

УДК 532.525.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА КАПЛИ, УСКОРЯЕМОЙ ПОТОКОМ ВОЗДУХА ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА, ПРИ ОБЛЕДЕНЕНИИ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

© 2022 г. В. А. Жбанов*, А. Л. Стасенко**, О. Д. Токарев***

Центральный аэрогидродинамический институт им. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ), Россия

*E-mail: zhbanov@physics.msu.ru

**E-mail: stasenko@serpantin.ru

***E-mail: olegdt@mail.ru

Поступила в редакцию 13.10.2021 г.

После доработки 04.03.2022 г.

Принята к публикации 07.06.2022 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований и подтвержденной ими физико-математической модели эволюции температуры переохлажденных капель воды, ускоряемых потоком воздуха вдоль поверхности модели крыла. Разработанный численный код позволяет предсказать места примерзания капель к поверхности и отследить начало процесса обледенения.

DOI: 10.31857/S0040364422060163

ВВЕДЕНИЕ

Одной из нерешенных проблем авиации является обледенение летательного аппарата [1], для борьбы с которым в настоящее время разработаны различные методы. В частности, попадание самолета с включенной электро- или воздушно-тепловой противообледенительной системой в переохлажденное облако может привести к образованию так называемого барьерного льда, который получается вследствие кристаллизации капель воды, возникающих в результате распада ручейков или пленки, текущих по поверхности крыла. Кроме того, экспериментальные исследования [2], проведенные в аэродинамической трубе в условиях полета, показали, что капельный режим обледенения наблюдается чаще других. В настоящей работе для предсказания мест отложения барьерного льда на поверхностях с различными углами смачивания проведены экспериментальные и теоретические исследования динамики и теплообмена капель, увлекаемых аэродинамической силой по поверхности модели. Проведенное ранее исследование [3] динамики капель показало хорошее совпадение экспериментальных данных и результатов теоретического моделирования, что позволяет уверенно предсказывать скорость капли.

Целью данной работы является развитие экспериментальных и теоретических методов определения мест образования барьерного льда.

ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ЭВОЛЮЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ КАПЕЛЬ

В работе [4] измерены температуры неподвижной капли при помощи тепловизора и внедренных в нее термопар. В рассматриваемом случае переохлажденных капель, движущихся по поверхности, использование термопар затруднительно.

В настоящей работе исследование динамики и температуры капель дистиллированной воды проводилось с помощью инфракрасной (ИК) камеры. Схема эксперимента состояла в следующем. Модель симметричного крыла с нагреваемой передней кромкой и сменными плоскими пластинами по верхней и нижней сторонам профиля устанавливалась в воздушно-капельный поток, создаваемый аэрохолодильной трубой, с заданными значениями скорости и отрицательной температуры (рис. 1а). Капли из потока захватывались передней кромкой модели и под действием аэродинамических сил перетекали на поверхность пластины с заданными характеристиками смачиваемости, теплопроводности и излучательной способности. Размеры пластины — 130×150 мм², толщина $h_w = 3$ мм. Для предотвращения обледенения передней кромки модели и наблюдения исследуемого явления передняя кромка модели подогревалась с помощью электрического цилиндрического нагревателя (рис. 1).

Выбор пластины для проведения экспериментов является нетривиальной задачей: необходимо

