

УДК 533.6.011.72

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С КАПЛЯМИ ЖИДКОСТИ

В. С. Сузов

*Челябинский государственный университет,
454136 Челябинск*

В работе представлено численное исследование взаимодействия сильной ударной волны (УВ) с каплей (системой капель) различных жидкостей. Ранее эта задача исследовалась в основном экспериментальными методами [1–5]. Отметим, что физический эксперимент зачастую недостаточно информативен; в частности, в экспериментах по взаимодействию УВ с каплями фиксировалась их форма в различные моменты времени, но неопределенными оставались такие важные характеристики, как поля давлений и скоростей. Кроме того, в рамках физического эксперимента достаточно сложно исследовать влияние отдельных факторов (например, вязкость жидкости) при неизменных всех остальных параметрах (в природе не существует жидкостей, имеющих плотность воды и вязкость глицерина). От этих недостатков свободен численный эксперимент, но в таком случае приходится использовать упрощенные модели; в частности, в данной работе газ полагался идеальным, а жидкость — несжимаемой, вязкой, при этом не учитывался срыв мельчайших капель с наветренной поверхности капли, что снижает ценность численного решения, но позволяет глубже понять физику протекающих процессов. Расчеты корректны, если влияние принятых допущений минимально, что налагает определенные ограничения на диапазон изменения параметров.

1. Постановка задачи и метод расчета. Пусть на каплю жидкости, покоящуюся в идеальном газе, набегают плоская УВ. При заданном числе Маха падающей УВ ($M = D/c_0$, D — скорость перемещения фронта УВ) массовая скорость газа v_s , плотность ρ_s и давление p_s за ее фронтом определяются из выражений

$$\frac{v_s}{c_0} = \frac{M^2 + \frac{p_0}{\rho_0 c_0^2} \left[\sqrt{\left(1 + \frac{\rho_0 c_0^2}{p_0} M^2\right)^2 + \kappa^2} - 1 - \kappa \right]}{(\kappa + 1)M},$$

$$\rho_s = \frac{\rho_0 c_0 M}{c_0 M - v_s}, \quad p_s = p_0 + \rho_0 v_s c_0 M,$$

которые следуют из соотношений Ренкина — Гюгонио. Здесь κ — показатель адиабаты ($\kappa = 1,4$); c_0 — скорость звука; индексом 0 отмечены параметры в невозмущенном газе. Жидкость же, согласно [6], полагалась вязкой, несжимаемой.

Для численного решения уравнений Эйлера применялся метод Годунова, а уравнений Навье — Стокса — метод МАС [6]. Деформация капли определялась с использованием одной из модификаций метода маркеров. Так как плотность газа значительно меньше плотности жидкости, на контактной границе использованы упрощенные граничные условия. Расчет каждого временного шага сопряженной задачи разбивался на два этапа:

сначала решалась «внешняя» задача обтекания капли газом, при этом контактная граница полагалась непроницаемой для газа подвижной поверхностью; затем по известному внешнему давлению, полученному на первом полушаге, рассчитывалось течение жидкости. Из условий устойчивости допустимый временной шаг для газа в 5–10 раз меньше соответствующего шага для жидкости, поэтому одному шагу расчета движения жидкости, как правило, предшествовало несколько газодинамических. Отметим, что для рассматриваемых здесь сильных УВ и крупных капель силы поверхностного натяжения более чем на порядок меньше аэродинамических и поэтому не оказывали существенного влияния на процесс взаимодействия.

В ходе взаимодействия могут произойти столь большие деформации капли, связанные, например, с формированием тонких пленок жидкости, размер которых в одном из направлений не превышает размеров одной ячейки, что расчет движения жидкости в пленке в рамках используемого метода оказывается невозможным. В этом случае (для качественного понимания процесса) расчет движения элементов пленки осуществлялся интегрированием дифференциальных уравнений движения

$$\Delta m_k \frac{dv_k}{dt} = \Delta p_k S_k,$$

где Δm_k — масса фрагмента пленки жидкости в k -й ячейке; v_k — ее скорость; Δp_k — перепад давлений по разные стороны рассматриваемого фрагмента пленки с площадью S_k .

2. Результаты расчетов для одиночных капель. Проведена серия расчетов взаимодействия УВ с числами Маха в диапазоне от $M = 3$ до $M = 10$ со сферическими каплями воды и глицерина ($d_0 = 2$ мм).

