№ 5 (286) ТЕХНОЛОГИЯ ТЕКСТИЛЬНОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ 2005

УДК 677.21.051:681.3(075.8)

ОСОБЕННОСТИ ПНЕВМАТИЧЕСКОГО УПЛОТНЕНИЯ ВОЛОКНА В НИЖНЕЙ ШАХТЕ ДВУХКАМЕРНОГО БУНКЕРНОГО ПИТАТЕЛЯ

А.П. БАШКОВ, В.Д. ФРОЛОВ

(Ивановская государственная текстильная академия)

При пневмостабилизации волокнистого слоя в нижней шахте двухкамерного бункерного питателя наблюдается неравномерность распределения вектора скорости вдоль поперечного сечения шахты, что приводит к образованию неровноты полуфабриката [1].

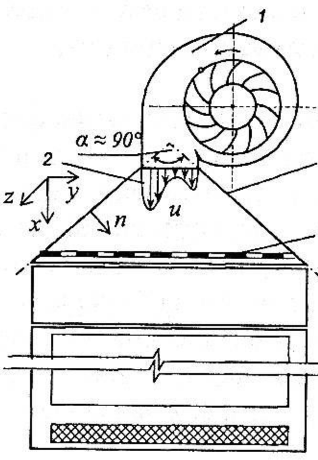

Рис. 1

По выходе из спиральной камеры вентилятора 1 (рис. 1 – формирование воздушного потока в диффузоре) профиль 2 поля вектора скорости u уже имеет искривление, обусловленное работой самого вентилятора. Затем поток направляется в плоский диффузор 3. Известно, что в диффузорах с большим углом раскрытия α происходит неизбежный отрыв потока от стенки диффузора, что создает макровихри и еще больше деформирует профиль поля вектора скорости [2].

В диффузорах с углом α от 28 до 80° наблюдается режим течения с полностью развитым отрывом потока, а при углах более 80° течение переходит в струйный режим. Местоположение начала отрыва обусловливается не только углом α и числом Re, но и характером распределения поля вектора скорости в начальном сечении. При вогнутом профиле поля вектора скорости (как в нашем случае) точка отрыва явно смещена ближе к выходу диффузора.

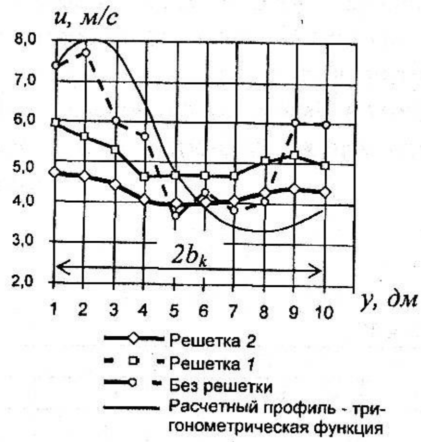

Рис. 2

При расчетах профиль скорости для плоских диффузоров с отрывом потока может быть представлен тригонометрической функцией (рис. 2 – профили поля вектора скорости в нижней шахте):

$$\bar{u} = \frac{u}{u_k} = \frac{U}{u_k} + \frac{\Delta u}{u_k}\sin\left(\varphi_k + u_k\frac{y}{b_k}\right) = \overline{U}_k + \Delta\bar{u}_k \sin(\alpha + \omega_k \bar{y}), \quad (1)$$

где U – постоянная средняя скорость; u – мгновенная скорость; u_k – средняя по сечению канала скорость; Δu – разность между средней и мгновенной скоростями; $\omega_k=2k\pi$ – приведенная частота при гармоническом распределении скорости; k – постоянный для каждого диффузора коэффициент; b_k – полуширина канала на выходе диффузора; $\bar{y} = y/b_k$ – относительная координата; α – угол конусности диффузора.

Известно, что использование диффузора с плавно закругленными боковыми стенками и с продольными перегородками, разделяющими его на параллельные каналы со значительно меньшими углами раскрытия (рис. 5-а), исключает условия для отрыва потока, а следовательно, способствует более равномерному распределению поля вектора скорости и давления по сечению канала. Кроме этого снижается общее гидравлическое сопротивление диффузора. Число разделительных стенок выбирают в зависимости от угла расширения диффузора. В нашем случае при α = 90° их число равно 6 [2].

Форма кривой, по которой изгибаются боковые стенки диффузора, подбирается из условия сохранения постоянства градиента давления вдоль потока, то есть $\frac{dp}{dx} = \text{const}$.

