

Моделирование перемещения клиновидного виброробота в вязкой жидкости при различных законах движения внутренней массы в пакете OpenFOAM

^{1,2} А.Н. Нуриев <nuriev_an@mail.ru>

³ А.И. Юнусова <yunusova24@gmail.com>

² О.Н. Зайцева <olga_fdpi@mail.ru>

¹ Нижегородский государственный университет,
603022, Россия, г. Н.Новгород, пр. Гагарина, 23

² Казанский федеральный университет,
420008, Россия, РТ, г. Казань, ул. Кремлевская, д.18

³ Казанский национальный исследовательский технологический университет
420015, Россия, РТ, г. Казань, ул. К. Маркса, 68

Аннотация: Работа посвящена исследованию движения двухмассовой вибрационной системы в вязкой жидкости. Система состоит из замкнутого клиновидного корпуса и подвижной внутренней массы, совершающей колебания вдоль продольной оси корпуса. Описанная механическая система имитирует виброробот. Рассматривается комплексная модель взаимодействия робота со средой, в рамках которой движение жидкости описывается полной нестационарной системой уравнений Навье-Стокса. Исследуются вопросы повышения эффективности движения виброробота за счет выбора специального закона перемещения внутренней массы. Для этого проводится сравнительный анализ характеристик движения (средней скорости и показателя эффективности) и режимов обтекания при простом гармоническом законе колебания внутренней массы и специальном двухфазном, характеризующимся чередованием медленной продолжительной и быстрой короткой фаз движения, во время которых внутренняя масса перемещается с постоянной скоростью. Решение задачи выполняется численно на базе пакета с открытым исходным кодом OpenFOAM. Численная схема реализуется в рамках конечно-объемного подхода дискретизации. Для совместного решения системы уравнений Навье-Стокса и механической системы, описывающей взаимодействие составляющих виброробота и вязкой среды применяется специальная итерационная схема, встраиваемая в стандартный решатель пакета isoFoam. Результаты исследования показывают, что направленное движение виброробота с клиновидной формой корпуса возможно как для гармонического, так и для двухфазного законов колебания внутренней массы. В каждом из случаев удается обнаружить устойчивые режимы движения, реализуемые в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Анализ

средней скорости и эффективности режимов позволяет найти оптимальные параметры движения виброробота.

Ключевые слова: виброробот; вязкая жидкость; система уравнений Навье-Стокса; режимы движения; эффективность движения; OpenFOAM.

DOI: 10.15514/ISPRAS-2017-29(1)-7

Для цитирования: Нурiev А.Н., Юнусова А.И., Зайцева О.Н. Моделирование перемещения клиновидного виброробота в вязкой жидкости при различных законах движения внутренней массы в пакете OpenFOAM. Труды ИСП РАН, том 29, вып. 1, 2017 г., стр. 101-118. DOI: 10.15514/ISPRAS-2017-29(1)-7

1. Введение

Вибрационный принцип движения тел уже многие годы вызывает интерес у инженеров. Описания многочисленных устройств с вибрационным двигателем появлялись в технической литературе еще в первой половине 20-го века. В настоящее время вибрационное движение — это динамично развивающийся раздел прикладной механики и робототехники.

Одна из простейших моделей вибрационного устройства, способного перемещаться в сопротивляющейся среде, может быть представлена в виде двухмассовой системы, состоящей из замкнутого корпуса и подвижного внутреннего груза. Устройства подобной архитектуры часто называют вибророботами. Перемещение системы как целого происходит за счет продольного периодического движения одного тела (внутренней массы) относительно другого (корпуса). Такой принцип передвижения представляется целесообразным для мини- и микро-устройств. Герметичность, отсутствие подвижных внешних частей — свойства вибророботов, позволяющие использовать их для неразрушающей инспекции миниатюрных технических объектов, таких как тонкостенные трубопроводы малого диаметра, а также в медицине, о чем упоминалось рядом авторов [1, 2].

Несмотря на простую архитектуру, вопросы управления вибророботами образуют целый ряд нетривиальных задач, ключевыми из которых являются анализ взаимодействия устройств со средой и оптимизация их движения в соответствии с особенностями этого взаимодействия. Исследования возможностей движения вибророботов проводились ранее для сред с различными законами сопротивления. В работах [3-5] рассматривалась возможность движения в идеальной жидкости, связанная с деформациями внешней оболочки, статьи [6, 7] были посвящены изучению движения по шероховатой плоскости при наличии Кулоновского трения, в работе [8] проводилось экспериментальное исследование движения по поверхности жидкости.

Движение вибророботов в ньютоновской жидкости рассматривалось в работах [9-14]. В [12 - 14] в частности поднимались вопросы оптимизации движения в рамках квазистационарных моделей взаимодействия с вязкой средой. В [12]

