

УДК 533.6.071.08.632.57

КИНЕТИКА МОЛЕКУЛЯРНЫХ КЛАСТЕРОВ И ГИДРОТЕРМОДИНАМИКА КАПЕЛЬ В ПРОБЛЕМЕ ОБЛЕДЕНЕНИЯ ЛЕТАТЕЛЬНОГО АППАРАТА

И.А. Амелюшкин*, Э.С. Гринац**, А.Л. Стасенко**

*Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ);
140180, Россия, Московская область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1

**Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского (ЦАГИ);
140180, Россия, Московская область, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1

**Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет) (МФТИ);
141700, Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., д. 9.

Аннотация. Рассмотрены физические процессы, сопровождающие обтекание тел в переохлажденном облаке. Методом молекулярной газодинамики исследовано взаимодействие наночастиц воды, образовавшихся в обтекающем воздухе, с поверхностью твердого тела. Предложена простая физико-математическая модель гидротермодинамики фрагментов жидкости (пленки, ручейков, капель) на поверхности тела, описывающая зависимости их скорости и температуры от макрофизических свойств воздуха, воды и подложки, а также их адгезионное взаимодействие с поверхностью (в терминах угла смачивания).

Ключевые слова: воздушное облако с переохлажденными каплями воды, молекулярная динамика, гидроаэротермодинамика нано- и микрокапель, краевой угол смачивания, барьерный лед.

Введение. Несмотря на более чем вековую историю авиации, до настоящего времени не найдено стопроцентно эффективного способа борьбы с обледенением летательного аппарата в переохлажденных облаках. Наиболее успешным путем решения этой проблемы могло бы стать создание поверхностей, физические свойства которых предотвращали бы само начало этого процесса. В течение десятков лет идет поиск веществ, обладающих идеально водоотталкивающим свойством (гидрофобностью) [8, 10].

Одной из опаснейших форм обледенения является так называемый барьерный лёд, который может образоваться ниже по течению, например, в результате управляемого плавления наледи на передней кромке крыла. Если локализация «обычной» наледи более или менее определена (на передних кромках крыла, стабилизатора, киля), что позволяет расположить соответствующим образом противообледенительные устройства, то предсказание места образования барьерного льда затруднительно.

Схему образования барьерного льда можно представить в виде нескольких последовательных процессов (рис. 1а): предшествующее движение капель воды, сформировавшихся в облаках и обладающих широким массовым спектром (от наночастиц до субмиллиметрового размера); их попадание на поверхность; подвод тепла, сопровождающийся подогревом падающей жидкой воды, течение плёнки по поверхности под действием обдува воздухом, её распад на ручейки, дробящиеся затем на капли, движение капель по поверхности, их охлаждение и, наконец, примерзание или сдув капель с поверхности растущей наледи.

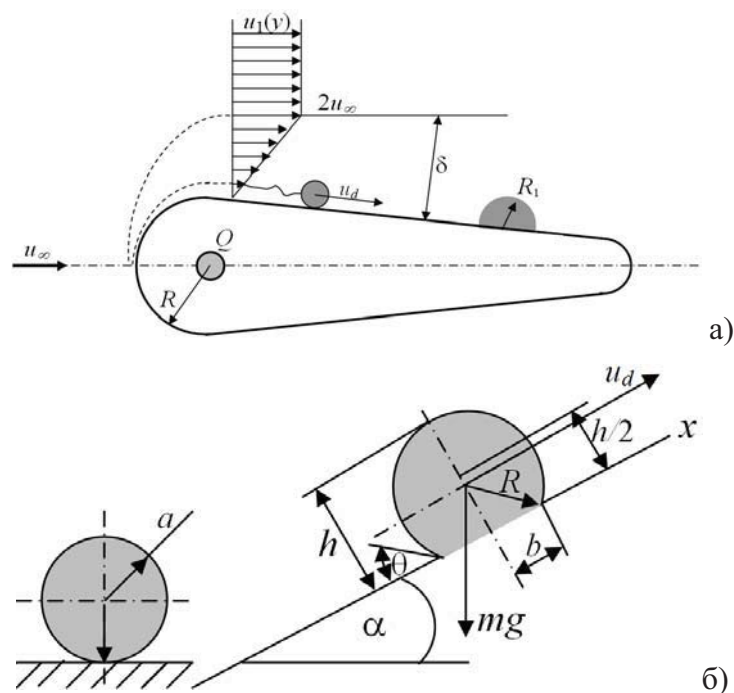


Рис. 1. а) схема течения; δ – толщина пограничного слоя с модельным профилем $u_1(y)$;
 б) капля на идеально гидрофобной поверхности (слева)
 и на наклонной плоскости

