

01;03

Математическое моделирование подводного взрыва вблизи свободной поверхности

© Н.В. Петров, А.А. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
E-mail: nikita.ppk@gmail.com

Поступило в Редакцию 19 декабря 2010 г.

Представлены результаты численного моделирования процессов, сопровождающих локальное энерговыделение в жидкости вблизи свободной поверхности. Разработанная математическая модель дает возможность описывать распространение волн сжатия и разрежения в жидкости, их взаимодействие со свободной поверхностью и распространение в газе. Проанализирована структура течения, инициированного подводным взрывом вблизи поверхности. Проведено сравнение результатов численного моделирования взрыва с экспериментальными данными и расчетами других авторов. Показано, что сформулированный алгоритм позволяет адекватно описывать рассматриваемые процессы.

Целью данной работы является численное исследование локального энерговыделения в жидкости вблизи свободной поверхности, а также создание инструмента для моделирования подводных взрывов в этих условиях.

Такие процессы, как распространение и фокусировка ударных волн в жидкости, их взаимодействие с межфазными границами, кавитация в волнах разрежения, широко используются в современных технологиях. С другой стороны, исследование этих явлений необходимо для развития теоретических представлений механики жидкости и газа, в частности

механики гетерогенных сред. Все это делает сформулированную задачу актуальной.

Несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования, задача о подводном взрыве все еще представляет большой интерес. Для изучения процессов, сопровождающих подводные взрывы, оптимальным является комплексный подход, включающий как экспериментальные исследования, так и математическое моделирование. Среди несомненных достоинств последнего следует отметить гибкость и возможность получения детальной информации о протекающих процессах и структуре возникающих течений.

Для адекватного описания подводного взрыва необходим учет целого ряда процессов. На данном этапе основное внимание уделялось исследованию распространения волн сжатия и разрежения в жидкости и газе. При этом существует целый ряд факторов, ужесточающих требования к алгоритму, в частности, сильная степенная зависимость между давлением и плотностью, которой характеризуется уравнение состояния жидкости, наличие деформируемой границы раздела двух фаз (при взрыве вблизи свободной поверхности). В результате взаимодействия ударной волны со свободной поверхностью образуется волна разрежения, распространяющаяся в жидкость. При этом следует учитывать возможное развитие кавитации, которая возникает за волной разрежения при понижении уровня давления ниже некоторого критического, близкого к давлению насыщения. Наличие неоднородностей в жидкости (в частности, микропузырьков и частиц) может влиять на развитие кавитации, а сама кавитация — на структуру вызванного взрывом течения и на распространение возмущений.

В этой работе для описания течения в каждой из рассматриваемых сред используются уравнения Эйлера с условиями сшивки на свободной поверхности. Для двумерного случая эти уравнения, включающие законы сохранения массы и импульса, могут быть записаны в следующем консервативном виде:

$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} = 0,$$

где

$$z = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \end{pmatrix}, \quad F_x = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \end{pmatrix}, \quad F_y = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \end{pmatrix},$$

ρ , p , u , v — плотность, давление и компоненты скорости каждой из сред (жидкость и газ) соответственно.

Модель замыкается с помощью уравнений состояния обеих сред. Для газа используется уравнение состояния идеального газа, а для жидкости (воды) — баротропное уравнение Тейта

$$p = \rho RT, \quad p = p_a K \left[\left(\frac{\rho}{\rho_a} \right)^\beta - 1 \right] + p_a,$$

где $K = 3045$, $\beta = 7.15$, $p_a = 101325$ Па, $\rho_a = 996.5$ kg/m³.

Следует заметить, что при перепаде давления на фронте ударной волны в воде $\Delta p_{sh} = 1000$ МПа температура меняется примерно на $\Delta T \approx 6$ К. При этом в диапазоне температур 20–60°C параметры уравнения состояний Тейта K , β изменяются соответственно на 1 и 3%. Эти оценки обосновывают применимость баротропного уравнения состояния для воды.

