

3. М и л о в и ч А.Я. Основы гидромеханики. М., Госэнергоиздат, 1964.
4. А б р а м о в и ч Г.Н. Прикладная газовая динамика. М.-Л., "Наука", 1951.
5. В у л и с Л.А., У с т и м е н к о Б.П. Сб. "Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных устройствах". М.-Л., Госэнергоиздат, 1958, с. 176-187.
6. Tolbot L. *Laminar Swirling Pipe Flow*, "Journal of Applied Mechanics", 1954, v.21, №1, p. 1-7 (перевод. Бюро переводов", ВИНТИ, №76819/9).
7. Б о р о д и н В.А., Д и т я к и н Ю.Ф., К л я ч к о Л.А., Я г о д к и н В.И. Распыливание жидкостей. М., "Машиностроение", 1967.
8. Л о й ц я н с к и й Л.Г. Механика жидкости и газа. М., "Наука", 1970.
9. Н а х а п е т я н Е.А. Сб. "Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных устройствах. М.-Л., Госэнергоиздат, 1958, с. 150-165.

П.С. Куц, В.А. Долгушев

ТАНГЕНЦИАЛЬНАЯ ЗАКРУТКА СТРУИ

Принятые обозначения

- ρ - плотность жидкости
- ν - кинематическая вязкость жидкости
- μ - коэффициент динамической вязкости
- v, w, u - радиальная, тангенциальная и осевая составляющие скорости жидкости
- P - гидродинамическое давление
- R - радиус камеры
- a - ширина тангенциального патрубка
- K_a - число тангенциальных патрубков
- $w_{\text{ср}}$ - средняя скорость в тангенциальном вводе

φ_x - угол между вектором скорости потока и осью трубы

φ_z - угол между вектором скорости потока и радиусом трубы

$\varphi_{mx}, \varphi_{mz}$ - угол между направлением тангенциального ввода и соответственно осью и радиусом трубы

В настоящее время для интенсификации процессов тепло- и массообмена в различных аппаратах широко применяется метод закрутки струй. В исследованиях закономерностей гидродинамики этих аппаратов используются в большинстве работ модели, основанные на следующих физических гипотезах:

модели плоского вихря [1], [2];

модели полой закрученной струи [3], [4];

модели преобразования свободного вихря в вынужденный вихрь [5], [6], [7].

На недостатки теоретических исследований с использованием этих гипотез указывалось в целом ряде работ и, в частности, [8].

В данной работе в основу изучения закономерностей закрутки положена более совершенная гипотеза физического процесса возникновения во входном сечении трубы вихревого течения и преобразования его в вынужденный вихрь, что реализует следующую физическую постановку задачи: в цилиндрическую камеру на некотором расстоянии от глухой торцевой стенки тангенциально вдувается струя, которая закручивает жидкость в камере.

Такая схема течения наглядно объяснима физически и строго описывается системой уравнений. На данном этапе, предполагая, что течение изотермично, а свойства жидкости постоянны, используем осесимметричную систему из уравнений Навье-Стокса и неразрывности, приведенную преобразованием $u = \frac{1}{z} \frac{\partial \psi}{\partial z}$, $v = -\frac{1}{z} \frac{\partial \psi}{\partial x}$, $G = \frac{1}{z} \omega$, $\omega = \frac{1}{z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial v}{\partial x} \right)$ к виду

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = \frac{1}{z} \frac{\partial \psi}{\partial z} + z^2 \omega; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{z^2}{Re} \frac{\partial \omega}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{z^3}{Re} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right) = \quad (2)$$

$$= z^2 \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial x} - z^2 \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \omega}{\partial z} + z^3 \frac{\partial (G^2)}{\partial x};$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{z^3}{Re} \frac{\partial G}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{z^3}{Re} \frac{\partial G}{\partial z} \right) =$$

$$= z^2 \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial G}{\partial x} - z^2 \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial G}{\partial z} - 2z \frac{\partial \psi}{\partial x} G. \quad (3)$$

В исходной системе уравнений пронормировано x , z с помощью R ; v , w , $u = w_{\theta x}$; $p = \rho w_{\theta x}^2$, и число Рейнольдса определяется как $Re = w_{\theta x} R / \nu$. Тогда z и x изменяются соответственно в областях $0 \leq z \leq 1$, $0 \leq x \leq x_0$, а подобласть $x_m \leq x \leq x_p$ занимает тангенциальное сопло. Координаты сеточных узлов изменяются в интервалах $1 \leq j \leq JR$, $1 \leq i \leq Ix$.

