

03

Вскипание жидкой пленки при столкновении водяной струи с нагретой стальной поверхностью

© В.В. Глазков, Р.А. Дуплянкин, А.А. Ильяхин

Национальный исследовательский университет „МЭИ“,
111250 Москва, Россия
e-mail: freeze-8@mail.ru

Поступило в Редакцию 22 августа 2021 г.

В окончательной редакции 20 декабря 2021 г.

Принято к публикации 29 декабря 2021 г.

Исследовано взаимодействие недогретой водяной струи малого диаметра с нагревателем в виде толсто-стенной стальной пластины при различных температурах поверхности, скоростях жидкости и углах наклона струи. Несмотря на то что температура поверхности превышала температуру Лейденфроста, достигая 340°C , жидкость по визуальным наблюдениям смачивала поверхность. Определены геометрические характеристики смоченной области на поверхности нагретой пластины и углы, под которыми струя жидкости отскакивает от поверхности. Сформулирована гипотеза, что отскок струи от поверхности, сопровождаемый генерацией мелкодисперсных капель, происходит в тот момент, когда тепловой пограничный слой, развивающийся внутри жидкости у нагретой твердой металлической поверхности, достигает внешней свободной поверхности жидкости. Предварительные измерения подтверждают высказанную гипотезу.

Ключевые слова: струя, закалка, кипение, жидкая пленка, температура Лейденфроста.

DOI: 10.21883/JTF.2022.04.52239.243-21

Введение

Одним из перспективных и активно используемых в промышленности методов интенсивного охлаждения и закалки является охлаждение с помощью свободных струй недогретой жидкости, бьющих по охлаждаемой поверхности. Несмотря на то что данные технологии широко используются уже в течение длительного времени и накоплен значительный практический опыт их применения, при построении теоретической модели явления возникают значительные сложности. Одним из главных и до сих пор так и не разрешенных вопросов является визуально фиксируемый контакт охлаждаемой жидкости с поверхностью при уровне температур, существенно превышающих как предельно допустимую температуру перегрева охлаждающей жидкости, так и саму критическую температуру этой жидкости [1–4]. С термодинамической точки зрения при таком уровне температур прямой контакт жидкости с нагретой поверхностью невозможен. Данный феномен, как и сам процесс взаимодействия струи с поверхностью, является темой многочисленных работ, в первую очередь экспериментальных.

В большинстве экспериментов реализуется следующая схема процесса: свободная сплошная струя жидкости подается сверху вниз из сопла под прямым углом на нагретую поверхность (см. обзоры [1,2]). Первоначальная температура поверхности такова, что она препятствует прямому контакту с жидкостью, в результате образуется паровой слой и реализуется режим пленочного кипения. По мере охлаждения поверхности в области торможения струи образуется визуально наблю-

даемая темная зона с гладкой блестящей поверхностью без внешних признаков кипения, интерпретируемая как смоченная область поверхности.

Вблизи границ смоченной зоны свободная поверхность становится мутной и возмущенной, что свидетельствует об активном кипении в жидкости. Эту область принято называть переходной областью, в ней наблюдается режим переходного кипения и достигается максимальное значение снимаемого с поверхности теплового потока [1,3,4]. Определение условной внешней границы переходной зоны — фронта смачивания — затруднительно. По мере развития процесса площадь поверхности смоченной зоны увеличивается, однако скорость ее роста быстро уменьшается практически до нуля.

В зависимости от соотношения параметров, реализуемых в эксперименте, за границей фронта смачивания возможны две различные конфигурации потока.

Первая конфигурация потока имеет следующий вид. Жидкость отклоняется от поверхности в виде тонкой пленки, образуя корону, которая затем разбрызгивается в виде капель. Это явление обычно приписывается интенсивному парообразованию в области фронта смачивания, где наблюдаются наибольшие значения локальной плотности теплового потока. По мере продвижения фронта смачивания в радиальном направлении снижается импульс жидкости, что приводит к увеличению угла между поверхностью отклоняющейся жидкой пленки и плоскостью нагревателя, а также к снижению скорости разбрызгиваемой жидкости [5,6].