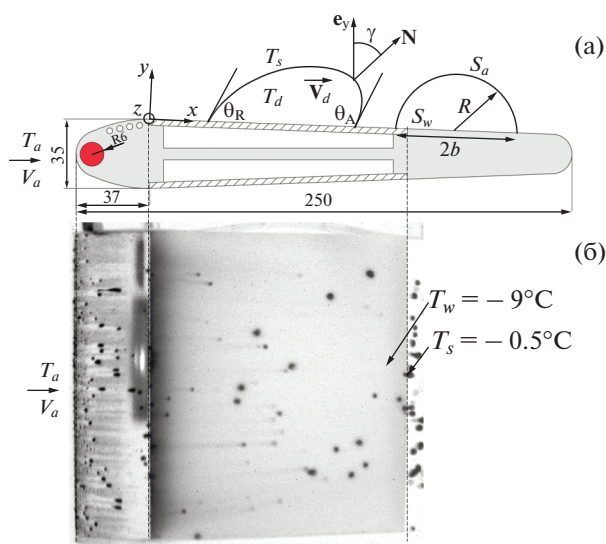


Рис. 1. Схема экспериментальной модели (а): исследуемые сменные пластины заштрихованы, красным обозначено место установки нагревателя, размеры – в мм; (б) – ИК-изображение исследуемой области.

удовлетворить одновременно нескольким требованиям, в частности, смачиваемости и теплового излучения в ИК-диапазоне. С одной стороны, углы смачивания должны обеспечить образование капельного течения. Как показали предварительные исследования, это требование удовлетворяется при углах смачивания $\theta > 80^\circ$. С другой стороны, они не должны быть очень большими, так как на супергидрофобных пластинах (например, при $\theta > 120^\circ$) образуются слишком маленькие капли и скорость их движения по пластине увеличивается, что повышает требования к измерительному оборудованию и сложность проведения измерений. Кроме того, коэффициент теплового излучения пластины следует выбирать близким к коэффициенту излучения воды, чтобы тепловые потоки от капелль воды и стекла было легче сравнивать при одновременных измерениях (в пределах одного диапазона длин волн).

В результате в качестве материала пластины выбрано стекло. Однако, поскольку оно обладает малыми углами смачивания, недостаточными для образования капельного течения на поверхности, на пластину наносилась тонкая пленка поверхностно-активного вещества на основе кремния, которая затем выдерживалась до высыхания и по-

лировалась микрофиброй. Данная пленка, увеличивающая гидрофобные свойства поверхности, не влияет на излучательные характеристики исследуемых веществ (табл. 1).

Как известно, прохождение излучения через вещество описывается законом Бугера–Ламберта–Бера $I(x) = I_0 e^{-k_\lambda x}$, где I – плотность лучистого потока, k_λ – показатель поглощения среды. Отсюда видно, что характерная глубина проникновения излучения, а следовательно, и толщина слоя, излучение которого детектирует тепловизор, равна $\delta = 1/k_\lambda$. В исследуемом диапазоне длин волн глубина проникновения излучения δ составляет 5–20 мкм [5]; следовательно, наблюдаемые в тепловизор капли с характерным радиусом порядка 1 мм можно считать оптически непрозрачными, а измеренную температуру T_s принадлежащей приповерхностному слою капли. Измерения проводились с помощью ИК-камеры FLIR SC7000 LW, работающей в диапазоне длин волн 9–12 мкм при температурах до $T \geq -20^\circ\text{C}$. Разрешение камеры составляет 640×480 пикселей, один пиксель в масштабах данного эксперимента получает тепловой поток с поверхности $\approx 0.3 \times 0.3 \text{ мм}^2$. Частота съемки камеры составляла 111 Гц.

Углы смачивания поверхности измерялись квазистационарным методом. В результате получены следующие значения: $\theta = 95^\circ$, углы натекания и оттекания $\theta_A = 115^\circ$, $\theta_R = 65^\circ$ (рис. 1). Точность определения углов составляет $\pm 5^\circ$. Эти данные можно использовать в физико-математической модели динамики капли [3]. В настоящей работе результаты экспериментов представлены в функции времени.

На рис. 1а над схемой модели приведены иллюстрации как деформированной капли в ускоряющем ее погранслое, так и урезанной шаровой капли, геометрия которой служит для построения теоретической модели (характерный радиус объемно-эквивалентной сферической капли $a \approx 1 \text{ мм}$), e_y – орт, указывающий направление на ИК-камеру, N – вектор нормали к поверхности. Размеры капли увеличены для наглядности.

ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 1б представлено ИК-изображение модели с текущими по ней каплями (вид сверху). Более темные участки соответствуют более высокой температуре поверхности. Видно, что за не-

Таблица 1. Оптические параметры веществ

Параметр	Вода	Лед	Стекло
Коэффициент излучения	0.92–0.96	0.96–0.98	0.85
Диапазон длин волн, мкм	9–12	9–12	8–14

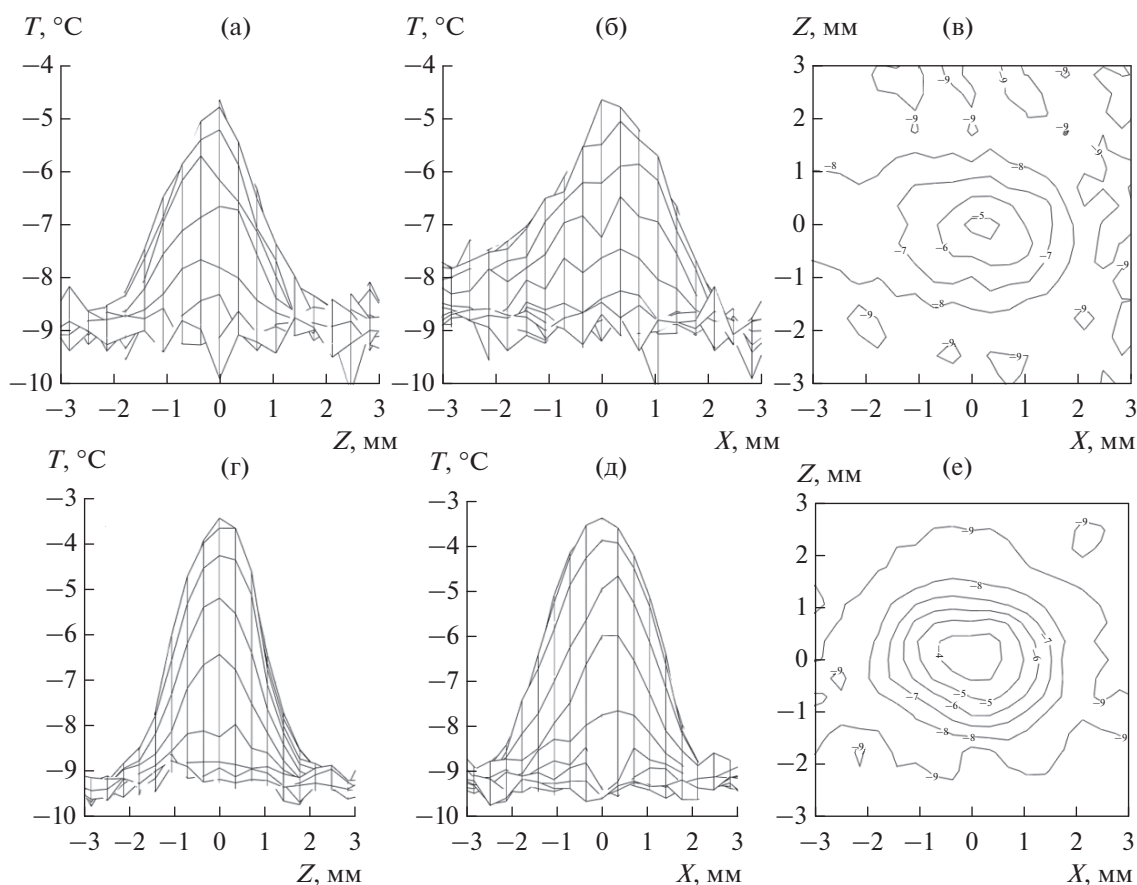


Рис. 2. Измеренное тепловизором распределение температуры ($V_a = 21$ м/с, $T_a = -10^\circ\text{C}$): (а)–(в) – движущаяся капля, $V_d = 0.04$ м/с; (г)–(е) – неподвижная капля, $a = 1$ мм, $x_d = 40$ мм; (а), (г) – вид спереди; (б), (д) – сбоку; (в), (е) – сверху (изолинии температуры).

