

Ю. Л. ТАРАСОВ

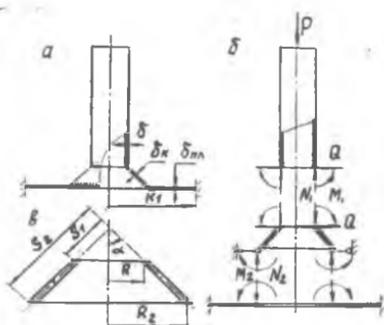
ИНЖЕНЕРНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЙ В СОЧЛЕНЕНИЯХ ТРУБОК С ПЛАСТИНАМИ ПРИ НАЛИЧИИ КОНИЧЕСКОГО ПЕРЕХОДНОГО УЧАСТКА

Принятые обозначения:

- P — внешняя нагрузка;
- M_s, M_p, M_ξ — погонный изгибающий момент в нормальном сечении конической оболочки, в цилиндрическом сечении пластины, в поперечном сечении трубки;
- N_s, N_ξ — погонная осевая сила в нормальном сечении конической оболочки, в поперечном сечении трубки;
- E, ν — модуль упругости и коэффициент Пуассона материала конструкции;
- R — радиус срединной поверхности трубки и малого основания конической оболочки;
- R_1 — радиус наружного контура пластины;
- R_2 — радиус большого основания конической оболочки;
- $\delta_k, \delta, \delta_{пл}$ — толщина конической оболочки, трубки, пластины;
- $\xi = \frac{x}{R}$ — координата, определяющая положение точек срединной поверхности трубки на ее образующей;
- $\rho = \frac{r}{R_1}$ — координата, определяющая положение точек срединной поверхности пластины на ее радиусе.

Результаты исследований, приведенные в работе [1], показывают, что в случае непосредственного соединения трубок с пластинами при помощи сварного шва в месте сочленения появляются большие изгибные напряжения. С ростом толщины пластин эти напряжения существенно снижаются. Снижение уровня изгибных напряжений можно обеспечить путем введения между трубкой и пластиной переходного участка в виде конической оболочки (фиг. 1а). Для выяснения влияния некоторых параметров на прочность сочленения в работе [2] были проведены теоретические и эксперименталь-

ные исследования простейших моделей, в которых трубки приваривались через усеченный конус к круглым пластинам. Рассматривался случай осесимметричного нагружения системы силами, направленными вдоль образующих трубки. При решении задачи использовался метод сил. Для этого коническая оболочка мысленно отсекалась от пластины и трубки. Взаимодействие частей заменялось усилиями M_1, M_2, N_1, N_2 и Q (фиг. 1б). Усилия N_1 и N_2 определялись из уравнений статики, усилия же M_1, M_2 и Q находились



Фиг. 1.

из условий совместности деформаций трубки, конуса и пластины. При этом использовались уравнения теории изгиба круглых пластин, цилиндрических и конических оболочек.

В случае «длинной» конической оболочки силы, приложенные к одному ее основанию, не оказывают влияния на изгибные деформации оболочки у другого основания. Это справедливо, как показали численные расчеты не только для случая, когда на коническую оболочку действуют самоуравновешенные краевые нагрузки, но и для случая, когда краевая нагрузка дает проекцию на ось оболочки. Таким образом, для определения M_1 и Q получается система уравнений [2].

$$\Delta_{M_0} + \delta_{M_1 M_1} M_1 + \delta_{M_1 Q} Q = 0, \quad (1)$$

$$\Delta_{Q_0} + \delta_{Q M_1} M_1 + \delta_{Q Q} Q = 0.$$

Величина M_2 находится из уравнения

$$\Delta_{M_2 0} + \delta_{M_2 M_2} M_2 = 0. \quad (2)$$

В работах [3], [4] показано, что коническую оболочку можно считать «длинной», когда

$$\eta_2 - \eta_1 \geq 4.$$

Здесь безразмерный параметр η определяется по формуле

$$\eta = 2 \sqrt[4]{12(1 - \mu^2) \operatorname{ctg} \alpha} \sqrt{\frac{s}{\delta_{\text{кр}}}}. \quad (3)$$

При вычислении η_1 и η_2 вместо s в эту формулу подставляются соответственно s_1 или s_2 (фиг. 1в).

