальных компенсаторов, которые были найдены в [3] с помощью численного моделирования на основе модели одномерного течения жидкости.

Результаты расчетов, приведенные на рис. 2, были получены для случая скачкообразной периодической во времени функции давления на нижнем входе компенсатора для частоты колебаний давления $f = 25$ Hz. Среднее давление в выходном сечении компенсатора подсчитывалось как среднее арифметическое значение давлений в центрах ячеек в этом сечении. Картины локальных векторов скорости жидкости внутри компенсатора,

полученные на различные моменты времени, показывают, что ударная волна, распространяющаяся снизу вверх по компенсатору, гонит жидкость в направлении, противоположном направлению ее закачки в УВБМ. Область встречи двух потоков на фронте ударной волны хорошо видна по изменению направлений векторов скорости. С ростом времени эта область движется к верхнему выходу из канала. Анализ картин изолиний давления и плотности в различных сечениях вдоль продольной оси спирального канала не выявил явлений отражения или дифракции ударных волн. Это связано, в частности, с тем, что стенки рассматриваемого спирального канала, как легко проверить с помощью аналитических вычислений, имеют постоянную кривизну вдоль каждого из направлений ξ , η и ζ .

Результаты трёхмерных численных расчетов, проведенных для случаев разрывного и гладкого граничного условия для давления на нижнем входе компенсатора, показывают, что при учёте трёхмерности течения эффект демпфирования ударных волн при их движении вверх по компенсатору оказывается несколько сильнее, чем в расчетах по одномерной модели (см. также рис. 2). Показано, что для дальнейшего усиления демпфирования ударных волн в компенсаторе желательно обеспечить на нижнем входе компенсатора дополнительное сглаживание разрывного профиля давления, что могло бы быть достигнуто установкой дополнительного клапана, подпертого специально подобранной пружиной.

Литература

1. Pixton D.S. et al. A new generation mud driven rotary percussion tool. Novatek, Provo, Uta, Feb. 1990.
2. Zhao G. Entwicklung und Optimierung eines hydraulischen Bohrhammers. Mitteilungen aus dem Institut für Erdöl- und Erdgastechnik der Technischen Universität Clausthal, Clausthal-Zellerfeld. — 1998. 96 S.
3. Schacht W., Vorozhtsov E.V., Voevodin A.F., Ostapenko V.V. Numerical modeling of hydraulic jumps in a spiral channel with rectangular cross section. // Fluid Dynamics Research. — 2002. — Vol. 31. — No. 3. — P. 185 – 213.
4. Меренков А.П., Сеннова Е.В., Сумароков С.В., Сидлер В.Г., Новицкий Н.Н., Стенников В.А., Чупин В.Р. Математическое моделирование и оптимизация систем тепло- водо-, нефте- и газоснабжения. — Новосибирск: Наука, Сиб. Отд-ние. — 1992. 407 с.
5. Toro E.F. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics. A Practical Introduction, 2nd Edition. Springer-Verlag, Berlin, New York, 1999. 624 pp.