которыми каплями имеется тепловой “след”, не наблюдаемый в видимом диапазоне. Он соответствует излучению поверхности, нагретой прошедшей по ней ранее каплей, и позволяет отличить движущуюся каплю от неподвижной, у которой тепловой след отсутствует. В конце пластины видны капли, остановившиеся в результате попадания на стык исследуемой пластины с поверхностью модели (алюминий). Примерзание капель до края исследуемой пластины носит случайный характер и связано, по-видимому, с локальными неоднородностями поверхности. На изображении отмечены две характерные точки, подтверждающие правильность измерений при коэффициенте излучения $\epsilon = 0.85$, а именно, измеренная тепловизором температура пластины вдали от нагревателя составляет $T_w = -9^\circ\text{C}$ и близка к температуре потока; измеренная тепловизором температура поверхности переохлажденной воды, перешедшей в воду и лед, составляет $T_s = -0.5^\circ\text{C}$. При таком переходе вода и лед [4] должны иметь температуру 0°C . Параметры эксперимента следующие: температура потока $T_a = -9.3^\circ\text{C}$, скорость

потока $V_a = 21$ м/с, мощность нагрева $Q = 54$ Вт. На рис. 1а справа условно показаны параметры усеченной сферической капли, используемые ниже при численных оценках.

На рис. 2 приведены три проекции ИК-изображения движущейся и неподвижной (примерзшей и остывающей) каплю. Видно, что во втором случае распределение температуры близко к симметричному относительно вертикальной оси. Подчеркнем, что это не является обычной фотографией формы капель, а представлено распределение длинноволнового излучения поверхности в направлении тепловизора.

На рис. 3 показано ИК-изображение движущейся капли в разные моменты времени как функция координат в пределах исследуемой области пластины. Наблюдается монотонное охлаждение капли, которое иллюстрирует экспоненциально убывающая кривая.

Для обработки результатов разработан численный код, который при анализе ИК-съемки может получать треки капель и их температурные зависимости. Он включает в себя геометрическое пре-

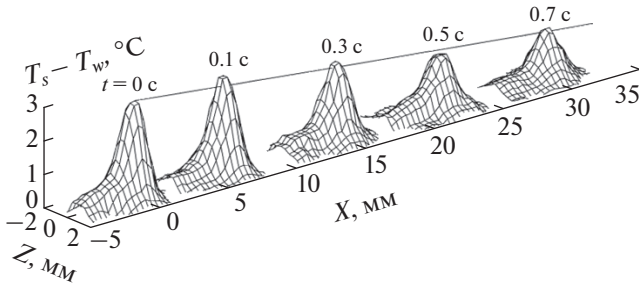


Рис. 3. ИК-изображение разности температур $T_s - T_w$ в разные моменты времени: линия – кривая максимальных значений; координаты и моменты регистрации излучения капли взяты непосредственно из описываемых экспериментов.

образование исследуемой области, переводящее изометрическое наблюдение под небольшим углом в планарное (учитывается, что оптическая ось тепловизора направлена на поверхность пластины не под прямым углом, чтобы избежать его отражения в ней); фильтрацию шумов с помощью медианного фильтра; обнаружение капель на ИК-снимках поиском локальных максимумов; отслеживание капли на разных кадрах с помощью алгоритмов PTV (particle tracking velocimetry); получение температурных зависимостей и их интерполяцию.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЯВЛЕНИЯ

Описание динамики и теплообмена капли, ускоряемой газом вдоль поверхности обтекаемого тела, принимающей заранее неизвестную форму, зависящую от структуры пограничного слоя газа, “испорченного” присутствием самой капли, – сложная самосогласованная проблема. В исследуемом здесь случае эта проблема осложнена процессами поверхностного испарения, возможностью развития кристаллизации переохлажденной жидкости и примерзания капли к поверхности твердого тела в заранее неизвестном месте. Поэтому единственно приемлемым путем решения данной проблемы является создание полукачественной модели [6], возможно содержащей полуэмпирические подгоночные коэффициенты и дающей в частных предельных случаях апробированные результаты.

