

ФИЗИЧЕСКОЕ И ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ И КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В ЦИКЛОННЫХ РЕЦИРКУЛЯЦИОННЫХ УСТРОЙСТВАХ

АННОТАЦИЯ

Использование закрученного высокотурбулентного потока газов в циклонных нагревательных устройствах благодаря высокому уровню конвективного теплообмена и большой кратности внутренней рециркуляции позволяет повысить равномерность нагрева изделий и уменьшить требуемый температурный напор. Но при термообработке пустотелых толстостенных изделий или садки, составленной из нескольких заготовок, может возникнуть существенная неравномерность прогрета, связанная с изменением интенсивности теплоотдачи по периметру изделия и переизлучением теплоты со стен печи. В работе рассмотрено возможное решение данной проблемы за счет организации внешней рециркуляции газов из пристенной области циклонной камеры в приосевую, обусловленную наличием радиального перепада давления.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для предотвращения появления трещин нагрев «массивных» тел должен протекать с ограниченной интенсивностью [3], поэтому для обеспечения наибольшей скорости термообработки необходимо обеспечить равномерность теплоподвода по всей поверхности заготовки. Решение данной проблемы позволит увеличить производительность печи, уменьшить расход топлива и потери металла с окалиной. Таким образом, для рассмотренных выше случаев нагрева актуальной является задача изменения интенсивности подвода теплоты отдельно для внутренней (обращенной к оси) и внешней (обращенной к боковой стенке) поверхностей изделия.

В циклонных устройствах тангенциальная компонента скорости течения газов в пределах ядра закрученного потока является наибольшей и поэтому ее следует считать основной. Из уравнения радиального равновесия можно сделать вывод, что необходимым условием существования плоского кругового течения является равенство центробежной силы и радиального градиента давления, имеюще-

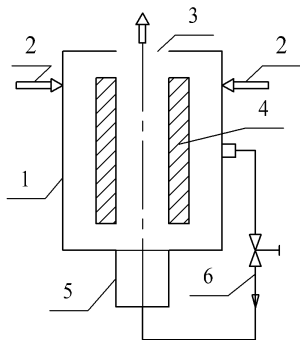


Рис.1. Схема циклонного устройства с внешней рециркуляцией, загруженной пустотелой цилиндрической заготовкой

го направление от оси к боковой стенке камеры.

Если в конструкции циклонного устройства предусмотреть канал 6, соединяющий боковую стенку и приосевую зону (см. рис.1), можно за счет перепада давления в циклонной камере создавать рециркуляционный переток газов. Таким образом, у внутренней поверхности пустотелой массивной заготовки или садки, составленной из нескольких заготовок, можно изменять величину полной скорости греющего потока и соответственно интенсивность конвективного теплообмена.

2. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ И КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

Исследование влияния величины внешней рециркуляции и способа ввода рециркуляционного воздуха на уровень теплоотдачи к пустотелому цилиндру было выполнено численным моделированием на платформе OpenFOAM. Для проверки правильности полученных расчетных значений произведено сопоставление с экспериментальными данными по аэродинамике незагруженной циклонной камеры [1] и конвективному теплообмену осесимметричной цилиндрической заготовки (вставки) [2].

Во всех случаях для замыкания осредненных по времени уравнений Навье-Стокса применялась модель турбулентности Спаларта-Аллмараса с поправкой на кривизну линий тока (SARC) [4]. Для численного моделирования использовались геометрические характеристики расчетных моделей, равные параметрам экспериментальных установок [1,2], гексаэдральные расчетные сетки с количеством ячеек $\sim 10^6$, нестационарный метод PIMPLE и схемы дискретизации дифференциальных уравнений второго порядка точности.

При расчете конвективного теплообмена расчетная сетка дополнительно измельчалась вблизи вставки: расстояние от ее поверхности до центра ближайшей ячейки составляло $y^+ < 1$.

На рис.2 выполнено сопоставление радиального распределения безразмерной тангенциальной скорости в незагруженной циклонной камере, полученного экспериментальным [1] и расчетным путем при $\bar{a}_{\text{вых}}=0.3$. На рис.3 представлено аналогичное сравнение данных по конвективному теплообмену к цилиндрической заготовке, экспериментальные данные взяты из работы [2]. При определении чи-

сел подобия $Nu=(\alpha d_b)/\lambda$ и $Re_{\phi m}=(w_{\phi m} d_b)/\nu$ в качестве линейного масштаба использовался диаметр заготовки d_b , в качестве скоростного масштаба — максимальная тангенциальная скорость $w_{\phi m}$. Как видно из рис. 2, 3 расчетные данные вполне удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента.

