

Рис. 2. Зависимости и некоторые частные примеры определения направления магистральной.

a — зависимость комплексного коэффициента A от срока действия магистральной в данной полосе лесного массива; $1 - Q_r = 450$ тыс. m^3 ; $2 - Q_r = 300$ тыс. m^3 ; $3 - Q_r = 150$ тыс. m^3 ; *b* — зависимость предельного значения координаты $x_{пр}$ точки B от ширины полосы; $1 - A = 1,75 \times 10^{-5}$; $2 - A = 3,5 \cdot 10^{-5}$; $3 - A = 7,0 \cdot 10^{-5}$; *в* — пример назначения направления магистральной при ширине полос *в тах*, определяемой по формуле (10); *г* — возможный вариант направления магистральной $OAB'C$ с ответвлением AD для лесных массивов со сложной конфигурацией границ и весьма неравномерным размещением запасов леса.

На рис. 2, *a* представлена зависимость $A = f(n)$ для лесовозной дороги с гравийной дорожной одеждой при $C_m = 30\,000$ р.; $k_m = 0,05$ р./($m^3 \cdot km$); $k_b = 0,09$ р./($m^3 \cdot km$); а на рис. 2, *б* — зависимость $x_{пр} = f(b)$ для трех пространственных значений A .

С учетом того, что при размещении веток в лесном массиве эксплуатационная площадь последнего разделяется на отдельные зоны тяготения к веткам, ширину каждой полосы целесообразно принимать равной оптимальному расстоянию между ветками у мест их примыкания к магистральной. Таким образом,

$$b = \sqrt{\frac{C_b - C_{yc}}{30\gamma b_{yc}}}, \quad (9)$$

где C_b — стоимость постройки и содержания (за срок службы) 1 км головного участка ветки, р./км;

C_{yc} — стоимость постройки и содержания 1 км уса, р./км;

b_{yc} — стоимость пробега леса по усу, р./($m^3 \cdot km$).

Из формулы (7) и рис. 2, *б* видно, что координата $x_{пр} = 0$ при

ствуют. Полосы поглощения 1000, 1375, 1450, 1500 см^{-1} , характерные для метильных групп, после окисления, совершенно очевидно, становятся менее интенсивными.

Бензилбензойные кислоты были испытаны в качестве проклеивающего агента для придания гидрофобности бумаге, при этом были получены положительные результаты.

Для проклейки бумаги ББК применяли в виде полностью нейтрализованного клея по технологии проклейки канифольным клеем [3].

Композиция бумажной массы — 100 % сульфитной беленой целлюлозы. Расход клея составлял 2,0 %, сернокислого алюминия — 4,0 % к массе абсолютно сухого волокна. Образцы бумаги массой 100 $\text{г}/\text{м}^2$ отливали на аппарате Репид-Кётен. Степень проклейки определяли двумя методами: штриховым и по Коббу. Результаты опытов приведены в таблице.

Нами показано, что вместо индивидуальных углеводов (например, псевдокумол, ксилолы и др.) можно использовать закислительную фракцию (смесь углеводов С-9), в которой псевдокумол составляет 44 %, и проводить конденсацию и окисление в тех же условиях. При этом получается не менее 90 % ББК, обладающих столь же высокими проклеивающими свойствами.

На основании экспериментальных данных и результатов проклейки бумаги можно предложить следующие условия окисления дипсевдокумилметана: концентрация ДПКМ — 0,5 моль/л; концентрация ледяной уксусной кислоты — 16,8 моль/л; концентрация ацетата кобальта — $2,8 \cdot 10^{-2}$ моль/л; концентрация бромиды натрия — $0,8 \cdot 10^{-2}$ моль/л; продолжительность окисления — 5 ч; температура — 120 °С; скорость подачи кислорода — 0,44 моль/ч.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Карякин Ю. В. Чистые химические реактивы.— М.: Госхимиздат, 1947, с. 283. [2]. Накониси К. Инфракрасные спектры и строение органических соединений.— М.: Мир, 1965, с. 51. [3]. Петров А. П. Проклейка бумаги и картона.— М.: Лесн. пром-сть, 1964, с. 165. [4]. Синтез замещенных бензилбензойных кислот на основе нефтехимического сырья/ О. К. Завьялова, А. И. Конокотина, Т. А. Соколова и др.— ЖПХ, 1978, № 8, с. 1843—1847.

