

УДК 532.526.048.3; 532.527; 532.529; 551.551

*В.В. Вышинский^{1,2}, А.Л. Стасенко^{1,2}*¹ Московский физико-технический институт (государственный университет)² Центральный аэрогидродинамический институт им. проф. Н.Е. Жуковского

Физические модели, численные и экспериментальные исследования аспектов авиационной экологии и безопасности полётов

В обзоре рассмотрены общая структура струйно-вихревого следа крылатого летательного аппарата, взаимодействие турбулентных струй и вихрей, результаты численных исследований, их интерпретация и аналитическая интерполяция, влияние внешней турбулентности на время «жизни» следа. Кратко изложены основные методы и результаты экспериментальных исследований струйно-вихревого следа самолёта. Приведены классические модели спонтанной и гетерогенной конденсации на различных высотах полета (диффузионный и свободномолекулярный режимы роста частиц, интерполяция между ними). Рассмотрены кинетика капель в турбулентном потоке, каналы управления параметрами струйно-вихревого следа самолёта (физические модели, численные исследования, рекомендации по выбору оптимальных режимов и управляющих параметров). Приведен обширный библиографический список литературы.

Ключевые слова: струйно-вихревой след самолёта, атмосферная турбулентность, кинетика капель, гетерогенные течения, безопасность полёта, авиационная экология.

В последние десятилетия мировое сообщество уделяет большое внимание исследованию и прогнозированию глобальных изменений природы, связанных с человеческой деятельностью. К числу видов человеческой деятельности, воздействие которых на окружающую среду нельзя не учитывать, относится авиация.

С точки зрения экологии авиация считается относительно «чистым» видом современного транспорта. Тем не менее в настоящее время её потенциальное воздействие на атмосферу подвергается тщательному анализу, поскольку большая часть траекторий тяжёлых дозвуковых гражданских самолётов лежит в верхней тропосфере, а перспективная сверхзвуковая авиация предназначена для полетов в нижней стратосфере, в области максимальной концентрации озона (высота 20–30 км). Многочисленные исследования, проведённые крупными научными коллективами ведущих авиационных держав, позволяют говорить об авиационной экологии как о сложившейся науке.

Естественным шагом к глобальному прогнозу является исследование воздействия на атмосферу отдельного самолёта [1, 2], которое осуществляется по многим каналам. Прежде всего, крылья са-

молёта должны создавать поток импульса, направленный вниз и (при горизонтальном полете) в точности равный его весу. Двигатели должны создавать поток импульса, направленный назад и (при равномерном полете) в точности компенсирующий силу сопротивления. Это создаёт предпосылки для механического перемешивания слоёв атмосферы. Далее, струи двигателей можно представить в виде длинных «теплых» дирижаблей, стремящихся всплыть вверх под действием силы Архимеда и постепенно «растворяющихся» в атмосфере. Кроме того, в следе самолёта происходит большое количество физико-химических процессов. Часть из них легко наблюдается с Земли (конденсационные шлейфы за самолётом — «контрейлы»), а для описания других, не столь легко наблюдаемых, имеются соответствующие методы исследования (образование молекулярных кластеров, кристаллизация капель, газофазные и гетерогенные химические и фотохимические реакции).

Наиболее наглядным физическим процессом является конденсация водяного пара в струйно-вихревом следе, легко наблюдаемая с Земли в виде уже упомянутых белых шлейфов, иногда простирающихся за пролетевшим самолётом от го-

ризонта до горизонта. Двигатели выбрасывают большое количество частиц (сажа, хемоионы — электрически заряженные радикалы), на которых оседают молекулы воды как содержащиеся в атмосфере, так и образующиеся при сгорании топлива. В результате могут возникать микрокристаллы или микрокапли, претерпевающие сложную эволюцию (испарение, сублимацию, рост или дробление при столкновениях друг с другом из-за турбулентных микропульсаций несущей газообразной среды).

Эволюция струи двигателя существенно зависит от того, насколько далеко от неё расположены оси спутных вихрей. В частности, вихри могут уйти вниз, и струи окажутся не вовлеченными во вращательное движение. Тогда струю можно на больших удалениях от самолёта считать осесимметричной.

Конденсация водяных паров развивается прежде всего в кольцевой области струи (в слое смешения с холодной атмосферой). Именно в этой области видно уменьшение массовой доли пара за счёт его выпадения в конденсат. С удалением от среза сопла каплями заняты уже и приосевые области струи. При этом радиус капель достигает величины порядка микрометра.

В области двухфазного следа размер капель продолжает увеличиваться вдоль оси струи за счёт конденсации и коагуляции, а затем уменьшается вследствие испарения. В случае захвата струи спутными (концевыми) вихрями возникают характерные картины «наматывания» выбросов на оси вихрей.

Метеорологические исследования конденсационных следов за самолётами имеют более чем полувековую историю [3–6], причём уже давно обращалось внимание на возможность изменения локального климата в коридорах полетов вблизи интенсивно работающих аэропортов из-за увеличения альбедо многочисленных контрейлов. На этот фактор указывалось также в докладах на международных научных форумах, специально посвященных воздействию авиации на атмосферу [7–9]. Параллельно проводились летные наблюдения условий образования контрейлов [10–13].

Теоретическим исследованиям фазовых переходов в осесимметричной турбу-

лентной струе двигателя посвящен ряд работ (например, [14, 15]). Численные тесты показали, что спонтанная конденсация водяного пара в струйно-вихревом следе самолёта малоэффективна. Причиной этого является тот факт, что для начала спонтанной конденсации требуется большое пересыщение пара. Между тем, в случае углеводородного топлива необходимые значения пересыщения не достигаются ни на срезе сопла, где ещё высока температура выхлопа, ни в удалённых участках струи, где пар уже сильно разбавлен. Поэтому основным механизмом является гетерогенная конденсация на «посторонних» ядрах, которыми могут служить частицы сажи, хемоионы или специально вводимые в вихревой след электрически заряженные частицы.

Однако по мере накопления расчётных данных укреплялась мысль, что для следа самолёта как крылатого летательного аппарата, существенную роль должны играть концевые вихри [16–26], приводящие к трёхмерному распределению всех газодинамических параметров за аппаратом [27–29]. Поэтому потребовалось объединить опыт численного исследования газодинамики турбулентного струйно-вихревого следа с физическими моделями конденсации водяного пара и кинетики капель, развитыми в рамках исследования осесимметричных струй. При этом рассчитывается обтекание реальной компоновки на крейсерском режиме полета с заданными параметрами работы двигателей. Опыт авторов по выполнению сложных аэродинамических расчётов реальных компоновок обобщен в работе [30].

Определённый интерес представляют оптические характеристики струйно-вихревого следа самолёта. Во-первых, кванты солнечного излучения могут приводить к фотохимической диссоциации газообразных компонентов; учёт соответствующих реакций обогатит палитру и без того многокомпонентного следа самолёта. Во-вторых, с развитием глобального мониторинга несомненный интерес будут представлять рассеивающие свойства следа, тем более ярко выраженные, чем больше в нём содержится аэрозолей. В этой связи следует отметить, что авиация может рассматриваться не только в качестве объекта пристального экологического внимания, но и

в качестве инструмента инспекционной системы: размещение на высотных летательных аппаратах аппаратуры для наблюдения за качеством воздуха в коммерческих лётных коридорах предпочтительнее её наземного базирования, так как в первом случае трассы наблюдений лежат вне запыленных нижних слоёв атмосферы.

Следует отметить, что в лётных экспериментах приборы уверенно регистрируют аэрозольный след лайнера, даже если он неразличим невооруженным глазом.

В последние годы центр тяжести интересов в авиационной экологии смещается от проблемы «оксиды азота — озон» (и сверхзвуковой авиации [31–34]) в сторону исследования эволюции диспергированных частиц, в частности, соединений серы [35] (и дозвуковой авиации). Такие частицы могут быть причиной образования высотных облаков, изменяющих тепловой баланс Земли [36].

I. Общая структура струйно-вихревого следа крылатого летательного аппарата, взаимодействие турбулентных струй и вихрей самолёта

В соответствии с физической моделью разрушения вихря эволюция вихря в турбулентной атмосфере [37–40] проходит две фазы: фазу турбулентной диффузии (медленная фаза) и фазу быстрого разрушения. Время T^* , отделяющее эти фазы, в соответствии с результатами эксперимента и расчётами в рамках метода моделирования больших вихрей (LES) равно

$$T^* = (2-8) t_0; t_0 = \frac{2\pi b_v^2}{\Gamma_0}.$$

Здесь b_v — расстояние между вихрями, Γ_0 — циркуляция вихрей на момент образования двухвихревой системы.

