

Связь кинематических и геометрических характеристик вихревых колец с параметрами генерирующего устройства при самоорганизации струйного течения

Рассмотрено образование вихревых колец на кромках круговых отверстий при импульсном истечении струй из генератора вихревых колец. Установлены зависимости их геометрических и кинематических характеристик от режимных параметров генерирующего устройства. В безразмерном виде представлена дальность перемещения вихревых колец в невозмущенной и турбулизованной средах, согласующаяся с известными экспериментальными результатами. Указаны области «игры вихрей» в воде и воздухе в плоскости параметров Re - Sr .

Исследование вихревых колец для использования в прикладных целях (в частности, для транспортировки дисперсных систем) в последние годы оживилось, хотя при всем различии способов создания вихревых колец начальная стадия их образования изучена недостаточно. Экспериментальные попытки выяснить влияние начальных условий и параметров вихревых генераторов на кинематические характеристики образующихся вихревых колец, показывают большую их нестабильность и плохую воспроизводимость из-за большого числа влияющих факторов, которые в эксперименте не всегда удается контролировать [1, 2, 3, 4, 5]. Анализ работы различных генераторов можно найти в [6, 7].

В работе исследуются геометрические и динамические характеристики вихревых колец, полученных динамическим способом, когда некоторый объем жидкости или газа выталкивается в виде струи и в результате взаимодействия с острой кромкой выходного отверстия трансформируется в вихревое кольцо. При этом на кромке отверстия по всей его окружности происходит отрыв пограничного и одновременное сворачивание его в вихревую спираль, которую уносит гидродинамический поток. Образовавшаяся кольцевая вихревая структура является зоной концентрированной завихренности из которой в дальнейшем формируется ядро вихревого кольца - область течения, где компонента скорости, параллельная оси симметрии, меняется от максимального до минимального значения.

Известно, что течения, взаимодействующие с препятствием, как, например, при истечении струи из генератора через отверстие, оказываются охваченными обратной связью. В открытых нелинейных диссипативных динамических системах это, обычно, приводит к самоорганизации протекающего процесса [8]. Причем, количественные проявления обратной связи в таких неравновесных системах могут создавать условия для ускорения, постоянства или его затухания. При отрицательной обратной связи проявляется ее регулирующее влияние на протекающие процессы — она чаще всего приводит к их стабилизации.

Принцип отрицательной обратной связи в концепции устойчивого развития динамических систем дает основания полагать, что внешним влиянием на течение сплошной среды можно побудить необходимые условия и механизмы его самоорганизации за счет проявления внутренней неустойчивости.

Проявление самоорганизации импульсной струи, как формирование нового типа течения, характеризуемого стабильным существованием устойчивых локальных образований с концентрированной завихренностью, можно рассматривать как трансформацию внутренних характеристик. Установление связи между старыми и новыми геометрическими и кинематическими характеристиками требует определения основных определяющих параметров исходного течения, которые, естественно, зависят от рабочих характеристик генерирующего устройства.

Если возникающую отрицательную связь рассматривать как проявление трения при истечении струи через круговое отверстие с острыми кромками, а кратковременное импульсное воздействие при выталкивании струи, как внешний подвод энергии в систему (в условиях незамкнутости), то проявление самоорганизации струйного течения к локальным вихревым образованиям в форме вихревого кольца будет в значительной мере определяться начальными условиями истечения, т.е. рабочими характеристиками (параметрами) генерирующего устройства.

Исходя из представлений о том, что самоорганизация, как процесс возникновения организованного поведения в результате образования устойчивых временных и упорядоченных пространственных структур связана с коллективным поведением подсистем, можно полагать, что существуют условия (внешние или внутренние), способные влиять тем или иным образом на поведение всей системы. Тот факт, что торможение импульсно истекающей струи при взаимодействии с кромкой ведет не к ее полной остановке или разрушению возникающими интенсивными турбулентными пульсациями, а приводит к определенной самоорганизации течения - к возникновению упорядоченных локальных вихревых структур в форме вихревых колец - позволяет использовать идеи концепции устойчивого развития, понимая их как динамическое равновесие различных проявлений процесса.

Таким образом, понимая самоорганизацию явления, как неполное равновесие динамической системы в стадии устойчивого развития, формирование вихревого кольца из импульсного струйного течения сплошной среды можно рассматривать как стремление определенных областей этой среды, выделенных механизмами самоорганизации, перейти в состояние локального равновесия.

Представить описание баланса всех стадий существенно нелинейного процесса вихреобразования в форме уравнения не всегда удастся, потому в качестве обобщенных характеристик процесса возможно использование чисел подобия, отражающих соотношения определенных физических факторов, которые определяют процесс.

Задача о неустановившемся движении невязкой несжимаемой жидкости, которое индуцировано начальным распределением завихренности в форме вихревого кольца, подробно рассмотрена в работах [9, 10, 11, 12, 13]. В них исходили

из представлений о том, что ряд интегральных моментов завихренности является инвариантами возникающего движения, связанными с такими физическими характеристиками течения, как импульс, момент импульса, энергия, энторфия, спиральность. Однако, как показано в [14], в реальной жидкости инвариантами движения остаются только импульс и момент импульса, а энергия и спиральность затухают. Такая модель во многом облегчает более адекватную интерпретацию имеющихся экспериментальных результатов.

