

А.В. Даньшина, В.Ю. Чанцев

ФОРМИРОВАНИЕ ГРИБОВИДНОГО ТЕЧЕНИЯ НА ПРИТОПЛЕННОЙ СТРУЕ

A.V. Danshina, V.Yu. Chantsev

MASHROOM-LIKE CURRENT FORMATION IN THE SUBMERGED JET

На основании лабораторных экспериментов по генерации грибовидного течения на притопленной струе рассматриваются характеристики, определяющие формирование сферического вихря в однородной пресной воде. Выявлен диапазон чисел Рейнольдса, при которых наблюдалось устойчивое формирование грибовидного течения при непрерывно действующем источнике.

Ключевые слова: дипольные структуры, грибовидное течение, лабораторный эксперимент, сферический вихрь

Based on laboratory experiments on the generation of mushroom-like currents in submerged jet the characteristics that determine the formation of a spherical vortex in a homogeneous fresh water are considered. The range of Reynolds numbers for which observed sustainable formation of mushroom-like current from continuously acting source is identified.

Key words: a dipolar structures, a mushroom-like current, a laboratory experiments, the spherical eddy.

Введение

Являясь эффективным механизмом горизонтального обмена массой и импульсом, грибовидные течения играют важную роль в формировании гидродинамических режимов и влияют на экологическую обстановку прибрежных районов. К тому же эти устойчивые динамические вихревые образования генерируются во всем спектре пространственных масштабов. Понимание значимости грибовидных течений в динамике океана привело к тому что, начиная с 80-х годов прошлого века, когда выяснилось при анализе спутниковых изображений, что они являются универсальной формой движения вод, им стали уделять повышенное внимание в экспериментальных и теоретических исследованиях. Научный интерес к лабораторному изучению формирования подобного рода дипольных структур связан не только с процессами в морской среде, но и с их генерацией в текучих средах, таких как, например, плазма [17], тонкая мыльная пленка [14], ртуть [19], конденсат Бозе-Эйнштейна [18]. Это означает, что грибовидные

динамические структуры формируются, как в неньютоновских, так и в ньютоновских жидкостях. По всей видимости при определенных условиях ньютоновская жидкость обладает некоторыми свойствами, присущими неньютоновской.

Обычно опыты проводятся в прямоугольных бассейнах различных размеров, выполненных из прозрачного стекла. Схемы используемых установок, в которых источником локально приложенного импульса, приводящего к формированию дипольных вихревых структур, выступает инжектируемая струя жидкости, приведены в работе [6]. Основной частью таких установок является устройство, обеспечивающее контролируемый расход жидкости, вытекаемой из сопла заданного диаметра. В инжектируемую жидкость вводятся трассеры с целью визуализации потока. Моделируемое динамическое образование фиксируют на фото, или видеокамеру. Для подсветки используют люминесцентные лампы в экспериментах с подкрашенной жидкостью, которые располагают под дном лабораторного бассейна, а в случае применения в качестве трассеров частицы сферической формы из полистирола для визуализации потока, освещение подводится сбоку. Для измерения полей скорости и завихренности в потоках применяют метод цифровой трассерной визуализации – PIV метод (Particle Image Velocimetry), с помощью которого выполняется анализ оцифрованных видеорядов [9, 15].

В лабораторных опытах с осесимметричной притоленной струей, вытекающей из сопла (например, [5]) было показано, что в однородной по плотности среде, на переднем фронте такой струи образуется сферический вихрь (рис. 1). При проведении экспериментов было отмечено, что такого рода завихренность возникает при умеренных числах Рейнольдса.

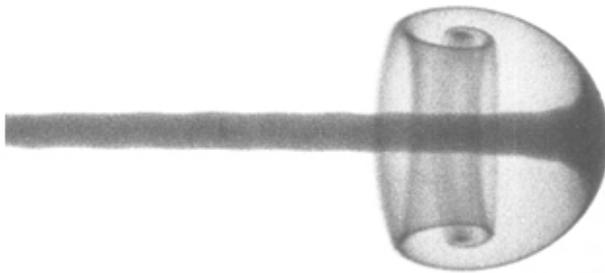


Рис 1. Грибовидное течение в однородной по плотности жидкости, при длительном действии источника импульса и $Re = 55$

Исследовалась возможность формирования грибовидного течения при разной продолжительности действия источника локального импульса. Для этой цели задавался либо кратковременный источник импульса [1, 10, 16], либо непрерывно действующий [2, 5]. В результате было установлено что, как и в океане, такие течения имеют две стадии развития: быструю при непрерывно действующем источнике, когда горизонтальный масштаб растет во времени пропорционально $t^{1/2}$ и медленную при краткосрочном действии источника импульса, когда увеличение масштаба дипольной структуры пропорционален $t^{1/3}$.

Лабораторные эксперименты подтвердили универсальность грибовидных течений и их важность в горизонтальном перемешивании поскольку, являясь довольно устойчивыми, они осуществляют перенос воды от места возмущения в направлении распространения с вовлечением окружающей жидкости внутрь пары спиралевидных вихрей. В ходе экспериментальных исследований было выяснено, что грибовидные течения обладают сильным деформационным полем, повышенной концентрацией завихренности по сравнению с фоновой и согласованным полем скорости, и, таким образом, являются важным механизмом горизонтального обмена импульсом, теплом, массой в приповерхностном слое океанов и морей, и приводят к значительному перераспределению концентраций пассивных примесей, влияя на экологическую обстановку в прибрежной зоне. Полученные экспериментальным путем данные послужили основой для ряда теоретических объяснений механизмов формирования грибовидных течений.