решалась задача оптимизации при наличии произвольной степенной зависимости сил сопротивления от скорости, в том числе квадратичной, которая часто используется как приближение для выражения сил сопротивления, возникающих при движении тела в ньютоновской жидкости. В работе [13] оптимизировалось движение виброробота в вязкой жидкости, закон сопротивления был сконструирован на основе экспериментальных данных по стационарному обтеканию сферы. В [14] задача оптимизации решалась в рамках модели взаимодействия, учитывающей зависимость силы не только от мгновенных скоростей, но и от так называемых наследственных эффектов, связанных с предысторией движения. Именно увеличение роли наследственных эффектов делает квазистационарные модели непригодными для описания высокочастотного движения, а существующие аппроксимации их влияния на силы взаимодействия применимы только для очень малых чисел Рейнольдса $Re \sim 1$. Поэтому изучение взаимодействия при высокочастотных колебаниях является на сегодняшний день актуальной задачей. В работе [15] исследование движения виброробота в жидкости проводилось на базе численного моделирования, основанного на совместном решении механической и существенно нестационарной гидродинамической задач. Результаты показали, что даже для простого гармонического закона движения внутренней массы в диапазоне низких чисел Рейнольдса течение вокруг робота имеет комплексный характер, связанный в первую очередь с интенсивным вихреобразованием и переключением между режимами течения жидкости. Структура течения, создаваемая движением робота, существенно влияет на характеристики движения, в том числе определяет направление перемещения системы. Исследования в настоящей работе направлены на дальнейшее изучение взаимодействия виброробота с вязкой жидкостью. Рассматривается движение виброробота с клиновидным корпусом в области низких чисел Рейнольдса. Исследуются вопросы повышения эффективности и скорости движения устройства за счет выбора специального закона перемещения внутренней массы. Для этого проводится сравнительный анализ характеристик движения и режимов обтекания при простом гармоническом законе колебания внутренней массы и специальном двухфазном (характеризуется чередованием быстрой и медленной фаз движения), полученным в [12] в ходе решения задачи оптимизации энергозатрат виброробота на базе упрощенной модели взаимодействия с вязкой жидкостью. В обоих случаях рассматривается периодическое движение, происходящее вдоль оси симметрии корпуса робота. В качестве основного инструмента исследования используется прямое численное моделирование. Вычислительная схема реализуется в открытом пакете OpenFOAM [16], на базе модели предложенной в [15]. Расчеты проводятся на высокопроизводительных кластерах КФУ и проекта unihub [17].

2. Постановка задачи

Рассмотрим прямолинейное движение двухмассового клиновидного

виброробота, состоящего из корпуса массы M , находящегося в вязкой несжимаемой жидкости, и подвижной внутренней массы m , совершающей периодическое движение внутри него. Обозначим через u_M скорость корпуса, а через s и $u_m = \dot{s}$ – перемещение и скорость внутренней массы относительно корпуса. Уравнения движения этой системы в неподвижной системе координат имеют вид:

$$m(\dot{u}_M + \dot{u}_m) = -G, \quad M \dot{u}_M = G + F. \quad (1)$$

Здесь F – сила, действующая на тело со стороны жидкости, G – сила взаимодействия внутренней массы и корпуса. Исключая силу G из уравнения (1), нормируя скорость u на амплитуду скорости U_0 колебания внутренней массы, время t на RU_0^{-1} , где R – характерный размер тела, получим основное уравнение движения двухмассовой системы в следующем виде:

$$\dot{u}_M = -\mu_2 \dot{u}_m + \mu_1 \frac{R^2}{S} F \quad (2)$$

Здесь μ_2 – отношение подвижной массы к полной массе виброробота ($\mu_2 = \frac{m}{M+m}$), μ_1 – отношение массы вязкой жидкости, занимающей тот-же

объем, что и виброробот, к массе виброробота ($\mu_1 = \frac{M_f}{M+m}$), S – площадь поперечного сечения корпуса.

Движение жидкости вокруг виброробота описывается системой уравнений Навье-Стокса. Нормируя пространственные координаты, время и скорость на R , RU_0^{-1} , U_0 соответственно, запишем управляющую систему уравнений в декартовой системе координат как

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \mathbf{U} = -\nabla p + \frac{1}{\text{Re}} \Delta \mathbf{U}, \quad \nabla \cdot \mathbf{U} = 0. \quad (3)$$

где $\mathbf{U} = (u, v)$ – безразмерная скорость, p – безразмерное давление, $\text{Re} = U_0 R / \nu$ – число Рейнольдса.

Для численного решения данной задачи удобно перейти в подвижную систему координат связанную с вибророботом. Для сохранения основной системы уравнений движения жидкости в форме (3), определим давление как:

$$p = \tilde{p} + \chi \dot{w}.$$

Здесь первое слагаемое в правой части – давление в неподвижной системе координат, а второе – вклад от инерциальных составляющих, \dot{w} – ускорение подвижной системы координат.

На границе виброробота в новой системе координат задаются условия прилипания:

$$u|_c = v|_c = 0. \quad (4)$$

Условия на бесконечности получаются из уравнения взаимодействия (2):

$$\dot{u}|_\infty = \mu_2 \dot{u}_m - \mu_1 \frac{R^2}{S} F, \quad \dot{v}|_\infty = 0. \quad (5)$$

Вычисление сил, действующих на корпус виброробота со стороны вязкой жидкости, в безразмерной постановке проводится по формуле:

$$\mathbf{F}_p = \int_{\Omega} p \mathbf{n} ds - \int_{\Omega} \overline{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \mathbf{n} ds, \quad (6)$$

где $\overline{\boldsymbol{\sigma}}$ – тензор вязких напряжений, Ω – поверхность виброробота, \mathbf{n} – внешняя нормаль к поверхности виброробота.

В силу ограничений рассматриваемой модели взаимодействия (предполагающей только прямолинейное движение системы в жидкости), в уравнение (5) войдет только продольная составляющая найденной силы F_x ($\mathbf{F}_p = (F_x, F_y)$), из которой необходимо вычесть дополнительный вклад, связанный с переходом в подвижную систему координат. Этот вклад определяется как:

$$F_{fk} = \int_S x \dot{w} n ds. \quad (7)$$

С учетом (7) условие на бесконечности (5) может быть переписано в виде:

$$\dot{u}|_\infty = \mu_2 \dot{u}_m - \mu_1 \frac{R^2}{S} (F_x - F_{fk}). \quad (8)$$

Система уравнений (3), (4), (8) полностью описывает движение виброробота. Предполагая малые (микро) размеры моделируемого устройства, ограничимся далее диапазоном низких чисел Рейнольдса, в котором справедлива гипотеза о плоском ламинарном течении вокруг корпуса робота.

3. Численная модель

3.1 Дискретизация

Численное решение задачи проводится в пакете OpenFOAM. Плоскость течения ограничивается прямоугольной областью размерами 50×30 , в центре которой находится корпус виброробота – равносторонний треугольник. В используемой декартовой системе координат стороны расчетной области параллельны основным осям, колебания системы происходят вдоль оси Ox .

