

МЕХАНИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА ДРЕВЕСИНЫ
И ДРЕВЕСИНОВЕДЕНИЕ

УДК 533.6.011 : 536.244.45

РАСЧЕТ КОМПОНЕНТ СКОРОСТИ И ДАВЛЕНИЯ ПОТОКА
В ЦИКЛОННОЙ КОЛЬЦЕВОЙ КАМЕРЕ

Э. Н. САБУРОВ, С. И. ОСТАШЕВ

Архангельский лесотехнический институт

В работах [4, 5] рассмотрены общие вопросы аэродинамики циклонных камер кольцевого сечения. Результаты выполненного анализа позволяют перейти к решению задачи о расчете распределений составляющих скорости и давления в их сложном пространственном потоке. Ограничим расчетную зону пределами осесимметричного ядра потока [3]. В соответствии с результатами экспериментальных исследований [3—5] будем считать, что тангенциальная составляющая скорости намного превосходит радиальную и осевую компоненты, изменение характеристик потока по радиусу намного значительнее их изменения по длине, течение автомодельно и носит ярко выраженный турбулентный характер.

Для решения задачи используем представление о течении в расчетной зоне как о вращающейся турбулентной струе, пограничный слой которой обращен к внутренней цилиндрической поверхности камеры. В соответствии с ранее отмеченными особенностями потока исходную систему уравнений турбулентного пограничного слоя запишем следующим образом [1]:

$$v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + v_r \frac{v_\varphi}{r} = - \frac{\partial}{\partial r} (v'_r v'_\varphi) - 2 \frac{v'_r v'_\varphi}{r}; \quad (1)$$

$$\rho \frac{v_\varphi^2}{r} = \frac{\partial P_c}{\partial r} - \rho \frac{(v'_\varphi)^2}{r}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (v_r r) = 0. \quad (3)$$

В формулах (1) ... (3) обозначено:

- v_φ, v_r, v_z — осредненные тангенциальная, радиальная, аксиальная компоненты полной скорости;
- $v'_r, v'_\varphi, (v'_\varphi)^2$ — компоненты тензора турбулентных напряжений (знак осреднения опущен);
- φ, r, z — цилиндрические координаты;
- P_c — осредненное статическое давление;
- ρ — плотность потока.

Для определения турбулентных напряжений, входящих в исходную систему уравнений (1) ... (3), воспользуемся гипотезой Прандтля о возможном обобщении теории, основанной на понятии длины пути перемещения, на трехмерные поля как осредненных, так и пульсационных скоростей [6]. В соответствии с этой гипотезой для случая, когда одна из составляющих тензора скоростей деформаций значительно превосходит другие (в рассматриваемой задаче такое условие выполняется, так как составляющая $\partial v_\varphi / \partial r - v_\varphi / r$ значительно больше других), компоненты тензора турбулентных напряжений определяются следующими ра-

венствами [6] (при записи в соответствии с условиями задачи учтена осевая симметрия течения относительно оси циклонной камеры):

$$\begin{aligned} -\rho (v'_r)^2 &= 2\rho l^2 I \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right); & -\rho (v'_\varphi)^2 &= 2\rho l^2 I \left(\frac{v_r}{r} \right); \\ -\rho (v'_z)^2 &= 2\rho l^2 I \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right); & -\rho v'_r v'_\varphi &= \rho l^2 I \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right); \\ -\rho v'_r v'_z &= \rho l^2 I \left(\frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial r} \right); & -\rho v'_\varphi v'_z &= \rho l^2 I \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где I — корень квадратный из квадратичного инварианта тензора скоростей деформаций;

$$\begin{aligned} I^2 &= 2 \left\{ \left(\frac{\partial v_z}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v_r}{r} \right)^2 \right\} + \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2 + \\ &+ \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right)^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь l — длина пути перемешивания.

