

УДК 533.6.011:532.529.5:621.452

© 2007 г. С.Ю. КРАШЕНИННИКОВ, Д.Е. ПУДОВИКОВ

## ИНДУЦИРОВАННОЕ ТЕЧЕНИЕ И ПОДЪЕМ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ ПРИ РАБОТЕ ВОЗДУХОЗАБОРНОГО УСТРОЙСТВА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ

Проведено исследование структуры и свойств течения воздуха, возникающего при работе вблизи поверхности всасывающего устройства, в частности, воздухозаборника турбореактивного двигателя. На основании численного расчета определены условия возникновения, интенсивность и структура вихревого течения, поднимающегося от поверхности к входу в воздухозаборник.

На основе анализа переноса частиц вихревым потоком с поверхности на вход в воздухозаборник определены основные факторы, способствующие подъему крупных частиц и предметов, и условия минимизации возможности попадания крупных частиц на вход в воздухозаборное устройство.

*Ключевые слова:* вихревое течение, математическое моделирование, попадание посторонних предметов, транспортирование частиц.

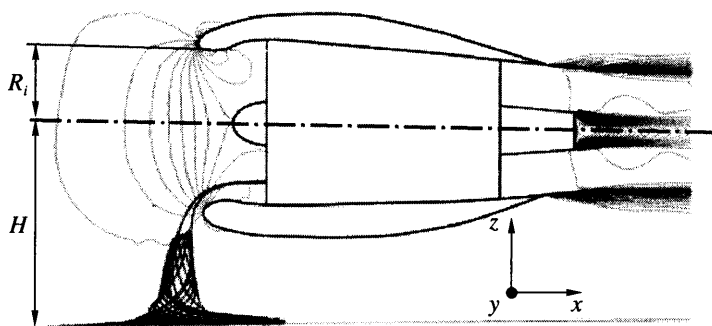
Работающий вблизи аэродромной поверхности турбореактивный двигатель летательного аппарата индуцирует движение воздуха, которое может неблагоприятно сказываться на его работе. Один из таких неблагоприятных факторов – подъем и транспортирование на вход в двигатель крупных частиц размером до нескольких сантиметров, что представляет серьезную опасность для двигателя. Исследователи этого эффекта сходятся на том, что подъем частиц обусловлен возникающим, похожим на торнадо вихрем [1–3].

В работе проведено исследование движения воздуха, создаваемого всасывающими устройствами вблизи поверхности на основе численного расчета. Определена интенсивность вихревого течения при разных внешних условиях и различном расположении всасывающих устройств.

На основе результатов расчетов течения воздуха разработана модель движения частиц с поверхности на вход всасывающего устройства, с помощью которой получены соотношения для анализа условий подъема и транспортировки крупных частиц при возникновении вихря.

**1. Расчет структуры течения.** Рассмотрены три схемы течения, для которых проведены расчеты: расположенные вблизи земли воздухозаборные устройства в виде имитации гондолы двигателя (фиг. 1) с осесимметричными входным и выходным устройствами (вар. I), а также в виде вертикальной (вар. II) и горизонтальной (вар. III) цилиндрической трубы. В выходном устройстве могли задаваться условия с истечением реактивной струи и без нее. Используемые в вар. I внешние обводы мотогондолы и контур воздухозаборника соответствуют двигателю со смешением потоков внутреннего и наружного контуров со степенью двухконтурности около 5.

Метод расчета основан на интегрировании системы уравнений Рейнольдса, замкнутой однопараметрической моделью турбулентности  $\nu_t$ , – 90 [4] и аналогичен [5]. Он позволяет рассчитывать стационарное пространственное турбулентное течение вязкого газа с постоянной теплоемкостью в процессе установления по времени. При этом рассматривается только движение воздуха, наличие частиц не учитывается.



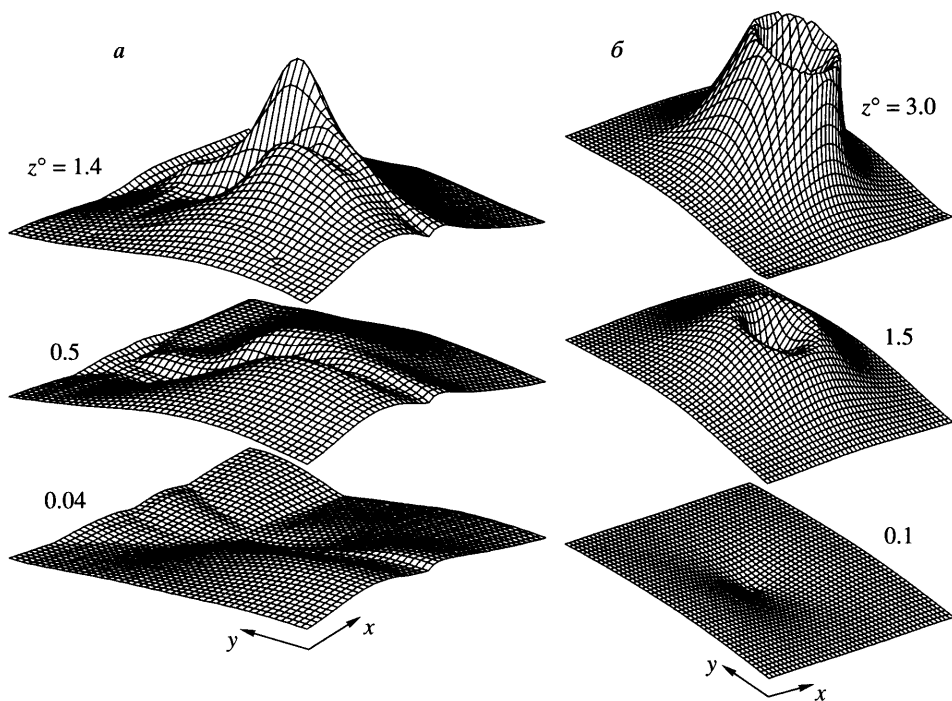
Фиг. 1. Схемы течения, индуцированного работающим вблизи земли двигателем, ось  $y$  перпендикулярна плоскости рисунка