Физический процесс потери циркуляции в фазе турбулентной диффузии может быть представлен следующим образом [28]:

1. Турбулентная диффузия вихря формируется как самим вихрем (градиентами скорости), так и внешней атмосферой.

2. Влияние внешней атмосферы на турбулентную вязкость доминирует при больших расстояниях от оси r .

3. В соответствии с моделью [41] заметная доля завихренности вихря существует при достаточно больших r .

4. Принята следующая гипотеза: завихренность вихря ниже фоновой завихренности атмосферы не фиксируется никакими физическими приборами и не может идентифицироваться как завихренность, принадлежащая вихрю.

5. В процессе турбулентной диффузии всё большие области вихря имеют значения ниже фоновой. Это и обуславливает потерю циркуляции в вихре.

6. В области вихря с завихренностью ниже фоновой имеет место процесс диссипации энергии в тепло.

7. Процесс «погружения» вихря в область фоновой завихренности происходит в диапазоне $5 < r < 15$ м при всех практически важных значениях уровня турбулентности (средней скорости пульсаций) q . Это обстоятельство позволяет принять в качестве циркуляции вихря в турбулентной атмосфере среднюю циркуляцию в диапазоне $5 < r < 15$ м.

Вторая фаза (фаза быстрого разрушения вихря) есть результат воздействия на структуру вихря длинноволновой [42] и коротковолновой неустойчивости [43]. Для сильной атмосферной турбулентности превалирует неустойчивость Кроу. Для слабой турбулентности ведущую роль играет мелкомасштабная неустойчивость. Характерные длины волн $(0,1-8,6)b_v$ в зависимости от атмосферных условий (уровень и масштаб атмосферной турбулентности, стратификация). Эта оценка находится в хорошем соответствии с оценкой начала второй фазы распада вихря. Тогда можно предположить, что распад вихря во второй фазе также может быть описан в рамках двумерных осреднённых по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса (2D RANS), если задать существенно больший уровень и существенно меньший масштаб фоновой турбулентности. Фоновая турбулентность в этой фазе не связана непосредственно с турбулентностью атмосферы, а генерируется самим вихрем (вторичная завихренность). Определяющими параметрами для неё при этом будут циркуляция вихря и размах крыла. Эта идея была реализова-

на в компьютерной программе вычисления потери циркуляции на основе 2D RANS. В качестве T^* выбрано

$$T^* = \min(T_{link}, 8t_0),$$

где T_{link} — время касания вихрей при развитии синусоидальной неустойчивости в соответствии с теорией [42].

Рассмотрим задачу о турбулентной диффузии осесимметричного вихря (первая фаза разрушения следа). Начнём со случая, когда турбулентность атмосферы отсутствует. В этом случае, используя гипотезу равновесия турбулентности, можно считать, что производство кинетической энергии турбулентности равно скорости диссипации турбулентной энергии. Производство турбулентной энергии с помощью гипотезы Буссинеска можно представить как $P = \rho \nu_T S^2$, где S — тензор скоростей деформации. Следуя Колмогорову [44], турбулентную вязкость в интервале равновесия можно определить как $\nu_T = C \varepsilon^{1/3} l^{4/3}$, где l — масштаб турбулентности. Отсюда скорость диссипации турбулентной энергии $\varepsilon = C^{-3} \nu_T^3 l^{-4}$. В результате можно получить известную формулу: $\nu_T = \text{const} \cdot l^2 S$.

Эта формула справедлива при отсутствии внешней турбулентности. Атмосферная турбулентность характеризуется двумя величинами: уровнем q_A и масштабом L_A турбулентности атмосферы. Скорость диссипации турбулентной энергии атмосферы ε_A выражается через эти величины посредством $\varepsilon_A = 0,125 q_A^3 / L_A$.

Турбулентная энергия в соответствии с гипотезой Ричардсона должна передаваться по каскаду вихрей от крупных вихрей к мелким. Часть этой энергии поглощается вихрем следа. Следует подчеркнуть, что размеры вихря следа (~ 10 м) на порядок меньше масштаба турбулентности атмосферы (~ 100 м). Следовательно, в уравнении баланса турбулентной энергии вихря должен присутствовать член, связанный с притоком турбулентной энергии от крупномасштабных вихрей атмосферы.

В результате может быть получено кубическое уравнение для определения турбулентной вязкости. В этом уравнении предполагается, что величина ε_A задана. Сравнение результатов расчётов по данной модели с результатами эксперимента позволило определить эмпирические

константы, входящие в модель. Величина внутреннего масштаба турбулентности l не является постоянной в поле течения: она растёт с увеличением расстояния от вихря и стремится к нулю в ядре вихря (эффект реламинаризации).

Вторая фаза разрушения вихря может быть описана теми же уравнениями, но с другим значением для скорости диссипации турбулентной энергии ε_A , так как в этой фазе вследствие нарастания коротковолновых возмущений турбулентный фон генерируется самой вихревой нитью. При этом характерными величинами, определяющими ε_A , являются циркуляция вихря в начальный момент времени Γ_0 и расстояние между вихрями b_v .

Проблему атмосферной турбулентности можно сформулировать следующим образом. Рассматривается бесконечная однородная масса несжимаемого газа с плотностью ρ и динамической молекулярной вязкостью ν . Значения скорости в такой системе являются случайными. Однако осреднённые величины однозначно определяются макроскопическими данными. Рассматривается, в первую очередь, однородная и изотропная турбулентность, представляющая собой движение жидкости, осреднённые характеристики которой не зависят от точки и направления в пространстве.

Изучаются основные характеристики турбулентной атмосферы (уровень и масштаб), а также основные законы, определяющие распределение энергии по спектру пульсаций (Колмогоров, Карман и Драйден), и вопрос о численном моделировании атмосферной турбулентности [45].

Подробно исследована задача моделирования турбулентности в пограничном слое атмосферы. Атмосферный пограничный слой представляет собой прослойку между свободной атмосферой и подстилающей поверхностью. Динамическое воздействие подстилающей поверхности на воздушный поток порождает турбулентность, а термическая стратификация усиливает или подавляет ее. Высота пограничного слоя меняется от 1000–1500 м (день, сильный ветер) до 150–200 м (ночь, слабый ветер). Изменения по вертикали всех метеорологических величин наиболее выражены до высоты порядка 100 м, выше наблюдается их постепенное приближение

к значениям, характерным для свободной атмосферы [37, 46].

Скорость среды представляется в виде: $V = \langle V \rangle + V'$, где величина в скобках есть среднее значение скорости, а штрихованная величина — её пульсационная составляющая. По определению $\langle V' \rangle = 0$.

Пусть уровень турбулентности $q = \sqrt{\langle V'^2 \rangle}$. Турбулентная энергия определяется следующим образом: $k = q^2/2$. Величина скорости диссипации турбулентной энергии определяется как $\varepsilon = -dk/dt$.

При больших числах Рейнольдса в турбулентном потоке присутствуют пульсации с масштабами от очень больших до очень малых. Основную роль играют крупномасштабные пульсации с размерами порядка размеров области, в которой происходит турбулентное движение. На этом масштабе порядок изменения средней скорости равен величине пульсаций. Этот размер обозначается через L_t и называется масштабом турбулентности. В соответствии с моделью Ричардсона турбулентная энергия переходит от пульсаций с большими масштабами к пульсациям с мелкими масштабами, практически без диссипации. Другими словами, имеется поток энергии от крупно- к мелкомасштабным пульсациям. Этот поток диссипирует в тепло на самых мелких масштабах r порядка λ (масштаб диссипации), где существенную роль играет вязкость жидкости.

Колмогоров и Обухов предложили модель турбулентности на основе теории подобия. В соответствии с предложением Ричардсона единственной размерной константой, определяющей свойства турбулентного движения на масштабах $\lambda \ll r \ll L_t$, является скорость диссипации турбулентной энергии ε .

