

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ВИХРЕВЫЕ И ПЛАЗМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ В ЗАКРУЧЕННОМ ПОТОКЕ

¹Горбунова А.О., ¹И.П.Завершинский, ¹Е.Я.Коган,
^{1;2}Н.Е.Молевич, ^{1;2}Д.П.Порфирьев

¹Самарский государственный аэрокосмический университет

E-mail: zav@smr.ru

²Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН

Аннотация. Проведена классификация режимов закрученных течений в зависимости от управляющих параметров. Показано, что области существования различных типов одноэлектродного ВЧЕ - разряда качественно совпадают с областями существования различных типов закрученного течения. С помощью численного моделирования рассчитана нестационарная структура течения, характеризующаяся возникновением прецессирующего вихревого ядра. Найдена зависимость частоты прецессии от массового расхода газа и мощности источника тепловыделения.

Экспериментальные и теоретические исследования пространственно-временной структуры закрученных потоков демонстрируют интенсивное структурообразование в этих течениях [1,2]. Образование крупномасштабных вихревых структур (КВС) обусловлено наличием ряда неустойчивостей закрученных потоков. Есть два типа неустойчивостей, формирующихся в таких системах. Неустойчивости первого типа - градиентные, связанные с формированием профилей с сильными градиентами – неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, центробежная неустойчивость и неустойчивость Релея-Тейлора [3]. Неустойчивости второго типа связаны с наличием неравновесного заселения внутренних степеней свободы. К настоящему времени изучена устойчивость ряда модельных течений с кусочно-непрерывной аппроксимацией профилей, таких как вихрь Рэнкина и вихрь с квазитвёрдым вращением с осевым течением [3,4]. Показано, что дисперсионные кривые имеют вид характерный для волн отрицательной энергии [5], так что в докритической области значений волновых чисел существуют две нейтрально устойчивые волны, а в сверхкритической области – неустойчивая волна.

Необходимость изучения КВС, возникающего при закрутке потока, диктуется как необходимостью решения фундаментальных задач, так и множеством прикладных проблем, где необходимо

определить параметры вихревого течения, прежде всего, в присутствии источников тепловыделения, Одной из практически важных областей приложения теории закрученных течений является плазменная газодинамика вихревых газоразрядных установок, включая вихревые плазмотроны и вихревые электроразрядные лазеры, вихревые генераторы водорода и плазменную аэродинамику.

Условия возникновения градиентных неустойчивостей и КВС в закрученных потоках сильно зависят от типа формирующегося течения. Для классификации режимов закрученных течений проведен расчет структуры течения и теплового поля в трубке, параметры которой, а также параметры завихрителя и локализованного объёмного источника нагрева, моделирующего тепловыделение в разряде, соответствовали экспериментальным [6]. Расчет проводился с использованием программного комплекса AMSYS FLUENT 14.0. Исходные уравнения включают осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье-Стокса (RANS) и уравнение энергии

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_i v_j)}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right],$$

$$\frac{\partial(\rho E + P)}{\partial t} + \frac{\partial[v_i(\rho E + P)]}{\partial x_i} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\kappa + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[v_i \mu_{eff} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} + \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \right) \right] + N(r, z).$$

Здесь v_r, v_φ, v_z – радиальная, тангенциальная и аксиальная компоненты скорости течения, соответственно, E, P и T – объемная плотность энергии, давление и температура газа, N – мощность источника, c_p – теплоемкость при постоянном давлении, μ, μ_{eff} – коэффициенты турбулентной и эффективной вязкости, κ – коэффициент теплопроводности, Pr_t – турбулентное число Прандтля. Для замыкания этих уравнений применялся метод отсоединенных вихрей на основе моделей турбулентности Спаларта-Аллмараса SST и k- ω . Система дополнялась начальными условиями $v_{r;\varphi;z}(r, \varphi, z, 0), T(r, \varphi, z, 0) = T_0, \rho(r, \varphi, z, 0) = \rho_0$. На аксиальном и тангенциальных входах завихрителя в пакете FLUENT определялись значения добавочного давления, обеспечивающие требуемые величины тангенциального и аксиального массовых расходов Q_t и Q_{ax} . Суммарный массовый расход газа $Q = Q_t + Q_{ax}$ считался неизменным. На боковых стенках использовались условия

$v_{r;\varphi;z}(R, z, \varphi, t), T(R, z, \varphi, t) = T_0, \rho(R, z, \varphi, t) = \rho_0$. Здесь L и R – длина и радиус трубки, соответственно, T_0 и ρ_0 – невозмущенные значения температуры и плотности газа.

Дискретизация пространственных операторов дифференциальных уравнений выполнена со вторым порядком точности. Для расчета конвективных слагаемых применялась разностная схема третьего порядка MUSCL. Расчеты проводились в режиме нестационарного трёхмерного закрученного потока.