В вар. II и III расчетная область ограничена поверхностью земли (плоскость  $z = \text{const} \equiv 0$ ) и плоскостями, отстоящими от входа в трубу не менее чем на 30 ее диаметров. В вар. I внешняя граница имеет более сложную составную структуру и включает в себя поверхность земли, плоскость  $y = \text{const}$ , соответствующую плоскости симметрии самолета, которая моделирует наличие второго двигателя; плоскости  $x = \text{const}$ , расположенные на расстоянии 30 калибров (один калибр – один диаметр входа воздухозаборного устройства – имеет величину порядка 1 м) перед входом в двигатель и 60 калибров за выходом по нормали к плоскости симметрии самолета; поверхность цилиндрической формы с осью, соответствующей линии пересечения плоскости аэродрома и плоскости симметрии самолета и удаленной не менее чем на 40 калибров от боковой поверхности мотогондолы.

На внешних границах расчетной области задавались и поддерживались неизменными в ячейках, примыкающих к этим границам, параметры однородного набегающего потока (давление, плотность и компоненты скорости), а также параметры турбулентности – интенсивность и масштаб – которые задавались исходя из опыта расчетов [5]. В рамках используемого метода С.К. Годунова такой тип условий обеспечивает на этих границах практически условие неотражения (возмущения, приходящие на эти границы изнутри расчетной области, проходят сквозь них почти беспрепятственно), а переключение между условиями втекания и вытекания происходит автоматически. То, что сами границы выбирались достаточно далеко, исключает их влияние на течение вблизи воздухозаборника. На границах подобластей, примыкающих к обтекаемым поверхностям, ставилось условие прилипания и равенства нулю турбулентной вязкости  $\nu_t = 0$ .

В качестве начальных для всех типов течения задавались параметры течения во всей расчетной области. Расчет обтекания вар. I велся при имитации разных режимов работы двигателя, которые определяют характерную скорость на входе в воздухозаборник  $u_i$ , его скорости движения относительно поверхности (0–25 км/ч) и скорости и направления бокового ветра (0–8 м/с). Помимо этого было исследовано влияние выхлопной струи и относительной высоты расположения двигателя  $h = H/R_i$ , где  $R_i$  – радиус воздухозаборного устройства,  $H$  – высота его расположения, на течение, формирующееся вблизи земли и на входе в воздухозаборник.

Для моделирования засасывания в воздухозаборное устройство на границе внутри проточной части подбирались величина статического давления, обеспечивающая заданный расход. Выхлопная струя моделировалась заданием полных параметров струи и направления истечения. В качестве начальных во всех подобластях расчетной области задавались параметры набегающего потока. По мере накопления опыта и различных вариантов полей течения в качестве начального для нового режима течения могло выбираться поле, наиболее близкое к нему из ранее рассчитанных.



Фиг. 2. Распределения компоненты скорости  $V_r$  в горизонтальных сечениях; а – вар. I,  $h = 2.25$ ; б – вар. II,  $h = 4$

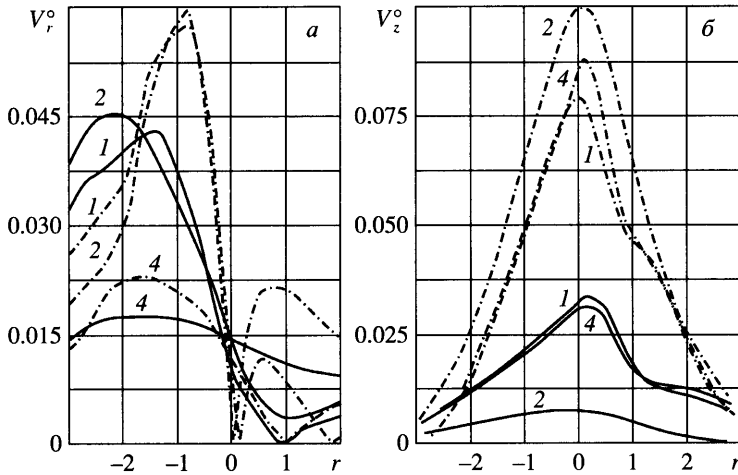
Вблизи поверхности всасывающего устройства между ним и поверхностью земли и перед входом в воздухозаборник расчетная сетка сильно сгущалась, что обеспечивало лучшее разрешение течения в рассматриваемой области. Построенная расчетная сетка включала в себя 1.3 млн. ячеек. Среднее время расчета одного варианта для указанных конфигураций составляло около 6 сут при использовании процессора с частотой 2 ГГц.

Сравнение рассчитанных параметров выхлопной струи с данными экспериментов [6], выполненное для тестирования используемого метода, показало хорошее согласование. Воспроизводимость полученных результатов при расчетах контролировалась с помощью специальных процедур: контрольных расчетов с локальным и общим мельчением сетки, варьированием исходных условий, продлением процесса установления в несколько раз и т.п.

В результате расчетов получены данные о структуре течения, которое возникает при засасывании воздуха в вертикально и горизонтально расположенные воздухозаборные устройства при относительно небольших удалениях  $h$  от горизонтальной поверхности.

