

Технология культур клумбами рекомендуется для климатической зоны избыточного увлажнения на всех почвах кроме торфяных, каменистых и тяжелых суглинков.

Прямые затраты на создание и выращивание до 6-летнего возраста 100 га культур клумбами составляют 5060 р. и 533 чел.-дн. Это на 1253...3399 р. и на 365...878 чел.-дн. меньше, чем при других существующих технологиях*.

В Вахтангском ЛПХ создано 2316 га культур клумбами, старшим из них 25 лет.

УДК 533.6.011 : 533.527

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ РАСХОДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИКЛОННЫХ АППАРАТОВ

С. В. КАРПОВ, Э. Н. САБУРОВ

Архангельский лесотехнический институт

Совершенствование конструкций циклонных аппаратов деревообрабатывающего и целлюлозно-бумажного производства и повышение эффективности их работы в значительной мере зависят от изученности характера движения потока в выходном канале устройств и способов управления их аэродинамикой путем изменения условий вывода газов [14, 15].

Известно, что закрутка циклонного потока приводит к появлению в приосевой области возвратного течения, зарождающегося вне циклонного аппарата и называемого осевым обратным током. В циклонных топках он играет роль своеобразного стабилизатора горения [5, 21]. В других устройствах, например, в нагревательных печах и циклонных сепараторах, влияние приосевого течения может быть отрицательным из-за снижения температуры греющих газов и эффективности пылеулавливания при подсосе воздуха через выходное или пылевыпускное отверстие [17]. Расходные характеристики циклонных аппаратов весьма противоречивы: по данным работ [11, 12, 19] расход газа в осевом обратном течении может достигать 30...50 % объема, вводимого через входные каналы, по другим источникам [26, 27] — незначителен.

С целью получить достоверную информацию о движении газов в выходном канале циклонного аппарата нами были проведены специальные опыты [13] на модели, описание которой приведено в работе [7]. Исследование выполнено при варьировании безразмерных площади входа $\bar{f}_{вх} = 4f_{вх}/\pi D_k^2 = 0,0477 \dots 0,1956$ (D_k — внутренний диаметр циклона) и диаметра выходного отверстия $\bar{d}_{вых} = 0,048 \dots 1,0$.

Установлено, что во всем исследованном диапазоне $\bar{d}_{вых}$ существуют следующие зоны: осевого обратного течения, ограниченного радиусом $r_{ц0}$; кольцевого выходного вихря шириной $r_{вых}^{вх} - r_{ц0}$, который характеризуется максимальным значением аксиальной скорости $w_{хт}^{вх}$, достигаемым на радиусе $r_{хт}$; разрежения (отрицательных значений избыточного статического давления P_c), определяемого радиусом r_{p0} . Избыточное полное давление P_n в пределах осевого обратного потока также отрицательно, причем минимум его наблюдается на радиусе $r_{ц0}$.

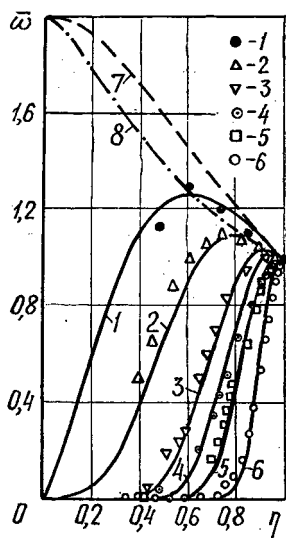
Анализ распределений тангенциальной скорости w_φ в выходном отверстии показал, что профиль $w_\varphi = w_\varphi(r)$ характеризуется малой степенью заполнения, снижающейся с увеличением $\bar{d}_{вых}$ и уменьшением $\bar{f}_{вх}$. Это обусловлено влиянием подсосываемого извне незакрученного осевого обратного потока и его взаимодействием с кольцевым выходным вихрем. Зависимость безразмерной тангенциальной скорости $\bar{w} = w_\varphi / w_{\varphi m}^{вх}$ ($w_{\varphi m}^{вх}$ — максимальная тангенциальная скорость, достигаемая на радиусе $r_{\varphi m}^{вх}$) от текущего радиуса $\eta = r/r_{\varphi m}^{вх}$ в ядре течения (при $0 < \eta < 1$) удовлетворительно описывается аппроксимацией вида [6, 7, 17]