Исследование влияния внешней рециркуляции на интенсивность конвективного теплообмена на поверхности соосной пустотелой заготовки (см. рис.1) было выполнено при следующих геометрических и режимных характеристиках: диаметр камеры 1 $D_k=201$ мм, длина $L_k=315$ мм, длина по образующей и ширина двух тангенциальных входных каналов 2 $l_{вх}=60.7$ мм и $h_{вх}=25$ мм соответственно, диаметр выходного отверстия 3 $d_{вых}=60.3$ мм, наружный диаметр заготовки 4 $d_{в.внш}=84$ мм, внутренний диаметр $d_{в.внутр}=62$ мм, диаметр камеры смещения 5 — $d_{кс}=60$ мм, расстояние между заготовкой и торцами составляло 30 мм. Скорость входа была неизменной и составляла $v_{вх}=10$ м/с, температура заготовки была принята равной 100 °С, входная температура - 20 °С. Коэффициент саморезициркуляции $k_c=Q_{реци}/Q_{вх}$ мог изменяться в диапазоне $k_c=0...0.45$. Параметры численного моделирования оставались прежними.

На рис.4 показано изменение средних коэффициентов теплоотдачи на внешней α_1 и внутренней α_2 поверхностях заготовки (отнесенных к соответствующим значениям α при $k_c=0$) в зависимости от k_c при вводе рециркуляционного воздуха аксиально и через тангенциальный закручиватель. Как видно из рисунка, при увеличении k_c значение α_1 сохраняется практически неизменным, а величина α_2 может монотонно убывать (при аксиальном вводе) или возрастать (при наличии закрутки). При $k_c=0.45$ и аксиальном вводе рециркуляционного воздуха суммарный коэффициент сопротивления камеры $\zeta_{вх}$ уменьшается на 40% по сравнению с камерой без внешней рециркуляции, а при использовании тангенциального закручивателя $\zeta_{вх}$ остается неизменным.

Таким образом показано, что с помощью внешней рециркуляции газов в циклонном нагреватель-

ном устройстве можно управлять теплоподводом на поверхностях одиночной пустотелой заготовки и таким образом способствовать повышению равномерности нагрева и производительности печной установки.

3. АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ

С точки зрения анализа влияния величины отбора газа с боковой стенки на аэродинамику циклонного устройства и обобщения экспериментальных данных [1], важной задачей является получение расчетной зависимости вида $w_{\phi}=f(k_c, r)$. С её использованием можно определить основные аэродинамические характеристики устройства: распределения полного и статического давления по радиусу, статические давления на оси и стенке камеры, коэффициенты сопротивления, аэродинамической эффективности [2] и др.

Аналитическое распределение тангенциальной скорости найдено при следующих допущениях: 1) поток осесимметричный, стационарный, несжимаемый; 3) турбулентная вязкость ν_t не изменяется по радиусу и значительно превышает молекулярную.

Запишем уравнение движения для тангенциальной компоненты скорости и сплошности потока в цилиндрических координатах с учетом принятых допущений:

$$w_r \frac{dw_{\phi}}{dr} + \frac{w_{\phi} w_r}{r} = \nu_t \left(\frac{d^2 w_{\phi}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dw_{\phi}}{dr} - \frac{w_{\phi}}{r^2} \right); \quad (1)$$

$$\frac{d(rw_r)}{dr} + r \frac{dw_z}{dz} = 0. \quad (2)$$

Решение системы уравнений (1,2) выполним двумя способами: 1) предполагая, что w_z во внутренней зоне ядра ($0 < r < r_{\text{вых}}$) возрастает линейно по высоте от глухого торца к диафрагмированному, а во внешней зоне ($r_{\text{вых}} < r < r_{\text{я}}$) она равна нулю; 2) принимая, что течение в ядре носит спиралевидный характер с постоянным углом закручивания, в таком случае $a=w_r/w_{\phi}=\text{const}$.