Вариант	I	I	I	I	I	I	III
Струя	нет	нет	да	да	да	да	нет
$h$	2.25	3.50	1.90	2.25	2.50	3.00	2.40
№ режима	1	2	3	4	5	6	7

Для вар. II вихревое течение получить не удалось. В вар. I и III вихревое течение возникало при задании слабого бокового движения воздуха. Приведенные на фиг. 2 пространственные распределения радиальной (направленной к центру вихря) компоненты



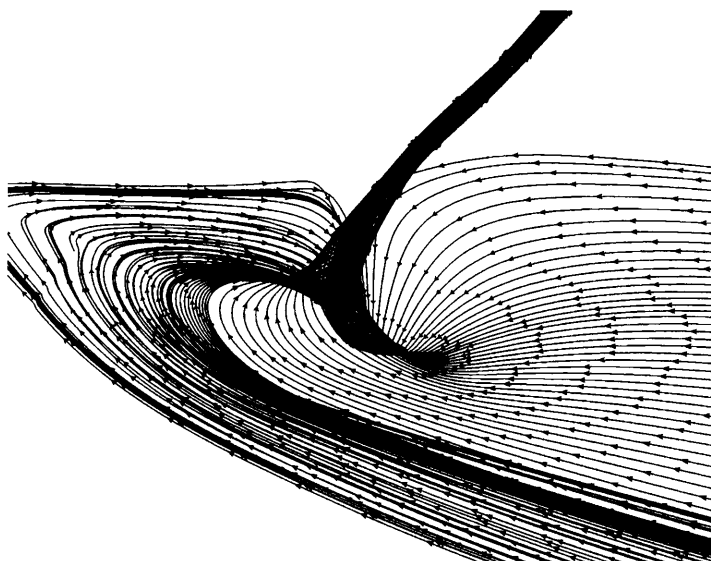
Фиг. 3. Распределения компонент скорости  $V_r^0$  (а) и  $V_z^0$  (б) по радиусу  $r$  на различных высотах от поверхности. Номера кривых соответствуют режимам таблицы. Сплошные кривые  $z^0 = 0.05$ , штрихпунктирные –  $0.40$

скорости  $V_r^0 = V_r/u_i$  в горизонтальных сечениях, расположенных на различных высотах от поверхности  $z^0 = z/R_i$ , показывают, что течение с вихрем имеет значительно более сложную структуру, чем течение без вихря.

В вар. II распределения вертикальной и радиальной компонент скорости почти симметричны. Несимметрия связана с граничными условиями. В вар. I и III какая-либо симметрия распределения скоростей отсутствует. Линия нулевых скоростей (условная ось вихря или вертикального потока) не строго вертикальна. Значительное воздействие на поле скорости оказывает сам воздухозаборник: на поле скорости виден характерный “след” входной обечайки. Особенно искажается структура течения в варианте I при имитации реактивной струи. Но распределение вертикальной компоненты скорости и, в первую очередь, ее максимальные значения от изменения ориентации воздухозаборного устройства и эжекции струи практически не зависят.

Полученные из расчетов зависимости компонент скорости от безразмерного расстояния от центра вихря  $r = R/R_i$  показывают (фиг. 3), что характерные значения скорости  $V_r^0$  тем меньше, чем больше  $h$ . Наличие выхлопной струи также уменьшает ее и делает менее интенсивным подтекание со стороны струи. Уменьшается, особенно заметно в приповерхностном слое, и вращательная компонента скорости  $V_\phi^0 = V_\phi/u_i$ . Влияние струи на компоненту скорости  $V_z^0 = V_z/u_i$  мало.

На фиг. 4 показаны результаты расчетов линий тока, начинающихся вблизи поверхности на границе пограничного слоя и формирующих вихрь для варианта III при  $h = 2.4$ . При отсутствии бокового ветра формируется течение без вихря. При “включении” бокового ветра в процессе установления нового решения внешнее течение начинает обтекать восходящий поток с образованием двух вихрей противоположного вращения. Из-за несимметрии этого обтекания вихри оказываются не равноправными, и постепенно внешний по отношению к входному устройству вихрь подавляет внутренний вихрь и устанавливается течение с восходящим закрученным потоком, представленное на фигуре. Это объясняет, почему при расчетах в вар. II, а также в вар. I и III без бокового ветра



Фиг. 4. Линии тока установившегося вихревого течения

не получается течение с вихрем – там не возникает несимметрии обтекания, вызванной наличием бокового ветра. Эти данные позволяют интерпретировать результаты расчетов, однако рассматривать их как описание реального процесса образования восходящего вихревого течения следует с осторожностью.

Область вихревого движения ограничена: линии тока практически не имеют кривизны на некотором удалении от центра (фиг. 4). В соответствии с данными расчетов для больших значений высоты расположения воздухозаборника  $h$  радиус этой области:  $R_w/R_i \sim h$ .

Рассмотрим заборное устройство вар. II при отсутствии поверхности. Такой сток создает во внешнем пространстве течение, для которого зависимость характерной индуцированной скорости  $U$  от расстояния до центра входа в трубу  $h$  может быть определена из условий сохранения расхода:

$$U/u_i = K_u h^{-2} = (0.5-0.25)h^{-2} \quad (1.1)$$

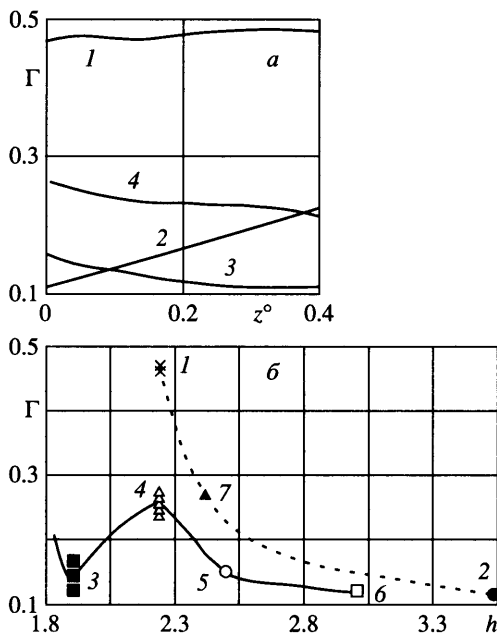
коэффициент 0.5 соответствует  $h = 1$ , коэффициент 0.25 соответствует  $h \rightarrow \infty$ , т.е. точному решению для точечного стока. Если принять, что  $H$  – это расстояние от поверхности до оси воздухозаборника, то значения индуцированной скорости на этом расстоянии можно использовать для оценки значений скорости в приповерхностном слое.

