УДК 677.08:53

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ФРАГМЕНТА РАЗВОЛОКНЯЕМОГО МАТЕРИАЛА С КОНФУЗОРНЫМИ ОТВЕРСТИЯМИ ПЕРФОРИРОВАННОГО ПОДДОНА

А.П. БАШКОВ, В.Д. ФРОЛОВ

(Ивановская государственная текстильная академия)

Для предварительного разволокнения отходов в виде лоскута ткани, трикотажа или нетканого полотна из шерстяных волокон предлагается секция разволокнения в составе поточной линии, главным рабочим органом которой является пустотелый разрыхляющий барабан, снабженный зубчатой гарнитурой, состоящей из расположенных в шахматном порядке отдельных металлических зубьев эллипсовидного сечения с тремя остриями.

Во внутреннюю полость барабана подведен паропровод, а на поверхности барабана между зубьями расположены форсунки для выхода пара. Под барабаном находится перфорированный поддон с отверстиями в виде эллипсовидных конфузоров, расположенных в шахматном порядке.

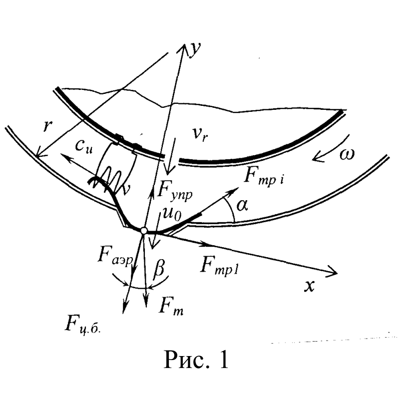

Рис. 1

На фрагмент разволокняемого материала, удерживаемый зубом, при прохождении его над отверстием перфорированного поддона будут действовать следующие силы (рис. 1 – схема сил, действующих на фрагмент разволокняемого материала): центробежная сила $F_{ц.б}$; сила тяжести $F_т$; сила упругости $F_{упр}$ по нормали к поверхности поддона; сила трения $F_{тр}$ по касательной к поверхности конфузорного отверстия; аэродинамическая сила $F_{аэр}$ как результирующая радиальной силы со стороны струи пара, истекающей со скоростью $v_г$ из форсунки, и силы со стороны машинного потока, создаваемого вращающимся барабаном и движущимся со скоростью v в направлении вращения.

В большинстве случаев скорости машинного потока и фрагмента материала равны, поэтому следует считать, что аэродинамическая сила действует все же в радиальном направлении. При этом возмущения, вносимые струей пара в машинный поток, приведут к высокой степени его турбулизации.

Величина и направление силы трения будут изменяться от $F_{тр\,1}$ до $F_{тр\,i}$ в каждой точке поверхности поддона в зависимости от его рельефа в данном месте, то есть от угла α.

За счет действия перечисленных сил фрагмент материала испытывает растягивающее воздействие в виде пульсаций, частота которых будет определяться скоростью разрыхляющего барабана и частотой отверстий в поддоне. Величина растягивающего усилия определяется разницей между тянущим усилием со стороны зуба и силой трения материала о поддон, которая в свою очередь зависит от прижимающей силы, то есть результирующей $F_{ц.б}$, $F_т$, $F_{упр}$ и $F_{аэр}$.

Для упрощения рассуждений можно рассматривать указанные силы как систему с одной степенью свободы, то есть решать задачу в одной плоскости. При этом всю массу материала в зазоре между поддоном и барабаном будем считать сплошной средой с определенным вязким сопротивлением.

Дифференциальное уравнение малых свободных колебаний системы с одной степенью свободы при действии возмущающих сил имеет вид:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + 2n\frac{\partial y}{\partial t} + \omega^2 y = f(t). \quad (1)$$

Проекция сил на ось оу запишется следующим образом:

$$F_т\cos\beta + F_{ц.б} + F_{аэр} - F_{упр}\sin\alpha - F_{тр}\cos\alpha = 0. \quad (2)$$

После обозначения

$$F_т\cos\beta + F_{ц.б.} + F_{аэр} = H \quad и \quad F_{упр}\sin\alpha + F_{тр}\cos\alpha = Q$$

уравнение (1) примет следующий вид:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + 2n\frac{\partial y}{\partial t} + \mu^2 y = h\cos\sigma t, \quad (3)$$

где $2n = \frac{\alpha}{m}$; $\mu = \sqrt{\frac{Q}{m\ell}}$; $h = \frac{H}{m}$; n – коэффициент затухания, зависящий от вязких свойств системы; α – коэффициент сопротивления; m – масса фрагмента материала; μ – частота свободных колебаний; σ – частота вынужденных колебаний, зависящая от частоты вращения барабана ω и шага k конфузорных отверстий в поддоне, радиус окружности которого r, $\sigma = \frac{\pi r^2\omega}{k}$; h – отношение возмущающей силы H к массе фрагмента волокнистого материала.