Поступила 25 июня 1985 г.

УДК 533.6.011 : 536.244.45

ОБ ОСОБЕННОСТЯХ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА В ЦИКЛОННЫХ КОЛЬЦЕВЫХ КАМЕРАХ

Э. Н. САБУРОВ, С. И. ОСТАШЕВ

Архангельский лесотехнический институт

Методика расчета тангенциальной составляющей скорости потока w_φ в кольцевых циклонных устройствах, применяемых на предприятиях Минлесбумпрома и в других отраслях промышленности, изложена в работе [3]. Для нахождения распределений радиальной и аксиальной составляющих необходимо предварительно определить касательное напряжение трения в потоке $\tau_{r\varphi} = -\rho \overline{w'_r w'_\varphi}$ (ρ — плотность потока; w'_r , w'_φ — пульсационные компоненты радиальной и тангенциальной составляющих скорости) — наибольшую из составляющих тензора турбулентных напряжений. При феноменологическом подходе, основанном на понятии пути перемешивания, для плоских закрученных потоков наибо-

лее часто используют два допущения о связи турбулентных напряжений с характеристиками стратифицированного по скорости осредненного течения. При первом — турбулентные напряжения связывают с градиентом момента (циркуляции) тангенциальной скорости $M = w_\varphi r$ (r — текущий радиус) [2]; во втором, в соответствии с обобщенной гипотезой Кармана [1, 2, 5], с градиентом угловой скорости $\omega = w_\varphi / r$. Напряжение $\tau_{r\varphi}$ (далее индекс $r\varphi$ в целях упрощения записи опускаем) в обоих случаях определяем по формуле

$$\begin{aligned} \tau_{r(\omega)} &= (\rho l_{r(\omega)}^2 / r^{\pm 2}) \left| \frac{\partial}{\partial r} (w_\varphi r^{\pm 1}) \right| \left| \frac{\partial}{\partial r} (w_\varphi r^{\pm 1}) \right| = \\ &= \rho l_{r(\omega)}^2 \left| \frac{\partial w_\varphi}{\partial r} \pm \frac{w_\varphi}{r} \right| \left(\left| \frac{\partial w_\varphi}{\partial r} \pm \frac{w_\varphi}{r} \right| \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где l — путь перемешивания;
индекс r и знак « \pm » соответствуют связи τ с градиентом циркуляции тангенциальной скорости;
индекс ω и знак « \rightarrow » — с градиентом угловой скорости.

Для описания безразмерной тангенциальной скорости используем аппроксимацию [3]

$$\bar{w} = \frac{w_\varphi}{w_{\varphi m}} = \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^n. \quad (2)$$

Здесь $w_{\varphi m}$ — максимальное значение w_φ в ядре потока;
 $\eta = (r - r_b) / (r_{\varphi m} - r_b)$ — безразмерный текущий радиус;
 r_b и $r_{\varphi m}$ — радиусы внутренней теплообменной поверхности и положения $w_{\varphi m}$;
 n — постоянная для данной камеры величина.

Тогда распределение безразмерной угловой скорости

$$\bar{\omega} = \left(\frac{w_\varphi}{r} \right) / \left(\frac{w_{\varphi m}}{r_{\varphi m}} \right) = \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^n \frac{1 + b}{\eta + b}, \quad (3)$$

где $b = r_b / (r_{\varphi m} - r_b)$ — безразмерный радиус внутренней цилиндрической стенки камеры.