Методы и средства получения информации

Для получения более полного представления о характере и условиях генерации и развития грибовидного течения был проведен ряд лабораторных экспериментов, позволяющих определить предельные случаи формирования исследуемой динамической структуры. Схема лабораторной установки, на которой проводились данные эксперименты, была приведена в [6]. В ней использовался прозрачный бассейн размером $80 \times 60 \times 30$ см³ из органического стекла и устройство, обеспечивающее контролируемый расход жидкости, со сменными наконечниками, играющими роль сопел разного диаметра. Для исследования горизонтальных размеров грибовидных течений на дне бассейна располагались шкалы с ценой деления 1 мм. Подсветка бассейна осуществлялась с помощью мощных ламп накаливания. Эксперименты проводились с использованием подкрашенной индикаторами пресной воды, придерживаясь известной методики [5]. Красителями выступали калия перманганат и феноловый красный водорастворимый индикатор. Роль трассеров исполняла полиамидная пыль, плотность которой соизмерима с плотностью пресной воды и составляет 1.04×10^3 кг/м³. Размер полиамидных частиц не превышал 10 мкм, чтобы не оказывать влияние на истечение жидкости из сопла.

Воде в бассейне давали время успокоиться, чтобы проводить опыты в жидкости с затухшими движениями, а температура воды приблизительно равнялась температуре воздуха в лаборатории, как во время подготовки, так и проведения экспериментов. Температуру поддерживали около одного значения. Таким образом, добивались того, чтобы в разных сериях опытов грибовидные течения были получены при одних и тех же внешних условиях, и однородность водной среды не нарушалась.

Варьируя разными по диаметру соплами (0.5 мм, 1.4 мм, 2.3 мм и 3.0 мм), и выпуская разные объемы подкрашенной воды с различной интенсивностью, фиксировали эволюцию динамических структур. После каждого эксперимента выдерживалось время для успокоения жидкости. Для каждого из диаметров сопел была проведена своя серия экспериментов. В среднем для каждой серии было выполнено около 45 экспериментов. Все эксперименты были зафиксированы как на цифровую фотокамеру, так и на цифровую видеокамеру с частотой записи 30 Гц.

Для определения динамических характеристик потоков, в том числе и при экспериментальном моделировании грибовидных течений, на сегодняшний день наиболее прогрессивным считается PIV-метод и его модификации [11, 15]. Позволяя регистрировать мгновенные поля скоростей в плоскости измерения, PIV-метод обладает рядом достоинств, которые заключаются в широком динамическом диапазоне измеряемых скоростей и возможности набирать и быстро обрабатывать на обычном персональном компьютере значительный объем экспериментальных данных для расчета статистических характеристик течений [7]. Тем не менее, у метода PIV имеются и некоторые ограничения. Так неидеальность трассеров (их размер и плотность) может приводить к тому, что эти частицы не всегда точно будут следовать за потоком. Величина диаметра трассеров к тому же вносит ограничение и на размер элементарной области измерения снизу. Введение более мелких трассеров в поток сопряжено с влиянием броуновского движения на их смещение, что накладывает ограничения на чувствительность регистрирующей аппаратуры и мощность источника излучения.

Более упрощенный вариант обработки изображений визуализированных потоков известен со времени появления фото и видеокамер [2]. Как и в работе [6] весь процесс зарождения, развития и затухания дипольных структур фиксировался с помощью цифровой видеокамеры. В результате покадрового разбиения снятого видеоматериала и анализа трассерных картин вручную было получено смещение меченых частиц за известный интервал времени, на основании которых было получено распределение как продольной, так и поперечной составляющих скорости на разных участках грибовидного течения. Все пространственные размеры вихревой структуры определялись по положению границы красителя. Поскольку осуществлялась подсветка всего объема жидкости, а камера была направлена вертикально вниз, то была лишь возможность измерить характеристики грибовидного течения только в горизонтальной плоскости. Конечно, в связи с этим возникали погрешности в определении скоростей, поскольку не учитывались вертикальные движения маркеров в вихревой структуре. Используемый подход в выделении движущегося маркера не позволяет определять все три составляющие скорости его перемещения и даже при определении составляющих скорости в одной плоскости вносится погрешность, связанная с тем, что этот маркер может двигаться не только в пределах рассматриваемой плоскости, но и в поперечном к этой плоскости направлении.