Трудности в описании начального этапа формирования вихревого кольца многие исследователи стараются обойти, рассматривая его движение в бесконечной несжимаемой жидкости чаще всего на участке автомодельности [15, 16]. Однако подобное упрощение сводит задачу лишь к оценке параметров вихревого кольца без учета реальных процессов, протекающих на кромках или у стенок при его формировании из вихревой пелены. При этом за рамками рассмотрения остаются два важных этапа – формирование вихревого кольца в момент выхода из генерирующего устройства (генератора вихревых колец) и разрушение его на стадии потери поступательной скорости при нарастании азимутальной волновой неустойчивости на ядре вихревого кольца.

Рассмотрим некоторые геометрические характеристики вихревого кольца, используемые при определении гидродинамического режима его движения (числа Рейнольдса) и играющие важную роль в процессе переноса дисперсной примеси [17], выявляя его особенности своим изменением. В первую очередь, нас будет интересовать диаметр кольца, как параметр, определяющий объем его «атмосферы», в которой находится часть переносимой и теряемой примеси, и размер «ядра» вихря, так же заполненного примесью, но отличающегося по характеру диффузионных процессов в «атмосфере» большим своеобразием.

Генерирование вихревого кольца. Рассмотрим процесс образования вихревого кольца из струи длиной L_j при выталкивании ее через круговое отверстие в диафрагме диаметром D_a при постоянной скорости U_j . Вихревое кольцо – торообразное тело, видимое благодаря мелким частицам, преднамеренно введенным его объем с целью визуализации «атмосферы» и «ядра» при движении в среде и теряемых из них по мере распространения вихря..

Из четырех определяющих параметров задачи о формировании вихря (L_j, D_a, U_j и ν , где ν – кинематическая вязкость воздуха) в качестве определяющих, при двух единицах размерностей (L и T) используемой LMT-системы физических величин, согласно π -теоремы теории размерностей [18] можно составить два безразмерных параметра:

$$\pi_1 = \frac{U_j D_a}{\nu} \equiv Re_a, \quad \pi_2 = \frac{L_j}{D_a} \equiv \lambda_j, \quad (1)$$

где $\pi_1 = Re_a$ – число Рейнольдса для течения через отверстие, $\pi_2 = L_j/D_a$ – относительная длина струи, которая выбрасывается при импульсном воздействии. Остальные размерные или безразмерные величины, используемые в задаче, будут только функциями указанных параметров π_1 и π_2 , т.е.

$$\frac{D_0}{D_a} = f(\pi_1, \pi_2), \quad \frac{\Gamma}{U_j D_j} = \psi(\pi_1, \pi_2). \quad (2)$$

Полученные функциональные зависимости отличаются от предложенных в [13], где они имеют вид

$$\frac{D_0}{D_a} = f\left(\frac{L_j}{D_a}, \frac{D_a}{D_p}\right), \quad \frac{\Gamma}{U_j D_j} = \psi\left(\frac{L_j}{D_a}, \frac{D_a}{D_p}\right). \quad (3)$$

где D_p - диаметр цилиндра, в который вставлена диафрагма с диаметром кругового отверстия D_a .

Предложенное Сэффманом [4] выражение для диаметра сформировавшегося вихревого кольца

$$D_0 = D_a + 0,2L_j^{2/3}D_a^{1/3} \quad (4)$$

практически не отличается от встречающегося у Максворти [7], которое получено по результатам работ [1, 11]

$$D_0 = D_a + 0,22L_j^{2/3}D_a^{1/3} \quad (5)$$

Выражение для изменения диаметра вихревого кольца по мере его перемещения вдоль оси x , приведенное [2]

$$D(x) = 1,45D_a + 0,212L_j + 1,67 \cdot 10^{-2}x \quad (6)$$

в отличие от выражения для этой же величины у Луговцов [17] для автомобильного участка

$$D(x) = D_0 + \alpha x, \quad \alpha = f(Re) = \frac{5 \cdot 10^4}{Re_0 - 10^3} + 3, \quad Re > 1,0 \cdot 10^3 \quad (7)$$

не требует определения степени расширения вихревого кольца $\alpha = f(Re)$, однако не учитывает влияния начальных условий на формирование (индексом “0” отмечены характеристики в начале участка автомобильности).

Экспериментально определяемые величины начального диаметра сформировавшегося вихревого кольца удовлетворительно коррелируют с выражением (5) в диапазоне относительных длин струи $1,25 < \lambda_j < 2,75$, однако при увеличении этой характеристики совпадение заметно ухудшается. Кроме того, не вдаваясь в физическую суть процессов формирования вихря на кромке кругового отверстия при генерировании вихревого кольца, с математической точки зрения обращение второго и третьего членов в нуль, т.е. до начала истечения струи из генератора, делает выражение (6) необъяснимым.