Численные расчеты были проведены для различных значений  $h = (1.9-3.5)$ . В соответствии с выполненной оценкой для этих значений  $h$  коэффициент  $K_u$  в формуле (1.1) может меняться в диапазоне (0.5–0.25).

Согласно расчетам для течения без вихря воздействие реактивной струи, эжектирующей окружающий воздух, проявляется явно: большая часть приземных линий тока под входным каналом уходит в струю.

Установлено, что если боковое или продольное движение воздуха имеет скорость, не превышающую величину индуцированной скорости  $U$ , то интенсивность вихря практически постоянна.

Получены распределения различных компонент скорости в области вихря на различных высотах от поверхности при различных условиях. Вблизи поверхности вне погра-



Фиг. 5. Зависимость интенсивности вихря  $\Gamma$  от высоты  $z^\circ$  (а) и параметра  $h$  (б). Номера кривых и маркеров соответствуют режимам таблицы

ничного слоя до высоты порядка  $0.3 R_i$  компоненты скорости  $V_r$  и  $V_\phi$  имеют значения порядка  $U$  и лишь с приближением к входу в засасывающий канал начинают возрастать. С другой стороны, вертикальная компонента  $V_z$  монотонно нарастает с удалением от поверхности.

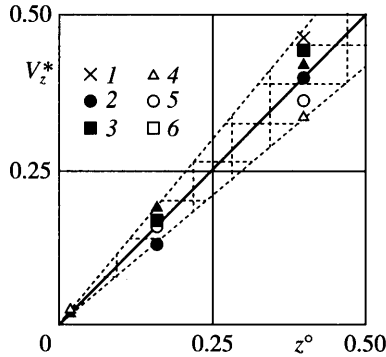
Чтобы охарактеризовать интенсивность вихревого движения на различных высотах над поверхностью и зависимость интенсивности вихря от определяющих параметров задачи, рассмотрим безразмерную циркуляцию  $\Gamma$ .

$$\Gamma = \frac{1}{u_i R_i} \oint (u dy + v dx) = \oint (u^\circ dy^\circ + v^\circ dx^\circ) \quad (1.2)$$

Интегрирование ведется в плоскостях, параллельных поверхности земли,  $u$  и  $v$  –  $x$  и  $y$  компоненты скорости. Интеграл берется по окружности с центром вблизи центра вихря, и ее размер выбирается из условия сходимости величины  $\Gamma$  к постоянному значению. При небольших значениях  $z^\circ$  величина  $\Gamma$  меняется слабо (фиг. 5, а). Интенсивность вихря падает с ростом высоты расположения воздухозаборника  $h$ .

С величиной безразмерной интенсивности вихря  $\Gamma$  большинство исследователей, хотя и интуитивно, связывает возможность подъема и транспортирования крупных частиц. В связи с этим важно проследить, как меняется величина  $\Gamma$  при изменении условий работы двигателя: со струей и без струи, при слабом и сильном ветре, при некотором изменении конфигурации входного устройства и т.п.

В соответствии с определением  $\Gamma$  можно оценить ее зависимость от высоты  $h$  одиночного воздухозаборника:  $\Gamma \sim V_\phi \cdot R_w$ . Здесь  $V_\phi$  и  $R_w$  – характерные для данного  $h$  вращательная скорость и размер вихря. Расчеты показали, что скорости вблизи поверх-



Фиг. 6. Обобщенная по всем выполненным расчетам зависимость величины вертикальной компоненты скорости  $V_z^* = V_z/U$  от высоты  $z^0$ . Точки соответствуют режимам таблицы. Заштрихованная область – разброс полученных данных

ности пропорциональны индуцированной скорости  $U$ . Как было показано,  $R_w/R_i \sim h$ . Тогда

$$\Gamma \sim \frac{V_\phi R_w}{u_i R_i} = \text{const} \frac{U}{u_i} h$$

Сомножитель  $U/u_i$  при больших удалениях пропорционален  $h^{-2}$ , т.е. величина  $\Gamma \sim h^{-1}$ .

Данные расчетов показывают, что при больших  $h$  зависимость  $\Gamma(h)$  близка к универсальной, и ее можно считать асимптотической для больших  $h$ :  $\Gamma \approx 0.4/h$ . При  $h < 4$  эта зависимость нарушается (фиг. 5, б), поскольку изменение индуцированной скорости  $U$  также не соответствует асимптотической зависимости (1.1). При этом наличие реактивной струи радикально влияет на интенсивность вихря. При наличии струи при расположении заборного устройства вблизи поверхности  $h \approx 1.9$  интенсивность вихря такая же, как для  $h = 3.5$  без струи.

На фиг. 5, б приведены результаты определения параметра  $\Gamma$  при изменении всех варьирувавшихся при расчетах условий для вар. I и III. Группы маркеров отвечают режимам таблицы, отличающимся скоростью и направлением ветра, скоростью движения заборника, расходом через него.

