

УДК 532.5

DOI: 10.15372/PMTF202415469

ЗАХВАТ ВОЗДУХА ПРИ НАКЛОННОМ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ УДАРЕ МЕЛКОЙ ТВЕРДОЙ СФЕРЫ ПО ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

А. В. Черданцев, А. З. Квон, Н. В. Гаврилов*, Е. В. Ерманюк*

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

* Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, Новосибирск, Россия

E-mails: cherdantsev@itp.nsc.ru, azkvon@gmail.com, gavrilov@hydro.nsc.ru,

ermanyuk@hydro.nsc.ru

Представлены результаты исследования косого удара тяжелых твердых шариков диаметром 6 мм о невозмущенную поверхность воды с использованием метода высокоскоростной визуализации. Проведено сравнение динамики взаимодействия тела с жидкостью в случаях рикошета и погружения шарика. Установлено, что при ударах с погружением за счет столкновения краев “короны”, генерируемой на границах каверны, и формирования струи, пробивающей дно каверны и увлекающей пузырьки воздуха, наблюдается интенсивный захват пузырьков воздуха в следе за телом. Изучено влияние плотности материала шариков, а также скорости и угла удара на сценарий взаимодействия шарика с жидкостью. Результаты сравнения с проведенными ранее экспериментами показывают, что уменьшение размера шарика приводит к уменьшению критического угла, а увеличение скорости удара — к его увеличению. Такое поведение не объясняется в рамках теоретических подходов, развитых ранее для случаев ударов крупных сфер, поскольку эти подходы не учитывают динамику струи жидкости, генерируемой перед телом, а также смену схемы обтекания в целом.

Ключевые слова: вход в воду, наклонный удар, рикошет, каверна, захват воздуха

Введение. Удары капель по жидкой или твердой поверхности, так же как и удары твердых тел по слою жидкости, часто сопровождаются захватом жидкостью пузырьков окружающего газа. Захват воздуха может существенно влиять на эффективность и безопасность таких технологических процессов, как струйное или капельное охлаждение, 3D-печать, окрашивание, а также процессы, используемые в химической и пищевой промышленности, авиа- и кораблестроении и т. д. Среди механизмов такого захвата выделяются запирающие тонкого слоя газа (“воздушной подушки”) между соударяющимися поверхностями [1–4], образование вихревых колец в слое жидкости [5], смыкание воздушной каверны позади жидкого или твердого тела [6, 7]. В работе [8] обнаружено, что при наклонных высокоскоростных ударах капель по поверхности слоя жидкости происходит интенсивный захват пузырьков: капля оставляет на поверхности жидкости длинную “борозду”, в которой сохраняются десятки пузырьков, по размерам сравнимых с исходной каплей. В последнем

Работа выполнена в рамках государственного задания Института гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН (код проекта FWGG-2021-0011) и Института теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН (код проекта 122041400020-6).

© Черданцев А. В., Квон А. З., Гаврилов Н. В., Ерманюк Е. В., 2024

случае механизм захвата воздуха отличается от перечисленных выше и в настоящее время остается невыясненным. Экспериментальное выявление гидродинамических процессов, обеспечивающих захват воздуха при таком взаимодействии, сопряжено со значительными техническими сложностями. Для проведения данного исследования требуются чрезвычайно высокие частота съемки и пространственное разрешение. Кроме того, очень сложно обеспечить доступ внутрь сильно возмущенной поверхности каверны, образующейся при ударе, для проведения визуальных наблюдений, а также искусственно создать сферические капли, ударяющие по слою жидкости под малым углом.

Результаты теоретических исследований наклонных ударов деформируемых тел по слою жидкости свидетельствуют о наличии зоны отрицательного давления под телом [9] и генерации струй в следе за телом [10], вызывающих захват воздуха. Одним из способов экспериментальной проверки влияния деформации капли на захват воздуха является исключение деформации и проведение модельных экспериментов с заменой капли на твердую сферу малых размеров. Вертикальный высокоскоростной вход в воду сферы сопровождается формированием за ней воздушной каверны. Каверна замыкается вблизи поверхности вследствие смыкания краев жидкой “короны”; также имеет место перекрытие воздушного столба на глубине, в следе за телом [6]. При малых углах удара каверна ориентирована вдоль межфазной поверхности, поэтому описанного выше смыкания каверны не происходит. Кроме того, возможен рикошет сферы от поверхности жидкости. В работе [11] экспериментально и теоретически исследованы удары крупных твердых сфер и предложена полуэмпирическая зависимость, определяющая критический угол удара, при котором имеет место рикошет сферы, через отношение плотностей тела и жидкости без учета влияния размеров сферы, скорости удара, капиллярных и вязких сил. Теоретическое обоснование и варианты развития такого подхода были предложены в работах [12–14]. В работе [15] обнаружено, что для мелких (7 мм) стальных сфер критический угол значительно меньше предсказываемого в [11–14]. Кроме того, обнаружено линейное увеличение критического угла с увеличением скорости удара.

Насколько известно авторам данной работы, проблема захвата воздуха при наклонных высокоскоростных ударах твердых тел ранее не рассматривалась. Целями работы являются исследование механизмов захвата воздуха при таких ударах и проведение сравнения с механизмами, наблюдаемыми для деформируемого ударного тела.