Удивительно, но во всех приведенных выражениях (3), (4), (5) и (6) в качестве безразмерного определяющего параметра не фигурирует число Рейнольдса Re_j - режимная характеристика течения. Игнорирование учёта влияния гидродинамических условий на процесс сворачивания вязкого пограничного слоя в вихревую пелену при формировании вихревого кольца, ставит вопрос о корректности предложенных соотношений. Причиной обнаруженного недоразумения может быть отсутствие полноты системы определяющих параметров: явно упущена кинематическая вязкость ν среды, что не позволило "замкнуть" один из основных параметров задачи - скорость U_j истекающей из генератора струи. Такое

можно допустить, скорее всего, лишь в случае вырождения числа Рейнольдса к бесконечно большим значениям, т.е. $Re_j \rightarrow \infty$. Поэтому вид предложенных соотношений следует признать неприменимым для реальной среды, а весь анализ, проведенный Сэффманом [4] - некорректным, как, впрочем, и зависимость (8), полученную, исходя из равенства объемов образующегося торообразного кольцевого вихря и вытолкнутой струи

$$D/D_a = 1,084(L_j/D_a)^{1/3}, \quad (8)$$

и неоправданную, к тому же, при $L_j/D_a < 0,785$.

Ограниченность приведенных выражений, не обнаруживающих зависимости D/D_0 от Re_j , говорит о том, что при рассмотрении формирования вихревого кольца, следует исходить не из геометрических, а из физических соображений, когда сворачивание погранслоя в концентрированное вихревое ядро в значительной мере определяется его толщиной, пропорциональной $1/\sqrt{Re_j}$. Поэтому, следует ожидать, что зависимость диаметра вихревого кольца от приведенной длины струи и числа Рейнольдса должна быть вида

$$D/D_0 \propto (L_j/D_a)^p Re_a^q, \quad (9)$$

где p, q - некоторые экспериментальные константы. По результатам обработки экспериментов в диапазоне $8,25 \times 10^2 < Re_j < 2,55 \times 10^3$ и относительных длин струй $0,85 < \lambda_j < 3,25$ для этих констант получены значения $p=1/3$ и $q=-1/4$, что позволяет зависимость диаметра вихревого кольца от определяющих параметров (9): представить в виде

$$D/D_a = 1 + 2,25 \cdot \lambda_j^{1/3} \cdot Re_a^{-1/4} \quad (10)$$

Экспериментальные точки хорошо укладываются на график зависимости (10) (Рисунок 1) в области от $1,25 \leq L/D_0 \leq 2,75$, однако при возрастании L/D_0 от 3,25 до 4,75 их отклонение от этой зависимости заметно возрастает. При этом отмечено, что в области значений $\lambda_j < 0,75$ устойчивые вихревые кольца четкой торообразной формы в экспериментах воспроизводятся плохо, т.к. при такой длине вытолкнутой струи время ее истечения недостаточно для полного сворачивания погранслоя в устойчивую вихревую структуру. При $\lambda_j > 4,75$ возникает режим практически струйного течения, т.е. при такой длине вытолкнутой струи время ($t \sim L_j/U$) её протекания через выходное отверстие превышает время ($t \sim a_0/v$) формирования «ядра» вихревого кольца. Остатки струи, не принявшие участие в формировании кольцевой вихревой пелены, взаимодействуя с уже образовавшимся «ядром», вызывают его неустойчивость к азимутальным возмущениям. Поэтому вихревые кольца с концентрированной завихренностью и отчетливо выраженным ядром не образуются, а если и образуются, то разрушаются гораздо быстрее стабильных. (Иногда такие вихревые кольца называют «диффузными».).

Полученные результаты выявили ряд важных особенностей формирования вихревого кольца. Так, например, на рисунке 2 представлена зависимость безразмерного диаметра вихря D/D_a от безразмерной длины струи L/D_a .

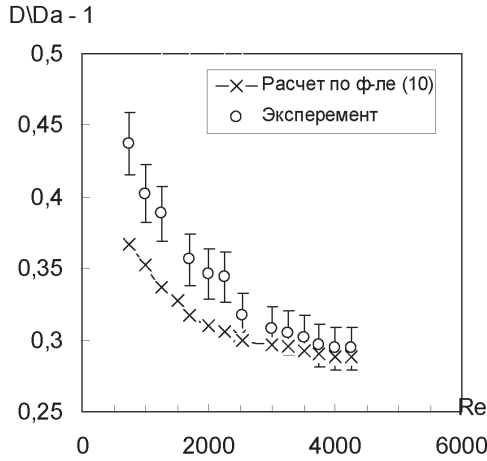


Рис.1 Зависимость относительного диаметра D/D_a вихревого кольца от начального числа Рейнольдса Re_a

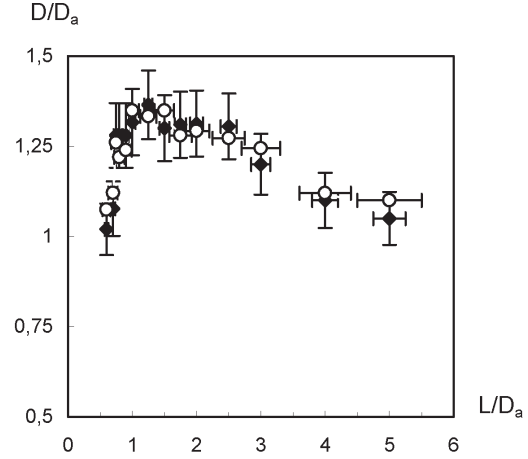


Рис.2. Зависимость относительного диаметра D/D_a от безразмерной длины вытолкнутой струи L/D_a