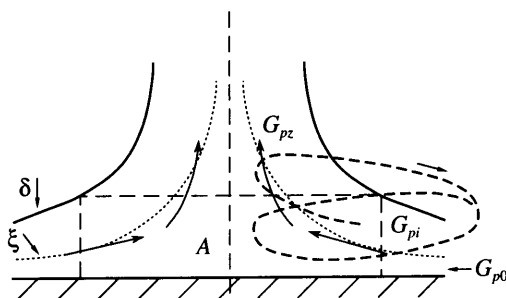
Видно, что зависимость  $\Gamma(H/R_i)$  при отсутствии воздействия струи получается монотонной, при изменении скорости ветра изменения  $\Gamma$  незначительны. Для воздухозаборника вар. III значение  $\Gamma$  несколько меньше. Это связано с тем, что при малых высотах конфигурация входа влияет на структуру течения.

Исследованы различные режимы втекания в заборник. Скорость  $u_i$  на входе соответствовала числам  $M_i = 0.1, 0.4$  и  $0.5$ . При этом безразмерные значения индуцированных скоростей  $V/u_i$  практически не изменялись. Данные расчетов показывают, что значения безразмерной интенсивности вихря  $\Gamma$ , определенные по (1.2), при изменении скорости втекания также остаются почти постоянными.

В случае течения с реактивной струей более подробно исследовались влияние ветра и скорости поступательного (вдоль оси  $x$ ) движения двигателя.

Устойчивый вихрь возникает при имитации бокового ветра. При увеличении скорости бокового ветра интенсивность вихря может незначительно ослабевать. Также слабо влияющими факторами являются скорость встречного ветра и движение воздухозаборника. Так, при встречной скорости, близкой к значению индуцированной скорости, интенсивность вихря снижается приблизительно на 20%.

Наличие реактивной струи практически не влияет на восходящий поток воздуха (фиг. б) и проявляется, как это было показано выше, в интенсивности вихревого движе-



Фиг. 7. Схема накопления частиц в приповерхностной части вихря

ния. На основании этих данных можно отметить важный для дальнейшего анализа результат: вблизи поверхности закон нарастания вертикальной скорости имеет характер, который близок к универсальному. При небольших  $z$  при совершенно различных условиях течения  $V_z \approx Uz^\alpha$ . При приближении к воздухозаборнику вертикальная скорость резко возрастает, приближаясь к  $u_i$ .

Расчеты показали, что возникающие в вихре градиенты давления невелики, и величины максимальной разницы давления в вихре соизмеримы со скоростным напором, определенным по характерной местной скорости. В приповерхностном слое (где и значения скоростей невелики) отличие местного давления от уровня внешнего давления незначительно. Разрежение в вихре возрастает с ростом высоты.

**2. Структура потока в области подъема частиц от поверхности.** Результаты расчетов и экспериментов из [2] показывают, что скорость движения воздуха вблизи поверхности имеет значения, не превышающие значение индуцированной скорости  $U$ . Согласно экспериментальным данным [1–3], вихрь транспортирует в воздухозаборник частицы, размер которых в 3–4 раза больше, чем мог бы поднять воздушный поток при скорости  $U$ . Это указывает на необходимость рассмотрения дополнительных эффектов, которые способствуют подъему крупных частиц и их попаданию на вход в двигатель.

Согласно предположениям различных исследователей [1, 2], при наличии вихря возможны такие столкновительные процессы между частицами, когда импульс множества мелких частиц передается крупным частицам. Предлагаемая схема этого явления такова: мелкие частицы, собираясь в окрестности центра вихря, насыщают поток воздуха вблизи поверхности и создают среду с высокой средней плотностью  $\rho_s$ . Этого достаточно для того, чтобы даже при невысокой скорости движения поднять крупную частицу на высоту, где плотность среды  $\rho$  имеет значение, близкое к плотности воздуха  $\rho_a$ , однако скорость потока достаточна для транспортирования крупных частиц.

На фиг. 1 показана общая схема исследуемого течения. Несмотря на несимметричные условия втекания в воздухозаборное устройство, будем предполагать, что вблизи поверхности можно выделить область  $A$  с приблизительно круговой симметрией. Схема течения в этой области показана на фиг. 7. Анализ движения отдельных частиц показывает, что из вихря они должны выбрасываться как из сепаратора [7].

Поток частиц  $G_{p0}$  в приземном слое  $\xi$  из окружающего пространства подтягивается к вихрю. Частицы в вихре разбрасываются в стороны и создают добавочный поток  $G_{pi}$ , возвращающийся в вихрь. Таким образом, в область вихря втекает поток частиц  $G_{pe} = G_{p0} + G_{pi}$ . Внутри вихря происходит накопление частиц до тех пор, пока плотность среды в области вихревого движения не примет значения  $\rho = \rho_s$ , при котором восходящий поток с расходом частиц  $G_{pz}$  сможет уравновесить втекающий поток  $G_{p0}$ . В этом



случае устанавливается стационарный процесс, который описывается балансным соотношением

$$G_{pz} = G_{p0} = G_{pe} - G_{pe}K_q \quad (2.1)$$

где  $K_q$  – характеристика выброса (сепарации) частиц в вихревом потоке. Интервал значений  $K_q$ : 0–1. (Согласно [7] в центробежных сепараторах при скорости движения воздуха 5–7 м/с для частиц размером более 0.1 мм значение  $K_q > 0.95$ .)

Если скоростной напор в вертикальном направлении движущейся в области А среды достаточен для преодоления силы тяжести, действующей на частицу, то максимальный ее размер  $d$  можно оценить по соотношению

$$d = \text{const} \frac{3 \rho_s V_z^2}{4 \rho_p g} \quad (2.2)$$

В константу входит коэффициент сопротивления, который неизвестен для рассматриваемого потока. Для оценок принималось, что он порядка единицы,  $\rho_p$  – плотность материала частицы,  $V_z$  – характерная скорость вертикального движения среды.

