

01;03;12

Высокоскоростной удар капли о преграду

© А.В. Чижов, А.А. Шмидт

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
E-mail: Anton.Chizhov@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступило в Редакцию 1 марта 2000 г.)

При помощи численного моделирования исследуются процессы, сопровождающие высокоскоростной удар капли жидкости по твердой преграде или по слою жидкости. Картина формирующегося течения характеризуется сложным взаимодействием ударных волн сжатия и волн разрежения друг с другом и со свободными поверхностями, развитием кумулятивного струйного течения и областей кавитации. Анализируются факторы, определяющие процесс взаимодействия. Проводится сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными.

Введение

При ударе капли жидкости по преграде со скоростью, сравнимой со скоростью звука в жидкости, наблюдается распространение и взаимодействие ударных волн и волн разрежения друг с другом и со свободными поверхностями, возникновение и развитие кумулятивной струи, образование и схлопывание кавитационных пузырей. Поэтому явление высокоскоростного удара капли тесно связано со многими фундаментальными проблемами механики сплошных сред, физики прочности материалов, оно представляет также интерес в прикладных задачах, таких как эрозионное воздействие газочапельных потоков, нанесение покрытий, горное дело, обработка твердых материалов, очистка поверхностей, получение новых материалов, астрофизические задачи и т.д. [1–6].

Подробные обзоры работ по изучению удара капель о преграды можно найти в [1,5,7–9]. Однако даже качественная картина высокоскоростного удара до сих пор не вполне ясна. Целью настоящей работы является описание детальной картины удара капли по абсолютно твердой поверхности и по тонкому слою жидкости с параметрами, при которых существенно проявляется сжимаемость жидкости, т.е. при скоростях удара, сравнимых со скоростью звука в жидкости. Более пристальное внимание уделено следующим спорным вопросам: о роли вязкости и поверхностного натяжения жидкости; о взаимодействии с окружающим газом, о механизмах развития и разрушения кумулятивной струи, об оценках скорости струи; о механизме образования кавитационных каверн, о нагрузках, испытываемых преградой, о различии плоского и осесимметричного ударов, об изменении структуры течения при ударе о слой жидкости, о причинах разброса экспериментальных данных и их отличия от аналитических оценок.

Схема удара капли

В процессе взаимодействия капли с преградой формируется течение жидкости с развитой волновой структурой и сильно деформирующимися свободными поверхностями (рис. 1).

Одной из интересных особенностей удара капли выпуклой формы является тот факт, что на начальном этапе свободная поверхность, не касающаяся твердой поверхности, не деформируется. Область сжатия ограничена ударной волной, которая примыкает к границе пятна контакта (рис. 1, *a*). Объясняется это тем, что скорость расширения границы пятна контакта $V_E = V_0 \operatorname{ctg} \beta(t)$ (V_0 — начальная скорость удара капли, $\beta(t)$ — угол наклона свободной поверхности к твердой стенке) убывает от бесконечного в момент касания $t = 0$ значения, оставаясь до некоторого момента времени t^c больше скорости распространения ударной волны. Поэтому возмущения, распространяющиеся от стенки, не успевают провзаимодействовать со свободной поверхностью. Сжатие жидкости в этой области, на периферии пятна контакта максимально и продолжает увеличиваться во времени.

В критический момент t^c ударная волна отходит от границы пятна контакта и взаимодействует со свободной поверхностью с образованием ударной волны в окружающем газе и волны разрежения, распространяющейся внутрь капли. Свободная поверхность начинает деформироваться, и затем образуется пристеночная высокоскоростная струя кумулятивного типа (рис. 1, *b*). Время формирования струи зависит от вязких и поверхностных эффектов в жидкости вблизи стенки, а ее скорость существенно превосходит скорость удара.

При подходе ударной волны к вершине капли, следующая за ней волна разрежения вызывает образование тороидальной области кавитации, сечение которой показано на рис. 1, *c*. На заключительном этапе взаимодействия волна разрежения схлопывается на оси симметрии и образуется обширная область кавитации с наиболее сильным разрежением около оси (рис. 1, *d*). По мере распространения волны разрежения к твердой поверхности область кавитации заполняет почти весь объем капли, за исключением тонкого слоя около свободной поверхности и области пристеночной струи. Вследствие развития неустойчивостей эта жидкая оболочка разрушается, капля приобретает форму короны и разбрызгивается на мелкие фрагменты [10].