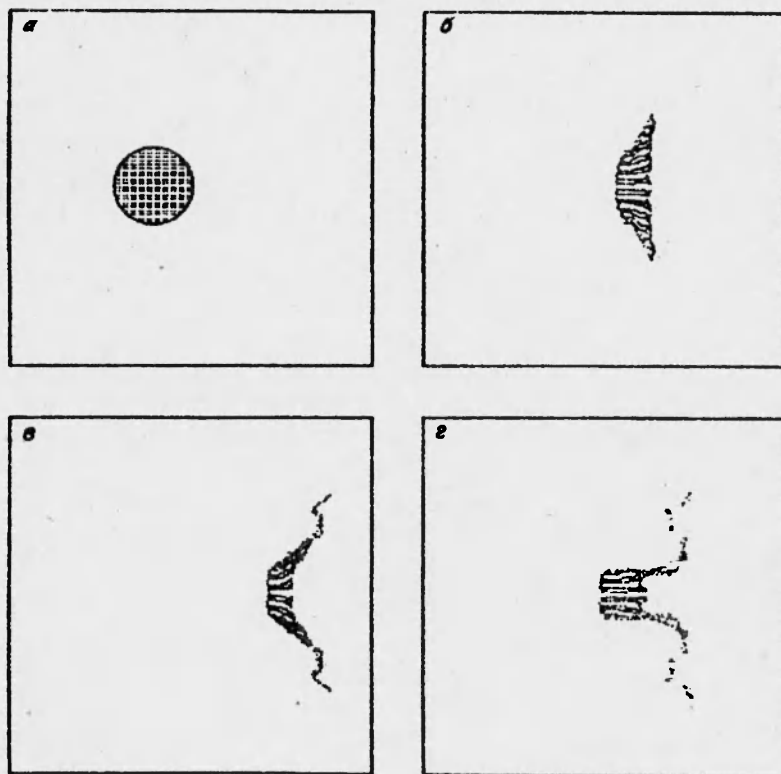


Рис. 1

На рис. 1,а-г приведены положения маркеров, характеризующие деформацию капли воды для УВ с $M = 3$, полученные к моментам времени 0; 17,8; 30,2; 37,9 мкс соответственно. Как следует из расчетов, картина на начальной стадии взаимодействия сходна с обтеканием твердой частички. Перед каплей формируется отошедшая УВ, однако ее форма и положение изменяются с течением времени из-за деформации и ускорения капли. К моменту времени $t = 17$ мкс капля сжимается в направлении потока, принимая линзообразную форму, затем наиболее тонкая (внешняя) часть капли смещается относительно основного ядра, формируя поля «шляпы» (в терминах работы [5]). У основания полей «шляпы» появляется второй локальный максимум давления (первый расположен у оси симметрии перед каплей). Наличие второго локального максимума приводит к существенной перестройке течения жидкости в капле. В частности, частицы жидкости у основания полей «шляпы» под действием повышенного давления меняют направление движения, смещаясь к оси симметрии, что приводит к поджатию жидкости в ядре капли к оси (рис. 1,г). Таким способом происходит формирование струйки жидкости, направленной против потока, наблюдаемое в эксперименте [5].

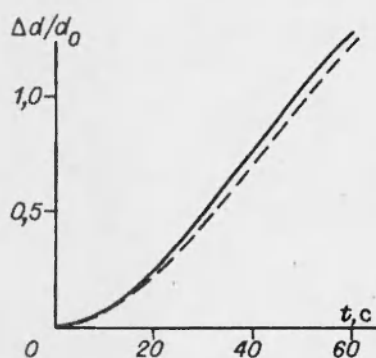


Рис. 2

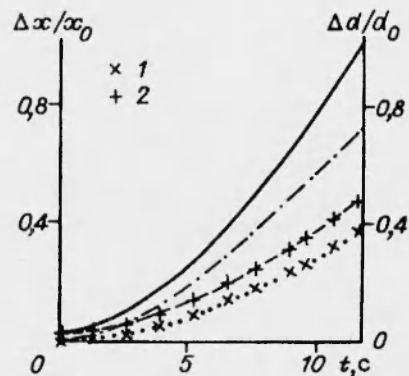


Рис. 3

На рис. 2 представлена зависимость относительного увеличения капли воды $\Delta d/d_0$ (сплошная кривая) от времени t , штриховой кривой отмечена аналогичная зависимость для капли с плотностью воды, но с вязкостью, соответствующей глицерину. Таким образом, увеличение вязкости (примерно в 1000 раз) приводит к небольшому уменьшению роста поперечного размера капли. С увеличением числа Маха падающей УВ влияние вязкости жидкости еще более уменьшается, что видно из рис. 3, где также представлены зависимости относительного изменения поперечного размера для капли глицерина (пунктирная линия) и капли с плотностью глицерина, но с вязкостью воды (точки 1) от времени t для УВ с $M = 10$. Здесь же приведены зависимости относительного смещения $\Delta x/x_0$ для тех же капель, отмеченных на рис. 3 штриховой кривой и точками 2 соответственно. Скорость деформации капли и ее смещение существенно зависят от плотности жидкости, что видно из рис. 3, где представлены соответствующие данные для капли воды ($M = 10$), причем сплошной кривой отмечена зависимость относительного изменения поперечного размера капли, а штрихпунктирной — ее относительное смещение.