Решение системы уравнений (1,2) первым способом основано на подходах, изложенных в работе

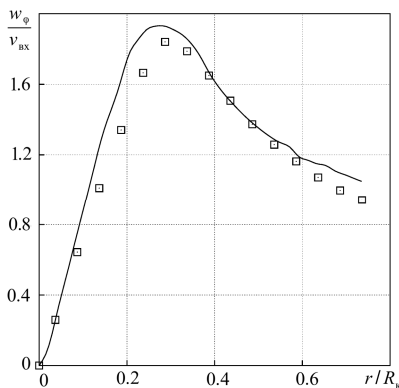


Рис.2. Радиальное распределение тангенциальной скорости в объеме циклонного устройства: □ - экспериментальные данные, линия - численное моделирование

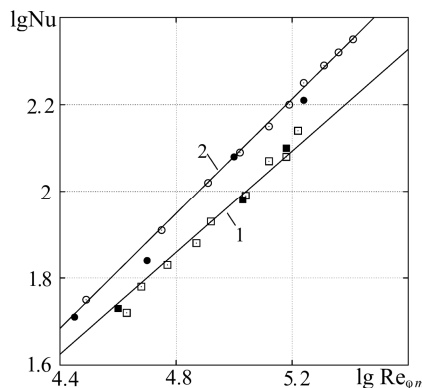


Рис.3 Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по средней теплоотдаче вставки: 1) $\bar{d}_{\text{вых}}=d_{\text{вых}}/D_k=0.2$, $\bar{d}_b=d_b/D_k=0.342$; 2) $\bar{d}_{\text{вых}}=0.3$, $\bar{d}_b=0.419$; □ - экспериментальные данные, ■ - расчет

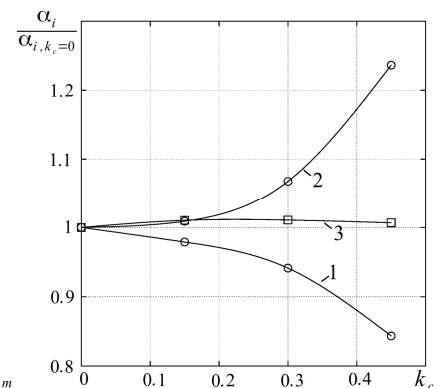


Рис.4. Влияние k_c на относительную теплоотдачу поверхностей полой вставки: 1 - внутренняя (без закрутки воздуха), 2 - внутренняя (с закруткой воздуха) ($i=2$); 3 - внешняя ($i=1$)

[5]. Перепишем уравнение (1) через $w_\varphi r$ и приведем к безразмерному виду, используя выражения $\bar{w}_\varphi = w_\varphi / w_{\varphi, \text{вых}}$, $\psi = r / r_{\text{вых}}$; введём в рассмотрение безразмерный комплекс - радиальное турбулентное число Рейнольдса $Re_r = w_{r\varphi} r_\varphi / \nu_i$ и решим дифференциальные уравнения простой заменой переменных.

Опуская промежуточные преобразования, запишем окончательные выражения \bar{w}_φ для внутренней и внешней зон ядра потока:

$$\bar{w}_\varphi = \frac{1}{\psi} \left(\frac{C_1}{Re_r} \cdot \exp\left(\frac{Re_r \cdot \psi^2}{2}\right) + C_2 \right) \text{ при } r \leq r_{\text{вых}}; \quad (3)$$

$$\bar{w}_\varphi = \frac{1}{\psi} \left(\frac{C_3 \cdot \psi^{Re_r+2}}{Re_r + 2} + C_4 \right) \text{ при } r_{\text{вых}} \leq r \leq r_\varphi. \quad (4)$$

Постоянные интегрирования $C_1 \dots C_4$ найдем из граничных условий задачи: при $r=0$ $\bar{w}_\varphi=0$, при $r=r_{\text{вых}}$ $\bar{w}_\varphi=1$ и из условия непрерывности функции $d(\bar{w}_\varphi \psi) / d\psi$ в области $r=r_{\text{вых}}$. В результате получим:

$$C_1 = \frac{-Re_r}{\exp(Re_r/2) - 1}; \quad (5)$$

$$C_2 = -\frac{1}{\exp(Re_r/2) - 1}; \quad (6)$$

$$C_3 = \frac{Re_r \cdot \exp(Re_r/2)}{\exp(Re_r/2) - 1}; \quad (7)$$

$$C_4 = 1 - \frac{Re_r \cdot \exp(Re_r/2)}{(\exp(Re_r/2) - 1)(Re_r + 2)}. \quad (8)$$

