

Исходя из полученных результатов, предполагаем, что механизм образования остаточных напряжений может быть следующим. После окончания воздействия лазерного излучения расплавленный металл охлаждается и сокращается в объеме. Этому сокращению препятствуют внутренние слои, еще сохраняющие высокую температуру. В наружном слое возникнут растягивающие напряжения, под влиянием которых слой претерпевает пластическую деформацию. При температуре 600—500° С металл становится малопластичным, предел текучести резко возрастает и становится возможной только упругая деформация, которая сопровождается ростом растягивающих напряжений. При температуре охлаждения 250—200° С начинаются фазовые превращения с образованием мартенсита. Это превращение сопровождается увеличением объема и вызывает частичное или полное снижение остаточных напряжений растяжения.

Под зоной расплавленного металла за счет отвода тепла возникает зона термического влияния. Вследствие очень малого времени нагрева и охлаждения (до температуры значительно превышающей A_{c3}) происходит повторная, по-видимому, неполная закалка с мартенсито-трооститным превращением и, следовательно, уменьшением объема и возникновением растягивающих напряжений. Между отдельными областями воздействия луча лазера при повторном оплавлении, а также между основным металлом и зоной термического влияния происходит высокий отпуск мартенсита, нагретого до температуры A_{c1} , и, как следствие, уменьшение объема и возникновение остаточных напряжений растяжения, которые достигают, как видно из графиков, наибольших значений.

Из проведенных исследований видно, что подбором химического состава металла и его исходного состояния, параметров лазерной обработки можно получить на деталях упрочненный слой толщины, изменяющейся в широких пределах, и необходимое напряженное состояние обрабатываемой поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Биргер И. Б. Остаточные напряжения. М., Машгиз, 1963.
2. Голубец В. М., Мойса М. И., Бабей Ю. И., Пляцко Г. В. Влияние лазерной обработки на изнашивание деталей в абразивно-масляной среде. — ФХММ, 1972, № 4.
3. Жировецкий В. М., Мойса М. И., Пляцко Г. В., Турченко Н. П. Некоторые особенности изменения свойств сплавов после обработки лучом лазера. — ФХММ, 1972, № 1.
4. Карпенко Г. В., Бабей Ю. И., Карпенко И. В., Гутман Э. М. Упрочнение стали механической обработкой. К., «Наук. думка», 1966.
5. Мойса М. И. Коррозионная стойкость стали 40X после лазерной обработки. — ФХММ, 1974, № 1.
6. Пляцко Г. В., Мойса М. И., Жировецкий В. М. О некоторых особенностях взаимодействия луча лазера с металлами. — ФХММ, 1971, № 3.

Львовский филиал математической физики Института математики АН УССР

Поступила в редколлегию 3.Х 1974 г.

УДК 539. 3

Б. Л. Пелех, Г. С. Крук

ОБ ОДНОЙ КОНТАКТНОЙ ЗАДАЧЕ ДЛЯ УПРУГОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

В цилиндрическую оболочку длины $2l$, края которой защемлены, помещен жесткий соосный цилиндр. Расстояние между внешней поверхностью цилиндра и внутренней поверхностью оболочки равно δ . Оболочка находится под действием равномерно распределенной нагрузки интенсивностью q (рис. 1). Предполагаем отсутствие трения в области контакта и плотное прилегание оболочки к цилиндру. Задача заключается в определении зависимости размера области контакта от интенсивности внешней нагрузки q .

Разрешающее уравнение осесимметричной деформации имеет вид

$$\frac{d^4 w}{dx^4} + 4\beta^4 w = \frac{q}{D}, \quad (1)$$

где $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ — жесткость оболочки при изгибе;

$$\beta^4 = \frac{Eh}{4R^2 D} = \frac{3(1-\nu^2)}{R^2 h^2}; \quad (2)$$

h — толщина оболочки; R — радиус оболочки. Краевые условия для рассматриваемой задачи

$$\begin{aligned} w &= 0, \quad w' = 0 && \text{при } x = l; \\ w &= \delta, \quad w' = 0, \quad M_x = 0 && \text{при } x = a \end{aligned} \quad (3)$$

(на границе предполагаемой области контакта).