Для дискретизации расчетной области используются структурированные блочные сетки. Для повышения разрешающей способности сеток в окрестности корпуса выполняется сгущение узлов. Максимальное количество узлов, используемых расчетных сеток, составляет $2.9 \cdot 10^5$.

Дискретизация системы уравнений движения жидкости проводится по методу конечных объемов (FVM) в декартовой системе координат. Дискретные

значения составляющих скорости и дискретные давления локализуются в центрах ячеек расчетных сеток. Для вычисления объемных интегралов по контрольному объему используется общая процедура Гаусса. Для аппроксимации градиента давления в расчетах применяется линейная интерполяция. Для интерполяции переменных в конвективных слагаемых используется нелинейная NVD (normalised variable diagram) схема «Gamma», предложенная в работе [18]. В диффузионных слагаемых при дискретизации оператора Лапласа нормальные градиенты скорости на поверхности ячейки аппроксимируются с помощью симметричной схемы второго порядка с поправкой на неортогональность [19].

3.2 Итерационная схема

Решение дискретизованной задачи проводится на основе метода PISO [20]. На каждой временной итерации алгоритма определяются дополнительные шаги, отвечающие за обновление граничных условий (8). Обновление проводится по схеме предиктор с отложенной коррекцией. Результирующая итерационная схема для вычисления значений дискретных неизвестных на j -ом временном слое может быть представлена в следующем виде:

- Вычисляется предиктор для ускорения подвижной системы координат

$$\dot{w}_p^j = 2 \dot{w}^{j-1} - \dot{w}^{j-2}.$$

- Определяются граничные условия на входной и выходной границах по формуле (9), где ускорение вычисляется как сумма предиктора и корректора для старого временного слоя, а скорость находится с помощью направленной разности второго порядка точности:

$$\dot{u}_\infty^j = -\dot{w}_p^j + \dot{w}_c^{j-1}, \quad u_\infty^j = (-2\dot{u}_\infty^j dt + 4u_\infty^{j-1} - u_\infty^{j-2})/3$$

- Проводится решение уравнений движения жидкости (3) по методу PISO, вычисляется сила F_x , действующая со стороны жидкости на виброробот.
- По найденной силе вычисляется реальное ускорение системы:

$$\dot{w}^j = -\mu_2 \dot{u}_m^j + \mu_1 \frac{R^2}{S} F^j$$

- Вычисляется корректор:

$$\dot{w}_c^j = \dot{w}_p^j - \dot{w}^j.$$

Для решения системы уравнений для давления применяется метод сопряженных градиентов (PCG) с геометро-алгебраическим многосеточным предобуславливателем (GAMG). В реализации GAMG используется метод Гаусса-Зейделя с одной предрелаксацией и двумя пострелаксациями для сглаживания и алгоритм faceAreaPair [21] для агломерации ячеек сетки. Системы уравнений для компонент скорости решаются методом бисопряженных градиентов (PBiCG) с предиктором на основе неполной LU

факторизации. Вычисления выполняются распределенным образом по технологии MPI на основе метода декомпозиции расчетной области.

3.3 Апробация

Апробация численной схемы проводилась на базе задачи о гармонических колебаниях треугольного цилиндра в покоящейся жидкости [22]. Результаты численного моделирования показали хорошее согласование с экспериментальными данными.

4. Результаты

В рамках численного моделирования рассматривалось движение виброробота при простом гармоническом законе колебания внутренней массы и специальном двухфазном (см. рис. 1). Расчеты в работе выполнялись в диапазоне чисел Рейнольдса $50 < Re < 270$ при $\mu_1 = 0.06$, $\mu_2 = 0.61$ и условии максимально допустимого размаха колебаний внутренней массы A , равного безразмерной высоте треугольника $H = \sqrt{0.75}$. Вычисления проводились с разных начальных приближений, определяемых различной начальной скоростью набегающего потока. Для определения устойчивости режимов в течение вносились возмущения по методу Мартинеса [23].

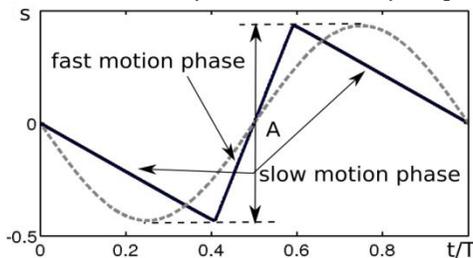


Рис.1. Перемещение внутренней массы за период при гармоническом и двухфазном законах движения.

Fig1. The movement of internal mass during one period according to the harmonic and two-phase laws of motion.

4.1 Гармонический закон движения

При гармоническом законе движения внутренней массы разность сил на прямой и возвратной фазах движения, действующих на внешний корпус со стороны жидкости, необходимая для движения системы как целого, достигается за счет несимметричного относительно полупериода обтекания корпуса. В исследуемом диапазоне чисел Рейнольдса было обнаружено три основных устойчивых режима движения, каждый из которых характеризуется своей структурой течения вокруг корпуса. Визуализация картин течения в

этих режимах за один период колебания внутренней массы представлена на рис. 2. Изображения получены путем подкрашивания жидкости, вытекающей из пограничного слоя корпуса. Внизу каждого рисунка представлено положение внутренней массы в заданный момент времени.

В зоне малых чисел Рейнольдса ($Re < 170$) наблюдается единственный периодический режим движения Н. Перемещение робота в этом режиме осуществляется вперед вершиной. Обтекание корпуса имеет симметричный характер. Каждый полупериод при движении вперед вершиной с углов корпуса сбрасываются 2 симметричных противоположно вращающихся вихря, которые диссипируют при столкновении с корпусом на возвратной фазе. Таким образом, все нестационарное вихревое движение происходит в малой окрестности корпуса.

