

DOI: 10.15514/ISPRAS-2021-33(5)-14



Математические модели и методы расчета процессов, сопровождающих обледенение летательного аппарата

^{1,2} И.А. Амелюшкин, ORCID: 0000-0002-4281-3531 <Amelyushkin_Ivan@mail.ru>² М.А. Кудров, ORCID: 0000-0003-2056-1932 <MKudrov@mail.ru>² А.О. Морозов, ORCID: 0000-0003-4620-9662 <Morozov.AO@phystech.edu>^{1,2} А.С. Щеглов, ORCID: 0000-0002-0669-3392 <Shcheglov@phystech.edu>¹ Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского,
140180, Россия, г. Жуковский, ул. Жуковского, д. 1² Московский физико-технический институт,
141701, Россия, Долгопрудный, Институтский пер., д. 9

Аннотация. Исследование режимов обледенения ЛА, при которых необходимо учитывать эффект дробления капель, представляет большой интерес при расчетах обледенения летательных аппаратов, оптимизации гидрофобных и противообледенительных свойств покрытий и актуально в ряде других практических приложениях. Большой практической значимостью является разработка высокопроизводительных методов расчета взаимодействия аэрозольных течений с твердым телом. Данная работа посвящена развитию модели динамики частиц, а также модели дробления переохлажденных капель аэрозольного потока при его взаимодействии с поверхностью обтекаемого тела. Развитые физико-математические модели могут быть использованы в программных комплексах численного моделирования обледенения летательных аппаратов.

Ключевые слова: переохлажденные капли; несферические кристаллы; хаотизация; дробление; льдофобные покрытия.

Для цитирования: Амелюшкин И.А., Кудров М.А., Морозов А.О., Щеглов А.С. Математические модели и методы расчета процессов, сопровождающих обледенение летательных аппаратов. Труды ИСП РАН, том 33, вып. 5, 2021 г., стр. 237-248. DOI: 10.15514/ISPRAS-2021-33(5)-14.

Благодарности: Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-29-13016).

Mathematical models and methods of numerical investigation of processes which accompany aircraft icing

^{1,2} I.A. Amelyushkin, ORCID: 0000-0002-4281-3531 <Amelyushkin_Ivan@mail.ru>² M.A. Kudrov, ORCID: 0000-0003-2056-1932 <MKudrov@mail.ru>² A.O. Morozov, ORCID: 0000-0003-4620-9662 <Morozov.AO@phystech.edu>^{1,2} A.S. Shcheglov, ORCID: 0000-0002-0669-3392 <Shcheglov@phystech.edu>¹ Central Aerohydrodynamic Institute,

1, Zhukovskogo st., Zhukovsky, 140180, Russia.

² Moscow Institute of Physics and Technology,

9, Insitutsky per., Dolgoprudny, 141701, Russia

Abstract. The study of aircraft icing modes, in which it is necessary to take into account the effect of droplet crushing, is of great interest in calculating the icing of aircraft, optimizing the hydrophobic and anti-icing properties of coatings, and is relevant in a number of other practical applications. Of great practical importance is the development of high-performance methods for calculating the interaction of aerosol flows with a solid. This work is devoted to the development of a model of particle dynamics, as well as a model of fragmentation of supercooled droplets of an aerosol flow during its interaction with the surface of a streamlined body. Developed physical and mathematical models can be used in software systems for numerical modeling of aircraft icing.

Keywords: supercooled drops; non-spherical crystals; chaos; splash; ice-phobic coatings

For citation: Amelyushkin I.A., Kudrov M.A., Morozov A.O., Shcheglov A.S. Mathematical models and methods of numerical investigation of processes which accompany aircraft icing Trudy ISP RAN/Proc. ISP RAS, vol. 33, issue 5, 2021, pp. 237-248 (in Russian). DOI: 10.15514/ISPRAS-2021-33(5)-14

Acknowledgements. The work is supported by Russian Foundation of Fundamental Research (project No 19-29-13016).

1. Введение

Исследование взаимодействия многофазных потоков с обтекаемыми телами – одна из актуальных задач аэрогидромеханики. Это обусловлено широким кругом явлений, возникающих в технических приложениях, в частности в задачах противодействия обледенению, управления тепломассообменом и при визуализации процессов в аэрогидродинамических установках. Присутствие дисперсной примеси даже в малых количествах зачастую приводит к существенным изменениям характеристик физического процесса, в частности к существенному снижению аэродинамического качества и повышению веса при обледенении. Исследование режимов обледенения ЛА, при которых необходимо учитывать эффект дробления капель представляет большой интерес при расчетах обледенения летательных аппаратов, оптимизации гидрофобных и противообледенительных свойств покрытий и актуально в ряде других практических приложениях.