В работе использовалась также и модель Stiffened gas, в рамках которой обе фазы (жидкость и газ) описываются единым уравнением состояния с параметрами, зависящими от свойств среды. Эта модель оказывается удобной для решения задачи о распаде разрыва на границе двух фаз и, следовательно, для сшивки решений исходных уравнений. Для проверки обоснованности применения обеих моделей для воды было проведено их сопоставление с данными, опубликованными Международной ассоциацией свойств воды и водяного пара (IAPWS) [1]. Сравнение проводилось в диапазоне давлений 0–1000 МПа.

В данной работе подводный взрыв моделируется с помощью повышения давления в начальный момент времени в некоторой локальной области. Давление выбирается так, чтобы внутренняя энергия этой области была равна энергии, выделяющейся при взрыве. Сравнение результатов, полученных в рамках сформулированной модели, с данными, приведенными в монографии [2], показывает обоснованность такого описания подводного взрыва. На рис. 1 представлены зависимости перепада давления на фронте взрывной волны от приведенного расстояния для разных параметров „взрыва“: давления и размеров области энерговыделения.

При численном моделировании подводного взрыва возникает необходимость разрешения областей, характеризующихся большими градиентами функций, описывающих течение жидкости и газа, что приводит к жестким требованиям к качеству используемых численных методов. В этой работе используется метод конечных объемов. Для решения

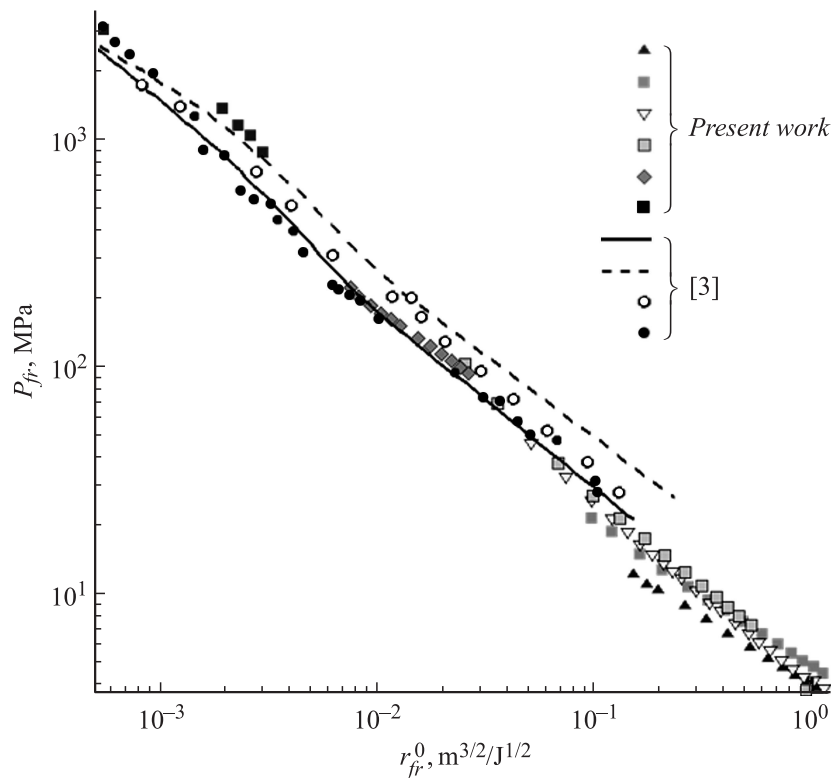


Рис. 1. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными и расчетами других авторов [2]. Зависимость перепада давления на фронте ударной волны от приведенного радиуса $r^0 = r_{fr}/\sqrt{kq}$, где r_{fr} — радиус цилиндрической волны, q — выделившаяся при взрыве энергия, рассчитанная на единицу длины цилиндрического заряда, $k = 4.19 \cdot 10^3$. Численное моделирование в данной работе проводилось при различных энергиях взрыва и размерах области энерговыделения.

уравнений Эйлера был выбран численный метод, представляющий собой модификацию схемы Годунова, предложенной Родионовым. Это явная схема высокого разрешения типа предиктор-корректор, обладающая на гладких решениях вторым порядком аппроксимации [3]. Метод позволяет рассчитывать сквозным образом течения жидкости и газа с

разрывами, обеспечивая высокую точность и монотонность решения. Расчет проводился на ортогональной структурированной сетке. Приведенная схема является условно устойчивой по отношению к величине шага интегрирования Δt . Максимально допустимый шаг этой явной схемы ограничен условием Куранта–Фридрихса–Леви.