Заметим, что в расчетах взаимодействия УВ ($M = 3$) с каплей глицерина наблюдается отрыв полей «шляпы» от ядра и они уже не оказывают существенного влияния на разрушение ядра капли, которое происходит по типу «парашют». Расчетная деформация капли глицерина также согласуется с наблюдаемой экспериментально [5].

Таким образом, используемые в работе допущения, касающиеся как математической модели, так и метода расчета, на начальной стадии взаимодействия несильно искажают общую картину процесса деформации капли и являются приемлемыми для исследуемого диапазона скоростей взаимодействия.

3. Результаты расчетов для капельного экрана. Рассмотрена задача взаимодействия плоской УВ, падающей нормально на капельный экран, представляющий собой ансамбль равномерно распределенных по плоскости крупных ($d \sim 1$ мм) капель жидкости. В работе не рассматривались экраны с очень малой пористостью, так как в литературе эта задача достаточно полно исследована в рамках модели взаимопроникающих континуумов [7, 8]. Ниже приведены данные расчетов для УВ с $M = 10$, взаимодействующей с экраном различной толщины и пористости для «шахматного» расположения капель воды одинакового размера в слое. Для экрана, состоящего из капель глицерина, результаты расчетов качественно подобны, при этом скорости движения капель и степень их деформации оказываются несколько ниже, чем для водяного экрана. Диаметр капель воды варьировался от 1 до 2,5 мм. Характер взаимодействия существенно зависит от пористости капельного слоя (параметра K), определяемого через отношение объема пор к общему объему экрана, от толщины слоя и от взаимного расположения частиц в слое. Отметим, что в силу симметричного расположения частиц результирующее течение также симметрично, что позволяет существенно сократить расчетную область, рассматривая не весь экран, а лишь его часть.

На рис. 4,а представлены положения капель, рассчитанные к моменту времени $t = 23,8$ мкс после взаимодействия УВ с экраном, состоящим из десяти слоев капель воды диаметром 1,4 мм ($K = 0,83$). Графики распределения давления $P = p/(\rho_s u_s^2)$ (сплошная кривая) и составляющей скорости u_x (штриховая) в зависимости от линейной координаты, направленной поперек капельного слоя через центры частиц, полученные к моменту времени 23,8 мкс, приведены на рис. 4,б (точка с $x = 0$

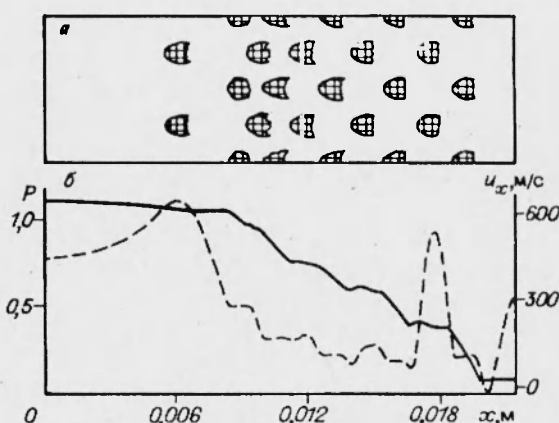


Рис. 4

соответствует положению крайней левой границы области рис. 4,а). На рис. 5 представлены зависимости скоростей движения первого (сплошная кривая), второго (штрихпунктирная) слоев капель, а также зависимость относительной толщины экрана $\Delta L/L_0$ (штриховая) от времени t .

Анализируя результаты расчетов, физическую картину взаимодействия можно представить следующим образом. По достижении падающей УВ экрана формируется отраженная от экрана УВ. Скорость ее движения и в меньшей степени амплитуда зависят от толщины и пористости экрана. Внутри капельного слоя распространяется волна сжатия. Скорость ее перемещения существенно ниже скорости падающей УВ, так что наблюдается временная задержка при прохождении УВ экрана. Это видно из рис. 6, где представлены кривые давления в точке у границы расчетной области за экраном в зависимости от времени t . Штриховая и штрихпунк-

тирная линии относятся к экранам с одной и той же пористостью $K = 0,83$, но состоящим из четырех и десяти слоев капель соответственно, пунктирная линия — зависимость давления для экрана из десяти слоев капель с пористостью $K = 0,72$, сплошная — давление при отсутствии экрана.