Как показали оценки, диссипация энергии, связанная с возможностью сдвиговых течений внутри капли, много меньше остальных потоков тепла. Так как капля движется по горизонтальной поверхности, ее вес может влиять только на ее деформацию, что не учитывается в настоящей работе. Зависимость координаты капли от времени в экспериментах оказалась близкой к линейной, как и в [3].

Для теоретического описания эволюции температуры капли использовано следующее уравнение, учитывающее теплообмен капли с поверхностью твердого тела и с воздухом [6]:

$$mc_l \frac{dT_d}{dt} = -2\pi R \left[(T_d - T_w) \frac{\sin \theta}{2} \Lambda_{lw} + (T_d - T_a) \sin \frac{\theta}{2} \Lambda_{al} \right] + \left(\frac{dm}{dt} \right)_v [L_{lv} + c_{pv} (T_d - T_a)] + \left(\frac{dm}{dt} \right)_{cr} [L_{ls} + c_l (T_f - T_l)], \tag{1}$$

$$\left(\frac{dm}{dt} \right)_v = -2\pi R D_v \text{Sh} [\rho_{vs} (T_s) - \rho_v] \sin \left(\frac{\theta}{2} \right), \tag{2}$$

где

$$\Lambda_{al} = \frac{\text{Nu}_a \lambda_a}{1 + \xi_{al}}, \quad \Lambda_{lw} = \frac{\text{Nu}_w \lambda_w}{1 + \xi_{lw}},$$

$$\xi_{al} = \frac{\text{Nu}_a \lambda_a}{\text{Nu}_l \lambda_l}, \quad \xi_{lw} = \frac{\text{Nu}_w \lambda_w}{\text{Nu}_l \lambda_l},$$

$$\text{Nu}_a = 2 + 0.5 \text{Pr}_a^{1/3} \text{Re}_a^{1/2}, \quad \text{Re}_a = \frac{2a\rho_a |V_d - V_a|}{\mu_a},$$

$$\text{Nu}_l = 10, \quad \text{Sh} = \text{Nu}_a, \quad \text{Pr}_j = \frac{\mu_j c_j}{\lambda_j}, \quad j = a, w,$$

$$\text{Nu}_w = 2 + 0.35 \text{Pr}_l^{1/3} \text{Re}_l^{1/2}, \quad \text{Re}_l = \frac{2a\rho_l V_d}{\mu_l},$$

$$m = \frac{4}{3} \pi a^3 \rho_l, \quad R = a \left(1 - \frac{(1 + \cos \theta)^2 (2 - \cos \theta)}{4} \right)^{-1/3}.$$

Здесь a, m, T_d – радиус сферы эквивалентного объема, масса и среднеобъемная температура капли; c_l – теплоемкость воды; c_{pv} – удельная теплоемкость пара; λ – теплопроводность; $\text{Nu}, \text{Pr}, \text{Re}, \text{Sh}$ – числа Нуссельта, Прандтля, Рейнольдса и Шервуда соответственно. Число Шервуда Sh считается равным числу Нуссельта Nu_a , что отражает аналогию процессов массо- и теплообмена. Индекс d относится к капле, w – стенке, a – воздуху, l – жидкости, v – испарению, cr – кристаллизации, vs – условия насыщенного пара.