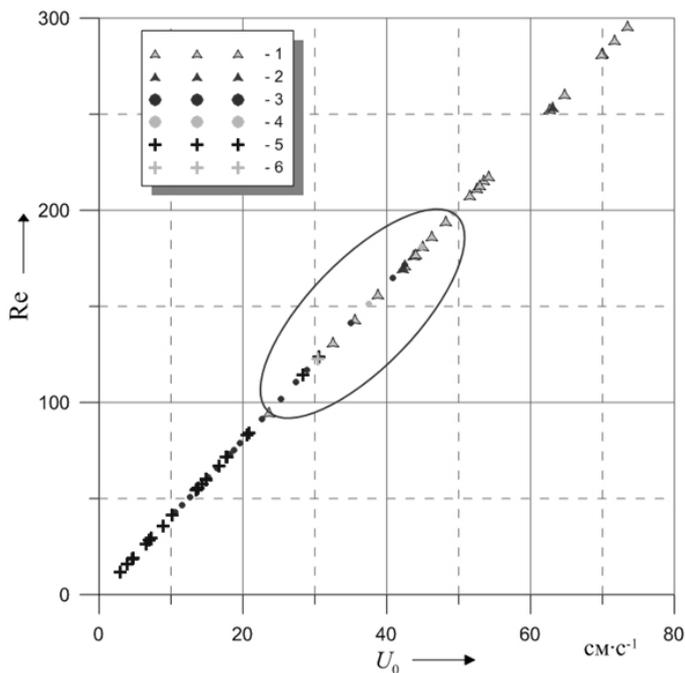
Анализ характеристик грибовидного течения

Грибовидные течения стабильно формировались при умеренных числах Рейнольдса (Re) порядка от 10^0 до 10^2 . В представляемой работе были рассчитаны числа Рейнольдса в районе испускания струи для двух величин диаметра сопла нескольких серий экспериментов. В результате были получены диапазоны чисел Рейнольдса, при которых всегда формировались грибовидные течения.

На рис. 2 изображена зависимость числа Рейнольдса от скорости в источнике импульса (U_0) при диаметре сопла 0.5 мм. На этом рисунке можно выделить три области, в которых для струи, вытекающей из сопла, присущ определенный динамический режим. Так при $Re \leq 90$ и скоростях в источнике импульса до 24 см/с всегда генерировались грибовидные течения. При сочетании $Re > 200$ и скорости в источнике

импульса выше 50 см/с для выпускаемой струи был присущ турбулентный режим. Тогда как в промежуточном диапазоне числа Рейнольдса и скоростей, могли образовываться как грибовидные течения, так и турбулентные струи.

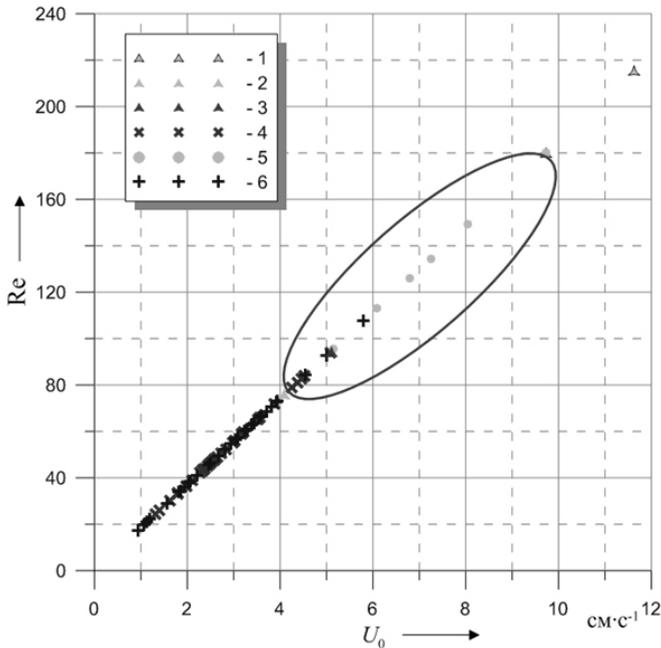
Кроме того, в этом диапазоне, представляющем собой переходный режим, выделенный на рис. 2 овалом, формировались такие динамические образования, которые на начальном этапе своего развития могли представлять собой турбулентную струю, а затем упорядочивались с образованием квазисферического вихря на фронте, или же вначале своей эволюции из инжектируемой струи формировалась грибовидная структура, которая быстро деформировалась и разрушалась, преобразуясь в турбулентную струю.



1, 2 – турбулентный режим в двух сериях экспериментов;
3, 5 – грибовидное течение; 4, 6 – переходный режим

Рис. 2. Распределение Re в зависимости от скорости выпуска струи в источнике импульса для турбулентного и ламинарного режимов для диаметра сопла $d = 0.5$ мм

Аналогичная зависимость числа Рейнольдса от скорости в источнике импульса приведена на рис. 3. Только данное распределение Re соответствует экспериментам с большим диаметром сопла. В данном случае использовалась насадка диаметром 2.3 мм. Как и для серии экспериментов с меньшим диаметром сопла ($d = 0.5$ мм), отчетливо выделяются три режима развития инжектируемой струи. Изменяются лишь пределы диапазонов величин Re и скоростей источника.