Взаимодействие наночастицы с поверхностью твердого тела. Прежде всего, рассмотрим поведение наночастиц воды, состоящей из взаимодействующих друг с другом молекул согласно потенциалу Леннарда-Джонса

$$U(r) = 4\varepsilon \left(\left(\frac{\sigma_{\text{H}_2\text{O}}}{r} \right)^{12} - \left(\frac{\sigma_{\text{H}_2\text{O}}}{r} \right)^6 \right),$$

где $\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$ – расстояние между центрами двух взаимодействующих молекул, на котором $U = 0$. Отметим, что образование и динамика наночастиц в свободном потоке рассматривались ранее методами квантовой химии, например в [1]. Пусть ранее сформировавшаяся наночастица (рис. 2) попадает на поверхность тела также с заданным распределением потенциала (функции расстояния). Ее динамика рассматривается в окрестности передней кромки крыла: линии или точки торможения потока. В этих предположениях с учетом потенциала взаимодействия $N_{\text{H}_2\text{O}}$ молекул воды, N_a воздуха и поверхности твердого тела численно решена многочастичная проблема пространственно-временной эволюции кластера воды (аналогичное исследование проведено в [12] для случая капли в вакууме в отсутствии тепловой энергии молекул). Характерные значения параметров потенциалов и моментов их инерции заимствованы из литературы. В конечном состоянии наночастицы на поверхности может быть измерен краевой угол смачивания и найдена его связь с параметрами Леннарда-Джонса веществ частицы и твердого тела $\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$, σ_w , соответственно. В качестве геометрического масштаба в этих расчетах при-

нят размер $50r_{\text{H}_2\text{O}}$, где $2r_{\text{H}_2\text{O}} = \sqrt[6]{2}\sigma_{\text{H}_2\text{O}}$ ($\sigma_{\text{H}_2\text{O}} = 2.6 \text{ \AA}$). Глубина потенциальной ямы составляет $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 809k_{\text{B}} \cong 1.12 \cdot 10^{-20} \text{ Дж}$ (k_{B} – постоянная Больцмана). Для вещества подложки принято $r_w = r_{\text{H}_2\text{O}}$, $\epsilon_w = 5\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$.

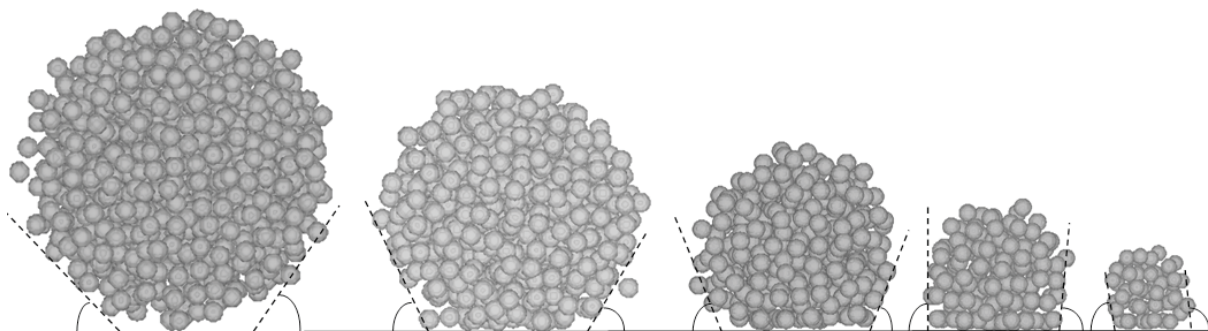


Рис.2. Нанокapли (1080, 647, 349, 159 и 54 молекулы соответственно) на плоской поверхности