Оценки, проведенные на основании уравнения (1), показывают, что капля с эквивалентным радиусом порядка 1 мм при температуре -10°C испаряется в сухом воздухе ($\rho_v = 0$) со скоростью приблизительно 2×10^{-9} кг/с (менее 0.1% исходной массы капли), что соответствует темпу изменения температуры капли около -5×10^{-3} К/с. Такая скорость остывания капли при характерном времени эксперимента продолжительностью до 10 с и наблюдаемому за это время изменению температуры до 10 К (за счет всех факторов) позволяет не учитывать испарение в данных условиях. Можно оценить также влияние толщины испаряющегося слоя на излучательные характеристики капли. Поскольку рассчитанное ранее изменение массы происходит с поверхности капли, массу шарового слоя капли воды радиусом a и толщиной Δh_{vap} можно вычислить по формуле $\Delta m_{\text{vap}} = 4\pi a^2 \Delta h_{\text{vap}} \rho_l$. В результате толщина испа-

рившегося слоя равна $\Delta h_{\text{vap}} \approx 0.2$ мкм, что много меньше толщины слоя ($\delta \approx 10$ мкм), с которого поступает ИК-излучение в исследуемом диапазоне длин волн. Таким образом, учитывая, что характерное время регистрации приемником ИК-излучения много меньше секунды, влиянием данного фактора можно пренебречь. Наконец, оценки скорости нуклеации и роста кристаллических зародышей внутри капли показывают, что при движении капли на базе наблюдения $\Delta x = 0.1$ м (время $\tau_x \approx 1$ с) выделение фазового тепла должно быть пренебрежимо мало, поскольку интенсивная нуклеация неподвижных относительно воздуха капель воды происходит при $T_d < -30^\circ\text{C}$ [7].

В предположениях постоянства скорости капля (подтвержденное и ранее в [3]) и малых изменений физических свойств веществ (в рассмотренном диапазоне температур) решение уравнения (1) сводится к уравнению релаксационного вида

$$T_d = T_{\text{eff}} + (T_{d0} - T_{\text{eff}}) \exp \left[-t \left(\frac{1}{\tau_a} + \frac{1}{\tau_w} \right) \right],$$

$$T_{\text{eff}} = \frac{\tau_w T_a + \tau_a T_w}{\tau_a + \tau_w}$$

с двумя характерными временами теплообмена с воздухом и с подложкой

$$\frac{1}{\tau_a} = \frac{2\pi R}{mc_l} \sin \frac{\theta}{2} \text{Nu}_a \Lambda_{al}, \quad \frac{1}{\tau_w} = \frac{2\pi R \sin \theta}{mc_l} \text{Nu}_w \Lambda_{lw}.$$

Эти времена являются экстраполяцией выражений, приведенных в монографии [8] для сферической капли в безграничной среде, на более общий случай капли, лежащей на поверхности тела.

Среднеобъемная температура T_d , определяющая энтальпию капли и входящая в уравнение (1), может быть связана с поверхностной температурой капли T_s , измеряемой тепловизором, и температурами внешнего потока T_a и подложки T_w приближенным соотношением, опирающимся на работы [8–10] для случая сферической капли в безграничной среде при $\text{Re}_a \ll 1$. В этом случае числа Нуссельта внешнего и внутреннего теплообмена покоящейся в безграничной среде частицы ($|V_d - V_a| = 0$) равны соответственно 2 и 10 [10], так что $\xi_{al} = \frac{2 \lambda_a}{10 \lambda_l}$.

Наконец, в случае бесконечно большой теплопроводности частицы $T_s = T_a$, что соответствует объемной изотермичности. В случае обтекания частицы $\alpha_l = \text{Nu}_l / \text{Nu}_a$. Эти результаты использованы, в частности, при исследовании взаимодействия газодисперсного потока с поперечным цилиндром [11]. Поскольку в настоящем случае, помимо теплообмена с газом через поверхности S_a , происходит также теплообмен с поверхностью твердого тела (температура T_w , площадь контакта

S_w , рис. 1), в качестве обобщения можно предложить выражение

$$T_s = \frac{T_d + \xi_{al} T_a S_a}{1 + \xi_{al} S} + \frac{T_d + \xi_{lw} T_w S_w}{1 + \xi_{lw} S},$$

$$S = S_w + S_a, \quad S_w = \pi b^2, \quad b = R \sin \theta, \quad (3)$$

$$S_a = 2\pi R^2 (1 - \cos \theta).$$

Для оценки S_a и S_w приняты параметры капли, не деформированной потоком (рис. 1а). В частности, для сферической капли в безграничном потоке ($\theta = \pi$, $R = a$, $S_w = 0$) остается только первое слагаемое в (3). При обработке экспериментальных данных значение температуры поверхности вычислялось по формуле $T_s = (T_s^{\text{max}} + T_w) / 2$.