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

где n_ω — показатель степени, определяемый из условия существования максимума угловой скорости вращения $\bar{\omega} = \bar{w}/\eta$ на радиусе η_ω (рис. 1),

* Соловьев Б. П. Затраты на создание культур при различной агротехнике // Лесохоз. информ.— 1972.— № 19.— С. 7—8.

Рис. 1. Радиальные распределения безразмерной угловой скорости в выходном отверстии циклонного аппарата: 1—6 — кривые, полученные расчетом по уравнению (1) при n_ω , равном 2,25; 5,11; 14,90; 24,51; 44,96; 142,36, и соответствующие опытным точкам 1—6 при $d_{\text{вых}}$, равном 0,048; 0,119; 0,260; 0,600; 0,800; 1,000; 7, 8 — кривые, полученные расчетом по уравнению (1) при $n_\omega = 1,00$ и по уравнению (7)



$$n_\omega = \frac{1 + \eta_\omega^2}{1 - \eta_\omega^2} \quad (2)$$

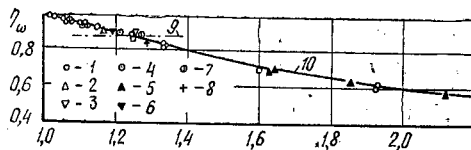
Опытами показано, что характерный радиус η_ω в сечении выхода зависит только от величины безразмерного радиуса $\eta_{\text{вых}} = r_{\text{вых}}/r_{\varphi m}^{\text{вых}}$ (рис. 2).

Приближенную аналитическую связь η_ω с $\eta_{\text{вых}}$ можно выявить, воспользовавшись уравнением движения свободновихревого (винтового) потока в проекции на осевое направление [6, 18]:

$$\nabla^2 \bar{\omega}_x = 0, \quad (3)$$

где $\bar{\omega}_x$ — безразмерная компонента вектора угловой скорости.

Рис. 2. Зависимость безразмерного радиуса от относительного диаметра выходного отверстия: 1—8 — опытные точки, полученные авторами настоящей работы и исследователями [16; 22; 25; 23; 20; 24; 2]; 9, 10 — кривые, полученные расчетом по методике [6] и уравнению (8)



На радиусе η_ω имеем

$$\bar{\omega}_x \Big|_{\eta = \eta_\omega} = \left(\bar{\omega} + \frac{1}{2} \eta \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \eta} \right) \Big|_{\eta = \eta_\omega} = \bar{\omega}_m \quad (4)$$

Записав уравнение (4) относительно $\bar{\omega}_m$ и приняв за переменную $\eta_{\text{вых}}$, получим

$$\frac{\partial^2 \bar{\omega}_m}{\partial \eta_{\text{вых}}^2} + \frac{1}{\eta_{\text{вых}}} \frac{\partial \bar{\omega}_m}{\partial \eta_{\text{вых}}} = 0. \quad (5)$$

Решение дифференциального уравнения будет иметь следующий вид:

$$\bar{\omega}_m = c_1 \ln \eta_{\text{вых}} + c_2, \quad (6)$$

где c_1 и c_2 — постоянные интегрирования, которые можно найти из граничных условий задачи: при $\eta_{\text{вых}} = 1$ $\eta_\omega = 1$ и при $\eta_{\text{вых}} = 1,50$ $\eta_\omega = 0,75$.

Второе граничное условие принято по опытным данным, исходя из особенностей решения уравнения (6) и его наилучшего согласования с экспериментальными. Используя соотношения (1) и (2), находим

$$\bar{\omega}_m = \frac{1}{\eta_\omega} \left(\frac{2\eta_\omega}{1 + \eta_\omega^2} \right) \frac{1 + \eta_\omega^2}{1 - \eta_\omega^2} \approx \frac{2}{1 + \eta_\omega} \quad (7)$$

В результате решения получаем расчетное выражение

$$\eta_{\omega} = \frac{2}{1 + 0,35 \ln \eta_{\text{вых}}} - 1, \quad (8)$$

вполне удовлетворительно согласующееся с опытными данными авторов и других исследователей.

