

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА ПРИ ОБТЕКАНИИ СФЕРЫ

И. В. ВОВК, В. С. МАЛЮГА

*Институт гидромеханики НАН Украины
ул. Желябова, 8/4, 03680, Киев-180, ГСП, Украина
тел. 456-72-19; e-mail: v_s_malyuga@ukr.net*

Рассматривается задача излучения звука при обтекании сферы потоком вязкой жидкости в широком диапазоне чисел Рейнольдса. Предложенный численный алгоритм решения задачи, основанный на методе конечных объемов, применим к задачам об обтекании тел произвольной геометрии. При ламинарных режимах течения применяется техника DNS, при турбулентных режимах – техника LES. Установлено, что, начиная с некоторого значения числа Рейнольдса, в потоке за сферой наблюдается периодическое образование и срыв вихрей. С использованием известного решения для сферического излучателя рассчитано звуковое поле, порождаемое течением. Представлена диаграммы направленности.

ВСТУПЛЕНИЕ

Явлениям генерации вихревого звука потоком при обтекании твердых тел посвящены множество работ, начиная с пионерских работ Струхалия, Рэлея, Ричардсона, Крюгера, Шмидке (см. обзор [1]). Эта тема не теряет своей актуальности и в наши дни. В то же время следует отметить, что большинство работ, в которых изучались механизмы генерации звука потоком, набегающим на тело, рассматривали двумерные задачи, такие как, например, генерация Эоловых тонов при обтекании цилиндра [2]. В наши дни развитие технологий параллельного вычисления дает возможность численно решать сложные трехмерные задачи на кластерных суперкомпьютерах. Целью настоящей работы является численное моделирование обтекания сферы в широком диапазоне значений числа Рейнольдса, нахождение режимов течения, при которых в следе за сферой возникают автоколебания, оценка звукового поля, генерируемого таким потоком.

Метод решения задачи о генерации звука потоком был предложен в [2] и верифицирован на задаче о генерации эоловых тонов, возникающих при обтекании потоком кругового цилиндра. В основу этого метода оценки акустического поля были приняты два принципиальных предположения, которые в целом подтверждаются экспериментами, а именно:

- мощность звука, порожденного потоком, набегающим на препятствие, существенно меньше мощности самого набегающего потока;
- порожденный потоком звук не влияет на характер самого потока.

Тогда задачу определения акустических характеристик порождаемого потоком звукового поля можно разделить на два этапа. На первом этапе рассматривается гидродинамическая задача. В силу того, что размеры источника звука (диаметр сферы) малы по сравнению с длиной звуковой волны, гидродинамическую задачу можно рассматривать в рамках модели вязкой несжимаемой жидкости. С этой целью численно

решается нестационарная система уравнений Навье-Стокса. После этого можно перейти ко второму этапу и рассмотреть акустическую задачу. Действительно, распределение давления на поверхности сферы в течении одного периода можно трактовать как граничное условие при постановке акустической задачи. Тогда решение задачи об определении звукового поля при обтекании сферы описывается хорошо известным решением для сферического излучателя [3], на поверхности которого задано некоторое, периодически изменяющееся, распределение давления. При этом, если числа Маха малы, то движением потока можно пренебречь и считать, что звук распространяется также как в неподвижной среде.