1, 3 – турбулентный режим в двух сериях экспериментов;
4, 6 – грибовидное течение; 2, 5 – переходный режим

Рис. 3. – Распределение Re в зависимости от скорости испускания струи в источнике импульса для турбулентного и ламинарного режимов для диаметра сопла $d = 2.3$ мм

Так для режима, при котором всегда возникают грибовидные течения, верхняя граница диапазона смещается в сторону незначительного уменьшения Re до 70 и большого снижения скорости источника импульса до величины 4 см/с. В турбулентном режиме также наблюдалось изменение положения границы диапазона. Сдвиг нижней границы произошел в сторону более низких чисел Рейнольдса и величин скоростей в источнике. Так турбулентные струи уже генерировались при $Re > 180$ и скоростью более 9.5 см/с. В отличие от эксперимента с диаметром сопла 0.5 мм переходный режим характеризовался меньшим разнообразием динамических образований. В этом режиме проявлялись только лишь два типа потоков: грибовидные течения и турбулентные струи.

Следует отметить, что основная задача при проведении экспериментов состояла в получении генерации грибовидных течений. В связи с этим большинство из экспериментов, в которых грибовидные вихревые структуры не образовывались, были выполнены для нахождения максимально подходящих условий инжектирования струи из сопла, при которых бы шло образование дипольных структур.

Тем не менее, некоторые статистические характеристики по данным экспериментов для выделенных трех динамических режимов были посчитаны и приведены

в таблице 1. В эту таблицу сведены средние величины Re и скоростей в источнике импульса и их среднеквадратические отклонения σ при разном диаметре сопла. Наибольшие отклонения от среднего возникают при меньшей величине диаметра сопла, как для режима грибовидных течений, так и для переходного режима. В турбулентном режиме максимальные среднеквадратические отклонения наблюдаются, наоборот, при большем диаметре сопла.

Максимальные среднеквадратические отклонения числа Рейнольдса характерны для турбулентного режима. Если говорить о средних величинах числа Рейнольдса в разных режимах, то следует отметить, что наибольшие значения Re , характерные для турбулентного режима, возрастают от 225 до 315 с уменьшением диаметра сопла источника импульса.

Таким образом, представленные зависимости показывают, как диаметр сопла источника импульса влияет на динамический режим инжектируемой струи и на величины числа Рейнольдса, при которых генерируется сферический вихрь на фронте струи. Устойчивый турбулентный режим инжектируемой струи с увеличением диаметра сопла наступает при большей величине Re , по сравнению с его значением при меньшем диаметре. Такая же зависимость получается и для режима грибовидных течений. Чем больше диаметр сопла источника импульса, тем при больших величинах Re могут генерироваться грибовидные течения. Для каждого диаметра сопла можно получить диапазон чисел Рейнольдса, в котором обязательно формируются грибовидные течения. В представленной работе будут рассматриваться вихревые дипольные структуры, формирующиеся именно в этом диапазоне чисел Рейнольдса.

Таблица 1

Статистические характеристики режимов движения инжектируемой струи

Режим	$\bar{U}_0, \text{см}\cdot\text{с}^{-1}$	$\pm\sigma, \text{см}\cdot\text{с}^{-1}$	Re
$d = 0.5 \text{ мм}$			
Турбулентный	55.97	15.02	315.18
Переходный	40.57	6.56	163.42
Грибовидный	16.49	7.58	59.44
$d = 2.3 \text{ мм}$			
Турбулентный	17.01	12.28	225.48
Переходный	8.74	1.39	164.85
Грибовидный	3.87	0.84	63.12

В исследованиях Стерна (Stern) и Воропаева [21] было пояснено, почему грибовидные течения генерируются именно при таких величинах числа Рейнольдса. Так число Рейнольдса возле источника импульса в впрыскиваемой струе не может быть большим из-за возникновения турбулентной неустойчивости и не может быть малым, поскольку тогда бы преобладала сила вязкости. Но даже при таких числах Рейнольдса на устойчивую ненарушенную струю влияет вязкость, так что ее ширина увеличивается вниз по потоку, и скорость на оси струи также не является посто-

янной. В [2] была сделана попытка объяснить генерацию грибовидных течений при умеренных числах Рейнольдса. Поскольку характерный поперечный размер таких динамических структур в океане составляет несколько десятков километров, и они развиваются на фоне более мелкомасштабных движений, создающих турбулентный фон, при достаточно большой фоновой эффективной вязкости в верхнем слое океана, то и движение в целом будет происходить в диапазоне умеренных чисел Рейнольдса. Как было отмечено в [3], эффективное число Рейнольдса для рассматриваемых движений не превышает нескольких десятков. Так, по оценкам Афанасьева [2], с помощью простых автомодельных приближений были рассчитаны эффективное число Рейнольдса фронтальной области Re_{ef} и эффективная вязкость ν_{ef} для грибовидного течения в океане, где их величины составили 6 и $3.5 \cdot 10^6$ см²/с, соответственно.

Известно, что характерные масштабы, входящие в определение числа Рейнольдса, могут определяться из различных соображений, но которые должны сохранять значение Re как критерия перехода от ламинарного движения к турбулентному. А это означает, что в масштабах, при которых кинематическая вязкость играет значимую роль, упорядоченные структуры не могут формироваться при Re , соответствующих турбулентному режиму. То есть характерный масштаб должен определяться из соображений, характеризующих не все пространство вихревой структуры, а потока, который ее формирует. В этом случае число Рейнольдса примет значительно меньшее значение.