На рис. 1 показаны графическая интерпретация радиального распределения $\bar{\omega}$, рассчитанного с учетом формул (1), (2) и (8) в диапазоне η_{ω} от 0 до 0,993, и сравнение расчетных данных с экспериментальными.

Угол раскрытия воздушной струи в выходном отверстии $\varphi_{\text{вых}} = \arctg(w_{xm}^{\text{вых}}/w_{\varphi m}^{\text{вых}})$ мало изменяясь в диапазоне $0,6 < \bar{d}_{\text{вых}} < 1,0$, значительно возрастает при $\bar{d}_{\text{вых}} < 0,2$. При $\bar{d}_{\text{вых}} \rightarrow 0$ $\varphi_{\text{вых}} \rightarrow \pi/2$. Опытные данные настоящей работы и исследования [16] аппроксимируются формулой

$$\varphi_{\text{вых}} = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\bar{d}_{\text{вых}}}{0,07 + 1,48\bar{d}_{\text{вых}}} \right). \quad (9)$$

Установлена практически линейная и единообразная связь безразмерных радиусов $\bar{r}_{\varphi m}^{\text{вых}}$ и $\bar{r}_{xm}^{\text{вых}}$ с диаметром выходного отверстия ($\bar{d}_{\text{вых}} < 0,7$).

Аналогичный характер имеет и зависимость безразмерного радиуса нулевого статического давления \bar{r}_{p0} от $\bar{d}_{\text{вых}}$, общий вид которой представлен уравнением

$$\bar{r} = a + b\bar{d}_{\text{вых}} + c \exp(e\bar{d}_{\text{вых}}), \quad (10)$$

где a, b, c, e — постоянные величины, приведенные в таблице.

Радиусы	a	b	c	e
$\bar{r}_{\varphi m}^{\text{вых}}$	-0,02	0,98	$7,70 \cdot 10^{-4}$	3,66
$\bar{r}_{xm}^{\text{вых}}$	-0,02	0,98	$7,70 \cdot 10^{-4}$	3,66
\bar{r}_{p0}	-0,02	0,84	$5,68 \cdot 10^{-6}$	10,00

При оценке мощности осевых обратных течений и их влияния на общую аэродинамическую обстановку в циклонном аппарате важное значение имеет определение радиальной протяженности зоны обратного тока, характеризующейся радиусом $\bar{r}_{\omega 0}$. Зависимость $\bar{r}_{\omega 0}$ от $\bar{d}_{\text{вых}}$ находим, зная закон распределения аксиальной скорости w_x в приосевой зоне.

Для однопараметрической модели осесимметричного циркуляционного потока (при пренебрежении радиальной составляющей скорости) уравнение движения имеет вид [3, 4]

$$\frac{dP_{\Pi}}{dr} = \frac{w_{\varphi}}{r} \frac{d(w_{\varphi}r)}{dr} + w_x \frac{dw_x}{dr}. \quad (11)$$

Согласно опытным данным для большей части приосевого течения можно полагать, что P_{Π} сохраняет примерно постоянное значение, т. е. $dP_{\Pi}/dr \approx 0$. Выразив w_{φ} из (1) и подставив это значение в (11), перейдем к безразмерной форме записи:

$$\frac{1}{\eta} \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^{n_{\omega}} \frac{d}{d\eta} \left[\left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^{n_{\omega}} \eta \right] + \bar{u} \frac{d\bar{u}}{d\eta} = 0, \quad (12)$$

где $\bar{u} = w_x/w_{\varphi m}^{\text{вых}}$ — относительная аксиальная скорость.