1 ПОСТАНОВКА ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ЗАДАЧИ И ЧИСЛЕННЫЙ АЛГОРИТМ ЕЕ РЕШЕНИЯ. DNS vs LES

Задача обтекания твердой сферы формулируется в рамках модели вязкой несжимаемой ньютоновской жидкости. Такой процесс описывается нестационарной системой уравнений Навье-Стокса. За масштаб длины принимался диаметр сферы d , а за масштаб скорости - скорость равномерного потока V на достаточно большом удалении от сферы. Тогда масштабом времени будет величина d/V , а масштабом давления – удвоенный скоростной напор ρV^2 . Основным параметром такой задачи, является число Рейнольдса $Re = Vd/\nu$, где ν – кинематическая вязкость среды. В качестве расчетной области был выбран прямоугольный параллелепипед: $x \in [-10d, 20d]$, $y \in [-12d, 12d]$, $z \in [-12d, 12d]$, а центр сферы располагался в начале системы координат. Граничные условия формулировались следующим образом. На поверхности сферы ставилось условие прилипания $U = 0$. На входе в расчетную область ($x = -10d$) задавался равномерный поток. На боковых границах расчетной области формулировалось условие проскальзывания, т.е. нулевые значения для нормальной компоненты скорости и равенство нулю нормального градиента для касательных компонент. На выходе из расчетной области ($x = 20d$) ставились «мягкие» граничные условия, соответствующие равенству нулю нормального градиента скорости. Для давления условие равенства нулю нормального градиента формулировалось по всей границе расчетной области.

При ламинарных режимах течения задача решалась путем прямого численного моделирования (DNS). При турбулентных режимах – методом крупных вихрей (LES). В рамках подхода LES крупномасштабные структуры, которые содержат большую часть энергии, должны быть рассчитаны напрямую, в то время как мелкомасштабные моделируются. Чтобы отделить крупномасштабные движения от мелкомасштабных в LES используется процедура фильтрации. В данной работе применялся коробчатый фильтр с шириной фильтра Δ равному шагу сетки. Сформулированная задача численно решалась методом конечных объемов. Для дискретизации использовались только схемы второго порядка, детально описанные в [4]. При расчетах использовались библиотеки тулбокса с открытым кодом OpenFOAM [5]. При использовании подхода LES в качестве подсеточной модели применялась дифференциальная модель с одним уравнением (k-модель). Соображения, по которым была выбрана именно эта модель, приведены в [6]. При моделировании стенки использовались демпфирующие функции Van Driest.

2 АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Нижче ми детально описуємо характер обтекання сфери в широкому діапазоні чисел Рейнольдса. При числах Рейнольдса $Re < 20$ течення представляє собою безотрывне ламінарне течення з гладкими незамкнутими лініями тока. Течення за сферою ідентично теченню перед сферою.

Стационарне осесимметричне обтекание ($20 < Re < 210$). Експериментальні та розрахункові дослідження стаціонарного сліда за сферою при малих числах Рейнольдса проводилися многими авторами (см. огляд [6]). Було встановлено, що при числах Рейнольдса вище 20 течення відділяється від сфери вблизи задньої точки і формує замкнутий рециркуляційний слід в формі осесимметричного вихревого кільця. По мірі збільшення числа Рейнольдса кут відрива потоку і довжина сліда зростають. Течення залишається осесимметричним і стаціонарним влітку до $Re = 210$, а при досягненні цього значення Re течення проходить регулярну бифуркацію. Ми провели розрахунки для чотирьох значень числа Рейнольдса: $Re = 50; 100; 150; 200$. Порівняння отриманих нами значень для коефіцієнта опору C_x , кута відрива потоку θ_s , і довжини вихря за сферою L_e з даними експериментальних та розрахункових робіт інших авторів проведено в [6]. Наблюдалося хороше співпадіння при всіх чотирьох значеннях числа Рейнольдса.

Стационарний режим з симетрією відносно площини ($210 < Re < 275$). В даному діапазоні чисел Рейнольдса течення залишається стаціонарним, однак більше не є осесимметричним. При переході через точку регулярної бифуркації при $Re \approx 210$ в теченні за сферою з'являються два вихреві хвости, витягнуті вздовж по потоку і мають рівну по модулю і протилежну по знаку інтенсивність. Очевидно, що оскільки течення більше не має осеву симетрію, на сферу буде діяти не тільки сила опору, але і бокова сила. Ми провели розрахунки для $Re = 250$. Розраховані нами коефіцієнти опору і бокової сили добре узгоджувалися з результатами інших авторів (см. [6], Tabl. 3). Слід зазначити, що коефіцієнт бокової сили має значення на порядок менші, ніж коефіцієнт опору.