Вторая конфигурация потока может наблюдаться при существенных размерах нагревателя, в данном случае отталкивание пленки жидкости может полностью пре-

кратиться. При этом реализуется пленочный режим кипения с появлением крупных жидких образований на периферии фронта смачивания, ведущих себя подобно крупным каплям жидкости в режиме Лейденфроста. Этот режим, по всей видимости, наблюдается в системах, где характерный размер поверхности существенно превышает характерный размер струи [7,8].

Особый интерес представляет работа [4], в которой детально исследуются режим и условия теплообмена в смоченной области. Особенность данной работы в том, что одна из скоростных видеокамер была помещена внутрь резервуара для проведения съемки процесса через толщу жидкости, что позволило получить изображения структуры потока вблизи твердой поверхности. С помощью такого метода в приповерхностной области обнаружено присутствие паровых пузырей, свидетельствующих об активном кипении в смоченной зоне, в то же время как при наблюдении процесса снаружи струи внешние признаки кипения отсутствуют.

Как уже сказано, большое количество работ посвящено исследованию струй, направленных перпендикулярно охлаждаемой поверхности. Менее изучена ситуация, когда струя направлена под углом к поверхности. Особенность задачи состоит в том, что в пятне контакта наклонной струи жидкости с нагретой поверхностью жидкость с достаточно высокой скоростью (2–10 м/с) движется над поверхностью в виде весьма тонкой пленки (20–50 мкм). Исследование взаимодействия наклонных струй с нагретой поверхностью может позволить в дальнейшем понять гидродинамику явления отскока жидкости от поверхности и определить параметры, позволяющие увеличить площадь жидкого пятна. В настоящей работе исследуются влияние угла наклона первоначальной струи, температуры нагревателя и скорости жидкости на форму смоченной области и параметры отскока струи. Понимание механизмов, определяющих отскок жидкости от поверхности, позволит определить параметры, влияющие на размеры смоченной области поверхности и интенсивность охлаждения внутри нее. Помимо теоретического интереса, такие исследования имеют и очевидную практическую ценность.

1. Экспериментальная установка

В рамках поисковой исследовательской работы в НИУ МЭИ проведена серия экспериментов по охлаждению твердых стальных поверхностей наклонной струей дистиллированной воды с начальной температурой 25°C. Эксперименты проведены на установке, изображенной на рис. 1, на образцах из нержавеющей стали (сталь 12X18H10T) размером 100 × 100 × 20 мм. Поверхность используемого стального образца гладкая, шлифованная наждачной бумагой с размером зерна 14–20 мкм.

Подача жидкости на поверхность осуществляется из полого цилиндра с поршнем (шприца). Цилиндр закреплен на штативе с возможностью регулировать угол

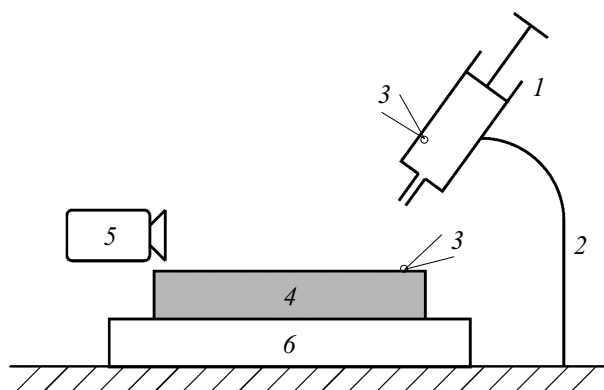


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — полый цилиндр с подвижным поршнем; 2 — устройство фиксации капилляра под углами 0–90°; 3 — средства измерения температуры; 4 — стальная пластина; 5 — фотоаппарат; 6 — нагревательный элемент.

наклона струи. Конструкция цилиндра позволяет использовать различные диаметры капилляров, из которых происходит истечение жидкости. Градуированный объем цилиндра составляет 5 ml.

По полученным результатам определялась средняя скорость опустошения цилиндра, что позволяло, зная внутренний диаметр используемого капилляра (в большинстве опытов 0,5 mm), вычислить скорость истекающей струи. Оценка погрешности измерений скорости, полученная на основании среднеквадратичного отклонения времени опустошения цилиндра, дает значение максимальной относительной погрешности скорости ~ 10%. Дополнительный контроль скорости жидкости проводился также по кадрам видеосъемки, так как поверхность падающей струи не вполне однородна и имеется возможность определить скорость жидкости по перемещению неоднородностей. Следует заметить, что, как показали эксперименты (что подтверждается экспериментами и других авторов), система достаточно слабо реагирует на вариации скорости жидкости.