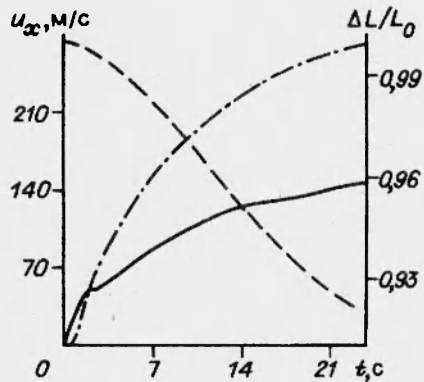


Рис. 5

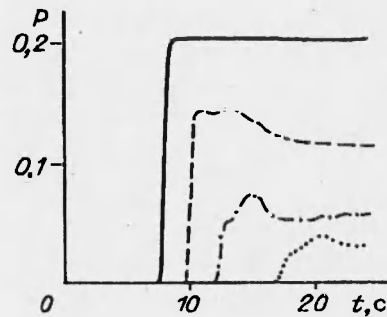


Рис. 6

После выхода волны сжатия на заднюю поверхность экрана вправо от слоя распространяется УВ. Внутри же экрана давление стабилизируется, принимая вид ступенчатой зависимости, причем максимальное значение устанавливается у «левой» границы экрана, минимальное — на противоположной (рис. 4, б). Так как распределение давления по капельному слою неравномерно, то и скорость движения капель по слоям также неравномерна: максимальная — у капель второго слоя (в первый момент взаимодействия — у первого слоя частиц), минимальная — у частиц на «правой» границе, что в результате приводит к уплотнению экрана со стороны падающей УВ (рис. 4, а и 5). Первый же слой капель отделяется от последующих, что связано с падением градиента давления вблизи капель первого слоя из-за взаимодействия с отраженной от второго слоя частиц УВ.

В дальнейшем происходит выравнивание скоростей движения капель в экране за счет взаимодействия более «быстрых» капель с частицами последующих слоев, так что их результирующая скорость уменьшается. Падение амплитуды прошедшей УВ зависит от толщины и пористости экрана (рис. 6). Так, для экрана из десяти слоев ($K = 0,72$ (0,83)) амплитуда прошедшей УВ уменьшается в 7 (3,7) раз по отношению к падающей. Для экрана из четырех слоев ($K = 0,83$) амплитуда прошедшей УВ падает в 1,8 раз. По мере увеличения скорости частиц давление в отраженной УВ медленно снижается. Увеличение скорости частиц в слое будет происходить до тех пор, пока давление слева и справа от экрана не выровняется.

Таким образом, наличие на пути УВ капельного экрана приводит к временной задержке при прохождении УВ слоя, что связано с падением скорости движения волны сжатия в слое, которая тем больше, чем толще экран и меньше его пористость. Снижаются амплитуда прошедшей через капельный слой УВ и ее удельный импульс. Экран же при взаимодействии с УВ сжимается. Так как рассматривалась плоская задача, в окрестности капель отсутствуют значительные поперечные градиенты давления, поэтому капли, в отличие от сферических, подвержены в основном сдвиговой (вдоль продольной оси) деформации (рис. 4, а).

Наличие за экраном твердой стенки меняет характер взаимодействия. Различие наблюдается с момента отражения УВ от преграды. Ниже при-

ведены данные расчетов для капельного экрана, состоящего из четырех слоев капель воды диаметром 1,4 мм.

На рис. 7 представлены кривые давления у преграды на плоскости симметрии (сплошная) и на плоскости, проходящей через центр первого слоя частиц (штриховая), штрихпунктирной линией показана зависимость относительной толщины экрана от времени. Из проведенных расчетов следует, что давление вдоль преграды достаточно быстро выравнивается. Увеличение скорости частиц в экране происходит до тех пор, пока давление справа и слева от экрана не выравнивается, при этом пористость экрана уменьшается (если не считать первый слой, который отделяется от последующих). Ввиду инерционности частиц, которые, замедляясь, продолжают свое движение к преграде, увлекая за собой окружающий их газ, давление за экраном продолжает расти — на этой стадии экран ведет себя подобно поршню, сжимающему газ у преграды. Поэтому давление за экраном с некоторого момента времени превышает (более чем в 1,5 раза) значение давления в отраженной УВ без экрана (рис. 6, 7). В дальнейшем газ начинает перетекать из области повышенного давления между экраном и стенкой в область с более низким давлением (перед экраном). Этот режим течения продолжается достаточно длительное время, вплоть до соударения частиц о преграду.