Общее решение уравнения (1) в функциях Власова записывается в виде

$$w = w^* + C_1 \Phi_1(x) + C_2 \Phi_2(x) + C_3 \Phi_3(x) + C_4 \Phi_4(x), \quad (4)$$

где $\Phi_1(x) = \cos \beta x \operatorname{ch} \beta x$, $\Phi_2(x) = \sin \beta x \operatorname{sh} \beta x$, $\Phi_3(x) = \cos \beta x \operatorname{sh} \beta x$, $\Phi_4(x) = \sin \beta x \operatorname{ch} \beta x$ — функции Власова; $w^* = \frac{qR^2}{Eh}$ — частное решение неоднородного уравнения; C_i ($i = 1, 2, 3, 4$) — подлежащие определению постоянные.

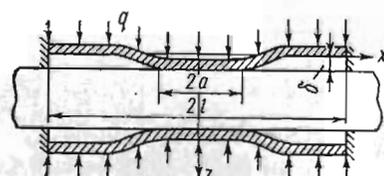


Рис. 1

Удовлетворяя граничным условиям (3), получаем систему пяти алгебраических уравнений для определения четырех неизвестных C_i ($i = 1, 2, 3, 4$) и размера области контакта:

$$C_1 \Phi_1(\alpha) + C_2 \Phi_2(\alpha) + C_3 \Phi_3(\alpha) + C_4 \Phi_4(\alpha) = -\frac{qR^2}{Eh}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} C_1 [\Phi_3(\alpha) - \Phi_4(\alpha)] + C_2 [\Phi_3(\alpha) + \Phi_4(\alpha)] + C_3 [\Phi_1(\alpha) - \Phi_2(\alpha)] + \\ + C_4 [\Phi_1(\alpha) + \Phi_2(\alpha)] = 0, \\ C_1 [\Phi_3(\alpha\theta) - \Phi_4(\alpha\theta)] + C_2 [\Phi_3(\alpha\theta) + \Phi_4(\alpha\theta)] + C_3 [\Phi_1(\alpha\theta) - \Phi_2(\alpha\theta)] + \\ + C_4 [\Phi_1(\alpha\theta) + \Phi_2(\alpha\theta)] = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

$$C_1 \Phi_2(\alpha\theta) + C_2 \Phi_1(\alpha\theta) - C_3 \Phi_4(\alpha\theta) + C_4 \Phi_3(\alpha\theta) = 0,$$

$$C_1 \Phi_1(\alpha\theta) + C_2 \Phi_2(\alpha\theta) + C_3 \Phi_3(\alpha\theta) + C_4 \Phi_4(\alpha\theta) = -\frac{qR^2}{Eh} + \delta.$$

При этом использованы рекуррентные соотношения для производных от функций Власова и $\beta l = \alpha$, $\beta a = \alpha\theta$. Из первых четырех уравнений системы (6) получим такие выражения для констант:

$$C_1 = \frac{qR^2}{Eh} \left[\frac{+ 2 \sin \alpha \operatorname{sh} \alpha + \cos \alpha \operatorname{ch} \alpha (1 - 2\theta) - \operatorname{ch} \alpha \cos \alpha (1 - 2\theta)}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)} + \frac{\sin \alpha \operatorname{sh} \alpha (1 - 2\theta) + \operatorname{sh} \alpha \sin \alpha (1 - 2\theta)}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)} \right],$$

$$C_2 = \frac{qR^2}{Eh} \left[\frac{- 2 \cos \alpha \operatorname{ch} \alpha + \cos \alpha \operatorname{ch} \alpha (1 - 2\theta) + \operatorname{ch} \alpha \cos \alpha (1 - 2\theta)}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)} + \frac{- \sin \alpha \operatorname{sh} \alpha (1 - 2\theta) + \operatorname{sh} \alpha \sin \alpha (1 - 2\theta)}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)} \right],$$