1. Методика эксперимента. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Бак с прозрачными попарно параллельными стенками наполовину заполнен рабочей жидкостью (водой). Длина бака составляет 0,6 м, высота и ширина — 0,2 м. Съемка проводилась с помощью высокоскоростной камеры Photron SA-5, установленной перпендикулярно длинной стенке бака. Частота съемки составляла 5 кГц. На противоположной стенке бака исследуемая область равномерно освещалась светодиодной панелью через белый полупрозрачный экран. В ходе эксперимента металлический (плотность $\rho_B = 7,8 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$) или пластиковый ($\rho_B = 3,63 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$) шарик диаметром $D = 6 \text{ мм}$ разгонялся в трубке с помощью предварительно сжатой пружины и выстреливался под углом к поверхности воды. Скорость снаряда определялась степенью сжатия пружины и массой шарика, направление полета — углом наклона трубки. Момент запуска был синхронизирован с моментом начала съемки высокоскоростной камерой с помощью фотодатчика, регистрирующего вылет шарика. Таким образом, запись полета шарика начиналась в момент его попадания в область измерения.

Было проведено более 200 выстрелов стальным шариком и приблизительно 100 выстрелов пластиковым шариком. Скорость и угол полета шарика до момента столкновения с межфазной поверхностью определялись в процессе обработки полученных экспериментальных данных. Скорость полета V для стального шарика варьировалась в диапазоне

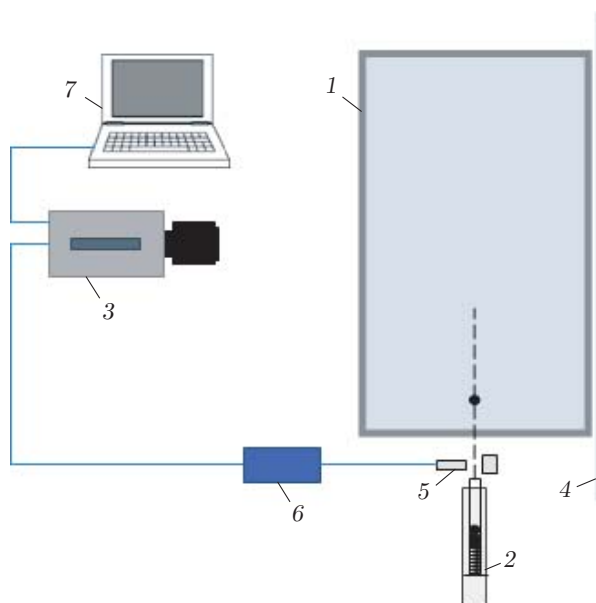


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (вид сверху):

1 — бак с водой, 2 — пусковое устройство, 3 — цифровая высокоскоростная камера, 4 — светодиодная панель, 5 — фотодатчик, 6 — синхронизатор, 7 — компьютер

16 ÷ 26 м/с, для пластикового шарика — в диапазоне 30 ÷ 44 м/с; угол удара θ изменялся в диапазоне 2 ÷ 10°. Наличие вращения шарика в полете проверялось в ходе тестовых экспериментов, в которых использовались снаряды с нанесенными на поверхность метками. Максимальная линейная скорость вращения поверхности сферы равна 0,13 м/с, что составляет менее 1 % скорости поступательного движения.

2. Визуализация ударов. На рис. 2, 3 показана последовательность процессов, наблюдаемых при ударах с рикошетом и погружением соответственно. Записи двух представленных экспериментов соответствуют удару стального шарика со скоростью 21 м/с и различаются углом удара. Отсчет времени начинался с момента первого касания. На начальной стадии удара на поверхности жидкости образуется небольшой кратер с выстреливаемой вперед жидкой пеленой (ламеллой). Шарик продолжает двигаться под поверхностью жидкости быстрее ламеллы. Под поверхностью жидкости между областью начального контакта и текущим положением шарика образуется воздушная каверна, а над поверхностью — жидкий купол, сформированный смыкающимися краями жидкой “короны”, генерируемой на границах каверны.

В случае удара с рикошетом (см. рис. 2) шарик погружается на небольшую глубину, после чего за счет силы реакции со стороны жидкости происходит смена знака вертикальной компоненты скорости шарика. В итоге шарик отделяется от поверхности жидкости, пробивая верхнюю переднюю часть жидкого купола. Купол начинает разрушаться: верхняя кромка “короны” рвется на отдельные капли, которые впоследствии опускаются на дно каверны. Время существования каверны значительно превышает время контакта шарика с жидкостью. При таком взаимодействии возможен захват жидкостью небольшого количества мелких пузырьков воздуха.

При ударе с погружением (см. рис. 3) шарик движется вниз по приблизительно прямолинейной траектории. В определенный момент времени воздушная каверна вокруг шарика также перемещается под поверхность невозмущенного слоя жидкости. В отличие от случая рикошета купол над каверной принимает не выпуклую, а вогнутую форму в продольном