Область решения ограничена прямоугольником, одна сторона которого лежит на оси симметрии камеры, другая - на образующей, третья - на глухой торцевой стенке, а четвертая - в эксперименте отодвигается на расстояние, с которого вязкая несжимаемая жидкость вращается по закону твердого тела (вынужденный вихрь) [5]-[8]. По оси x цилиндрической системы координат обозначаем расстояние, измеряемое вдоль оси симметрии от глухой торцевой стенки, а через z - расстояние от оси трубы в радиальном направлении.

В нашем случае основная трудность постановки заключается в задании граничных условий, конкретизирующих факт тангенциального ввода. Возможности тангенциального подвода жидкости в трубу весьма разнообразны. Подвод можно осуществлять через одно, несколько отверстий или по всей периферии трубы. Отверстия могут иметь круглую, овальную или прямоугольную форму поперечного сечения, при этом возможно различное распределение подводящей жидкости по периметру поперечного сечения трубы и ее длине, а также отклонение от тангенциальности ввода (φ_{m1} , φ_{m2}). Учитывая то обстоятельство, что конфигурация сечения тангенциальных сопел, количество их не оказывает решающего влияния на аэродинамику газовых потоков в вихревой камере [9], а само течение носит осесимметричный характер, который сохраняется даже в случае одного тангенциального ввода [10][12], можно представить на участке входного патрубка равномерное среднее распределение скорости

$$u = \cos \varphi_x; \quad v = -\cos \varphi_z, \quad w = \varepsilon_w, \quad (4)$$

где φ_x и φ_z определяются в зависимости от параметров конструкции φ_{m1} , φ_{m2} , R , a , κ_a [12]. На выходе задаются условия вращения твердого тела, на оси симметрии и твердых стенках - общепринятые условия. Таким образом, получается полностью определенная модель ограниченного стенками тангенциально закручиваемого течения.

Граничные условия после преобразования к функциям ψ, ϱ, ω :

а) на входе $x_m \leq x \leq x_p - \psi(x, 1) = \cos \varphi_2(x - x_m),$

$$G(x, 1) = \varepsilon_w, \quad \omega(x, 1) = 0; \quad (5)$$

б) на выходе $0 \leq z \leq 1 - \psi(x_0, z) = \psi(x, 1)z^2,$

$$G(x_0, z) = G(x, 1), \quad \frac{\partial \omega(x_0, z)}{\partial x} = 0; \quad (6)$$

в) на стенках $0 \leq x \leq x_m - \psi(x, 1) = \psi(x_m, 1),$

для $x_p \leq x \leq x_0 - \psi(x, 1) = \psi(x_p, 1)$ и для обоих интервалов $G(x, 1) = 0.$

$$\omega_{i,jR} = \frac{3}{\rho z_{jR} (\Delta z_{jR})^2} (\psi_{i,jR} - \psi_{i,jR-1}) - 0,5 \omega_{i,jR-1}$$

а) для $0 \leq z \leq 1 - \psi(0, z) = \psi(x_m, 1), \quad \varrho(0, z) = 0.$

$$\omega_{i,j} = \frac{3}{(\rho z_j (\Delta x_j))^2} (\psi_{i,j} - \psi_{i,j-1}) - 0,5 \omega_{i,j-1}; \quad (7)$$

г) на оси симметрии $0 \leq x \leq x_0 - \psi(x, 0) = \psi(x_m, 1),$

$$G(x, 0) = 0, \quad \omega_{i,1} = \omega_{i,2} + (z_2 - z_1) / (z_3 - z_2) (\omega_{i,2} - \omega_{i,3}). \quad (8)$$

Стационарная задача решалась численно методом установления.

Была выбрана однородная разностная схема переменных направлений 2-го порядка точности, которая является обобщением на нерегулярный шаблон схемы, разработанной в работе (13).

В численных экспериментах оценивалось влияние числа Рейнольдса, которое варьировалось от 1 до 66000. Сложную структуру вихревого течения формирует, в основном, эффект закрутки, сущность которого - центробежная сила и силы, связанные с градиентами у тангенциальной составляющей скорости, создают положительный градиент давления в направлении течения (рис.1). Закрутка стабилизировала присоединенный к образующей камере вихрь, который всегда возникал на кромке входа при интенсивной подаче жидкости, в то же время образовала возвратное течение в центральной части.