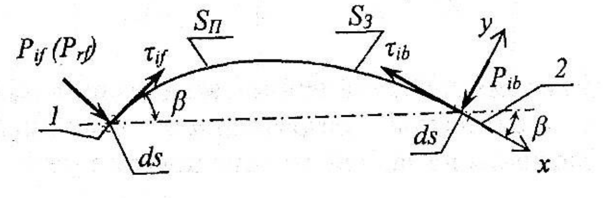

Рис. 3

Если рассматривается свободномолекулярный поток около криволинейной поверхности (рис. 3: 1 – передняя сторона на входе; 2 – задняя сторона на выходе диффузора), то при переносе массы для расчета числа падающих на переднюю сторону 1 этой поверхности числа молекул применим известный интеграл Эйлера-Пуассона:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_1^2} d\left(\frac{H_1}{\sqrt{2}}\right) = 2\int_{0}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_1^2} d\left(\frac{H_1}{\sqrt{2}}\right) = \sqrt{\pi}\,. \quad (2)$$

Следовательно:

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_1^2} du_y = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_3^2} du_z = c_{mi}\sqrt{\pi}\,, \quad (3)$$

где u_y и u_z – составляющие скорости молекулы воздуха по оси y и z при переносе массы; c_{mi} – величина, связанная со средней скоростью хаотического движения $\bar{c}$, где индекс i относится к частицам невозмущенного потока; H_1 – единичная передняя площадка боковой стенки диффузора.

Согласно выражению (3) для определения общего числа падающих на поверхность молекул N_i можно записать зависимость:

$$N_i = \frac{n_i c_{mi}}{2\sqrt{\pi}}\left[e^{-x^{-2}} + \bar{x}\sqrt{\pi}(1+\text{erf}\bar{x})\right], \quad (4)$$

где f – функция распределения молекул, то есть функция распределения Максвелла на передней части кривой; n_i – число отраженных от поверхности молекул.

Так как

$$\sqrt{\bar{c}^2} = \frac{\bar{c}}{2}\sqrt{\frac{3\pi}{2}} = \sqrt{3RT} = c_m\sqrt{\frac{3}{2}}\,, \quad (5)$$

то согласно (5)

$$c_{mi} = \sqrt{2R_iT_i}\,, \quad (6)$$

где R_i и T_i – нормальная и касательная составляющие количества движения.

Тогда

$$N_i = n_i\sqrt{\frac{RT_i}{2\pi}}\left[e^{-x^{-2}} + \bar{x}\sqrt{\pi}\left(1+\mathrm{erf}\bar{x}\right)\right]. \quad (7)$$

или с учетом выражения (7):

$$N_{if} = n_i\sqrt{\frac{RT_i}{2\pi}}\left[e^{-x^{-2}} - \bar{x}\sqrt{\pi}\left(1-\mathrm{erf}\bar{x}\right)\right]. \quad (9)$$

Давление определяется суммарной потерей количества движения группой молекул в нормальном к поверхности направлении в результате соударения со стенкой диффузора. Численно давление от группы

По аналогии с вышеприведенными рассуждениями найдем число молекул, падающих на заднюю сторону 2 изогнутой поверхности:

$$N_{if} = -n_i(\pi c_{mi}^2)^{-\frac{3}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_1^2} du_y \int_{-\infty}^{\infty} u_x^2 e^{-\frac{1}{2}H_2^2} du_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_3^2} du_z, \quad (8)$$

молекул, соударяющихся с единицей поверхности, составляет:

$$p = mn_i u_x^2 f du_x du_y du_z. \quad (10)$$

Следовательно, давление, производимое всеми падающими на переднюю площадку молекулами, равно:

$$p_{if} = \rho_i(\pi c_{mi}^2)^{-\frac{3}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_1^2} du_y \int_{-\infty}^{\infty} u_x^2 e^{-\frac{1}{2}H_2^2} du_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_3^2} du_z, \quad (11)$$

где $\rho_i = mn_i$ – плотность воздушного молекулярного потока.