Выполнив интегрирование, получим закон распределения $\bar{u} = \bar{u}(\eta)$ в диапазоне $0 < \eta < \eta_{\omega 0} = r_{\omega 0}/r_{\varphi m}^{\text{вых}}$

$$|\bar{u}| = \sqrt{-2 \int_{\eta=0}^{\eta} \frac{1}{\eta} \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^{2n_{\omega}} \left(n_{\omega} \frac{1 - \eta^2}{1 + \eta^2} + 1 \right) d\eta + c_1^2}, \quad (13)$$

где c_1 — постоянная интегрирования, имеющая смысл аксиальной скорости на оси циклонного потока $|\bar{u}|_{\eta=0} = |w_x|_{\eta=0}/w_{\varphi m}^{\text{вых}}$, $|w_x|_{\eta=0} = |w_x|_{\eta=0}/V_{\text{вх}}$; $w_{\varphi m}^{\text{вых}} = w_{\varphi m}^{\text{вых}}/V_{\text{вх}}$ ($V_{\text{вх}}$ — скорость потока во входных каналах).

В соответствии с опытными данными (рис. 3)

$$|\bar{u}|_{\eta=0} = 0,14 (\bar{\omega}_{\varphi m}^{\text{ввых}})^{0,55} \quad (14)$$

На рис. 4 приведены опытные и расчетные профили u в области осевого обратного течения. Из представленных данных видно, что, несмотря на определенные допущения, принятые при решении задачи, расчетные кривые в целом удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

Рис. 3. Связь между максимальной тангенциальной и аксиальной скоростями на оси циклонного потока; 1—3 — опытные точки, полученные авторами настоящей работы и исследователями [20; 24]; 4 — кривая, полученная по уравнению (14)

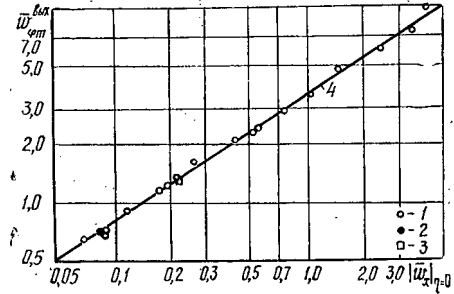
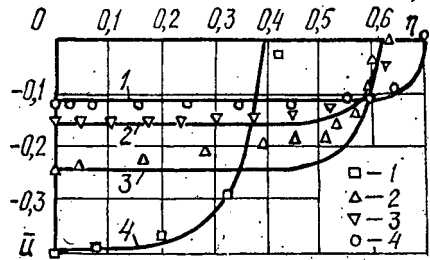


Рис. 4. Радиальное распределение относительной аксиальной скорости в осевом обратном течении циклонного потока: 1—4 — кривые, полученные расчетом по уравнению (13) и соответствующие опытным точкам 1—4, полученным при $d_{\text{ввых}}$, равном 0,081; 0,309; 0,500; 0,700



Численное решение уравнения (13) относительно \bar{r}_{u0} для заданной геометрии циклонного аппарата, использованного в опытах, с применением методики аэродинамического расчета [7, 17] может быть аппроксимировано зависимостью (10) при $a = -0,02$; $b = 0,57$; $c = 3,75 \cdot 10^{-3}$; $e = 4,2$.

Установлено, что безразмерный (отнесенный к входному) массовый расход воздуха

$$\bar{m}_0 = 2 \frac{\rho_m}{\rho_{\text{вх}}} \bar{\omega}_{\varphi m}^{\text{ввых}} (\bar{r}_{\varphi m}^{\text{ввых}})^2 \int_0^{\eta_{u0}} |\bar{u}| \eta d\eta / \bar{f}_{\text{вх}} \quad (15)$$

(ρ_m и $\rho_{\text{вх}}$ — плотности на радиусе $\bar{r}_{\varphi m}^{\text{ввых}}$ и во входных каналах соответственно; $\rho_m/\rho_{\text{вх}} \approx 1$), возрастает с увеличением $\bar{d}_{\text{ввых}}$, достигая 60 % при $\bar{d}_{\text{ввых}} = 1,0$. Рас-