В соответствии с принятыми условиями соотношение (5) можно представить следующим образом:

$$I = \left| \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right|. \quad (6)$$

Тогда наибольшую компоненту тензора турбулентных напряжений $-\rho v'_r v'_\varphi$ можно записать так:

$$-\rho v'_r v'_\varphi = \rho l^2 \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2. \quad (7)$$

Для определения компоненты $-\rho v_\varphi'^2$ используем уравнение (2), из которого предварительно найдем $-\rho v_\varphi'^2$ как функцию v'_r , v'_φ , v_φ и r , а затем уравнения (4) ... (7). Окончательно

$$\begin{aligned} -\rho (v'_\varphi)^2 &= 2\rho l^2 \frac{\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r}}{r \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \right)} \left[\frac{\partial}{\partial r} l^2 \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2 + \right. \\ &\left. + \frac{2l^2}{r} \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

Полагаем, что длина пути перемешивания

$$l = \alpha r, \quad (9)$$

где α — коэффициент, характеризующий турбулентную структуру циклонного потока.

Подставляя (7) ... (9) в систему (1) ... (3), после преобразований представим ее следующим образом:

$$v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + v_r \frac{v_\varphi}{r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[\alpha^2 r^2 \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2 \right] + 2\alpha^2 r \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2; \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{v_\varphi^2}{r} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_c}{\partial r} + \frac{2\alpha^2 \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)}{\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[\alpha^2 r^2 \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2 \right] + \right. \\ &\left. + 2\alpha^2 r \left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r} \right)^2 \right\}; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (v_r r) = 0. \quad (12)$$

Запишем уравнения (10) ... (12) в безразмерном виде. В качестве масштабной величины для компонент скорости потока примем максимальное значение тангенциальной скорости $v_{\varphi m}$, а для координат введем безразмерные переменные $\eta = (r - r_b)/(r_{\varphi m} - r_b)$, $\xi = z/r_{\varphi m} - r_b$, где r , r_b , $r_{\varphi m}$ — радиусы: текущий, внутренней теплообменной поверхности и соответствующий $v_{\varphi m}$.

$$v \frac{\partial w}{\partial \eta} + v \frac{w}{\eta + b} = \frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ \alpha^2 \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w \right]^2 \right\} + \frac{2\alpha^2}{\eta + b} \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w \right]^2; \quad (13)$$

$$\frac{w^2}{\eta + b} = \frac{1}{2} \frac{\partial P}{\partial \eta} + \frac{2\alpha^2 \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w \right]}{\left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w \right]} \left\{ \frac{\partial}{\partial \eta} \alpha^2 \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w \right]^2 + \frac{2\alpha^2}{\eta + b} \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w \right]^2 \right\}; \quad (14)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{v}{\eta + b} + \frac{\partial v}{\partial \eta} = 0, \quad (15)$$

где $w = v_\varphi/v_{\varphi m}$; $u = v_z/v_{\varphi m}$; $v = v_r/v_{\varphi m}$; $P = 2P_c/\rho v_{\varphi m}$.

Решая уравнения (13) ... (15) относительно v , u , P при условии $\alpha = \alpha(\eta, b, n)$ [5], найдем их распределения по радиусу камеры:

$$v = 2\alpha^2 \frac{(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w}{(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w} \left[(\eta + b)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + (1 + \Phi_1) \frac{(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w}{\partial \eta} - (1 + \Phi_1) w \right]; \quad (16)$$

$$u = -2\alpha^2 \xi \frac{(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w}{(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w} \left\{ \left[(\eta + b)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + (1 + \Phi_1) \frac{(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w}{\partial \eta} - (1 + \Phi_1) w \right] \left[\frac{1}{\eta + b} + \frac{(\eta + b) \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2}}{(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w} - \frac{(\eta + b) \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + 2 \frac{\partial w}{\partial \eta}}{(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w} \right] + (\eta + b)^2 \frac{\partial^3 w}{\partial \eta^3} + 3(\eta + b)(1 + \Phi_1) \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + \Phi_2 \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w \right] \right\} + C(\xi); \quad (17)$$

$$P = 2 \int \frac{w^2}{\eta + b} d\eta - 8 \int \frac{\alpha^4 \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w \right]^2}{(\eta + b) \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} + w \right]} \left\{ (\eta + b)^2 \frac{\partial^2 w}{\partial \eta^2} + (1 + \Phi_1) \left[(\eta + b) \frac{\partial w}{\partial \eta} - w \right] \right\} d\eta + C(\eta). \quad (18)$$

Здесь $\Phi_1 = \frac{\eta + b}{2a^2} \frac{\partial a^2}{\partial \eta}$; $\Phi_2 = \frac{3}{2a^2} \frac{\partial a^2}{\partial \eta} + \frac{\eta + b}{2a^2} \frac{\partial^2 a^2}{\partial \eta^2}$;

$C(\xi)$ и $C(\eta)$ — постоянные интегрирования.