К основным физическим проблемам и задачам фундаментальных исследования обледенения следует отнести: 1) моделирование и управление взаимодействием воды и льда с поверхностью; 2) описание процессов, сопровождающих кристаллизацию переохлажденных метастабильных капель: преодоление потенциальных барьеров, поток энергии на межфазной границе и образование кристаллов при прохождении фронта кристаллизации; 3) описание движения кристаллов сложной формы и их взаимодействия с твердым телом; 4) реологические особенности пленки, содержащей кристаллы; 5) механизмы абляции и эрозии льда в потоке.

Создание высокопроизводительных методов расчета взаимодействия аэрозольных течений с твердым телом представляет большой практический интерес в задачах противодействия обледенению летательных аппаратов [1, 2]. Стохастические процессы, возникающие при движении частиц, и дробление капель о поверхность летательного аппарата могут существенно повлиять на процесс обледенения.

Данная работа посвящена развитию модели динамики частиц [3, 4], а также модели дробления переохлажденных капель аэрозольного потока при его взаимодействии с поверхностью обтекаемого тела. Разработанные физико-математические модели могут быть использованы в программных комплексах численного моделирования обледенения летательных аппаратов.

2. Модель динамики частиц с учетом влияния стохастических процессов

При Лагранжевом рассмотрении движения частиц в задачах обледенения можно использовать модель сферической частицы. Сила, действующая на частицу может быть описана формулой:

$$\mathbf{F}_p = -\frac{1}{2}C_D\pi a_p^2\rho_a|\mathbf{V}_{p,a}|\mathbf{V}_{p,a} + m_p\mathbf{g} - m_p\mathbf{g}\frac{\rho_a}{\rho_p} - m_a\frac{d\mathbf{V}_{p,a}}{dt} - 6a_p^2\sqrt{\pi\rho_a\mu_a}\int_0^t\frac{1}{\sqrt{t-\tau}}\frac{d\mathbf{V}_{p,a}(\tau)}{d\tau}d\tau, \quad (1)$$

где $\mathbf{V}_p$ – скорость частицы, $\mathbf{V}_a$ – скорость среды в текущей точке нахождения частицы, $\mathbf{V}_{p,a}$ – скорость частицы относительно среды (индексы a и p относятся к воздуху и частице, соответственно); C_D – коэффициент сопротивления частицы, зависящий от режима ее обтекания – главным образом от чисел Рейнольдса и Маха. $m_p = \rho_p\frac{4}{3}\pi a_p^3$ – масса частицы; a_p – объемноэквивалентный радиус частицы; t – текущее время; ρ_p – плотность частицы; ρ_a – плотность среды; μ_a – вязкость газа.

Первое слагаемое в (1) соответствует силе аэродинамического сопротивления, второе – силам тяжести, третье – силе Архимеда ($\mathbf{g}$ – вектор ускорения свободного падения), четвертое – силе, обусловленной наличием «присоединенной» массы (здесь $m_a = m_p\frac{\rho_a}{\rho_p}$), пятое – «наследственной» силе Бассе. Как показывают оценки, в случае газового аэрозольного потока ввиду различия на три порядка плотностей газа и твердых частиц (капель) значимы только первое и второе слагаемое.

После принятых допущений сила, действующая на сферическую частицу, примет следующий вид:

$$\mathbf{F}_p = -\frac{1}{2}C_D\pi a_p^2\rho_a|\mathbf{V}_{p,a}|\mathbf{V}_{p,a} + m_p\mathbf{g}.$$

Большой интерес также представляет случай кристаллического обледенения. Кристаллы, в отличие от капель, характеризуются большим разнообразием форм. В качестве характерной формы можно рассмотреть сфероид (эллипсоид, две полуоси которого равны). В отличие от частиц сферической формы, для сфероидов следует учитывать подъемную силу, а также наличие вращательного момента силы. В таком случае уравнения динамики частицы примут вид:

$$\left\{ \begin{aligned} m_p \frac{d\mathbf{V}_p}{dt} &= -\frac{1}{2}C_D(a, Re_p, E)\pi a_p^2\rho_a|\mathbf{V}_{p,a}|^2\mathbf{e}_D + \frac{1}{2}C_L(a, Re_p, E)\pi a_p^2\rho_a|\mathbf{V}_{p,a}|^2\mathbf{e}_L + m_p\mathbf{g} \\ I_{pc} \frac{d\omega_{pc}}{dt} &= \frac{1}{2}\rho_a|\mathbf{V}_{p,a}|^2\frac{\pi(2a_p)^2}{8}C_T(a, Re_p, E)\mathbf{e}_T \\ \frac{d\mathbf{r}_p}{dt} &= \mathbf{V}_p \\ \frac{d\vartheta_p}{dt} &= \omega_p \end{aligned} \right.$$