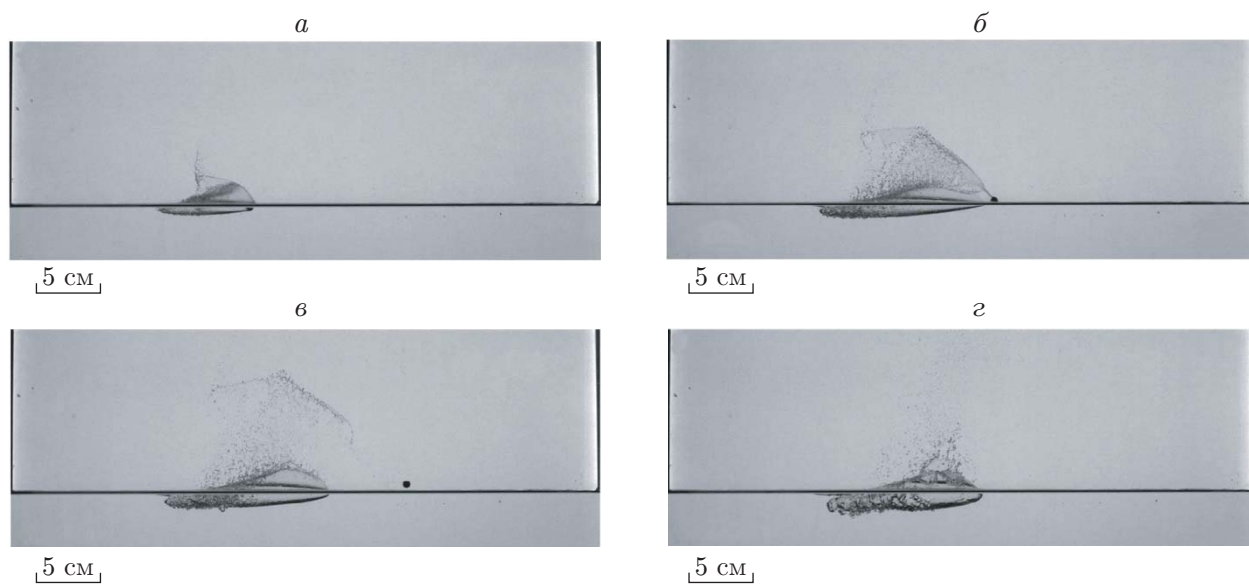


Рис. 2. Столкновение металлического шарика с поверхностью в случае рикошета ($V = 21$ м/с, $\theta = 4,4^\circ$):

$a - t = 4,8$ мс, $б - t = 9$ мс, $в - t = 13,4$ мс, $г - t = 24,4$ мс

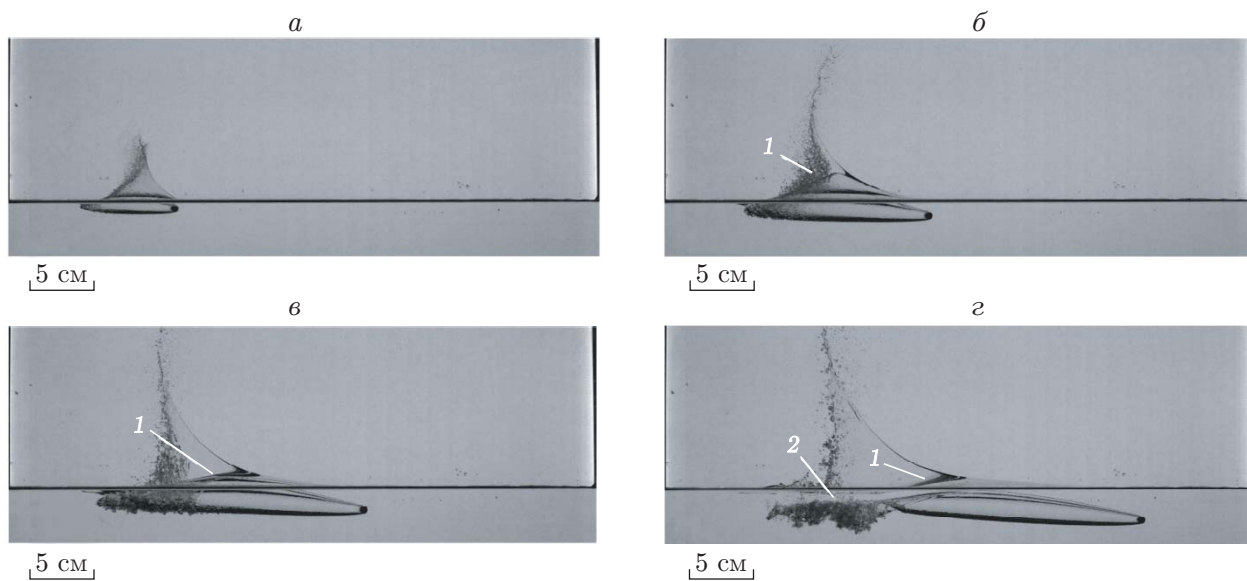


Рис. 3. Столкновение металлического шарика с поверхностью в случае погружения ($V = 21$ м/с, $\theta = 6,1^\circ$):

$a - t = 4$ мс, $б - t = 7$ мс, $в - t = 9,6$ мс, $г - t = 18,2$ мс; 1 — фронт бьющей вниз струи, 2 — облако пузырьков

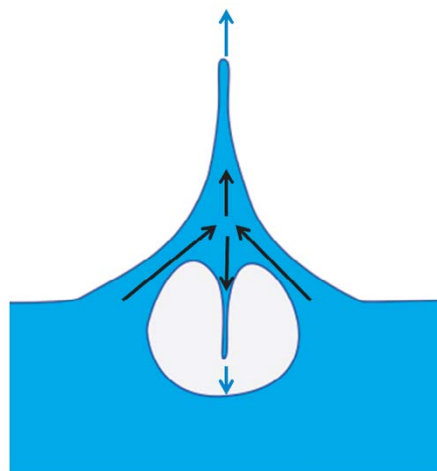


Рис. 4. Структура течения жидкости в поперечном сечении (стрелки — направления движения жидкости)

направлении (ср. рис. 2,а и рис. 3,а). Возможно, это вызвано более быстрым торможением шарика в случае погружения. Кроме того, в этом случае купол в течение более длительного времени сохраняет целостность: разрушение краев жидкой пелены на капли наблюдается только в ее задней части. Помимо струи, бьющей вверх, внутри каверны можно наблюдать струю, бьющую вниз (фронт струи показан на рис. 3). Эта струя попадает на дно каверны и пробивает его, увлекая за собой большое количество пузырьков. Облако пузырьков задерживается в жидкости после схлопывания каверны (см. рис. 3,з). Таким образом, значительно более интенсивный захват пузырьков происходит при ударах с погружением. В этом случае механизм захвата воздуха подобен механизму увлечения пузырьков газа при ударе плоской проникающей струи, описанному, например, в работах [16, 17].