На рис.2 показано поведение нанокapель различных размеров ($2R/\sigma_{\text{H}_2\text{O}} = 12, 10, 8, 6$ и 4 , соответственно) на поверхности. Видно, что с уменьшением размера нанокapли угол смачивания увеличивается; что обусловлено тепловой энергией молекул и их взаимным притяжением друг к другу (на расстояниях превышающих $2r_{\text{H}_2\text{O}}$), которое тем больше, чем больше нанокapля. Из рисунка также видна немонотонная зависимость площади соприкосновения нанокapли с поверхностью тела. Это обусловлено тем, что в малом кластере воды все молекулы находятся в непосредственной близости к молекулам стенки, «чувствуют» их влияние и начинают притягиваться к поверхности. С увеличением размера капли все более значительное число молекул воды находится на расстояниях, на которых силы межмолекулярного взаимодействия молекул воды много больше сил их взаимодействия с поверхностью, что и приводит к притяжению ближайших к стенке молекул внутрь нанокapли.

На рис.3 показано влияние потенциала взаимодействия молекул нанокapли с молекулами стенки поверхности. Из рисунка видно, что с увеличением потенциальной энергии взаимодействия молекул нанокapли с молекулами стенки (она меняется в диапазоне $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}^w = (5 \div 50)\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$) увеличивается краевой угол смачивания и, как следствие, площадь соприкосновения капли с поверхностью тела.

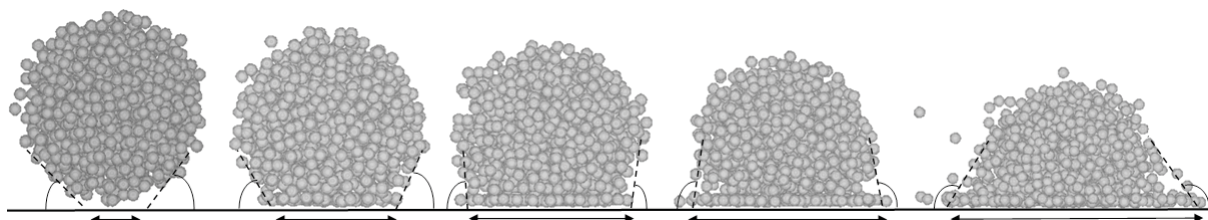


Рис.3. Влияние энергии взаимодействия молекул воды и стенки на краевой угол смачивания и размер области соприкосновения

Таким образом, рассмотренное численное моделирование воспроизводит классические эксперименты по измерению угла смачивания, позволяя экстраполировать их возможности к размерам частиц на уровне нанометров.

Моделирование гидротермодинамики жидкости на поверхности. К настоящему времени накоплен большой опыт исследования предшествующих процессов [3, 6] и гидродинамики плёнки, как свободно стекающей по вертикальной поверхности [2], так и движущейся по поверхности, например, лопаток энергетических установок и обдуваемой высокоскоростным потоком газа с образованием штормовых волн и срывом капель [5, 7, 11]. Теоретическое описание перечисленных выше явлений осложняется существенно трёхмерным характером обтекания фрагментов жидкости, движущихся по твёрдой поверхности, воздухом, пограничный слой и пульсации которого тоже трёхмерны. Более того, неизвестна сама форма фрагмента жидкости (например, капли, движущейся по поверхности твёрдого тела под действием увлекающего потока воздуха), которая, таким образом, должна определяться в процессе решения самосогласованной проблемы. Поэтому в настоящей работе в качестве «опорных» использованы известные соотношения для свободной капли в безграничном потоке или сдвиговом течении, к которым приписаны подгоночные коэффициенты, определяемые в дальнейшем сравнением с экспериментальными данными. Понятно, что использование при оценках таких коэффициентов обосновано тем более, чем ближе угол смачивания θ к π , т. е., чем больше степень гидрофобности и, следовательно, ближе форма капли к шаровой (рис. 1б). Предполагается, что капля на поверхности в виде обрезанного шара не изменяет своей массы и формы (и, следовательно, площадь ее пятна контакта остается постоянной), но в процессе движения жидкость в ее объеме циркулирует, вызывая диссипацию энергии вследствие вязкости.