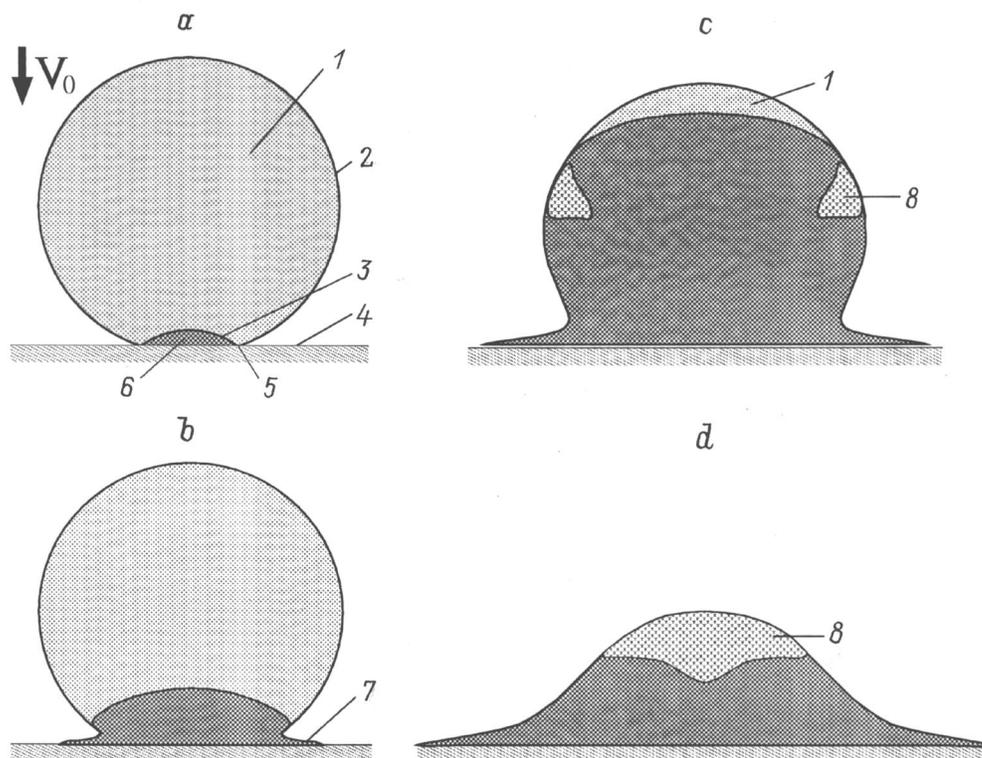


Рис. 1. Схема удара капли: *a* — до растекания; *b* — образование струи; *c* — подход ударной волны к вершине капли, образование тороидальной области разрыва; *d* — образование обширной области разрыва с очагами кавитации; 1 — невозмущенная жидкость; 2 — свободная поверхность; 3 — ударная волна; 4 — твердая поверхность; 5 — граница пятна контакта; 6 — область сжатой жидкости; 7 — струя; 8 — область кавитации.

Детали течения

В наиболее показательных работах [11,12] представлены экспериментальные данные, подтверждающие изложенную выше качественную картину удара, в частности сильную неравномерность распределения давления на твердой поверхности и ударно-волновую структуру течения внутри капли. Было обнаружено, что поперечное растекание начинается только после того, как ударная волна уже продвинется вдоль свободной поверхности, оторвавшись от пятна контакта. Были измерены величина угла $\beta(t)$ между поверхностями капли и преграды в момент возникновения течения и скорость бокового растекания. В диапазоне скоростей капли 30–100 м/с этот угол составлял 10–20°, а скорость растекания приблизительно в 10 раз превышала скорость удара.

В условиях, соответствующих двум характерным экспериментальным исследованиям удара жидкости о преграду: *A* — удар по боковой поверхности цилиндрического слоя водоподобного геля радиусом $R_0 = 5$ мм со скоростью $V_0 = 110$ м/с (рис. 2) [12]; *B* — удар по сферической капле воды радиусом $R_0 \approx 1.2$ мм со скоростью $V_0 = 660$ м/с (рис. 3) [10].

В большинстве практически важных случаев выполняются следующие допущения: внешний газ и процессы,

протекающие на поверхности капли, оказывают несущественное влияние на характер течения жидкости внутри капли; течение в капле вне струи и окрестности ее истечения является невязким; вязкость существенно влияет на течение в струе и в окрестности ее истечения, а также на момент появления высокоскоростного течения и размер струи; силы поверхностного натяжения не оказывают существенного влияния на течение внутри капли и в струе. Течение подчиняется законам сохранения массы и импульса для вязкой сжимаемой жидкости. Состояние жидкости описывается баротропным уравнением Тэйта [13]

$$p = B[(\rho/\rho_0)^\gamma - 1] + p_0, \quad (1)$$

где для воды при температуре 20–60°C обычно полагают $\rho_0 = 1000$ кг/м³, $p_0 = 10^5$ Па, $\gamma = 7$, $B = 3.214 \cdot 10^8$ Па. Скорость звука жидкости в нормальных условиях определяется так: $a_0 = \sqrt{B\gamma/\rho_0}$.

1) Момент начала растекания. На начальной стадии течения, когда ударная волна присоединена к периметру пятна контакта, в окрестности этой границы картина течения аналогична картине стационарного взаимодействия сверхзвукового потока с твердым клином, наклоненным под углом β . Задача об обтекании клина водой рассмотрена в [13]. Она имеет два решения, с

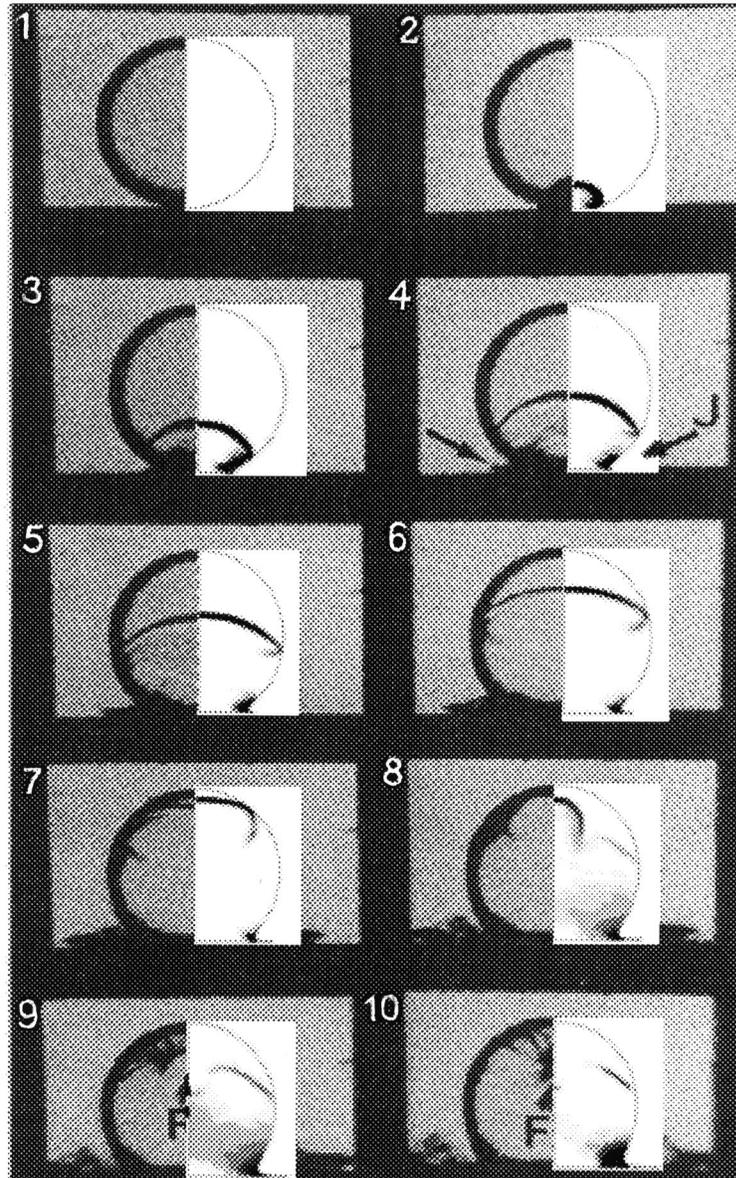


Рис. 2. Удар 10 mm цилиндрической капли со скоростью 110 m/s. Временной интервал между картинками 1 μ s; J — кумулятивная струя, F — область фокусировки волны разрежения.