В свою очередь для расчета параметров Q и H необходимо определить $F_{ц.б}$, $F_{аэр}$, $F_{тр}$, $F_{упр}$.

Сила трения будет определяться как

$$F_{тр} = K\,(mg\cos\beta + F_{ц.б} + F_{аэр}),$$

где K – коэффициент трения скольжения.

Значение центробежной силы можно записать в виде

$$F_{ц.б} = mr\omega^2 = m\frac{c_u^2}{r}, \quad (4)$$

где c_u – тангенциальная составляющая скорости фрагмента материала, $c_u = 2\pi r\omega$.

Направление аэродинамической силы можно считать радиальным, поскольку струи пара выходят из форсунок в радиальном направлении, а машинный поток, то есть поток, сопутствующий вращению барабана, в гладкой части поддона на материал, движущийся с такой же скоростью, практически не действует. Только в зоне конфузорного отверстия воздух машинного потока под действием центробежных сил изменяет направление и выходит из отверстия радиально.

Аэродинамическая сила вычисляется по формуле

$$F_{аэр} = C_x S\frac{\rho u_0^2}{2}, \quad (5)$$

где C_x – коэффициент лобовой аэродинамической силы.

Прижатый к полусферической поверхности отверстия, фрагмент материала приобретает его форму. Увлажненный паром, он практически теряет воздухопроницаемость. Для непроницаемой полусферы, обращенной впадиной к потоку, C_x = 1,33 [1]; S – миделево сечение; если учитывать, что размер фрагмента, вероятнее всего, больше отверстия диаметром d, то $S=\frac{\pi d^2}{4}$; ρ – плотность воздуха, u_0 – суммарная эффективная скорость в потоке.

Согласно [2] в зазоре между вращающимся барабаном и неподвижным ограждением (при небольших зазорах) суммарная эффективная скорость будет:

$$u_0=\sqrt{v_2^2+Ac_u^2}, \qquad (6)$$

где v_2 – радиальная скорость, в нашем случае скорость истечения струи пара; A – отношение средней окружной скорости к тангенциальной скорости поверхности вращающегося барабана, при небольших зазорах A = 0,5.

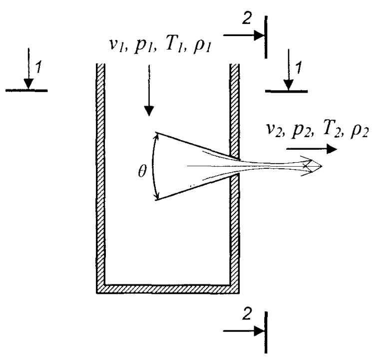

Рис. 2

Для определения скорости истечения струи через отверстие в стенке цилиндрической камеры (рис. 2 – схема истечения струи через отверстие в стенке сосуда) можно использовать формулу Сен-Венана [1] при условии, что скорость газа v_1 на подходе, то есть в сечении 1-1, незначительна и близка к нулю.

Температура газа и его плотность в начальном сечении и в сечении 2-2 в начале распространения струи одинакова, то есть $T_1 = T_2$, $\rho_1 = \rho_2 = \rho$.

При этих условиях скорость v_2 истечения струи можно определить как:

$$v_2=\sqrt{2\frac{k}{k-1}\frac{p_1}{\rho_1}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}, \qquad (7)$$

где k – показатель политропы для воздуха, равный 1,41.