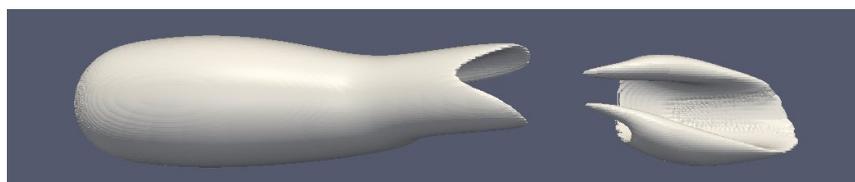


Рис. 1. Ізоповерхність модуля завихренності; $Re = 300$

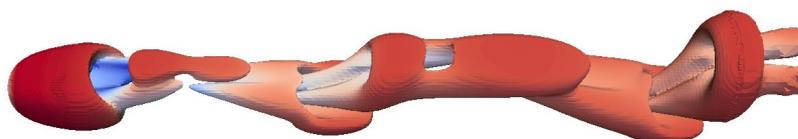


Рис. 2. Ізоповерхність другого інваріанта Q тензора градієнта швидкості; $Re = 300$

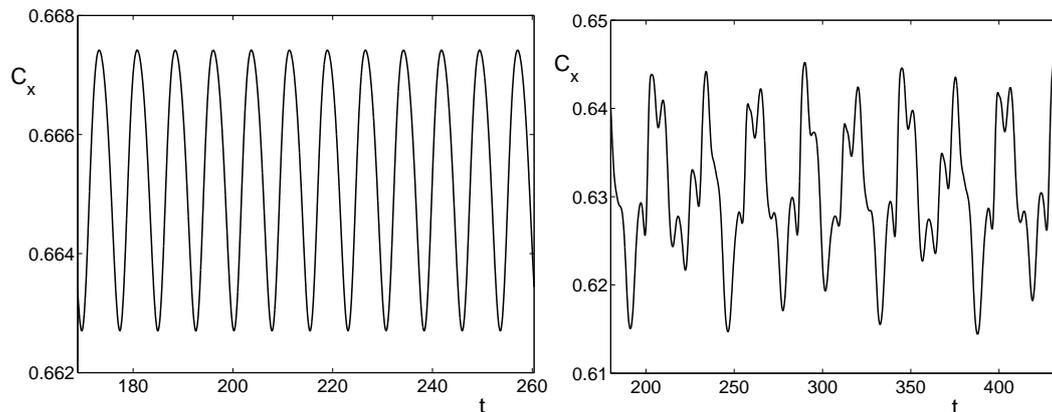


Рис. 3. Изменение во времени коэффициента сопротивления C_x ; (a) $Re = 300$, (b) $Re = 350$

Нестационарный режим с симметрией относительно плоскости ($275 < Re < 400$). Следующая точка перехода ($Re \approx 275$) является точкой бифуркации Хопфа. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса течение переходит из стационарного режима в периодический. Начинается регулярный сброс вихревых петель. На рис. 1 показана изоповерхность модуля завихренности при $Re = 300$. Видно, что в этом режиме течение сохраняет симметрию относительно плоскости. На рис. 2 показана изоповерхность Q , которая использовалась для идентификации вихрей, при $Re = 300$. Процесс сброса вихревых петель носит периодический характер, а “верхние” и “нижние” петли располагаются в шахматном порядке и это свойство является общим с вихревой дорожкой Кармана, возникающей при обтекании цилиндра. На рис. 3 а) представлено периодическое изменение во времени коэффициента лобового сопротивления C_x при $Re = 300$. При увеличении числа Рейнольдса до 350 течение становится более сложным (рис. 3 б). Кривая уже представляет собой суперпозицию нескольких колебательных процессов. Колебания с более высокой частотой соответствуют сбросу вихрей в следе за сферой. А медленные колебания – колебаниям самой струи за сферой. На рис. 4 показан частотный спектр колебания C_x . Отчетливо видны два пика, причем второй пик соответствует периодическому сбросу вихрей.