Решая систему канонических уравнений (1) и (2) можно получить значения усилий, возникающих в местах сочленений

$$M_1 = \frac{-\Delta_{M_1 0} \delta_{Q Q} + \delta_{Q M_1} \Delta_{Q 0}}{\delta_{M_1 M_1} \delta_{Q Q} - \delta_{Q M_1}^2}, \quad (4)$$

$$Q = \frac{-\Delta_{QO} \delta_{M_1 M_1} + \delta_{QM_1} \Delta_{M_1 Q}}{\delta_{M_1 M_1} \delta_{QQ} - \delta_{QM_1}^2} \quad (5)$$

$$M_2 = \frac{-\Delta_{M_2 O}}{\delta_{M_2 M_2}} \quad (6)$$

Выражение (4), поделив числитель и знаменатель на δ_{QQ} , можно представить в виде

$$M_1 = \frac{-\Delta_{M_1 O} + \Delta_{QO} \frac{\delta_{M_1 Q}}{\delta_{QQ}}}{\delta_{M_1 M_1} - \frac{\delta_{QM_1}^2}{\delta_{QQ}}} \quad (7)$$

Как показали числовые расчеты, вторые слагаемые в числителе и знаменателе выражения (7) обычно получаются значительно меньше первых. Так, например, для стальной конструкции с размерами $R=20$ мм, $R_1=105$ мм, $R_2=55$ мм, $\delta=\delta_k=\delta_{пл}=1,5$ мм, $\alpha=45^\circ$ величины, входящие в равенство (7) оказываются равными

$$\Delta_{M_1 O} = -1,1740 \cdot 10^{-5} P,$$

$$\delta_{M_1 M_1} = 1,4687 \cdot 10^{-3},$$

$$\Delta_{QO} = -4,0808 \cdot 10^{-5} P,$$

$$\delta_{QM_1} = 3,7400 \cdot 10^{-5},$$

$$\delta_{QQ} = 1,1178 \cdot 10^{-2}.$$

Откуда

$$\Delta_{QO} \frac{\delta_{M_1 Q}}{\delta_{QQ}} = 1,365 \cdot 10^{-7} P, \quad \frac{\delta_{QM_1}^2}{\delta_{QQ}} = 1,251 \cdot 10^{-7}.$$

$$M = \frac{1,174 \cdot 10^{-5} - 1,365 \cdot 10^{-7}}{1,4687 \cdot 10^{-3} - 1,251 \cdot 10^{-7}} P = 7,90 \cdot 10^{-3} P.$$

Если пренебречь вторыми слагаемыми в числителе и знаменателе формулы (7) по сравнению с первыми, то ошибка в определении момента M_1 не превышает 1—2%. Это означает, что перерезывающая сила Q практически не влияет на величину момента M_1 , которую можно определить по приближенной формуле

$$M_1 = -\frac{\Delta_{M_1 O}}{\delta_{M_1 M_1}} \quad (8)$$

Рассматривая воздействие внешних сил и единичных изгибающих моментов $M_1=1$, $M_2=1$ на трубку, конус и пластину, величины, входящие в формулы (6) и (8), можно представить в виде:

$$\Delta_{M_1 O} = -\frac{P}{E \delta_k^2} \left(\frac{\varphi_1}{\sin 2\alpha} + \frac{\varphi_2 \operatorname{tg} \alpha}{2} \right), \quad (9)$$

$$\delta_{M_1 M_1} = \frac{1}{E \delta_K^2} \left[\frac{\omega_1}{\text{ctg } \alpha} + \left(\frac{\delta_K}{\delta} \right)^2 \omega \right], \quad (10)$$

$$\Delta_{M_2 O} = - \frac{P}{E \delta_K^2} \left[\frac{\varphi_{11}}{\sin 2\alpha} + \left(\frac{\delta_K}{\delta_{\text{пл}}} \right)^2 \frac{R_2}{\delta_{\text{пл}}} \beta_1 \right], \quad (11)$$

$$\delta_{M_2 M_2} = \frac{1}{E \delta_K^2} \left[\frac{\omega_2}{\text{ctg } \alpha} + \left(\frac{\delta_K}{\delta_{\text{пл}}} \right)^2 \frac{R_2}{\delta_{\text{пл}}} \alpha_1 \right]. \quad (12)$$