Исследуемый образец поверхности устанавливается на электронагреватель с предустановленной мощностью. Подача жидкости проводилась после стабилизации температуры поверхности образца. Контроль температуры рабочей поверхности образца перед проведением эксперимента производился при помощи хромель-алюмелевой термопары, устанавливаемой с внешней стороны поверхности, с притиркой к ней королька термопары. Дополнительный контроль температуры и однородности ее распределения по поверхности образца осуществлялся инфракрасным пирометром Flus IR-871. Неоднородность поля температуры по поверхности достигала 10–15°C и обуславливалась кольцевой геометрией нагревательного элемента с максимумом температуры на удалении около 30 mm от центра пластины. Однако характерная неоднородность температуры в пределах области взаимодействия струи с поверхностью (характерный размер

5–15 mm) не превышала 5°C. Видеозапись процесса проводилась (в большей части экспериментов) с помощью камеры NIKON 1 J1 с возможностью съемки в режимах 400 и 1200 кадров в секунду.

В ходе экспериментов по взаимодействию струи с поверхностью нагревателя также определялись и геометрические характеристики смоченного пятна, возникающего на поверхности нагревателя.

2. Результаты экспериментов

В ходе эксперимента после того, как струя впервые сталкивается с твердой нагретой поверхностью, происходит этап установления течения жидкости в области взаимодействия. Для высоких температур поверхности это, вполне возможно, сопровождается возникновением паровой пленки между жидкостью и твердой поверхностью. После начального этапа взаимодействия, длящегося менее 0.5 s, формируется квазистационарная картина течения, которая не изменяется в ходе опустошения рабочего объема цилиндра с жидкостью в течение как минимум 3–4 s.

При одинаковых скоростях струи механизмы взаимодействия ее с нагретой поверхностью при различных температурах различаются. При температурах, близких, но меньших температуры кипения жидкости, на поверхности образуется смоченное пятно (рис. 2). В наиболее удаленной от места непосредственного столкновения струи с поверхностью области смоченного пятна происходит скачкообразный рост толщины пленки, так называемый гидравлический прыжок, в котором происходит резкое торможение потока. Опыты производились при температуре 94°C в центральной части поверхности пластины и различных углах атаки и давали одинаковый результат. После прыжка практически неподвижная жидкость начинает кипеть на поверхности нагретой пластины.

При натекании недогретой струи на поверхность исследуемых образцов при температурах выше приблизительно 140°C (вполне коррелирует с температурой Лейденфроста для воды), в зависимости от сочетания режимных параметров, наблюдался ряд характерных



Рис. 2. Фотография процесса столкновения струи с поверхностью нагревателя при температуре $T = 94^\circ\text{C}$ в центральной части на квазистационарной стадии процесса. Видимое на рисунке кипение жидкости объясняется тем, что температура пластины на периферии на 10–15°C выше, чем в центральной части.