На рис. 4 показана форма жидких структур и течения жидкости в поперечном сечении (плоскость y, z). По мере того как снаряд погружается в жидкость, на краях воздушной каверны образуется жидкая “корона”. Фактически “корона” представляет собой планарную струю жидкости, которая бьет не вертикально, а под углом в направлении центра каверны. В результате соударения краев “короны” над центром полости формируются две вертикальные планарные струи: более мощная струя бьет вверх, разбиваясь на капли, менее мощная — вниз, пробивая дно каверны, захватывая пузырьки воздуха и увлекая их на глубину.

При захвате воздуха в соответствии с описанным выше механизмом жидкость из приповерхностного слоя должна через “корону” и нисходящую струю попадать на большую глубину под воздушной каверной. Для проверки наличия такого переноса жидкости проведена серия экспериментов, в которых верхний слой жидкости в баке был подкрашен чернилами. Для упрощения создания устойчивого верхнего слоя жидкость была слабо-стратифицирована по плотности. Толщина слоя составляла несколько миллиметров.

Было выполнено несколько выстрелов стальным шариком по подкрашенному слою. Перед каждым выстрелом в бак заливалась новая порция жидкости и создавался новый подкрашенный слой. На рис. 5, 6 представлены записи ударов с погружением и рикошетом соответственно. Записи имели большую длительность для отслеживания переноса красителя в жидкости. Кроме того, для улучшения контрастности изображения представлены в виде негатива: из локальной яркости первого кадра в записи (до появления шарика в об-

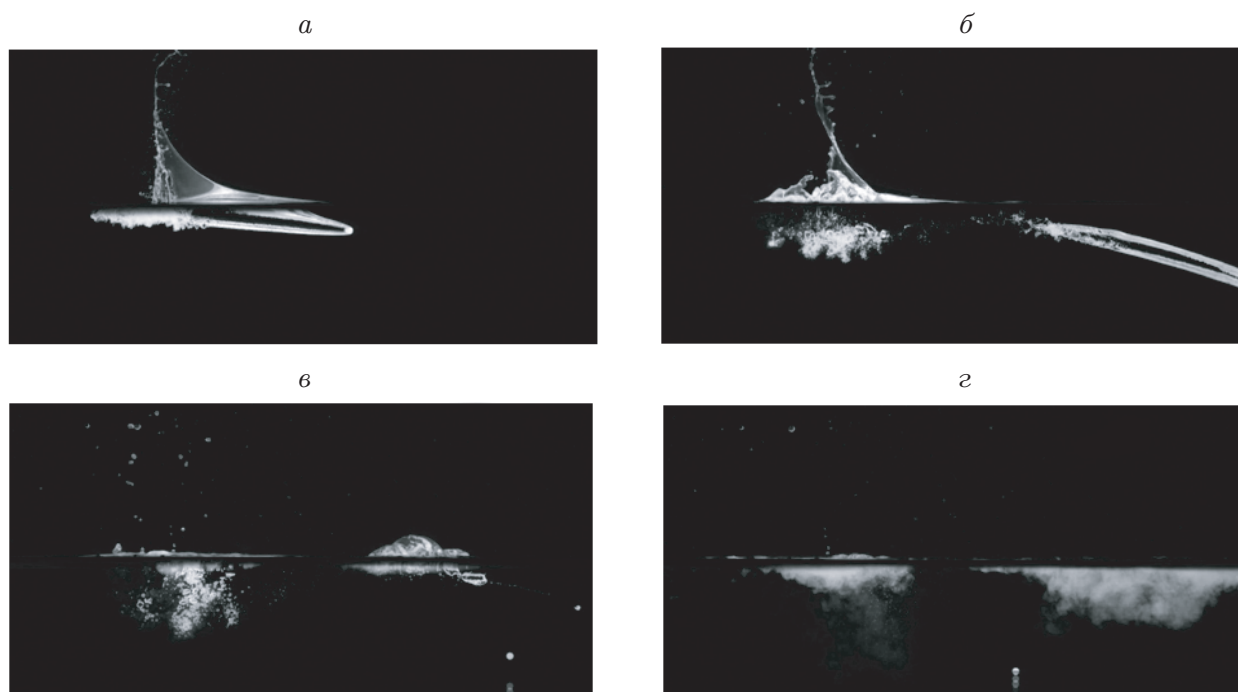


Рис. 5. Перенос подкрашенной жидкости из приповерхностного слоя при ударе с погружением шарика:

$a — t = 8$ мс, $б — t = 28$ мс, $в — t = 78$ мс, $г — t = 438$ мс

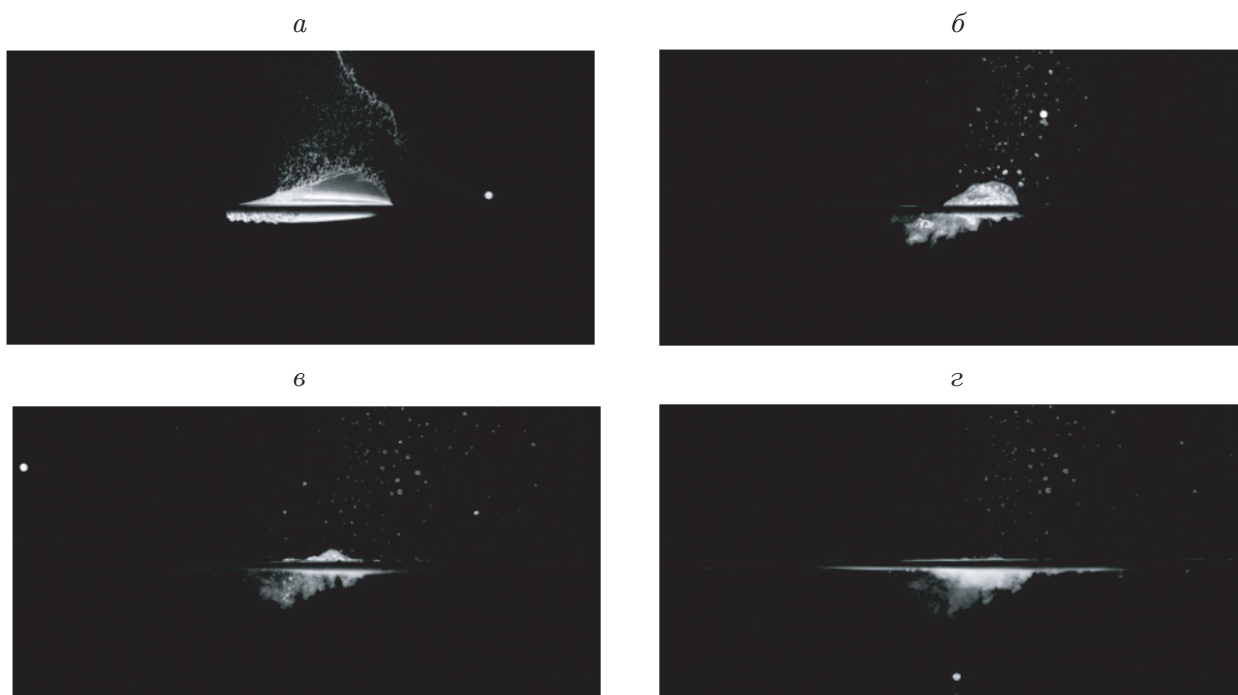


Рис. 6. Перенос подкрашенной жидкости из приповерхностного слоя при ударе с рикошетом шарика:

$a — t = 8$ мс, $б — t = 38$ мс, $в — t = 76$ мс, $г — t = 220$ мс

ласти измерений) вычиталась локальная яркость текущего кадра. Яркость полученного изображения тем больше, чем больше локальные потери освещенности. Наиболее яркими являются области, не пронизываемые для света (например, участки границы каверны, на которых свет претерпевает полное внутреннее отражение). В отсутствие межфазных поверхностей можно считать, что яркость изображения пропорциональна концентрации красителя.

Кадр, представленный на рис. 5,а, соответствует рис. 3,в. В левой части рис. 5,б наблюдается плотное облако пузырьков (светлая область), окруженных подкрашенной жидкостью (серая область). В течение некоторого времени пузырьки движутся вниз, однако вскоре крупные, а затем и мелкие пузырьки начинают всплывать (см. рис. 5,в). В то же время подкрашенная жидкость продолжает двигаться вниз и может достичь дна лотка (см. рис. 5,г). Вблизи поверхности в левой и правой частях области взаимодействия на больших временах происходит интенсивное увлечение подкрашенной жидкости вниз. Это обусловлено коллапсом воздушных полостей и оседанием основной части жидкой “короны”. В ходе этих процессов большое количество красителя увлекается на сравнительно небольшую глубину. Центральная часть области взаимодействия остается свободной от краски.

Таким образом, при захвате пузырьков в задней части области взаимодействия происходит интенсивное движение жидкости, поступившей из приповерхностного слоя, вертикально вниз, на большую глубину. Такое поведение соответствует схеме, представленной на рис. 4.

На рис. 6 показаны те же закономерности, что и на рис. 5, но все наблюдаемые эффекты значительно слабее. После коллапса каверны и “короны” в правой части области взаимодействия вблизи поверхности также происходит интенсивный захват подкрашенной жидкости. В левой части области взаимодействия струя подкрашенной жидкости с пузырьками также проникает на значительную глубину, однако глубина проникания красителя и количество захваченных пузырьков значительно меньше, чем в случае, представленном на рис. 5. По-видимому, при ударах с рикошетом механизм захвата воздуха тот же, что и при ударах с погружением, однако бьющая вниз струя жидкости в этом случае существенно слабее.

Следует отметить, что наблюдаемый в экспериментах процесс интенсивного захвата пузырьков при наклонных высокоскоростных ударах твердых сфер отличается от процесса захвата пузырьков при наклонных высокоскоростных ударах капель по обдуваемой газом пленке жидкости. Вокруг борозды, оставляемой каплей, не наблюдается ни выраженной “короны”, ни замкнутого купола (см. [18]). Даже если бы такая “корона” существовала, она была бы быстро разорвана на капли и унесена газовым потоком. Кроме того, кинетическая энергия исследуемых в данной работе ударов на 3–4 порядка превышает кинетическую энергию ударов капель, сопровождающихся интенсивным захватом воздуха. Плотности жидкого и стального снарядов различаются на порядок. Различие на порядок диаметров капель (0,5 мм) и шариков (6 мм) приводит к различию массы на три порядка. Можно ожидать, что деформируемость ударяющейся капли оказывает наиболее существенное влияние на процесс захвата воздуха при наклонном ударе.