Здесь

$$\varphi_1 = - \frac{2 \sqrt{3(1-\mu^2)}}{\pi \eta_1^2} \left[8(1-\mu) \frac{a_{42}^2(\eta_1) + a_{23}^2(\eta_1)}{a_{13}(\eta_1) a_{24}(\eta_1) - a_{23}(\eta_1) a_{14}(\eta_1)} - 4 \right], \quad (13)$$

$$\varphi_2 = - \frac{2 \sqrt{3(1-\mu^2)}}{\pi} \frac{a_{24}(\eta_1) a_{14}(\eta_1) + a_{23}(\eta_1) a_{13}(\eta_1)}{a_{13}(\eta_1) a_{24}(\eta_1) - a_{23}(\eta_1) a_{14}(\eta_1)}, \quad (14)$$

$$\varphi_3 = \frac{2 \sqrt{3(1-\mu^2)}}{\pi \eta_2^2} \left\{ \frac{8(1-\mu) [a_{42}(\eta_2) a_{22}(\eta_2) + a_{41}(\eta_2) a_{21}(\eta_2)]}{a_{11}(\eta_2) a_{42}(\eta_2) - a_{41}(\eta_2) a_{12}(\eta_2)} + \right. \\ \left. + \frac{\mu \eta_2^2 [a_{12}(\eta_2) a_{22}(\eta_2) + a_{11}(\eta_2) a_{21}(\eta_2)]}{a_{11}(\eta_2) a_{42}(\eta_2) - a_{41}(\eta_2) a_{12}(\eta_2)} - 4 \right\}, \quad (15)$$

$$\omega_1 = \sqrt{3(1-\mu^2)} \eta_1^2 \frac{a_{24}^2(\eta_1) + a_{23}^2(\eta_1)}{a_{13}(\eta_1) a_{24}(\eta_1) - a_{23}(\eta_1) a_{14}(\eta_1)}, \quad (16)$$

$$\omega_2 = - \sqrt{3(1-\mu^2)} \eta_2^2 \frac{a_{22}(\eta_2) a_{42}(\eta_2) + a_{41}(\eta_2) a_{21}(\eta_2)}{a_{11}(\eta_2) a_{42}(\eta_2) - a_{41}(\eta_2) a_{12}(\eta_2)}, \quad (17)$$

$$\alpha_1 = 12(1-\mu^2) \frac{1 - \rho_1^2}{1 - \mu + (1 + \mu) \rho_1^2}, \quad (18)$$

$$\beta_1 = - \frac{3(1-\mu^2)}{\pi} \frac{1 + 2 \ln \rho_1 - \rho_1^2}{1 - \mu + (1 + \mu) \rho_1^2}, \quad (19)$$

$$\rho_1 = \frac{R_2}{R_1}.$$

$$\omega = 4 \sqrt[4]{27(1-\mu^2)} \sqrt{\frac{R}{\delta}}. \quad (20)$$

В формулах (13) — (17) через $a(\eta)$ обозначены комбинации функций Томсона [2]:

$$a_{11}(\eta) = - \eta \psi_2'(\eta) + 2(1-\mu) \psi_2(\eta) - \frac{4}{\eta} (1-\mu) \psi_1'(\eta), \\ a_{12}(\eta) = \eta \psi_1'(\eta) - 2(1-\mu) \psi_1(\eta) - \frac{4}{\eta} (1-\mu) \psi_2'(\eta), \\ a_{13}(\eta) = - \eta \psi_4'(\eta) + 2(1-\mu) \psi_4(\eta) - \frac{4}{\eta} (1-\mu) \varphi_3'(\eta), \\ a_{14}(\eta) = \eta \psi_3'(\eta) - 2(1-\mu) \psi_3(\eta) - \frac{4}{\eta} (1-\mu) \varphi_4'(\eta); \quad (21)$$