Распределение безразмерной циркуляции тангенциальной скорости

$$\bar{\Gamma} = \frac{w_\varphi r}{w_{\varphi m} r_{\varphi m}} = \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^n \frac{\eta + b}{1 + b}. \quad (4)$$

Градиенты $\bar{\Gamma}$ и $\bar{\omega}$

$$\frac{\partial \bar{\Gamma}}{\partial \eta} = \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^{n-1} \frac{2(\eta + b)}{(1 + b)(1 + \eta^2)} \left(n \frac{1 - \eta^2}{1 + \eta^2} + \frac{\eta}{\eta + b} \right); \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \eta} = \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^{n-1} \frac{2(1 + b)}{(1 + \eta^2)(\eta + b)} \left(n \frac{1 - \eta^2}{1 + \eta^2} - \frac{\eta}{\eta + b} \right). \quad (6)$$

Безразмерное касательное напряжение (1)

$$\bar{\tau}_{r(\omega)} = \frac{\tau_{r\varphi}}{\rho w_{\varphi m}^2} = \frac{l_{r(\omega)}^2}{(\eta + b)^2} \left| (\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} \pm w \right| \left| [(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} \pm w] \right|. \quad (7)$$

Здесь $\bar{l}_{r(\omega)} = l_{r(\omega)} / (r_{\varphi m} - r_b)$ — безразмерный путь перемешивания.

На рис. 1 показаны распределения (2) — (7) для кольцевой камеры с $b = 2,0$ и $n = 0,5$, а в таблице для сравнения приведены распределения тех же характеристик для обычной циклонной камеры с $b = 0$ и $n = 2,0$.

В обычных циклонных камерах максимум $\bar{\tau}_r$ (при условии $\alpha_r = \text{const}$ и $l_r = \alpha_r r$) располагается во внутренней зоне ядра потока, в кольцевых смещается к поверхности внутренней стенки канала. Распределение $\bar{\tau}_\omega$ (при условии $\alpha_\omega = \text{const}$ и $l_\omega = \alpha_\omega r$) имеет более сложный характер. В обычных камерах один из максимумов $\bar{\tau}_\omega$ (меньший по величине) располагается во внутренней зоне ядра потока, а другой — во внешней; в кольцевых камерах первый максимум смещается к поверхности цилиндра. При $\partial\bar{\Gamma}/\partial\eta = 0$ и $\partial\bar{\omega}/\partial\eta = 0$ (при $\alpha_{r(\omega)} = \text{const}$) $\bar{\tau}_r = 0$ и $\bar{\tau}_\omega = 0$.

Анализ данных, представленных на рис. 1 и в таблице, а также других данных в широком диапазоне изменения n и b позволил сделать вывод о том, что в методиках определения $\bar{\tau}_r$ и $\bar{\tau}_\omega$ по приведенным формулам нет большого различия. К важному достоинству уравнения для определения $\bar{\tau}_\omega$ следует отнести знакопеременный характер изменения трения, свидетельствующий о различном (стабилизирующем и дестабилизирующем) влиянии центробежных сил на уровень турбулентности потока. В области $\partial/\partial r$ (ω_φ/r) > 0 независимо от знака ω'_r корреляция $\overline{\omega'_r \omega'_\varphi}$ отрицательна ($\tau_\omega > 0$), что соответствует условию стабилизирующего (консервативного) влияния центробежных сил. В области $\partial/\partial r$ (ω_φ/r) < 0 $\overline{\omega'_r \omega'_\varphi} > 0$ ($\tau_\omega < 0$) воздействие центробежных сил дестабилизирующее (активное).

Из анализа динамического уравнения для компонент тензора турбулентной энергии [5] сделан вывод о том, что при $\partial/\partial r$ (ω_φ/r) < 0 и $\partial/\partial r$ (ω_φ/r) > 0 во внешней части ядра потока должно наблюдаться относительное уменьшение корреляции $\overline{\omega'_r \omega'_\varphi}$, а при $\partial/\partial r$ (ω_φ/r) < 0 и

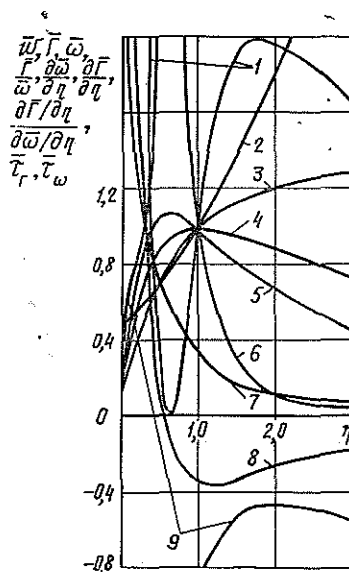


Рис. 1. Безразмерные распределения характеристик потока в циклонной кольцевой камере при $b = 2,0$ и $n = 0,5$.