Иллюстративные расчёты выполнены для следующего набора значений определяющих параметров, близких к условиям экспериментов, проводимых в ЦАГИ: радиус цилиндрической передней кромки $R_w = 13$ мм; скорость и температура невозмущённого потока $u_\infty = 40 - 80$ м/с, $T_\infty = 233 - 263$ К; водность потока $\rho_\infty = 1.4 \cdot 10^{-3}$ кг/м³. Подогреватель (обозначенный Q на рис. 1а) предотвращает обледенение передней кромки обтекаемого профиля.

Жидкая пленка и погранслои воздуха на передней кромке профиля. Используя известные выражения для турбулентного потока на цилиндре [4], можно получить следующие значения толщины жидкой плёнки и средней по толщине скорости воды в ней ($u_\infty = 40$ м/с): $h_l \approx 60$ мкм; $\langle u_l \rangle \approx 12$ см/с (на линии сопряжения полуцилиндра с плоскостью) (рис. 1а). Аналогично, для толщины погранслоя газа (индекс g) оценка дает $\delta_0 \approx 50$ мкм, $u_{g0}^+ = 2u_\infty = 80$ м/с (верхний индекс + соответствует внешней границе погранслоя). Таким образом, суммарная толщина жидкой плёнки и погранслоя воздуха на полуцилиндре имеет порядок 0.1 мм $\ll R_w$, что оправдывает использованное предположение о незначительном искажении его формы и приемлемости выражений классической гидродинамики.

На плоском участке происходит дальнейшая эволюция жидкой плёнки, которая может идти по нескольким сценариям: она может свернуться в ручейки или начать отвердевать на холодной подложке; возможен и смешанный режим. В любом из этих случаев, до наступления режима интенсивного роста барьерного льда, плёнка некоторое время остаётся тонкой, так что рост пограничного слоя воздуха происходит почти так же, как и на «сухой» пластине, поскольку средняя по толщине пленки (индекс f)

скорость жидкости много меньше скорости газа на внешней границе погранслоя $\langle u_f \rangle \ll u_g^+$. Учитывая, что на цилиндре уже образовался погранслоем толщиной δ_0 , оценим его дальнейший рост ($x > 0$) выражением $\delta \sim \delta_0 + 5\sqrt{\nu_a x/u_1}$, где $u_1 = 2u_\infty$, из соображений непрерывности значения скорости воздуха при $x \equiv 0$. Эта толщина потребуется в дальнейшем при ответе на вопрос, насколько глубоко погружены возможные ручейки или капли в увлекающий их пограничный слой газа.

Геометрия ручейка на плоской поверхности. Для описания образования ручейка радиуса R_c ($c \equiv$ cylinder) из плёнки толщиной h_f использовано предельное предположение энергетической равноценности этих двух состояний. В дополнительном предположении $h_f \ll B_f$ (расстояние между осями ручейков) полученная система уравнений имеет решение:

$$\frac{R_c}{h_f} = \frac{2}{U} \frac{(\theta + 1 + \cos\theta \sin\theta)}{(3/2 + \cos\theta)(\theta - 1/2 \sin 2\theta)},$$

$$\frac{2B_f}{h_f} = \frac{4}{U} \frac{(\theta + 1 + \cos\theta \sin\theta)^2}{(3/2 + \cos\theta)^2 (\theta - 1/2 \sin 2\theta)},$$

$$U = \langle u_c \rangle / \langle u_f \rangle.$$

Здесь $\langle u_c \rangle$ и $\langle u_f \rangle$ – среднemasсовыe скорости образовавшегося цилиндрического сегмента («ручейка») и плоской жидкой плёнки. В частности, для $\theta = 150^\circ$ и 180° (идеальная гидрофобность) имеем, соответственно (при $U = 1$)

| | | |
|----------------------|-----------------|-----------------|
| $\theta = 150^\circ$ | $R_c/h_f = 2.4$ | $2B_f/h_f = 20$ |
| 180° | 4 | 50 |

В этой модели пренебрежено разностью потенциальных энергий ручейка – цилиндрического сегмента и плоской плёнки в поле тяготения.