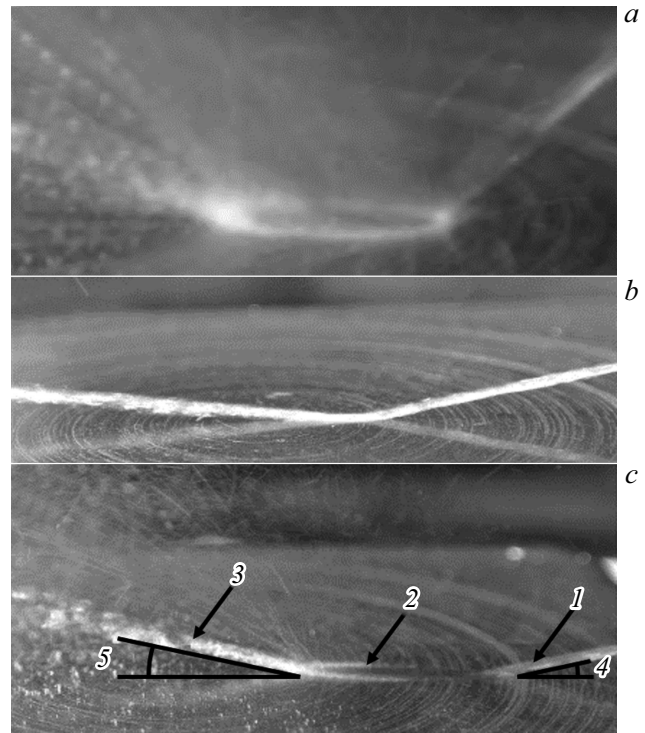


Рис. 3. Фотографии процесса столкновения струи с поверхностью нагревателя на квазистационарной стадии процесса, при различных начальных температурах поверхности: $a - T = 330^\circ\text{C}, \alpha = 45^\circ$; $b - T = 330^\circ\text{C}, \alpha = 15^\circ$; $c - T = 230^\circ\text{C}, \alpha = 15^\circ$; 1 — исходная струя, 2 — пленка жидкости на поверхности, 3 — отраженная струя, 4 — угол падения струи α , 5 — угол отражения струи β .

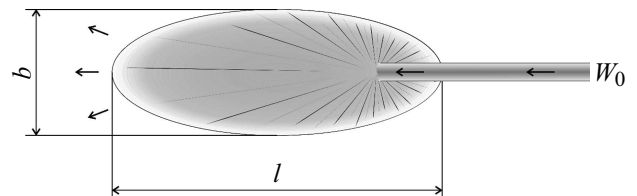


Рис. 4. Схема смоченной зоны поверхности: вид сверху.

установившихся режимов течения. При температуре поверхности нагревателя $T_m = 330^\circ\text{C}$ и подаче струи под углом 45° (рис. 3, a) на поверхности в области контакта со струей формируется темная смоченная зона. Зона имеет вид эллипса с длинной осью l , ориентированной по направлению струи, и шириной b (рис. 4).

Сквозь поверхность текущей жидкости в зоне контакта четко просматривается подстилающая металлическая поверхность. На внешней границе смоченной зоны, особенно обильно по направлению течения жидкости, аналогично наблюдениям [4], видна переходная зона, имеющая вид белой каймы. По всей видимости, она состоит из микропузырьков. В этой области, в отличие от смоченной зоны, поверхность нагревателя не видна. На внешней границе переходной области наблюдается

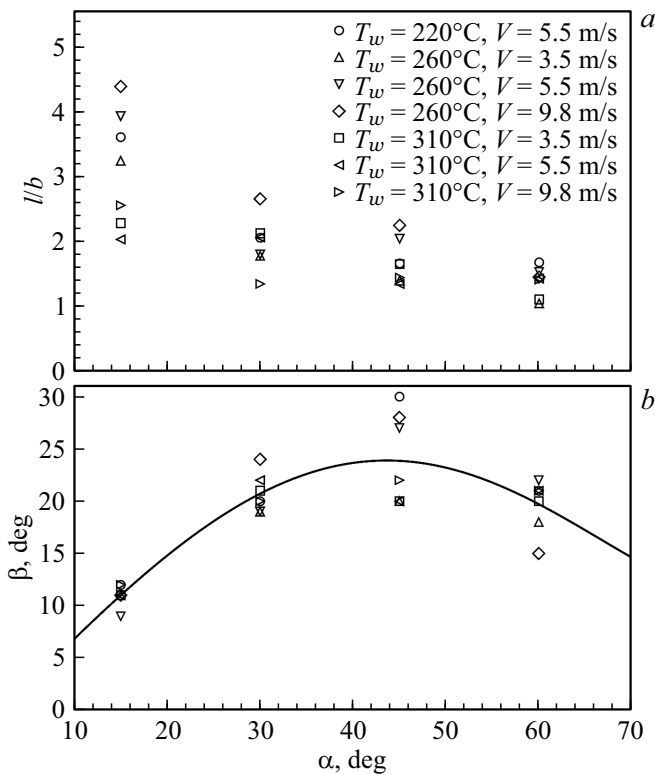


Рис. 5. Параметры смоченной зоны, возникающей при взаимодействии струи с поверхностью: *a* — отношение длины смоченной зоны к ее ширине в зависимости от угла падения струи на поверхность; *b* — зависимость угла отскока струи от угла падения струи.