Считая процесс политропическим, то есть плотность среды зависит от ее давления, имеем в виду, что

$$\frac{p_1}{\rho_1^k}=\frac{p_2}{\rho_2^k}=\mathrm{const}\ \text{или}\ \rho_1=\rho_2\left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{1}{k}}. \qquad (8)$$

Из формулы (7) получим выражение

$$p_2=p_1\left[1-\left(\frac{k-1}{k}\right)\frac{v_2^2}{2}\frac{\rho_1}{p_1}\right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (9)$$

Разложив выражение в квадратных скобках по формуле бинома Ньютона и оставив только три первых члена, будем иметь:

$$\left[1-\left(\frac{k-1}{k}\right)\frac{v_2^2}{2}\frac{\rho_1}{p_1}\right]^{\frac{k}{k-1}}=1-\frac{v_2^2}{2}\frac{\rho_1}{p_1}+\frac{1}{2k}\left(\frac{v_2^2}{2}\frac{\rho_1}{p_1}\right)^2. \qquad (10)$$

Тогда

$$p_2=p_1-\frac{v_2^2}{2}\rho_1+\frac{1}{2k}\left(\frac{v_2^2}{2}\right)^2\frac{\rho_1^2}{p_1} \qquad (11)$$

или

$$p_1-p_2=\frac{v_2^2}{2}\rho_1\left(1-\frac{v_2^2}{4k}\frac{\rho_1}{p_1}\right). \qquad (12)$$

Имея в виду, что $k\frac{p_1}{\rho_1}=c_1^2$, где c_1 – скорость звука в неподвижном газе, запишем

$$p_1-p_2=\frac{v_2^2}{2}\rho_1\left(1-\frac{v_2^2}{4c_1^2}\right), \qquad (13)$$

$$v_2 = \sqrt{2\frac{p_1 - p_2}{\rho_1\left[1-\left(\frac{v_2}{2c_1}\right)^2\right]}}. \qquad (14)$$

Во всех случаях, когда отношение $\frac{v_2}{2c_1}$ значительно меньше 1, то есть при $v_2 \ll c_1$, этим отношением можно пренебречь и скорость истечения определять как

$$v_2 = \sqrt{2\frac{p_1 - p_2}{\rho_1}}. \qquad (15)$$

С учетом выражений (7) и (8) получим формулу для определения массового расхода газа через одну форсунку:

$$Q_\rho = F_0\rho_1\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}\sqrt{2\frac{k}{k-1}\frac{p_1}{\rho_1}\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}, \qquad (16)$$

где F_0 – площадь сечения форсунки.

Влияние сжатия струи, скорости подхода v_1 и других неучтенных факторов учитывается коэффициентом расхода $\mu = f(\mathrm{Re})$.

После некоторых преобразований получим

$$Q_\rho = F_0\mu\sqrt{2\rho_1 p_1\frac{k}{k-1}\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}}-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]}. \qquad (17)$$

В этом выражении $\mu = \varphi\varepsilon$, где φ – коэффициент скорости для жидкостей малой вязкости при истечении из небольших отверстий, значительно меньших сечения сосуда, φ = 0,97 – 0,98; ε – коэффициент сжатия струи, по формуле Жуковского для малых отверстий $\varepsilon = \frac{\pi}{\pi+2} \cong 0{,}611$.

Согласно (17) массовый расход струи зависит от давления среды, куда происходит истечение, то есть от соотношения $\beta = \frac{p_2}{p_1}$. Это значит, что при

$\beta = 0$; $Q_\rho = 0$;
$\beta = 1$; $Q_\rho = 0$.

Таким образом, при некотором критическом значении $\beta_{кр} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{кр}$ расход газа достигает максимального значения (рис. 3 – зависимость массового расхода от соотношения давлений сред).

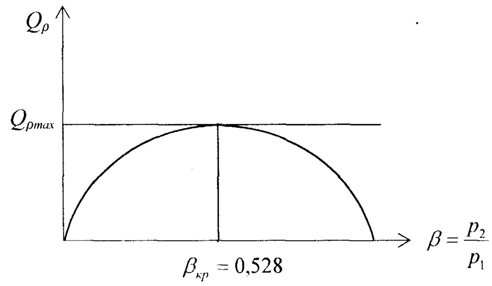

Рис. 3

Для определения $\beta_{кр}$ находим производную $\frac{dQ_\rho}{d\beta}$ и приравниваем ее к нулю

$$\frac{dQ_\rho}{d\beta} = \frac{F_0}{2}\frac{\sqrt{2\rho_1 p_1\frac{k}{k-1}}\left[\frac{2}{k}\beta^{\frac{2-k}{k}} - \frac{k+1}{k}\beta^{\frac{1}{k}}\right]}{\sqrt{\beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}}}} = 0, \qquad (18)$$