На рис. 4 представлено сравнение температур: экспериментально измеренной и полученной в результате теоретического моделирования во время движения капли по поверхности подложки. Хорошее совпадение достигнуто благодаря подбору коэффициентов в уравнении (1). Видно, что значение среднеобъемной температуры капли во всем интервале наблюдения лежит между экспериментально измеренными значениями максимальной температуры поверхности капли и температуры подложки. С течением времени температура капли приходит в равновесие с температурой подложки и становится близка к температуре потока. В расчетах принят следующий набор значений определяющих параметров: $\sigma = 0.07$ Н/м, $\theta = 95^\circ$,

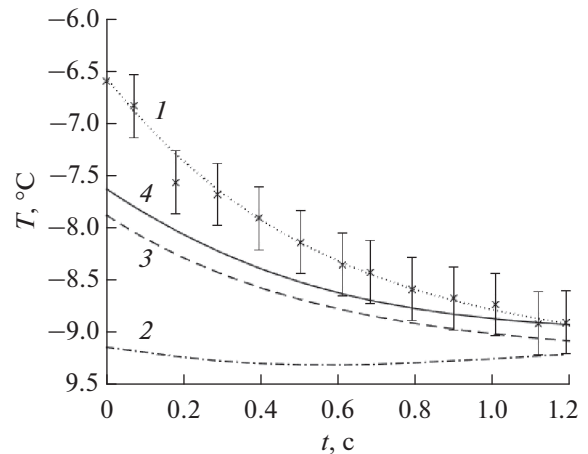


Рис. 4. Экспериментально измеренные значения максимальной температуры поверхности движущейся капли T_s^{max} : 1 — кривая интерполяции экспериментальных данных, 2 — измеренная температура поверхности подложки T_w в области под каплей непосредственно перед ее попаданием в эту точку, 3 — средняя температура поверхности капли T_s , 4 — расчетная кривая среднеобъемной температуры капли T_d согласно (1).

Таблица 2. Теплофизические характеристики

Элементы системы	ρ , кг/м ³	c , Дж/(кг К)	λ , Вт/(м К)	μ , кг/(м с)	χ , м ² /с
Воздух	1	10 ³	2.3×10^{-2}	1.5×10^{-5}	2×10^{-5}
Вода	10 ³	4200	0.5	10 ⁻³	10 ⁻⁷
Стекло	2550	700	1.15	—	6×10^{-7}

$L_{lv} = 2.2 \times 10^6$, $L_{ls} = 3.5 \times 10^5$ Дж/кг – скрытые теплоты парообразования и плавления, $\chi = \frac{\lambda}{\rho c}$ – температуропроводность вещества (табл. 2). Численные результаты существенно зависят от теплоотвода в газ; соответствующие Nu_a и Re_a определяются, в частности, вязкостью потока μ_a , от которой зависят и характеристики пограничного слоя на поверхности обтекаемого тела. В настоящей работе турбулентная вязкость потока не контролировалась; ее значение принято равным 1.5×10^{-4} кг/(м с).