Вводится понятие волнового числа пульсаций Ω порядка $1/r$. Пусть $E(\Omega)d\Omega$ есть кинетическая энергия единицы массы жидкости, заключённая в пульсациях со значением волновых чисел $[\Omega; \Omega + d\Omega]$. Величина $E(\Omega)$ называется спектральной плотностью энергии. Тогда на основании теории подобия и размерностей может быть получен закон Колмогорова–Обухова:

$$E(\Omega) = c\varepsilon^{2/3}\Omega^{-5/3}, \quad 1/L_t < \Omega < \infty.$$

Здесь $c \approx 1,5$ — эмпирическая постоянная. Закон Колмогорова–Обухова [44] не опи-

сывает поведение турбулентности на масштабах, больших L_t , однако на основании анализа экспериментальных данных был получен ряд других законов распределения, правильно описывающих турбулентность на больших масштабах. Наиболее часто используются распределения Драйдена и Кармана. Распределение Кармана удовлетворяет закону Колмогорова–Обухова при $\Omega \rightarrow \infty$, в то время как распределение Драйдена не удовлетворяет этому закону. Связь между уровнем турбулентности, масштабом турбулентности и скоростью диссипации $\varepsilon = 0,1048q^3/L_t$.

Численное моделирование атмосферной турбулентности сводится к вычислению пульсаций скорости в каждой точке пространства [47, 48]. Поскольку пульсации являются случайными величинами, необходимо смоделировать $3N$ случайных величин (3 компоненты скорости) в N точках пространства. Относительно этих величин известна их дисперсия. Кроме того, эти величины являются коррелированными, так как компоненты скорости связаны уравнением неразрывности.

Таким образом, задача моделирования однородной и изотропной турбулентности сводится к нахождению $3N$ случайных величин, имеющих заданные дисперсии и корреляции [49]. Входными параметрами для этой задачи являются только уровень и масштаб турбулентности. Данная задача является стандартной задачей математической статистики.

II. Основные методы и результаты экспериментальных исследований струйно-вихревого следа самолёта

В летном эксперименте [50] используются следующие инструменты для измерения параметров следа:

- лидар,
- самолёт-зондировщик, пересекающий след от впереди летящего самолёта и снабженный регистрирующей аппаратурой, включая пневмонасадок,
- вышки, оснащённые анемометрами и другой измерительной аппаратурой,

— стереофотоаппараты в сочетании с дымогенераторами.

Измерения могут выполняться с помощью метеорологической вышки, оборудованной цветовыми дымогенераторами для трассирования следа, измерителями скорости потока («вертушками» и термоанемометрами), расположенными с постоянным шагом по вертикали, фотографической, видео- и регистрирующей техникой. Методика использования измерительных башен незаменима при исследовании зарождения и эволюции вихревого следа при полете вблизи земли $H \leq 180\text{--}200$ м и на высотах, допускающих последующую интерференцию следа с землей. Летный эксперимент позволяет исследовать качественную структуру вихревого следа, а также получить некоторые количественные оценки, в частности, для пространственной структуры вихревого ядра на этапе сворачивания пелены и в ближнем следе, увидеть формы неустойчивости и этапы разрушения следа на разных высотах при различных атмосферных условиях. В частности, по времени взрыва вихря с помощью эмпирических соотношений можно определить степень турбулентности атмосферы, влияющую на скорость диффузии вихревого следа.

Измерения могут проводиться с помощью самолёта-зондировщика, летящего следом. Самолет может быть оборудован 5-точечным пневмонасадком, высокочастотными датчиками пульсаций давления, температуры и влажности, инерционной навигационной системой и видеокамерой.

При анализе лётных экспериментов следует обратить внимание на большую величину пульсаций продольной компоненты скорости в области спутного следа (± 2 м/с), которые сохраняются достаточно долго (при скорости полета 220 м/с расстояние $D = 12$ км за самолётом-генератором соответствует времени жизни следа около 55 с) и вносят большой вклад в мелкомасштабную турбулентность спутного следа. Температура в области следа повышается на 0,3–0,7 °С, а влажность на 7–10%, что свидетельствует о попадании в ядра вихрей теплых струй и продуктов сгорания. Колебания продольной компоненты скорости, температуры и влажности имеют высокую частоту, что свиде-

тельствует о единой природе их происхождения.

Амплитуды высокочастотных колебаний продольной компоненты скорости в пределах спутного следа изменяются от 2 м/с в направлении полета («вязкая» компонента) до 7 м/с против направления полета («струйная» компонента). Наветренный вихрь воспроизводится (сохраняется) лучше. В ядре преобладает «струйная» составляющая продольной компоненты скорости мелкомасштабной турбулентности. Тангенциальная компонента скорости по данным прямых измерений достигает в вихре 30 м/с. Наблюдается понижение давления в ядре вихря на 1600 Па. Фактическое разрежение может быть и выше. Точность измерения определяется двумя причинами: непопаданием датчика в центр ядра при измерении и недостаточностью скорости снятия информации — съём данных может не совпасть с моментом прохождения ядра.

Летный эксперимент за самолётом-генератором следа А310 при полете со скоростью $U_\infty = 230$ м/с (начальная циркуляция $\Gamma_0 = 442$ м²/с) на расстоянии $D = 7500$ м позволил измерить падение давления в очень плотном ядре $r_c < 0,7$ м до $\Delta P = 3650$ Па; измеренная при этом касательная скорость на границе ядра составила $V_{\tau \max} = 32$ м/с. Численные оценки показывают, что $V_{\tau \max}$ может превышать 72 м/с.

Измеренные спектральные плотности энергии $S(f)$ [м²/(с² Гц)] турбулентных пульсаций поперечной $S_v(f)$ и вертикальной $S_w(f)$ компонент скорости приблизительно одинаковы, а спектральная плотность энергии продольной компоненты $S_u(f)$ имеет всюду большее значение. Это различие максимально при частоте 20 Гц. Область струи соответствует наибольшей энергии турбулентных пульсаций. Максимальное значение $S_u(f) = 3$ при $f = 20$ Гц и отклонении закрылка $\delta_3 = 15^\circ$. При малых частотах f спектральные плотности энергии $S_u(f)$, $S_v(f)$ и $S_w(f)$ возрастают, причём отклонение закрылка способствует выравниванию их значений.

В свободной атмосфере пульсации скорости лежат в основном в диапазоне 10 Гц. В условиях спутного следа поведение продольной компоненты скорости существенно отличается от поведения v и w . Пульса-

ции поперечной компоненты скорости носят «изотропный» характер.

Интенсивность мелкомасштабной турбулентности, генерируемой самолётом, может варьироваться в значительной степени (на несколько порядков).

По результатам лётных экспериментов можно сделать следующие выводы:

— Пульсации продольной компоненты скорости сохраняются в спутном следе дольше, чем принято считать. Дополнительным источником пульсаций продольной компоненты скорости u' являются струи от двигателей (корреляция между высокочастотными пульсациями температуры, влажности и u') и вязкие эффекты (отрыв потока) на обтекаемых поверхностях.

— Спутная турбулентность имеет анизотропный характер, большой вклад в неё вносит осевая компонента скорости u' .

— Можно говорить о трёх масштабах турбулентности в спутном следе: атмосферном ($k_1, \varepsilon_1, L_{t1}$), «самолётном» ($k_2, \varepsilon_2, L_{t2}$) и струйном ($k_3, \varepsilon_3, L_{t3}$) со своими характерными энергиями k , скоростями диссипации ε и масштабами L_t .

— Влияние механизации крыла ($\delta_3 = 0-15^\circ$) на спутный след недостаточно ясно. Влияние струй более существенно, чем отклонение закрылков. Роль струй от двигателей на формирование струйно-вихревого следа за самолётом до сих пор недооценивается и недостаточно изучена.

— Радиус ядра вихря спутного следа составляет 1–5% размаха крыла. Нижняя граница этой оценки соответствует крейсерскому режиму полета, верхняя — посадочному режиму с выпущенной механизацией.

Наиболее эффективным инструментом моделирования влияния земли и атмосферной турбулентности на эволюцию и разрушение вихревого следа является гидроканал, в котором в силу малой вязкости воды при скоростях буксировки $V_\infty = 6-8$ м/с достигаются числа Рейнольдса $Re \approx 2 \cdot 10^6$ (при хорде крыла 0,2–0,3 м). Поскольку буксировка модели осуществляется в неподвижной воде, может быть обеспечена низкая турбулентность среды и высокая повторяемость результатов. Применение турбулизирующих сеток, буксируемых перед моделью, позволяет исследовать влияние масштаба (раз-

мер ячейки) и интенсивности турбулентных пульсаций (толщина и длина перегородок по потоку) на формирование и эволюцию вихревого следа вплоть до его разрушения.

