

УДК 532.72:669.015.23

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕНОСА ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ ВИХРЕВЫМИ КОЛЬЦАМИ В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДНЫХ ЧИСЕЛ РЕЙНОЛЬДСА

Стручаев А.И.

Одесский национальный университет им. И.И. Мечникова

ул. Дворянская 2, Одесса, Украина, 65026

На основании проведенных экспериментов по переносу «пассивной» примеси сделана попытка объяснить различие в потерях из вихревого кольца в области переходного режима движения, с одной стороны, подавлением турбулентных пульсаций скорости в ядрах вихрей, а с другой – перестройкой внутреннего течения, приводящей к интенсификации потерь примеси на этом этапе.

Введение. Исследование турбулентных течений при наличии тепло- и массообмена связано с научным и практическим интересом к проблеме интенсификации теплообменных процессов во многих отраслях производства, поисками энергосберегающих технологий. Особые надежды при этом возлагаются на использование тех свойств упорядоченных крупномасштабных вихревых структур которые являются характерной чертой свободного сдвигового турбулентного течения, вносят основной вклад в крупномасштабный турбулентный перенос и могут служить средством управления течением и тепломассообменом в потоке.

В связи с этим гидродинамическое течение в форме тороидального вихревого кольца (ВК) является привлекательным объектом исследования крупномасштабных организованных структур с концентрированной завихренностью.

Общие представления и анализ. К сожалению, сведения о массопереносе вихревыми кольцами весьма скудны. Немногочисленные эксперименты [1,2] показывают, что потери вещества (примеси) движущимся ВК связаны со сложными динамическими процессами диффузии завихренности и последующей конвекцией ее из области повышенной концентрации, а также генерацией мелкомасштабной турбулентности усиливающей диффузию.

Обычно на участке формирования ВК по мере движения за ним наблюдается характерный "хвост" – гидродинамический след. Его образуют теряемые частицы примеси, выступающие в качестве своеобразного трассера, из-за интенсивного срыва завихренности в области пограничного слоя и ее диффузия в след. Вне области пограничного слоя диффузия завихренности пренебрежимо мала, поэтому примесь, не попавшая в ядро при формировании или выброшенная из него мелкомасштабными турбулентными пульсациями, некоторое время сопровождает вихревое кольцо. В ярко выраженной тороидальной области концентрированной

завихренности, называемой "ядром", а точнее, в области, к нему примыкающей и приблизительно совпадающей с ним, примесь сохраняется практически до полной остановки ВК.

Степень развития нелинейных процессов во вращающейся жидкости («атмосфера» и «ядро» ВК) принято характеризовать числом Россби $Rb = u' / (\Omega l')$ (где u' и l' – характерные масштабы скорости и длины пульсационного движения, Ω – завихренность). Исходя из масштаба пульсационной завихренности $\omega \sim u' / l'$, получаем, что $Rb = \omega / \Omega$, причем, в случае $Rb \ll 1$ наблюдается волновое движение, в случае $Rb \gg 1$ – развитая турбулентность а при $Rb \sim 1$ – движение, обладающее свойствами обоих предельных случаев. Согласно экспериментальным данным в ламинарном ядре ($r < r_0$) имеет место волновой режим ($Rb \ll 1$), который характеризуется отсутствием наблюдаемого перемешивания частиц «трассера». Вокруг же ядра ($r > r_0$), т.е. в «атмосфере» ВК, преобладает крупномасштабное вихревое движение ($Rb \sim 1$), в то время как в самом «ядре» возникающие пульсационные движения носят явно мелкомасштабный характер.

С учетом этого можно ожидать, что смена гидродинамического режима должна сказаться на характеристиках нелинейных процессов в кольце. Поэтому при анализе процессов переноса, происходящих в его «атмосфере» и «ядре», следует обращать особое внимание на возможное изменение характеристик турбулентного движения в этих областях.

Модель переноса пассивной примеси, основанная на многочисленных экспериментальных фактах, использует предположение о независимости от пространственных координат изменяющихся во времени скалярных коэффициентов переноса – турбулентной вязкости η_t и турбулентной диффузии D_t . Однако в ряде экспериментов, в частности, с высокотурбулентными ВК ($Re > 5 \cdot 10^4$) [1], в области ядра вихря обнаружено существенное расхождение принятой моделью – проявляется анизотропия турбулентных коэффициентов переноса. Причем, в радиальном направлении они значительно меньше, чем в осевом.