- 1 — $\bar{\tau}_\omega$; 2 — $\Gamma/\bar{\omega}$; 3 — $\bar{\Gamma}$; 4 — $\bar{\omega}$;
- 5 — ω ; 6 — τ_r ; 7 — $\partial\bar{\Gamma}/\partial\eta$; 8 — $\partial\bar{\omega}/\partial\eta$;
- 9 — $(\partial\bar{\Gamma}/\partial\eta)/(\partial\bar{\omega}/\partial\eta)$.

Распределения основных характеристик потока в циклонной камере при $b = 0$ и $n = 2$

Характеристика	Численное значение характеристики при η						
	0,1	0,4	0,8	1,2	1,6	2,0	3,0
$\bar{\omega}$	0,039	0,475	0,951	0,967	0,807	0,639	0,359
$\bar{\Gamma}$	0,003	0,190	0,761	1,160	1,292	1,279	1,077
$\bar{\Gamma}/\bar{\omega}$	0,392	1,189	1,189	0,806	0,504	0,319	0,119
$\partial\bar{\Gamma}/\partial\eta$	0,010	0,160	0,640	1,440	2,560	4,000	9,000
$\partial\bar{\omega}/\partial\eta$	0,116	1,164	1,369	0,618	0,099	-0,128	-0,216
$(\partial\bar{\Gamma}/\partial\eta)/(\partial\bar{\omega}/\partial\eta)$	3,765	1,332	-0,834	-0,914	-0,592	-0,351	-0,104
τ_r	0,030	0,873	-1,641	-0,676	-0,168	0,363	2,067
τ_ω	0,013	1,356	1,875	0,382	0,009	0,016	0,046
τ_ω	0,001	0,045	0,285	1,733	2,298	1,982	0,876

$\partial/\partial r (\omega_\varphi r) < 0$ (за пределами ядра потока в периферийной области течения) компоненты корреляционного тензора в том числе и $\overline{\omega'_r \omega'_\varphi}$ возрастают, что также соответствует имеющимся опытным данным. В то же время при $\partial/\partial r (\omega_\varphi/r) = 0$ $\overline{\omega'_r \omega'_\varphi} = 0$, т. е. при вращении газа по закону твердого тела $\omega_\varphi = r \text{ const}$ пульсационное движение должно полностью затухать, в действительности в небольшой области течения, близкой по своим свойствам к этим условиям (так называемой «квазитвердой» зоне), наблюдаются наибольшие значения $\overline{\omega'_r \omega'_\varphi}$. В соответствии с формулой для определения $\bar{\tau}_r$ в пределах ядра потока влияние центробежных сил носит только стабилизирующий характер и лишь за его пределами становится активным. Сделанные выводы справедливы лишь при $\alpha = \text{const}$. Как показано в дальнейшем, коэффициент α , характеризующий турбулентную структуру закрученного потока, в действительности является сложной функцией r и распределения ω° .

Несомненно, важный фактор, определяющий имеющееся несоответствие опытных [5] и расчетных распределений $\overline{\omega'_r \omega'_\varphi}$ и касательного напряжения трения,— существенное влияние вторичных течений. Особо важная роль в этом принадлежит выходному вихрю. При рациональной системе ввода (имеющего общее смещение к выходному торцу) газов основная их часть, питающих приторцевой радиальный поток (который в приосевой области у внутреннего цилиндра разворачивается и переходит в выходной вихрь), поступает из периферийного обратного вихря [3]. Последний проходит по зоне активного влияния центробежных сил на турбулентность потока. Поэтому с радиальным приторцевым потоком в выходной вихрь, несмотря на потери на трение, поступают газы, имеющие достаточно высокий уровень энергии. Осевые скорости у поверхности внутреннего цилиндра соизмеримы с тангенциальными.

