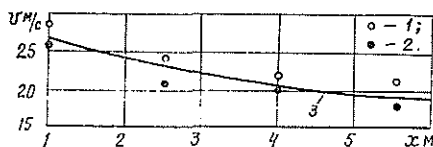


Рис. 2. Изменение скорости движения щепы вдоль трубопровода при $u = 10$ м/с, $k = 0,3$ м⁻¹ (береза, $\rho = 890$ кг/м³).

1 — опыт 1; 2 — опыт 2; 3 — теоретическая кривая.



ковым выбросом щепы [5] подтверждают приемлемость предлагаемой математической модели. На рис. 2 изображены зависимость средней скорости щепы v от расстояния x , полученная расчетным путем, а также опытные значения средней скорости щепы в некоторых сечениях трубопровода, определенные методом скоростной киносъемки. Удовлетворительное согласование результатов теоретического и экспериментального определения скоростей частиц позволяет сделать вывод о возможности применения полученной модели к исследованию движения щепы при боковом удалении ее из дисковой рубильной машины. Результаты необходимы для проектирования и привязки подобных рубильных машин в технологические потоки деревообрабатывающих предприятий.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Воронин Ю. Б. Пневмотранспорт измельченной древесины. — М.: Лесн. пром-сть, 1977. — 207 с. [2]. Горощенко Б. Т. Динамика расчета самолета. — М.: Оборонгиз, 1954. — 335 с. [3]. Гмурман В. Е. Теория вероятностей и математическая статистика. — М.: Высш. школа, 1977. — 478 с. [4]. Ермаков С. М. Курс статистического моделирования. — М.: Наука, 1976. — 316 с. [5]. Лаутнер Э. М., Невзорова Л. Г. Экспериментальное исследование перемещения щепы в щепопроводе дисковой рубильной машины с боковым выбросом щепы. — Межвуз. сб. науч. тр.: Станки и инструменты деревообрабатывающих производств. Л.: ЛТА, 1982, вып. 9, с. 114—118. [6]. Лигум Т. И. Аэродинамика и динамика полета турбореактивных самолетов. — М.: Транспорт, 1979. — 319 с. [7]. Невзорова Л. Г., Лаутнер Э. М. Экспериментальное определение баллистического коэффициента щепы. — Изв. высш. учеб. заведений, Лесн. журн., 1984, № 1, с. 59—62. [8]. Порех М., Рэй Р. Н. О движении тел, имеющих форму прямоугольного параллелепипеда. — В кн.: Теоретические основы инженерных расчетов, 1979, № 2. М.: Мир, с. 117—124. [9]. Шрайбер А. А., Милютин В. Н., Яценко В. П. Гидромеханика двухкомпонентных потоков с твердым полидисперсным веществом. — Киев: Наукова думка, 1980. — 251 с. [10]. Matsumoto S., Saito S., Maeda S. Simulation of gas-solid two-phase flow in horizontal pipe. — Journal of chemical engineering of Japan. 1976, v. 3, N 1, p. 23—28.

Поступила 6 июня 1983 г.

УДК 533.6.011

О РАСЧЕТЕ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТАНГЕНЦИАЛЬНОЙ СКОРОСТИ В ЦИКЛОННОЙ КОЛЬЦЕВОЙ КАМЕРЕ

Э. Н. САБУРОВ, С. И. ОСТАШЕВ

Архангельский лесотехнический институт

В работах [3, 4] рассмотрены общие особенности аэродинамики циклонных камер кольцевого поперечного сечения. Эти устройства обладают большими возможностями для интенсификации процессов тепло- и массообмена. Перспективность их применения в целлюлозно-бумажной и деревообрабатывающей промышленности в качестве сушильных, нагревательных и охлаждающих устройств, рекуператоров и т. д.

вызвала необходимость проведения дополнительных исследований с целью разработки методики теплового и аэродинамического расчетов.

Анализ многочисленных опытных данных показал, что в качестве основы для построения методики аэродинамического расчета таких камер может быть использована модель их потока в виде полой турбулентной струи [2], пограничный слой которой обращен к ее внутренней теплообменной поверхности.

Для решения динамической задачи в этом случае используют систему уравнений турбулентного пограничного слоя [5]. При этом необходимо: 1) сделать предположения относительно определения пульсационных компонент скорости (например, связать их с градиентом соответствующей характеристики потока по радиусу); 2) предварительно подобрать аппроксимационную зависимость

$$\bar{w} = w(\eta),$$

где \bar{w} — безразмерная тангенциальная составляющая скорости;

w — размерная тангенциальная составляющая скорости;

η — безразмерный текущий радиус.