Решение системы уравнений вторым способом выполнено в предположении о постоянстве угла закрутки [6]. Перепишем уравнение (1) через $w_\varphi r$, используем переменные $\bar{w}_\varphi = w_\varphi / w_{\varphi\varphi}$, $\xi = r / r_\varphi$, число $Re_r = w_{r\varphi} r_\varphi / \nu_i$ и условие $w_{r\varphi} / w_{\varphi\varphi} = w_r / w_\varphi = \text{const}$. В результате получим уравнение (1) в виде:

$$\frac{d(\bar{w}_\varphi \xi)}{d\xi} = \frac{1}{Re_r \bar{w}_\varphi \xi} \left(\xi \frac{d^2(\bar{w}_\varphi \xi)}{d\xi^2} - \frac{d(\bar{w}_\varphi \xi)}{d\xi} \right). \quad (9)$$

Решение данного уравнения после выполнения замены $(2C_1 Re_r^2 + 4)^{1/2} = \gamma$ выглядит так:

$$\left(\frac{C_2}{\xi} \right)^\gamma = \frac{\gamma + 2 + Re_r \bar{w}_\varphi \xi}{\gamma - 2 - Re_r \bar{w}_\varphi \xi}. \quad (10)$$

Из граничных условий задачи найдем постоянные интегрирования C_1 и C_2 : 1) при $\xi=0$ и $\bar{w}_\varphi=0$ $\gamma=2$; 2) при $\xi=1$ и $\bar{w}_\varphi=1$ $C_2^2 = -(4 + Re_r) / Re_r$. После подстановки C_1 и C_2 в уравнение (10) получим:

$$\bar{w}_\varphi = \frac{4\xi}{Re_r(1 - \xi^2) + 4}. \quad (11)$$

Найдем положение и величину максимума тангенциальной скорости, определив экстремум функции (11) при $(d \bar{w}_\varphi) / d\xi = 0$:

$$\frac{r_{\varphi m}}{r_\varphi} = \sqrt{-\frac{4}{Re_r} - 1}; \quad \frac{w_{\varphi m}}{w_{\varphi\varphi}} = \frac{2\sqrt{-4/Re_r - 1}}{Re_r + 4}. \quad (12)$$

Используя выражения (12), перейдем к безразмерным координатам $\bar{w} = w_\varphi / w_{\varphi m}$, $\eta = r / r_{\varphi m}$:

$$\frac{-2\sqrt{-4/Re_r - 1}}{Re_r + 4} = \frac{4\eta\sqrt{-4/Re_r - 1}}{(\eta^2 + 1)(Re_r + 4)}. \quad (13)$$

После сокращений формула (13) преобразуется к виду известной аппроксимации w Вулиса-Устименко [8] (такая же зависимость получена экспериментально при изучении вращательного движения в вихревых воронках [7]) и становится независимой от Re_r :

$$\bar{w} = \frac{2\eta}{\eta^2 + 1}. \quad (14)$$

Выражения для безразмерного радиуса η_φ и числа Re_r (12) можно представить в виде:

$$\eta_\varphi = \frac{r_\varphi}{r_{\varphi m}} = \sqrt{-\frac{Re_r}{4 + Re_r}}; \quad Re_r = \frac{-4\eta_\varphi^2}{\eta_\varphi^2 + 1}. \quad (15)$$

Зависимость (14) запишем в обобщённом виде [2, 9]:

$$\bar{w} = \left(\frac{2\eta}{\eta^2 + 1} \right)^n, \quad (16)$$

где n - показатель степени, определяемый условиями генерации закрутки; при использовании условия достижения максимума циркуляции

$$\Gamma = \bar{w} \cdot \eta \text{ на границе ядра } n = \frac{\eta_\varphi^2 + 1}{\eta_\varphi^2 - 1} = -\frac{2}{Re_r + 2}.$$

Использование радиального турбулентного числа Рейнольдса удобно для анализа аэродинамики циклонных рециркуляционных устройств с отбором газа с их боковой поверхности, т. к.: 1) исходя из уравнений (15) и эмпирических зависимостей для r_φ и $r_{\varphi m}$, приведенных в работе [2], оно должно определяться соотношением площадей входа $f_{\text{вх}}$ и выхода $f_{\text{вых}}$ потока; 2) можно считать, что величина радиального расхода $w_{r\varphi} r_\varphi$ изменяется обратно пропорционально k_c ; 3) изменение величины ν_i также можно представить в виде функции от k_c ; 4) при $k_c=1$ значение $Re_r=0$.