Для оценки времени сворачивания плёнки в «ручейк» получено:

$$\tau_c \sim \frac{\pi}{2} B_f \left[\frac{h_f \rho_l}{\sigma(1 - \cos\theta)} \right]^{1/2}.$$

Например, для $\theta = \pi/2$, $h_f = 60$ мкм, $B_f = 25h_f$ имеем $\tau_c \sim 3 \cdot 10^{-3}$ с.

Физико-математическая модель капля на поверхности. Система обыкновенных дифференциальных уравнений кинематики ускоряемой капли, динамики и её теплового режима имеет вид:

$$m_d \frac{du_d}{dt} = \xi_g \mu_g \frac{h}{2} (u_1 - u_d) - \xi_l \mu_l \frac{u_d \pi b^2}{h/2} - \frac{1}{2} \xi_\sigma \pi b \sigma_l (1 + \cos\theta) - m_d g \sin \alpha,$$

$$m_d c_l \frac{dT_d}{dt} = -2\pi R \left((T_d - T_w) \frac{\sin^2 \theta}{1 - \cos\theta} \text{Nu}_w \frac{\alpha_w \lambda_w \alpha_l \lambda_l}{\alpha_w \lambda_w + \alpha_l \lambda_l} + \right.$$

$$\left. + (T_d - T_l) \left[1 - \frac{(1 + \cos\theta)^2 + 2 \sin^2 \theta}{4} \right] \text{Nu}_g \frac{\alpha_g \lambda_g \beta_l \lambda_l}{\alpha_g \lambda_g + \beta_l \lambda_l} \right), \quad x_d = \int_0^t u_d dt.$$

Здесь $m_d = 4\pi a^3 \rho_l / 3$ – масса капли, ρ_l – плотность воды, α – локальный угол атаки.

Геометрические характеристики капли определяются выражениями (рис. 1б):

$$R = \hat{a} \left[1 - \frac{1}{4}(1 + \cos\theta)^2 (2 - \cos\theta) \right]^{-1/3}, \quad h = R(1 + \cos(\theta)), \quad b = R \sin \theta.$$

$$\xi_g = 6\pi(1 + A), \quad A = \frac{9}{16} \tilde{\varepsilon} \left(1 + \frac{9}{16} \tilde{\varepsilon} \right); \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{\hat{a}}{h/2};$$

$Re_g = h|u_1 - u_d|/v_g$ – число Рейнольдса;

$Nu_w = 0.35 Pr_l^{1/3} \frac{h}{2} \sqrt{\frac{u_d}{v_l h/2}} + 2$; $Nu_g = 2 + Pr_g^{1/3} Re_g^{1/2} / 2$ – числа Нуссельта, описывающие

теплообмен капли с поверхностью (индекс w) и газом (индекс g),

Pr_j – число Прандтля ($j \equiv l, g$).

Уравнение динамики содержит квазистоксову силу, увлекающую массу жидкости (например, капель) в движение по поверхности и зависящую от разности скоростей капли и воздуха $u_d - u_g(h/2)$ (первое слагаемое в правой части уравнения динамики капли); диссипативную силу, связанную с движением вязкой жидкости внутри капель (второе слагаемое); силу адгезии, зависящую от угла смачивания θ (определяемую законом Юнга–Дюпре) – третье слагаемое, а также тангенциальную компоненту веса капель (в случае движения последней по наклонной плоскости) – последнее слагаемое (рис. 1б). Скорость u_d увлекающего потока воздуха берётся на полувысоте капли $h/2$ и может принадлежать как погранслою, так и внешнему потоку, в зависимости от отношения $h/\delta(x)$ (δ – «толщина» погранслоя). Если $h/2 > \delta$, то $u_1 = 2u_\infty$; если $h/2 \leq \delta$, то $u_1 = h2u_\infty/(2\delta)$; множитель ξ_g учитывает влияние предельной близости капли к поверхности на силу их взаимодействия [9, 13].

Изменение температуры капли $T_d(x)$ зависит от скорости теплоотдачи капли в воздух и в подложку. Предполагается, что вследствие циркуляции жидкости в капле, последнюю можно считать объёмно-изотермической. В результате процесс охлаждения капли зависит от скорости её обдува $u_d - u_g(h/2)$, площади пятна контакта $\pi b^2(\theta)$, коэффициентов теплопроводности воздуха и обтекаемого тела.