отскок (отрыв с ненулевой горизонтальной и вертикальной скоростью) жидкости от твердой поверхности. Снижение температуры поверхности нагревателя до $T_m = 230^\circ\text{C}$ приводит к образованию более протяженной в направлении течения смоченной зоны (рис. 3, *b, c*) с четко выраженным отскоком жидкости от твердой поверхности на границе переходной зоны.

Для гладкой стальной пластины определена зависимость отношения максимальной длины l к максимальной ширине b смоченной зоны от угла натекания струи α (рис. 5, *a*). С ростом угла натекания данное отношение стремится к единице, что естественно. Температура нагревателя оказывает существенное влияние на протяженность смоченной зоны. Изменение температуры нагревателя на 50°C приводит к изменению отношения длины к ширине l/b в 1.5–2 раза.

В ходе экспериментов также получена зависимость угла β , под которым жидкость отскакивает от поверхности на границе переходной зоны, от угла натекания струи на поверхность (рис. 5, *b*). С увеличением угла натекания струи на поверхность возрастает также и угол, под которым жидкость отталкивается от поверхности. Описанная тенденция сохраняется до углов $\alpha = 40$ – 45° и затем, по-видимому, происходит спад до некоторого постоянного значения, сохраняющегося до $\alpha = 90^\circ$.

К сожалению, авторы не могут привести убедительных объяснений данному феномену.

Если предположить, что при взаимодействии струи с поверхностью в визуально наблюдаемой темной зоне, где жидкость движется в виде тонкой пленки, происходит прямой контакт жидкости с поверхностью, то температуру жидкости в зоне контакта обычно оценивают исходя из следующих соображений. Используется решение двуслойной задачи теплопроводности [9]. В этой задаче рассматриваются два полупространства, имеющих общую линию контакта, в то время как остальные стенки считаются теплоизолированными. Начальные температуры тел неодинаковы: T_m для металла и T_0 для жидкости. Предполагается, что оба полупространства мгновенно соприкасаются друг с другом в начальный момент времени. За весьма малое время температура жидкости, контактирующей с горячей поверхностью, достигает значения температуры T_w , которая может быть оценена как

$$T_w = T_0 + \frac{k}{k+1} (T_m - T_0), \quad (1)$$

где отношение тепловых активностей двух сред определяется как

$$k = \sqrt{\frac{\lambda_m \rho_m c_{pm}}{\lambda_l \rho_l c_{pl}}},$$

где λ , ρ , c_p — теплопроводность, плотность и теплоемкость соответственно, индексы m , l относятся к свойствам металла и жидкости соответственно.

Расчитанные, согласно (1), значения температуры T_w приповерхностного слоя жидкости (вода при начальной температуре $T_0 = 25^\circ\text{C}$) при ее контакте с горячей поверхностью нержавеющей стали $T_m = 340^\circ\text{C}$ (сталь 12X18H10T) дают температуру T_w в зоне контакта металл–жидкость, равную 290°C .

По всей видимости, следует учесть, что при высокотемпературном нагреве нержавеющей стали на поверхности возникает защитная оксидная пленка, которая по наблюдениям [4] имеет толщину 1–3 μm и состоит, в первую очередь, из оксидов хрома (Cr_2O_3). Оценка температуры в зоне контакта жидкость–оксидная пленка по формуле (1) в таком случае дает температуру $T_w = 230^\circ\text{C}$.

Полученная температура существенно превышает температуру нормального кипения воды, однако существует ряд работ, в которых удавалось реализовать кратковременный перегрев воды при атмосферном давлении до температуры 270°C [10]. Согласно расчетам авторов работы [11], максимальный расчетный динамический перегрев воды оценивается, как 325°C , поэтому полученное значение температуры в зоне контакта термодинамическим соображениям, по всей видимости, не противоречит. В результате не требуется вводить в описание тепло- и массообмена жидкости со стенкой каких-либо теоретических конструкций, отличных от более или менее стандартных. В этом отличие настоящей работы

от работ [1–4], в которых область контакта надежно наблюдается при температурах, намного превышающих критическую.