От обоснованности и точности этих определений зависит достоверность результатов решения.

В данной статье мы остановились лишь на втором вопросе.

В кольцевых циклонных камерах (как и в камерах других конструкций [5]) распределение \bar{w} в пределах ядра потока может быть аппроксимировано известным соотношением

$$\bar{w} = w_{\varphi} / w_{\varphi m} = [2\eta / (1 + \eta^2)]^n, \quad (1)$$

где $w_{\varphi m}$ — максимальное значение тангенциальной скорости w_{φ} в ядре потока;

n — постоянная для камеры определенной геометрии величина, зависящая лишь от $d_b = 2r_b$.

$$\eta = (r - r_b) / (r_{\varphi m} - r_b).$$

Здесь r , r_b , $r_{\varphi m}$ — радиусы соответственно текущего, внутренней теплообменной поверхности и соответствующий максимальному значению w_{φ} .

В ранее выполненных исследованиях n определяли по условиям квазипотенциальной зоны течения [5]. Однако при тщательном анализе

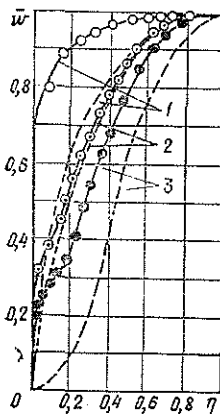


Рис. 1. Сопоставление опытных и расчетных распределений \bar{w} во внутренней зоне ядра потока при $d_b = 0,242$.

1 — безразмерный диаметр выходного отверстия $d_{\text{вых}} = d_{\text{вых}} / D_k = 0,3$; 2 — 0,4; 3 — 0,6. Сплошная линия — расчет по уравнению (1) ($n = n_{\omega}$); штриховая — по методике [5] ($n = n_r$).

распределений w_{φ} было установлено, что в этом случае n , как и следовало ожидать, отражает особенности течения в квазипотенциальной области (внешней части ядра потока), а сама аппроксимация (1) в первую очередь удовлетворяет распределениям w_{φ} именно в этой области течения. В так

называемой «квazitвердой» зоне удовлетворительное совпадение расчетных и опытных распределений наблюдается лишь в частных случаях.

На рис. 1 сопоставлены опытные и расчетные данные по распределениям $\bar{\omega}$ в квazitвердой зоне в двух характерных предельных и промежуточном возможных вариантах. Показатель n определяли здесь по условиям квазипотенциальной зоны [5]. На рис. 2 приведены соответствующие распределения безразмерной угловой скорости вращения потока

$$\bar{\omega} = (\omega_{\varphi}/r)/(\omega_{\varphi m}/r_{\varphi m}).$$

Представленные данные показывают, что в тех случаях, когда максимум ω_{φ} находится у поверхности внутренней стенки кольцевого канала или вблизи границы ядра потока, определение n по условиям квазипотенциальной (внешней) зоны течения не дает необходимой точности в аппроксимации опытных данных в квazitвердой (внутренней) зоне ядра потока. Лишь при некоторых промежуточных положениях $\omega_{\varphi m}$ совпадение результатов расчета и опытных данных в этой зоне можно признать удовлетворительным. Необходимо также отметить, что введенный еще в первых работах по исследованию аэродинамики циклонов термин «квazitвердая зона» следует считать неудачным, так как даже при близком к линейному распределению ω_{φ} , судя по многочисленным распределениям $\bar{\omega}$, условия вращения потока не являются квazitвердыми. В дальнейшем эта область течения называется нами внутренней зоной ядра потока.

Рассмотрим более подробно особенности распределения безразмерной угловой скорости вращения потока

$$\bar{\omega} = [2\eta/(1 + \eta^2)]^n (b + 1)/(\eta + b). \quad (2)$$

Здесь $b = r_{\text{в}}/(r_{\varphi m} - r_{\text{в}})$ — безразмерный радиус внутренней цилиндрической стенки.

Значения $\bar{\omega}$ для различных η , b и n приведены в табл. 1 и 2. Закон $\bar{\omega} = \text{const}$ для внутренней зоны можно рассматривать только как предельный. Максимум угловой скорости наблюдается при $0 < \eta < 1$. С увеличением параметров n и b безразмерный радиус $\eta_{\omega m} = (r_{\omega m} - r_{\text{в}})/(r_{\varphi m} - r_{\text{в}})$, соответствующий максимальному значению $\bar{\omega}$, смещается в сторону $\omega_{\varphi m}$, а значение максимума $\bar{\omega}_m$ при этом уменьшается.