Плотность среды связана с объемной концентрацией частиц  $\beta$ :

$$\rho_s = \rho_p \beta + \rho_a (1 - \beta) \quad (2.3)$$

Удельные объемы для частиц и воздуха  $V_p \sim G_p/\rho_p$  и  $V_a \sim G_a/\rho_a$  при  $\rho_p \gg \rho_a$ ,  $\beta \approx G_p \rho_a / G_a \rho_p$ . Из (2.3) и (2.1) следует:

$$\rho_s = \rho_0 (1 + G_{pe}/G_{p0}) = \rho_0 [1 + 1/(1 - K_q)] \quad (2.4)$$

где  $\rho_0$  – плотность среды в слое  $\xi$ .

Для простоты предположим, что в сходящемся к вихрю приповерхностном течении имеет место условие “полного скольжения”, при котором вся потеря импульса потоком, несущим частицы в слое  $\xi$  до области А, связана с передачей импульса частицам:

$$I = G_p U_A, \quad G_p = \beta_0 \rho_p U_A \delta \quad (2.5)$$

Это означает, что частиц всегда достаточно, и их дисперсный состав обеспечивает такое взаимодействие. Предположим также, что потеря импульса потока такая же, как при отсутствии частиц на гладкой поверхности, т.е. импульс потока частиц

$$I = \delta_m \rho_a U_A^2 \quad (2.6)$$

где  $\delta_m$  – толщина потери импульса в потоке на входе в область А,  $U_A$  – характерная скорость потока с частицами на входе в область А.

Средняя плотность среды в рассматриваемой области соответствует (2.3).

Используя соотношения (2.3)–(2.6), получаем

$$\beta_0 = \frac{\delta_m \rho_a}{\delta \rho_p} = h^\circ \frac{\rho_a}{\rho_p}$$

Индекс “0” соответствует значениям параметров при входе потока в область А. Формпараметр  $h^\circ = n/(n+1)(n+2)$ , где  $n$  – показатель степени в законе изменения скорости в пристенном течении. При  $n = 1$ –10  $h^\circ$  изменяется в интервале 0.16–0.08, т.е. достаточно слабо зависит от свойств течения. При малых  $\rho_a/\rho_p$  согласно (2.3)

$$\rho_0 \approx \rho_a (1 + h^\circ) \quad (2.7)$$

Таким образом, даже в случае “полного скольжения” частиц, когда весь импульс передается частицам, увеличение плотности в слое  $\xi$  по сравнению с плотностью воздуха составляет 10–15%.

В области  $A$  происходит увеличение плотности среды по сравнению со значением  $\rho_0$ . По аналогии с процессами, которые происходят в центробежных пылеочистителях, сепарация частиц в вихре, их выброс через боковые границы области  $A$  в соответствии с (2.1) определяется балансом расходов  $G_{pe} = G_{pz}/(1 - K_q)$ .

Для оценки соотношения указанных потоков массы частиц примем, что они определяются характерными значениями площадей и скоростей на границах области  $A$ :  $G_{pz} \sim V_{z\delta} R_w^2$ ,  $G_{pe} \sim V_\varphi R_w \delta$ , при значениях  $K_q$ , близких к единице. Здесь  $R_w$  – радиус области  $A$  (характерный размер вихревой области),  $\delta$  – ее высота,  $V_{z\delta}$  – характерная скорость потока на верхней границе области,  $V_\varphi$  – характерная вращательная скорость, которая создает эффект сепарации.

Согласно результатам расчетов  $V_z \sim U\delta/R_i$ . Произведение  $V_\varphi R_w$  можно оценить исходя из интенсивности вихревого движения  $\Gamma$ :  $V_\varphi R_w \sim \Gamma u_i R_i$

$$\frac{G_{pz}}{G_{pe}} \sim \frac{U}{u_i} \left( \frac{R_w}{R_i} \right)^2 \frac{1}{\Gamma}$$

$$\text{При } R_w \sim H, U \sim H^2$$

$$\frac{G_{pz}}{G_{pe}} \sim \frac{1}{\Gamma} \Rightarrow \frac{\rho_s}{\rho_0} \sim \Gamma \sim \frac{1}{1 - K_q} \quad (2.8)$$

Толщина слоя частиц  $\xi$  характеризует загрязненность поверхности. Предположим, что поток массы частиц в этом слое ограничен величиной

$$M_p = \rho_p u_p \xi 2\pi R_A = \text{const} \quad (2.9)$$

Скорость движения потока с частицами  $u_p$  изменяется вне вихря по закону  $u_p = \text{const} U R_i / r$ , где  $r$  – расстояние от центра вихря, величина  $U$  характеризует приближительное значение скорости вблизи поверхности (1.1).

Толщина слоя  $\xi$  в области радиального течения вне вихря, где вертикальная компонента скорости близка к нулю (см. фиг. 3), приблизительно постоянна, поскольку скорость движения к центру вихря  $V_r$  растет, а поток массы частиц постоянен, и кольцевая площадь поперечного сечения потока падает. На границе вихря

$$u_p = \frac{\text{const} U}{R_A / R_i} \Rightarrow U \xi = \text{const} \frac{M_p}{\rho_p R_i} \quad (2.10)$$

В вихре величина  $V_r$  начинает падать, а вертикальная скорость возрастает до своего характерного значения  $V_z \approx U z^\circ$ . Можно считать, что в этой области толщина слоя частиц  $h_\xi$  с первоначальной толщиной  $\xi$  растет к центру в соответствии с соображениями сохранения расходов частиц по закону

$$h_\xi = \frac{\xi}{r/R_i} \quad (2.11)$$

Начиная с некоторых значений  $r/R_i$ , интенсифицируется унос частиц вертикальным потоком. Поскольку область вертикального уноса частиц совпадает с зоной максимальных значений вертикальной скорости  $V_z$ , можно принять, что унос частиц происходит с высоты  $h_{\xi e}$  и тогда

$$V_{ze} = U h_{\xi e} / R_i \quad (2.12)$$

Согласно данным численных расчетов (фиг. 3, б) профили вертикальной скорости подобны в координатах  $V_z/U$  и  $r/R_i$ . Поэтому в соответствии с (2.9)  $h_{\xi_e} \sim \xi$  и с учетом (2.10)–(2.12):

$$V_{ze} = \frac{\text{const} M_p}{\rho_p R_i^2} \quad (2.13)$$

В случае подъема частиц из приповерхностной области вихря можно считать, что плотность  $\rho_s$  является плотностью среды, определяемой соотношениями (2.7), (2.8), а скорость  $u = V_{ze}$ , т.е. из (2.2) следует

$$d = \text{const} \rho^\circ V_{ze}^2, \quad \rho^\circ = \rho_s / \rho_p \quad (2.14)$$