$$C_3 = \frac{qR^2}{Eh} \left[\frac{2 \sin \alpha \operatorname{ch} \alpha - \cos \alpha \operatorname{sh} \alpha (1 - 2\theta) + \operatorname{ch} \alpha \sin \alpha (1 - 2\theta)}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)} + \frac{- \sin \alpha \operatorname{ch} \alpha (1 - 2\theta) + \operatorname{sh} \alpha \cos \alpha (1 - 2\theta)}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)} \right],$$

$$C_4 = \frac{qR^2}{Eh} \left[\frac{2\{\cos \alpha \operatorname{sh} \alpha + \cos \alpha \operatorname{sh} \alpha (1 - 2\theta) - \operatorname{ch} \alpha \sin \alpha (1 - 2\theta)\}}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)} + \frac{-\sin \alpha \operatorname{ch} \alpha (1 - 2\theta) - \operatorname{sh} \alpha \cos \alpha (1 - 2\theta)}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)} \right].$$

Из пятого уравнения этой системы получим зависимость размера области контакта от распределенной силы:

$$\bar{q} = \frac{1}{1 - \frac{4 \sin \alpha (1 - \theta) \operatorname{sh} \alpha (1 - \theta)}{\operatorname{ch} 2\alpha (1 - \theta) - \cos 2\alpha (1 - \theta)}},$$

где обозначено $\bar{q} = \frac{qR^2}{Eh}$, $\theta = \frac{a}{l}$.

График зависимости размера области контакта θ от интенсивности нагрузки q показан на рис. 2 для различных относительных длин оболочки $\frac{l}{R} = 4$ (1), 3 (2), 2 (3), 1 (4) при $\frac{R}{h} = 9$, $\nu = 0,3$. Видно, что область контакта возрастает до некоторой величины даже при незначительном увеличении нагрузки, но затем дальнейшее увеличение зоны контакта возможно лишь при резком повышении величины q . Предельный случай $\theta \rightarrow 1$ возможен при $q \rightarrow \infty$.

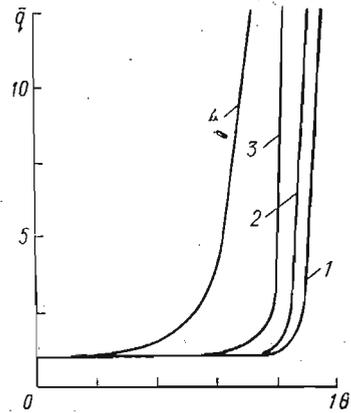


Рис. 2

ЛИТЕРАТУРА

1. Тимошенко С. П., Войновский-Кригер С. Пластинки и оболочки. М., «Наука», 1968.
Львовский филиал математической физики Института математики АН УССР
Поступила в редколлегию 6.1 1974 г.

УДК 539. 3

Д. А. Байдак, Л. М. Зорий

ОБОСНОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОГО МЕТОДА ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМ

Рассмотрим задачу о колебаниях и устойчивости прямоугольной ортотропной пластинки, обтекаемой с одной стороны сверхзвуковым потоком газа (панельный флаттер). Пусть две противоположные стороны пластинки шарнирно оперты, а две другие — упругозащемлены. В срединной плоскости действуют распределенные сжимающие (растягивающие) усилия; учет аэродинамического воздействия потока производится согласно поршневой теории [2, 3]. При этом имеем такую смешанную задачу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} + p_1 a_1(x) \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial y^2} + p_2 a_2(x) \frac{\partial^4 w}{\partial y^4} + p_3 a_3(x) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + p_4 a_4(x) \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \\ + p_5 a_5(x) \frac{\partial w}{\partial x} + p_6 a_6(x) w + g(x) \left[\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + 2b \frac{\partial w}{\partial t} \right] = \\ = F \left(t, \frac{\partial w}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial y}, \dots, \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \right); \end{aligned}$$

$$V_{i0} [w(x, y, t)]_{x=0} = 0; \quad V_{i1} [w(x, y, t)]_{x=1} = 0, \quad i = 1, 2; \quad (1)$$

$$w(x, 0, t) = w''_{y_2}(x, 0, t) = w(x, 1, t) = w''_{y_2}(x, 1, t) = 0,$$

$$w(x, y, 0) = \varphi(x, y); \quad \frac{\partial}{\partial t} w(x, y, 0) = \psi(x, y),$$