Учитывая в общем случае индуцированный характер течения во внутренней зоне ядра, в качестве условия определения ее границы примем условие максимума угловой скорости вращения потока

$$d(\omega_{\varphi}/r)/dr = 0. \quad (3)$$

Исследуя функцию (2) на максимум, можно определить $\eta_{\omega m}$, а затем и $\bar{\omega}_m$. Радиус $\eta_{\omega m}$ определяем из уравнения

$$n_{\omega} = [\eta_{\omega m}/(\eta_{\omega m} + b)] (1 + \eta_{\omega m}^2)/(1 - \eta_{\omega m}^2). \quad (4)$$

Уравнение (4) можно решить по формуле Кардано [1] или численным методом. При геометрических и режимных характеристиках коль-

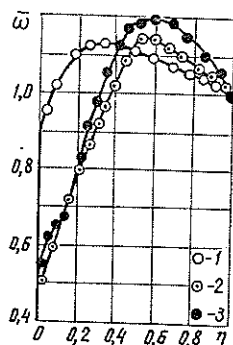


Рис. 2. Опытное распределение $\bar{\omega}$ во внутренней зоне ядра потока при $\bar{d}_{\text{в}} = 0,242$.
1 — $\bar{d}_{\text{вых}} = 0,3$; 2 — 0,4;
3 — 0,6.

Таблица 1

| η | Значение $\bar{\omega}$ при n , равном | | | | |
|--------|--|-------|-------|-------|-------|
| | 0,2 | 0,4 | 0,6 | 1,0 | 2,0 |
| 0,2 | 4,130 | 3,411 | 2,818 | 1,923 | 0,739 |
| | 1,126 | 0,930 | 0,767 | 0,524 | 0,201 |
| 0,4 | 2,320 | 2,154 | 2,000 | 1,724 | 0,189 |
| | 1,160 | 1,077 | 1,002 | 0,862 | 0,594 |
| 0,6 | 1,625 | 1,585 | 1,546 | 1,470 | 1,297 |
| | 1,125 | 1,097 | 1,069 | 1,018 | 0,898 |
| 0,8 | 1,243 | 1,237 | 1,231 | 1,219 | 1,189 |
| | 1,066 | 1,060 | 1,055 | 1,045 | 1,019 |
| 1,0 | 1,000 | 1,000 | 1,000 | 1,000 | 1,000 |
| | 1,000 | 1,000 | 1,000 | 1,000 | 1,000 |
| 1,2 | 0,830 | 0,827 | 0,825 | 0,819 | 0,806 |
| | 0,934 | 0,931 | 0,928 | 0,922 | 0,907 |
| 1,6 | 0,611 | 0,598 | 0,586 | 0,561 | 0,504 |
| | 0,815 | 0,798 | 0,782 | 0,708 | 0,673 |
| 2,0 | 0,452 | 0,450 | 0,437 | 0,399 | 0,319 |
| | 0,717 | 0,685 | 0,655 | 0,599 | 0,479 |
| 3,0 | 0,300 | 0,271 | 0,245 | 0,199 | 0,119 |
| | 0,541 | 0,489 | 0,442 | 0,360 | 0,216 |

Примечание. В числителе — значения $\bar{\omega}$ при $b = 0$; в знаменателе — при $b = 2,0$.

Таблица 2

| η | Значение $\bar{\omega}$ при $n = 0,5$ и b , равном | | | | |
|--------|--|-------|-------|-------|-------|
| | 0 | 0,5 | 1,0 | 2,0 | 4,0 |
| 0,2 | 3,100 | 1,328 | 1,033 | 0,845 | 0,738 |
| 0,4 | 2,076 | 1,384 | 1,186 | 1,038 | 0,943 |
| 0,6 | 1,565 | 1,280 | 1,174 | 1,083 | 1,021 |
| 0,8 | 1,234 | 1,139 | 1,097 | 1,058 | 1,028 |
| 1,0 | 1,000 | 1,000 | 1,000 | 1,000 | 1,000 |
| 1,2 | 0,826 | 0,875 | 0,901 | 0,929 | 0,953 |
| 1,6 | 0,694 | 0,677 | 0,729 | 0,790 | 0,846 |
| 2,0 | 0,447 | 0,536 | 0,596 | 0,670 | 0,745 |
| 3,0 | 0,258 | 0,331 | 0,387 | 0,464 | 0,553 |