”сильным” или со ”слабым” скачком. В капле реализуется решение со ”слабым” скачком [14]. Решение существует, т.е. скачок является присоединенным до тех пор, пока угол β не превышает некоторого критического значения $\beta^c = \beta(t^c)$, определяющего момент отхода ударной волны от твердой поверхности t^c . Критический угол β^c может быть найден аналитически из соотношения на ударной волне (приближенное решение приведено в [15]). Найденным значениям критического угла соответствует плотность ρ^c в момент времени t^c (рис. 4). В этот момент в сферической капле наибольшее давление распределено по кольцу (рис. 5) и существенно превосходит давление одномерного удара $p^{1D} = \rho_0 D V_0$, где скорость ударной волны при $M_0 = V_0/a_0 < 1.2$ хорошо

аппроксимируется линейной зависимостью $D = a_0 + kV_0$ с $k = 2$ для воды.

В работе [1] обсуждаются различные гипотезы начала растекания. Моделирование снимает этот спорный вопрос и показывает, что в отсутствие вязких эффектов и поверхностного натяжения в момент t^c сразу появляется струя. В реальной же капле эти факторы задерживают возникновение струи. Так, для эксперимента B решающим является действие вязкости, в результате которого ударная волна начинает удаляться от поверхности контакта, лишь слабо, на несколько градусов, изгибая свободную поверхность в зоне их взаимодействия без образования радиальной струи, что и подтверждается кадром 3 на рис. 2.

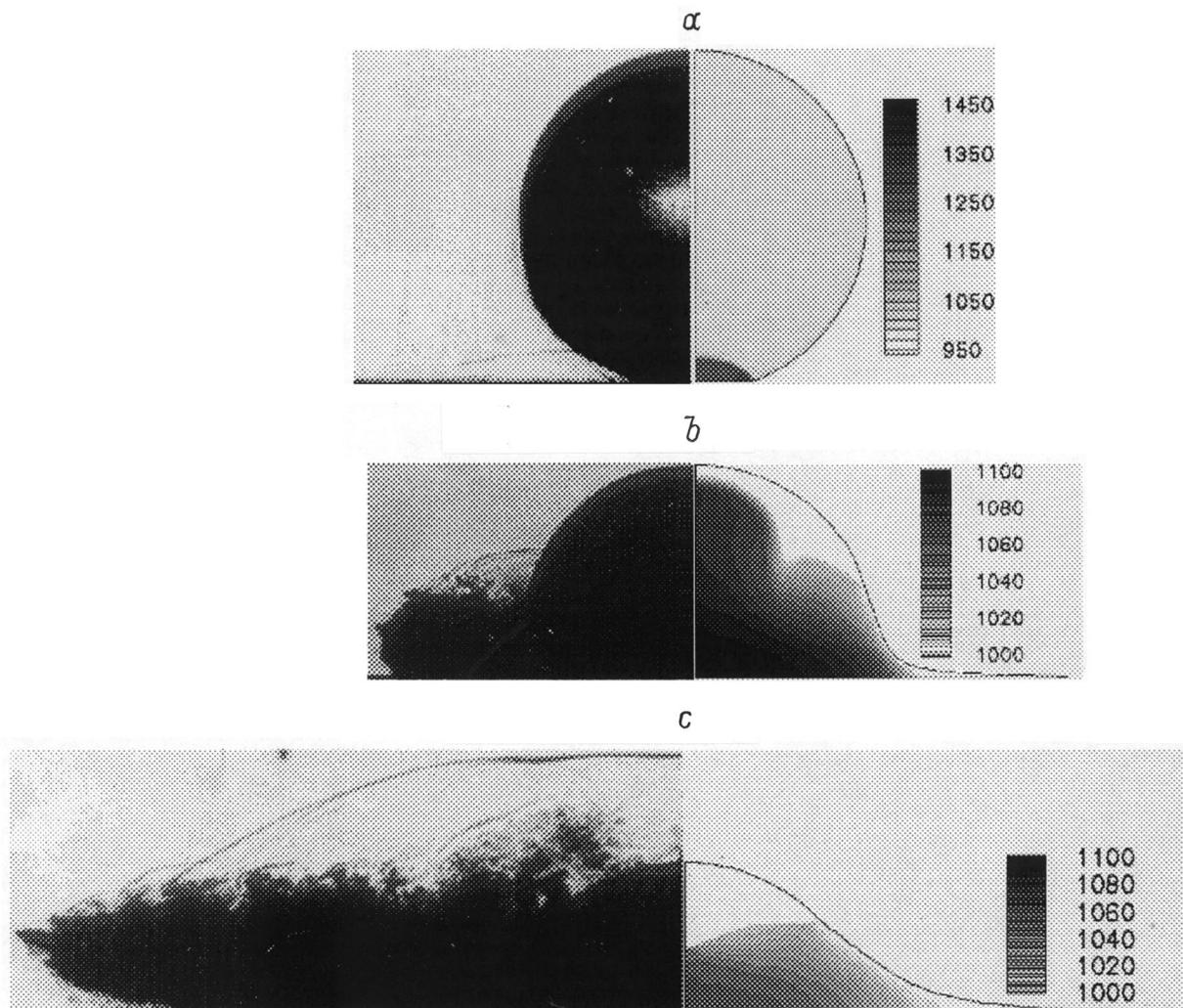


Рис. 3. Удар твердого тела по капле воды радиуса 1.2 mm со скоростью 660 m/s в воздухе. $t = 0.1$ (a), 1.274 (b), $2.0 \mu\text{s}$ (c).

