

падение происходит в местах наибольшего сдвига, по плоскостям скольжения, где происходит зарождение и движение дислокаций. Двигаясь в плоскости скольжения, дислокация встречает выделенные частицы и обволакивает их неподвижными дислокациями, в результате чего повышается сопротивление деформации, и металл упрочняется. Выделения и твердого раствора  $\alpha$ -титана дисперсных фаз различных примесей происходит в довольно широком температурном интервале (20-400°C). Безусловно, этот процесс в значительной степени зависит от содержания примесей в твердом растворе, в частности от содержания таких элементов, как азот и углерод.

Электронномикроскопический анализ деформированного растяжением титана BT1-0 при комнатной температуре (рис. 1а), подтверждает протекание физико-химического процесса выделения фаз примесей из твердого раствора.

Повышение температуры до 100°C при растяжении титана BT1-0 стимулирует реакции динамического деформационного старения. Просмотр угольных реплик в электронном микроскопе показал, что наряду с большим количеством зерен свободных от частиц или имеющих весьма незначительное число частиц, имеются зерна, где концентрация частиц фаз примесей увеличилась. (рис. 1б, 1в)

В случае деформации сжатием при комнатной температуре в структуре титана увеличивается количество двойников. Процесс двойникования в значительной степени зависит от схемы напряженного состояния. Наиболее благоприятной схемой образования двойников является сжатие. Именно для этой схемы напряженного состояния деформированная структура титана и ряда других металлов содержит наибольшее число двойниковых образований.

Механизм двойникования у некоторых металлов может играть решающую роль в процессах пластического течения, влияя на сопротивление деформации, пластические, прочностные и усталостные свойства испытываемого металла.

#### ЛИТЕРАТУРА:

1. А.Х. Котрелл. Сб. Структура металлов и их свойства. М. 1984. 2. В.С. Иванова. Усталость и прочность металлических материалов. М. 1988. 3. А.Д. Кеннеди. Ползучесть и усталость в металлах. М., Металлургия, 1985.

УДК 539.3

*Чигарева О.А., Беляцкая Л.Н.*

### **ВОЛНОВАЯ ДИНАМИКА КРУГЛОЙ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ ТРЕЩИНЫ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ВИБРАЦИИ**

*Минский автомобильный завод,  
Белорусский национальный технический университет  
Минск, Беларусь*

Рассматривается поведение круглой в плане трещины, расположенной между поверхностным слоем и полупространством параллельно свободной поверхности. На свободной границе возбуждается гармоническая волна которая отражается от трещины и может быть зафиксирована на границе. В зависимости от соотношений между длинной (частотой) возбуждаемой волны, толщиной поверхностного слоя, радиуса трещины вычисляются напряжения, деформации, перемещения в отслоившемся материале.

Показано, что коэффициент интенсивности напряжений имеет экстримум в зависимости от соотношения между длиной волны и радиусом трещины.

Получена зависимость раскрытия трещины по длине радиуса. Полученные результаты могут быть использованы для решения задач обнаружения трещин отслоения покрытия от подложки, а также наличия трещины в однородном полупространстве.

Вопросы локации трещины в твердых телах на основе методов акустической эмиссии [1], акустических методов рассеяния волн [2] требуют решения задач построения полей перемещений, деформаций, напряжений, излученных или переизлученных трещиной (включением) при квази-

статических или динамических нагрузках. В случае, если локация осуществляется нестационарной волной в трехмерном случае приближенное решение задачи можно построить методами теории волн скачков напряжений [3]. В случае гармонических волн метод лучевых рядов позволяет построить решение для высоких частот [3]. Однако наиболее информативны акустические методы, когда волновая динамика включения, трещины исследуется в диапазоне резонансных взаимодействий [5].

1. Рассмотрим упругое однородное изотропное полупространство, характеризуемое объемным модулем  $K_2$ , сдвига  $\mu_2$ , плотностью  $\rho_2$ . На полупространстве лежит упругий изотропный слой, толщины  $h$ , с модулями  $K_1$ ,  $\mu_1$ , плотностью  $\rho_1$ . Слой и полупространство жестко скреплены всюду, кроме области круглой трещины радиуса  $a$ . На свободной границе слоя возбуждается гармоническая волна, фронт которой распространяется параллельно свободной границе. На жестко скрепленной границе слоя и полупространства возникают отраженные и преломленные волны. Если детектор отраженных волн перемещать по свободной поверхности слоя вне круга радиуса  $a$ , являющегося проекцией трещины на свободную границу слоя, то он будет фиксировать один и тот же фон. Над трещиной детектор будет фиксировать поле, переизлученное трещиной.



Рисунок 1 - схема расположения трещины расслоения. Пунктирные стрелки указывают направление распространения волны отраженной от границы слоя и полупространства, сплошные стрелки - направления распространения волны отраженной трещиной.