цевых камер, рассмотренных в опытах, $0,3 < \eta_{\omega m} < 1$. В указанном диапазоне формула для определения $\eta_{\omega m}$ имеет вид

$$\eta_{\omega m} = (\varphi^2 + b)^{0,5} - \varphi, \quad (5)$$

где

$$\varphi = [0,847 + (b - 1)n_{\omega}] / 2n_{\omega}.$$

Установлена также и эмпирическая зависимость для определения $\eta_{\omega m}$

$$\eta_{\omega m} = 0,4 (b/\bar{d}_v)^{1/3}, \quad (6)$$

где $\bar{d}_v = d_v / D_k$ (D_k — диаметр кольцевого циклона).

Напомним, что ранее [5] граница внешней области ядра (квазипотенциальной зоны) найдена из условия максимума циркуляции тангенциальной скорости. Для ее определения в характерном для кольцевых камер диапазоне изменения геометрических характеристик с до-

статочной для технических расчетов точною можно использовать зависимость

$$\eta_{r_m} = [\psi^2 + n_r b / (n_r - 0,77)]^{0,5} - \psi, \quad (7)$$

где $\psi = [n_r (b - 1) - 0,16] / [2 (n_r - 0,77)]$;

n_r — показатель аппроксимации (1), определенный по условиям внешней зоны ядра.

$$\eta_{r_m} = (r_{r_m} - r_b) / (r_{\varphi_m} - r_b).$$

Здесь η_{r_m}, r_{r_m} — безразмерная и размерная радиальные координаты максимума циркуляции тангенциальной скорости.

Используя аппроксимацию $\bar{\omega}$ и значение n_ω , можно определить коэффициент крутки во внутренней зоне ядра потока

$$\varepsilon_\omega = [(1 + \eta_{\omega m}^2) / 2 \eta_{\omega m}]^{\eta_{\omega m} (1 + \eta_{\omega m}^2) / (\eta_{\omega m} + b)} (1 - \eta_{\omega m}^2). \quad (8)$$

Значения n_ω и ε_ω при различных $\eta_{\omega m}$ и b приведены в табл. 3.

Таблица 3

| $\eta_{\omega m}$ | Значение n_ω (числитель) и ε_ω (знаменатель) при b , равном | | | | | | | | |
|-------------------|---|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| | 0 | 0,2 | 0,4 | 0,6 | 0,8 | 1,0 | 2,0 | 3,0 | 4,0 |
| 0,1 | 1,020 | 0,340 | 0,204 | 0,146 | 0,113 | 0,093 | 0,049 | 0,033 | 0,025 |
| | 5,216 | 1,734 | 1,392 | 1,266 | 1,201 | 1,162 | 1,082 | 1,055 | 1,041 |
| 0,2 | 1,083 | 0,542 | 0,361 | 0,271 | 0,217 | 0,181 | 0,098 | 0,068 | 0,052 |
| | 2,815 | 1,678 | 1,412 | 1,295 | 1,230 | 1,188 | 1,099 | 1,067 | 1,048 |
| 0,3 | 1,198 | 0,719 | 0,513 | 0,399 | 0,327 | 0,276 | 0,156 | 0,109 | 0,084 |
| | 2,045 | 1,536 | 1,359 | 1,269 | 1,215 | 1,179 | 1,098 | 1,067 | 1,051 |
| 0,4 | 1,381 | 0,921 | 0,690 | 0,552 | 0,460 | 0,395 | 0,230 | 0,162 | 0,126 |
| | 1,671 | 1,408 | 1,292 | 1,228 | 1,187 | 1,158 | 1,089 | 1,062 | 1,048 |
| 0,5 | 1,667 | 1,19 | 0,926 | 0,758 | 0,641 | 0,556 | 0,333 | 0,238 | 0,185 |
| | 1,450 | 1,304 | 1,230 | 1,184 | 1,154 | 1,132 | 1,077 | 1,055 | 1,042 |
| 0,6 | 2,125 | 1,599 | 1,295 | 1,066 | 0,885 | 0,797 | 0,493 | 0,356 | 0,279 |
| | 1,305 | 1,221 | 1,173 | 1,142 | 1,120 | 1,104 | 1,063 | 1,045 | 1,036 |
| 0,7 | 2,922 | 2,556 | 1,859 | 1,573 | 1,363 | 1,203 | 0,757 | 0,553 | 0,435 |
| | 1,199 | 1,152 | 1,123 | 1,103 | 1,089 | 1,078 | 1,048 | 1,035 | 1,027 |
| 0,8 | 4,556 | 4,049 | 3,037 | 2,603 | 2,584 | 2,025 | 1,302 | 0,959 | 0,759 |
| | 1,119 | 1,094 | 1,078 | 1,066 | 1,058 | 1,052 | 1,033 | 1,024 | 1,019 |
| 0,9 | 9,526 | 8,574 | 6,595 | 5,716 | 5,043 | 4,512 | 2,956 | 2,198 | 1,750 |
| | 1,054 | 1,044 | 1,037 | 1,032 | 1,028 | 1,025 | 1,017 | 1,012 | 1,010 |