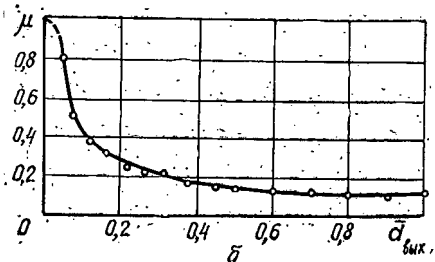
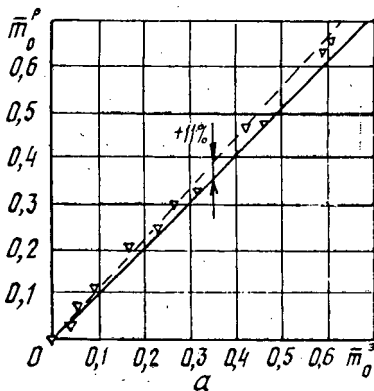


Рис. 5. Сопоставление расчетных (кривые) и опытных (точки) значений относительного массового расхода газа (a) и коэффициента расхода циклонного аппарата (b)

четные значения m_0 несколько превышают (в среднем на 11 %) экспериментальные (рис. 5, а), что можно объяснить большей заполненностью теоретического профиля $u = \bar{u}(\eta)$, получаемой, по-видимому, из-за того, что в уравнении (11) не учтена зависимость P_{Π} от r .

Используя коэффициент расхода μ , объемный расход газа через циклонный аппарат можно связать с его аэродинамическим сопротивлением:

$$Q = \mu \frac{\pi}{4} (r_{\text{вх}}^2 - r_{\text{и0}}^2) \sqrt{2\Delta P_{\Pi}/\rho_{\text{вх}}}, \quad (16)$$

где ΔP_{Π} — перепад полного давления в циклоне.

Выразив μ из уравнения (16) и перейдя к безразмерным величинам, получим

$$\mu = \frac{\bar{f}_{\text{вх}}}{(\bar{r}_{\text{вх}}^2 - \bar{r}_{\text{и0}}^2) \sqrt{\xi_{\text{вх}}}}. \quad (17)$$

Здесь $\xi_{\text{вх}}$ — суммарный коэффициент сопротивления циклона, определяемый по рекомендациям [8—10],