Формирование ядра вихревого кольца. При рассмотрении задачи о нестационарном образовании из вытолкнутой струи длиной L_j ядра вихревого кольца радиус ядра a_0 , в котором, по предположению, сосредоточена вся завихренность, к определяющим параметрам предыдущей задачи добавляется время t сворачивания вязкого вихревого ядра. Казалось бы, из состава определяющих параметров должен выпадать диаметр круговой апертуры D_a , не являющийся существенным в данном рассмотрении. Однако анализ показывает, что число Re_a из предыдущего рассмотрения задает толщину погранслоя ($\delta \sim Re_a^{-1/2}$), участвующего в образовании ядра вихревого кольца, поэтому количество определяющих параметров задачи изменилось, а их состав стал таким:

$$\pi_1 = \frac{U_j D_a}{\nu} \equiv Re_a, \quad \pi_2 = \frac{L_j}{D_a} \equiv \lambda_j, \quad \pi_3 = \frac{\nu t}{L_j^2} \equiv Fo_v \quad (11)$$

Появление комплекса π_3 (в виде так называемого "гидродинамического" числа Фурье Fo_v) указывает на нестационарный характер сворачивания вязкого погранслоя в процессе формирования ядра. В этом случае искомая зависимая характеристика сформировавшегося вихревого ядра вихревого кольца будет

$$a_0 = f(Re_j, \lambda_j, Fo_v). \quad (12)$$

Тем не менее, у Сэфмана [4] и Максворти [7] размер ядра не зависит от определяющих безразмерных комплексов π_1 и π_3 , а зависит лишь от приведенной длины λ_j и представляется, соответственно, в виде

$$a_0' = 0,4 L_j^{2/3} D_a^{1/3} = 0,4 D_a \lambda_j^{2/3} - \quad (13a)$$

$$a_0'' = 0,28 L_j^{2/3} D_a^{1/3} = 0,28 D_a \lambda_j^{2/3} - \quad (13b)$$

Спорность приведенных соотношений (13.а) и (13.б) видна хотя бы из того, что относительная «толщина» ε ядра вихревого кольца ядра по Сэфману в 1,43

раза больше аналогичной характеристики по Максворти, хотя рассматривается при одних и тех же условиях формирования вихревого кольца.

Что же касается различия в величине чисел Рейнольдса истекающей струи Re_j и вихревого кольца Re_0 в момент выхода на участок автомодельности, его можно объяснить следующими причинами. Первое из этих чисел характеризует гидродинамический режим истечения струи, а второе – режим движения вихревого кольца после самоорганизации импульсного струйного истечения среды. Кроме того, необходимо учитывать, что экспериментально измеренная скорость струи U_j отличается от скорости U_0 вихревого кольца $0.49 < U_j/U_0 < 0.80$, что близко к полученному из теоретического анализа Тейлора [10] и Сафмена [4], согласно которому $0.43 < U_j/U_0 < 0.69$. Принимая во внимание различие величин начального диаметра сформировавшегося вихревого кольца D_0 и диаметра выходного отверстия D_a , через которое истекает струя, можно найти соотношение этих чисел

$$\frac{Re_0}{Re_a} = \frac{U_0}{U_j} \left(1 + 1.85 Re_a^{-1/4} \lambda_j^{1/3} \right),$$

что вполне согласуется с (2), указывающей на зависимость $U_0 D_0 / \nu = f(Re, \lambda_j)$ от режима истечения струи и ее длины.

Используя подходы, принятые в работе [5], где влияние толщины пограничного слоя струи на размер формирующегося ядра вихревого кольца было учтено через его протяженность l_δ , связанную с длиной истекающей струи и режимом истечения струи как

$$l_\delta = 0.505 \gamma^{-5/4} L_j, \quad \gamma = 1.03 (L_j / D_a)^{1/3}$$

удалось отразить влияние комплексов π_1 и π_2 на размер образовавшегося ядра в виде зависимости

$$a_0 / D_a = 0.9 \gamma^{-7/4} (L_j / D_a) Re_a^{-1/4} \cong B \lambda_j^{1/3} Re^{-1/4}, \quad (14)$$

где $0.97 < B < 1.03$ в наиболее приемлемом для формирования вихревых колец диапазоне длин струй $1.25 < \lambda < 2.75$.

В процессе формирования вихревых колец из импульсно истекающих струй при числах Рейнольдса $1.50 \times 10^3 \leq Re_j \leq 3.35 \times 10^4$ погранслоем на границе является достаточно тонким (т.к. $\delta \sim Re^{-1/2}$), благодаря чему он плотно сворачивается в спираль и образует тонкое вихревое кольцо ($a_0 / D_0 < 1$).

При этом следует отметить, что толщина и устойчивость вихревого ядра в большой степени зависит от поведения свободного погранслоя (или слоя смешения) на границе выталкиваемой струи. Этот слой, как правило, является весьма неустойчивым, что и определяет большой разброс толщины вихревого кольца при небольших случайных изменениях начальных и граничных условий. При удачном выборе длительности динамического импульса неустойчивость истекающей струи проявляется слабо, что дает возможность создавать стабильные и «долгоживущие» вихревые кольца.