Здесь $\mathbf{r}_p$ – радиус-вектор положения частицы в неподвижной системе координат; ϑ_p – угол между осью симметрии частицы и осью x неподвижной системы координат (рис. 1); I_{pc} – момент инерции частицы относительно оси z , проходящей через центр масс частицы; ω_{pc} – проекция угловой скорости вращения частицы на ось z ; $E = \frac{a}{b}$ – удлинение частицы; a – длина главной полуоси частицы; b – длины боковых полуосей частицы; $\mathbf{e}_D, \mathbf{e}_T, \mathbf{e}_L$ – единичные направляющие вектора; C_D, C_T, C_L – коэффициенты силы лобового сопротивления, подъемной силы и вращательного момента соответственно, зависящие угла атаки частицы α , от числа Рейнольдса обтекания частицы $Re_p = \frac{\rho_a d_p V_{p,a}}{\mu_a}$ и ее удлинения E ; μ_a – динамическая вязкость среды.

Для моделирования C_D, C_T, C_L можно использовать зависимости, полученные на основе численного моделирования в работах авторов Фролиха (Frohlich), Сандживи (Sanjeevy), Заставни (Zastawny), Шиллера и Науманна (Schiller&Naumann) [5–8] (рис. 1).

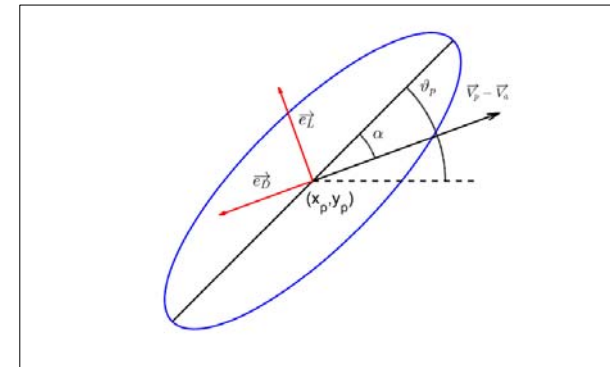


Рис. 1. Основные величины для сфероидной частицы
Fig. 1. Scheme of the main forces acting on a spheroid particle near a streamlined body

В процессе движения частица может испытывать стохастическое влияние следующих видов (рис. 2):

- турбулентные пульсации потока;
- броуновское движение малых частиц и молекул;
- стохастические эффекты при столкновении частиц друг с другом и с обтекаемым телом;
- эффекты неоднородности и нестационарности электромагнитного поля.

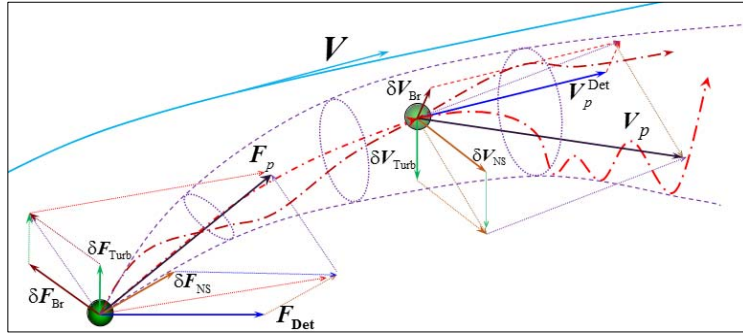


Рис. 2. Схема движения частицы аэрозольного потока. Здесь $\mathbf{F}$ – сила, $\mathbf{V}$ – скорость, δ – малая величина, индексы p – частица, $Turb$ – турбулентный, Br – броуновское, Det – детерминистический
Fig. 2. Aerosol flow particle motion diagram. Here $\mathbf{F}$ is the force, $\mathbf{V}$ is the velocity, δ is a small value, the subscripts p is a particle, $Turb$ is turbulent, Br is Brownian, Det is deterministic.

Оценим вклады различных типов стохастического влияния. Отношение характерных величин скоростей турбулентных и тепловых пульсаций можно оценить следующим образом:

$$\sqrt{\frac{\langle V_{Turb}^2 \rangle}{\langle V_{Тепл}^2 \rangle}} \cong \sqrt{\frac{I^2 (u_{\infty})^2 8 \rho_p \pi a_p^3}{9 k T}}.$$

Для ледяных частиц с плотностью $\rho_p = 920 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, диаметром $d_p = 260 \text{ мкм}$, при скорости потока $\langle u_{\infty} \rangle = 9 \frac{\text{м}}{\text{с}}$, интенсивности турбулентных пульсаций $I = 0.05$ и температуре $T = 268 \text{ K}$ имеем $\sqrt{\frac{\langle V_{Turb}^2 \rangle}{\langle V_{Тепл}^2 \rangle}} \cong 10^6$.