В обобщенном виде число Рейнольдса можно представить следующим образом:

$$Re = \frac{M(t)^{2/m} t^{2k-1}}{(n-1)^{2/m} 4\nu}, \quad (1)$$

где $M(t)$ – кинематический импульс, с размерностью $L^m T^{-n}$; $k = n/m$; m и n – константы характера и формы струйного течения; ν – динамическая вязкость.

Для 3-мерной круглой осесимметричной струи $n = 2$ и $m = 4$. В этом случае Re не зависит от времени, но от времени зависит величина импульса $M(t)$.

Как показывают лабораторные исследования, грибовидные течения с пространственными масштабами, в которых кинематическая вязкость играет значимую роль, формируются исключительно при ламинарном режиме течения. Причем в работе Кантуэлла (Cantwell) [12] определены условия, при которых могут формироваться грибовидные течения на круглых струях. Рассматривая картину перемещений элементов жидкости, построенную на основе решения уравнения траекторий в безразмерном виде сферической системы координат для уравнения Навье-Стокса в стоковом приближении можно выделить критические точки, в которых обнаруживается фокусировка траекторий перемещения элементов жидкости при фиксированном значении Re . Отмечается, что существование такой критической точки определяется соотношением между скоростью завихренности и скоростью деформации или напряжением. Для того чтобы в критической точке формировался фокус, завихренность должна превосходить напряжение. Необходимое соотношение возникает только при определенных значениях критического числа Рейнольдса. Кантуэлл показал, что при $Re < Re_c$ и $\theta_c = 0$ развивается обычный ламинарный поток, если

$$\text{Re}_1^{m/2} = \frac{\zeta_c}{2U(\zeta_c, \theta_c)}, \quad (2)$$

где ζ_c, θ_c – сферические координаты критической точки.

Формирование критических точек, в которых фокусируются траектории движения элементов жидкости, т.е. образуется грибовидное течение, осуществляется при условии фиксированного радиуса $\zeta_c = \zeta_0$ и $\text{Re} > \text{Re}_1$, при условии, что $\theta_c \neq 0$.

Необходимо отметить, что критическое Re_1 достаточно мало по сравнению с типичными Re свободных сдвиговых потоков, и, вероятно, должны быть еще ниже в нелинейных случаях. При аппроксимации грибовидного течения в виде двумерного дипольного вихря, согласно Кантуэллу [12], критические Re имеют тенденцию к снижению по отношению к трехмерному осесимметричному случаю.

Выполненные численные исследования асимптотического приближения в сферических координатах уравнения Навье-Стокса [13] показали, что представленные критические числа Рейнольдса нелинейной задачи (с учетом адвекции) оказались ниже, чем полученные из стоксового приближения. Это соответствует существующему предположению, что нелинейность задачи является дестабилизирующим фактором.

По результатам лабораторных экспериментов рассматривалось распределение скоростей грибовидного течения, формирующегося только в случае непрерывного инжектирования жидкости в течение длительного периода времени в однородную по плотности среду при $\text{Re} \sim 10 \div 100$. При таких условиях после начала испускания жидкости через круглое сопло образуется круглая осесимметричная струя, на переднем фронте которой возникает близкий к сферической форме устойчивый вихрь. Схематично такую развивающуюся струю можно представить состоящей из двух частей, как это изображено на рис. 4: из струи, бьющей из источника импульса величиной I , расположенного в точке $x = 0$, и жидкой сферы радиусом R . В любой из плоскостей, проведенных через ось струи, сферический вихрь в разрезе будет представлять собой диполь. Каждый из вихрей диполя закручивается вокруг критической точки r_0 , (рис. 4).

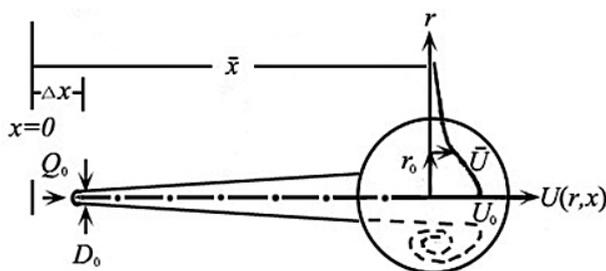


Рис. 4. Схематическое изображение грибовидного течения в однородной по плотности жидкости [4]

В первом приближении динамические особенности такого грибовидного течения можно описать, используя эмпирическую модель Воропаева [4]. В ее основу положена идея, что сформировавшийся на переднем фронте струи сферический вихрь

остается подобным самому себе, сохраняя свою форму вплоть до больших расстояний от среза сопла, а окружающая жидкость, в которую внедряется струя, не попадает внутрь вихря. В заднюю же часть сферического вихря внедряется струя, приводя к увеличению его объема V и его поступательному продвижению вперед со скоростью:

$$\bar{U} = d\bar{x} / dt. \quad (3)$$

Распределение продольной скорости U в самой струе описывается соотношением, совпадающим с автомодельным решением Шлихтинга для осесимметричной развитой струи:

$$U = \frac{A_0 v J}{x(1 + B_0 J r^2 / x^2)^2}, \quad (4)$$

где A_0 и B_0 – константы Шлихтинга ($A_0 = 3/8\pi$, $B_0 = 3/64\pi$); $J = I/\rho v^2$ – безразмерный импульс; x и r – продольная и поперечная координата, соответственно.