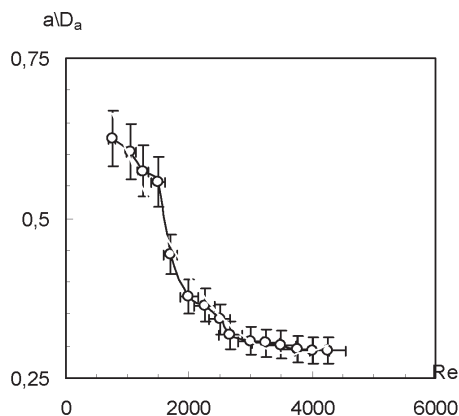


Рис. 3. Влияние числа Re_a на приведенную «толщину» ядра

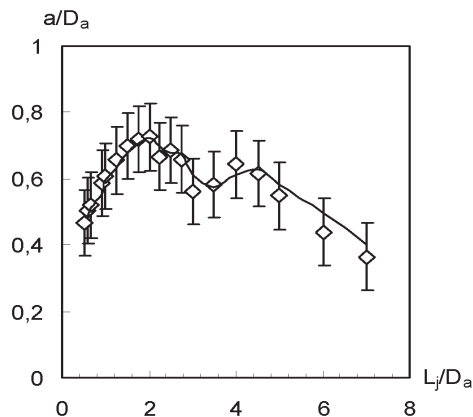


Рис. 4. Влияние приведенной длины L/D_a на размер ядра вихревого кольца

В приведенных работах обычно придерживаются концепции «твердотельного» ядра, не вдаваясь в возможные модели структуры возникающего ядра [9]. Однако во многих экспериментах, особенно в области переходных гидродинамических режимов, обнаруживается заметное изменение диаметра ядра на различных участках траектории. Это различие, как правило, объясняется простой потерей трассера из «атмосферы» вихревого кольца, игнорируя при этом возможность многослойной структуры вихревого ядра, которая вполне может быть причастна к изменениям диаметра ядра из-за различия в интенсивности потерь переносимой примеси из разных областей внутренней структуры.

Перемещение вихревого кольца. Дальность перемещения кольца (после выхода на участок автомодельности и до остановки) будут определять параметры D_0 , U_0 , t , ν и a_0 . (Только в одном случае, а именно при определении максимальной дальности распространения, t выступает в качестве т.н. “времени жизни” вихревого кольца, считаясь определяющим параметром, а в другом - на этапе непосредственного перемещения - обычной текущей переменной. Поэтому для описания стадии перемещения (распространения) вихревого кольца безразмерными комбинациями это дает такие определяющие параметры:

$$\pi_1'' = \frac{U_0 D_0}{\nu} \equiv Re_0, \quad \pi_2'' = \frac{a_0}{D_0} \equiv \varepsilon, \quad \pi_3'' = \frac{U_0 t}{D_0} \equiv Ho. \quad (15)$$

Следовательно, зависимость перемещения вихревого кольца может быть представлена с использованием (15)

$$L(t) = f(Re_0, \varepsilon, Ho), \quad (16)$$

т.е., должна зависеть от режимных характеристик его формирования и движения (число «кинематической» гомохронности Ho и гидродинамическое число Re_0) а так же относительной "толщины" ε на участке автомодельного движения.

Если взять для анализа предложенное Максворти [] выражение для дальности $L(t)$ перемещения вихревого кольца

$$L(t) = \frac{D_0}{\alpha} \left[\left(1 + \alpha \cdot (c+4) \frac{U_0 t}{D_0} \right)^{1/(c+4)} - 1 \right], \quad (17)$$

то обнаружится, что зависимости от ε и Re в явном виде в этом выражении нет, что говорит о неполноте описания распространения кольца предложенной формулой. Это же подтверждает и анализ экспериментальных данных с учетом "толщины" колец: наблюдаемое отклонение дальности движения кольца от вычисленной по формуле (17) объясняется не только неучетом вязкости (в первую очередь - турбулентной, т.к. молекулярная в неявном виде присутствует в $\alpha=f(Re)$), но и пренебрежением зависимостью от ε . Здесь, конечно, причиной обнаруженного недоразумения является некорректное использование подходов идеальной жидкости к описанию движения кольца в условиях реально проявляющейся вязкости среды и существования силы сопротивления, которая должна учитываться через коэффициент сопротивления движению кольца c_D

$$c_D = 3\pi \left(\ln \frac{8}{\varepsilon} + \frac{1}{3} \right)^{-1}$$

Но ожидаемая зависимость от ε , судя по всему, очень слабая, т.к. сепарации результатов по этому параметру в экспериментах выявить не удалось.