Учитывая значения первого и третьего интегралов в (11), каждый из которых равен $c_{mi}\sqrt{\pi}$, а также учитывая выражение

$$\bar{x}^2 = \sin^2\beta\frac{U_{x\infty}^2}{a_i^2}\frac{k}{2} = \sin^2\beta\frac{U_{x\infty}^2}{c_{mi}^2} \quad (12)$$

при подстановке в (11), получим формулу для относительной безразмерной величины давления на передней стороне поверхности:

$$\bar{p}_{if} = \frac{2p_{if}}{\rho_i U_{x\infty}^2} = \sin^2\beta\left[\frac{1}{\bar{x}\sqrt{\pi}}e^{-x^{-2}} + \left(1+\frac{1}{2x^{-2}}\right)\left(1+\mathrm{erf}\bar{x}\right)\right]. \quad (13)$$

Для определения давления на заднюю сторону поверхности воспользуемся соотношением (11), заменяя в нем пределы интегрирования по u_x на $-\infty < u_x < \infty$. С учетом этих значений найдем зависимость для относительной безразмерной величины давления на задней стороне поверхности:

$$\bar{p}_{ib} = \frac{2p_{ib}}{\rho_i U_{x\infty}^2} = \sin^2\beta\left[-\frac{1}{\bar{x}\sqrt{\pi}}e^{-x^2} + \left(1+\frac{1}{2x^{-2}}\right)\left(1-\mathrm{erf}\bar{x}\right)\right]. \quad (14)$$

Напряжение сил трения τ_i является следствием полной потери тангенциальной составляющей количества движения молекул при ударении о стенки диффузора. Для числа молекул, соударяющихся с единицей поверхности в единицу времени, эта потеря составит:

$$\overline{\tau}_i = n_c m f u_y u_x du_y du_x du_z. \quad (15)$$

Следовательно, напряжение трения, обусловленное падением на переднюю площадку всех молекул, будет:

$$\tau_i = \rho_i (\pi c_{mi}^2)^{-\frac{3}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} u_y e^{-\frac{1}{2}H_1^2} du_y \int_0^{\infty} u_x e^{-\frac{1}{2}H_2^2} du_x \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_3^2} du_z. \quad (16)$$

Полагая, что:

$$\left.\begin{aligned} u_x &= \overline{u}_x + U_x = \overline{u}_x + \frac{c_{mi}}{\sqrt{2}} H_2, & \frac{H_2}{\sqrt{2}} &= \frac{U_x}{c_{mi}}, \\ u_y &= \overline{u}_y + U_y = \overline{u}_y + \frac{c_{mi}}{\sqrt{2}} H_1, & \frac{H_1}{\sqrt{2}} &= \frac{U_y}{c_{mi}}, \\ u_z &= \overline{u}_z + U_z = \overline{u}_z + \frac{c_{mi}}{\sqrt{2}} H_3, & \frac{H_3}{\sqrt{2}} &= \frac{U_z}{c_{mi}}, \end{aligned}\right\} \quad (17)$$

преобразуем соотношение (16) к следующему виду:

$$\tau_i = \rho_i (\pi c_{mi}^2)^{-\frac{3}{2}} c_{mi}^3 \int_{-\infty}^{\infty} \left(\overline{u}_y + \frac{H_1}{\sqrt{2}} c_{mi} \right) e^{-\frac{1}{2}H_1^2} d\left(\frac{H_1}{\sqrt{2}} \right) \cdot$$

$$\cdot \int_{-\frac{\overline{u}_x}{c_{mi}}}^{\infty} \left(\overline{u}_x + \frac{H_2}{\sqrt{2}} c_{mi} \right) e^{-\frac{1}{2}H_2^2} d\left(\frac{H_2}{\sqrt{2}} \right) \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2}H_3^2} d\left(\frac{H_3}{\sqrt{2}} \right). \quad (18)$$

Интегралы, входящие в выражение (18), после вычисления имеют следующие значения:

$$\left.\begin{aligned} &1.\ \overline{u}\sqrt{\pi}; \\ &2.\ \frac{1}{2} c_{mi} \left[e^{-x^{-2}} + \overline{x}\sqrt{\pi}(1 + \mathrm{erf}\overline{x}) \right]; \\ &3.\ \sqrt{\pi}. \end{aligned}\right\} \quad (19)$$

Касательное напряжение трения на задней площадке будет определяться выражением (18) с переменным нижним пределом $-\infty < u_x < 0$ во втором интеграле. В соответствии с этим найдем для второго интеграла:

$$\frac{1}{2} c_{mi} \left[e^{-x^{-2}} - \overline{x}\sqrt{\pi}(1 - \mathrm{erf}\overline{x}) \right]. \quad (20)$$

Имея эти значения интегралов и учитывая, что

$$\left.\begin{aligned} \overline{u} &= U_{x_\infty} \cos\beta, \\ \overline{x} &= \frac{U_{x_\infty}}{c_{mi}} \sin\beta, \end{aligned}\right\} \quad (21)$$

получим из выражения (22) зависимость для коэффициента трения:

$$C_{fi} = \frac{2\tau_i}{\rho_i U_{x\infty}^2} = \sin\beta\cos\beta\left[\frac{\pm e^{-x^{-2}}}{\overline{x}} + \left(1 \pm \mathrm{erf}\overline{x}\right)\right], \qquad (22)$$

где знак "+" относится к передней площадке, а знак "–" – к задней.