В практических задачах массовое содержание частиц имеет порядок десятка г/м³. Объемная доля частиц в таком случае составляет порядка 10^{-5} , что позволяет пренебречь взаимодействием частиц [9].

Таким образом, из всех стохастических механизмов наиболее существенным оказывается наличие турбулентных пульсаций потока. Классический подход исследования турбулентности заключается в представлении параметров потока в каждой точке пространства в виде суммы среднего значения и мгновенной пульсационной составляющей:

$$\mathbf{V}_a(\mathbf{r}, t) = \langle \mathbf{V}_a(\mathbf{r}, t) \rangle + \mathbf{V}'_a(\mathbf{r}, t).$$

При использовании моделей $k - \varepsilon$ и $k - \omega$ с помощью RANS-уравнений вычисляется среднее поле скорости $\langle \mathbf{V}_a(\mathbf{r}, t) \rangle$ и моделируются характеризующие турбулентность величины k, ε, ω . $k = \frac{1}{2} \langle \mathbf{V}'_{ai} \mathbf{V}'_{ai} \rangle$ представляет собой удельную кинетическую энергию турбулентных пульсаций и характеризует средний квадрат пульсаций скорости в данной точке пространства. Часть информации о турбулентной скорости газа при усреднении теряется. Необходима модель для генерации пульсационной скорости.

Предполагая локальную изотропность пульсаций скорости, рассмотрим одну компоненту пульсационной скорости движения частицы среды. Воспользуемся описанием движения с помощью уравнения Ланжевена:

$$V'(t + dt) = V'(t) + V'(t) \frac{dt}{T_{corr}} + \sqrt{\frac{2\sigma^2}{T_{corr}}} dW(t), \quad (2)$$

где $\sigma = \sqrt{\langle V'^2 \rangle} = \sqrt{\frac{2k}{3}}$ – среднее квадратическое значение компоненты пульсационной скорости в данной точке пространства; $dW(t)$ – Гауссов белый шум с дисперсией dt и нулевым средним, T_{corr} – локальный временной масштаб турбулентности, который из соображения размерностей моделируется в виде: $T_{corr} = C \frac{k}{\varepsilon}$, где C – эмпирическая константа.

Уравнение (2) содержит как демпфирующее слагаемое, вызванное трением о соседние слои жидкости, так и слагаемое, моделирующее стохастические импульсы. Уравнение (2) преобразуется к дискретной форме для конечных величин Δt :

$$V'(t + \Delta t) = V'(t) R_L(\Delta t) + \sigma \xi \sqrt{1 - R_L^2(\Delta t)}, \quad (3)$$

где $R_L(\Delta t) = \frac{\langle V'(t + \Delta t) V'(t) \rangle}{\langle V'^2(t) \rangle} = \exp(-\Delta t / T_{corr})$ – Лагранжева автокорреляционная функция пульсационной компоненты скорости; $\xi \sim N(0,1)$.

3. Результаты моделирования движения несферических частиц вблизи тела

Моделируются ледяные частицы ($\rho_p = 917 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$) вблизи цилиндра диаметром $D = 315 \text{ мм}$ при скорости потока воздуха $V_{\infty} = 9 \frac{\text{м}}{\text{с}}$ и температуре $T = 268 \text{ K}$. Интенсивность турбулентных пульсаций на левой границе задана равной $I = 5\%$. Данные условия были выбраны в соответствии с экспериментальными данными [10]. Расчет аэродинамических полей вблизи цилиндра осуществляется с использованием модели турбулентности SST. Вязкость воздуха вычисляется по формуле Сазерленда.

Интерес представляет интегральная характеристика взаимодействия частиц с поверхностью:

$$\eta = \frac{\dot{m}_{imp}}{\dot{m}_{inc}},$$

где $\dot{m}_{imp}$ – масса частиц, сталкивающихся с поверхностью тела, в единицу времени; $\dot{m}_{inc}$ – масса частиц, проходящих в единицу времени через поверхность, ширина которой равна ширине тела (красная поверхность на рис. 3). На рис. 3 расчетная область обозначена пунктирной линией, а частицы – зелеными точками. Также на рис. 3 показано каким образом определяется угол попадания частицы θ .