Анализ экспериментов по переносу примеси вихревыми кольцами в широком диапазоне чисел Рейнольдса выявил одну характерную особенность: ВК, движущиеся в турбулентном (Т-) режиме, более интенсивно теряют примесь на начальном участке пути, а оставшуюся удерживают (теряют значительно слабее) затем на большем этапе движения, в то время как движущиеся в переходном (П-) режиме особенно интенсивно теряют примесь на участке перестройки течения. Различия в скорости диффузии вещества из «атмосферы» и из «ядра» турбулентного ВК вполне объяснимы. В «атмосфере» турбулентность способствует срыву завихренности и уносу ее в гидродинамический след, а в «ядре» вихря возможно подавление

турбулентных пульсаций вплоть до наблюдавшейся «ламинаризации» внутреннего течения [3]. Другое дело – аномалия в интенсивности потерь в переходном режиме, особенно на участке $5 < L(t)/D_0 < 12$, где приведенное объяснение неприемлемо.

Методика эксперимента. Перенос примеси с помощью ВК в диапазоне чисел Рейнольдса $880 < Re_0 < 4290$ исследовали в воздухе и в ряде жидкостей. Вихревые кольца, используемые в воздухе или жидкой среде как транспортные объемы, создавали по ранее описанным методикам [2, 4] в зависимости от их природы (динамической или конвективной). В воздухе переносимой примесью служили дымы термической возгонки $NaCl$ и $NaNO_3$ со средним размером частиц $\langle d_1 \rangle = 4,56$ мкм и $\langle d_2 \rangle = 3,15$ мкм, а также дым NH_4Cl , с частицами в форме вытянутых цилиндров ($\langle d_x \rangle = 16,20$ мкм, $\langle d_z \rangle = 3,33$ мкм и $4 < \chi < 7$, где $\chi = \langle d_x \rangle / \langle d_z \rangle$), а в жидкостях – водные растворы хлористого олова (IV) известной концентрации или растворы некоторых неорганических веществ, для которых отработаны методики количественного определения размеров частиц.

Гидродинамический режим движения ВК определяли по числу Рейнольдса в момент выхода на участок автомодельности $Re_0 = v^{-1} U_0 D_0$ (U_0 и D_0 – начальная скорость (м/с) и диаметр (м); v – кинематическая вязкость среды, м²/с). Эффективность переноса примеси оценивали по методике, состоящей в измерении массы m_0 примеси в кольце в момент выхода на режим автомодельного движения и массы m_i , доставляемой кольцом в некоторую точку траектории. При этом коэффициент "транспортной" эффективности $\eta(m)$ определяли как

$$\eta(m) = \frac{m_i}{m_0}$$

Для ВК, движущегося в Т-режиме, количество остающейся в нем примеси хорошо описывается формулой [1]

$$m_i = m_0 \exp\{-b\lambda(t)\}, \quad (1)$$

где $b = 5,35 \times 10^{-2}$, $\lambda(t) = L(t)/D_0$.

Результаты и обсуждение. Проведенные эксперименты хорошо согласуются с исследованиями переноса примеси движущимся ВК в воздухе [2] и жидкостях [1,4].

Однако прежде выясним некоторые особенности поведения "транспортного" коэффициента $\eta(m)$ в зависимости от пройденного безразмерного расстояния. (Надо заметить, что принятая практика выражения пройденного расстояния в калибрах, т.е. как $L(t)/D_0$, не дает полного представления о характере потерь примеси на сходных этапах

движения ВК, если считать, что «время жизни» кольца и пройденное им расстояние определяется процессами турбулентного переноса).

Если оценивать эффективность переноса примеси с точки зрения потерь ее из «атмосферы» и «ядра» ВК за счет турбулентной диффузии в след, то ясно, что эти потери снижают "транспортный" коэффициент. При этом, как показывает эксперимент, если примесь является "гидродинамически" пассивной (такое требование очень важно для потоков содержащих несферические частицы в больших концентрациях), интенсивность потерь определяется, в основном, гидродинамическим режимом движения ВК, т.е. числом Рейнольдса Re_0 .