Следует помнить, что касание вихрей является локальным явлением в достаточно длительном процессе разрушения следа. За исключением отдельных моментов касания вихрей или их взрыва, движение вихрей в высшей степени когерентно, и потенциальная опасность для последующего самолёта сохраняется даже после ряда касаний и/или взрывов.

По результатам измерений в гидроканалах можно сделать следующие выводы:

— При приведённой скорости диссипации турбулентной энергии $\varepsilon^* < 0,01$ главной формой разрушения следа (в гидроканале) является синусоидальная неустойчивость. Крупномасштабная турбулентность ($L_t/b_v \geq 1$) ускоряет развитие синусоидальной неустойчивости, сокращая время жизни следа и уменьшая длины волн главных мод неустойчивости. По мере увеличения $\varepsilon^* < 0,2$ в различных местах синусоидально возмущённого вихревого следа возникают взрывы вихря. При $\varepsilon^* > 0,4$ взрыв вихря становится главной формой разрушения следа.

— Мелкомасштабная ($L_t/b_v \ll 1$) турбулентность провоцирует преждевременный взрыв вихря.

— За исключением опытов с мелкомасштабной турбулентностью, лабораторные измерения достаточно хорошо согласуются с теорией и натурным экспериментом, особенно при сравнении времён до первого касания вихрей или их взрыва. С практической точки зрения время «жизни» вихревого следа T_{link}^* зависит главным образом от ε^* для обеих форм неустойчивости.

— Генерация вторичного вихря вблизи поверхности с внешней (по отношению к плоскости симметрии течения) стороны от первичного вихря приводит к отражению последнего как от твёрдой, так и от свободной границы с последующим увеличением расстояния между первичным и вторичным вихрями.

Катапультная установка позволяет исследовать эволюцию вихревого следа на временах до 5 с, что соответствует удалению самолёта на 100 размахов крыла. После проведения пуска и пролета измери-

тельного сечения модель сохраняется системой спасения, гасящей кинетическую энергию удара. При необходимости в измерительной области можно моделировать наличие бокового и вертикального порывов. Имитатор боковых порывов представляет собой аэродинамическую трубу с открытой в измерительной зоне рабочей частью. Обратный канал расположен под землей.

Пониманию физических процессов, протекающих в ближнем следе, способствует его визуализация с помощью дыма и методом лазерного ножа.

Подготовка к пуску занимает достаточно много времени, требуется создать равномерно распределенное поле аэрозоля перед пуском модели, исключить сквозняки и градиенты температур в области проведения измерений. Обычно удаётся провести 2–4 пуска в день. Основным ограничением по длительности измерений является опускание вихрей до пола.

Опыты в малотурбулентной аэродинамической трубе по измерению полей скоростей многовихревой структуры в следе за механизированным крылом самолёта позволяют подобрать константы в алгебраической модели турбулентности, в уравнение баланса турбулентной энергии которой введен дополнительный член для правильного учёта влияния мелкомасштабной турбулентности на диффузию внешней части вихря и «потерю» циркуляции. Эти исследования могут быть использованы также для тестирования модификаций моделей турбулентности, позволяющих учесть закрутку потока. В экспериментах используются турбулизирующие сетки с различным размером ячеек и диаметром прута, которые создают поток с различным уровнем и масштабом турбулентности (порядка размеров ячеек). Структура концевой вихря может быть исследована в малотурбулентном потоке (уровень турбулентности $q/V \approx 0,0004$) и в турбулентном потоке ($q/V \approx 0,015$) для различных масштабов турбулентности.

Данные эксперимента показывают, что характеристики вихрей в ближнем поле слабо чувствительны к наличию внешней турбулентности (в исследованном диапазоне уровней и масштабов). Необходимо отметить также, что величина пульсации продольной компоненты скорости пример-

но в 1,5 раза выше соответствующих значений для поперечных компонент скорости (как и в лётных условиях, см. выше).

Эксперименты в вертикальной аэродинамической трубе малых скоростей по исследованию поля скоростей за полной компоновкой самолёта с пилонами и мотогондолами использованы как для тестирования математических моделей, так и для отработки расчётно-экспериментальной методики учёта влияния мелких плохобтекаемых деталей компоновки на структуру потока и формирование следа. Воздействие мелкомасштабной турбулентности, порождаемой самолётом, пока не удаётся моделировать численно.

Эксперименты в большой аэродинамической трубе на модели самолёта А321 с механизированным крылом позволили тестировать аэродинамическую модель следа на расстояниях за самолётом до $x/b = 6,5$ (b — размах крыла). С другой стороны, с помощью математического моделирования выявлены недостаточные размеры области измерения поля скоростей, не позволяющие проследить эволюцию фюзеляжных вихрей и вихрей от горизонтального оперения. Эксперименты проведены при скорости потока 60 м/с на модели, выполненной в масштабе 1:13,6 при коэффициенте подъёмной силы $C_Y = 2,3$. Размах крыла $b = 2,6$ м. Длина рабочей части позволяет проводить измерения на расстоянии до 17 м от модели, что соответствует $x/b = 6,5$. Если измерительное сечение продлить в область диффузора $x = 31$ м, то можно достичь $x/b = 12$. Для реального самолёта с размахом крыла $b = 35$ м это соответствует удалению на 420 м, или 7 с полета, при посадочной скорости 60 м/с.

Для четырёхмоторного самолёта струя от внешнего двигателя попадает в область закрылочного (более сильного) вихря и под его воздействием деформируется, приобретая эллиптическую форму в процессе обращения вокруг ядра вихря. Струя от внутреннего двигателя отклоняется вниз под действием результирующего вихревого движения. Циркуляция вихря под действием струи существенно не меняется, однако пик завихренности в ядре снижается, вихрь становится более рыхлым и скорее диффундирует в окружающее пространство. При этом, как показывают результа-

ты измерений продольной компоненты скорости, в ядре наблюдается дефицит скорости, в то время как порожденный струей избыток скорости наблюдается в спиральной структуре сворачивающейся вихревой пелены. При отсутствии струи дефицит скорости наблюдается всюду, как в ядре вихря, так и в спиральной структуре. Наличие большого поперечного градиента скорости приводит к порождению завихренности, особенно вблизи границ ядра, что ускоряет его диффузию. Следует отметить, что более плотные вихри с малым радиусом ядра образуются за самолётами с крылом с малой стреловидностью и двигателями, расположенными в хвосте (Ту-154, Локхид «Тристар», MD80).

Основными источниками мелкомасштабной турбулентности на самолёте являются струи двигателей, механизация крыла, тормозные устройства, шасси, а также многочисленные специальные устройства, предлагаемые различными авторами. Источником мелкомасштабной турбулентности может быть и специально организованная многовихревая структура механизированного крыла. Некоторые результаты экспериментальных исследований обтекания механизированного крыла с имитацией струй двигателей получены в гидротрубе.

Вихри разных знаков образуют подвижные «кластеры», движущиеся по криволинейным траекториям вокруг мгновенного центра завихренности, находящегося в данном случае (вихри разных знаков) вне отрезка, соединяющего центры вихрей. Концевой и внешний закрылочный вихри имеют одинаковый знак и в поперечном сечении следа образуют пару вихрей, вращающихся вокруг общего центра завихренности, расположенного на отрезке, соединяющем центры вихрей. Обычно после $3/4$ оборота вихри сливаются в один концевой вихрь. Если вместо обычного закрылка использовать закрылок, имеющий треугольную форму и расположенный вместо элерона, можно создать пару вихрей разных знаков. При этом концевой и (в данном случае единственный) закрылочный вихри образуют в поперечном сечении следа вихревой кластер с центром завихренности, расположенным на расстоянии от плоскости симметрии, большем полуразмаха крыла. Вращаясь вокруг этого

центра, более слабый закрылочный вихрь будет разрушаться, провоцируя ускоренное развитие синусоидальной неустойчивости концевой вихря с длиной волны порядка размаха крыла, что приблизительно в 8 раз меньше длины волны Кроу.

По результатам модельных экспериментов можно сделать следующие выводы.

— Измерения, проводимые в аэродинамических трубах, позволяют исследовать структуру вихревого следа за полной компоновкой самолёта с механизированным крылом, мотогондолами на пилонах, с имитацией работы двигателей в приближении холодной струи на расстояниях до 6–8 размахов крыла (12 размахов крыла, если область измерений следа продлить в диффузор аэродинамической трубы). В этом диапазоне происходит слияние множественной вихревой структуры в пару вихрей. Данные, полученные из экспериментов, использованы в математических моделях эволюции следа.