Ниже представлены численные результаты для следующего набора параметров:

| | | |
|---|--|--|
| $\rho_l = 10^3 \text{ кг/м}^3$ | $v_g = 1.5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ | $Pr_g = 0.72$ |
| $C_l = 4.23 \cdot 10^3 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}$ | $\xi_l = 1$ | $Pr_l = 10$ |
| $\lambda_w = 100 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ | $\xi_\sigma = 0.1$ | $T_w = T_l = T_\infty$ |
| $\lambda_g = 2.3 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ | $\alpha = 0$ | $T_d(0) = 5^\circ \text{ C}$ |
| $\lambda_l = 0.5 \text{ Вт/м}\cdot\text{К}$ | $\delta_0 = 10^{-4} \text{ м}$ | $u_d \geq 0, u_d(0) = 0.1 \text{ м/с}$ |
| $\sigma_l = 0.07 \text{ Н/м}$ | $\alpha_g = 1$ | $\theta > \pi/2$ |
| $v_\infty = 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ | $\alpha_l = 1$ | $a = 0.5; 0.4; 0.3; 0.2 \text{ мм}$ |
| $v_l = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ | $\beta_l = 1$ | |

На рис. 4 и 5 даны примеры расчёта гидротермодинамики капель различного радиуса a при двух значениях угла смачивания $\theta = 120^\circ$ и 150° . Значение $x = 0$ приписывается линии, на которой уже образовались капли (индекс d). Видно, что с ростом гидро-

фобности поверхности скорость движения капли заметно растёт вследствие уменьшения пятна контакта. По этой же причине капля охлаждается из-за теплоотдачи в тело полочки менее интенсивно. В результате её температура может не достичь значения $T_d = 0$, что позволит избежать её примерзания к поверхности и начала образования барьерного льда. Отметим, что число Nu_w было помножено на 0.435 из условия совпадения с экспериментом.

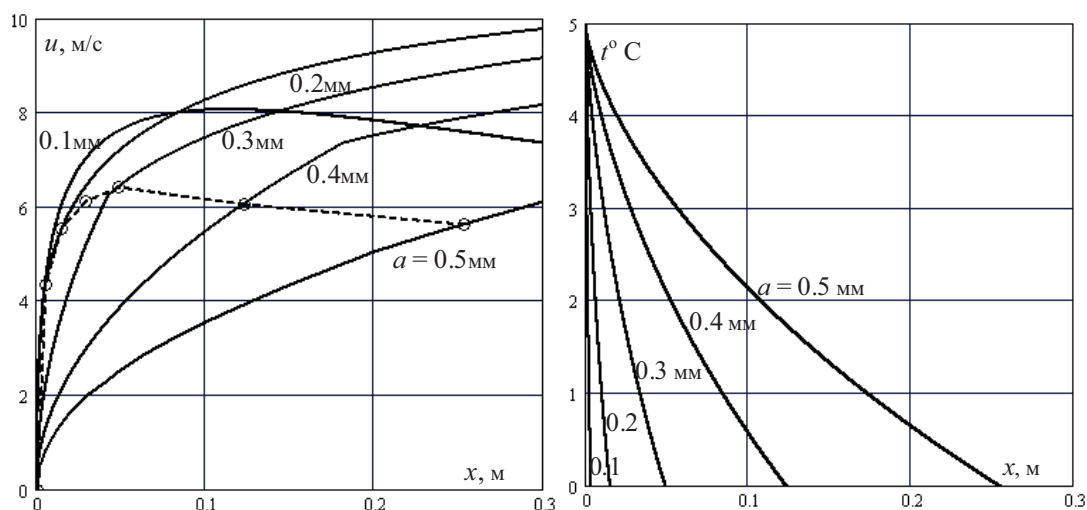


Рис.4. Изменение скорости и температуры капли вдоль плоской поверхности для «условий полета»: $u_\infty = 80$ м/с, $T_\infty = -10$ °С, $p_\infty = 760$ Торр, $\theta = 120^\circ$