Так, на рисунке 1 в диапазоне $1,50 \times 10^3 < Re_0 < 8,35 \times 10^3$ различимы две области, характеризующиеся отличающимися условиями массопереноса. Это объясняется различной степенью турбулизации атмосферы ВК на стадии формирования. В области П-режима при $1,50 \times 10^3 < Re_0 < 2,05 \times 10^4$ развитой турбулентности в "атмосфере" ВК не достигается, поэтому турбулентная диффузия, хотя и превалирует над молекулярной но все же в меньшей степени, чем это наблюдается, начиная с чисел Рейнольдса $Re_0 > 3,0 \times 10^4$. В этой области движения ВК Т-режим можно считать достигнутым и роль турбулентной диффузии в процессе массоотдачи от его поверхности становится определяющей. На графике это отмечено более стремительным спуском точек определяемой зависимости после "излома" на стадии П-режима $(1,50 \times 10^3 < Re_0 < 2,55 \times 10^3)$.

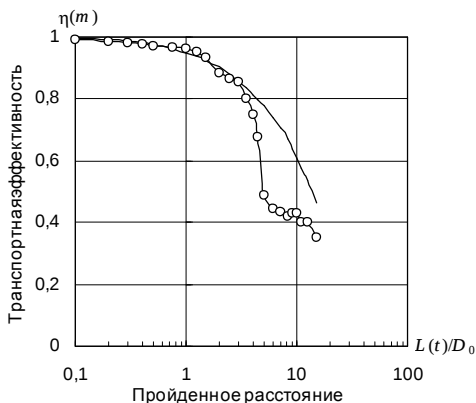


Рисунок 1 – Изменение транспортной эффективности ВК на участке перехода (сплошная линия – $Re = 30780$, -о- – $Re = 2550$)

Ближние результаты получены и в работе [1], где исследован перенос подкрашенной жидкости вихревыми кольцами. Характер поведения кривых и их удовлетворительное совпадение с результатами данной работы в области больших значений числа Рейнольдса указывают на правомерность предположения о различиях в механизмах массопереноса в областях турбулентного и переходного режимов движения ВК.

Существенное отклонение полученных результатов потерь переносимой примеси из ВК в П-режиме от кривой потерь в Т-режиме указывает на явную и интенсивную перестройку внутреннего течения

(структуры) в «ядре» ВК. Характерно, что возрастание турбулентного переноса на этапе $5 < L(t)/D_0 < 12$ сменяется затем его уменьшением (см. рисунок 1).

Причина отмеченного расхождения кроется, скорее всего, в предположении об «однородности» турбулентности по всему объему вихря, в то время как эксперименты указывают на резкое снижение турбулентного переноса примеси из «ядра» ВК при сохранении интенсивного турбулентного переноса в его «атмосфере».

В этом плане весьма показательно, что универсальный закон потерь примеси из ВК, движущегося в Т-режиме, может быть использован и для П-режима, если входящую в него константу $b = 0,0535$ заменить экспериментально определяемым множителем, зависящим от режимных характеристик течения. Обработкой экспериментальных результатов получено, что в области П-режима можно принять

$$b(\text{Re}) = \frac{1}{\sqrt[3]{\text{Re}}},$$

а перенос примеси вихревым кольцом в П-режиме описывать уравнением, аналогичным (1):

$$m_i = m_0 \exp\left\{-\text{Re}^{-1/3} \cdot \lambda(t)\right\}.$$

Согласно одной из принятых моделей строения ВК, имеющей достаточно экспериментальных подтверждений её адекватности, оно представляется состоящим из легко теряемой «атмосферы» и весьма устойчивого «ядра», которое в рамках модели принимают вращающимся со скоростью твердого тела. Такое представление позволяет воспользоваться для объяснения эффектов анизотропии коэффициентов турбулентного переноса их поведением в закрученных потоках. Суть подхода состоит в использовании свойств закрученного течения для описания характеристики ядра ВК, рассматриваемого с принятых позиций его «твердотельного» вращения, исходя из исследований влияния вихревой закрутки потока на его статистические характеристики [5].