3. Карта режимов взаимодействия тела и жидкости. При визуальном анализе полученных изображений было выделено два возможных результата удара: погружение шарика в жидкость и его рикошет (см. рис. 2, 3). В отдельных случаях движение шарика вблизи межфазной поверхности продолжалось до конца видимой области; такие случаи были исключены из классификации ударов. Разработан метод автоматического определения мгновенного положения шарика, основанный на поиске его границ на изображениях методом Кэнни [19]. Для каждого выстрела набор положений центра шарика до удара $\{x, y, t\}$ (x —

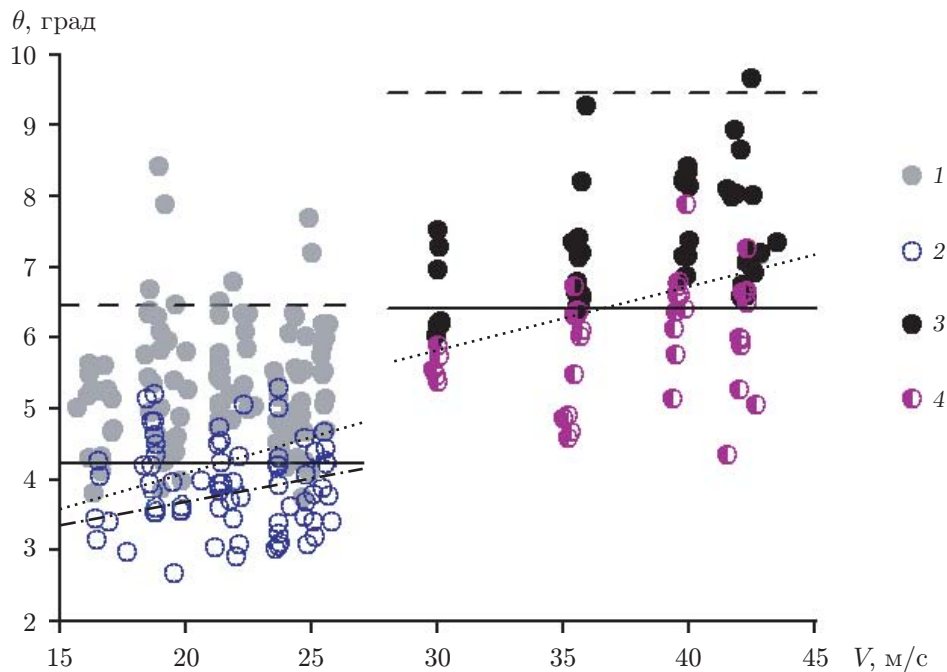


Рис. 7. Карта режимов взаимодействия (рикошет или погружение) для стального (1, 2) и пластикового (3, 4) шариков:

1, 3 — рикошет, 2, 4 — погружение; штриховые линии — границы режимов, определенные с помощью модели Ричардсона, сплошные — границы режимов, определенные по формуле $\theta = \text{const}$, пунктирные — границы режимов, определенные по формуле $\theta = kV + b$, штрихпунктирная — граница режимов, определенная в работе [15]

продольная координата, y — вертикальная координата, t — время) аппроксимировался линейными зависимостями $x(t)$ и $y(t)$, что позволяло вычислить горизонтальную $V_x = dx/dt$ и вертикальную $V_y = dy/dt$ компоненты его скорости. Погрешность определения компонент скорости максимальна при больших углах удара, т. е. при малом количестве кадров, фиксирующих подлет шарика. Даже в этих случаях погрешность измерений не превышала 5 %. На основе значений V_x и V_y вычислялись абсолютная скорость шарика V и угол наклона его траектории к горизонту θ .

На рис. 7 представлена карта режимов взаимодействия шарика с жидкостью в координатах (V, θ) для двух значений плотности шарика. Режимы с погружением реализуются при больших значениях угла θ , при этом области существования ударов с рикошетом и погружением перекрываются. Для шарика меньшей массы граница режимов соответствует большим значениям θ . Штриховыми линиями показано положение границ режимов согласно эмпирической модели [11]:

$$\theta_{cr} = 18\sqrt{\rho_L/\rho_B}. \quad (1)$$

Здесь $\rho_L = 1000 \text{ кг/м}^3$ — плотность жидкости (воды); $\rho_B = 7800, 3630 \text{ кг/м}^3$ — плотность стального и пластикового шариков соответственно.

Определение границ областей режимов для каждого шарика проводилось для двух случаев: для постоянного, не зависящего от скорости шарика, критического угла $\theta = a$ и для угла, линейно зависящего от скорости: $\theta = kV + b$. Оптимальное положение границ определялось методом перебора коэффициентов. Каждый удар с рикошетом, происходящий выше анализируемой границы, и удар с погружением, происходящий ниже границы,

Значения коэффициентов, характеризующих положение границ режимов для двух шариков

Материал	a , град	k , град·с/м	b , град	$18\sqrt{\rho_L/\rho_B}$, град
Сталь (6 мм)	4,23	0,100	2,13	6,45
Пластик	6,42	0,090	3,20	9,45
Сталь (7 мм) [15]	—	0,057	2,60	6,45

добавляют единицу к суммарной погрешности идентификации. Зависимости с минимальной суммарной погрешностью представлены на рис. 7 сплошными ($\theta = a$) и пунктирными ($\theta = kV + b$) линиями. Соответствующие значения коэффициентов представлены в таблице.

Граница $\theta = a$ находится значительно (приблизительно в 1,5 раза) ниже предсказанной по формуле (1). Граница вида $\theta = kV + b$ имеет положительный угол наклона, приблизительно одинаковый для обоих шариков. Таким образом, шарик с большей кинетической энергией может рикошетить при больших значениях угла удара. Граница режимов, определенная в [15] для стальных шариков диаметром 7 мм, также описывается линейной зависимостью $V = 17,5\theta_{cr} - 45,5$, т. е. $\theta_{cr} = 0,057V + 2,6$. Эти коэффициенты близки к значениям, полученным в настоящей работе.