Расчет числа Re_r для метода, основанного на постоянном угле закрутки, выполнялся по формуле (15) с привлечением экспериментальных значений r_φ и $r_{\varphi m}$ [1,2], а для метода, основанного на гипотезе о линейном возрастании осевой скорости по высоте камеры - исходя из наименьшего расхождения расчетного и экспериментального профилей w_φ . Значения Re_r для каждого случая показаны на рис. 5а, 5б и обобщены зависимостями вида

$$Re_r = A \left(\frac{f_{\text{вх}}}{f_{\text{вых}}} (1 - k_c^\alpha) \right)^\beta. \quad (17)$$

В формуле (17) A , α , β - опытные константы: при использовании метода с постоянным углом закрутки и $f_{\text{вх}}/f_{\text{вых}} < 0.52$ $A=4.5$, $\alpha=1.6$, $\beta=0.31$; при $f_{\text{вх}}/f_{\text{вых}} > 0.52$ $A=3.7$, $\alpha=1.6$, $\beta=0.04$; при использовании первого метода $A=4$, $\alpha=1$, $\beta=0.6$. Расчетные кривые показаны на рис.5а, 5б линиями, экспериментальные данные - значками.

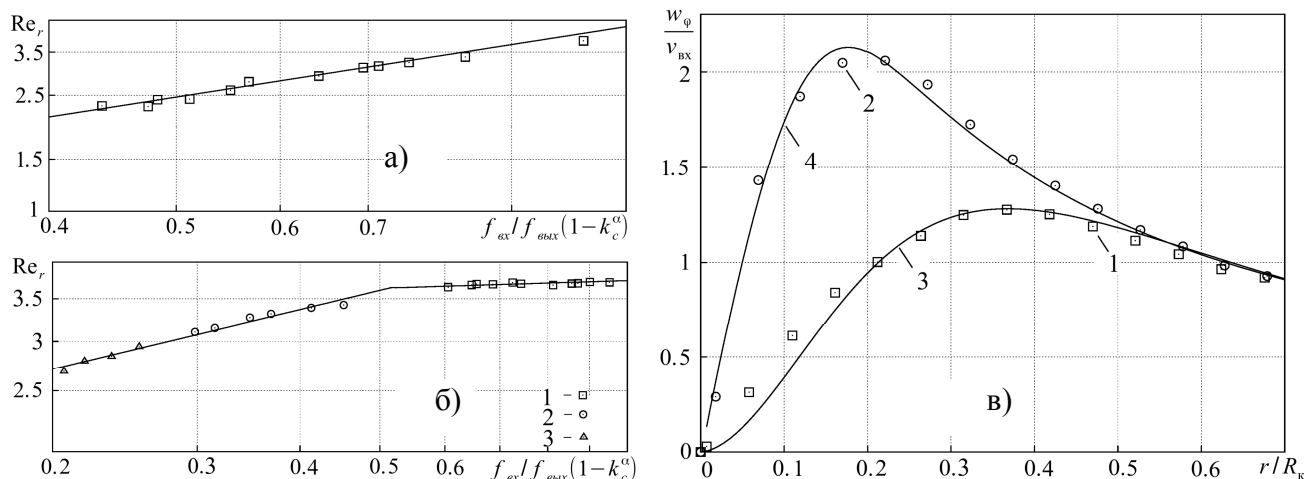


Рис.5 Изменение Re_r в зависимости от k_c : а) расчет по формулам (3,4) $\bar{d}_{\text{вых}}=0.2$; б) расчет по формуле (19): 1 - $\bar{d}_{\text{вых}}=0.2$; 2 - $\bar{d}_{\text{вых}}=0.3$; 3 - $\bar{d}_{\text{вых}}=0.4$; в) сопоставление расчетных и экспериментальных профилей $w_\phi = w_\phi/v_{\text{вх}}$; эксперимент: 1 - $\bar{d}_{\text{вых}}=0.3, k_c=0.47$; 2 - $\bar{d}_{\text{вых}}=0.2, k_c=0.26$; расчет: 3 - по (16); 4 - по (3,4)