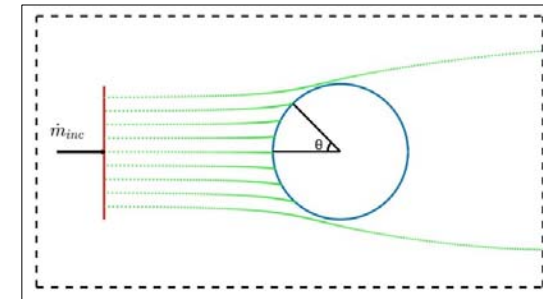


Рис. 3. Схема расчетной области
Fig. 3. Scheme of the computational domain

Результаты моделирования с различными моделями расчета аэродинамических коэффициентов приведены на рис. 4. Видно, что η зависит от отношения больших полуосей сфероидов E для цилиндра $D = 315 \text{ мм}$. Результаты моделирования показывают, что как наличие удлинения у частиц ($E > 1$), так и наличие сплюснутости ($E > 1$) приводит к дополнительному рассеянию, вызванному несферичностью частицы. Максимум η

наблюдается для сферических частиц. Максимум величины η наблюдается для сферических частиц ($E > 1$) и совпадает с [10] при использовании моделей Шиллера-Науманна и Фролиха.

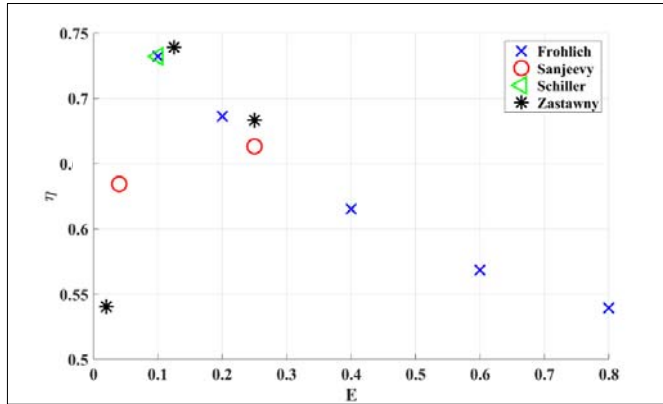


Рис. 4. Результаты моделирования величины η в зависимости от удлинения сфероидов E для цилиндра $D=315$ мм

Fig. 4. The results of modeling the value of η depending on the elongation of the spheroids E for the cylinder $D = 315$ mm

На рис. 5 представлены траектории сферических частиц с диаметром $D_p = 3$ — мкм с учетом влияния на них турбулентных пульсаций и без учета последних. Для наглядности на этом же рисунке приведено поле скорости (V_a).

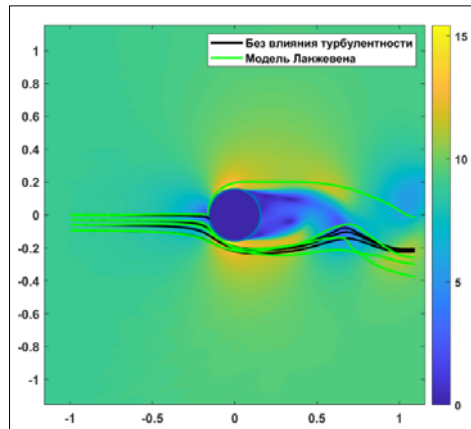


Рис. 5. Траектории частиц вблизи цилиндра
Fig. 5. Particle trajectories near the cylinder

На рис. 6 приведена зависимость предельного угла попадания θ_{max} частиц на поверхность цилиндра от числа Стокса $Stk_\infty = \frac{4 \rho_p V_{a\infty} a_p^2}{9 \mu_a D}$. Число Стокса варьировалось путем изменения диаметра частиц d_p . Учет стохастического влияния турбулентных пульсаций приводит к увеличению θ_{max} .

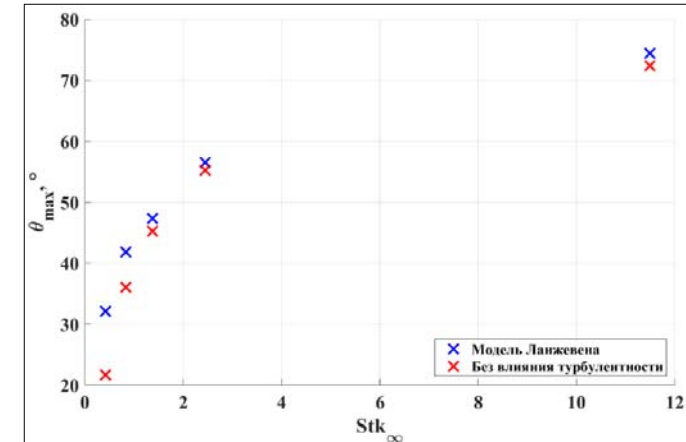


Рис. 6. Зависимость максимального полярного угла попадания частиц на поверхность θ_{max} от числа Стокса Stk_∞ с учетом влияния турбулентности (синие точки) и без учета (красные точки)