Изучалась структура потока для различных мощностей и типов локализации функции $N(r, z)$. По результатам численного эксперимента была проведена классификация режимов течения на плоскости (Q_t, Q_{ax}) . Соответствующая параметрическая диаграмма приведена на рис.1. В области 1 в приосевой зоне существует развитый противоток, возникающий у открытого конца трубки и занимающий всю ее длину, а в области 3 имеет место режим прямого течения. В области 2 между кривыми U и D имеет место промежуточный режим. На рис. 1 приведены контуры аксиальной скорости течения, показывающие расположение и размер зон противотока в указанных случаях. Расчеты также показали, что в трубках, где скорости течения достаточно велики, присутствие источников нагрева слабо меняет условия возникновения рециркуляционных зон. Кроме того, для сравнения с экспериментальными данными на рис. 1 показаны найденные в [7,8] области существования шнуrowого (выше заштрихованной зоны) и филаментарного (ниже заштрихованной зоны) разрядов на плоскости (Q_t, Q_{ax}) . В заштрихованной зоне одновременно существуют факельный разряд вблизи оси трубки и коронный во внешней части потока. Проведенные расчеты показали хорошее совпадение зон развитого противотока и прямого течения с экспериментально полученными областями существования шнуrowого и коронного разрядов соответственно.

Развитие возмущений на нелинейной стадии развития приводит к возникновению явления распада вихря, а также к возникновению так называемого прецессирующего вихревого ядра (ПВЯ). Течение с ПВЯ характеризуется наличием обширной приосевой зоны рециркуляции с высокими скоростями обратного течения [1].

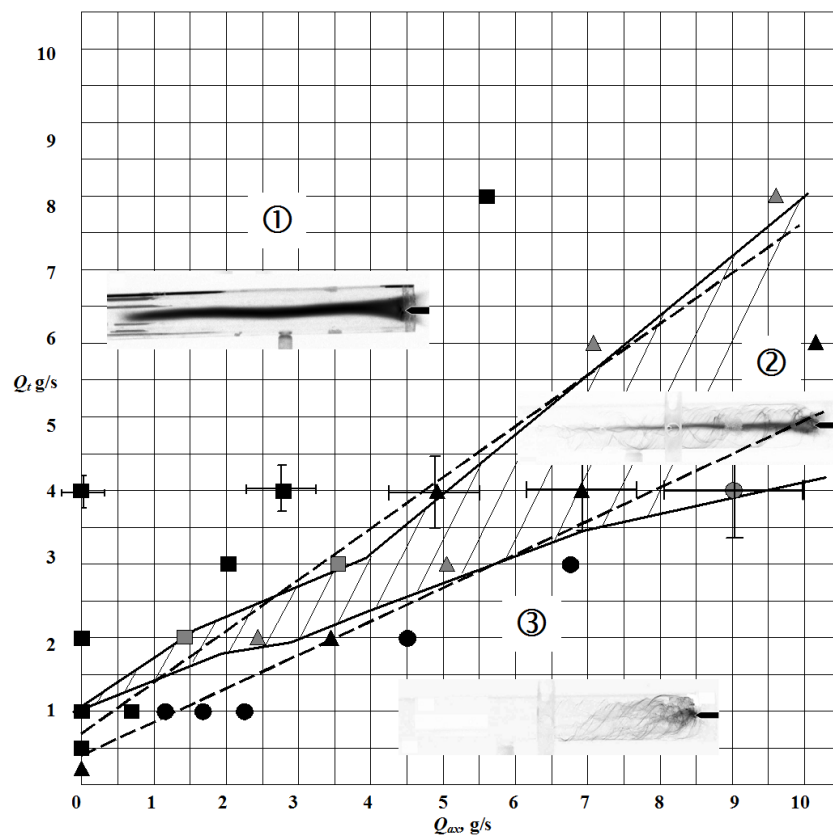


Рис. 1. Теоретически рассчитанные области существования различных типов закрученного течения в трубе. Зоны 1, 2 и 3 – зоны развитого противотока, промежуточная зона и зона прямого течения соответственно. Заштрихованная область между сплошными линиями разделяет экспериментально определенные области существования ВЧЕ разряда в шнуровой и филаментарной форме по данным [8].