На основе уравнений полуэмпирической теории турбулентного переноса, включающих уравнения переноса вторых моментов в приближении "локального баланса" с использованием замыкающих соотношений Прандтля, Ротта и Колмогорова показано, что взаимодействие полей пульсаций скорости и пульсаций ускорений вызванных вращением газа в ядре вихря, приводит к эффекту анизотропии коэффициентов переноса. По радиальному направлению от центра ядра вихря все диффузионные турбулентные потоки (тепла, примеси и др.) подавляются под воздействием вихря скорости, в то время как для окружного и тангенциального направления изменения турбулентной структуры вращающегося потока практически не происходит. Это говорит о том, что в

завихренном потоке "коэффициенты переноса" являются следствием не только диффузионного процесса, но и взаимодействия пульсаций скорости с пульсациями центробежной и кориолисова ускорения

Анализ уравнения переноса для энергии турбулентных пульсаций в цилиндрической системе координат

$$\frac{\partial \langle E \rangle}{\partial t} + \langle v_r v_\phi \rangle \left(\frac{\partial V}{\partial r} - \frac{V}{r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \langle v_r E \rangle = - \frac{a \langle E \rangle}{r} \quad (2)$$

показывает, что второе слагаемое в круглых скобках уравнения (2) соответствует дополнительному расходу пульсационной энергии на работу против центробежной силы ($\langle \dots \rangle$ – знак операции осреднения). В ядре ($r < r_0$) кольцевого вихря, где $V = \Omega \cdot r$, наличие центральной силы подавляет порождение энергии турбулентного движения. Вне ядра ($r > r_0$) величина слагаемого $V/r = \Omega r_0^2 / r$ быстро убывает, и на достаточном расстоянии остаются обычные соотношения турбулентного переноса.

Таким образом, наличие завихренности приводит к перестройке характеристик турбулентного потока. Возникающие массовые центробежные и кориолисовы силы существенно сказываются на турбулентной структуре течения и могут приводить как к интенсификации, так и к подавлению турбулентного обмена. В этом, по-видимому, кроется одна из основных причин различия в потерях примеси из ВК, движущихся в уже установившемся турбулентном режиме и в переходном, когда перестройка течения в «ядре» и в области вне его (внешний погранслои) приводит к существенному различию в числах Россби в этих областях (оценки дают $Rb \approx 0,03$ в «ядре» и $Rb \approx 1,7$ в области внешнего погранслоя) и, естественно, к различной интенсивности потерь.

Если оценивать снижение потерь на участке П-режима, используя аналогии с закрученным потоком, то оно объясняется тем, что при умеренных закрутках потока наибольшее подавление интенсивности пульсаций наблюдается на оси потока, а с увеличением закрутки максимум подавления смещается к периферии. Такое поведение как раз соответствует ситуации установления Т-режима через стадию перехода, когда во внутренней области «ядра» ВК, где касательная компонента пульсаций подавляется слабо, начинается «ламинаризация», а на внешней границе, в области внешнего погранслоя «ядра», из-за больших градиентов касательной компоненты средней скорости значительно возрастает порождение пульсаций, что ведет к отмеченному на рисунке 2 возрастанию потерь примеси.

Кроме того, с увеличением степени закрутки потока напряжение турбулентного трения также уменьшается (приблизительно в 3 раза), о чем свидетельствует наблюдаемое возрастание наклона профиля $\partial \langle v_z \rangle / \partial y$ в цен-

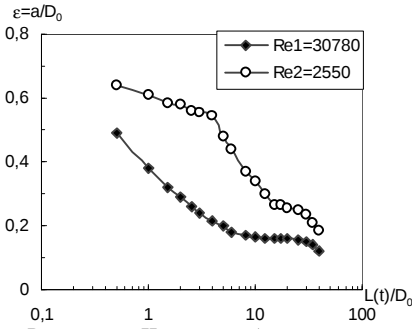


Рисунок 2 – Изменение безразмерного диаметра «ядра» с пройденным

тальной части и уменьшение его вблизи стенки (аналог внутренней границы «ядра», если «твердотельность» для внутренней области течения понимать в смысле твердой границы).

Интересна интерпретация полученных результатов с позиций поведения профилей третьих моментов типа $\langle v_i'^2 v_j \rangle$, которые представляют собой потоки энергии i -

той компоненты пульсации скорости в j -том направлении. Потоки пульсационной энергии уменьшаются с увеличением закрутки почти одинаково как в продольном, так и в радиальном направлениях (примерно в 6-9 раз), что, на наш взгляд, должно являться подтверждением обоснованности предположения ламинаризации «ядер» турбулентных ВК.