При $Re > 170$ одновременно с базовым режимом Н появляется второй устойчивый режим движения робота Н1. В отличие от базового режима перемещение в жидкости здесь реализуется вперед основанием. Таким образом, возникает гистерезис режимов движения. Переход в тот или иной режим зависит от начальных параметров движения робота: при положительных значениях начальной средней скорости робота устанавливается режим Н, при отрицательных значениях – режим Н1. Структура течения жидкости в окрестности корпуса остается очень похожей на наблюдаемую в режиме Н. Возможность движения в противоположном направлении, вероятно, обусловлена вихревыми структурами вокруг корпуса, которые в силу небольшой средней скорости движения (см. пункт 4.3) не сносятся во внешнюю область течения и снижают сопротивление корпуса.

Режим Н2 приходит на смену режиму Н при $Re \approx 240$. Направление движения робота при этом сохраняется, однако структура течения вокруг корпуса претерпевает существенные изменения. Разрушается симметрия течения, появляется квазипериодичность. Сброс вихревых структур в режиме Н2 происходит исключительно с одного угла треугольного цилиндра. На рисунке 2 представлен режим с верхним сбросом. Аналогичным образом реализуется режим движения с нижним сбросом вихрей, общая картина течения при этом зеркально отображается по горизонтали. Разрушение симметрии течения приводит к появлению подъемной силы и крутящего момента, влияние которых не учитывается в рамках рассматриваемой модели взаимодействия. По этой причине дальнейшее исследование развития этого типа течений ограничивается.

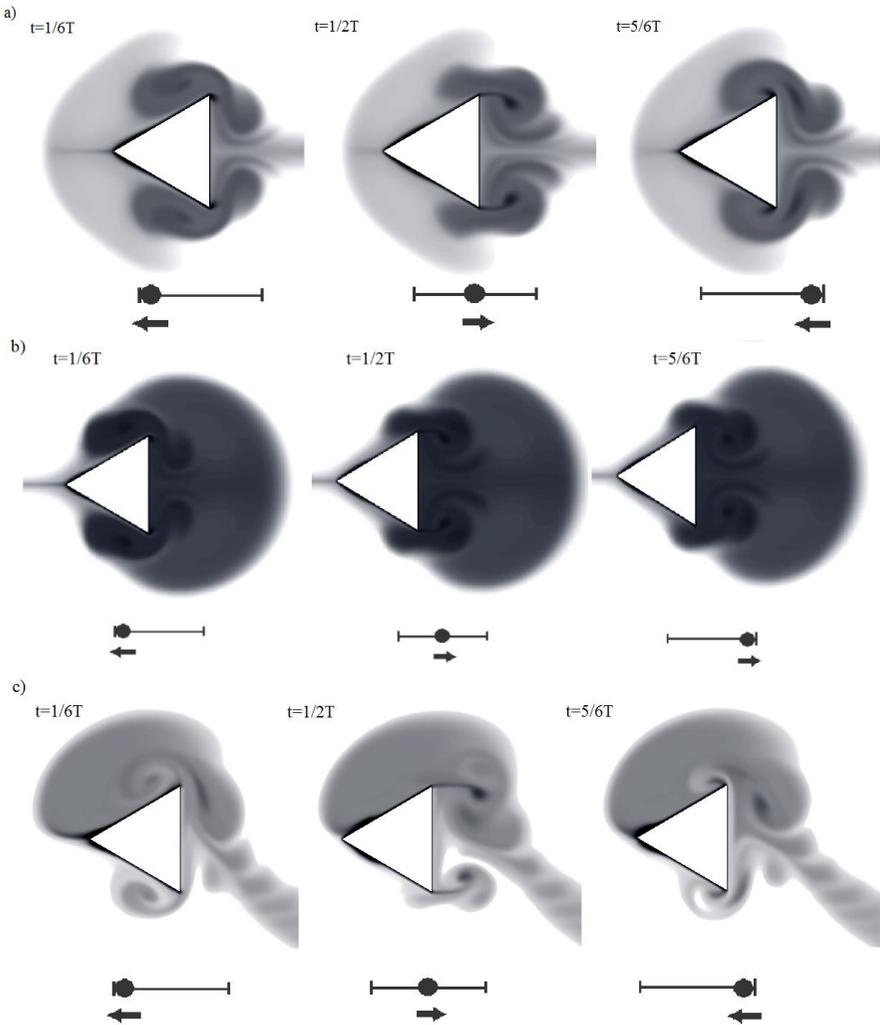


Рис. 2. Мгновенные картины течения около корпуса виброробота при гармонических режимах движения за один период колебания внутренней массы. а) Режим H $Re=180$, б) Режим H1 $Re=180$, в) Режим H2 $Re=240$

Fig. 2. Instantaneous flow patterns around the shell of the vibration-driven robot for the harmonic regimes of motion during one period of the internal mass oscillations. .а) Regime H $Re=180$, б) Regime H1 $Re=180$, в) Regime H2 $Re=240$

4.2 Двухфазный закон движения

Структура рассматриваемого двухфазного закона представлена на рис. 1. Как видно полный период движения стоит из двух основных фаз:

продолжительной фазы медленного движения и короткой фазы быстрого движения, во время которых внутренняя масса движется с постоянной скоростью. Переход между фазами реализуется на коротком временном интервале с большим ускорением, продолжительность которого составляет менее 2% от полного периода движения. Основная идея этого закона состоит в том, что во время продолжительной фазы корпус виброробота, двигаясь в направлении противоположном движению внутренней массы, за счет малой скорости движения должен испытывать меньшее сопротивление жидкости, чем на быстрой возвратной фазе, когда за счет нелинейной зависимости сопротивления от скорости, силы противодействующие движению робота существенно возрастают. Оптимальность этого класса законов была доказана в работах [12-14] на базе нескольких упрощенных моделей взаимодействия жидкости с вибророботом.