— Катапультная установка позволяет исследовать след на временах, соответствующих удалению за моделью самолёта на 80–100 размахов крыла, что в реальности эквивалентно удалению на 4000–5000 м или при посадочной скорости 70 м/с временам жизни следа 60–70 с. Эти времена достаточны для исследования зарождения и развития длинноволновой (синусоидальной) неустойчивости вихревого следа. Однако для моделирования касания вихрей, разрыва и воссоединения с образованием вихревых колец требуется другой инструмент исследований.

— Наибольшие возможности для исследования дальнего следа имеет гидроканал, где основной проблемой является точность выполнения измерений с помощью времяпролетного метода (PIV метод). Испытания в гидроканале позволяют проследить все фазы разрушения вихревого следа и исследовать влияние мелкомасштабной турбулентности, генерируемой сетками, на эволюцию следа. Опубликованные результаты экспериментов в гидроканале использованы при создании математических моделей вихревого следа.

— Эксперименты в гидротрубе могут оказаться полезными при исследовании топологии течения, например, для оценки возможности нестационарного воздействия посредством воздействия струй на

вихревую систему с целью провоцирования развития коротковолновой неустойчивости следа.

III. Классические модели спонтанной и гетерогенной конденсации на различных высотах полета (диффузионный и свободномолекулярный режимы роста частиц, интерполяция между ними)

Эволюция струй двигателей многомоторного самолёта может протекать по-разному, в зависимости от их удаления от концов крыла. Так, струи «внутренних» двигателей, расположенных у фюзеляжа, могут остаться почти не возмущёнными спутными вихрями.

Поскольку струи двигателей содержат пары воды, а также частицы сажи и хемионы, могущие служить ядрами конденсации, — для визуализации вихрей принципиально важным оказывается вопрос о возможности захвата материала струй самолёта вихрями. Несомненно, этот процесс должен сильно зависеть от параметров турбулентности окружающего воздуха, которая определяет скорость размывания потоков газов струи и, таким образом, обеспечивает более интенсивное взаимодействие вихрей и струй.

В принципе струйно-вихревой след самолёта может быть детектирован и по тем возмущениям, которые он вызывает в атмосферном аэрозоле. Поэтому с точки зрения рассматриваемой проблемы представляют интерес и характеристики частиц (их концентрации, характерные размеры, комплексные коэффициенты преломления), которые могут содержаться в окружающей атмосфере [51, 52].

Очевидно, что важнейшими процессами для «выращивания» капель нужного размера (сравнимого с длиной волны зондирующего излучения) являются ядрообразование и дальнейший конденсационный рост капель [53, 54].

Теория спонтанной нуклеации пересыщенного пара («классическая теория конденсации») была развита во второй четверти двадцатого века. Она базируется на

представлении пересыщенного пара в виде смеси одиночных молекул и молекулярных ассоциаций; последние рассматриваются как зародыши новой фазы. Все создатели этой классической теории конденсации сходятся в том, что объёмная скорость производства ядер конденсации содержит экспоненту Гиббса.

Однако предэкспоненциальный множитель в их работах не только различен, но и даёт качественно прямо противоположные зависимости от плотности жидкой фазы, поверхностного натяжения, температуры, пересыщения.

Математическое моделирование основано на рассмотрении отдельных аспектов кинетики столкновения молекул с зарождающимся ядром конденсации (кластером) в предположениях [54]:

1) относительная концентрация ядер конденсации при термодинамическом равновесии по-прежнему определяется по Гиббсу;

2) но время достижения этой концентрации τ^* определяется из формулы Герца–Кнудсена для изменения массы микрокапли в свободномолекулярном режиме;

3) учтена температурная зависимость коэффициента поверхностного натяжения воды;

4) вместо точного трансцендентного выражения для давления насыщения с учётом кривизны поверхности и заряда капли вполне допустимо использовать более простую явную зависимость;

5) учтена возможность конденсации пара на ионах.

Влияние основного несущего газа на процесс испарения капель рассмотрено, например, в [55].

IV. Кинетика капель в турбулентном потоке

Поскольку парные взаимодействия капель друг с другом могут играть существенную роль в выращивании аэрозоля, очевидно, что в связи с этим важна также «элементарная» задача о парном взаимодействии заряженной капли и иона одного знака. Решается эта задача в рамках модельных предположений, но для качественного расчёта вероятности слияния

капли и иона её можно считать вполне пригодной [56–58].

Основные предположения: 1) заряженная капля — недеформируемая сфера с диэлектрической проницаемостью ε , с «плавающим» в ней внутренним ионом; 2) поля квазистатичны относительно процесса взаимодействия внешнего иона и капли; 3) внутренний ион считается твёрдой сферой; 4) сила сопротивления, действующая на ион в капле — сила Стокса; 5) рассматривается центральное взаимодействие летающего иона и капли.

В результате поляризации капли на внешний ион действует сила притяжения, которая помогает преодолеть потенциальный барьер, возникающий в результате взаимодействия внешнего иона с внутренним. Таким образом, даже для одноименно заряженных капли и иона существует конечная вероятность столкновения.

Рассмотрено столкновение двух одинаковых наноккапель. Учёт дипольного взаимодействия ведёт к бесконечному ряду рядов-изображений, находящихся внутри капель.

Величина средней относительной скорости частиц, сталкивающихся в результате пульсаций, $\langle \Delta V_{sj} \rangle = \sqrt{2} V_t \theta_{sj}$ зависит от степени корреляции скоростей V_j и V_s обеих сталкивающихся частиц.

На основании анализа литературных данных [59–61] для вероятности столкновения двух нейтральных капель принято следующее выражение:

$$\theta_{sj} = \frac{2k_B T}{3\pi\sqrt{2}V_t\mu_m a_s a_j} + F_{sj} \left(\frac{\tau_s}{\tau_t}, \frac{\tau_j}{\tau_t} \right).$$

Здесь первое слагаемое описывает броуновское блуждание, второе — «резонансный эффект» увлечения каплей турбулентными пульсациями; k_B — постоянная Больцмана, $\tau_s = (2/9)a_s^2\rho_l/\mu_m$ — характерное время стоковой релаксации s -частицы по скорости, $\tau_t = 4k_t/(3\varepsilon_t)$ — характерный период турбулентных пульсаций скорости несущей среды, k_t и e_t — удельная кинетическая энергия и скорость диссипации турбулентности, a_j, a_s — радиусы сталкивающихся капель.

При выводе второго слагаемого приняты следующие предположения:

— турбулентность несущего газа стационарна и изотропна;

— автокорреляционная функция пульсаций скорости газа вдоль траекторий частиц задается двухмасштабной параболо-экспоненциальной функцией;

— лагранжев интегральный временной масштаб турбулентности τ_L связан с параметрами k - ε модели.

Вероятность слияния/дробления столкнувшихся капель определяется полуэмпирическими интерполяциями, построенными на основе многочисленных экспериментальных исследований московской, киевской и томской научных школ.

Из расчётов видно существование глобального минимума θ_{sj} между броуновским блужданием (для мелких капель) и турбулентными пульсациями (для достаточно крупных). Этот минимум лежит в окрестности значений радиуса двух сталкивающихся идентичных частиц $a_j = a_s \sim 0,1$ – 1 мкм. Для частиц различных размеров вероятность встреч сильно возрастает с увеличением отношения a_s/a_j .

В результате получена система уравнений кинетики полидисперсной смеси и численно исследована диффузия светорассеивающего аэрозоля в турбулентном поле скоростей спутного следа. Рассмотрен характерный набор параметров: плотность и температура атмосферы $\rho_\infty = 1,25$ кг/м³, $T_\infty = 270$ К; то же на срезе сопла двигателя $\rho_a = \rho_\infty T_\infty/T_a$, $T_a = 600$ К; скорости истечения струи и полета $u_a = 300$, $u_\infty = 100$ м/с; массовая доля паров воды $c_{va} = 4 \cdot 10^{-2}$, $c_{v\infty} = 6 \cdot 10^{-3} = c_{vs}(T_\infty)$ (атмосфера предполагается насыщенной); турбулентная кинематическая вязкость на срезе сопла $\nu_{ta} = 2,25 \cdot 10^{-3}$, на кромке сопла $\nu_t^\circ = 1$, в атмосфере $\nu_{t\infty} = 0,225$ м²/с. Радиус сопла (служащий масштабом пространственных координат) $r_a = 1$ м. Суммарная концентрация ядер конденсации на срезе сопла $n_a = 10^{12}$ м⁻³.