Численный эксперимент показал, что прецессия вихревого ядра имеет место в области значений Q_b , Q_{ax} соответствующих существованию областей противотока, что соответствует известным данным. Исследована зависимость частоты прецессии от массового расхода газа и мощности источника нагрева и амплитуды прецессии от мощности источника нагрева. Частота прецессии определялась путем построения спектра осевой и тангенциальной

скоростей, а также плотности и давления. Для этого снималась зависимость параметров потока от времени. Было показано, что при $z = const$ значение частоты не зависит от радиальной координаты. К полученным данным применялось быстрое преобразование Фурье, реализованное в пакете Matlab, и строились спектры колебаний газодинамических величин. Было показано, что частоте прецессии соответствует спектральный пик максимальной амплитуды и минимальной частоты. Расчеты показали, что направление вращения ядра совпадает с направлением вращения основного потока, а ось винта закручена против основного течения.

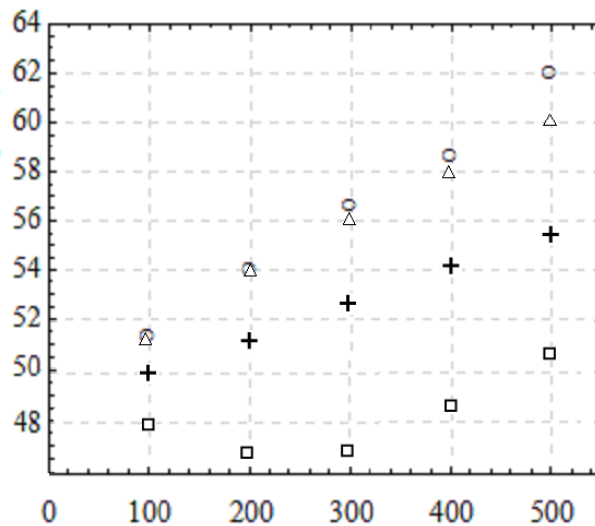


Рис. 2. Частота прецессии в зависимости от мощности источника, рассчитанная с использованием модели Спаларта-Аллмараса. Левый край источника $z_0 = 11$ см (кружки), $z_0 = 21$ см (треугольники), and $z_0 = 31$ см (квадратики). Кресты соответствуют результатам линейного анализа устойчивости. Тангенциальный расход 2 г/с, аксиальный расход отсутствует.

Полученные данные позволили определить зависимости частоты прецессии от массового расхода газа. В частности, показано, что при фиксированных мощности источника и параметре закрутки частота прецессии растет с ростом массового расхода газа, что совпадает с известными результатами [1,9].

Численный эксперимент также показал, что частота прецессии растет при увеличении мощности источника, рис.2. Полученные зависимости частоты прецессии от мощности источника подобны зависимостям частоты прецессии от массового расхода газовой фазы для газо-жидкостных потоков [10], где возбуждение закрученного потока приводит к появлению приосевой области пониженной плотности. Результат качественно коррелирует с зависимостью частоты изгибной моды от скачка плотности газа [11].

Работа поддержана Минобрнауки РФ в рамках в рамках Программы повышения конкурентоспособности 2013-2020 и Государственного задания вузам и научным организациям в сфере научной деятельности, проекты № 102, 608, 1451, грантами РФФИ 13-01-97001, 13-01-97005, 14-02-97030 р_поволжье_a.

Литература

1. С.В. Алексеенко, П.А. Куйбин, В.Л. Окулов Введение в теорию концентрированных вихрей. Новосибирск: Институт теплофизики СО РАН, 2003. 504с.
2. N. Syred // Prog. Energy. Combust. Sci., 2006, v.32, p. 93-161.
3. F. Gallaire Instability mechanisms in swirling flows // Phys. Fluids, 2003, V.15, N.9, P.2622-2639.
4. R. Fernandez-Feria // Phys. Fluids, 2002, v.14, p. 133-141.
5. Н.Е.Молевич, А.Н.Ораевский // Труды ФИАН СССР, 1992, т. 222, с.45-95.
6. A. Klimov, V. Bitiurin, B. Tolkunov, I. Moralev, M. Plotnikova, K. Minko, N. Molevich, I. Zavershinsky // Paper AIAA 2009-1046.
7. Моралев И.А. Взаимодействие газоразрядной плазмы с закрученными течениями. Дисс. на соиск. уч. ст. к.ф.-м.н. Москва. ОИВТ РАН. 2010. 160 с.
8. Моралев И.А., Климов А.И., Преображенский Д.С., Толкунов Б.Н., Кутлалиев В.А. // ТВТ. 2010. т.48, №1 (доп.), с. 136-141.
9. Fernandes E.C., Heitor M.V., Shtork S.I. // Experiments in Fluids 2006, v. 40, p. 177–187.
10. Дектерев А.А., Гаврилов А.А., Дектерев А.А. // Сб. трудов Межд. конф. «Современные проблемы прикладной математики и механики: теория, эксперимент и приложения». Новосибирск, 30.05 – 4.06. 2011, с.1-6.
11. Uberoi M.S., Chow C.Y., Narain J.P. // Phys. Fluids, 1972, v. 15, p. 1718-1727.