Для расчета распределений v , u , P необходимо предварительно определить w и α^2 . Распределение w в кольцевых циклонных камерах [4] может быть аппроксимировано известной зависимостью

$$w = \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^n, \quad (19)$$

где n — показатель — постоянная для данной камеры величина, определяемая по методике [3].

Для нахождения α^2 используем рекомендации [5]. Тогда формулы (16) ... (18) окончательно можно представить в следующем расчетном виде:

$$v = B \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^n \frac{[2n(\eta_{rm} - \eta)(1 - \eta^2) - \eta(1 + \eta^2)](b + \eta_{jm})^2}{(\eta + b)(\eta_{rm} - \eta_{jm})[n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)]}; \quad (20)$$

$$u = -B \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^2} \right)^n \frac{(b + \eta_{jm})^2}{(\eta_{rm} - \eta_{jm})(\eta + b)^2} \left\{ 2n(\eta_{rm} - \eta) \times \right. \\ \times \frac{(1 - \eta^2)[n(\eta + b)(1 - \eta^2) - \eta(1 + \eta^2)]}{(1 + \eta^2)[n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)]} - \frac{2n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)}{n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)} + \\ \left. + 2(\eta_{rm} - \eta) \left\{ \frac{(\eta + b)[(n - 1)(1 - \eta^2)^2 + 2\eta^2(\eta^2 - 3)]}{[n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)]^2} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{n(1 - \eta^2)[n(\eta + b)(1 - \eta^2) - \eta(1 + \eta^2)]}{[n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)]^2} \right\} + \frac{n(\eta + b)^2 [(n - 1)(1 - \eta^2)^2 + 2\eta^2(\eta^2 - 3)]}{[n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)]^2} - \right. \\ \left. - \frac{n(1 - \eta^2)\eta(1 + \eta^2)(\eta + b)}{[n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)]^2} - \frac{\eta^2(1 + \eta^2)^2}{[(\eta + b)(1 - \eta^2)n + \eta(1 + \eta^2)]^2} - \right. \\ \left. - \frac{2[n(\eta + b)(1 - \eta^2) - \eta(1 + \eta^2)]}{n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)} \right\} \xi + C(\xi); \quad (21)$$

$$P = 2 \int \frac{w^2}{\eta + b} \left\{ 1 - 2B^2 \frac{(b + \eta_{jm})^4 (1 + \eta^2)(\eta_{rm} - \eta)\eta}{(\eta_{rm} - \eta_{jm})^2 (\eta + b)^4 [n(\eta + b)(1 - \eta^2) - \eta(1 + \eta^2)]} \times \right. \\ \left. \times \frac{2(\eta_{rm} - \eta)(1 - \eta^2)n - \eta(1 + \eta^2)}{n(\eta + b)(1 - \eta^2) + \eta(1 + \eta^2)} \right\} d\eta + C(\eta). \quad (22)$$

В этих формулах B — эмпирический коэффициент [5], равный 0,01.

η	Расчетные значения P при $b = 2,0$ и разных n							
	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	2,0	4,0
0,2	0,125	0,09	0,048	0,027	0,015	0,009	0,000	0,000
0,4	0,277	0,224	0,153	0,109	0,081	0,060	0,017	0,005
0,6	0,429	0,368	0,284	0,229	0,190	0,160	0,080	0,047
0,8	0,574	0,511	0,424	0,365	0,322	0,288	0,192	0,144
1,0	0,711	0,648	0,559	0,500	0,457	0,422	0,324	0,274
1,5	1,016	0,951	0,859	0,796	0,749	0,712	0,601	0,538
2,0	1,274	1,202	1,095	1,019	0,959	0,912	0,752	0,653
2,5	1,496	1,410	1,280	1,133	1,106	1,043	0,826	0,695