В рамках этой схемы на каждом шаге по времени требуется искать решение задачи о распаде произвольного разрыва для всех граней ячейки. Алгоритм позволяет решать эту задачу не только в воде и газе, но и на их контактной границе. В последнем случае используется модель Stiffened gas. Для проверки решения задачи о распаде разрыва на границе двух сред была проведена оценка амплитуды прошедшей волны сжатия с помощью отношения их акустических импедансов. Эта оценка показала, что алгоритм позволяет определить амплитуду прошедшей через свободную поверхность волны с точностью до 0.5%.

С помощью разработанного алгоритма исследовано распространение волн сжатия и разрежения, инициированных подводным взрывом вблизи свободной поверхности. Проведено качественное сопоставление результатов моделирования и экспериментальных данных, опубликованных Н. Kleine и др. в 2009 году [4]. В этой работе рассматривался взрыв 10 мг азида серебра, AgN_3 (выделяющаяся при этом энергия равна $\sim 20.5 \text{ J}$), заряд был нанесен тонким слоем на сферу диаметром 1 см.

В результате взрыва генерируется течение, характеризующееся сложной картиной взаимодействия волн сжатия и разрежения. На рис. 2 показана начальная стадия распространения взрывной волны в воде. В верхнем ряду приведены экспериментальные фотографии, сделанные с помощью шликрен-метода. В нижнем ряду на рис. 2 показаны поля градиентов плотности, полученные в ходе численного моделирования.

Сразу после взрыва к центру начинает распространяться волна разрежения, которая фокусируется по мере движения. Образуется зона пониженного давления, в которую устремляется поток жидкости, при этом восстанавливается первоначальное давление. В случае учета кавитации при образовании кавитационных пузырей давление в этой зоне становится близким давлению насыщающего пара. При дальнейшем росте давления происходит схлопывание образовавшихся пузырей. В эксперименте волна разрежения взаимодействует с центральным телом, что существенным образом искажает картину течения, при этом давление не опускается ниже давления насыщенных паров и кавитация не возникает. Именно такая картина и наблюдается через $14 \mu\text{s}$ после момента взрыва.

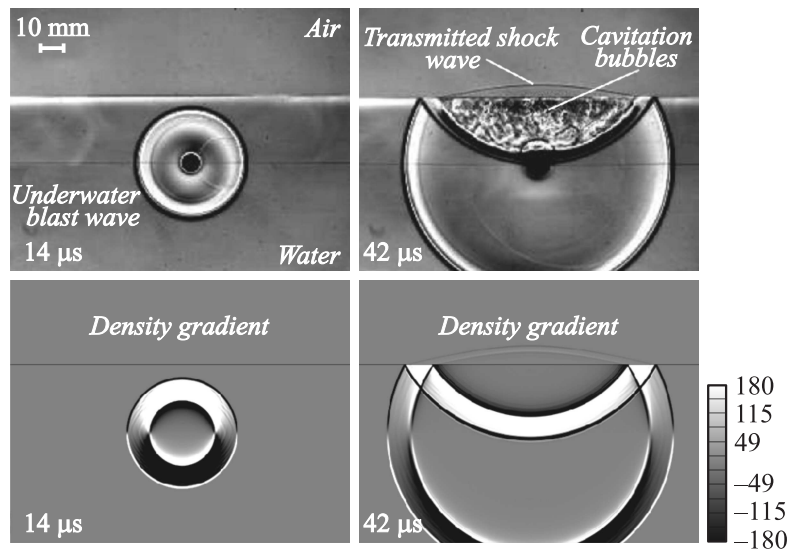


Рис. 2. Волновая структура течения, инициированного локальным энерговыделением вблизи свободной поверхности: верхний ряд — шлирен-фотографии [4]; нижний ряд — распределение градиента плотности, полученное в ходе численного моделирования. Энергия взрыва: эксперимент — 20.5 J, расчет — 20.5 J/m.