откуда

$$\beta_{кр} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (19)$$

Для воздуха она составляет 0,528. Подставив полученное значение $\beta_{кр}$ в формулу расхода, будем иметь:

$$Q_{\rho\max} = F_0\mu\sqrt{2\rho_1 p_1 \frac{k}{k-1}\left[\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}} - \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}\right]} \qquad (20)$$

или, обозначив

$$\sqrt{k\frac{2}{k-1}\left[\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}} - \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}\right]} = \psi_{\max}, \quad (21)$$

получим

$$Q_{\rho\max} = F_0\psi_{\max}F_0\mu\sqrt{\rho_1 p_1}\,. \qquad (22)$$

Для воздуха и насыщенного пара $\psi_{\max} = 2{,}145$ м^{0,5}/с.

Максимальная (критическая) скорость истечения будет определяться следующим образом:

$$v_{кр} = \frac{Q_{\rho\max}}{F_0\rho_1} = \frac{\psi_{\max}\mu\sqrt{\rho_1 p_1}}{\rho_1} = \psi_{\max}\mu\sqrt{\frac{p_1}{\rho_1}}\,. \qquad (23)$$

Можно сделать вывод, что максимальный расход, соответствующий критической скорости, вполне определяется состоянием пара внутри барабана и практически не зависит от давления среды, в которую происходит истечение.

Для того, чтобы снизить потери давления в форсунке и увеличить дальность распространения струи, целесообразно использовать конические конфузорные насадки. При этом сжатие струи на входе уменьшается, зато увеличивается на выходе.

Роль такой насадки может играть коническое отверстие, если стенки барабана будут достаточно толстые. При конусности отверстия $\theta < 8°$ $\mu \approx 0{,}45$; при $\theta = 12°$ (предельный угол) $\mu = 0{,}26$.

При $t = 120°$C давление водяного пара $p_1 = 2$ ати, то есть 14700 Па, его плотность $\rho_1 = 0{,}754$ кг/м^3. При диаметре форсунки $d_0 = 5$ мм скорость истечения пара будет около 85 м/с, с расходом через одну форсунку 6 м^3/ч. При общем количестве форсунок порядка 300 расход пара составит 1800 м^3/ч или 1357 кг/ч.

При истечении струи из отверстия угол ее расширения $\alpha = 12°40'$. Длина начального участка, в пределах которого скорость струи можно считать постоянной и равной начальной, определяется по формуле [2]:

$$\ell_н = \frac{1{,}145 d_0}{tg\alpha},$$

где α – угол расширения струи.

Длина начального участка составит 54,5 мм. Это больше, чем зазор между барабаном и поддоном, поэтому уменьшение скорости при распространении струи можно не рассчитывать.

Прижатие фрагмента материала к поверхности поддона аэродинамической и центробежной силами будет приводить к очень быстрому затуханию самопроизвольных колебаний, что практически не даст возможности развитию резонанса. Тем не менее, для более эффективного воздействия частота вынужденных колебаний должна быть равна или кратна частоте внутренних колебаний. Это будет достигаться при частоте оборотов барабана около 300 мин$^{-1}$.

В Ы В О Д Ы

1. Воздействие рассматриваемых сил приводит к циклическим волнообразным колебаниям фрагмента разволокняемого материала, что совместно с обработкой его паром позволяет постепенно, без укорочения и повреждения, высвобождать волокна из текстильной структуры.

2. Приведенная методика расчета позволяет оптимизировать геометрические размеры паровых форсунок и скоростные параметры разволокняющей секции, работающей в поточной линии для регенерации волокон из лоскута шерсти.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Альтшуль А.Д., Киселев П.Г.* Гидравлика и аэродинамика (основы механики жидкости). – М.: Изд-во лит-ры по стр-ву, 1965.

2. *Павлов Г.Г.* Аэродинамика технологических процессов и оборудования текстильной промышленности. – М.: Легкая индустрия, 1975.

3. *Капустин С.Ю., Павлова И.А.* Теоретические исследования движения льноволокна на лентоформирующей машине в составе поточной линии ПЛ-1-КЛ // В сб.: Теория и практика процессов прядения. – Иваново: ИГТА, 2002.

Рекомендована кафедрой безопасности жизнедеятельности. Поступила 03.10.06.