В случае определения максимальной дальности L_{max} распространения вихревого кольца, определяющими параметрами будут

$$\pi_1'' = \frac{U_0 D_0}{\nu} \equiv Re_0, \quad \pi_2'' = \frac{a_0}{D_0} \equiv \varepsilon, \quad \pi_4'' = \frac{\nu t}{a_0^2} \equiv Fo_v. \quad (18)$$

т.е.

$$L(t) = f(Re_0, \varepsilon, Fo_v), \quad (19)$$

Роль гидродинамических эффектов в процессе можно выявить, введя собственный "гидродинамический" (вязкий) масштаб времени (a_0^2/ν), исходя из времени сворачивания пелены погранслоя в ядро вихревого кольца, и представим безразмерный путь как $\lambda(t) = L(t)/D_0$. Тогда формула Максурти-Луговцова преобразуется к безразмерному виду

$$\lambda(t) = \frac{1}{\alpha} \left[\left(1 + \alpha (c+4) \frac{U_0}{D_0} \cdot \frac{t}{(a^2/\nu)} \cdot \frac{a^2}{\nu} \right)^{1/(c+4)} - 1 \right], \quad (20)$$

Такой подход позволяет выделить одновременно как режимный характерный параметр - число Рейнольдса $Re_0 = U_0 D_0 / \nu$ - так и относительную "толщину" вихревого кольца $\varepsilon = a_0 / D_0$, представив (20) в безразмерном виде.

$$\frac{[\alpha \lambda(t) + 1]^{(c+4)} - 1}{\alpha (c+4)} = \varepsilon^2 \cdot Re_0 \cdot Fo_v \quad (21)$$

"Гидродинамическое" число Фурье Fo_v выступает здесь в роли безразмерного текущего времени, характеризующего сходственные временные моменты, отсчитываемые собственным "вязким" масштабом времени при движении вихревого кольца. В таком представлении в явном виде выражена зависимость

пройденного безразмерного расстояния как от характерных безразмерных параметров, полученных аналитически ранее для второго случая, так и от числа гидродинамической гомохронности (число Фурье Fo_v , как это следует из (21).

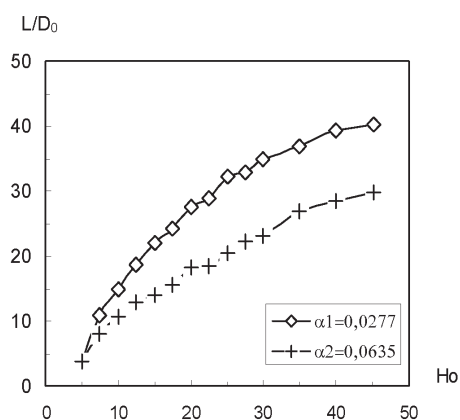


Рис. 5. Распространение вихревого кольца при различных режимах движения (Re : $\diamond$ - 3850, $+$ - 1235)

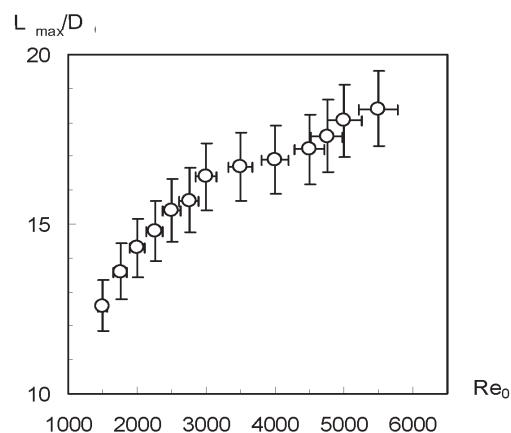


Рис.6. Дальность перемещения турбулентных вихревых колец в зависимости от числа Рейнольдса Re_0

Более близкое совпадение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями дает выражение, полученное Максурти [7], исходя из предположения о законе сохранения импульса вихревого кольца и известного значения коэффициента сопротивления движению c_D . Видно, что дальность перемещения вихревого кольца определяется только режимной характеристикой течения. Свойства среды отсутствуют среди определяющих параметров, т.к. при турбулентном течении они характеризуют лишь свойства самого течения.

Одной из важных характеристик движения вихревого кольца, в немалой степени влияющей на эффективность переноса «пассивной» примеси, является дальность распространения L_{max} . К сожалению, имеющиеся теоретические оценки этой величины в зависимости от начальных характеристик движения не достаточно надежны. В большей части они качественно удовлетворительно согласуются с немногочисленными экспериментальными данными, однако количественное совпадение наблюдается лишь для малых времен движения, чему виной недостаточно детальное представление физических особенностей разных фаз развития вихревых колец: формирования, перемещения и потери устойчивости перед остановкой и разрушением..

Ввиду трудности получения точного аналитического решения уравнения для максимального расстояния, проходимого вихревым кольцом в турбулизованной среде, в [19] получена его аппроксимация простым выражением. Упрощенный подход к оценке описания взаимодействия движущегося вихревого кольца с турбулентными вихрями, имеющими достаточно широкий спектр масштабов позволил представить максимальную дальность перемещения вихревого кольца в турбулизованной среде как

$$L_{\max} \approx \frac{1}{2} \frac{(R_0 u_0)^{3/4}}{k^{3/8} \alpha^{1/2} \langle \varepsilon \rangle^{1/4}} \quad (22)$$