Каковы же причины задержки появления струи? Течение внутри капли обладает существенно различающимися масштабами течения в окрестности струи и в остальной области капли. Действие сил вязкости существенно около истока струи. В начальные моменты отхода ударная волна начинает удаляться от преграды медленно, в то время как вязкий пограничный слой внутри истока струи может нарастать быстро. Таким образом, до некоторого времени появление кумулятивной струи задерживается силами вязкости, что подтверждается результатами моделирования (рис. 6).

Сравнивая характерные числа Рейнольдса Re и Вебера We ($Re = \rho_0 V_j L / \mu$, $We = PL / \sigma$, в которых V_j и L — масштабы скорости и наименьшего поперечного размера струи; μ и σ — коэффициенты вязкости и поверхностного натяжения; P — масштаб давления, который можно грубо оценить как $p^{1D} \approx \rho_0 a_0 V_0$), можно указать значения параметров взаимодействия, при которых доминирующую роль будет играть эффект поверхностного натяжения. Для этого отношение Re/We

должно быть существенно бóльшим. Полагая $V_j \approx 10V_0$, получаем, что $Re/We = \sigma / a_0 \mu$. Следует отметить, что это отношение зависит только от физических свойств среды μ , σ , a_0 и для воды равно 0.05. Заметим также, что эффекты вязкости и поверхностного натяжения на величину сжатия жидкости ρ^c не влияют.

2) Скорость струи. В предположении отсутствия сил вязкости и поверхностных сил оценка скорости струи V_j^c может быть основана на рассмотрении внезапного растекания жидкости в вакуум со скоростью V_v и ее ускорения в горловине струи, образованной стенкой и отошедшей ударной волной,

$$V_j^c = \frac{V_v}{\sin \beta^c} + V_2 = \frac{1}{\sin \beta^c} \int_0^{p^c} \frac{dp}{a\rho} + V_2, \quad (2)$$

где $p^c = p(\rho^c)$ — давление за ударной волной, V_2 — скорость спутного потока за ней при $\beta = \beta^c$.

Находя критические значения p^c , V_2 из соотношений на скачке в момент t^c или по рис. 4 (обычно $V_2 \ll V_j^c$),

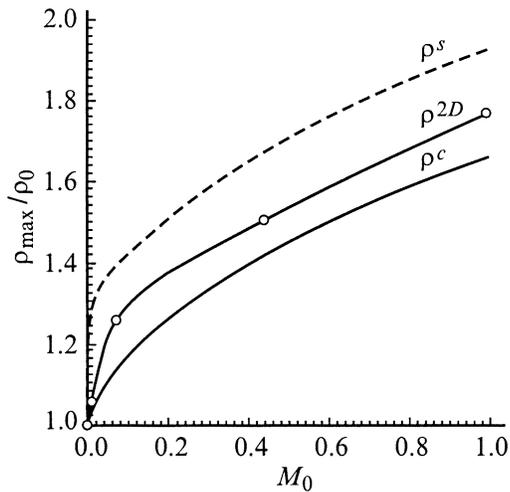


Рис. 4. Зависимость наибольших плотностей воды в капле от начальной скорости. ρ^c — в момент отхода ударной волны, ρ^s — оценка в предположении автомодельности течения в горловине струи, ρ^{2D} — данные моделирования.

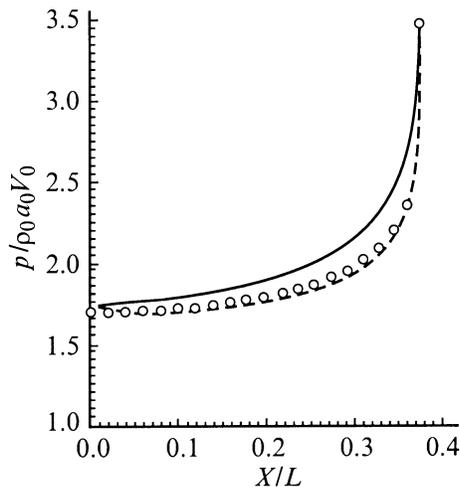


Рис. 5. Распределение давления по преграде (от оси симметрии). Сплошная кривая — расчет по акустической модели [16], кружки — расчет по нелинейной модели [17]; штриховая кривая — двумерный расчет. Масштаб $L = RV_0/a_0$.

получаем зависимость скорости струи от скорости удара, представленную на рис. 7 сплошной кривой.

Второй вариант оценки основан на подобию течения в капле автомодельному растеканию автомодельного течения выводится аналог интеграла Бернулли и с его помощью получается формула, совпадающая с оценкой авторов [1], при выводе которой течение в системе координат, движущейся с точкой растекания, предполагалось установившимся и применялось уравнение Бернулли

$$V_j^s = V_0 \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \beta} + \frac{1}{\sin \beta} \right). \quad (3)$$

Оба варианта оценки скорости струи (штриховая и сплошная кривые 1 на рис. 7) дают близкие значения. Это подтверждают данные численного моделирования идеального удара. Для удара реальных капель ввиду действия сил вязкости и поверхностных сил скорость струи может быть в несколько раз меньше оценочных скоростей V_j^c и V_j^s .

Результаты экспериментов (кривая 2, точки 3–7 на рис. 7), а также расчет 10 представляют данные по соударению реальных капель воды. Экспериментальная зависимость 2 получена D.C. Jenkins [1]; точки 3, 4 — результаты, полученные авторами [10]; точки 5, 6 — эксперименты по удару по капле диаметром около 3 мм летящим в воздухе твердым телом [10, 16–18]; результат 7 принадлежит J.J. Samus [1]. Квадратиками 8 и 9 обозначены данные расчета по модели идеальной баротропной жидкости с параметрами, соответствующими экспериментам 3 и 6; квадратиками 10 и 11 — данные

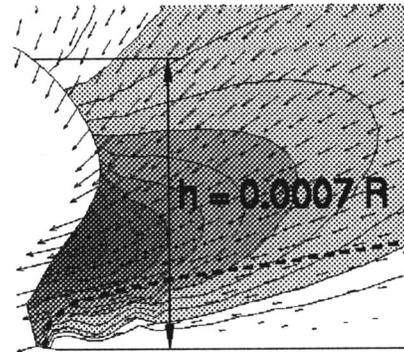


Рис. 6. На распределении поля горизонтальной скорости штриховой кривой показана граница пограничного слоя, задерживающего образование высокоскоростного невязкого ядра струи.