Постоянную интегрирования $C(\xi)$ в формулах (17) и (21) можно определить из граничного условия: $\xi = 0$; $u = u_0(\eta)$, где $u_0(\eta)$ — функция, соответствующая распределению осевой скорости на торцевой границе ядра потока [2]. Постоянную интегрирования $C(\eta)$ можно найти из граничного условия: при $\eta = \eta_{rm}$ $P = P_{rm}$, где P_{rm} — без-

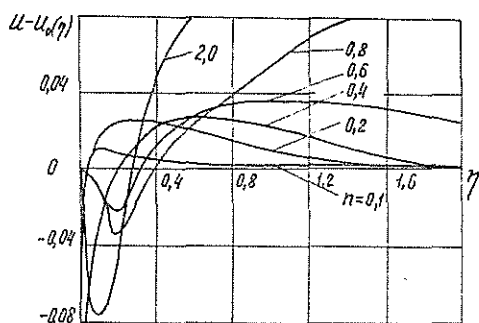


Рис. 1. Распределения $u - u_0(\eta)$ по радиусу ядра потока при различных значениях параметра n ($b = 2,0$).

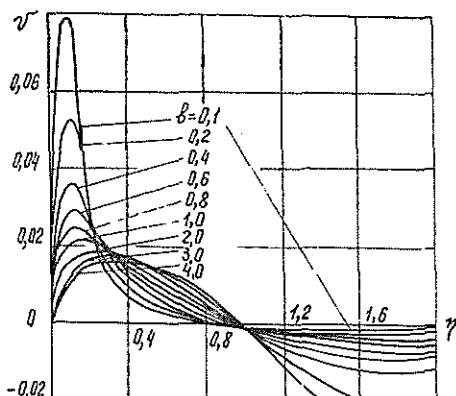


Рис. 2. Распределения радиальной скорости v по радиусу ядра потока при различных значениях параметра b ($n = 0,5$).

размерное избыточное статическое давление на внешней границе ядра потока. Из выражения (7) следует, что v_r' и v_φ' — величины одного порядка, а следовательно, для определения $-\rho v_\varphi'^2$ в первом приближении можно воспользоваться указанной формулой. В этом случае, в соответствии с уравнениями (2) и (20), распределение статического давления в рабочем объеме кольцевого циклона (см. табл.) с достаточной степенью точности определится более простой, чем (22), формулой:

$$P = 2 \int \frac{w^2}{\eta + b} \left[1 - B \left(\frac{b + \eta_{jm}}{b + \eta} \right)^2 \left(\frac{\eta_{rm} - \eta}{\eta_{rm} - \eta_{jm}} \right) \right] d\eta + C(\eta), \quad (23)$$

где $C(\eta)$ находят так же, как и в формуле (22).

На рис. 1 и 2 приведены распределения v , $u - u_0(\eta)$ при различных сочетаниях параметров n и b , наиболее часто встречающихся в инженерной практике.

В соответствии с представленными распределениями и характером изменения зависимости $u - u_0(\eta)$ и функции $u_0(\eta)$ [2] можно предложить следующую расчетную схему движения газа в камере кольцевого сечения. При $b = 2,0$ и $n \approx 0,3$ вблизи внутренней теплообменной поверхности наблюдается сток газов из рабочего объема камеры. С возрастанием n (с удалением максимума v_φ от оси камеры) появляется зона отрицательных значений $u - u_0(\eta)$, затем она увеличивается в радиальных размерах, что соответствует появлению и повышению мощности кольцевого обратного тока. Радиальная скорость равна нулю вблизи максимума v_φ , что совпадает с существующими представлениями о границе зоны нулевого расхода. Увеличение параметра b при $n = \text{const}$ приводит к снижению

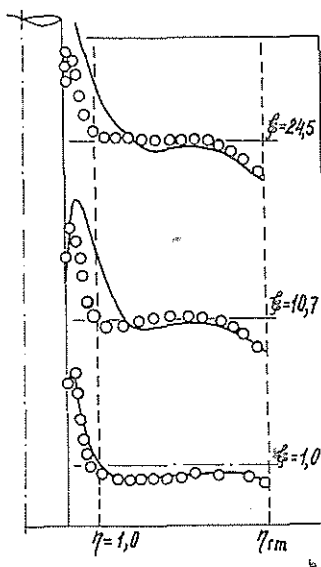


Рис. 3. Сопоставление расчетных (линии) и опытных (кружки) распределений осевой скорости в циклонной камере кольцевого сечения ($n = 0,21$; $b = 4,65$).