Множество частиц в каждой точке потока предполагается двухфракционным: 99% числовой концентрации частиц считаются «мелкими» (фракция 1), 1% — «крупными» (фракция 2). Для того чтобы капли этих двух фракций в результате конденсации достигли различных размеров, коэффициенты конденсации водяного пара приняты различными: $\alpha_{k1} = 0,01$, $\alpha_{k2} = 1$.

Прилипание мелких капель к крупным приводит к истощению их фракции (n_1 уменьшается в результате коагуляции) и

росту размеров a_2 капель крупной фракции. Особенно ярко это явление сказывается на пространственном распределении долей конденсата, принадлежащего к разным фракциям. В случае капель различных фракций вероятность коагуляции значительно выше, чем для идентичных частиц.

Проведены теоретические исследования пространственно-временной эволюции аэрозольного компонента, наиболее интенсивно рассеивающего электромагнитное излучение в видимой и ИК областях спектра, струйно-вихревого следа тяжелого авиалайнера с учётом коагуляционного роста капель и градиентного ветра.

Струи «внешних» двигателей, расположенных вблизи концов крыльев, могут быть захвачены спутными вихрями.

Циркуляция вихря определяется обычным образом: $\Gamma = G / (\rho_\infty U_\infty l)$, где G — вес самолёта; ρ_∞ , U_∞ — соответственно плотность воздуха и скорость полета; l — размах крыла самолёта. Расчёт показывает, что даже в отсутствие ветра частицы могут далеко переноситься только за счёт бокового перемещения спутного вихря.

Получены простые формулы, позволяющие быстро оценить доли возвратившегося излучения для частиц, малых по сравнению с длиной волны зондирующего излучения. Построены «тела рассеяния» следа для двух случаев поляризации излучения: когда вектор напряжённости электрического поля лежит в плоскости «лазерного ножа» или перпендикулярен ей [62].

Для тестирования суммарного численного алгоритма (эволюция микрокапель воды в следе + рассеяние по Ми) использована простейшая схема четырёх вихрей. Полученные оценки показывают, что для «типичного» самолётного следа влиянием «характерного» фонового аэрозоля на его рассеивающую способность можно пренебречь. Это обусловлено пропорциональностью интенсивности рассеянного излучения шестой степени радиуса капель (который предполагается малым по сравнению с длиной волны зондирующего излучения). По этой же причине важно учитывать и коагуляцию капель, ведущую к постепенному увеличению их размера. «Эффект близости» капель пренебрежимо мал для всех длин волн, которые могут быть использованы в зондирующей аппаратуре.

Влияние углеродного ядра капель существенно только в начале их роста, когда толщина водяной оболочки порядка радиуса ядра.

Выполнены численные исследования химического состава струи самолёта, а также сравнение случаев использования традиционного керосина и экологически более благородного АСКТ (авиационного сконденсированного топлива). Исследован перенос газообразных и аэрозольных выбросов двигателей самолётов над аэродромом и в окрестности аэропорта с учётом диффузии в турбулентной атмосфере, близости земли и бокового ветра. Определены пространственно-временная эволюция концентраций компонентов струйно-вихревого следа и распределение плотности осевшего аэрозоля по поверхности земли. Проведённые на модельных задачах исследования подтверждают существенное влияние газовых струй двигателей на состав атмосферы в районе аэропорта и позволяют оценить возможное загрязнение как атмосферы аэропорта, так и поверхности земли.

V. Каналы управления параметрами струйно-вихревого следа самолёта (физические модели, численные исследования, рекомендации по выбору оптимальных режимов и параметров)

В последние годы развита модель массообмена и динамики капель, сталкивающихся за счёт броуновских блужданий и увлечения турбулентными пульсациями несущего газа, при произвольном значении числа Кнудсена [63, 64], что делает её пригодной для любой высоты полета. Численно проиллюстрирована возможность управления размером микрокапель при помощи ввода в струю контролируемого расхода ионов [58], служащих дополнительными ядрами конденсации [65]. Результатом такого управления может быть, например, увеличение прозрачности струи двигателя авиалайнера, и, следовательно, устранение искусственных облаков, обра-

зующихся на самолётных выбросах в интенсивно нагруженных коридорах полета.

Разработана подробная теория парных столкновений электрически нейтральных частиц в турбулентном несущем потоке. Как правило, все эти исследования относятся к случаю вязкого стока обтекания достаточно крупных частиц (радиусы которых превышают длину свободного пробега молекулы) с поправкой на разреженность типа «параллельных проводимостей», использованной ещё при классических опытах по измерению заряда электрона [66].

Численно исследована возможность измельчения капель, образующихся в результате гетерогенной конденсации водяных паров в струе двигателя, путём инъекции ионов. Прослежено влияние этого измельчения на оптические характеристики струи. Предполагается, что два сорта ионов, отличающихся только знаком электрического заряда, вводятся в струю по периферии сопла. Исследования проведены для модельного случая изобарической осесимметричной сверхзвуковой спутной струи, где авторами накоплен определённый опыт расчётов различных физико-химических процессов, в том числе конденсации пара на электрически нейтральных ядрах и дальнейшей эволюции аэрозоля. Наличие заряженных частиц потребовало модификации модели кинетики водного аэрозоля.

Численное решение уравнений кинетики аэрозоля проводилось на «фоне» полей скорости, температуры и водности изобарической спутной струи, рассчитанных с привлечением стандартной k - ε модели турбулентности. Расчёты проведены при наборе входных параметров, соответствующих режиму набора высоты перспективным СПС-2. Для концентраций нейтральных частиц в начальном сечении задавался ступенчатый профиль, так что на срезе сопла $n_{na} = 10^{13} \text{ м}^{-3}$, а в атмосфере $n_{n\infty} = 0$.

Начальный размер частиц оценен из следующих соображений. Прежде всего, ионы в присутствии водяных паров будут довольно быстро гидратироваться, поскольку молекула воды обладает большим дипольным моментом $p_d = 6 \cdot 10^{-30} \text{ Кл} \cdot \text{м}$; радиус молекулы воды $r_m = 1,4 \text{ \AA}$.

Характерный радиус ионного кластера a_c^* ограничен сверху следующим условием: потенциальная энергия связи диполя p_d молекулы воды с центральным ионом кластера должна быть по абсолютной величине больше средней кинетической энергии молекул воды при температуре атмосферы. Для условий полета получим $a_c^* \leq \sim 10^{-9} \text{ м}$. Следовательно, такой гидрат содержит ~ 100 молекул воды. Поскольку длина свободного пробега молекул воздуха, например, на высотах $\geq 20 \text{ км}$ имеет порядок $l_m \sim 10^{-6} \text{ м}$, эти гидраты находятся в свободномолекулярной среде.

Принимая для оценки $\rho_v \sim 10^{-3} \text{ кг/м}^3$, $\langle c_v \rangle \sim 500 \text{ м/с}$, получим $\tau_c^* \sim 10^{-5} \text{ с}$. Даже при скорости струи $u_a \sim 10^3 \text{ м/с}$ такие гидратированные ионы образуются уже на расстоянии нескольких сантиметров от выходного сечения сопла. Следовательно, именно они (а не «голые» ионы) могут рассматриваться в качестве исходного материала дальнейшей гетерогенной конденсации пара воды.

Турбулентная диффузия приводит к уширению области, занятой частицами; конденсационный рост капель начинается в кольцевой области, затем распространяется к оси и во внешнюю область струи, однако в недосыщенной атмосфере происходит «обрезание» радиального распределения размера капель. В сечении струи $x/r_a = 100$ наблюдается уже почти ступенчатое распределение с радиусом капель $a_{\text{ш}} > \sim 0,2 \text{ мкм}$.

Исследовано влияние инъекции ионов с общей концентрацией

$$n_e = 2n_+ = 2n_- = 10^{15} \text{ м}^{-3}.$$

Концентрация нейтральных капель увеличилась по сравнению с предыдущим случаем за счёт коагуляции электрически заряженных капель с противоположным знаком заряда. Этот же процесс приводит к тому, что концентрация заряженных капель падает вдоль оси струи гораздо резче, чем нейтральных (уравнение для n_e вообще не содержит положительных источников). Самым важным результатом является существенное измельчение образовавшихся капель — их радиус уменьшился приблизительно втрое.