Зависимость критического угла удара от скорости тела может быть рассмотрена аналогично тому, как это сделано в работах [11–14]. В приближении малого угла и постоянной горизонтальной компоненты скорости изменение вертикальной компоненты импульса шарика диаметром D может быть представлено в виде

$$\frac{dP}{dt} = m_B \frac{dV_y}{dt} = \rho_B \frac{\pi D^3}{6} \frac{d^2 y}{dt^2} = \rho_B \frac{\pi D^3}{6} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 \frac{d^2 y}{dx^2} = \rho_B \frac{\pi D^3}{6} V^2 \frac{d\theta^2}{dx} \frac{1}{2\theta}, \quad (2)$$

где y — глубина погружения шарика в жидкость; θ — угол наклона траектории тела к горизонту в данный момент времени. Изменение dP/dt равно сумме вертикальной компоненты силы лобового сопротивления F_R , силы тяжести F_G , силы Архимеда F_A и силы поверхностного натяжения F_σ :

$$F = F_R - F_G + F_A + F_\sigma = C_D \rho_L V^2 \pi D y - \frac{\rho_B g \pi D^3}{6} + \rho_L g \pi y^2 \left(D - \frac{y}{3} \right) - \sigma D \arccos \left(1 - \frac{2y}{D} \right). \quad (3)$$

Здесь C_D — коэффициент лобового сопротивления; силы F_R , F_A , F_σ пропорциональны площади поверхности, объему и длине дуги погруженного в жидкость сферического сегмента соответственно. Приравнявая выражения (2) и (3), можно представить приращение квадрата угла удара в виде функции глубины погружения сферы. Проинтегрируем левую часть полученного уравнения по квадрату угла от начального до нулевого значения, а правую часть — по глубине погружения от нуля до максимальной глубины h :

$$\int_{\theta_{cr}^2}^0 d\theta^2 = \frac{12C_D}{D^2} \frac{\rho_L}{\rho_B} \int_0^h y dy - \frac{2g}{V^2} \int_0^D dy + \frac{12}{D^3} \frac{g}{V^2} \frac{\rho_L}{\rho_B} \int_0^h y^2 \left(D - \frac{y}{3} \right) dy - \frac{12\sigma}{\rho_B \pi D^2 V^2} \int_0^h \arccos \left(1 - \frac{2y}{D} \right) dy.$$

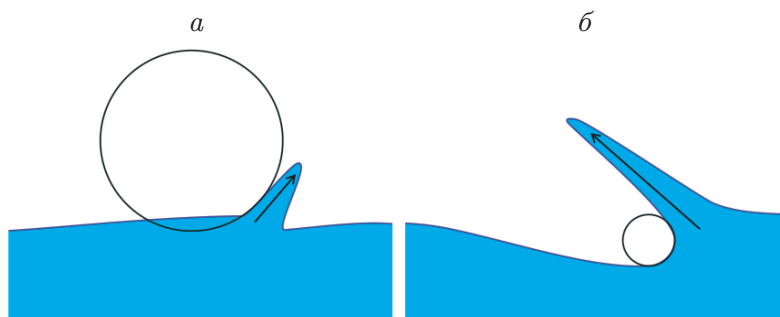


Рис. 8. Генерация струи при погружении в жидкость крупной (а) и мелкой (б) сфер

Проведя интегрирование и выполнив замену $E = h/D$, окончательно получаем

$$\theta_{cr}^2 = 6C_D \frac{\rho_L}{\rho_B} E^2 - \frac{2}{Fr} \left(1 - 2 \frac{\rho_L}{\rho_B} E^3 \left(1 - \frac{E}{4} \right) \right) + \frac{6}{\pi We} \left((1 - 2E) \arccos(1 - 2E) - \sqrt{1 - (1 - 2E)^2} \right).$$

Зависимость от скорости в полученном выражении определяется числами Фруда и Вебера в знаменателях второго и третьего слагаемых:

$$Fr = \frac{V^2}{gD}, \quad We = \frac{\rho_B V^2 D}{\sigma}.$$

Даже при умеренной скорости удара 10 м/с эти параметры для рассматриваемых шариков равны 1700 и 65 000 соответственно. В результате влиянием сил тяжести, Архимеда и поверхностного натяжения на критический угол наклона можно пренебречь при любых значениях E . Таким образом, традиционная теория не объясняет ни меньшего значения критического угла наклона для шариков малых размеров, ни увеличения θ_{cr} с ростом скорости удара.

По-видимому, причина различия состоит в неприменимости описанного выше теоретического подхода для описания ударов мелких сфер вследствие различного поведения жидкой струи, генерируемой перед движущейся сферой. Размеры струи, генерируемой крупной сферой, малы по сравнению с размерами сферы, при этом струя выстреливается перед сферой в направлении ее движения; верхняя часть сферы остается свободной от воздействия жидкости (рис. 8, а). В этом случае воздействие жидкости можно рассматривать как сумму сил, действующих со стороны жидкости на погруженный сегмент сферы, а схема обтекания близка к классической схеме глиссирования.

Для мелкой сферы с большой кинетической энергией струя обтекает сферу сверху и направлена противоположно движению сферы (рис. 8, б). Фактически мелкая сфера глиссирует под поверхностью жидкости. Для рассматриваемого случая верхняя точка сферы располагается на $2 \div 3$ мм ниже невозмущенного уровня жидкости (см. рис. 2, а, 3, а). В этом случае при анализе баланса сил, действующих на сферу, необходимо учитывать реакцию со стороны верхней струи, препятствующую подъему сферы.