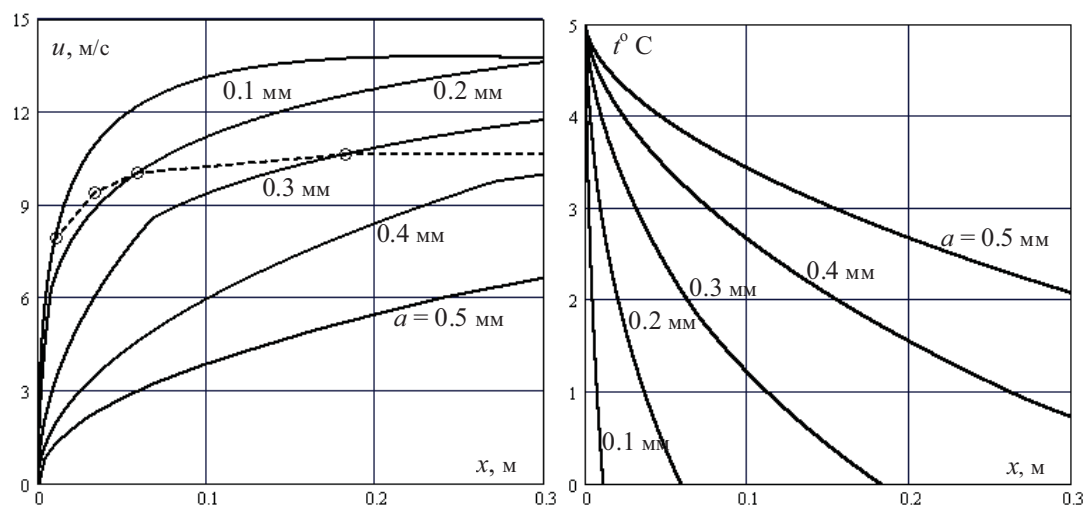


Рис.5. То же (см. рис.4) для $\theta = 150^\circ$

Вычисления были выполнены вплоть до нулевой температуры капли. Соответствующая абсцисса указывает точку начала замерзания капли. В окрестности этой точки ($T(x^*) = T^* = 273$ К) начинается примерзание капли к поверхности, поэтому кривые $u_d(x^*)$ должны обрываться до нуля. На рисунках 4, 5 эти точки обозначены кружками.

Оценка начального темпа роста наледи. Используем следующие соображения: будем считать образующийся валик льда полуцилиндром радиусом $R_i(t)$ ($i \equiv \text{ice}$), а масса прибывающих капель пусть равномерно размазывается по его поверхности (абсолютная гидрофильность воды ко льду). Тогда можно записать следующее приближенное соотношение: $\dot{\rho}_\infty u_\infty R_w dt = \rho_i \pi R_i dR_i$, откуда $R_i \sim \sqrt{2\dot{\rho}_\infty u_\infty R_w t / \pi \rho_i}$, (t – время). Для $\rho_\infty = 1.4 \cdot 10^{-3}$; $\rho_i = 900$ кг/м³; $u_\infty = 80$ м/с получим $R_i \sim 10^{-3} \sqrt{t}$.

По мере роста радиуса может начаться сдвиг жидкости с вершины валика, что замедлит его рост.

На данном этапе развития предложенная модель позволяет лишь охарактеризовать относительную роль упомянутых физических процессов, препятствующих возникновению наледи.

Выводы. Методом молекулярной кинетики рассмотрено взаимодействие с поверхностью твердого тела наночастиц воды, которое может рассматриваться как начало процесса обледенения.

Развита простая математическая модель, иллюстрирующая тенденции зависимости гидротермодинамических параметров различных образований на твердой поверхности (плёнки, ручейка, капли) от скорости обдува и угла смачивания.

Показано, что увеличение угла смачивания существенно увеличивает скорость движения капель по поверхности и препятствует их примерзанию.