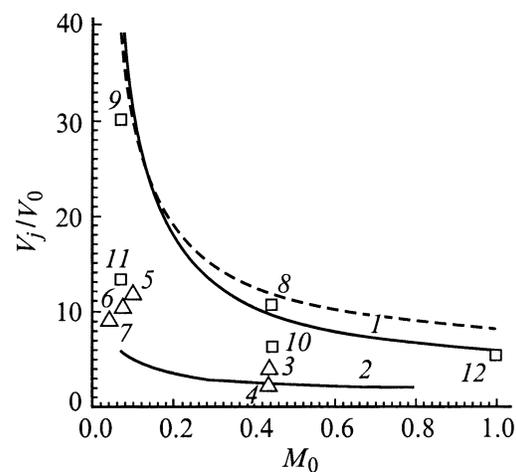


Рис. 7. Зависимость скорости струи от начальной скорости капли воды: 1 — оценки для невязкой капли, треугольники; 2 — экспериментальные данные, квадраты — данные моделирования; 8, 9, 12 — без учета вязкости; 10, 11 — с учетом вязкости.

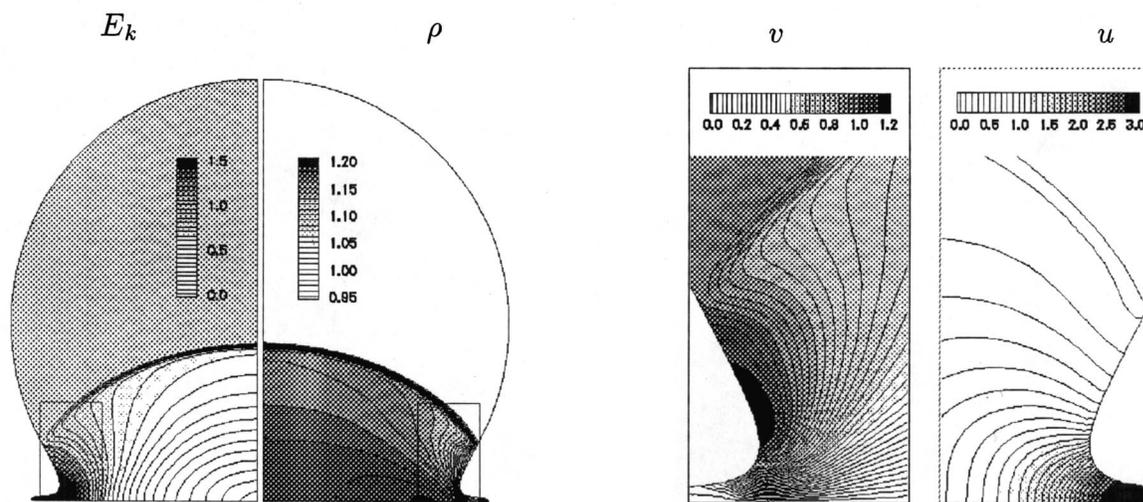


Рис. 8. Удар сферической капли со скоростью 660 м/с. Наблюдается "нерегулярное" взаимодействие ударной волны со свободной поверхностью, когда ударная волна почти не изменяет форму капли, а растекание локализовано около стенки. E_k — кинетическая энергия; ρ — плотность; u, v — продольная и поперечная к стенке проекции скорости.

подобных расчетов с учетом вязкости. Заметим, что в [6] для малых скоростей удара ($V_0 \sim 0.01$ м/с) экспериментально померено значение относительной скорости струи $V_j/V_0 > 1500$.

Сопоставление данных свидетельствует о справедливости оценок, предполагающих жидкость капли невязкой, и позволяет сделать вывод о том, что в пристеночной области течения определяющими являются кумулятивный эффект и действие сил вязкости.

3) Наибольшее давление. Чтобы решить вопрос о наибольшем давлении в жидкости, наблюдаемом в процессе удара, рассмотрим оценку давления в предположении установления растекания со струей. Оценка выводится аналогично формуле (3)

$$\int_0^{p^s} \frac{dp}{\rho} = \frac{V_0^2}{2 \sin^2 \beta}. \quad (4)$$

Если бы течение, подобное растеканию жидкого клина, устанавливалось мгновенно при $\beta = \beta^c$, то в капле наблюдалось бы давление p^s или соответствующая плотность ρ^s (рис. 4). Далее, плотность убывала бы по мере увеличения угла β согласно формуле (4). На самом деле, режим течения, близкий к автотельному, устанавливается с запозданием и давление оказывается меньше. Это подтверждают значения наибольшей плотности ρ^{2D} , наблюдавшиеся в расчетах и показанные на рисунке кружками. Таким образом, p^s оказывается оценкой сверху, а плотность в момент отхода ударной волны ρ^c — оценкой снизу.

Теперь зададимся вопросом, какой должна быть форма твердой поверхности для того, чтобы при заданной скорости удара сферической капли были достигнуты наибольшие давления? Поскольку максимум давления в

гладкой выпуклой капле при ударе по плоской преграде близок к давлению в момент отхода ударной волны от твердой поверхности, то еще большее давление может быть достигнуто при фокусировке ударной волны на оси симметрии, если угол наклона свободной поверхности по отношению к стенке непосредственно перед фокусировкой будет равен критическому β^c . При этом пятно контакта становится кольцевидным на начальной стадии удара. Подобная картина наблюдалась при моделировании падения сферической капли в конический кратер, имеющий угол полураствора равный $\pi/2 - \beta^c$.