Описанная выше схема представлена рис. 1

Как известно, в общем случае волновое поле в слое после отражения будет представлять собой суперпозицию падающей и отраженной волн, а после многократного переотражения – сумму падающей и отраженных волн. Рассмотрим случай, когда волновое поле в слое состоит только из падающей и однократно отраженной волны. Для того, чтобы еще более упростить задачу рассмотрим только однократно отраженное поле в цилиндрической области радиуса  $a$ , основанием которой является верхняя поверхность трещины. Рассмотрение удобно провести в цилиндрической системе координат, расположенной согласно схемы на рис. 1.

Волновое поле, возбуждаемое в слое верхним берегом трещины удовлетворяет уравнению [6].

$$\begin{aligned} \mu^{(1)} \nabla^2 \bar{U}^{(1)} + (\lambda^{(1)} + \mu^{(1)}) \text{grad div } \bar{U}^{(1)} &= 0 \\ \nabla^2 \bar{U} &= \bar{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \bar{U}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{U}}{\partial z^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial \bar{U}}{\partial \theta^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

Соответственно нижняя часть трещины возбуждает в полупространстве волновое поле

$$\mu^{(2)} \nabla^2 \bar{U}^{(2)} + (\lambda^{(2)} + \mu^{(2)}) \text{grad div } \bar{U}^{(2)} = 0. \quad (2)$$

Граничные условия поставим на берегах трещины. Считаем, что при падении начальной волны, на трещину, напряжения, которые возникают на берегах равны

$$\bar{\Sigma}^{(1)} = \bar{\Sigma}^{(2)} = -\Sigma^{(0)} \text{ при } z = 0, \quad 0 \leq r < a. \quad (3)$$

На границе слоя и полупространства

$$\bar{\Sigma}^{(1)} = \bar{\Sigma}^{(2)} \text{ при } z = 0, \quad r > a. \quad (4)$$

Здесь  $\bar{\Sigma}^{(0)} = \{\sigma_r^{(0)}(r, 0), \sigma_\theta^{(0)}(r, 0), \sigma_z^{(0)}(r, 0)\}^T$  напряжения в падающей начальной волне.

Как известно, согласно теореме Гельмгольца компоненты вектора перемещений  $\bar{U}^{(\alpha)} = (U_r^{(\alpha)}, U_\theta^{(\alpha)}, U_z^{(\alpha)})$ ,  $\alpha = 1, 2$ , можно представить через потенциальные функции

$$\begin{aligned} U_r^{(\alpha)} &= \frac{\partial \varphi^{(\alpha)}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \psi^{(\alpha)}}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 \chi^{(\alpha)}}{\partial r \partial z}, \\ U_\theta^{(\alpha)} &= \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi^{(\alpha)}}{\partial \theta} - \frac{\partial \psi^{(\alpha)}}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \chi^{(\alpha)}}{\partial \theta \partial z}, \\ U_z^{(\alpha)} &= \frac{\partial \varphi^{(\alpha)}}{\partial z} - \nabla^2 \chi^{(\alpha)} + \frac{\partial^2 \chi^{(\alpha)}}{\partial z^2}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставляя (5) в (1), (2), получим волновые уравнения для потенциальных функций

$$\begin{aligned}\nabla^2 \varphi^{(\alpha)} + k_i^{(\alpha)2} \varphi^{(\alpha)} &= 0, & k_i^{(\alpha)} &= \omega(\rho^{(\alpha)} / (\lambda^{(\alpha)} + \mu^{(\alpha)}))^{1/2}, \\ \nabla^2 \psi^{(\alpha)} + k_i^{(\alpha)2} \psi^{(\alpha)} &= 0, & k_i^{(\alpha)} &= \omega(\rho^{(\alpha)} / \mu^{(\alpha)})^{1/2}, \\ \nabla^2 \chi^{(\alpha)} + k_i^{(\alpha)2} \chi^{(\alpha)} &= 0.\end{aligned}\quad (6)$$

Здесь  $k_i^{(\alpha)}$ ,  $k_e^{(\alpha)}$  – волновые числа продольной и поперечной волн соответственно.