$$\xi_{\text{вх}} = 2\Delta P_{\Pi}/\rho_{\text{вх}} V_{\text{вх}}^2.$$

На рис. 5, б показаны расчетные и экспериментальные значения μ в широком диапазоне $\bar{a}_{\text{вхх}}$ при $\bar{f}_{\text{вх}} = 4,77 \cdot 10^{-2}$. Полученная зависимость $\mu = \mu(\bar{a}_{\text{вхх}})$ в качественном отношении соответствует аналогичным данным для центробежных форсунок и вихревых воронок [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1]. Альтшуль А. Д. Гидравлические сопротивления.— М.: Недра, 1970.— 216 с. [2]. Балугев Е. Д. Исследование аэродинамики технологической циклонной камеры: Дис. ... канд. техн. наук.— М., 1967.— 210 с. [3]. Васильев О. Ф. Основы механики винтовых и циркуляционных потоков.— М.; Л.: ГЭИ, 1958.— 142 с. [4]. Вопросы механики вращающихся потоков и интенсификация теплообмена в ЯЭУ / Ф.Т., Каменьщиков, В. А. Решетов, А. Н. Рябов и др.— М.: Энергоатомиздат, 1984.— 176 с. [5]. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки.— М.: Мир, 1987.— 588 с. [6]. Карпов С. В. О расчете движения газов и теплоотдачи в приосевой области циклонного потока // ИФЖ.— 1984.— Т. 47.— № 6.— С. 892—903. [7]. Карпов С. В., Сабуров Э. Н. Аэродинамика и теплоотдача в циклонных камерах и пылеотделителях: Обзор и обобщение / Арханг. лесотехн. ин-т.— Архангельск, 1988.— 312 с.— Деп. в ВИНТИ 28.01.88. № 850.— В88. [8]. Карпов С. В., Сабуров Э. Н. К обобщению экспериментальных данных по аэродинамике циклонных камер // Лесн. журн.— 1977.— № 1.— С. 119—122.— (Изв. высш. учеб. заведений). [9]. Карпов С. В., Сабуров Э. Н. Методика расчета аэродинамических характеристик циклонных камер // Хим. и нефтяное машиностроение.— 1977.— № 7.— С. 20—22. [10]. Карпов С. В., Сабуров Э. Н. Расчет аэродинамического сопротивления циклонов // Актуальные проблемы комплексного использования лесных ресурсов на Европейском Севере: Сб. науч. тр.— Архангельск: АЛТИ, 1989.— С. 167—171. [11]. Кутателадзе С. С., Волчков Э. П., Терехов В. И. Аэродинамика и теплообмен в ограниченных вихревых потоках.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1987.— 282 с. [12]. Ляховский Д. Н. Исследование аэродинамики циклонной камеры. Вопросы аэродинамики циклонной камеры // Вопросы аэродинамики и теплоотдачи в котельно-топочных процессах.— М.: ГЭИ, 1958.— С. 114—150. [13]. Неманов Е. А. Исследование течения потока в выходном отверстии циклонной камеры // Тез. докл. научн.-техн. конф. «Актуальные проблемы рационального использования и восстановления природных ресурсов Европейского Севера» (к 60-летию АЛТИ).— Архангельск, 1989.— С. 58—59. [14]. Сабуров Э. Н., Карпов С. В., Егоров А. И. Устройства для подсушки и сжигания отходов // Лесн. пром-сть.— 1982.— № 6.— С. 24—25. [15]. Сабуров Э. Н., Карпов С. В. Методы повышения эффективности циклонных сепараторов целлюлозно-бумажного производства // Бумажн. пром-сть.— 1989.— № 10.— С. 26—28. [16]. Сабуров Э. Н., Карпов С. В. О влиянии формы выходного отверстия на аэродинамику циклонно-вихревых нагревательных устройств // Кузнечно-штамповочное производство.— 1974.— № 2.— С. 35—38. [17]. Сабуров Э. Н., Карпов С. В., Осташев С. И. Теплообмен и аэродинамика закрученного потока в циклонных устройствах.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1989.— 276 с. [18]. Саткевич А. Общий анализ свободно-вихревого потока несжимаемой вязкой жидкости // Записки Гос. гидролог. ин-та. Т. 5.— Л.: Изд-во ГГИ, 1931.— С. 1—21. [19]. Стерлигов В. В., Воронцов В. Г., Ливанов С. Ф. Исследование мощности осевых токов в вихревой камере // Интенсификация процессов в металлургической теплотехнике.— Новокузнецк: Сиб. металлург. ин-т, 1974.— С. 109—111. [20]. Устименко Б. П. Исследование аэродинамики потока в топочной циклонной камере: Дис. ... канд. техн. наук.— Алма-Ата, 1954.— 150 с. [21]. Циклонные топки. / Под ред. Г. Ф. Кнорре, М. А. Наджарова.— М.; Л.: ГЭИ, 1958.— 216 с. [22]. Якубов Г. В. Обоб-

шение аэродинамических характеристик циклонных камер // Изв. вузов АН КазССР.— 1957.— Вып. 1 (12).— С. 105—118. [23]. Najim S. E., Styles A. S., Syred N. An aerodynamic study of a modulable cyclone combustor with gaseous fuels // Riv. combust.— 1980.— Vol. 34.— N 7—8.— P. 297—308. [24]. Pánoiu N. Зависимость между геометрическими симплексами и режимом течения при однофазном изотермическом моделировании циклонных топок // Rev. Roum. Sci. Techn.— Electrotechn. et Energ.— 1966.— Vol. 11.— P. 217—236. [25]. Syred N., Sahatimehr A. Cyclone combustors and the combustion of poor quality and low calorific value fuels // Int. Conf. Combust. Eng., Oxford, 11—14 Apr.— London.— 1983.— Vol. 2.— P. 43—50. [26]. The effect of the entrained gas on the vortex combustion flow / G. H. Vatisstas, C. Lam, S. Lin, C. K. Kwok // AIAA Pap.— 1986.— N 1608.— P. 1—3. [27]. Vatisstas G. H., Lin S., Kwok C. K. Recent findings on confined vortex chamber flow // AIAA Pap.— 1985.— N 1559.— P. 1—18.