После ряда упрощений с учетом того, что $k=6,0$; $\alpha=1,2 \cdot 10^{-2}$; $\langle \varepsilon \rangle = 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}^3$, окончательно выражение (22) можно записать как

$$\frac{L_{\max}}{(v^3/\langle \varepsilon \rangle)^{1/4}} \approx C_1 \text{Re}_D^{3/4}, \quad C_1 = \left(2^{7/4} k^{3/8} \alpha^{1/2}\right)^{-1}, \quad (23)$$

или преобразовать (23) к безразмерному расстоянию, проходимому кольцом с известными начальными параметрами:

$$\frac{L_{\max}}{D_0} \approx C_2 \text{Re}_D^{3/4}, \quad C_2 = C_1 \cdot (v^3/D_0^4 \langle \varepsilon \rangle)^{1/4}. \quad (24)$$

Выбор указанного значения $\langle \varepsilon \rangle$ в качестве среднего значения объясняется весьма широким диапазоном изменения этой величины при турбулизации среды в реальных условиях.

Видно, что дальность перемещения вихревого кольца зависит не только от режимной характеристики течения, но и от свойств среды, хотя при турбулентном течении они, как принято считать в этом случае, характеризуют свойства самого течения.

Анализ полученных выражений для максимальной дальности распространения $L_{\max}$ и времени существования $t_{\max}$ показывает, что первое из них более сильно зависит от начальных характеристик вихревого кольца, в то время как второе - от степени турбулентности среды. Эксперимент подтверждает не только на качественном уровне полученные результаты, но и дает удовлетворительное количественное согласование.

Сравнение экспериментальных данных с расчетной кривой показывает хорошее совпадение при малых значениях τ и отклонении при росте τ .

Взаимодействие (“игра”) двух вихревых колец. Наблюдаемое в определенных гидродинамических условиях взаимопроникновение [20] двух вихревых колец, стартующих с одинаковой скоростью и размером, можно охарактеризовать определяющими величинами D_0 , a_0 , U_0 , v_∞ и частотой следования (генерирования) f . Составленные из них определяющие безразмерные параметры

$$\frac{U_0 D_0}{v} \equiv \text{Re}_0, \quad \frac{U_0}{f \cdot D_0} \equiv \text{Sr}_0, \quad \frac{a_0}{D_0} \equiv \varepsilon \quad (25)$$

можно рассматривать как безразмерную скорость вихревого кольца, безразмерное расстояние между кольцами в начальный момент времени и относительную “толщину” ядра соответственно. Если же необходимо выяснить роль вязкостных эффектов при взаимодействии, то вместо Sr следует взять число Фурье $\text{Fo} = \text{Sr}/\text{Re} = v/f(D_0)^2$, являющееся критерием гидродинамической гомохронности, которое характеризует сходственные временные моменты, отсчитываемые собственным масштабом времени $t = D^2/v$. Другими словами, “гидродинамическое” число Фурье играет в этом случае роль безразмерного времени.

Таким образом, процесс взаимного проникновения вихревых колец друг

сквозь друга при движении вдоль общей оси симметрии (так называемая “игра” вихрей) с учетом зависимостей (25) должна описываться указанными безразмерными параметрами, т.е.

$$G = f(\text{Re}_0, \text{Fo}_v, \varepsilon) \quad (26)$$

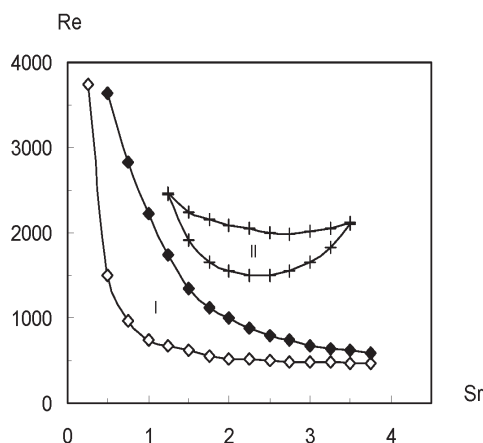


Рис. 7. Области «игры» вихревых колец в плоскости параметров Re - Sr (I - в воздухе, II - в воде)

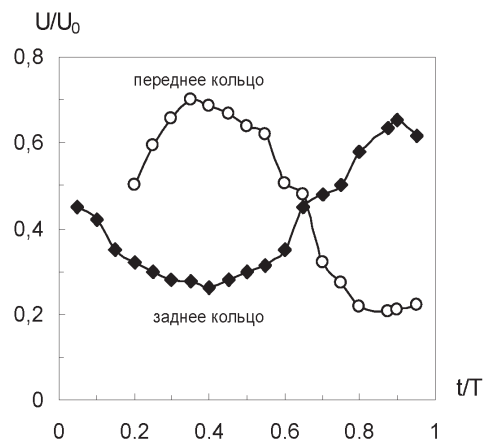


Рис. 8. Изменение относительной скорости колец в процессе их взаимопроникновения

В проведенных экспериментах [21], однако, пока не удалось выявить зависимости явления проникновения от безразмерной “толщины” ядер вихревых колец, хотя вязкие процессы, которые физически обуславливают слияние колец [22] или их взаимопроникновение [20], должны проявляться именно благодаря этой характеристике.