Разумеется, проведенные оценки отнюдь не закрывают вопроса о том, не возникает ли в зоне контакта вблизи поверхности ультратонкий (5–10 μm) очень гладкий паровой слой. Последний, надо заметить, снаружи пленки не может быть наблюдаем оптическими методами в принципе. Однако наличие или отсутствие такого слоя никак не влияет на последующие соображения и оценки.

В процессе обработки экспериментальных данных была сформулирована следующая гипотеза: когда тепловая волна, идущая от горячего металла в жидкость, достигает свободной поверхности жидкости, движущаяся по поверхности металла пленка начинает распадаться (вскипать) и отскакивает от поверхности с генерацией множества мелких капель.

Вполне возможно, что это происходит из-за того, что на свободной поверхности перегретой жидкости развивается неустойчивость типа Ландау [12]. По сути, это один из немногих случаев, когда данный сценарий развития событий применим напрямую. Однако детальное обсуждение этого весьма неоднозначного вопроса является в представленной вниманию публики краткой работе излишним. Возможны как минимум несколько альтернативных объяснений. Одним из них могло бы быть использование понятия времени жизни метастабильной перегретой жидкости, аналогично используемому в опытах В.П. Скрипова [13]. Впрочем возможны и другие альтернативы. Авторы не посчитали необходимым приводить какие-либо дополнительные доводы в пользу обоснованности высказанной непосредственно ими гипотезы, кроме экспериментальных данных, представленных на рис. 6. Представляется, что апелляция к эксперименту является наиболее убедительным аргументом.

Чтобы оценить толщину жидкой пленки, возникающей в пятне контакта струи с поверхностью, используем следующие соображения.

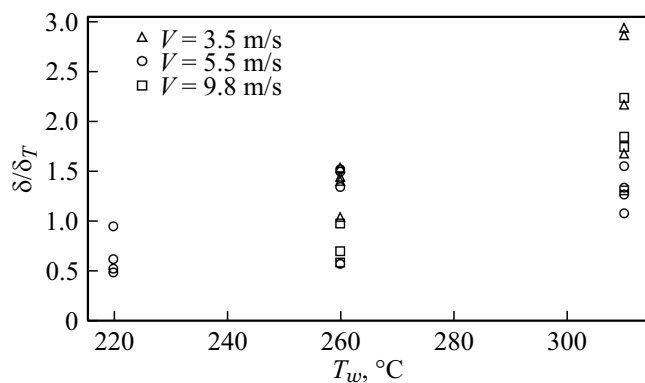


Рис. 6. Зависимость отношения экспериментально определенного значения толщины жидкой пленки к расчетной толщине прогретого слоя жидкости от температуры нагревателя.

Во-первых, необходимо оценить среднюю скорость жидкости в пленке. Для этого можно привлечь как экспериментальные, так и теоретические соображения.

Эксперимент показал, что скорость отскакивающей от поверхности струи приблизительно в e раз меньше скорости падающей струи (так, для струи, падающей на поверхность со скоростью $W_0 = 5$ м/с в диапазоне углов 15–45°, как показывает обработка видеозаписи, скорость отскока близка к $w = W_0/e = 2$ м/с). В таком случае на полпути к точке отскока, т. е. там, где ширина пятна контакта максимальна и равна b , скорость в пленке можно оценить как $W_0 e^{-0.5} \approx 0.6 W_0$.

Теоретическую же оценку скорости в пленке можно провести из следующих соображений. Непосредственно при ударе струи о поверхность скорость жидкости на свободной внешней границе струи, равная W_0 , должна сохраняться. Далее при движении пленки в ней происходит торможение жидкости и перестройка профиля скорости за счет действия сил вязкости над границей металл–жидкость.