УДК 674.047

ВЫБОР РАЦИОНАЛЬНОГО ТИПА КОНВЕКТИВНОЙ СУШИЛКИ ДЛЯ ИЗМЕЛЬЧЕННОЙ ДРЕВЕСИНЫ

В. П. ОРЛОВ, Ю. Л. ЮРЬЕВ

Уральский лесотехнический институт

Сушка измельченной древесины (опилки, щепа, волокно) — обязательный этап в технологии ее переработки.

Существующие виды конвективной сушки в пневматических, аэрофонтанных, барабанных сушилках и сушилках с кипящим слоем в той или иной степени решают проблему обезвоживания древесины, исходя из технологических потребностей. Определенную трудность представляет сушка до влажности 5...10%. Это связано с низкой скоростью процесса во втором периоде сушки, т. е. во внутридиффузионной области. После достижения критической влажности (20...22%) требуется значительное время пребывания материала в аппарате, что связано с увеличением его объема.

Аэрофонтанная сушилка и пневматическая труба-сушилка — наиболее простые и надежные в эксплуатации аппараты. Однако использование труб-сушилок для глубокой сушки приводит к неоправданно большому длине труб (30...50 м) из-за малого времени пребывания материала в аппарате. Гораздо чаще для этой цели применяют аэрофонтанные сушилки, как правило, многокамерные, которые обеспечивают более длительное пребывание частиц в зоне сушки и, следовательно, низкую конечную влажность материала. Относительно допустимой температуры теплоносителя в этих сушилках имеется разноречивая информация [1, 2]. Наблюдаемая некоторыми исследователями термическая деструкция древесины связана, по-видимому, с интенсивной циркуляцией частиц в аппарате. В этом случае контакт достаточно обезвоженной частицы с горячим теплоносителем возможен в горловине аппарата. Кроме того, высокие относительные скорости частиц и газа наблюдаются лишь в ядре потока, в остальной же части объема аппарата частицы перемещаются медленно, что приводит к их перегреву.

Рекомендуемая в литературе температура теплоносителя сравнительно невысока (200...400 °С), при этом влаговсъем также низкий, а число последовательно устанавливаемых конусов составляет до 2...5 единиц. Существующий метод расчета таких многокамерных аппаратов учитывает лишь параметры сушки (скорость газа в горловине, температура теплоносителя) в первом аппарате; последующие аппараты, исходя из удобства изготовления, имеют такие же размеры. Поэтому наблюдаемое постепенное снижение влаговсъема в конусах связано не только с падением скорости сушки, но и с нарушением нормального гидродинамического режима их работы.

Таким образом, использование простых некомбинированных сушилок (пневматической и аэрофонтанной) для сушки древесины до низкой конечной влажности не позволяет в полной мере использовать их потенциал, а именно, высокую скорость удаления физической влаги в пневматической сушилке и значительное время пребывания частиц измельченной древесины в аэрофонтанной сушилке.

Представляется, что удаление физической влаги рациональнее проводить в трубе-сушилке, где из-за высоких относительных скоростей газа и частиц снижается внешнедиффузионное сопротивление и обеспечивается высокая скорость сушки. Одновременно может быть повышена температура теплоносителя до 600...800 °С без термической деструкции частиц. Внутридиффузионную стадию процесса разумнее проводить в аэрофонтанной сушилке при пониженных температурах.

В табл. 1 и 2 представлены результаты сравнительного расчета процесса сушки измельченной древесины по трем вариантам: в трубе-сушилке, в аэрофонтанной и