$$\begin{aligned}
 a_{21}(\eta) &= \psi_1(\eta) + \frac{2}{\eta} \psi_2'(\eta), \\
 a_{22}(\eta) &= \psi_2(\eta) - \frac{2}{\eta} \psi_1'(\eta), \\
 a_{23}(\eta) &= \psi_3(\eta) + \frac{2}{\eta} \psi_4'(\eta), \\
 a_{24}(\eta) &= \psi_4(\eta) - \frac{2}{\eta} \psi_3'(\eta); \tag{22}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_{41}(\eta) &= -\frac{\eta}{2} \psi_1'(\eta) + (1 + \mu) \varphi_1(\eta) + \frac{2}{\eta} (1 + \mu) \psi_2'(\eta), \\
 a_{42}(\eta) &= -\frac{\eta}{2} \psi_2'(\eta) + (1 + \mu) \psi_2(\eta) - \frac{2}{\eta} (1 + \mu) \psi_1'(\eta), \\
 a_{43}(\eta) &= -\frac{\eta}{2} \psi_3'(\eta) + (1 + \mu) \psi_3(\eta) + \frac{2}{\eta} (1 + \mu) \psi_4'(\eta), \\
 a_{44}(\eta) &= -\frac{\eta}{2} \psi_4'(\eta) + (1 + \mu) \psi_4(\eta) - \frac{2}{\eta} (1 + \mu) \psi_3'(\eta). \tag{23}
 \end{aligned}$$

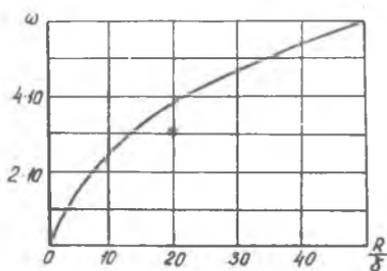
Значения функций Томсона и их производных определяются из таблицы [5]. При отсутствии таблицы для $\eta \geq 6$ значения функций Томсона можно вычислять по асимптотическим формулам [3], [4].

С учетом формул (9)–(12) из выражений (6) и (8) получим

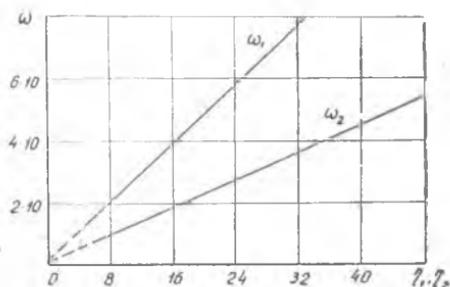
$$M_1 = \frac{\varphi_1 + \varphi_2 \sin^2 \alpha}{2\omega_1 \sin^2 \alpha + \omega \sin 2\alpha \left(\frac{\delta_K}{\delta}\right)^2} P, \tag{24}$$

$$M_2 = \frac{\varphi_3 + \beta_1 \sin 2\alpha \cdot \frac{R_2}{\delta_{пл}} \left(\frac{\delta_K}{\delta_{пл}}\right)^2}{2\omega_2 \sin^2 \alpha + \alpha_1 \sin 2\alpha \cdot \frac{R_2}{\delta_{пл}} \left(\frac{\delta_K}{\delta_{пл}}\right)^2} P. \tag{25}$$

Для практического определения моментов M_1 и M_2 построены вспомогательные графики безразмерных функций $\omega\left(\frac{R}{\delta}\right)$, $\omega_1(\eta_1)$, $\omega_2(\eta_2)$, $\varphi_1(\eta_1)$, $\varphi_2(\eta_1)$, $\varphi_3(\eta_2)$, $\alpha_1(\rho_1)$, $\beta_1(\rho_1)$, которые даны на фиг. 2, 3, 4 и 5.

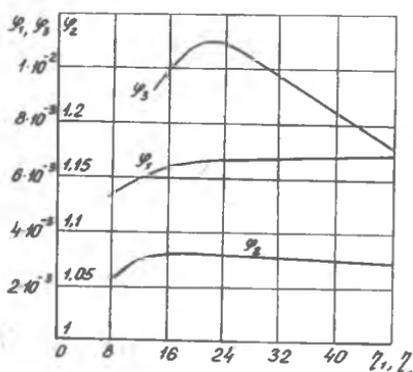


Фиг. 2.