4) "Нерегулярное" взаимодействие ударной волны со свободной поверхностью. В экспериментах [11,12,19] обнаружено, что поперечное растекание капли на стадии удара, когда головная ударная волна еще не дошла до вершины капли, локализовано в пристеночной области, в то время как края волны сжатия находятся на заметном удалении от стенки вдоль свободной поверхности (рис. 1, b). Этот эффект объясняется тем, что волна разрежения, распространяющаяся от свободной поверхности, взаимодействует с ударной волной и ослабляет ее вблизи стенки. Поля гидродинамических параметров при таком "нерегулярном" взаимодействии [14], полученные при моделировании удара с начальной скоростью капли $V_0 = 660$ м/с, приведены на рис. 8.

5) Механизм разрушения струи. Высокоскоростная струя, двигаясь в окружающем ее газе, испытывает сильное воздействие со стороны этого газа. Оценки, сделанные в работе [20] и основанные на известных масштабах и данных о скорости струи, позволяют проверить условия возникновения неустойчивости движения струи в воздухе, сопоставить времена образования струи и развития неустойчивости и определить возможный

механизм дробления края струи. В зависимости от характерных чисел Вебера, Лапласа и Бонда, построенных по толщине струи, можно выделить различные механизмы разрушения струи (по аналогии с разрушением капель в газовых потоках [20]). Например, для эксперимента *B* определено, что действие сил поверхностного натяжения и сил сопротивления окружающего газа приводит к разрушению струи уже на раннем этапе ее распространения по механизму непрерывной обдирки поверхностного слоя, характеризуемому диапазоном чисел Вебера $60 < We < 1000$. В этом случае до определенной стадии деформации разрушение происходит только за счет срыва с поверхности струи приграничного слоя жидкости в виде мелкодисперсных капелек, размер которых может составлять десятки доли первоначального поперечного масштаба струи. Эти мелкие капли испытывают сильное влияние окружающего газа, а также взаимодействуют между собой и со струей.

Сопоставление данных экспериментов и моделирования

1) Эксперимент *A*. В экспериментальных работах [19,12] "капли" цилиндрической формы с различным сечением изготавливались из геля и помещались между стеклянными пластинами. Удар по боковой поверхности производился плоским металлическим ударником, чем достигался практически плоский характер течения. На фотографиях можно увидеть четкую ударно-волновую картину течения внутри "капли", струю, области образования кавитационных камер. В частности, рассматривался удар диска с начальной скоростью 1170 m/s (эксперимент *A*). Показаны важные особенности взаимодействия. Первая, играющая существенную роль в объяснении процессов эрозионного разрушения, состоит в высокой скорости пристеночной струи, которая появляется в некоторый момент после начала столкновения. Скорость струи, измеренная по фотографиям, составляла 1170 m/s , т.е. она приблизительно в 10 раз больше скорости удара. Следующая особенность — образование областей кавитации около твердой поверхности и в дальней от стенки части капли. Измерения с помощью пьезодатчиков подтвердили теоретический вывод о том, что давление на периферии пятна контакта выше, чем в центре. Эксперименты показали также, что струя появляется гораздо позже отхода ударной волны.

На рис. 2 представлены фотографии, полученные в работе [12], для 10 моментов времени через каждую $1 \mu\text{s}$, справа — соответствующие поля градиента давления, полученные в расчете [21]. Результаты физического и численного экспериментов показывают качественное совпадение конфигураций областей больших градиентов — ударных волн и волн разрежения в моменты времени $1-9$. В обоих вариантах кумулятивная струя появляется в момент 4 , в то время как аналитическое решение, полученное в пренебрежении действием вязкости

и поверхностного натяжения, дает момент растекания, предшествующий моменту 2 . Экспериментальные и расчетные значения скорости растекания равны 1170 и 1470 m/s соответственно, что можно признать хорошим совпадением. Заметим, что расчет по модели, не учитывающей вязких эффектов, дает скорость, равную 3300 m/s . Это подтверждает вывод о существенности влияния вязких сил на процесс образования струи.

Темные размытые области около свободной поверхности позади ударной волны на рис. 2 в моменты $6-8$ соответствуют области разрежения и зарождения торoidalной области кавитации. В момент времени 9 область кавитации видна позади волны разрежения в виде размытых темных полос на фотографии слева и в виде белой области на рисунке справа. В момент 10 в эксперименте наблюдается фокусировка волны разрежения в области, расположение которой соответствует центру области кавитации в расчете. Размер черной области, меньший размера области кавитации, и форма области говорят о сложном процессе образования полостей в геле и о большем, чем у воды, пределе прочности.

Таким образом, из сопоставления результатов вытекает вывод о хорошем их совпадении и об адекватности рассматриваемому явлению математической модели, основные положения которой изложены выше. Анализ расчетов подтвердил и дополнил объяснение экспериментальных данных, предложенное авторами работы [12].

2) Влияния осевой симметрии удара. Экспериментальные исследования удара капель сферической или других существенно трехмерных форм затруднено непрозрачностью малых капель из-за сильной кривизны свободной поверхности. Чтобы обойти эту проблему, в экспериментах используют капли плоской геометрии, цилиндрические капли различных видов сечений. Вопрос о различии течений при ударах подобных "капель" сферической и цилиндрической форм проясняет моделирование.

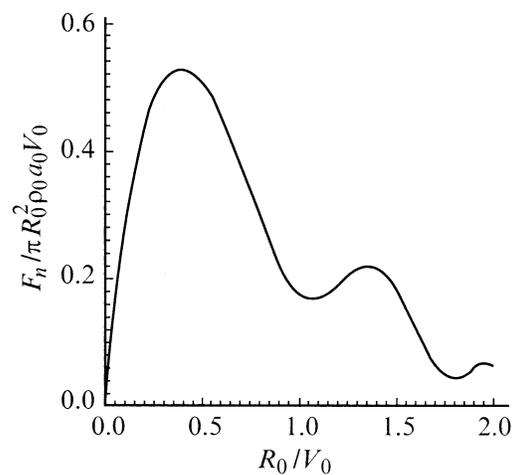


Рис. 9. Изменение во времени суммарной нагрузки, действующей на преграду со стороны капли.