Поскольку  $M_p / (\rho_p R_i) \sim U \xi$ , а значение  $U$  соответствует (1.1), из (2.8) и (2.14) следует, что максимальный размер поднимаемых из области А частиц

$$d = \text{const} \rho^\circ (\xi/R_i)^2 u_i^2 = \text{const} \Gamma u_i^2 (\xi/R_i)^2 \quad (2.15)$$

Если величину  $\xi$  отождествить с толщиной слоя пыли и мелких частиц на поверхности, то определяющим параметром будет отношение этой толщины слоя к радиусу входа в двигатель  $\xi/R_i$ . Это показывает преимущества эксплуатации двигателей большого размера.

Анализ циклического процесса накопления частиц в вихре позволяет, используя модельное соотношение, предложенное в [8], оценивать характерное время накопления  $\tau_s$  по данным о динамике потока и о характерных размерах области вихревого движения, полученных при численных расчетах.

Входящий в вихрь поток частиц характеризуется значением  $G_s = G_{p0} + G_{pi}$ . При установлении стационарного процесса  $G_s = G_{pe}$ .

Процесс накопления частиц во входящем в вихрь потоке за один период можно охарактеризовать балансным соотношением, примененным для случая нестационарного процесса

$$\Delta G_s = G_s [1 - f(G_s/G_{pe})]$$

где  $f$  – функция, которая подлежит определению. Предположим, что  $f = G_s q$ , где  $q$  – коэффициент, величина которого определяется из условия:  $\Delta G_s = 0$  при  $G_s = G_{pe}$ , т.е.  $q = 1/G_{pe}$ . В конечных разностях можно записать:  $\Delta G_s = G_s' \Delta T$ . Если  $\Delta T$  – один период обращения выбрасываемых из вихря частиц:  $\Delta T = U/l$ , где  $l \approx R_w$  – характерный размер вихря, то можно получить уравнение

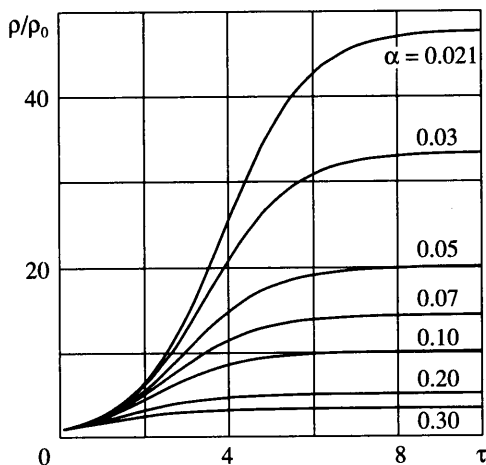
$$\frac{G_s' l}{G_s U} = 1 - q G_s$$

Это уравнение легко интегрируется

$$\frac{G_s q}{1 - G_s q} = a \exp \tau, \quad \tau = t U/l, \quad (t = 0, G_s = G_{p0})$$

В результате для относительного потока массы частиц, вовлекаемых в область А при формировании стационарного режима, получаем

$$\frac{G_s}{G_{pe}} = \frac{a \exp \tau}{1 + a \exp \tau} \quad (2.16)$$



Фиг. 8. Изменение по времени плотности среды в приповерхностной части вихря

где коэффициент  $a$  определен по начальному условию:

$$a = G_{p0}^0(1 - G_{p0}^0), \quad G_{p0}^0 = G_{p0}/G_{pe} \quad (2.17)$$

В соответствии с (2.1)  $G_s/G_{p0} \approx \rho/\rho_0$ . Исходя из соотношений (2.16), (2.17), можно определить зависимость изменения плотности в области накопления частиц от времени

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \frac{1}{\exp(-\tau)(1 - \alpha) + \alpha}, \quad \alpha = \frac{\rho_0}{\rho_s} \quad (2.18)$$

т.е.  $\alpha$  – величина, обратная конечному значению относительной плотности среды в приповерхностной части вихря, и, согласно (2.8), обратно пропорциональна  $\Gamma$ .

На фиг. 8 представлены результаты расчета по (2.18) изменения плотности среды в вихре по времени для различных соотношений между исходным и конечным содержанием частиц в приходящем потоке и вихре. При изменении этого соотношения в 30 раз время выхода на стационарный режим практически не изменяется. Эти данные показывают, что характерное время накопления частиц в вихре  $\tau_s \approx 5-10\tau_e$ ,  $\tau_e = l/U$ , т.е. при движении воздухозаборного устройства со скоростью  $u \geq U$  ( $t < \tau_e$ ) вихрь не будет успевать насыщаться мелкими частицами и не сможет поднимать и транспортировать крупные частицы.

**3. Обсуждение.** Предложенная модель засасывания частиц использует экспериментально установленный факт движения частиц различного размера в приповерхностном потоке воздуха к области, в которой формируется восходящий поток [1–3]. Для описания их дальнейшего движения использованы упрощенные представления о динамике воздушной среды с большим количеством частиц. Модель опирается на два главных эффекта: разбрасывание частиц вращающимся потоком в восходящем вихре и их повторное возвращение в область, где формируется восходящий поток.