Fig.6. Dependence of the maximum polar angle of particle hitting the surface θ_{max} on the Stokes number Stk_∞ taking into account the effect of turbulence (blue points) and not taking into account (red points)

4. Модели дробления капель при соударении с поверхностью

При значительном отличии счетной концентрации ввиду отличия количества капель, которые моделируют брызги, распределения массовых концентраций капель практически не отличаются при $N \geq 5$. Таким образом, оптимальное значение N около 5. При расчете использовались следующие параметры: $a_p = 50$ мкм; начальное число частиц $N_p = 200000$; радиус цилиндра $R = 0.1$ м; $V_{a\infty} = 100 \frac{м}{с}$; давление атмосферное; температура $T = 263K$. Распределение толщины пограничного слоя δ вблизи обтекаемого аэрозольным потоком поперечного цилиндра можно оценить на основании следующего хорошо согласующегося с более точным решением уравнений газовой динамики выражением $\delta(s) = \delta_0 \left(1 + \left(\frac{s}{\pi R/2}\right)^2\right)$, здесь s — координата на поверхности цилиндра радиуса R .

В настоящей работе с учетом зависимости [11] максимальной скорости удара капель $\frac{v_{in}^{max}}{V_{p\infty}} \cong \exp(-1/4 Stk_\infty)$ получен критерий режима дробления капель аэрозольного потока который обтекает крыло летательного аппарата с характерным радиусом кривизны профиля R :

$$K = \frac{We_n}{\sqrt{Oh^2}} = \frac{2a_p \rho_p V_{pn}^2}{\sigma \sqrt{Oh^2}} = \frac{2a_p \rho_p V_{\infty}^2}{\sigma \sqrt{Oh^2}} - 2Stk \sqrt{e},$$

где $V_{p\infty}$ — скорость капли вдали от обтекаемого тела с характерным радиусом кривизны передней кромки R .

Если значение $K > 1$ при обтекании тела, капли аэрозоля будут дробиться при ударе о поверхность. Здесь учтена зависимость числа Вебера $We_n = \frac{\rho_p d_p V_{pn}^2}{\sigma_p}$ удара капли по нормали к поверхности тела от числа Стокса Stk_∞ , рассчитанное по нормальной компоненте скорости удара, $Oh = \frac{\mu_a}{\sqrt{\rho_a \sigma_p d_p}}$ — число Онезоре, σ_p — коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Зная скорость подлета V_0 и отскока V_{Rebound} капли, конечную и начальную массы капли m_0 и m_{Rebound} , а также массу брызг m_{Splash} , скорость последних можно найти согласно следующему выражению:

$$V_{\text{Splash}} \cong \frac{m_0 V_0 - m_{\text{Rebound}} V_{\text{Rebound}}}{m_{\text{Splash}}}$$

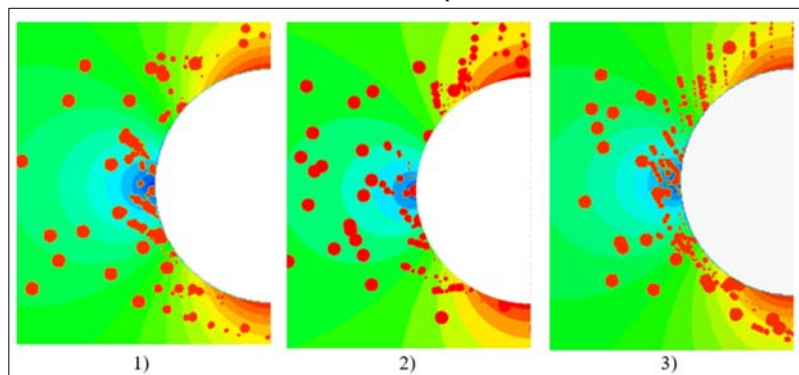


Рис. 7. Визуализация поведения капель при их дроблении для различных значений N : 1) $N = 2$; 2) $N = 5$; 3) $N = 10$

Fig. 7. Visualization of the behavior of drops during their crushing for different values of N : 1) $N = 2$; 2) $N = 5$; 3) $N = 10$

Поскольку капля дробится на колоссальное количество брызг, в настоящей работе брызги моделировались набором одинаковых более мелких частиц, суммарный импульс которых рассчитывался в соответствии с изменением массы и скорости удара капли о поверхность. Направления разлета брызг – равновероятные в полусфере, которая перпендикулярна поверхности обтекаемого тела. В расчетах предполагалось, что если размер капли уменьшается на 99 %, то считается, что капля полностью распалась при ударе на брызги. В расчетах предполагалось, что брызги моделируются заданным количеством N отдельных капель массой $m'_{\text{Splash}} = m_{\text{Splash}}/N$, разлетающихся под произвольными углами в полупространстве, ограниченном касательной плоскостью к точке удара о поверхность обтекаемого тела.