Для ясности анализа заметим, что увеличение числа Рейнольдса в большей мере влекло увеличение крутки, так как из-за конструктивных особенностей камеры $w_{\delta x}$ преобразовывалась в v, w в соотношении 0,3:0,7.

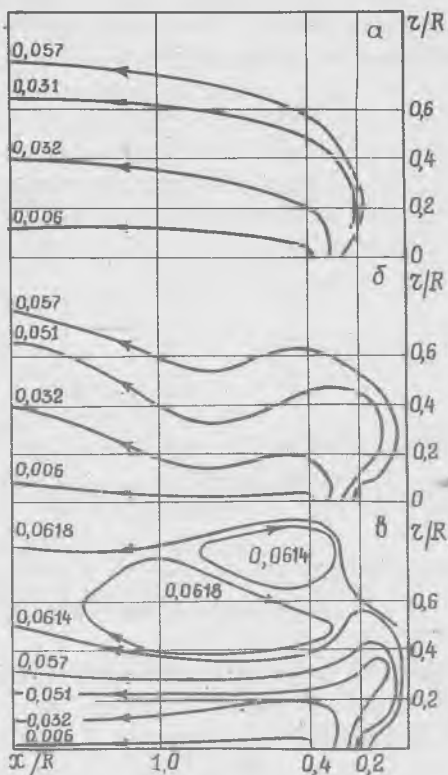
На рис.1а мы еще не обнаруживаем влияния крутки на структуру потока, число Рейнольдса всего 10, скорость незначительна, давление постоянно, слоистое течение заполняет весь объем.

С увеличением числа Рейнольдса растет скорость тангенциальной составляющей, соответственно возникает градиент давления, который,

в свою очередь, оказывает влияние на структуру потока, смещая течение на периферию камеры. Однако вязкое трение начинает гасить интенсивность крутки и течение постепенно возвращается обратно к центру, стремясь заполнить все сечение (рис. I, б).

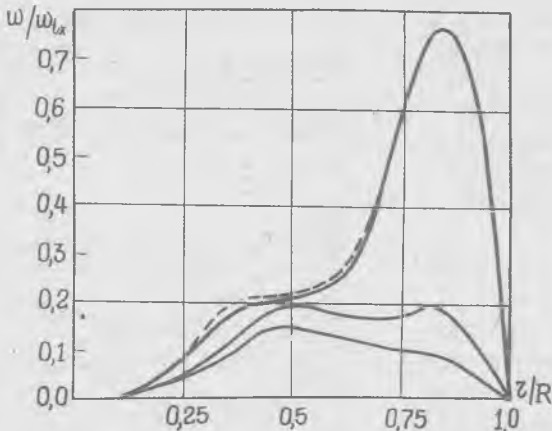
При значительной интенсивности процесса $Re = 66000$, у образующей возникают большие тангенциальные скорости, которые под влиянием вязкого трения постепенно затухают, что приводит к значительным градиентам давления, которые становятся достаточно большими для того, чтобы вызвать обратное течение вдоль оси. На рис. I, в приведена картина полностью развитого вихревого течения. Только здесь вместо обратных токов возникают осевые вихри, так как граничные условия на выходе не допускают подсосывания. Качественная картина, полученная теоретически, хорошо согласуется с классической картиной, выявленной на протяжении ряда десятилетий экспериментальными исследованиями, что подтверждает корректность положенной в основу исследований физической гипотезы.

В большинстве теоретических работ по вихревому течению принимают во внимание лишь тангенциальную составляющую скорости и, кроме того, для упрощения задачи рассматривают граничное условие на входе в виде вынужденного вихря, целиком заполняющего все сечение тру-



Р и с. I. Влияние числа Рейнольдса на структуру вихревого течения, изолинии тока при $Re=10$ (а); $Re=1000$ (б), $Re=66000$ (в)

бы. На рис. 2 представлены профили тангенциальной составляющей скорости в сечении входа и на некотором удалении от него. Хорошо заметна кинетика затухания крутки, обусловленная вязким трением.



Р и с. 2. Профили тангенциальной составляющей соответственно в сечениях $\alpha = 0,5$; $1,0$; $1,4$ (пунктиром обозначен результат для сравнения, полученный на сетке 63×30)

Профиль, полученный теоретически, значительно отличается от профиля, составленного по закону вынужденного вихря в центре и свободного вихря на периферии, и аппроксимация функциями для $0 \leq r \leq r_g - w/r = const$, для $r_g \leq r \leq R - w r = const$ явно неудовлетворительна, характер кривизны у кривых различный.