На рис.5в в качестве примера приведено сопоставление расчетных и опытных радиальных распределений w_ϕ в объеме циклонной рециркуляционной камеры при различных значениях $\bar{d}_{\text{вых}}$ и коэффициента k_c . Как видно, результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными данными авторов. Значения среднеквадратичных отклонений по двум методам расчета не превышают 0.053...0.057.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. С помощью физического и численного моделирования показана возможность применения внешней рециркуляции газов в циклонных нагревательных устройствах для обеспечения равномерности нагрева пустотелых заготовок и изделий. 2. Получены аналитические выражения для расчета тангенциальной компоненты полной скорости потока с учетом влияния отбора газа на рециркуляцию с боковой поверхности циклонной камеры, на основе которых выполнено обобщение экспериментального материала.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

w_ϕ, w_r, w_z - тангенциальная, радиальная и осевая компоненты полной скорости потока;
 r, ϕ, z - цилиндрические координаты;
 $R_k, r_{\text{я}}, r_{\text{от}}, r_{\text{вых}}$ - радиусы: циклонного устройства, ядра потока, положения максимума тангенциальной скорости, выходного отверстия;
 $w_{\phi, \text{вых}}, w_{\phi, \text{я}}$ - тангенциальная скорость на радиусах $r_{\text{вых}}$ и $r_{\text{я}}$;
 $f_{\text{вх}}, f_{\text{вых}}$ - площади входа и выхода потока циклонной камеры;
 ν, ν_t - молекулярная и турбулентная вязкости;
 $Q_{\text{вх}}, Q_{\text{рец}}$ - объемные расходы газа через циклонную камеру и рециркуляционный канал;
 $k_c = Q_{\text{рец}} / Q_{\text{вх}}$ - коэффициент саморециркуляции;
 Nu - число Нуссельта;
 $Re_{\text{от}}$ - число Рейнольдса;
 $\zeta_{\text{вх}} = 2\Delta P_{\text{п}} / (\rho_{\text{вх}} v_{\text{вх}}^2)$ - суммарный коэффициент аэродинамического сопротивления циклонной камеры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Загоскин, А.А. О физическом и математическом моделировании аэродинамики циклонных устройств с внешней саморециркуляцией газов / А.А. Загоскин, С.В. Карпов, Э.Н. Сабуров // Проблемы газодинамики и теплообмена в энергетических установках: Труды XIX Школы-семинара молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А.И. Леонтьева (20-24 мая 2013 г., г. Орехово-Зуево). - М: Издательский дом МЭИ, 2013. - С.102-105.
2. Карпов, С.В. Высокоэффективные циклонные устройства для очистки и теплового использования газовых выбросов / С.В. Карпов, Э.Н. Сабуров. - Архангельск: Изд-во АГТУ, 2002. - 504 с.
3. Пуговкин А.У. Рециркуляционные пламенные печи в машиностроении. - Изд. 3-е, перераб. и доп. - Л.: Машиностроение, 1987. - 158 с.
4. Shur, M. L. Turbulence Modeling in Rotating and Curved Channels: Assessing the Spalart-Shur Correction / M.L.Shur, M.K.Streles, A.K.Travin, P.R.Spalart // AIAA Journal. Vol. 38, No. 5, 2000. p. 784-792.
5. Гольдштик, М.А. К теории эффекта Ранка (закрученный поток газа в вихревой камере) // Изв. АН СССР. Отд. техн. наук. Механика и машиностроение, -1963. - №1. - С.132-137.
6. Гришанин К.В. Динамика донного течения в стационарном водовороте // Сб.тр./ Ленингр. ин-т вод. трансп. - 1964. - Вып. 61. - С.36-43.
7. Альтшуль, А.Г. Обобщенная формула распределения окружных скоростей в вихревых воронках/А.Г. Альтшуль, М.Ш. Марголин //Инж.- физ. журн. -1970. - Т.18.- № 4. - С.731-733.
8. Вулис, Л.А. Об аэродинамике циклонной топочной камеры / Л.А. Вулис, Б.П. Устименко// Теплоэнергетика. - 1954. - №9. - С.3-10
9. Штым, А.Н. К аэродинамике закрученного потока в циклонно-вихревых камерах / А.Н. Штым, П.М. Михайлов // Изв. вузов. Энергетика. - 1965. - №11. - С.50-53.