Заметим, что если в капельном экране имеется слой, состоящий, например, из более крупных капель, проницаемость которого меньше, чем других слоев, то по месту его расположения наблюдается расслоение экрана. Однако в дальнейшем за счет столкновения более «быстрых» капель с частицами следующих слоев происходит выравнивание скоростей движения капель в экране. Аналогичные процессы имеют место и в других случаях, например при нарушении симметрии в расположении капель в экране.

Выше рассматривались «длинные» УВ, имеющие профиль давления в виде полубесконечной «ступеньки». При взрыве заряда ВВ давление имеет «треугольный» профиль. Пусть в момент $t = 0$ в ячейках расчетной области от $x = 1$ до $x = 2$ расположена зона повышенного давления с параметрами: $p = 0,118 \cdot 10^8$ Па, $\rho = 7,7$ кг/м³, $u = 0$ (вне этой области газ находится при атмосферных условиях). При $t > 0$ вправо и влево от области с повышенным давлением распространяются УВ. Если на пути УВ находится капельный экран, то следует ожидать ее ослабления. Это видно из рис. 8, где представлены кривые давления в точке у преграды за экраном в зависимости от времени t . Штриховая и штрихпунктирная линии относятся к экранам с пористостью $K = 0,83$ и $0,72$ соответственно (во всех случаях экран состоял из четырех слоев капель воды), сплошная кривая — зависимость да-

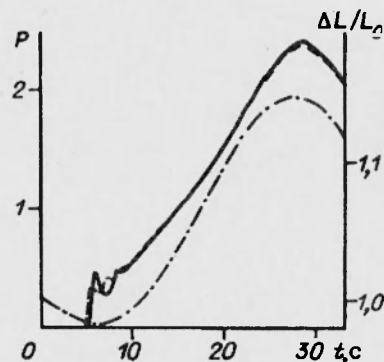


Рис. 7

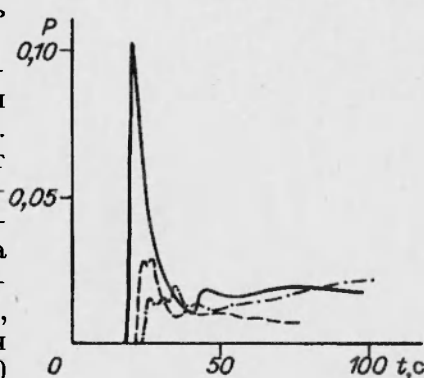


Рис. 8

вления при отсутствии экрана. Из приведенных данных видно, что при наличии экрана существенно снижаются максимальные (пиковые) давления, кроме того, для экранов с относительно небольшой пористостью уменьшаются текущие значения давления у преграды. Однако для экрана с пористостью $K = 0,72$ давление у преграды с момента $t = 80$ мкс превосходит уровень давления без экрана, что связано с проявлением «поршневого» эффекта.

В заключение автор выражает благодарность проф. В. М. Фомину и проф. Б. В. Литвинову за постановку задач и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reinecke W. G., Waldman G. D. An investigation of water drop disintegration in the region behind strong shock waves // Proc. 3rd Int. Conf. Rain Erosion and Related Phenomena. Hampshire: Hartley-Whitney, 1970.
2. Бузуков А. А. Разрушение капель и струй воздушной ударной волной // ПМТФ. 1963. № 2.
3. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики // Инж.-физ. журн. 1974. Т. 27, № 1.
4. Беленький Б. М., Евсеев Г. А. Экспериментальное исследование разрушения капли под действием газа, движущегося за ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ. 1974. № 2.
5. Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В. О динамике дробления капель в ударных волнах // ПМТФ. 1987. № 2.
6. Суров В. С., Фомин В. М. Численное моделирование взаимодействия водяной капли с сильной воздушной ударной волной // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 1.
7. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г. Влияние экранирующих слоев газозвеси на отражение ударных волн // ПМТФ. 1985. № 1.
8. Кругликов Б. С., Кутушев А. Г. Ослабление ударных волн экранирующими решетками // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 1.

*Поступила в редакцию 8/II 1993 г.,
в окончательном варианте — 12/V 1994 г.*