Как показывают исследования, перемещение робота в жидкости за период при двухфазном законе всегда происходит по направлению движения корпуса в продолжительной медленной фазе. Таким образом, переключения направления можно добиться только путем смены знака управляющего закона. Более того, движение робота вперед вершиной (режим Т) здесь имеет существенные преимущества перед движением вперед основанием (режим Т1). Тестовые расчеты, проведенные для $Re=180$, показывают, что средняя скорость у этих режимов отличается более чем на 50% в пользу режима Т. Это объясняется отличным, по сравнению с гармоническими режимами, взаимодействием с окружающей робот вязкой жидкостью.

Картины течения при движении вперед вершиной и вперед основанием представлены на рис. 3. В обоих случаях обтекание корпуса происходит симметрично относительно оси колебания. При этом формирующиеся в течении вихревые структуры располагаются большей частью за корпусом относительно направления перемещения робота. Таким образом, на прямой фазе движения корпус взаимодействует непосредственно с невозмущенной жидкостью. Поэтому в режиме движения Т1 робот испытывает (как для случая простого обтекания (см. например [24])) большее сопротивление, чем в режиме Т.

С ростом чисел Рейнольдса отрыв вихрей с корпуса робота становится несимметричным, что сопряжено с переключением режимов движения. Режим Т теряет устойчивость в пользу квазипериодического режима Т2 (см. визуализацию течения на рис. 3) в окрестности $Re=225$. Исследование режимов с несимметричным обтеканием, как отмечалось выше, ограничено возможностями представленной модели.

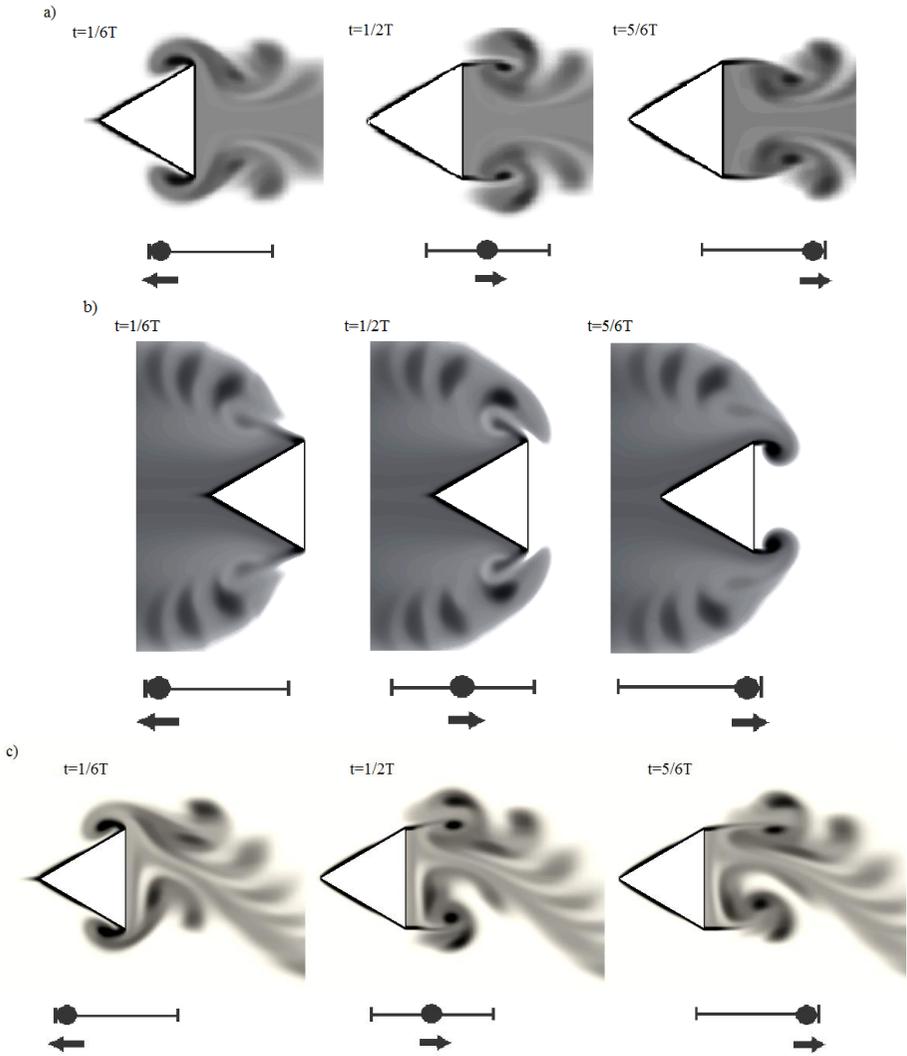


Рис 3. Мгновенные картины течения около корпуса виброробота при двухфазных режимах движения за один период колебания внутренней массы. а) Режим T $Re=180$, б) Режим T1 $Re=180$, в) Режим T2 $Re=240$

Fig. 3. Instantaneous flow patterns around the shell of the vibration-driven robot for the two-phase regimes of motion during one period of the internal mass oscillations. .a) Regime T $Re=180$, b) Regime T1 $Re=180$, c) Regime T2 $Re=240$

4.3 Анализ и сравнение характеристик режимов движения

В качестве основных характеристик движения рассматривались: средняя скорость движения U_a и показатель эффективности движения η , который отражает энергетические затраты на движение тела с помощью внутреннего двигателя. Обозначая угловыми скобками, среднее по периоду, определим их следующим образом:

$$U_a = \langle U \rangle, \eta = \frac{N_0}{N_{vbr}} 100\%$$

Здесь $N_0 = N(\langle U \rangle)$ – минимальная мощность, необходимая для движения тела со скоростью U_a , $N_{vbr} = N(U)$ – мощность, затрачиваемая при движении виброробота с этой скоростью.

Графики изменения характеристик движения виброробота с ростом числа Рейнольдса при разных законах движения изображены на рисунке 4. Для двухфазного закона колебания представлены только наиболее эффективные режимы T и T2.