Нестационарный асимметричный режим ($400 < Re < 1000$), переход к турбулентности. В данном диапазоне чисел Рейнольдса течение теряет симметрию относительно плоскости, а угол отрыва вихрей изменяется иррегулярным образом. На рис. 5 изображена изоповерхность Q при $Re = 500$. Видно, что след за сферой также состоит из вихревых петель, но они имеют различную ориентацию. Временной спектр скорости, взятой в нескольких точках, теперь уже становится широкополосным. Хотя, по-прежнему, наблюдается доминирующий пик при $St = 0.167$. Следующее изменение характера течения наблюдается при $Re > 800$. В течении уже присутствуют

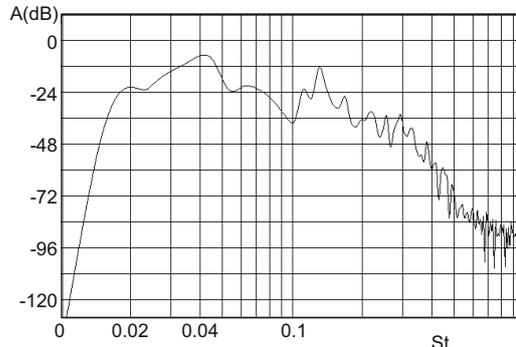
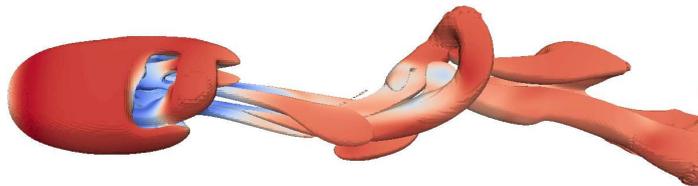
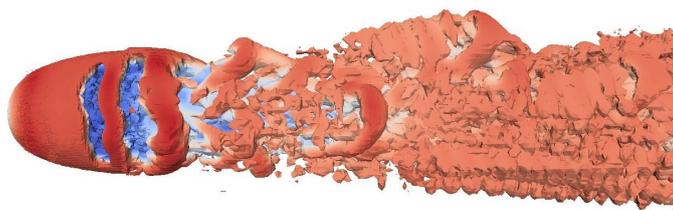
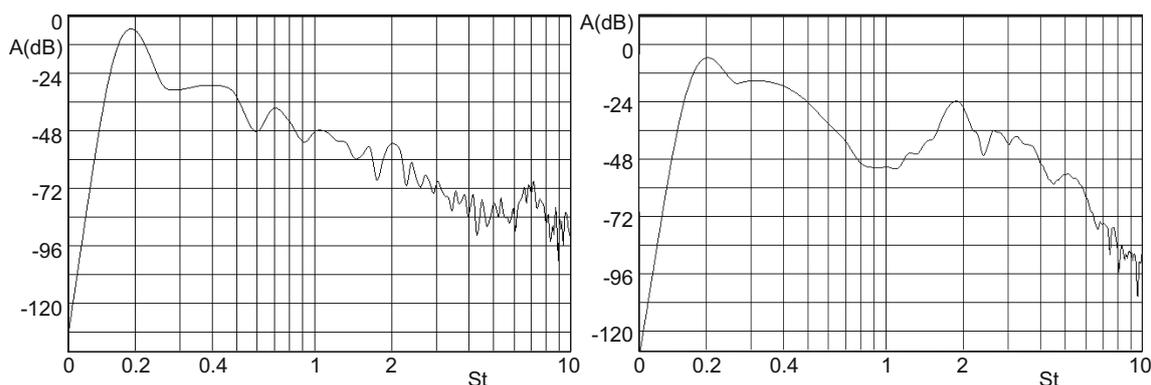


Рис. 4. Частотный спектр коэффициента сопротивления C_x ; $Re = 350$


 Рис. 5. Изоповерхность второго инварианта Q тензора градиента скорости; $Re = 500$

 Рис. 6. Изоповерхность второго инварианта Q тензора градиента скорости; $Re = 10^4$

 Рис. 7. Частотный спектр коэффициента сопротивления C_x (a) и скорости u_x в точке $(0,0.5,0.5)$ (b) при $Re = 10^4$

как крупномасштабная неустойчивость в следе (сброс вихрей), так и мелкомасштабная неустойчивость (неустойчивость Кельвина-Гельмгольца).