На рис. 7 показана визуализация изменения размеров капель при их взаимодействии с цилиндром в воздушном потоке. Поскольку размеры капель на 5–6 порядков меньше радиуса цилиндра, на рисунке их размеры увеличены в 10^4 раз. Из рисунка видно, что качественно распределения частиц в пространстве отличаются незначительно. Наибольшие отличия вблизи поверхности тела, т.к. мелкие брызги в силу малости их инерции и времени релаксации быстро увлекаются потоком и сносятся вниз по течению. Влияние количества капель на распределение массовой концентрации незначительно.

На рис. 8 показано интегральное значение разницы концентраций вблизи обтекаемого тела. Под счетной концентрацией частиц понимают их количество в единице объема, под массовой – массу частиц в единице объема. Область интегрирования: $x \in [-2R, 0]$, $y \in [-2R, 2R]$, R – радиус цилиндра. Значения объемных концентраций нетрудно получить, домножив значения массовой концентрации на плотность материала частиц.

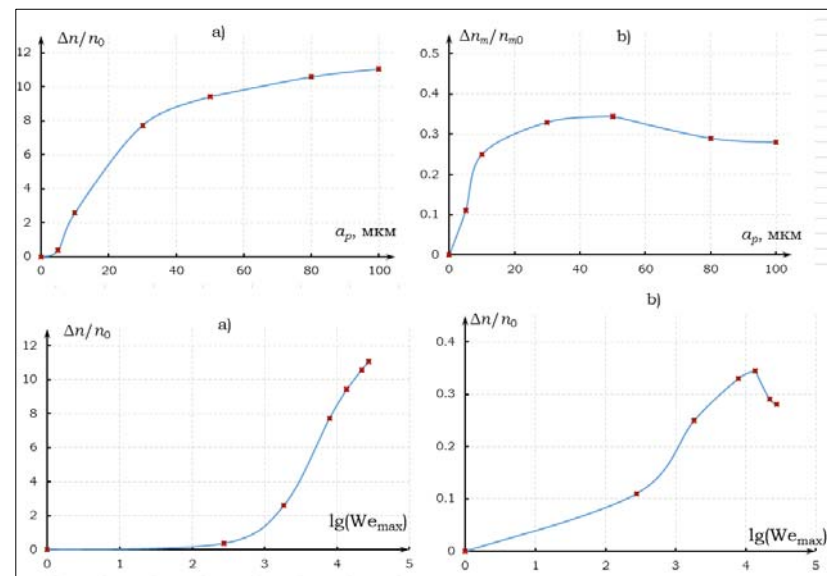


Рис. 8. Интегральная разность концентраций капель: а) счетной, б) массовой. Внизу показаны зависимости разности концентраций от максимального значения числа Вебера: входящая в выражение для числа Вебера максимальная скорость удара капель о поверхность зависит от числа Стокса

Fig. 8. Integral difference of droplet concentrations: a) countable, b) mass. Below are shown the dependences of the concentration difference on the Maximum Weber number: the maximum velocity of droplet impact on the surface included in the expression for the number depends on the Stokes number

5. Заключение

Исследовано и иллюстративно показано влияние формы частиц на коэффициент их захвата поверхностью в приложении к задачам расчета обледенения летательных аппаратов. Приведены оценки характеристик основных механизмов стохастического движения тел в неоднородных средах. Показано, что учет стохастического влияния турбулентных пульсаций приводит к увеличению предельного угла попадания частицы на поверхность.

Сформулирован критерий режима дробления соударяющихся с поверхностью капель, зависящий от параметров аэрозольного потока для оценки наличия дробления при обтекании тела при заданных параметрах. Показано влияние дробления капель на интегральную разницу в распределении массовой и счетной концентраций капель. Представленные в работе результаты аналитических и численных исследований могут быть использованы в расчетах обледенения и послужить основой в задачах противодействия этому явлению.

Список литературы / References

- [1] Амелюшкин И.А., Кудров М.А. и др. Модели процессов, сопровождающих кристаллизацию переохлажденных капель. Труды ИСП РАН, том 32, вып. 4, 2020 г., стр. 235-244 / Amelyushkin I.A., Kudrov M.A. et al. Models of processes accompanying crystallization of supercooled metastable droplets. Trudy ISP RAN/Proc. ISP RAS, vol. 32, issue 4, 2020. pp. 235-244 (in Russian). DOI: 10.15514/ISPRAS-2020-32(4)-17.
- [2] Кашеваров А.В., Стасенко А.Л. Взаимодействие частиц различной формы с несущим континуальным потоком (обзор). Ученые записки ЦАГИ, том XLV, вып. 5, 2014 г., стр. 3-17 / Kashevarov A.V., Stasenko A.L. Interaction of particles of various shapes with a carrying continuous flow (review). TsAGI Scientific Notes, vol. XLV, issue 5, 2014, pp. 3-17 (in Russian).