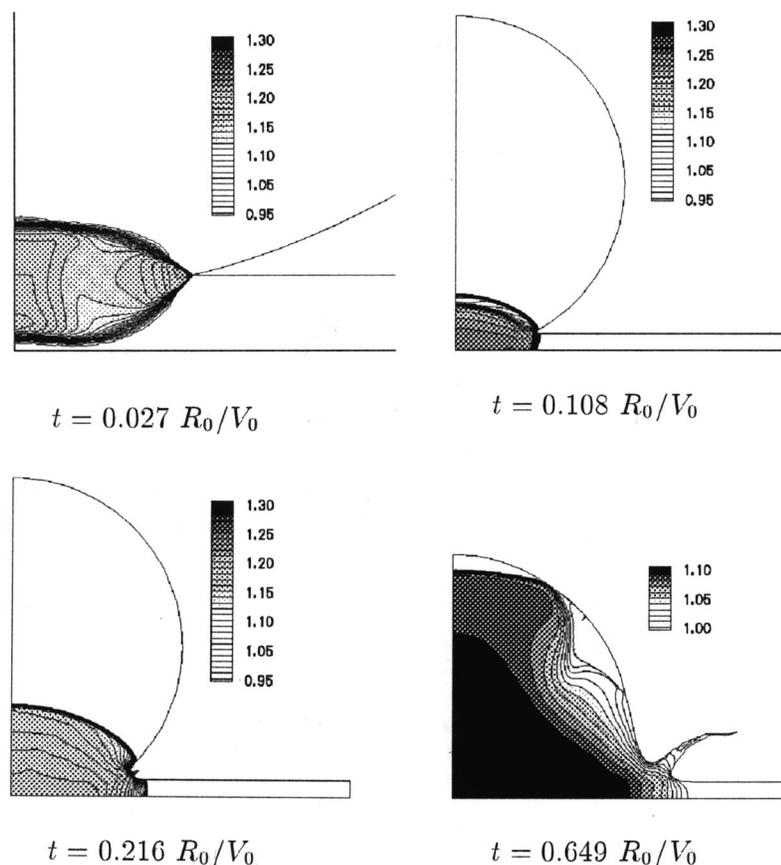


Рис. 10. Столкновение капли со слоем жидкости со скоростью 660 м/с.

При инициализации ударной волны около стенки и на начальном этапе ее отхода течения практически одинаковы. По мере продвижения к вершине капли ударная волна затухает, что связано с расширением ее фронта и взаимодействием с волной разрежения. В сферической капле затухание интенсивности и падение скорости волны происходят быстрее, поэтому ударная волна в цилиндрической капле раньше достигает вершины. Качественно картины растеканий цилиндрических и сферических капель совпадают.

3) Эксперимент В. В экспериментах, проведенных на баллистической трассе ФТИ [10,18] получены фотографии удара капли о торец цилиндра, летящего в воздухе со скоростью 660 м/с. На рис. 3, а-с представлены комбинированные картины растекания для трех моментов времени. На левой стороне каждого рисунка приведена фотография капли и внешнего течения, на правой — картина распределения поля плотности. Экспериментальные данные позволяют проследить эволюцию формы капли, течение окружающего газа, процесс разбрызгивания струи. При этом структура течения внутри капли остается скрытой. Численное моделирование позволяет получить подробные данные о распределении полей газодинамических величин внутри. Совокупность экспериментальных и численных результатов позволяет восстановить полную картину изучаемого явления.

На рис. 3, а слева видна ударная волна в окружающем каплю воздухе. Эта волна образовалась при входе капли в ударный слой около налетающего тела с плоским торцом и при последующем отражении от него. Видна также эта же волна, отразившаяся от капли. На правой стороне темная область соответствует сжатой жидкости с еще неразличимой струей.

Большую часть левой половины рис. 3, б занимает облако брызг, образовавшихся при разрушении переднего, первоначально очень тонкого края струи. Видна также ударная волна в воздухе, порожденная радиальным движением жидкости около стенки. Жидкость при растекании выталкивает воздух со сверхзвуковой скоростью, образуя ударную волну. Происхождение и процесс распространения этой ударной волны в газе подтверждают результаты численного моделирования, приведенные в [22]. На правой половине светлая область представляет собой область кавитации, образовавшуюся после отражения первичной ударной волны от верхней части свободной поверхности и распространения внутрь капли волн разрежения. Поскольку в модель не заложен механизм разрушения струи, облако брызг в расчетах не наблюдается.

4) Сила, действующая на преграду. Временная зависимость силы, действующей со стороны жидкости на подложку, представлена на рис. 9. Она получена

в расчете удара капли воды со скоростью $V_0 = 660$ м/с по плоской поверхности.

Чередование распространения волн сжатия и разрежения вблизи преграды приводит к немонотонному характеру зависимости. Максимальная сила наблюдается в момент времени $t \approx 0.4R_0/V_0$, совпадающий с моментом начала образования тороидальной области кавитации за ударной волной вблизи свободной поверхности (рис. 1, *c*). После этого волна разрежения, распространяющаяся от "нижней" части свободной поверхности, все более уменьшает область сжатой жидкости вблизи стенки. Затем волна фокусируется на оси симметрии, образуя еще одну область кавитации. Эта область впоследствии объединяется с областью кавитации, образовавшейся при отражении головной ударной волны от "верхней" части капли (рис. 1, *d*). Поскольку по мере движения вдоль свободной поверхности ударная волна ослабляется, жидкость, расположенная вдали от оси симметрии, сохраняет скорость, направленную к стенке. Эта жидкость затем тормозится стенкой, инициируя еще один цикл сжатия, при этом область кавитации схлопывается. Сила, действующая на подложку, после обретения локального минимума в момент времени $t \approx 1.1R_0/V_0$ вновь начинает возрастать. Так как расстояние от вершины капли до стенки уменьшилось приблизительно вдвое, новый цикл сжатия и разрежения короче первого, и следующий минимум наблюдается в момент времени $t \approx 1.8R_0/V_0$. Абсолютный максимум силы составляет приблизительно половину силы давления одномерного в акустическом приближении $\rho_0 a_0 V_0$, действующего на площадку, равную миделеву сечению капли.