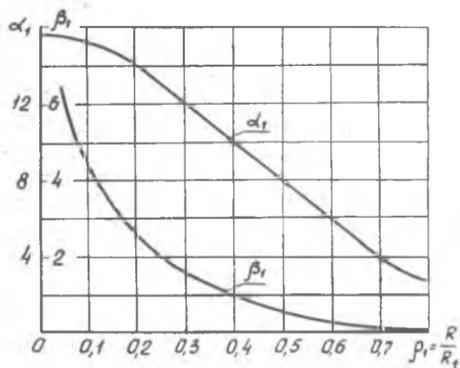


Фиг. 3.

Формулы (24) и (25) можно несколько упростить. Из графиков, представленных на фиг. 4, видно, что коэффициент φ_1 (порядка $6,5 \cdot 10^{-3}$) мал по сравнению с φ_2 (порядка 1), и его можно отбросить. Значения φ_2 практически не зависят от η_1 , вследствие чего можно положить $\varphi_2 = 1,07 \div 1,08$. Аналогично, φ_3 мало по сравнению



Фиг. 4.



Фиг. 5.

с $\beta_1 \frac{R_1}{\delta_{пл}}$. Далее, для $8 \leq \eta_1 \leq 50$ функции ω_1 и ω_2 хорошо аппроксимируются прямыми $\omega_1 = 2,4\eta_1$, а $\omega_2 = 1,15\eta_2$. После этого формулы (24) и (25) приобретают вид

$$M_1 = \frac{0,54P}{2,4\eta_1 + \omega \left(\frac{\delta_{к}}{\delta}\right)^2 \operatorname{ctg} \alpha}, \quad (26)$$

$$M_2 = \frac{\beta_1 P}{\alpha_1 + 1,15\eta_2 \left(\frac{\delta_{пл}}{\delta}\right)^2 \frac{\delta_{пл}}{R_2} \operatorname{tg} \alpha}. \quad (27)$$

Значения изгибающих моментов и нормальных сил в сечениях переходного конуса вычисляются по формулам

$$M_s = M_s^0 + \bar{M}_s^I M_1 + \bar{M}_s^{II} M_2, \quad (28)$$

$$N_s = N_s^0 + \bar{N}_s^I M_1 + \bar{N}_s^{II} M_2,$$

где

$$M_s^0 = -\frac{2}{\gamma^2} \left[B_1^0 a_{11}(\gamma) + B_2^0 a_{12}(\gamma) + B_3^0 a_{13}(\gamma) + B_4^0 a_{14}(\gamma) + \frac{4(1-\mu)P}{\pi \eta^2 \sin^2 \alpha} \right],$$

$$\bar{M}_s^I = -\left(\frac{\eta_1}{\gamma}\right)^2 \frac{a_{24}(\eta_1) a_{13}(\eta_1) - a_{23}(\eta_1) a_{14}(\eta_1)}{a_{24}(\eta_1) a_{13}(\eta_1) - a_{23}(\eta_1) a_{14}(\eta_1)},$$

$$\bar{M}_s^{II} = -\left(\frac{\eta_2}{\gamma}\right)^2 \frac{a_{42}(\eta_2) a_{11}(\eta_2) - a_{41}(\eta_2) a_{12}(\eta_2)}{a_{42}(\eta_2) a_{11}(\eta_2) - a_{41}(\eta_2) a_{12}(\eta_2)},$$

$$N_s^0 = -\frac{4\sqrt{3(1-\mu^2)} \cdot P \operatorname{ctg}^2 \alpha}{\pi \eta^2 \delta_{к}},$$

$$\bar{N}_s^I = - \frac{4 \sqrt{3(1-\mu^2)}}{\delta_K} \left(\frac{\eta_1}{\eta} \right)^2 \frac{a_{24}(\eta_1) a_{23}(\eta) - a_{23}(\eta_1) a_{24}(\eta)}{a_{24}(\eta_1) a_1 - a_{23}(\eta_1) a_{24}(\eta)},$$

$$\bar{N}_s^{II} = - \frac{4 \sqrt{3(1-\mu^2)}}{\delta_K} \left(\frac{\eta_2}{\eta} \right)^2 \frac{a_{42}(\eta_2) a_{21}(\eta) - a_{41}(\eta_2) a_{22}(\eta)}{a_{42}(\eta_2) a - a_{41}(\eta_2) a_{22}(\eta)}, \quad (29)$$