Перемещение газа с повышенным уровнем энергии и пониженным (вследствие влияния центробежных сил), а также высокие градиенты осевой скорости в некоторых случаях, из-за смещения закрученных потоков с противоположным осевым направлением, сильно влияют на условия турбулентного обмена и приводят к появлению несоответствий действительной картины распределения статистически средних значений корреляций $\overline{\omega'_r \omega'_\varphi}$ и полученной из общезначимых соображений для плоского течения. В зависимости от характера распределений ω_x (ω_x — осевая компонента скорости), ω и их градиентов в приосевой зоне может наблюдаться область, в которой энергия пульсационного движения передается в осредненное вращательное движение. В этом случае энергия способствует поддержанию разности скоростей при ее увеличении.

Выходной вихрь и его взаимодействие с осевым и периферийным обратными вихрями имеют важное значение не только с точки зрения распределений турбулентных характеристик потока, но и осредненных. В частности, взаимодействием этих вихрей следует объяснить существование иногда в центре рабочего объема небольшой области потенциального вращения ($\omega_\varphi r = \text{const}$).

Кроме рассмотренных, существуют и другие методы определения τ , учитывающие пространственность течения [6]. Однако для технических расчетов сложного циклонного турбулентного потока вряд ли целесообразно стремиться к уточнению и соответственно усложнению связей турбулентных и осредненных характеристик, так как, во-первых, пока нет достаточно надежных количественных рекомендаций для определения осевых и пульсационных характеристик, а, во-вторых, это значительно усложнит расчетные соотношения.

В этих условиях целесообразно попытаться уточнить связь длины пути перемешивания с радиальной координатой, поэтому нами были проанализированы зависимости, рекомендованные в работе [2]. Выполненный анализ показал, что предложенные формулы [2], с точки зрения рассматриваемого вопроса, не имеют преимуществ перед ранее применявшейся $l = ar$. Поэтому в дальнейшем последняя формула была принята за основу, а сложность зависимости l от r перенесена на коэффициент α . Для определения α использованы система уравнений, описывающих движение жидкости в ядре потока циклонной камеры [3], и уравнения, являющиеся математической формулировкой гипотезы Прандтля о возможном обобщении теории (основанной на понятии длины пути перемешивания) на трехмерные поля как осредненных, так и пульсационных скоростей [4]. Решение этих уравнений позволило получить следующую формулу для нахождения коэффициента:

$$\alpha^2 = \pm \left\{ \exp \left(-2 \int \Phi_1(\eta) d\eta \right) \left[\Phi_2(\eta) \exp \left(2 \int \Phi_1(\eta) d\eta \right) + C \right] \right\}^{0,5}, \quad (8)$$

где
$$\Phi_1(\eta) = \frac{2}{\eta + b} \left\{ \frac{n(n+b)^2 [(n-1)(1-\eta^2)^2 + 2\eta^2(\eta-3)]}{\eta(1+\eta^2)[n(\eta+b)(1-\eta^2) - \eta(1+\eta^2)]} + 1 \right\};$$

$$\Phi_2(\eta) = \frac{[(2\eta)^{2n} - 0,5(\eta+b)(1+\eta^2)^{2n} (dP/d\eta)] [n(\eta+b)(1-\eta^2) + \eta(1+\eta^2)](1+\eta^2)^2 \eta^{2(1-n)}}{2^{2n+1} (\eta+b)[n(\eta+b)(1-\eta^2) - \eta(1+\eta^2)]^3};$$

$P = P/0,5 \rho \omega_{\varphi m}^2$ — безразмерное избыточное статистическое давление, определяемое в работе по опытным данным;

C — постоянная величина.

Знак перед выражением (8) совпадает со знаком $r[\partial(\omega_{\varphi}/r)/\partial r]$.