5) Столкновение капли со слоем жидкости. Во многих процессах происходит неоднократное взаимодействие капель с твердыми преградами, что приводит к образованию на поверхности столкновения слоя жидкости. В этом случае наблюдаются интересные изменения качественной картины взаимодействия. Для иллюстрации на рис. 10 представлены распределения плотности в разные моменты времени удара капли воды со скоростью 650 м/с по слою воды при соотношении толщины слоя H к радиусу капли R_0 : $H/R_0 = 0.1$.

Качественное отличие от удара по твердой поверхности проявляется на начальной стадии взаимодействия. Около поверхности контакта сред капли и слоя образуются две ударные волны, одна из которых движется внутрь капли, другая — к твердой поверхности. Интенсивность обеих волн сравнима с половинной интенсивностью начальной волны при ударе о твердую поверхность. Вторая волна отражается от стенки и начинает двигаться вслед за первой волной. Первая волна в некоторый момент времени отходит от границы контакта двух свободных поверхностей. Однако при наличии слабой вязкости растекание задерживается до момента прихода к границе контакта второй ударной волны, которая приводит к появлению кумулятивной струи. Таким образом, момент появления струи не зависит от значения числа Re , если его значение таково, что силы вязкости достаточно

велики, чтобы задержать струю до момента прихода отраженной от стенки ударной волны, но не задерживают образование струи после момента прихода второй волны.

После того как отраженная от стенки ударная волна догоняет первую, картина течения внутри капли качественно повторяет картину удара по твердой поверхности. Струя истекает под некоторым увеличивающимся углом к поверхности слоя, образуя вокруг капли шлейф жидкости.

Заключение

В настоящей работе представлена картина соударения капли жидкости с преградой со скоростью, сравнимой со скоростью звука в жидкости. При таком взаимодействии определяющими являются эффекты сжимаемости среды. Общая качественная картина течения и его особенности описаны в двух первых разделах.

Указано, что начальная стадия взаимодействия происходит без растекания. В некоторый момент появляется кумулятивная радиальная струя, скорость которой может быть оценена по формулам (2) и (3). Момент появления струи могут существенно задержать силы вязкости. Наибольшее сжатие жидкость претерпевает на начальном этапе в окрестности присоединения свободной поверхности к стенке и в горловине радиальной струи. Распределение давления и его наибольшее значение можно оценить по рис. 4, 5 и формуле (4). Показан немонотонный характер изменения во времени суммарной нагрузки, действующей на стенку со стороны капли (рис. 9). Важной особенностью является "нерегулярное" взаимодействие ударной волны со свободной поверхностью (рис. 8). Следует также заметить, что струя, движущаяся в окружающем каплю газе, взаимодействует с ним и может разрушаться.

Моделирование прояснило детали течения, приведенные на рис. 2, 3 и в комбинации с экспериментальными данными позволило составить полную картину течения жидкости внутри капли и газа снаружи (рис. 3). Рассмотрен также практически важный случай удара капли по слою жидкости (рис. 10) и отмечена роль ударной волны, отраженной от дна слоя.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 95-01-00521, 98-01-01117).

Список литературы

- [1] *Эрозия*. Ред. К. Прис. М.: Мир, 1982. 464 с.
- [2] *Спринджер Дж.С.* Эрозия при воздействии капель жидкости. М., 1981. 178 с.
- [3] *Rein M.* // Proc. IUTAM Symp. on Waves in Liquid/Gas and Liquid/Vapour Two-Phase Systems. 1995. P. 171–190.
- [4] *Contractor D.N.* // J. Fluid Eng. 1972. Vol. 94. N 2. P. 207–215.
- [5] *Rein M.* // Fluids Dynamics Research. 1993. Vol. 12. P. 61–93.

- [6] *Black J.G., Miller G.H.* // Abstracts of the 21st Intern. Symp. on Shock Waves. 1997. P. 25.
- [7] *Korobkin A.A., Pukhnachov V.V.* // Ann. Rev. Fluid Mech. 1988. Vol. 20. P. 159–185.
- [8] *Гонор А.Л., Ривкинд В.Я.* Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. МЖГ. 1982. Т. 17.
- [9] *Lesser M., Field J.* // Ann. Rev. Fluid Mech. 1983. Vol. 15. P. 97–122.
- [10] *Духовский И.А., Ковалев П.И.* // ПТЭ. 1996. № 6. С. 102–105.
- [11] *Brunton J., Camus J.J.* // Proc. III Intern. Conf. Rain Eros. 1970. P. 327.
- [12] *Lesser M., Field J.* // Proc. XVIII Intern. Symp. on Shock Waves. 1991. P. 61–72.
- [13] *Ridah S.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 64. N 1. P. 152–158.
- [14] *Чижов А.В., Шмидт А.А.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 22. Вып. 3. С. 57–62.
- [15] *Heumann F.J.* // J. Appl. Phys. 1969. Vol. 40. P. 5113–5122.
- [16] *Lesser M.* // Proc. R. Soc. London A. 1981. Vol. 377. N 1770. P. 289–308.
- [17] *Чижов А.В.* Численное исследование высокоскоростного взаимодействия капли жидкости с преградой. Автореф. дис. СПбГТУ, 1998. 18 с.
- [18] *Духовский И.А., Ковалев П.И., Шмидт А.А.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 11. С. 649–652.
- [19] *Dear J.P., Field J.E.* // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. N 4. P. 1015–1021.
- [20] *Ивандаев А.И., Кутушев А.Г., Нигматулин Р.И.* // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. МЖГ. 1981. Т. 16. С. 209–287.
- [21] *Chizhov A.V., Schmidt A.A.* // Proc. IX Intern. Conf. on Finite Elements in Fluids. Italy, 1995. Vol. 2. P. 1019–1028.
- [22] *Hirano M., Tokayama K., Falcovitz J.* // Proc. 21st Intern. Symp. on Shock Waves. 1997. P. 192.