Среднеквадратическая глубина проникновения тепла в вещество оценивается выражением $\sqrt{\chi t}$. Для воды значения этой величины ниже, чем для стекла и воздуха (табл. 2), что и привело к необходимости учитывать объемную неизотермичность капли, скользящей по поверхности. Исследования, проведенные с каплей воды, движущейся по наклонной плоскости под действием скатывающей силы [12], показали что при углах смачивания $\theta < 126^\circ$ реализуется режим скольжения, а при $\theta > 147^\circ$ – качения. В последнем случае капля будет объемно-изотермичной вследствие внутреннего перемешивания массы, так что вместо (3) имеем $T_d \approx T_s$. В заключение отметим, что при наличии множества капель их кинетику можно рассмотреть на основе работы [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом инфракрасной съемки экспериментально исследована динамика и тепловой режим капель, увлекаемых вдоль гидрофобной поверхности модели крыла самолета аэродинамическими силами, при отрицательных температурах потока ($-5 \dots -10^\circ\text{C}$) и скоростях потока 20–40 м/с.

Для обработки результатов инфракрасной съемки разработан численный код, включающий фильтрацию шумов, пространственное преобразование изображений, определение рабочей области, детектирование и получение треков капель с помощью алгоритмов РТВ, определение температурного профиля капель, их сортировку, интерполяцию данных.

Разработана физико-математическая модель температурного режима капель, движущихся по поверхности, обдуваемой потоком воздуха. Сравнение предсказаний теоретической модели с ре-

зультатами эксперимента показало работоспособность предложенной модели.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-29-13024.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Cao Y., Tan W., Wu Z. Aircraft Icing: An Ongoing Threat to Aviation Safety // *Airspace Sci. Technol.* 2018. V. 75. P. 353.
2. Olsen W., Walker E. Experimental Evidence for Modifying the Current Physical Model for Ice Accretion on Aircraft Surface // *3rd Int. Workshop on Atmospheric Icing of Structures*. Vancouver, Canada, May 6–8, 1986. NASA Tech. Memor. 87184. 46 p.
3. Гринац Э.С., Жбанов В.А., Кашевараев А.В., Миллер А.Б., Потапов Ю.Ф., Стасенко А.Л. Динамика капли на поверхности тела в потоке газа // *ТВТ*. 2019. Т. 57. № 2. С. 246.
4. Chaudhary G., Li R. Freezing of Water Droplets on Solid Surfaces: An Experimental and Numerical Study // *Exp. Therm. Fluid Sci.* 2014. V. 57. P. 86.
5. Ichikawa M. Infrared Spectra of Penetration Depth into Water and of Water Refraction-index // *SPIE Infrared Technology*. XV. 1989. V. 1157. P. 327.
6. Амелюшкин И.А., Гринац Э.С., Стасенко А.Л. Кинетика молекулярных кластеров и гидротермодинамика капель в проблеме обледенения летательного аппарата // *Вестн. МГОУ. Сер. Физика–математика*. 2012. № 2. С. 153.
7. Wood S.E., Baker M.B., Swanson B.D. Instrument for Studies of Homogeneous and Heterogeneous Ice Nucleation in Free-falling Supercooled Water Droplets // *Rev. Sci. Instrum.* 2002. V. 73. P. 3988.
8. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
9. Стасенко А.Л. К дисперсии звука в смеси газа с теплоизлучающими макроскопическими частицами // *Акуст. журн.* 1973. Т. 19. Вып. 6. С. 891.
10. Стасенко А.Л. Феноменология газодисперсных и парокапельных потоков с межфазным массообменом и лучистым переносом энергии // *Тр. ЦАГИ*. 1994. Вып. 2530. С. 3.
11. Моллесон Г.В., Стасенко А.Л. Взаимодействие двухфазной струи и твердого тела с образованием “хаоса” частиц // *ТВТ*. 2013. Т. 51. № 4. С. 598.
12. Xie J., Xu J., Shang W., Zhang K. Mode Selection between Sliding and Rolling for Droplet on Inclined Surface: Effect of Surface Wettability // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2018. V. 122. P. 45.
13. Вараксин А.Ю. Двухфазный пограничный слой газа с твердыми частицами // *ТВТ*. 2020. Т. 58. № 5. С. 789.