Полагая, что по угловой координате поля обладают периодичностью можно записать

$$\begin{aligned}\varphi^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} \Phi_k^{(\alpha)}(r, z) e^{ik\theta}, & \psi^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} \Psi_k^{(\alpha)}(r, z) e^{ik\theta}, \\ \chi^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} \chi_k^{(\alpha)}(r, z) e^{ik\theta}.\end{aligned}\quad (7)$$

Подставляя (7) в (6), получим

$$\begin{aligned}\partial^2 \Phi_k^{(\alpha)} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Phi_k^{(\alpha)}}{\partial r^2} - \frac{k^2 \Phi_k^{(\alpha)}}{r^2} + \frac{\partial^2 \Phi_k^{(\alpha)}}{\partial z^2} + k_e^{(\alpha)2} \Phi_k^{(\alpha)} &= 0, \\ \partial^2 \Psi_k^{(\alpha)} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \Psi_k^{(\alpha)}}{\partial r^2} - \frac{k^2 \Psi_k^{(\alpha)}}{r^2} + \frac{\partial^2 \Psi_k^{(\alpha)}}{\partial z^2} + k_e^{(\alpha)2} \Psi_k^{(\alpha)} &= 0, \\ \frac{\partial^2 \chi_k^{(\alpha)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 \chi_k^{(\alpha)}}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 \chi_k^{(\alpha)}}{r^2} + \frac{\partial^2 \chi_k^{(\alpha)}}{\partial z^2} + (k_i^{(\alpha)})^2 \chi_k^{(\alpha)} &= 0.\end{aligned}\quad (8)$$

Применяя преобразование Ханкеля [7], считая трансформанту, имеющей первый порядок, можем получить выражения для  $\Phi_k^{(\alpha)}$ ,  $\Psi_k^{(\alpha)}$ ,  $\chi_k^{(\alpha)}$ , подставляя которые в (7), находим

$$\begin{aligned}\varphi^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} H_k^{-1} [\Delta_{1,k}^{(\alpha)}(\xi) e^{-iq_e^{(\alpha)} z} + \Delta_{2,k}^{(\alpha)}(\xi) e^{iq_e^{(\alpha)} z}] e^{ik\theta}, \\ \psi^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} H_k^{-1} [\Delta_{3,k}^{(\alpha)}(\xi) e^{-iq_e^{(\alpha)} z} + \Delta_{4,k}^{(\alpha)}(\xi) e^{iq_e^{(\alpha)} z}] e^{ik\theta}, \\ \chi^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} H_k^{-1} [\Delta_{5,k}^{(\alpha)}(\xi) e^{-iq_i^{(\alpha)} z} + \Delta_{6,k}^{(\alpha)}(\xi) e^{iq_i^{(\alpha)} z}] e^{ik\theta}, \\ q_e^{(\alpha)2} &= k_e^{(\alpha)2} - \xi^2, & q_i^{(\alpha)2} &= k_i^{(\alpha)2} - \xi^2.\end{aligned}\quad (9)$$

Здесь функции  $\Delta_{i,k}^{(\alpha)}$ , ( $i = 1, \dots, 6$ ) находятся из граничных условий. Подставляя (9) в (5) получим компоненты вектора перемещений

$$\begin{aligned}U_r^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} \{ H_k^{-1} [\xi (C_{1,k}^{(\alpha)} + C_{2,k}^{(\alpha)}) - iq_i^{(\alpha)} (C_{5,k}^{(\alpha)} - C_{6,k}^{(\alpha)})] - \\ &\quad - \frac{k}{r} H_k^{-1} [C_{1,k}^{(\alpha)} + C_{2,k}^{(\alpha)} - i(C_{3,k}^{(\alpha)} + C_{4,k}^{(\alpha)}) - iq_i^{(\alpha)} (C_{5,k}^{(\alpha)} - C_{6,k}^{(\alpha)})] \} e^{ik\theta}, \\ U_\theta^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} \{ -H_k^{-1} [C_{3,k}^{(\alpha)} + C_{4,k}^{(\alpha)}] + \\ &\quad + \frac{k}{r} H_k^{-1} [i(C_{1,k}^{(\alpha)} + C_{2,k}^{(\alpha)}) + C_{3,k}^{(\alpha)} + C_{4,k}^{(\alpha)} + q_i^{(\alpha)} (C_{5,k}^{(\alpha)} - C_{6,k}^{(\alpha)})] \} e^{ik\theta}, \\ U_z^{(\alpha)} &= \sum_{k=0}^{\infty} H_k^{-1} [-iq_e^{(\alpha)} (C_{1,k}^{(\alpha)} - C_{2,k}^{(\alpha)}) + \xi^2 (C_{5,k}^{(\alpha)} + C_{6,k}^{(\alpha)})].\end{aligned}\quad (10)$$