Аналитические исследования показали, что при входе в любой диффузор с изогнутыми боковыми стенками пограничный слой растет медленнее, чем в диффузорах с прямыми стенками. Поэтому в криволинейных диффузорах отрыв потока от стенки всегда происходит позже, и гидравлическое сопротивление меньше, чем в прямолинейных диффузорах. Уменьшение расширения в конце диффузора приведет к увеличению устойчивости ослабленного пограничного слоя (рис. 4 – коэффициент гидравлического сопротивления φ для прямолинейного (кривая 1) и криволинейного (кривая 2) диффузоров).

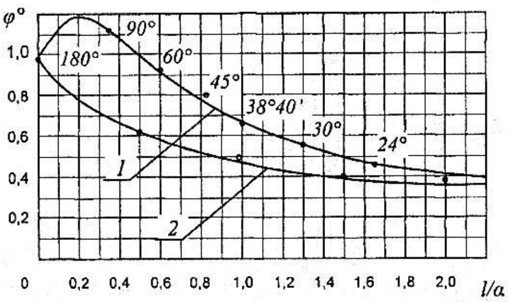

Рис. 4

Теоретически и экспериментально доказано, что на выходе из диффузоров с криволинейными боковыми стенками поля скоростей наиболее однородны. Лучшими являются диффузоры, обводы боковых стенок которых заданы уравнениями [2], [3]:

$$y = \frac{b_2}{1 + \left(\frac{b_2}{b_1} - 1\right)\frac{x}{\ell}}, \qquad (23)$$

$$y = \frac{b_2}{1 + \left[\left(\frac{b_2}{b_1}\right)^2 - 1\right]\frac{x}{\ell}}, \qquad (24)$$

где y и x – координаты; b_1 и b_2 – размеры входного и выходного сечения диффузора; ℓ – длина диффузора (рис. 5-б).

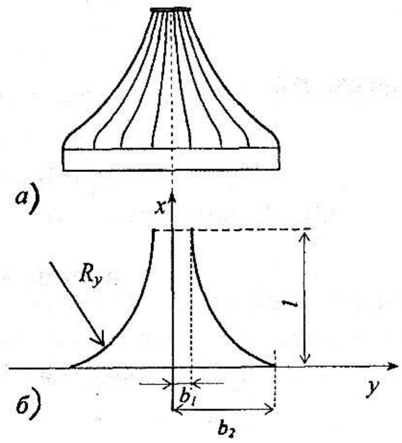

Рис. 5

На рис. 5 представлен диффузор: а) – с изогнутыми боковыми стенками и разделяющими перегородками; б) – профиль изгиба боковой стенки.

Известно, что в каналах некруглого сечения во внутренних углах, образованных стенками канала, возникают вторичные токи, которые ухудшают однородность потока в поперечном сечении канала и увеличивают потери давления. При расширении канала явления в углах усиливаются, поэтому поперечное сечение диффузора должно иметь скругленные углы.

Существенное влияние на потери давления и поле скоростей в диффузоре оказывает закрутка потока на выходе из вентилятора. Нормальная закрутка, создавая радиальное ускорение частиц в пограничном слое, оттягивает точку отрыва ближе к выходу диффузора и тем самым снижает вероятность образования вторичных токов и потери давления.

Для окончательного выравнивания скорости по сечению нижней шахты на выходе из диффузора 3 были установлены подпирающие решетки 4 (рис. 1), представляющие собой плоские гребни, выполненные в двух вариантах: с постоянным и переменным шагом зубьев (рис. 6).