Значения α^2 были рассчитаны по уравнению (8) на ЭВМ в строящемся в практике диапазоне изменения n, b, η . Затем полученные данные аппроксимированы следующим уравнением, которое рекомендуется в качестве расчетного:

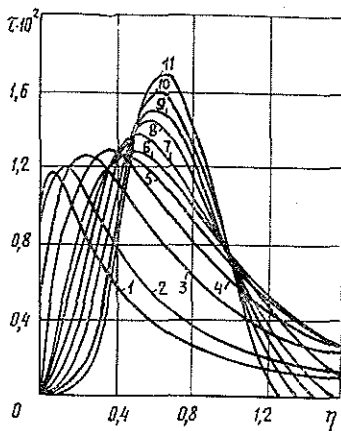


Рис. 2. Распределение касательного турбулентного напряжения трения при $b = 2,0$ и различных n .

1 — $n = 0,1$; 2 — 0,2; 3 — 0,4; 4 — 0,6; 5 — 0,8; 6 — 1,0; 7 — 1,2; 8 — 1,6; 9 — 2,0; 10 — 2,5; 11 — 3,0.

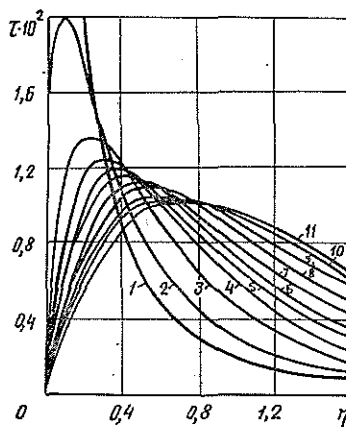


Рис. 3. Распределение касательного турбулентного напряжения трения при $n = 1,5$ и различных b .

1 — $b = 0,1$; 2 — 0,2; 3 — 0,4; 4 — 0,6; 5 — 0,8; 6 — 1,0; 7 — 1,4; 8 — 2,0; 9 — 3,0; 10 — 4,0; 11 — 5,0.

$$\alpha_{\omega}^2 = \pm \frac{0,01 (b + \eta_{jm})^2 (\eta_{gm} - \eta) (1 + \eta)^2}{(\eta_{gm} - \eta_{jm})(b + \eta)^2 [n(\eta + b)(1 - \eta^2) - \eta(1 + \eta^2)]^2} \quad (9)$$

Здесь $\eta_{jm} = (r_{jm} - r_b)/(r_{\varphi m} - r_b)$;

$\eta_{gm} = (r_{gm} - r_b)/(r_{\varphi m} - r_b)$;

r_{jm} , r_{gm} — соответственно безразмерные и размерные радиусы положения максимумов центростремительного ускорения и циркуляции тангенциальной скорости [3].

Найденные значения α^2 позволяют значительно повысить точность расчетных распределений давления, радиальной и аксиальной компоненты скорости потока [3], а также в первом приближении рассчитать распределения напряжений турбулентного трения.

На рис. 2 и 3 в качестве иллюстрации приведены распределения τ_{ω} при различных сочетаниях n и b .

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Кинни О. Универсальное подобие скоростей в полностью турбулентных вращающихся потоках.— В кн.: Тр. америк. о-ва инж.-мех./ Русск. пер. М., 1967, т. 34, сер. Е, № 2. [2]. Рочино, Лэвэн. Аналитическое исследование несжимаемого турбулентного закрученного потока в неподвижных трубках.— В кн.: Тр. америк. о-ва инж.-мех. М., 1969, т. 36, сер. Е, № 2. [3]. Сабуров Э. Н. Аэродинамика и конвективный теплообмен в циклонных нагревательных устройствах.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982.— 240 с. [4]. Современное состояние гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости/ Под ред. Гольдштейна.— М.: ИЛ, 1948, т. 1.— 378 с. [5]. Устименко В. П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях.— Алма-Ата: Наука КазССР, 1977.— 228 с. [6]. Щукин В. К., Халатов А. А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах.— М.: Машиностроение, 1982.— 200 с.

Поступила 5 апреля 1985 г.