Такое предположение не вступает в противоречие с экспериментальными результатами, полученными в исследованиях [21, 22]. В этих работах распределение продольной скорости вдоль оси струи (при $r = 0$) за вихрем на ее переднем фронте достаточно успешно описывается решением (4):

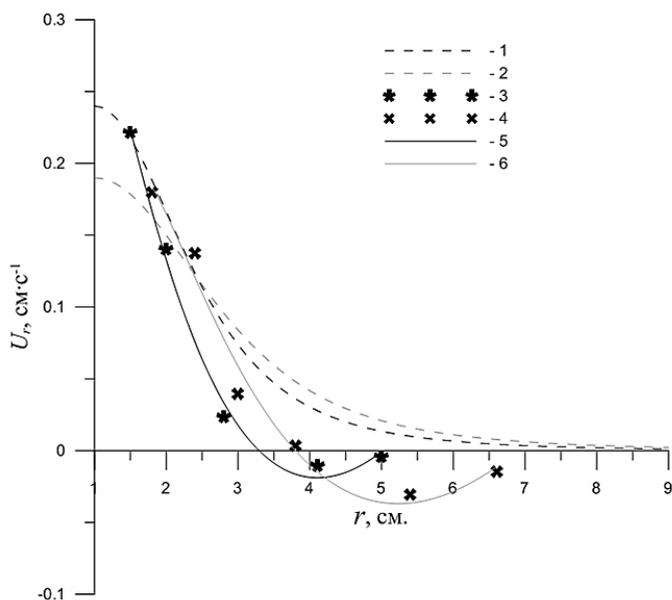
$$U_0(x) = U(0, x). \quad (5)$$

Динамика изменений продольной составляющей скорости приведена на рис. 5 для двух моментов времени $t = 60$ с и $t = 120$ с от начала действия источника импульса и при одной и той же его мощности, как из данных экспериментов, так и по асимптотическому приближению, описанному выше. Эволюция профилей продольной составляющей данной компоненты скорости поперек оси струи на ее переднем фронте по линии, проходящей через фокусные точки, полученная в представляемом исследовании на основе анализа отснятого видеоматериала, представлена кривыми 3 и 4 (рис. 5). Распределение продольной составляющей скорости поперек оси струи на ее переднем фронте, полученной на основании (4), представлено кривыми 1 и 2.

Вид кривых 5 и 6 был получен с помощью применения регрессионного анализа, и соответствует регрессионному уравнению:

$$U_r = U_0 \left[a - (br^2 + c) / (1+r) + d / (1+r)^2 \right], \quad (6)$$

где a , b , c , d – коэффициенты, полученные из регрессионного анализа; U_r – продольная составляющая скорости на расстоянии r от оси; U_0 – величина скорости на оси струи на таком расстоянии от источника, где рассчитывается продольная компонента скорости U_r .



1 – по [8], 3 – экспериментальные данные,
 5 – аппроксимация экспериментальных данных по (6) для $t = 60$ с и
 2 – по [8], 4 – экспериментальные данные,
 6 – аппроксимация экспериментальных данных по (6) для $t = 120$ с

Рис. 5. Теоретическое и экспериментальное распределение составляющей скорости U поперек струи по оси Y , проходящей через фокусные критические точки

На рис. 5 можно проследить, как меняется величина продольной скорости на переднем фронте струи не только во времени, но и при удалении от оси струи. На этом рисунке (кривые 5 и 6) показано, что при удалении от оси струи за критическим (фокусными) точками, продольная составляющая скорости на переднем фронте струи, полученная по данным экспериментов, меняет знак, переходя в отрицательную область. Этот переход осуществляется на расстоянии $r = 3.3$ см от оси струи для момента времени $t = 60$ с и $r = 3.8$ см для $t = 120$ с, поскольку с течением времени размер сферического вихря увеличивается, и как следствие, критические точки удаляются от оси струи. Из профилей продольной составляющей скорости также видно, что с увеличением времени происходит перераспределение скорости поперек оси течения в сторону увеличения значений скоростей, которое можно объяснить за счет замедления продвижения самой вихревой структуры. Распределение продольной составляющей скорости, рассчитанное по формуле (6) несколько отличается от рассчитанных скоростей в [4] с помощью приближений Шлихтинга. Как видно из рис. 5 (кривые 1 и 2), у них продольная составляющая не принимает отрицательных значений. Поведение продольной составляющей скорости по данным экспериментов (кривые 5 и 6) связано с тем, что закручивание в диполе происходит вокруг критических точек. При

удалении от оси струи продольная составляющая скорости постепенно меняет свою величину, а затем по мере прохождения критической точки и знак. Вследствие чего, за критическими точками в каждом из двух вихрей продольная компонента скорости становится направленной в сторону, противоположную общему переносу самой вихревой структуры. В результате может возникнуть ситуация, когда скорость в диполе становится больше поступательной скорости перемещения самой грибовидной структуры. В таком случае за критическими точками продольная составляющая скорости и может приобрести отрицательный знак. В лабораторных опытах продольная компонента скорости за критическими точками не сильно превосходила величину скорости переноса всей структуры, и не превышала ее более чем на 0.04 см/с. В принципе, полученное в представляемом исследовании в ходе экспериментов смещение продольной компоненты скорости в область отрицательных значений не противоречит теоретическим выводам, полученными Станевэй (Stanaway) с соавторами для вихревого ринга, которые были основаны на экспериментальных данных. Они показали в своем исследовании [20], что продольная составляющая скорости на фронте вихревого ринга за критическими точками также может менять свой знак, смешаясь в область отрицательных значений.