- [3] Амелюшкин И.А., Стасенко А.Л. Стохастика и детерминизм движения капель воды в переохлажденном аэрозольном потоке, обтекающем твердое тело. Вестник МГОУ, серия 'Физика-математика', no. 4, 2014 г., стр. 61-69 / Amelyushkin I.A., Stasenko A.L. Stochastics and determinism of water droplet motions in a supercooled aerosol flow which circumfluents a solid body. Bulletin MSRU, series Physics and Mathematics, no. 4, 2014, pp. 61-69 (in Russian).
- [4] Кашеваров А.В., Стасенко А.Л. Дискретно-капельный режим образования льда. Журнал технической физики, том 90, вып. 1, 2020 г., стр. 46-52 / Kashevarov A.V., Stasenko A.L. Discrete-Drop Mode of Ice Accretion on a Cylinder in Transverse Supercooled Flow. Technical Physics, vol. 65, issue 1, 2020, pp. 41-47.
- [5] Fröhlich K., Meinke M., and Schröder W. Correlations for inclined prolates based on highly resolved simulations. Journal of Fluid Mechanics, vol. 901, 2020, article A5.
- [6] Zastawny M., Mallouppas G. et al. Derivation of drag and lift force and torque coefficients for non-spherical particles in flows. International Journal of Multiphase Flow, vol. 39, 2012, pp. 227-239.
- [7] Schiller L. and Naumann A.: Fundamental calculations in gravitational processing. Zeitschrift Des Vereines Deutscher Ingenieure, vol. 77, 1933, pp. 318–320.
- [8] Sanjeevi S.K.P., Kuipers J.A.M., & Padding J.T. Drag, lift and torque correlations for nonspherical particles from Stokes limit to high Reynolds numbers. International Journal of Multiphase Flow, vol. 106, 2018, pp. 325-337.
- [9] Pozorski J. Models of Turbulent Flows and Particle Dynamics. In Particles in Wall-Bounded Turbulent Flows: Deposition, Re-Suspension and Agglomeration. CISM International Centre for Mechanical Sciences (Courses and Lectures), vol 571, Springer, 2017, pp. 97-150.
- [10] Vigano A. Modélisation numérique et expérimentale des phénomènes de givrage par accretion de neige collante. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2012. 192 p.
- [11] Амелюшкин И.А., Миллер А.Б., Стасенко А.Л. Оценка периода шероховатости противообледенительных покрытий тела в потоке воздуха с переохлажденными каплями. Вестник МГОУ, серия 'Физика-математика', no. 1, 2021 г., стр. 54-63 / Amelyushkin I.A., Miller A.B., Stasenko A.L. Estimation of the roughness period of anti-ice body coatings in air flow with supercooled droplets. Bulletin MSRU, series Physics and Mathematics, no. 1, 2021, pp. 54-63 (in Russian).

Информация об авторах / Information about authors

Иван Алексеевич АМЕЛЮШКИН – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник ЦАГИ и МФТИ, Научные интересы: динамика многофазных сред, высокопроизводительные вычисления, обратные задачи и их приложения, молекулярное моделирование и многомасштабный анализ.

Ivan Alekseevich AMELYUSHKIN – Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher at TsAGI and MIPT, Research interests: dynamics of multiphase environments, high performance computing, inverse problems and their applications, molecular modeling and multiscale analysis.

Максим Александрович КУДРОВ – кандидат технических наук, доцент, ведущий научный сотрудник, заведующий лабораторией информационных технологий и прикладной математики МФТИ. Научные интересы: разработка комплекса программ для компьютерного моделирования физических процессов.

Maksim Aleksandrovich KUDROV – Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Leading Researcher, Head of the Laboratory of Information Technologies and Applied Mathematics MIPT. Research interests: development of software for computer modeling of physical processes.

Алексей Олегович МОРОЗОВ – инженер МФТИ. Научные интересы: компьютерное моделирование физических процессов, численные методы в задачах аэрогидродинамики.

Alexey Olegovich MOROZOV – engineer at MIPT. Research interests: computer modeling of physical processes, numerical methods in problems of aerohydrodynamics.

Андрей Сергеевич ЩЕГЛОВ – инженер ЦАГИ, аспирант МФТИ. Научные интересы: математическое моделирование физических процессов, численные методы, динамика полета.

Andrey Sergeevich SHCHEGLOV – engineer at TsAGI, post-graduate student at MIPT. Research interests: mathematical modeling of physical phenomena, numerical methods, flight dynamics.