При небольшой неравномерности поля скорости с помощью равномерно распределенного по сечению местного сопротивления наименьшие потери давления при превращении исходного профиля $\overline{u}_{0i}$ в заданный $\overline{u}_{Ri}$ будут при условии:

$$\zeta_p = 2\frac{\overline{u}_{0i} - \overline{u}_{Ri}}{\overline{u}_{0i} + \overline{u}_{Ri} - 2}$$

или

$$\zeta_p = 2\frac{\Delta\overline{u}_{0i} - \Delta\overline{u}_{Ri}}{\Delta\overline{u}_{0i} + \Delta\overline{u}_{Ri}}, \qquad (25)$$

где ζ_p = const – коэффициент местного сопротивления выравнивающей решетки; $\Delta\overline{u}_{0i}$ и $\Delta\overline{u}_{Ri}$ – максимальные отклонения до и после выравнивания от средней по сечению скорости $u_{ср}$:

$$\Delta\overline{u}_{0i} = \Delta u / u_{ср}.$$

В этом случае коэффициент выравнивания потока K будет:

$$K = \frac{\overline{u}_{Ri} - 1}{\overline{u}_{0i} - 1} = \frac{\Delta\overline{u}_{Ri}}{\Delta\overline{u}_{0i}} = \frac{2 - \zeta_R}{2 + \zeta_R}. \qquad (26)$$

Чем меньше значение коэффициента K, тем больше эффект выравнивания. Из выражения (26) видно, что при $\zeta_p = 2$ неравномерность исчезает, при дальнейшем увеличении ζ_p она снова появляется, но с обратным знаком.

Для полного выравнивания потока можно использовать переменное по сечению сопротивление, располагая напротив меньшей скорости меньшее сопротивление. В этом случае ζ_p = var; $\overline{u}_{Ri} = 1$; $\Delta\overline{u}_{Ri} = 0$. Тогда минимальные потери давления будут при

$$\zeta_p = 2\left[1 - \frac{(\overline{u}_{0i})_{min}}{\overline{u}_{0i}}\right]. \qquad (27)$$

Расчеты по приведенным формулам и данные производственных испытаний подпирающих решеток (гребней) показали, что коэффициент сопротивления решетки 1 (рис. 6 – профиль решетки: 1 – с постоянным, 2 – с переменным шагом) составляет $\zeta_{p1} = 0,43$, коэффициент выравнивания $K_1 = 0,87$. Для решетки 2: $\zeta_{p2} = 0,54$, $K_2 = 0,87$.

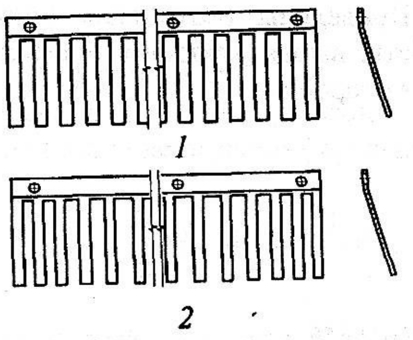

Рис. 6

Профили распределения поля вектора скорости при использовании обеих решеток и без них, измеренные при работе бункерного питателя без волокна, приведены на рис. 2. Значения коэффициентов сопротивлений для обеих решеток значительно меньше оптимального $\zeta_p = 2$. Сделано это намеренно, чтобы не создавать больших потерь давления и не снижать в значительной степени скорость потока, в противном случае уплотнение волокнистого слоя в нижней шахте будет недостаточным.

Кроме того, воздух, нагнетаемый вентилятором, забирается после фильтрации через волокнистый слой в верхнюю шахту и содержит пыль и пух. В связи с этим конструкция подпирающих решеток в виде гребней предусматривает их самоочистку, поскольку зубья открыты и стоят под углом к стенке диффузора и к воздушному потоку. Эта особенность конструкции решеток также снижает их аэродинамическое сопротивление. Тем не менее эффект от выравнивания вполне заметен, и решетка с переменным шагом зубьев более предпочтительна для использования.

ВЫВОДЫ

1. Проведен анализ искривления профиля поля вектора скорости в нижней шахте двухкамерного бункерного питателя.

2. Предложены теоретически обоснованные технические решения, позволяющие создать эффект выравнивания профиля поля вектора скорости.

3. Приведены результаты испытаний устройств, выравнивающих профиль поля вектора скорости.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Башков А.П., Шиков Ю.А.* Нормализация воздушных потоков в бункерном питателе / Межвуз. сб. научн. тр.: Улучшение условий труда на предприятиях текстильной и легкой промышленности. – Иваново: ИвТИ, 1991. С.96...102.

2. *Идельчик И.Е.* Аэрогидродинамика технологических аппаратов. – М.: Машиностроение, 1983.

3. Производство нетканых материалов на основе малоотходной технологии // Отчет НИР. Рук. Фролов В.Д. – Иваново, ИГТА, 1994.

Рекомендована кафедрой механической технологии текстильных материалов. Поступила 27.05.05.