Результаты анализа возможности подъема крупных частиц не противоречат данным экспериментальных исследований эффекта транспортирования крупных частиц на вход в воздухозаборник [1–3]. Так, в работе [1] показано, что максимальный размер поднимаемых частиц меняется в зависимости от высоты расположения воздухозаборника приблизительно по закономерности  $H^{-1}$ . Это удовлетворительно согласуется с (2.15) и установленной зависимостью  $\Gamma$  от высоты. Согласно [7] при уровне скоростей, соответству-

ющих значению  $U$  в приповерхностном течении (4–10 м/сек) для частиц размером 100 мкм коэффициент выброса  $K_q \approx 0.96$ –0.98. Значение  $K_q$  снижается при уменьшении размера частиц и приближается к единице с его увеличением. Полученные соотношения, характеризующие условия подъема частиц (2.13)–(2.15), согласуются с данными экспериментов работы [1], если принять, что в этих опытах среднее значение  $K_q = 0.97$ . В этом случае плотность среды в приповерхностной части вихря превосходит плотность воздуха приблизительно в 30 раз. Уровень скорости, при котором в этом случае могут быть подняты частицы размера  $\sim 10$  мм [1], составляет приблизительно  $0.3U$ , что согласуется с результатами расчетов поля скорости в приповерхностном слое.

Существенным элементом в формировании условий для транспортирования вихрем крупных частиц является дисперсный состав частиц, принимающих участие в процессе, так как значение параметра  $K_q$  зависит от их дисперсного состава. Величина  $K_q$  зависит также от последствий взаимодействия вращающейся загрязненной среды с поверхностью. Если рассматривать образование вихря при наличии влаги при его воздействии на поверхность, характерное время процесса увеличивается и может существенно возрастать размер частиц, которые приводятся в движение вихрем. Поскольку с ростом размера частиц значение параметра  $K_q$  приближается к единице, при достаточном времени существования вихря увеличение плотности среды в вихре может достигать чрезвычайно больших значений (2.4), что делает возможным подъем крупных предметов. Проведенное исследование ориентировано на некоторые типичные условия по формированию дисперсного состава частиц.

Если загрязненная вращающаяся среда не вызывает эрозии поверхности, то характерное время накопительного процесса в приповерхностной части вихря в соответствии с предложенной моделью составляет приблизительно  $5\tau_c$  (2.19). При скорости движения воздухозаборного устройства относительно поверхности большей, чем  $R_w/\tau_c$ , вихрь не успеет наполниться частицами, и подъем крупных частиц будет невозможен. Это также соответствует известным представлениям о рассматриваемом явлении [1–3].

**Заключение.** На основании численного расчета путем интегрирования уравнений Рейнольдса, замкнутых моделью турбулентности, исследовано течение, возникающее при работе воздухозаборника вблизи поверхности. Определены свойства течения при вертикальном и горизонтальном расположении воздухозаборника, а также при моделировании работы авиационного двигателя вблизи поверхности.

Определены условия образования и структура вихревого течения, поднимающегося от поверхности к воздухозаборнику. При горизонтальном расположении воздухозаборника течение с вихрем реализуется при небольшой неоднородности в исходных условиях (по геометрии, скорости и т.п.). Интенсивность вихря практически не зависит от внешнего течения, если скорости этого течения невелики. Интенсивность вихря зависит от высоты расположения заборника, но при небольшой высоте его расположения существенно уменьшается при наличии эжектирующего действия реактивной струи. Степень влияния реактивной струи зависит от формы мотогондолы.

Результаты расчетов показали, что движение воздуха вблизи поверхности имеет низкий уровень скоростей и не может непосредственно вызывать подъем крупных частиц. На основе анализа полученных данных предложена модель движения частиц на поверхности и их транспортировки на вход в воздухозаборник. С использованием данных о движении воздуха в приповерхностной части вихря проведен анализ движения частиц. Анализ показал, что наличие вихря создает в приповерхностной области эффект накопления частиц, которые, концентрируясь в основании вихря, образуют среду с высокой средней плотностью. В результате вертикальный поток, несмотря на низкий уровень скорости, может создавать достаточную подъемную силу для поднятия крупных частиц и их транспортирования на вход в воздухозаборник. Определены условия, способствующие подъему крупных частиц.

Авторы выражают благодарность Л.Л. Остроменской за помощь в оформлении материалов работы.

Работа выполнена при поддержке государственной программы ведущих научных школ (НШ-9902.2006.1) и Российского фонда фундаментальных исследований (№ 05-08-17942 а).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хохлов А.И. Исследование засасывания посторонних предметов самолетными силовыми установками // Тр. ЦАГИ. 1977. Вып. 1843. 20 с.
2. Colehour J.L., Farquhar B.W. Inlet vortex // J. Aircraft. 1971. V. 8. № 1. P. 39–43.
3. Motycka D.L., Walter W.A., Muller G.L. An analytical and experimental study of inlet ground vortices // AIAA Paper. 1973. № 1313. 7 p.
4. Гуляев А.Н., Козлов В.Е., Секундов А.Н. К созданию универсальной однопараметрической модели для турбулентной вязкости // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 69–81.
5. Браилко И.А., Крашенинников С.Ю. Исследование аэродинамических характеристик шевронных сопел на основе численного расчета течения // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 2. С. 76–88.
6. Крашенинников С.Ю., Рогальская Е.Г. Распространение струй прямоугольных сопел, свободных и вблизи экрана // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 4. С. 39–48.
7. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
8. Крашенинников С.Ю., Пудовиков Д.Е. Попадание в двигатель посторонних частиц // Техника воздушного флота. 2005. Т. 79. № 3, 4. С. 66–72.

Москва

Поступила в редакцию  
27.IV.2006