Что же касается пространственного интегрального масштаба $L_z = \langle v_z \rangle \cdot \tau_z$, представимого с использованием гипотезы Тейлора через эйлеровский интегральный временной масштаб τ_z , который определяется по спектру мощности (в обозначениях работы [5])

$$\tau_z = \int_0^{\infty} R_z(t) dt = \lim_{f \rightarrow 0} \frac{E_z(f)}{4} \cdot \langle v_z'^2 \rangle,$$

то наиболее эффективное его подавление (почти на порядок) наблюдается на периферии потока. Это неизбежно сдвигает процессы турбулентного переноса в область вязкого интервала. Причем линейный и скоростной масштабы турбулентности

$$\frac{l'}{L_\pi} \propto Re^{-3/4}; \quad \frac{u'}{U} \propto Re^{-1/4}$$

уменьшаются с ростом числа Рейнольдса осредненного течения. (При турбулентном движении масштаб турбулентных пульсаций порядка радиуса ядра вихревого кольца, а при подавлении турбулентности в ядре – порядка толщины погранслоя). Турбулентные движения с меньшими масштабами приводят к интенсификации процессов переноса по сравнению с соответствующими процессами молекулярного переноса, включая увеличение диссипации энергии, переноса импульса, теплопередачи и диффузии частиц.

Перенос энергии в область малых масштабов вихрей, можно рассматривать как процесс дробления больших вихрей на вихри меньшего размера или как растяжение вихревых трубок. В результате такого

переноса происходящая в вязком интервале диссипация энергии ведет к потере скорости и уменьшению диаметра «ядра» при возрастании диаметра самого ВК, явно наблюдаемых на поздней стадии движения перед остановкой вихря [1,4], что видно из рисунка 2.

Выводы и заключение. Анализ проведенных экспериментов с привлечением аналогии с закрученными течениями позволил объяснить особенности поведения коэффициента «транспортной» эффективности, возникающие на стадии Т- и П- режимов.

Одним из механизмов, приводящих к изменению массоотдачи от вихревого кольца, является возрастание вектора скорости на границе погранслоя, вызванное вращением «ядра». Оно приводит к возрастанию касательных напряжений за счет увеличения коэффициентов турбулентного обмена. Если же масштабы динамического и диффузионных слоев отличаются между собой, то вращение потока слабо сказывается на массообмене, как это можно наблюдать на примере вихревых колец, движущихся в ламинарном режиме.

Движение ВК в П-режиме чаще всего приводит к выработке турбулентного течения во внешнем погранслое «ядра» и его перестройке во внутренней области, в результате чего изменяется интенсивность потерь переносимой примеси. В одном случае она возрастает и ведет к снижению «транспортной» эффективности ВК на участке перехода ($5 < L(t)/D_0 < 12$), а в другом – при «ламинаризации» течения во внутренней области – происходит снижение потерь, что позволяет использовать универсальный закон описания потерь из турбулентного ВК.

Заметим при этом, что предположение о локальной изотропной турбулентности применительно к слабой сдвиговой турбулентности конечно же, весьма условно, и должно вестись с большой осторожностью даже в том случае, когда подобные подходы дают хорошее согласование с получаемыми результатами.

Библиографический список

1. Тарасов В.Ф. Экспериментальное исследование переноса примеси турбулентным вихревым кольцом / В.Ф. Тарасов, В.И. Якушев // Журн. прикладной мех. и техн. физ. — 1974. — № 1. — С. 130–136.
2. Стручаев А.И. Эффективность переноса дисперсной примеси вихревыми кольцами / А.И. Стручаев, Н.Х. Копыт, Ю.И. Бойко // Гидродинам. проблемы технолог. процессов. — М., 1989. — С. 126–134.
3. Владимиров В.А. Подавление турбулентности в ядрах локализованных вихрей / В.А. Владимиров, Б.А. Луговцев, В.Ф. Тарасов // ПМТФ. — 1980. — № 7. — С. 69–76.

4. Стручаев А.И. Влияние режима на перенос аэрозоля вихревыми кольцами / А.И. Стручаев, Н.Х. Копыт, Ю.И. Бойко // Физ. и техн. монодисперс. систем. — М., 1991. — С. 50–52.

5. Заец П.Г. Экспериментальное изучение поведения характеристик турбулентного потока при вращении канала относительно продольной оси / П.Г. Заец, Н.А. Сафаров, Р.А. Сафаров // Соврем. вопр. мех. сплошной среды. — М., 1985. — С. 136–142.

Поступила в редакцию 15.03.2002 г.