При сравнении профилей продольных компонент скорости, рассчитанных по (6) и по (4), можно отметить, что хоть их вид за критическими точками и отличается, но в целом тенденция на снижение ее величины от оси струи до этих точек сохраняется. Наилучшее соответствие этих профилей наблюдается на близком расстоянии от оси струйной части грибовидного течения.

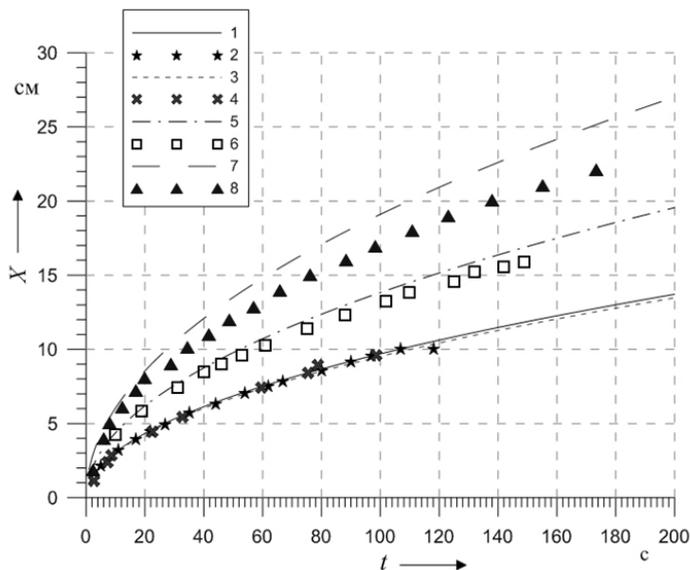
Кроме эволюции продольной составляющей скорости, полученной в ходе экспериментов, было исследовано изменение во времени пространственных размеров грибовидной структуры. Так на рис. 6 приведено изменение положение фронтальной области с течением времени для различных величин безразмерной интенсивности источника импульса $I/\rho v^2$. На этом рисунке получено распределение для четырех различных величин $I/\rho v^2$: 880, 907, 1661 и 2880.

Символами 2 и 6 показано положение фронтальной области по данным проведенных лабораторных экспериментов. Также на данном рисунке (символы 4 и 8) показано распределение положения фронтальной области, полученное из экспериментов Воропаева [5]. Кроме того, показаны результаты расчетов (символы 1, 3, 5 и 7) по зависимости, полученной Воропаевым. Им было установлено для однородной жидкости соотношение между длиной струи \tilde{X} и определяющими параметрами. Под длиной струи понимается величина, определяемая как расстояние от среза сопла до переднего фронта струи, которая, исходя из анализа размерностей, определяется в работе [5] как:

$$\tilde{X} = C_0 (It^2 / p)^{1/4} (I / \rho v^2)^{y_0}. \quad (7)$$

При обработке данных измерений использовался регрессионный анализ, с помощью которого были установлены величины C_0 и y_0 : $C_0 = 0.178$, $y_0 = 0.337$ (коэффициент корреляции $r = 0.963$). Как видно из рисунка, при увеличении интенсивности источника импульса положение теоретической кривой со временем располагается

далее от наблюдаемых значений длины струйной части грибовидного течения. Это означает, что показатель степени временной зависимости длины струйного потока в выражении (7) должен уменьшаться.



$I/\rho v^2 = 880$: 3 – по формуле (7), 4 – эксперимент [5],

$I/\rho v^2 = 907$: 1 – по формуле (7), 2 – эксперимент,

$I/\rho v^2 = 1661$: 5 – по формуле (7), 6 – эксперимент,

$I/\rho v^2 = 2880$: 7 – по формуле (7), 8 – эксперимент [5]

Рис. 6. Изменение положения фронтальной области по оси струи во времени при различной интенсивности источника

Выводы

Из проведенных лабораторных исследований можно сделать вывод, что грибовидные течения, в которых кинематическая вязкость играет значимую роль, формируются исключительно при ламинарном режиме течения.

Выявленные несоответствия в распределении продольной составляющей скорости особенно за критическими точками по данным экспериментов и по асимптотическим приближениям Воропаева [4], объясняются тем, что он основывался на выводах, сделанных Шлихтингом для осесимметричных струй. Поскольку асимптотические решения для продольной составляющей скорости Шлихтинг нашел для струй с учетом пограничного слоя [8], то эти решения не предполагали возможности учесть ситуацию, которая может возникнуть в сложной вихревой структуре. Такая ситуация может произойти за критическими точками, когда продольная компонента направлена в противоположную сторону от направления перемещения самой вихревой структуры и начинает превосходить ее по абсолютной величине. Когда же такие

скорости за критическими точками не достигаются, то и профиль продольной составляющей не заходит в область отрицательных значений. Этим и объясняется наибольшее сходство в профилях продольной составляющей скорости рассчитанных по Шлихтингу и по формуле (6) именно на небольших расстояниях от оси струи.