Рассчитаны оптические характеристики струи с локально моно- и полидисперс-

ным аэрозолем. Предполагается, что горизонтальная струя освещается солнечным излучением с планковским спектром при температуре 6000 К. Рассматривается случай оптически прозрачной струи, когда применима гипотеза аддитивности вкладов всех частиц в рассеяние падающего излучения (в противном случае было бы необходимо решать уравнение переноса излучения внутри струи); переизлучением пренебрегается. Характеристики излучения, рассеянного отдельной частицей, вычисляются согласно теории Ми [67]. Входной информацией для теории Ми является комплексный коэффициент преломления n_λ , зависящий от длины волны λ электромагнитного излучения. Однако поскольку основная часть энергии солнечного света заключена в видимой части спектра, было принято постоянное значение $n_\lambda = 1,33 + i10^{-8}$.

Квантовыми эффектами, которые могли бы быть вызваны малыми размерами рассматриваемых частиц аэрозоля, пренебрегается, поскольку эти эффекты существенны лишь при характерных диаметрах частиц менее 10^{-8} м.

В последние десятилетия накоплена обширная литература, посвященная как теоретическим, так и летным исследованиям роли серы в образовании аэрозольного следа самолёта (например, [68]). С другой стороны, имеются сведения [69], что в частицах выбросов двигателя, исследованных при помощи электронной микроскопии и методов химического анализа, были обнаружены металлы (цинк, алюминий, титан), но не найдена сера.

Расчёт осесимметричной струи с химически реагирующими компонентами можно провести по методике [70]. Струя считалась изобарической, её газотермодинамика описывалась уравнениями типа пограничного слоя в естественных координатах x, r с привлечением $k-\varepsilon$ модели турбулентности. Разностная аппроксимация уравнений осуществлялась неявной схемой второго порядка точности. В результате аппроксимации уравнения сводились к алгебраическим системам с трёхдиагональными матрицами коэффициентов, которые решались методом скалярной прогонки с итерацией коэффициентов. Интегрирование по продольной координате x проводилось маршевым методом. Затем на фоне рас-

считанных газодинамических переменных аналогичным образом решались уравнения турбулентной диффузии химических компонентов с учётом их производства и исчезновения за счёт газофазных реакций. При расчёте была принята кинетическая схема, состоящая из 53 химических реакций. Газодинамические параметры струи и внешней атмосферы принимались соответствующими условиям полета на уровне моря самолёта типа В747. Радиус сопла принимался равным $r_a = 1$ м, скорость полета $u_\infty = 100$ м/с, скорость струи на срезе сопла $u_a = 300$ м/с, температура воздуха атмосферы $T_\infty = 270$ К, температура струи на срезе сопла $T_a = 600$ К.

Вид топлива учитывался заданием различной концентрации компонентов струи на срезе сопла двигателя.

Из расчётов видно вполне понятное уменьшение содержания окислов азота NO_x ($x = 1, 2, 3$) и соединений серы SO_x и HSO_3 : появление последних на оси струи связано исключительно с их присутствием в атмосфере. Уменьшается также содержание атомов кислорода и водорода, HO_2 и H_2O_2 ; вместе с тем концентрация гидроксила OH возрастает.

Концентрация NO , NO_2 , при использовании в качестве топлива АСКТ в 2–3 раза ниже, чем в случае использования керосина; пары H_2SO_4 в струе в небольших количествах появляются, но их концентрация на три порядка меньше, чем при сжигании авиационного керосина.

Таким образом, результаты расчётов подтверждают большую экологическую приемлемость топлива АСКТ: содержание токсичных азотных соединений в струях уменьшается в 2–3 раза, а паров H_2SO_4 — на 3 порядка.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, гранты 08-01-00540а, 07-08-13582 ОФИ.

Литература

1. *Stasenko A.L.* High-altitude civil aviation impact on the ozone layer: theory and flight experiments planned // Second Annual Meeting HSRP/AESA. — 1992. — Abstracts. — P. 57.
2. *Стасенко А.Л.* Проблемы авиационной экологии // Энергия. Экономика. Техника. Экология. — 1999. — № 7. — С. 21–24.

3. *Appleman H.* The formation of exhaust trails // *Bull. American Meteorol. Soc.* — 1953. — V. 34. — P. 14–20.
4. *Dunning C.H.H., Le Seur N.E.* An evolution of some condensation trails observation // *Bull. American Meteorol. Soc.* 1955. — V. 36, N. 2. — P. 73–79.
5. *Мазин И.П.* Конденсационные следы за самолётами // *Физика атмосферы и океана.* 1996. — Вып. 12, № 1. — С. 5–18.
6. *Boucher O.* Air traffic may increase cirrus cloudiness // *Nature.* — 1999. N. 397.
7. *Shumann U.* On the effect of emission from aircraft engines on the state of the atmosphere // *Ann. Geophys.* — 1994. — V. 12.
8. *Shumann U.* Formation, properties and climatic effects of contrails // *Compte Rendu Physique.* — 2005. — V. 6. — P. 549–565.
9. *Jensen E.J., Toon O.B.* The potential impact of soot particles from aircraft exhaust on cirrus clouds // *Geophys. Res. Lett.* — 1997. — V. 24, N. 24.
10. *Садовников А.В.* Как избежать появления конденсационных следов // *Вестник воздушного флота.* — 1955. — № 1. — С. 57–60.
11. *Hoshizaki H., Anderson L.B., Conti R.J.* High-altitude aircraft wake dynamics study // *Second Conference on CIAP.* — 1972.
12. *Overcamp T.J., Fay J.A.* Dispersion of SST trails in the stratosphere // *AIAA Paper.* — 1972. — N. 72-650. — 7 p.
13. *INCA Final Report (Interhemispheric differences in cirrus properties from antropogenic emissions).* — 1999.
14. *Miller A.B., Stasenko A.L., Vyshinsky V.V.* Analytical and numerical investigations of the aircraft condensing vortex wake // *European Geophysical Society XXIII General Assembly.* — 1998. *Annales Geophysicae.* Part III, S. III to V. 16. — С. 962.
15. *Савельев А.М., Старик А.М.* Динамика образования сульфатных аэрозолей в струях реактивных двигателей // *Изв. РАН. МЖГ.* — 2001. — № 1.
16. *Гринач Э.С., Кашеваров А.В., Стасенко А.Л.* Взаимодействие вихрей и струй высотного самолёта и хемосорбция окислов азота каплями воды. М.: ЦАГИ. — 1993. Препринт № 81.
17. *Гринач Э.С., Стасенко А.Л.* Модели струй двигателей самолёта в поле спутных вихрей // *Ученые записки ЦАГИ.* — 1996. — Т. XXVII, № 1–2. — С. 105–116.
18. *Гринач Э.С., Кашеваров А.В., Стасенко А.Л.* Фазовый состав и оптические характеристики струйно-вихревого следа перспективного сверхзвукового самолёта // *Ученые записки ЦАГИ.* — 1999. — Т. XXX, № 3–4. — С. 118–126.
19. *Stasenko A.L., Shustov A.V., Vyshinsky V.V.* Modeling of the 3D jet-and-vortex wake of SST-2 with physics and chemistry processes taken into account // *The 1st ISTC/TsAGI Joint workshop on Ecological aspects of the impact of a supersonic civil aircraft of the second generation on environment. Proceedings.* — 1996.
20. *Вышинский В.В., Гринач Э.С., Пакин А.Н., Стасенко А.Л.* Трёхмерный струйно-вихревой конденсирующийся след самолёта // *XVII Всероссийский семинар «Течения газа и плазмы в соплах, струях и следах».* — 1997. Тезисы докладов. — С. 45.
21. *Stasenko A.L., Vyshinsky V.V.* Aircraft vortex wake. — environmental and flight safety aspects of the problem // *SAE Paper.* — 1998. — N. 98-5590.
22. *Вышинский В.В., Стасенко А.Л.* Экология крылатого летательного аппарата // *Юбилейная VII Международная конференция «Метод крупных частиц: теория и приложения» в рамках Юбилейного международного симпозиума «Актуальные проблемы механики сплошных и сыпучих сред».* — 1997.
23. *Вышинский В.В., Стасенко А.Л.* Струйно-вихревой след самолёта: проблемы экологии и безопасности полета // *Вторая Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ 98).* — 1998. Тезисы докладов. — С. 55.
24. *Вышинский В.В., Стасенко А.Л.* Струйно-вихревой след самолёта: проблемы экологии и безопасности полета // *Математическое моделирование, РАН.* — 1999. — Т. 11, № 4. — С. 100–116.
25. *Вышинский В.В., Стасенко А.Л.* Аэрофизические модели и численные исследования струйно-вихревого следа тяжёлого лайнера над аэродромом // *IV*

Международная конференция по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ-2002) XIX Международный семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям. — 2002. Тезисы докладов. — С. 148–150.