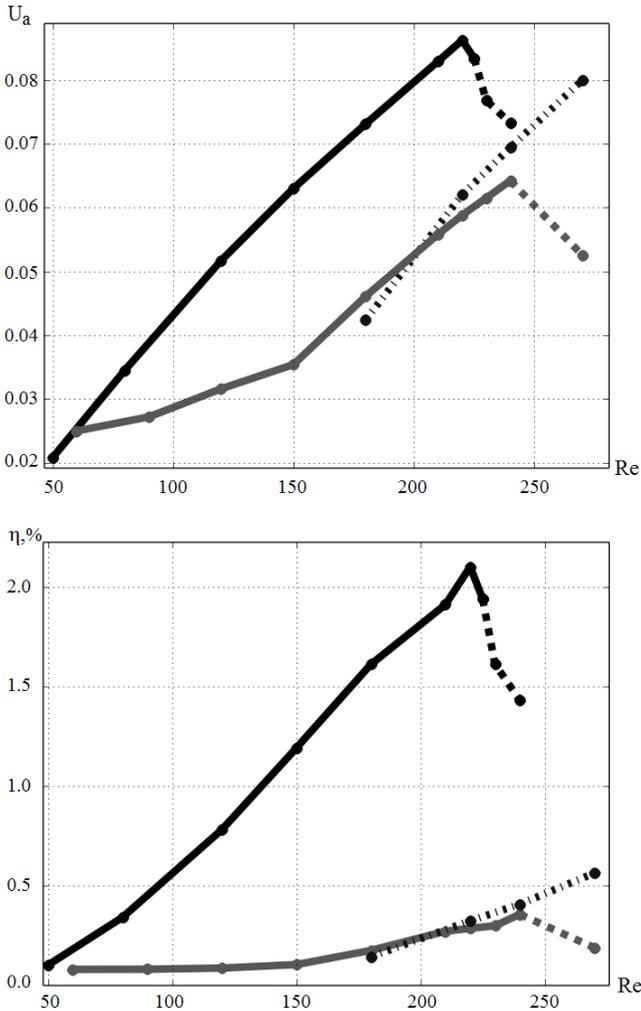


Рис. 4. Зависимости средней скорости (верхнее изображение) и эффективности (нижнее изображение) движения от числа Рейнольдса. Черная сплошная линия – режим T, черная штриховая – H2, серая сплошная – H, серая штриховая – H1, черная пунктирная – режим H1.

Fig. 4. Dependencies of average speed (top image) and efficiency (lower image) of movement on the Reynolds number. The black solid line - T regime, the black dashed - H2, solid gray - H, gray dashed - the H2, the black dotted - H1 regime.

Во всех режимах с симметричным обтеканием (H, H1, T) показатели средней скорости и эффективности растут с увеличением числа Рейнольдса.

Гармонические режимы при этом дают существенно более низкие значения по сравнению с двухфазными. Более того сравнение результатов между режимами Н и Н1 показывает, что при гармонических колебаниях режим движения вперед основанием имеет схожую эффективность с режимом движения вперед вершиной. Разрушение симметрии течения, наблюдаемое в режимах Н2, Т2, сопряжено с кризисом по основным показателям движения, который особенно хорошо заметен на графике изменения коэффициента эффективности (рис 4.). Максимальная эффективность движения достигается в режиме Т при $Re=220$ и составляет $\eta = 2.1\%$.

5. Выводы

Результаты исследования показывают, что направленное движение виброробота с клиновидной формой корпуса реализуется как для гармонического, так и для двухфазного законов. При этом для случая гармонического закона ненулевая разность суммарных сил сопротивления на прямой и возвратной фазах движения обеспечивается за счет несимметричного относительно полупериода обтекания корпуса. Более того движение системы в этом случае, при одинаковых параметрах колебания внутренней массы, возможно как вперед основанием так и вперед вершиной, выбор направления движения определяется начальными условиями процесса. Двухфазный закон колебания внутренней массы обеспечивает единственное возможное направление движения системы. Перемещение робота в жидкости за период происходит по направлению движения корпуса в продолжительной медленной фазе. Максимальные характеристики достигаются при перемещении робота вперед вершиной. Сравнение результатов моделирования для разных законов движения внутренней массы показывает, что двухфазный закон обеспечивает более высокую скорость движения (до 50%) в жидкости, а также является значительно более эффективным (до 3 раз) с точки зрения энергозатратности.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 16-31-00462 (мол_а) и РФФИ 15-19-10039. Численная схема разработана в ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

Список литературы

- [1]. Черноуцько Ф.Л. Оптимальные периодические движения двухмассовой системы в сопротивляющейся среде. ПММ, 2008, т. 72, вып. 2, с. 202-215.
- [2]. Болотник Н.Н., Фигурин Т.Ю., Черноуцько Ф.Л. Оптимальное управление прямолинейным движением системы двух тел в сопротивляющейся среде. ПММ, 2012, т. 76, вып. 1, с. 3-22.
- [3]. Lighthill M.J. On the Squirming Motion of Nearly Spherical Deformable Bodies through Liquids at Very Small Reynolds Numbers. Comm. Pure Appl. Math, 5(2), 1952, pp. 109-118.
- [4]. Saffman P.G. The Self-Propulsion of a Deformable Body in a Perfect Fluid. J. Fluid