При анализе влияния интенсивности источника импульса на скорость развития грибовидного течения регрессионный анализ экспериментальных данных, показал, что во всех опытах зависимость длины струи от времени имеет степенной вид: $X \sim t^\alpha$. Для малых величин чисел Рейнольдса среднее по всем опытам значение α составляет 0.5 ± 0.04 , что не противоречит выводам в исследовании [5]. Однако, как видно из рис. 6, с увеличением интенсивности источника α уменьшается, и зависимость стремится к виду $t^{1/3}$. Аналогичная зависимость от времени, аппроксимирующая экспериментальные данные, прослеживается и для размера самого сферического вихря. Рост его поперечного размера идет пропорционально $t^{0.5}$ и хорошо согласуется с данными лабораторных опытов при малых величинах числа Рейнольдса [6].

Литература

1. Афанасьев Я.Д., Воропаев С.И., Филиппов И.А. Лабораторное воспроизведение плоских вихревых структур в стратифицированной жидкости // Докл. АН СССР, 1988, Т. 300, № 3, с. 704-707.
2. Афанасьев Я.Д., Воропаев С.И., Филиппов И.А. Модель грибовидных течений в стратифицированной жидкости при непрерывном действии источника импульса // Изв. АН СССР, Сер. ФАО, 1989, Т. 25, № 7, с. 741-749.
3. Баренблатт Г.И., Воропаев С.И., Филиппов И.А. Модель федоровских когерентных структур в верхнем слое океана // Докл. АН СССР, 1989, Т. 307, № 3, с. 720-724.
4. Воропаев С.И. Теория автомодельного развития струи в однородной жидкости // Изв. РАН. Сер. ФАО, 1985, Т. 21, № 12, с. 1290-1294.
5. Воропаев С.И., Филиппов И.А. Развитие горизонтальной струи в однородной по плотности и стратифицированной жидкостях. Лабораторный эксперимент // Изв. РАН. Сер. ФАО, 1985, Т. 21, № 9, с. 964-972.
6. Карлин Л.Н., Данышина А.В. Экспериментальные исследования течений дипольного типа при условии твердой крышки // Ученые записки РГГМУ, 2008, № 7, с. 74-80.
7. Токарев М.П., Маркович Д.М., Бильский А.В. Адаптивные алгоритмы обработки изображений частиц для расчета мгновенных полей скорости. // Вычислительные технологии, 2007, Т. 12, № 3, с. 109-131.
8. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя – М.: Наука, 1974, 712 с.
9. Afanasyev Y.D. Investigating vortical dipolar flows using particle image velocimetry: an experiment for the advanced undergraduate laboratory // Am. J. of Phys., 2002, № 70(1), P. 86-88.
10. Afanasyev Y., Korabel V. Starting vortex dipoles in a viscous fluid: Asymptotic theory, numerical simulations, and laboratory experiments // Physics of fluids, 2004, V. 16, issue 11, P. 3850-3858.
11. Aydemir E., Worth N., Dawson J. The formation of vortex rings in a strongly forced round // Exp. in Fluids, 2011, V. 51, № 3, P. 679-688.
12. Cantwell B. Viscous starting jets // J. Fluid Mech., 1986, V. 173, P. 159-189.
13. Cantwell B., Allen G. Transition and mixing in impulsively started jets and vortex rings / Proc. IUTAM Symposium on Turbulence and Chaotic Phenomena in Fluids / Ed. by T. Tatsumi – Kyoto, 1984, P. 123-132.
14. Couder Y., Basdevant C. Experimental and numerical study of vortex couples in two dimensional flows // J. Fluid Mech., 1986, V. 173, P. 225-251.
15. Fincham A., Spedding G. Low cost, high resolution DPIV for measurement of turbulent fluid flow // Experiments in Fluids., 1997, V. 23, № 6, P. 449-462.
16. Fl r J., van Heijst G. An experimental study of dipolar vortex structures in a stratified fluid // J. Fluid Mech., 1994, V. 279, P. 101-133.
17. Huld T., Nielsen A., Peseli H., Rasmussen J. Coherent structures in two-dimensional plasma turbulence // Phys. Fluids B 3, 1991, V. 3, issue 7, P.1609 (1-17).

18. *Neely T., Samson E., Bradley A., Davis M., Anderson B.* Observation of vortex dipoles in oblate Bose-Einstein condensate // *Phys. Rev. Letters*, 2010, V. 104, issue 16, P.160401 (1-4).
19. *Nguyen Duc J., Sommeria J.* Experimental characterization of steady two dimensional vortex couples // *J. Fluid Mech.*, 1988, V. 192, P.175-192.
20. *Stanaway S., Cantwell B., Spalart P.* A numerical study of viscous vortex rings using a spectral method –Florida: NASA, 1988, 169 p.
21. *Stern M., Voropaev S.* Formation of vorticity fronts in shear flow // *Phys. Fluids*, 1984, V. 27, № 4, P. 848-855.
22. *Voropaev S.* Free jet and frontogenesis in shear flow –Woods Hole: Woods Hole Oceanographic Institution, 1983, 27 p.