Представляется целесообразным тщательное развитие предложенной простой теории путем сопоставления экспериментальных и расчетно-теоретических результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 10–01–00745 и № 10–08–00820, а также в рамках Федеральной целевой программы на 2009 – 2013 гг. (гос. контракт № 14.740.11.0576).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Артюхин А.С., Егоров Б.В., Забабурин Е.А., Коцеев А.В., Маркачев Ю.Е., Плеханов Е.А., Уфимцев И.С., Хлопков А.Ю., Чугреев А.Л.* Кинетика формирования ультралегкой фракции нейтральных и заряженных кластеров в газодинамических потоках летательного аппарата / ХФ, 2004. Т. 24. С. 28 – 46.
2. *Катица П.Л.* Волновое течение тонких слоёв вязкой жидкости / ЖЭТФ. 1948. Т. 18, вып. 1. С. 3 – 18.
3. *Кашеваров А.В., Стасенко А.Л.* Вынужденная кристаллизация капель перед телом, движущимся в переохлаждённом облаке / Математическое моделирование. 2010. Т. 22, №2. С. 139–147.
4. *Кутателадзе С.С.* Основы теории теплообмена. М.: – Атомиздат. 1975. 416 с.
5. *Поваров О.А., Васильченко Е.Г., Гришин В.Н., Петров П.Г.* Измерение локальных параметров жидких плёнок электрическим методом / Изв. Вузов. Сер. Энергетика. 1976. №1. С. 141–145.

6. Стасенко А.Л., Толстых А.И., Широбоков Д.А. К моделированию оледенения самолёта: Динамика капель и поверхность смачивания / Математическое моделирование. 2001. Т.13, №6. С. 81–86.
7. Чан В.Ч., Шкадов В.Я. Неустойчивость слоя вязкой жидкости под воздействием граничного потока газа / Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. С. 28–36.
8. Antonini C., Innocenti M., Horn T., Marengo M., Amirfazli A. Understanding the effect of superhydrophobic coatings on energy reduction in anti-icing systems / Cold Regions Science and Technology. 2011. V. 67. P. 58–67.
9. Arcen B., Taniere A., Oesterle B. On the influence of near-wall forces in particle-laden channel flows / Intern. J. Multiphase Flow. 2006. Vol. 32. P. 1326–1339.
10. Farhadi S., Farzaneh M., Kulinich S.A. Anti-icing performance of superhydrophobic surfaces / Applied Surface Science. 2011. V. 257. P. 6264–6269.
11. Jurman L.A., Mc Cready M.J. Study of waves on thin fluid films sheared by turbulent gas flows / Phys. Fluids A. 1989. Vol. 1, No. 3. P. 522–536.
12. Matsumoto M. Nanoscale bubbles and droplets. – Investigation with Molecular Simulations / Proceedings 8th Pacific Symposium on Flow Visualization and Image Processing. August 21th–25th. 2011. Lomonosov Moscow State University. ISBN 978-5-8279-0093-1.
13. Mei R. An approximate expression for the shear lift force on the spherical particle at finite Reynolds number / Intern. J. Multiphase Flow. 1992. Vol. 18. No. 1, P. 145–147.

KINETICS OF MOLECULAR CLUSTERS AND HYDROTHERMODYNAMICS OF DROPS IN A PROBLEM OF AIRCRAFT ICE ACCRETION

A. Amelyushkin*, E. Grinats, A. Stasenko****

**Central Aerohydrodynamic Institute;
1, Zhukovsky, Zhukovsky Str, Moscow region, Russia, 140180.*

***Central Aerohydrodynamic Institute;
Russia, Moscow region, Zhukovsky, Zhukovsky Str. 1, 140180.
Moscow Institute of Physics and Technology (State University)
9, Institutsky pereulok, Dolgoprudny, Moscow Region, Russia, 141700*

Abstract. Physical processes in streamline of bodies in air cloud with supercooled drops are considered. Interaction of water nano particles in the air with solid surface of the body is investigated via molecular dynamics method. A simple physic-mathematical model of hydro-thermodynamics of liquid fragments (film, rivulets, drops) is proposed on a solid body surface is proposed. This model describes drops velocities and temperatures dependencies on macrophysical air, water and surface properties, and also adhesion interaction of droplets with surface (in terms of limiting wetting angle).

Keywords: air cloud with supercooled water drops, molecular dynamics, hydroaerothermodynamics of nano and micro drops, limiting wetting angle, runback ice.