- Mech., 28(2), 1967, pp. 385–389.
- [5]. Ramodanov S.M., Tenenev V.A., Treschev D.V. Self-propulsion of a Body with Rigid Surface and Variable Coefficient of Lift in a Perfect Fluid. Regul. Chaotic Dyn, 17(6), 2012, pp. 547–558.
- [6]. Черноусько Ф. Л. О движении тела, содержащего подвижную внутреннюю массу. Докл. РАН, 2005, т. 405, вып. 1, с. 56–60.
- [7]. Черноусько Ф.Л. Анализ и оптимизация движения тела, управляемого посредством подвижной внутренней массы. ПММ, 2006, т.70, вып. 6, с. 915–941.
- [8]. Волкова Л.Ю., Яцун С.Ф. Управление движением трехмассового робота, перемещающегося в жидкой среде. Нелинейная динамика, 2011, т.7, вып. 4, с. 845–857.
- [9]. Childress S., Spagnolie S.E., Tokieda T.A. Bug on a Raft: Recoil Locomotion in a Viscous Fluid. J. Fluid Mech., 669, 2011, pp. 527–556.
- [10]. Auziņš J., Beresņevičs V., Kaktabulis I., Kuļikovskis G. Dynamics of Water Vehicle with Internal Vibrating Gyrodrive. Vibration Problems ICOVP 2011. Supplement: The 10th International Conference on Vibration Problems, Czech Republic, Prague, 5-8 September.
- [11]. Vetchanin E. The Self-propulsion of a Body with Moving Internal Masses in a Viscous Fluid. Regular and Chaotic Dynamics, 18, 2013, pp. 100–117.
- [12]. Егоров А.Г., Захарова О.С. Оптимальное по энергетическим затратам движение виброробота в среде с сопротивлением. ПММ, 2010, т.74, вып. 4, с. 620–632.
- [13]. Егоров А.Г., Захарова О.С. Оптимальное квазистационарное движение виброробота в вязкой жидкости. Известия ВУЗов. Математика, 2012, вып. 2, с. 57–64.
- [14]. Егоров А.Г., Захарова О.С. Энергетически оптимальное движение виброробота в среде с наследственным законом сопротивления. Известия РАН. Теория и системы управления, 2015, № 3, с. 168-176.
- [15]. Нурiev А.Н., Захарова О.С. Численное моделирование движения клиновидного двухмассового виброробота в вязкой жидкости. Вычислительная механика сплошных сред, 2016, Т. 9., № 1., С. 5-15.
- [16]. Open foam (the open source cfd toolbox): User guide version 2.2.1, Доступно по ссылке: <http://www.openfoam.org/docs/user/>, 2.07.2016.
- [17]. Unihub.ru, Доступно по ссылке: <https://unihub.ru/about>, 2.07.2016.
- [18]. Jasak H., Weller H.G., Gosman A D. High resolution NVD differencing scheme for arbitrarily unstructured meshes. Int. J. Numer. Meth. Fluids, 1999, vol.31, pp. 431-449.
- [19]. Jasak H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows. Ph.D. thesis, London: Imperial College, University of London, 1996.
- [20]. Issa R.I. Solution of implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. J. Comput. Phys., 1986, vol. 62, pp. 40–65.
- [21]. Behrens T. Openfoam's basic solvers for linear systems of equations, Technical Report, Technical University of Denmark, Lingby Доступно по ссылке: http://www.tfd.chalmers.se/~hani/kurser/OS_CFD_2008/TimBehrens/tibeh-report-fin.pdf, 10.10.2016.
- [22]. Нурiev А.Н., Зайцева О.Н., Мошова Е.Е., Юнусова А.И. Исследование структуры вторичных течений вокруг треугольного цилиндра, совершающего гармонические колебания в вязкой несжимаемой жидкости. Вестник Казанского технологического университета, 2015, Т. 18, № 16. С. 239-242.
- [23]. Martinez G. Caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement autour d'un

- cylindre circulaire a nombres de reynolds moderes. Ph.D. thesis, I.N.P. Toulouse, 1979
- [24]. De A. K., Dalal A. Numerical simulation of unconfined flow past a triangular cylinder. Int. J. Numer. Meth. Fluids, 2006, No. 52, p. 801-821.

Simulation of the wedge-shaped vibration-driven robot motion in the viscous fluid forced by different laws of internal mass movement in the package OpenFOAM

^{1,2} A.N. Nuriev <nuriev_an@mail.ru>

³ A.I. Yunusova <yunusova24@gmail.com >

² O.N. Zaitseva <olga_fdpi@mail.ru >

¹ Nizhny Novgorod State University,

23, pr. Gagarina, Nizhny Novgorod, 603022, Russia

² Kazan Federal University,

18, str. The Kremlin, Kazan, Republic of Tatarstan, 420008, Russia

³ Kazan State Technological University

68, str. Marx, Kazan, Republic of Tatarstan, 420015, Russia

Abstract. The work is devoted to the study of the two-mass vibration-driven system motion in the viscous fluid. The system consists of a closed wedge-shaped body, placed in a fluid, and a movable internal mass, oscillated harmonically inside the shell. The described mechanical system simulates a vibration-driven robot. The complex model of the robot interaction with the medium is considered, where fluid motion is described by the full unsteady Navier-Stokes equations. The problems of improving the efficiency of vibration-driven robot motion by choosing a special law internal mass movement are investigated. For these purposes, a comparative analysis of the characteristics of the motion and flow regimes around the robot are carried out for the simple harmonic law of the internal mass motion and the special two-phase law of the internal mass motion. The analysis of the flows around the robot and their influence on the characteristics (the average speed and the efficiency) of the movement is carried out. The numerical solution of the problem is carried out in the OpenFOAM open-source software package. The numerical scheme is implemented on the basis of the finite-volume discretization approach. For joint solution the Navier-Stokes equations and the mechanical system, which describes the interaction of components of vibration-driven robot and viscous media, a special iteration scheme is constructed. Results of the study show that the directional movement of the wedge-shaped vibration-driven robot is possible for both harmonic and two-phase laws of internal mass motion. In each of the cases it is possible to find stable regimes of motion observed in a wide range of Reynolds numbers. Analysis of average speed and efficiency of regimes allows finding the optimal parameters of vibration-driven robot motion.

Keywords: Vibration-driven robot; Viscous fluid; Navier-Stokes equations; Motion regimes; Motion efficiency; OpenFOAM.