Следует указать на принципиальное различие вихревых течений после вращающейся трубы и тангенциальных завихрителей. Только в первом случае при стабилизации потока вращение жидкости устанавливается по закону твердого тела, т.е. вынужденного вихря. В объяснении этого различия лежат решения многих проблем так же, как в случае известного "эффекта чайнок". Поведение чайнок зависит от того, вращается ли жидкость вместе со стаканом или в неподвижном стакане, в последнем случае из-за вторичных вихрей чайники собираются в центре.

В заключении остановимся на факте разноопределения экспериментаторами положения радиуса вихря, который одни определяют ближе к центру камеры $r_g \approx 0,3 R$, другие — на периферии $r_g \approx 0,7 R$.

Различие такого характера объясняется наличием у тангенциальной составляющей двух характерных точек экстремумов, положение которых совпадает с z_0 , отмечаемых экспериментаторами.

При движении жидкости вдоль камеры под влиянием вязкого трения пик на периферии вырождается значительно интенсивнее внутреннего и в продолжении этого процесса наступает момент, когда остается только внутренний пик. Поэтому в сечении тангенциальных входов более ярко выражен периферийный пик, а на некотором удалении - внутренний.

Л и т е р а т у р а

1. Иванов Ю.А., Кацнельсон В.Д., Павлов В.А. Сб. "Аэродинамика и теплопередача в котельнотопочных процессах". М., Гостоптехиздат, 1958.

2. Ляховский Д.П., Сб. "Аэродинамика и теплопередача в котельных процессах". М., Гостоптехиздат, 1958.

3. Вулис Л.А., Устименко Б.П. Об аэродинамике циклонной топочной камеры. "Теплоэнергетика", 1954, №9.

4. Штым А.М., Михайлов П.М. К аэродинамике закрученного потока в циклонно-вихревых камерах. Изв. вузов, "Энергетика", 1965, №11.

5. Вулис А.И., Кострица А.А. Элементарная теория эффекта Ранка. "Теплоэнергетика", 1962, №10.

6. Дубинский М.Г. Вихревой энергоразделитель потока. Изв. АН СССР, ОТН, 1962, №10.

7. Reynolds A.Y. *Angew 2. On the Dynamics of Turbulent Vortical Flow Math and Phys, vol 12, 1961, n2.*

8. Мёркулов А.П., Вихревой эффект и его применение в технике. М., "Машиностроение", 1969.

9. Балухев Е.Д., Троянкин Ю.В. Влияние конструктивных параметров на аэродинамику циклонных камер. "Теплоэнергетика", 1967, №2.

10. Иванов Ю.А., Кацнельсон В.Д., Павлов В.А. Сб. "Аэродинамика и теплопередача в котельных процессах". М., Гостоптехиздат, 1958.

11. Михайлов П.М., Сабуров Э.Н. К аэродинамике вихревых нагревательных устройств. Изв. Вузов, "Энергетика", 1966, № 10.

12. Долгушев В.А., Кабалдин Г.С. Сб. "Теплофизика и технология сушильно-термических процессов" Минск, ИТМО АН БССР, 1974.

13. Римек Ф.Ф. Метод переменных направлений для решений параболических уравнений с конвективным членом. ИФЖ, XXI, 1971, №5.

В.И. Климов, П.А. Сидоров

К РАСЧЕТУ ДВИЖЕНИЯ И ИСПАРЕНИЯ КАПЛИ ТОПЛИВА
В КРУГОВОМ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА
ВИХРЕВОГО КАРБЮРАТОРА

Принятые обозначения

τ - время, сек

φ - угол положения радиуса вектора, град

z - радиус-вектор, мм

α, β - расчетные углы, град

d_{k0} - начальный диаметр капли, мм

d_{ki} - текущий диаметр капли, мм

v_k - скорость движения капли и её тангенциальная и радиальная

$(v_{k\varphi}, v_{kz})$ - составляющие, м/сек

ω - угловая скорость, 1/сек

v_v - скорость потока, м/сек

ρ_k - плотность капли, кг/м³

ρ_B - плотность воздуха, кг/м³

ν_B - кинематическая вязкость воздуха, м²/сек

$Re(Re_\varphi, Re_z)$ - число Рейнольдса

$C_x(C_{x\varphi}, C_{xz})$ - коэффициент сопротивления