Предполагая движение жидкости в пленке турбулентным, для средней скорости жидкости в пленке в Лагранжевой системе координат аналогично работе [14] можно записать уравнение движения

$$\rho \delta \frac{dW}{dt} = -\tau_w, \tag{2}$$

где δ — толщина пленки, ρ — плотность жидкости, τ_w — касательные напряжения на стенке (границе металл–жидкость), ν — кинематическая вязкость. Для касательных напряжений на стенке можно использовать соотношение

$$\tau_w = 0.023 \rho W^2 \left(\frac{\nu}{\delta W} \right)^{0.25}.$$

В приближении постоянной толщины пленки уравнение (2) легко интегрируется и принимает вид

$$W(t) = W_0 \left(1 + 0.018 \left(\frac{\nu}{\delta W_0} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{W_0 t}{\delta} \right)^{-\frac{4}{3}}.$$

Отсюда для длины L , на которой скорость в пленке падает вдвое, получаем приближенную формулу

$$L \approx 40 \delta \left(\frac{\delta W_0}{\nu} \right)^{0.25}.$$

Учитывая, что соответствующее 100°С значение кинематической вязкости воды составляет $\nu = 3 \cdot 10^{-7}$ м²/с, характерное значение скорости падающей струи $W_0 = 5$ м/с, характерная толщина пленки составляет $\delta = 50$ μm, для величины L получаем значение ~ 1 см, что соответствует характерному размеру области контакта и экспериментальным данным по скорости отраженной от поверхности струи. Таким образом, скорость жидкости в пленке в середине области контакта можно оценить как $W_{0.5} = (0.7–0.8)W_0$.

По результатам экспериментов из баланса расходов жидкости в струе и в зоне контакта была оценена средняя толщина жидкой пленки δ . С одной стороны, объемный расход жидкости в пленке определяется расходом жидкости в струе:

$$Q = \frac{W_0 \pi d^2}{4},$$

где W_0 — скорость жидкости в струе, d — диаметр струи.

С другой стороны, в предположении, что скорость жидкости в пленке составляет $W_{0,s} \sim W_0 \cos(\alpha)$, объемный расход жидкости в пленке может быть определен по экспериментальному значению ширины b смоченной области

$$Q = W_0 \cos(\alpha) b \delta.$$

Отсюда для толщины пленки получаем

$$\delta = \pi d^2 / (4b \cos(\alpha)).$$

Толщину δ_τ прогретого слоя за время t слоя жидкости можно приближенно оценить из решения задачи о прогреве полубесконечного массива как:

$$\delta_\tau = (6at)^{1/2},$$

где a — температуропроводность воды (для численных оценок используется ее значение при 25°C).

Таким образом, если гипотеза верна, то необходимо, чтобы толщина пленки жидкости в конце зоны контакта δ была равна толщине прогретого слоя δ_τ , успевшего развиться за время t_w пребывания жидкости на нагретой поверхности.

Время нахождения жидкости в зоне контакта t_w можно оценить как

$$t_w = \frac{l}{W_0 \cos(\alpha)},$$

где l — длина зоны контакта (измеряется в эксперименте).

Проверка гипотезы проведена для различных углов наклона падающей струи. Полученные результаты представлены на рис. 6 в виде отношения толщины жидкой пленки, определенной в эксперименте, к толщине прогретого слоя жидкости в зависимости от температуры нагревателя. Толщина жидкой пленки, определенная в экспериментах, близка к значениям толщины прогретого слоя жидкости, образующегося за время нахождения жидкости на поверхности нагревателя. Наибольшая толщина пленки $\delta = 95 \mu\text{m}$ соответствует температуре стенки $T_w = 310^\circ\text{C}$, скорости струи $W_0 = 3.5 \text{ m/s}$ и ее наклону $\alpha = 45^\circ$. Наименьшая толщина $\delta = 23 \mu\text{m}$ определена при $T_w = 220^\circ\text{C}$, $W_0 = 5.5 \text{ m/s}$, $\alpha = 30^\circ$. Для толщины прогретого слоя наибольшее значение $\delta_\tau = 60 \mu\text{m}$ достигается при параметрах $T_w = 220^\circ\text{C}$, $W_0 = 5.5 \text{ m/s}$, $\alpha = 60^\circ$, а наименьшее $\delta_\tau = 24 \mu\text{m}$ при $T_w = 310^\circ\text{C}$, $W_0 = 9.8 \text{ m/s}$, $\alpha = 45^\circ$.

По всей видимости, полученные результаты следует интерпретировать как подтверждение высказанной

гипотезы, однако они, разумеется, нуждаются в более тщательной проверке.

Разброс экспериментальных точек на рис. 6 требует дополнительных комментариев. Возможным объяснением данного эффекта могут являться следующие соображения.