В отличие от коэффициента крутки для внешней зоны функция ε_ω не монотонна. В диапазоне изменения $0 < \eta_{\omega m} < 0,3$ наблюдается максимум ε_ω .

В диапазоне изменения радиуса $\eta_{\omega m}$, характерного для кольцевых циклонных камер, уравнение (8) (практически без понижения точности расчетов) можно заменить более простым

$$\varepsilon_\omega = [0,53 + 0,47 / \eta_{\omega m}]^{\eta_{\omega m} / (\eta_{\omega m} + b)}. \quad (9)$$

Формулы (8) и (9) применимы и для обычных циклонных камер без внутренней цилиндрической поверхности ($b = 0$), если использовать осредненные по ее длине характеристики потока.

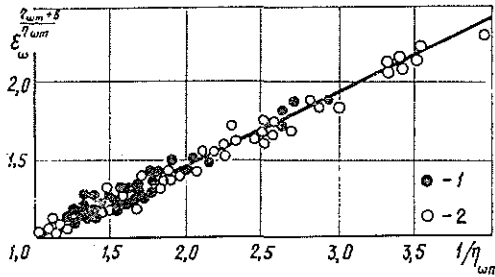


Рис. 3. Сопоставление расчетных и опытных значений коэффициента крутки во внутренней зоне ядра потока.

1 — опыты авторов; 2 — опыты других исследователей.

На рис. 3 сопоставлены расчетные по уравнению (9) значения ε_ω с опытными данными авторов и ряда исследователей для кольцевых и обычных камер.

Хорошее совпадение опытных и расчетных характеристик (рис. 3) показывает, что рассмотренный метод определения n_ω обеспечивает вполне удовлетворительную точность расчетов.

Коэффициент ε_ω по своему определению связывает между собой две точки профиля скорости на характерных радиусах $r_{\varphi m}$ и $r_{\omega m}$. Поэтому для обычной циклонной камеры безразмерное распределение

$$\bar{w} = 1/\varepsilon_{\omega 0} = 1/(0,53 + 0,47/\eta) \quad (10)$$

является универсальным в области $\eta_{\omega m} < \eta < 1$. Учитывая, что $\varepsilon_{\omega 0} \approx 0,5(1 + 1/\eta_{\omega m})$, получим:

$$\bar{w} = 2\eta/(1 + \eta). \quad (11)$$

Сопоставление распределений w_φ при различных \bar{d}_v позволяет отметить, что в приближенной постановке (для ориентировочных расчетов) уравнение (11) можно использовать и для кольцевых камер.

Итак, распределение тангенциальной компоненты скорости в циклонной кольцевой камере можно надежно аппроксимировать формулой (1) при определении показателя n во внутренней части ядра потока по уравнению (4), а во внешней — по рекомендациям работы [5].

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике для инженеров и учащихся вузов.— М.: Наука, 1980.— 976 с. [2]. Вулис Л. А., Устименко Б. П. Об аэродинамике циклонной топочной камеры.— Теплоэнергетика, 1954, № 9, с. 3—10. [3]. Егоров А. И., Сабуров Э. Н. О влиянии условий входа и выхода потока на аэродинамические характеристики кольцевых циклонно-вихревых камер.— Изв. высш. учеб. заведений. Лесн. журн., 1970, № 2, с. 165—167. [4]. Сабуров Э. Н., Егоров А. И. Некоторые результаты исследования аэродинамики циклонно-вихревых камер с кольцевым поперечным сечением.— Изв. высш. учеб. заведений. Лесн. журн., 1968, № 3, с. 125—130. [5]. Сабуров Э. Н. Аэродинамика и конвективный теплообмен в циклонных нагревательных устройствах.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982.— 240 с.

Поступила 27 декабря 1983 г.