Литература:

1. Sallet D.W., Widemayer R.S. An experimental investigation of laminar and turbulent vortex ring in air // *Z.Flugwiss.*, 1974. – Bd.22. – S. 207 – 215.
2. Бузуков А.А. Особенности образования и движения кольцевых вихрей в воде // *Ж. прикл. мех. и техн. физ.*, 1971. - № 2. - С. 153 - 160.
3. Liess C., Didden N. Experimente zum Einfluss der Aufzugsbedingungen auf die Instabilität von Ringwirbeln // *Z.angew. Math. und Mech.*, 1976. - Vol. 56, No. 3. - P. 206 – 208.
4. Saffman P.G. On the formation of vortex rings // *Stud. Appl. Math.*, 1975. - Vol. 54, No. 3. - P. 261 - 268.
5. Тарасов В.Ф. Оценка некоторых параметров турбулентного вихревого кольца // *Динамика сплош. среды*. - Новосибирск: Наука, 1973. - Вып. 14. - С. 120 - 127.
6. Pullin D.I. Vortex ring formation at tube and orifice opening // *Phys. Fluids*, 1979. - Vol.2, No.3. - P. 401 - 403.

7. Maxworthy T. Some experimental studies of vortex rings // J. Fluid Mech., 1977.- V. 81, No.3. - P. 465 - 495.
8. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Введение в синергетику – М.: Наука, 1990. – 272 с.
9. Калтаев А. Исследование динамических характеристик движения вихревого кольца вязкой жидкости // Динам. сплош. среды.- Алма-Ата: 1982. - С. 63 - 70.
10. Sallet D.W. Impulsive motion of a circular disk which causes a vortex ring // Phys. Fluids, 1975. – Vol. 18, No. 1. - P. 109 - 111.
11. Wedermeyr T. Ausbildung eines Wirbelpaares un der Kanten einer Platte // Ing. Arch., 1961. – Vol.30. – P. 187 – 200.
12. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. - М.: Мир. – 1973. – 760 с.
13. Wooller J., Hinwood J. B. The time dependent properties of nonbuoyant vortex rings // 5-th Austral. Conf. Hydraul. and Fluid Mech., 1974. - Vol. 2, S.1, s.a. - P. 506 – 513
14. Шавалиев М.Ш. Законы изменения моментов распределения завихренности под влиянием вязкости, внешнего поля и наличия твердых границ / Механика неоднородных и турбулентных потоков – М.: Наука, 1989. – С. 63 – 69.
15. Владимиров В.А., Тарасов В.Ф. Формирование вихревых колец // Изв. СО АН СССР, сер. техн. наук, 1980. - № 1. - С. 3 - 11.
16. Brasseur J.G. Evolution characteristics of vortex rings over a wide range of Reynolds numbers // A.I.A.A. Pap., 1986.- No 1097. - P. 1 – 11
17. Луговцов Бор. Ал. О движении турбулентного вихревого кольца и переносе им примеси // Некоторые проблемы математ. и мех. – Л.: Наука, 1970. - С. 15 – 21.
18. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике / изд. 8-е, перераб. – М.: Наука, 1977. – 440 с.
19. Русаков Ю.С. Подъем вихревого кольца турбулентной атмосфере // Вопросы физ. нижн. атмосферы / Тр. Ин-та эксперим. метеор. М.: 1985. - Вып. 34 (109). - С. 33 – 41.
20. Oshima Y., Kuwahara K. Experimental and numerical study of vortex interaction // A.I.A.A. Pap., 1984. - No.1546. - P.1-10.
21. Стручаев А.И. Перенос аэрозолей организованными вихревыми структурами: изолированным кольцом, взаимопроникающей парой и каскадом// Материалы XIV Всес. конф. "Актуальные вопросы физ. аэродисперс. систем". - Одесса: 1986. - Т. 1. - С. 97.
22. Acton E. Modeling of large eddies in an axisymmetric jet // J. Fluid Mech., 1980. – Vol. 24. – P. 104 – 109.

О.І. Стручаєв

Зв'язок кінематичних та геометричних характеристик вихрових кілець з параметрами пристрою, що їх генерує, за самоорганізації струменевої течії

АНОТАЦІЯ

Розглянуто утворення вихрових кілець на крайках кругових отворів при імпульсному витіканні струменів із пристрою, що їх генерує. Встановлено залежність геометричних і кінематичних характеристик кілець, що формуються, від режимних параметрів генератора. У безрозмірному вигляді отримано дальність переміщення кілець у незбуреному та турбулізованому середовищах, що погоджується з відомими експериментальними результатами. Знайдено області «гри» пари вихорів у рідкому та газовому середовищах в площині параметрів Re-Sr.

A.I. Stroutchayev

Relationship of kinematics and geometrical descriptions of vortex rings with parameters of generating device at selforganizations of jet stream

SUMMARY

Formation of vortex rings on a sharp edge of circular aperture is considered at the pulse expiration of jets from the generating device. The dependence of geometrical and kinematical characteristics of formed rings from regime parameters of a generator is established. In a dimensionless kind the range of moving of rings both in a not indignant and turbulent environment agreed to known models is received, concordant with the known experimental results. The areas of a "vortex-game" for rings pair in liquid and gas for a plane of Re-Sr parameters are found.