26. Воеводин А.В., Вышинский В.В., Гайфуллин А.М., Свириденко Ю.Н. Эволюция струйно-вихревого следа за пассажирским самолётом // *Аэромеханика и газовая динамика*. — 2003. — № 4. — С. 23–31.

27. Вышинский В.В., Судаков Г.Г. Математическая модель эволюции вихревого следа за самолётом в турбулентной атмосфере // *Аэромеханика и газовая динамика*. — 2003. — № 3. — С. 46–55.

28. Вышинский В.В., Судаков Г.Г. Вихревой след самолёта в турбулентной атмосфере (физические и математические модели). — М.: ЦАГИ, 2005.

29. *Rakin A.N., Vyshinsky V.V.* Evolution of the vortex pair and temperature spots produced by engines in the far wake of a supersonic aircraft // *The 1st ISTC/TsAGI Joint workshop on Ecological aspects of the impact of a supersonic civil aircraft of the second generation on environment. Proceedings*. — 1996.

30. Вышинский В.В., Судаков Г.Г. Применение численных методов в задачах аэродинамического проектирования. — М.: ЦАГИ, 2007.

31. Стасенко А.Л. К теории хемосорбции окислов азота каплями воды в струе стратосферного самолёта. — М.: ЦАГИ, 1991. Препринт № 51.

32. Кашеваров А.В., Потапов Ю.Ф., Стасенко А.Л. Влияние вида горючего на физико-химические свойства струй самолётов и распространение их компонентов в окрестности аэропорта // *Ученые записки ЦАГИ*. — 2001. — Т. 32, № 3–4.

33. Кашеваров А.В., Стасенко А.Л. Хемосорбция окислов азота каплями воды в следе самолёта // *Ученые записки ЦАГИ*. — 1994. — Т. 25, № 3–4. — С. 103–116.

34. Васильев Л.Е., Попов С.И., Свищев Г.П. Сверхзвуковой гражданский самолёт второго поколения // *ТВФ*. — 1994. — № 1–2.

35. Савельев А.М., Старик А.М. Динамика образования сульфатных аэрозолей в струях реактивных двигателей // *Изв. РАН. МЖГ*. — 2001. — № 1.

36. *Kulmala M., Laaksonen A., Korhonen P., Vesala T., Ahonen T., Barrett J.C.* The effect of atmospheric nitric acid vapor on cloud condensation // *J. Geophys. Res.* — 1993. — V. 98.

37. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1989.

38. Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере. — М.: Мир, 1978.

39. Зилитинкевич С.С. Динамика пограничного слоя атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1970.

40. Шакина Н.П. Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. — Л.: Гидрометеоздат, 1990.

41. *Shen S., Ding F., Han J., Lin Y.-L., Arya S.P., Proctor F.H.* Numerical modeling studies of wake vortices: real case simulation // *AIAA Paper*. — 1999. — N. 99-0755.

42. *Crow S.C., Bate E.R.Jr.* Lifespan of trailing vortices in a turbulent atmosphere // *J. Aircraft*. — 1976. — V. 13, N. 7. — P. 476–482.

43. *Delisi D.P., Robins R.E.* Short-scale instabilities in trailing wake vortices in a stratified fluid // *AIAA Journal*. — 2000. — V. 38, N. 10. — P. 1916–1923.

44. Колмогоров А.Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости // *Изв. АН СССР, сер. физ.* — 1942. — Т. 6, № 1–2.

45. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. — М.: Наука, 1988.

46. *Stull R.B.* An Introduction to Boundary Layer Meteorology. — Kluwer Academic Publishers, 1988.

47. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. — М.: Наука, 1965.

48. Фрост У., Моулден Т. Турбулентность. Принципы и применения. — М.: Мир, 1980.

49. Бэтчелор Дж. Теория однородной турбулентности. — М.: ИЛ, 1955.

50. Вышинский В.В., Замятин А.Н., Судаков Г.Г. Теоретическое и экспериментальное исследование эволюции вихревого следа за самолётом, летящим в пограничном слое атмосферы // *Техника воздушного флота*. — 2006. — № 3–4. — С. 25–38.

51. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоздат, 1965.

52. *Скорер Р.* Аэродинамика окружающей среды. — М.: Мир, 1980.

53. *Ватажин А.Б., Сафин И.Р., Холщевникова Е.К.* Исследование различных режимов конденсации в изобарических турбулентных паровоздушных струях // Изв. РАН. МЖГ. — 2001. — № 1.

54. *Стасенко А.Л.* Физическая механика многофазных потоков. — М.: Изд-во МФТИ. — 2004.

55. *Sazhin S.S., et al.* Evaporation droplets into a background gas: Kinetic modelling // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. — 2007. — V. 50. — P. 2675–2691.

56. *Ким О.В., Миллер А.Б., Стасенко А.Л.* Кинетика заряженных капель в струйно-вихревом потоке // IV Международной конференции по неравновесным процессам в соплах и струях. (NPNJ-2002) XIX Международный семинар по струйным, отрывным и нестационарным течениям. — 2002. Тезисы докладов. — С. 262–263.

57. *Ким О.В., Миллер А.Б., Стасенко А.Л.* Кинетика заряженных капель в спутном следе самолёта // Математическое моделирование. — 2003. — Т. 15, № 6. — С. 83–88.

58. *Кашеваров А.В., Стасенко А.Л.* Управление массовым составом и прозрачностью контррейла авиалайнера при помощи инъекции ионов в струи двигателей // Ученые записки ЦАГИ. — 2006. — Т. XXVI, № 3–4.

59. *Стернин Л.Е., Шрайбер А.А.* Многофазные течения газа с частицами. — М.: Машиностроение, 1994.

60. *Деревич И.В.* Столкновения частиц в турбулентном потоке // Изв. РАН. МЖГ. — 1996. — № 2.

61. *Зайчик Л.Е.* Оценка времени между столкновениями дисперсных частиц в турбулентном потоке // ТВТ. — 1998. — Т. 36, № 3.

62. *Миллер А.Б., Стасенко А.Л.* Оптические характеристики аэрозольного следа самолёта в запыленной атмосфере аэропорта // Ученые записки ЦАГИ. — 2002. — Т. 33, № 1–2. — С. 91–99.

63. *Scherman F.S.* A survey of experimental results and methods for the transition regime of rarefied gas dynamics // Raref. Gas Dynamics. V. 2. — NY-London: Acad. Press, 1963.

64. *Стасенко А.Л.* Модели динамики и теплообмена шаровых частиц в газодисперсных и парокпельных потоках // Труды ЦАГИ. — 1983. — Вып. 2220.

65. *Vychkov V., Klimov A.* Application of tesla and erosive discharge for removing of static charge on the airplane's surface // Intern. Conf. on Lightning and Static Electricity. — 1999. — Paper N. 01–2369.

66. *Millikan R.A.* The general law of fall of a small spherical body through a gas, and its bearing upon the nature of molecular reflection from surfaces // Phys. Rev. — 1923. — V. 22, N. 1.

67. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. — М.: Мир, 1986.

68. *Kaercher B., Fahey D.W.* The role of sulfur emission in volatile particle formation in jet aircraft exhaust plume // Geophysical Research Letters. — 1997. — V. 24, N. 4. — P. 389–392.

69. *Kreidenweis S.M.* The chemical characteristics of heterogeneous ice nuclei in the troposphere and lower stratosphere // The 1997 Conference on the Atmospheric Effects of Aviation. — 1997.

70. *Кашеваров А.В., Потанов Ю.Ф., Стасенко А.Л.* Осесимметричная спутная струя с физико-химическими процессами // Ученые записки ЦАГИ. — 1998. — Т. 29, № 3–4. — С. 123–133.

Поступила в редакцию 26.10.2008.