Заключение. При наклонных высокоскоростных ударах каплей жидкости по поверхности тонкой обдуваемой газом жидкой пленки происходит интенсивный захват пузырьков воздуха. С целью выявления роли деформируемости снаряда при таком взаимодействии проведено экспериментальное исследование наклонных высокоскоростных ударов твердых

шариков по невозмущенному слою жидкости большой глубины. Использовались шарики диаметром 6 мм с плотностью 7,80 и 3,63 г/см³. Диапазон скоростей удара составил $16 \div 44$ м/с, диапазон углов удара — $2 \div 10^\circ$.

Интенсивный захват пузырьков наблюдается в основном для ударов с погружением в задней части воздушной каверны. Захват происходит за счет столкновения краев “короны”, формирующейся вокруг каверны. При столкновении образуются две плоские продольно ориентированные струи, одна из которых направлена вертикально вверх, другая — вертикально вниз. Струя, бьющая вниз, пробивает дно каверны и увлекает за собой облако пузырьков. Данная гипотеза подтверждается визуальными наблюдениями переноса подкрашенной жидкости из приповерхностного слоя на большую глубину вместе с облаком пузырьков. Такой механизм наблюдается при значениях энергии удара, значительно превышающих энергию капель; кроме того, в экспериментах с ударами капель не наблюдалось формирования выраженной “короны” вокруг борозды. Таким образом, косвенно подтверждено, что деформируемость капли играет значительную роль при захвате пузырьков воздуха.

Построена карта режимов взаимодействия шарика с жидкостью (рикошет и погружение). Для шариков малого диаметра значение критического угла меньше. При этом критический угол увеличивается с увеличением скорости удара. Наблюдаемое поведение не может быть объяснено в рамках теоретического подхода, применявшегося ранее при исследовании ударов крупных сфер. Различие обусловлено появлением струи, обтекающей тело сверху в направлении, противоположном его движению. Предсказание динамики такого взаимодействия требует развития новых теоретических подходов.

Авторы выражают благодарность А. С. Кижеватову и А. В. Силаеву за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Thoroddsen S. T., Etoh T. G., Takehara K.** Air entrapment under an impacting drop // *J. Fluid Mech.* 2003. V. 478. P. 125–134.
2. **Tran T., de Maleprade H., Sun C., Lohse D.** Air entrainment during impact of droplets on liquid surfaces // *J. Fluid Mech.* 2013. V. 726. R3.
3. **Cherdantsev A. V., Gavrilov N. V., Ermanyuk E. V.** Study of initial stage of entry of a solid sphere into shallow liquid with synthetic schlieren technique // *Experiment. Thermal Fluid Sci.* 2021. V. 125. 110375.
4. **Carrat J. B., Gavrilov N., Cherdantsev A., et al.** Air entrapment at impact of a cone onto a liquid // *J. Fluid Mech.* 2023. V. 966. R1.
5. **Thoraval M. J., Li Y., Thoroddsen S. T.** Vortex-ring-induced large bubble entrainment during drop impact // *Phys. Rev. E.* 2016. V. 93, N 3. 033128.
6. **Truscott T. T., Epps B. P., Belden J.** Water entry of projectiles // *Annual Rev. Fluid Mech.* 2014. V. 46. P. 355–378.
7. **Deka H., Ray B., Biswas G., et al.** The regime of large bubble entrapment during a single drop impact on a liquid pool // *Phys. Fluids.* 2017. V. 29, N 9. 092101.
8. **Cherdantsev A. V., Hann D. B., Hewakandamby B. N., Azzopardi B. J.** Study of the impacts of droplets deposited from the gas core onto a gas-sheared liquid film // *Intern. J. Multiphase Flow.* 2017. V. 88. P. 69–86.
9. **Khabakhpasheva T. I., Korobkin A. A.** Oblique elastic plate impact on thin liquid layer // *Phys. Fluids.* 2020. V. 32, N 6. 062101.

10. **Shishmarev K. A., Khabakhpasheva T. I., Korobkin A. A.** Theoretical analysis of time-dependent jetting on the surface of a thin moving liquid layer // *Phys. Fluids*. 2022. V. 34, N 3. 032103.
11. **Richardson E. G.** The impact of a solid on a liquid surface // *Proc. Phys. Soc.* 1948. V. 61, N 4. 352.
12. **Soliman A., Reid S., Johnson W.** The effect of spherical projectile speed in ricochet off water and sand // *Intern. J. Mech. Sci.* 1976. V. 18, N 6. P. 279–284.
13. **Hutchings I. M.** Ricochet of spheres and cylinders from the surface of water // *Intern. J. Mech. Sci.* 1976. V. 18. P. 243–247.
14. **Miloh T., Shukron Y.** Ricochet off water of spherical projectiles // *J. Ship Res.* 1991. V. 35, N 2. P. 91–100.
15. **Lyu X., Yun H., Wei Z.** Experimental study of a sphere bouncing on the water // *J. Marine Sci. Appl.* 2021. V. 20, N 4. P. 714–722.
16. **Cummings P. D., Chanson H.** An experimental study of individual air bubble entrainment at a planar plunging jet // *Chem. Engng Res. Design*. 1999. V. 77, N 2. P. 159–164.
17. **Kiger K. T., Duncan J. H.** Air-entrainment mechanisms in plunging jets and breaking waves // *Annual Rev. Fluid Mech.* 2012. V. 44. P. 563–596.
18. **Cherdantsev A. V., Sinha A., Hann D. B.** Studying the impacts of droplets depositing from the gas core onto a gas-sheared liquid film with stereoscopic BBLIF technique // *Intern. J. Multiphase Flow*. 2022. V. 150. 104033.
19. **Canny J.** A computational approach to edge detection // *IEEE Trans. Pattern Anal. Machine Intelligence*. 1986. V. 6. P. 679–698.

*Поступила в редакцию 5/III 2024 г.,
после доработки — 20/III 2024 г.
Принята к публикации 25/III 2024 г.*