$$B_1^0 = \frac{8(1-\mu) a_{42}(\eta_2) + \mu \eta_2^2 a_{12}(\eta_2)}{2\pi \eta_2^2 \sin^2 \alpha [a_{11}(\eta_2) a_{42}(\eta_2) - a_{41}(\eta_2) a_{12}(\eta_2)]} \cdot P,$$

$$B_2^0 = \frac{8(1-\mu) a_{41}(\eta_2) + \mu \eta_2^2 a_{11}(\eta_2)}{2\pi \eta_2^2 \sin^2 \alpha [a_{11}(\eta_2) a_{42}(\eta_2) - a_{41}(\eta_2) a_{12}(\eta_2)]} \cdot P,$$

$$B_3^0 = \frac{8(1-\mu) a_{24}(\eta_1) + \eta_1^2 a_{14}(\eta_1) \sin^2 \alpha}{2\pi \eta_1^2 \sin^2 \alpha [a_{13}(\eta_1) a_{24}(\eta_1) - a_{23}(\eta_1) a_{14}(\eta_1)]} \cdot P,$$

$$B_4^0 = - \frac{8(1-\mu) a_{23}(\eta_1) + \eta_1^2 a_{13}(\eta_1) \sin^2 \alpha}{2\pi \eta_1^2 \sin^2 \alpha [a_{13}(\eta_1) a_{24}(\eta_1) - a_{23}(\eta_1) a_{14}(\eta_1)]} \cdot P. \quad (30)$$

Для вычисления усилий в сечениях трубки и пластины используются выражения

$$M_\xi = \bar{M}_\xi M_1$$

$$N_\xi = - \frac{P}{2\pi R}$$

$$M_\rho = M_\rho^0 + \bar{M}_\rho M_2, \quad (31)$$

где

$$\bar{M}_\xi = - (\sin \kappa \xi + \cos \kappa \xi) e^{-\kappa \xi}, \quad \kappa = \sqrt[4]{3(1-\mu^2) \left(\frac{R}{\delta} \right)^2}$$

$$M_\rho^0 = \frac{P}{4\pi} [1 + (1+\mu) \ln \rho_1] \left\{ \frac{1-\mu + (1+\mu) \rho^2}{1-\mu + (1+\mu) \rho_1^2} \left(\frac{\rho_1}{\rho} \right)^2 - \frac{1 + (1+\mu) \ln \rho}{1 + (1+\mu) \ln \rho_1} \right\}$$

$$\bar{M}_\rho = \frac{1-\mu + (1+\mu) \rho^2}{1-\mu + (1+\mu) \rho_1^2} \left(\frac{\rho_1}{\rho} \right)^2. \quad (32)$$

Максимальные напряжения в трубке, конусе и пластине непосредственно в местах сочленений будут равны

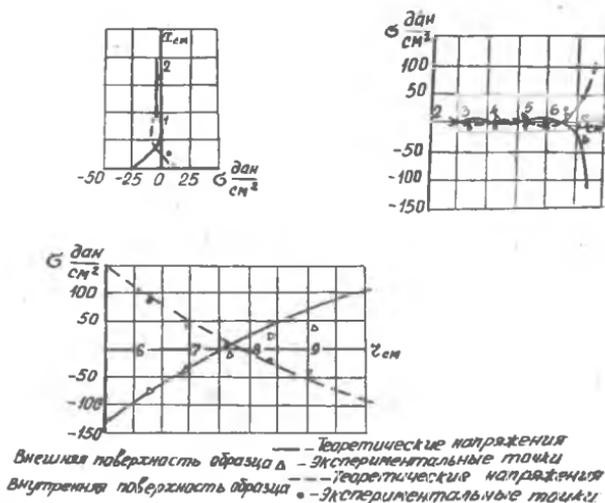
$$\sigma_\xi^{\max} = - \frac{P}{2\pi R \delta} \pm \frac{6M_1}{\delta^2},$$

$$\sigma_{s1} = - \frac{P}{2\pi R \delta_K} \cos \alpha \pm \frac{6M_1}{\delta_K^2},$$