Движение жидкости в жидкой пленке, по оценкам, является ламинарным. Число Рейнольдса, определяемое как $Re = W_0 \cdot 4 \cdot \delta / \nu$ лежит в диапазоне 200–1000, однако оно уже и не столь мало, чтобы не учитывать влияния на теплоперенос относительно крупных вихрей, генерируемых как при течении жидкости в игле перед впрыском на поверхность, так и вихрей, которые могут образоваться при столкновении струи с поверхностью. В этой связи вполне возможно, что нарастание толщины теплового пограничного слоя происходит быстрее, чем чисто по механизму молекулярной теплопроводности. Если это так, то тот факт, что фиксируемое на рис. 6 отношение толщины пленки к толщине теплового пограничного слоя при относительно больших числах Рейнольдса больше единицы, вполне закономерен, так как толщина теплового пограничного слоя оказывается занижена.

Заключение

В результате проведенных экспериментов определены геометрические характеристики смоченной области поверхности при взаимодействии недогретых водяных струй с твердой поверхностью при различных начальных температурах поверхности, углах наклона падающей на поверхность струи и скоростях жидкости. Также определены углы, под которыми жидкость отскакивает от нагретой поверхности, определена их зависимость от угла наклона падающей на поверхность струи. Указанная зависимость имеет максимум при значениях угла падения $\alpha = 40\text{--}45^\circ$.

Выполнены оценки температуры в зоне контакта жидкости с поверхностью нагревателя. Полученное значение $T_w = 290^\circ\text{C}$ не противоречит существующим данным о кратковременном динамическом перегреве воды вплоть до температур 325°C .

Предложена гипотеза, объясняющая явление отскока жидкой пленки от поверхности нагревателя выходом перегретой жидкости на внешнюю границу жидкой пленки. Выполненные на основе экспериментальных результатов оценки, по всей видимости, свидетельствуют о справедливости высказанной гипотезы.

Благодарности

Авторы благодарят Мякшину К.Е. за существенную помощь в проведении экспериментов и оформлении работы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] C. Agarwal. *Steel Research Int.*, **90** (1), 1800285 (2018). DOI: 10.1002/srin.201800285
- [2] D.H. Wolf, F.P. Incropera, R. Viskanta. *Adv. Heat Transfer*, **23**, 1 (1993). DOI: 10.1016/S0065-2717(08)70005-4
- [3] N. Karwa, P. Stephan. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **64**, 1118 (2013). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.05.014
- [4] H. Leocadio, C.W.M. van der Geld, J.C. Passos. *Phys. Fluids*, **30**, 122102 (2018). DOI: 10.1063/1.5054870
- [5] M. Akmal, A.M.T. Omar, M.S. Hamed. *Int. J. Microstruct. Mater. Prop.*, **3** (4), 654 (2008). DOI: 10.1504/IJMMP.2008.022042
- [6] D.E. Hall, F.P. Incropera, R. Viskanta. *J. Heat Transfer*, **123** (5), 901 (2001). DOI: 10.1115/1.1389061
- [7] N. Hatta, J. Kokado, K. Hanasaki. *Trans. Iron Steel Inst. Jpn.*, **23** (7), 555 (1983). DOI: 10.2355/isijinternational1966.23.555
- [8] S.G. Lee, M. Kaviany, C. Kim, J. Lee. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **113**, 622 (2017). DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.05.081
- [9] А.В. Лыков. *Теория теплопроводности* (Высшая школа, М., 1967)
- [10] F.B. Kenrick, C.S. Gilbert, K.L. Wismer. *J. Phys. Chem.*, **28** (12), 1297 (1924). DOI: 10.1021/j150246a009
- [11] J.H. Lienhard, N. Shamsundar, P.O. Viney. *Nucl. Eng. Des.*, **95**, 297 (1986). DOI: 10.1016/0029-5493(86)90056-7
- [12] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Гидродинамика. Теоретическая физика* (Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., М., 1986), т. VI, 3-е изд., перераб.
- [13] В.П. Скрипов. *Метастабильная жидкость* (Наука, М., 1972)
- [14] С.С. Кутателадзе, В.Е. Накоряков. *Тепломассообмен и волны в газодинамических системах* (Наука, Новосибирск, 1984)