DOI: 10.15514/ISPRAS-2017-29(1)-7

For citation: Nuriev A.N., Yunusova A.I., Zaitseva O.N. Simulation of the wedge-shaped vibration-driven robot motion in the viscous fluid forced by different laws of internal mass movement in the package OpenFOAM. *Trudy ISP RAN/Proc. ISP RAS*, vol. 29, issue 1, 2017, pp. 101-118 (in Russian). DOI: 10.15514/ISPRAS-2017-29(1)-7

References

- [1]. Chernous'ko F. L. The optimal periodic motions of a two-mass system in a resistant medium. *PMM [J. Appl. Math. Mech.]*, 72, 2008, pp. 202-215 (in Russian).
- [2]. Bolotnik N.N., Figurina T.Y., Chernous'ko F.L. Optimal control of the rectilinear motion of a two-body system in a resistive medium. *PMM [J. Appl. Math. Mech.]*, 76, 2012, pp. 3-22 (in Russian).
- [3]. Lighthill M.J. On the Squirming Motion of Nearly Spherical Deformable Bodies through Liquids at Very Small Reynolds Numbers. *Comm. Pure Appl. Math*, 5(2), 1952, pp. 109-118.
- [4]. Saffman P.G. The Self-Propulsion of a Deformable Body in a Perfect Fluid. *J. Fluid Mech.*, 28(2), 1967, pp. 385-389.
- [5]. Ramodanov S.M., Tenenev V.A., Treschev D.V. Self-propulsion of a Body with Rigid Surface and Variable Coefficient of Lift in a Perfect Fluid. *Regul. Chaotic Dyn.*, 17(6), 2012, pp. 547-558.
- [6]. Chernous'ko F.L. On the motion of a body containing a movable internal mass. *Dokl. RAN [Dokl. Phys.]*, 450(1), 2005, pp. 56-60 (in Russian).
- [7]. Chernous'ko F.L. Analysis and optimization of the motion of a body controlled by means of a movable internal mass. *PMM [J. Appl. Math. Mech.]*, 70(6), 2006, pp. 915-941 (in Russian).
- [8]. Volkova L.Yu., Jatsun S.F. Control of the Three-Mass Robot Moving in the Liquid Environment. *Nelinejnaja dinamika [J. Nonlin. Dyn.]*, 7(4), 2011, pp. 845-857 (in Russian).
- [9]. Childress S., Spagnolie S.E., Tokieda T.A. Bug on a Raft: Recoil Locomotion in a Viscous Fluid. *J. Fluid Mech.*, 669, 2011, pp. 527-556.
- [10]. Auziņš J., Beresņevičs V., Kaktabulis I., Kuļikovskis G. Dynamics of Water Vehicle with Internal Vibrating Gyrodrive. *Vibration Problems ICOVP 2011. Supplement: The 10th International Conference on Vibration Problems, Czech Republic, Prague, 5-8 September*.
- [11]. Vetchanin E. The Self-propulsion of a Body with Moving Internal Masses in a Viscous Fluid. *Regular and Chaotic Dynamics*, 18, 2013, pp. 100-117.
- [12]. Egorov A.G., Zakharova O.S. The energyoptimal motion of a vibrationdriven robot in a resistive medium. *PMM [J. Appl. Math. Mech.]*, 74(4), 2010, pp. 620-632 (in Russian).
- [13]. Egorov A.G., Zakharova O.S. Optimal quasistationar motion of vibrationdriven robot in a viscous liquid. *Izvestija VUZov. Matematika [Russian Mathematics (Iz. VUZ)]*, 2, 2012, pp. 57-64 (in Russian).
- [14]. Egorov A.G., Zakharova O.S. The Energy-Optimal Motion of a Vibration-Driven Robot in a Medium with a Inherited Law of Resistance. *Izvestija RAN. Teorija i sistemy upravlenija [J. of Computer and Systems Sciences International]*, 3, 2015, pp. 168-176 (in Russian).

- [15]. Nuriev A. N., Zakharova O.S. Simulation of the wedge-shaped two-mass vibration-driven robot motion in a viscous fluid. [Computational Continuum Mechanics], 9, 2016, pp. 5-15 (in Russian).
- [16]. Open foam (the open source cfd toolbox): User guide version 2.2.1, URL: <http://www.openfoam.org/docs/user/>, 2.07.2016.
- [17]. Unihub.ru, Available at: <https://unihub.ru/about>, accessed 2.07.2016.
- [18]. Jasak H., Weller H.G., Gosman A D. High resolution NVD differencing scheme for arbitrarily unstructured meshes. Int. J. Numer. Meth. Fluids, 1999, vol.31, pp. 431-449.
- [19]. Jasak H. Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows. Ph.D. thesis, London: Imperial College, University of London, 1996.
- [20]. Issa R.I. Solution of implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting. J. Comput. Phys., 1986, vol. 62, pp. 40–65.
- [21]. Behrens T. Openfoam's basic solvers for linear systems of equations. Technical Report, Technical University of Denmark, Lyngby Available at: http://www.tfd.chalmers.se/~hani/kurser/OS_CFD_2008/TimBehrens/tibeh-report-fin.pdf, accessed 10.10.2016.
- [22]. Nuriev A. N., Zaytseva O.N., Moscheva E.E., Yunusova A.I. Structure of secondary flow around cylinder triangular, performs harmonic oscillations in a viscous incompressible fluid. Vestn. Kaz. tehnologicheskogo universiteta [Heald of Kazan Technological University], 16, 2015, pp. 239-242 (in Russian).
- [23]. Martinez G. Caractéristiques dynamiques et thermiques de l'écoulement autour d'un cylindre circulaire a nombres de reynolds moderes. Ph.D. thesis, I.N.P. Toulouse, 1979
- [24]. De A. K., Dalal A. Numerical simulation of unconfined flow past a triangular cylinder. Int. J. Numer. Meth. Fluids, 2006, No. 52, p. 801-821.