Правая колонка на рис. 2 соответствует моменту времени вскоре после взаимодействия взрывной волны со свободной поверхностью ($t = 42 \mu\text{s}$). При этом в газ она переходит в виде волны сжатия и отражается в воду в виде волны разрежения, в которой может начаться кавитация. В работе [4] отмечается, что кавитация появляется уже через $2 \mu\text{s}$ после взаимодействия взрывной волны со свободной поверхностью. На данном этапе исследований кавитация в расчетах не учитывалась.

Математическое моделирование проводилось для детонации шнурового заряда, поэтому возможно лишь качественное сравнение полученных данных, однако структуры этих течений совпадают.

Более детально структура течения, инициированного взрывом, показана на рис. 3, где приведены профили давления. Отметим разрешающую способность используемого алгоритма, хорошо локализирующего волны сжатия в жидкости и описывающего структуру акустических

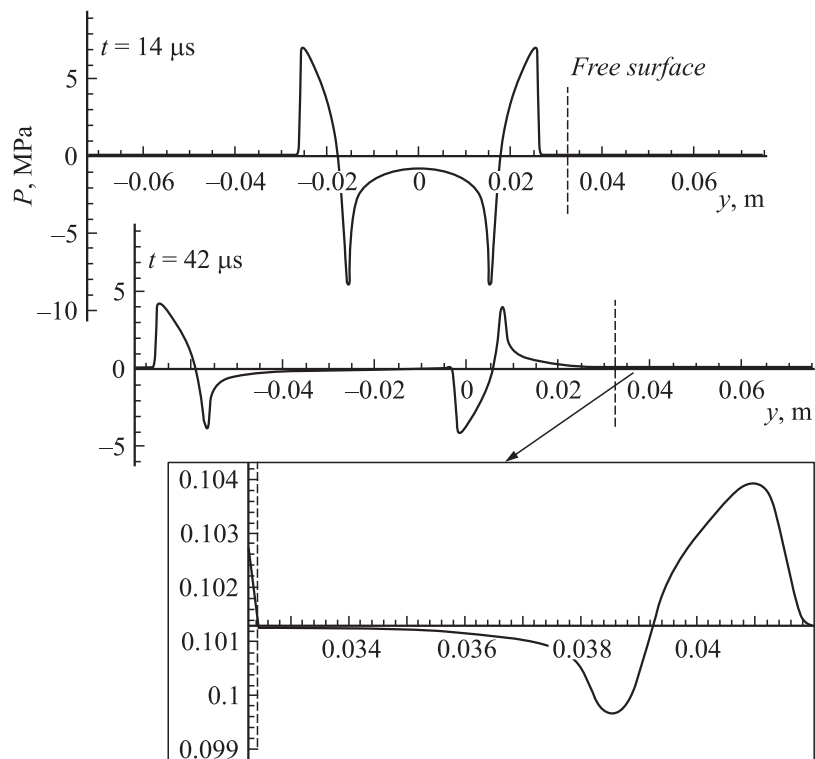


Рис. 3. Профили давления, полученные в ходе численного моделирования. Нижний график — масштабированный профиль давления после выхода акустического возмущения в газ.

возмущений в газовой фазе. При этом во всей области не возникает нефизических осцилляций.

Следует заметить, что для рассматриваемого времени свободная поверхность остается неподвижной. В условиях эксперимента [4] это справедливо, по крайней мере до момента времени $42 \mu\text{s}$ от начала детонации. В этот момент времени величина скорости жидкости вблизи свободной поверхности порядка 10 m/s . При характерных временах, измеряемых микросекундами, среда успевает сместиться на $\sim 10^{-4} \text{ m}$, что на три порядка меньше характерного размера области.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать вывод, что в настоящей работе сформулирован адекватный алгоритм математического моделирования локального энергосвободного выделения в воде вблизи свободной поверхности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 09-08-00660, а также государственного контракта № 02.740.11.0201.

Список литературы

- [1] *Revised Release on the IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use* // The International Association for the Properties of Water and Steam. Doorwerth, The Netherlands, September 2009.
- [2] *Кедринский В.К.* // Гидродинамика взрыва. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. С. 46–48.
- [3] *Родионов А.В.* // ЖВМиМФ. 1987. Т. 27. № 3. С. 1853–1859.
- [4] *Kleine H., Tepper S., Takehara K., Etoh T.G., Hiraki K.* // Int. J. Shock Waves. 2009. P. 895–900.