интенсивности радиального переноса в приосевой зоне и увеличению его в периферийной. Описанная схема движения потока находится в полном соответствии с наблюдаемой в реальных условиях картиной движения газов (рис. 3). Поэтому расчетные соотношения (20) ... (23) можно рекомендовать для технических расчетов циклонных камер кольцевого сечения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Вулис Л. А., Устименко Б. П. Об аэродинамике циклонной топочной камеры// Теплоэнергетика.— 1954.— № 9.— С. 3—10. [2]. Деветерикова М. И. Исследование влияния шероховатости внутренних поверхностей и торцевых перетечек на аэродинамику циклонно-вихревых камер: Автореф. дис. ... канд. техн. наук.— Л., 1971.— 21 с. [3]. Сабуров Э. Н. Аэродинамика и конвективный теплообмен в циклонных нагревательных устройствах.— Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1982.— 240 с. [4]. Сабуров Э. Н., Осташев С. И. О расчете распределений тангенциальной скорости в циклонной кольцевой камере// Лесн. журн.— 1985.— № 2.— С. 59—64. (Изв. высш. учеб. заведений). [5]. Сабуров Э. Н., Осташев С. И. Об особенностях турбулентного обмена в циклонных кольцевых камерах// Лесн. журн.— 1986.— № 4.— С. 91—96. (Изв. высш. учеб. заведений). [6]. Современное состояние гидродинамики вязкой несжимаемой жидкости/ Под ред. С. М. Гольдштейна. Т. 1.— М.: ИЛ, 1948.— 378 с.

Поступила 15 ноября 1985 г.

УДК 630*812.71

ПАРАДОКС СОПРОТИВЛЕНИЯ ДРЕВЕСИНЫ ИЗГИБУ

Ю. М. ИВАНОВ

ЦНИИ строительных конструкций

Парадоксом было названо снижение показателя прочности $\sigma_{вр}$ древесины по превышении некоторой скорости машинного испытания, обратное обычному возрастанию прочности материалов с увеличением скорости роста нагрузки [5]. Отклонение ординат $\sigma_{вр}$ вниз от прямой $\lg t (\delta)$, построенной для более медленного нагружения, было обнаружено при испытаниях стандартных образцов древесины (размерами $20 \times 20 \times 300$ мм) на изгиб (рис. 1, а) и подтверждено данными испытаний пиломатериала (размер 50×152 мм, пролет 3,6 м, рис. 1, б), проведенных в Канаде [10], как описано в работе [5].

Для правильной оценки прочности древесины по результатам машинных испытаний следует выяснить механизм парадокса, имеющего следующие особенности: он проявляется по превышении некоторой скорости нагружения и, следовательно, определенной скорости краевой деформации $\epsilon_{кр}$; с увеличением высоты сечения изгибаемого элемента эта скорость снижается; во влажной древесине (влажность $w = 30\%$) скорость, соответствующая проявлению парадокса, выше, чем в воздушно-сухой древесине ($w = 15\%$) [5].

Учитывая эти особенности, можно предполагать, что в крайних сжатых волокнах сечения элемента с переходом напряжения σ_a , действующего в этих волокнах, через предел вынужденной высокоэластичности древесины $\sigma_{вэ}$, т. е. при $\sigma_a > \sigma_{вэ}$ появляются вынужденные высокоэластические деформации $\epsilon_{ввэ}$. При появлении деформаций $\epsilon_{ввэ}$, скорость развития которых $\dot{\epsilon}_{ввэ}$ весьма велика, поскольку экспоненциально растет с напряжением (рис. 2), развитие краевой деформации $\epsilon_{кр}$ не может следовать за ними, так как определяется при законе плоских сечений деформацией упругого ядра на большей части сечения элемента; в результате создается условие релаксации напряжений $\dot{\epsilon}_{кр} < \dot{\epsilon}_{ввэ}$.