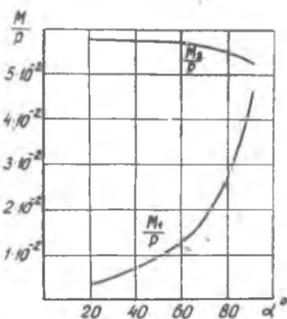
$$\sigma_{s2} = - \frac{P}{2\pi R_2 \delta_K} \cos \alpha \pm \frac{6M_2}{\delta_K^2},$$

$$\sigma_\rho = \pm \frac{6M_2}{\delta_{пл}^2}. \quad (33)$$

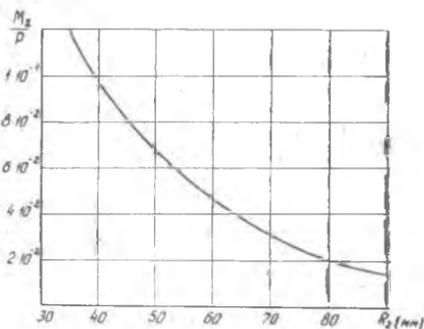
В качестве примера рассмотрено определение напряжений для образца (размеры его приведены на стр. 51), нагруженного силой $P=10$ дан. Заметим, что в этом случае коническую оболочку можно считать «длинной», так как $\eta_2 - \eta_1 = 26,7 - 15,6 = 10,4 > 4$.



Фиг. 6.



Фиг. 7.



Фиг. 8.

Погонные изгибающие моменты, возникающие в сочленениях конуса с трубкой и пластиной, здесь равны $M_1 = 7,9 \cdot 10^{-2}$ дан, $M_2 = 5,47 \cdot 10^{-1}$ дан. Этим значениям моментов соответствуют максимальные напряжения в трубке и пластине $\sigma_\xi = 26,3$ дан/см² и $\sigma_p = 145,0$ дан/см². Закон распределения напряжений по трубке, конусу и пластине приведен на фиг. 6, где точками показаны экспериментальные значения напряжений. Как видно из фиг. 6, расчетные величины хорошо согласуются с экспериментом.

Для оценки эффективности конического переходного участка сравним результаты расчета и экспериментальных исследований рассмотренного образца с данными для конструкции, где трубка приваривалась непосредственно к пластине [2]. ($\sigma=480 \text{ дан/см}^2$). Оба образца имеют одинаковые диаметр и толщину трубки, а также наружный диаметр и толщину пластины. За счет переходного конического участка напряжения в пластине снизились в 3 раза, а в трубке — почти в 20 раз.

Расчеты показали, что величина угла при вершине конуса существенно влияет на максимальные напряжения в трубке (фиг. 7). Так, при $\alpha=60^\circ$ напряжения в трубке возрастают в 4 раза по сравнению с $\alpha=30^\circ$. Но во всех случаях они значительно ниже, чем в образце без конуса.

Для того, чтобы выявить влияние диаметра большого основания конуса и угла при его вершине на величину изгибающего момента в сочленении с пластиной были проведены расчеты ряда образцов, имеющих $R=20 \text{ мм}$, $\delta=\delta_k = \delta_{пл} = 1,5 \text{ мм}$, $R_1=105 \text{ мм}$. Результаты расчетов представлены на фиг. 7 и 8. Как видно из этих графиков, величина момента уменьшается по мере увеличения диаметра большого основания конуса и практически не зависит от угла α . Численно этот момент равен изгибающему моменту, возникающему в сочленении пластины с цилиндрической трубкой, диаметр которой равен диаметру большого основания конуса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. С. Хазанов, Ю. Л. Тарасов. Практический метод определения напряжений в сочленениях трубок с тонкостенными корпусными элементами, ИВУЗ «Авиационная техника», № 4, 1964.
2. Х. С. Хазанов, Ю. Л. Тарасов. Исследования напряжений в сочленениях трубок с пластинами при наличии конического переходного участка. Труды Куйбышевского авиационного института, вып. 17, 1963.
3. С. П. Тимошенко, С. Войновский-Кригер. Пластинки и оболочки. Гос. изд-во ф-м литературы, 1963.
4. В. Флюгге. Статика и динамика оболочек, Госстройиздат, 1961.
5. Э. А. Чистова. Таблицы функций Бесселя от действительного аргумента и интегралов от них, Изд-во АН СССР, 1958.