Турбулентный режим при $Re > 1000$. Мы проводили численные расчеты для докритического значения $Re = 10^4$. Картина течения показана на рис. 6. Видно, как перед экватором сферы происходит отрыв ламинарного пограничного слоя, который затем распадается на отдельные вихревые кольца. На расстоянии немногим более диаметра вниз по потоку происходит разрушение вихревых колец и турбулизация струи. На рис. 7 а) показан частотный спектр коэффициента сопротивления C_x . Отчетливо видно доминирующую частоту 0.196, которая соответствует частоте сброса вихрей. Для того, чтобы идентифицировать колебания, вызванные неустойчивостью Кельвина-Гельмгольца, была выбрана точка в непосредственной близости к сфере с координатами $(0;0.5;0.5)$, в которой проводилась регистрация скорости. На рис. 7 б) показан частотный спектр колебаний скорости u_x . Видно доминирующую частоту 1.94, которая и соответствует неустойчивости сдвигового слоя.

3 ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗВУКОВОГО ПОЛЯ

Теперь можно перейти ко второму этапу и рассмотреть акустическую задачу. При этом распределение давления на поверхности сферы можно трактовать как граничное условие при постановке акустической задачи. Решением такой акустической задачи является известное решение для сферического излучателя [3], на поверхности которого задано периодически изменяющееся распределение давления. Однако, следует отметить, что в данном случае в решении будет присутствовать не одна частота, а ряд по кратным частотам. На рис. 8 показана диаграмма направленности для первой частоты. Очевидно, что обтекаемая сфера звучит как диполь. Основное отличие от акустического поля, возникающего при обтекании цилиндра [2], состоит в наклоне оси диаграммы направленности. При обтекании цилиндра, в силу имеющей место симметрии точек срыва вихрей, ось диаграммы направленности расположена перпендикулярно потоку. При обтекании сферы симметрия точек срыва вихрей нарушается, что приводит к наклону диаграммы направленности.

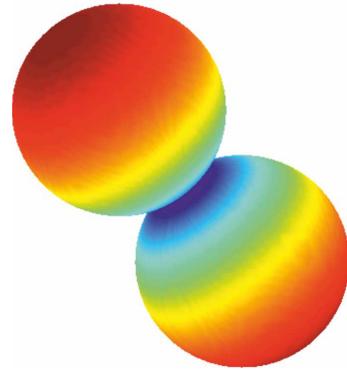


Рис. 8. Диаграмма направленности для первой частоты $n = 1$; $Re = 300$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диапазоне $270 < Re < 3.8 \times 10^5$ наблюдаются явные периодические флуктуации в следе за сферой, вызванные сбросом вихрей. Такие флуктуации могут генерировать звуковые колебания в среде. Ось диаграммы направленности (ось диполя) расположена под наклоном к направлению потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Вовк И. В., Гринченко В. Т.* Звук, рожденный потоком.– Киев: Наукова думка, 2010.– 221 с.
2. *Вовк И. В., Малюга В. С.* Об одном методе оценки звукового поля эоловых тонов // Акуст. вісник.– 2010.– **13**, N 2.– С. 3–19.
3. *Гринченко В. Т., Вовк И. В., Маципура В. Т.* Основы акустики.– Київ: Наукова думка, 2007.– 640 с.
4. *Малюга В. С.* Численное исследование течения в канале с двумя последовательно расположенными стенозами. Алгоритм решения // Прикл. Гідромех.– 2010.– **12**, N 4.– С. 45–62.
5. <http://www.open CFD.co.uk/openfoam/>
6. *Малюга В. С.* Численное моделирование обтекания сферы потоком вязкой несжимаемой жидкости // Прикл. Гідромех.– 2013.– **15**, N 3.– С. 43–67.