Из закона Гука и (10), находим выражения для напряжений в виде

$$\begin{aligned}\sigma_{rz}^{(\alpha)} &= \mu^{(\alpha)} \{ \sum_{k=0}^{\infty} H_{k-1}^{-1} [2iq_e^{(\alpha)} \xi (-C_{1,k}^{(\alpha)} + C_{2,k}^{(\alpha)}) + \xi \eta^{(\alpha)} (C_{5,k}^{(\alpha)} + C_{6,k}^{(\alpha)})] + \\ &\quad + \frac{k}{r} H_k^{-1} [2iq_e^{(\alpha)} (C_{1,k}^{(\alpha)} - C_{2,k}^{(\alpha)}) + iq_i^{(\alpha)} (C_{3,k}^{(\alpha)} - C_{4,k}^{(\alpha)}) - \eta^{(\alpha)} (C_{5,k}^{(\alpha)} + C_{6,k}^{(\alpha)})] \} e^{ik\theta}, \\ \sigma_{\alpha}^{(\alpha)} &= \mu^{(\alpha)} \{ \sum_{k=0}^{\infty} H_{k-1}^{-1} [iq_i^{(\alpha)} \xi (C_{3,k}^{(\alpha)} - C_{4,k}^{(\alpha)})] + \\ &\quad + \frac{k}{r} H_k^{-1} [2iq_e^{(\alpha)} (C_{1,k}^{(\alpha)} - C_{2,k}^{(\alpha)}) - iq_i^{(\alpha)} (C_{3,k}^{(\alpha)} - C_{4,k}^{(\alpha)}) + i\eta^{(\alpha)} (C_{5,k}^{(\alpha)} + C_{6,k}^{(\alpha)})] \} e^{ik\theta}, \\ \sigma_{zz}^{(\alpha)} &= \mu^{(\alpha)} \{ \sum_{k=0}^{\infty} H_k^{-1} [\eta^{(\alpha)} (C_{1,k}^{(\alpha)} + C_{2,k}^{(\alpha)}) + iq_i^{(\alpha)} \xi^2 (-C_{5,k}^{(\alpha)} + C_{6,k}^{(\alpha)})] \} e^{ik\theta}.\end{aligned}\quad (11)$$

Здесь  $C_{i,k}^{(\alpha)}(\xi) = \Delta_{i,k}^{(\alpha)}(\xi)e^{(-1)^i q_i^{(\alpha)} z}$ ,  $i = 1, \dots, 6$ ,  $\eta^{(\alpha)} = 2\xi - (k_i^{(\alpha)})^2$ .

Подставляя (11) в условия (3), (4), получим интегральные уравнения для нахождения функций  $\Delta_{i,k}^{(\alpha)}(\xi)$ . В общем случае получить решение не представляется возможным, однако некоторые упрощения можно получить используя асимптотические оценки при  $\xi \rightarrow +\infty$ , считая, что в силу изотропии слоя и подложки отсутствует.

Зависимость от угла  $\theta$ , при рассмотрении отраженного поля в слое считаем, что напряжения на свободной границе отсутствуют

$$\sigma_{rz}^{(2)} = \sigma_{\theta z}^{(2)} = \sigma_{zz}^{(2)} = 0 \text{ при } z = -h, \quad (12)$$

Рассмотрим оценки для коэффициентов концентрации напряжений, используя асимптотические оценки для напряжений при  $r \rightarrow a$ .

Коэффициенты напряжений  $K_I$ ,  $K_{II}$  в данном случае вводятся соотношением [8]

$$K_I + iK_{II} = \left( \sigma_{rr}^{(2)}(r, 0) + i\sigma_{rz}^{(2)}(r, 0) \right) \frac{\sqrt{r^2 - a^2}}{(r^2 - a^2)^{\gamma_1} (r^2 + a^2)^{\gamma_2}}$$

$$\gamma_1 = -i\xi, \quad \gamma_2 = i\xi, \quad \xi = \frac{1}{2\pi} \ln \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta)}, \quad (13)$$

$$\beta = \frac{\mu^{(2)}(k^{22} - 1) - \mu^{(1)}(k^{12} - 1)}{\mu^{(2)}k^{12}(k^{22} - 1) + \mu^{(1)}k^{22}(k^{12} - 1)}.$$

Для напряжений получается оценка, которую запишем в виде

$$\sigma^{(2)}(r, 0) = \left( \sigma_{rr}^{(2)}(r, 0) \quad \sigma_{rz}^{(2)}(r, 0) \right) = -\frac{2rm_1\mu^{(2)}}{\sqrt{\pi}} \rho \varepsilon w g \sum_{n=0}^N P_n(1) C_n$$

$$\rho = \begin{bmatrix} i & 1 \\ 1 & i \end{bmatrix}, \quad \varepsilon = \begin{bmatrix} i & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix}, \quad w(r) = \begin{bmatrix} \theta & 0 \\ 0 & \theta \end{bmatrix}, \quad \theta = \frac{(r-a)^{\gamma_1} (r+a)^{\gamma_2}}{\sqrt{r^2 - a^2}}, \quad (14)$$

$$g = \begin{bmatrix} \tau D_1 & 0 \\ 0 & \tau^{-1} D_2 \end{bmatrix}, \quad \tau = \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}}, \quad D_i = \frac{r(1+\gamma_i)}{r(1/2 + \gamma_i)}, \quad i = 1, 2.$$

На рис. 2 представлена зависимость  $K_I / K_I^*$  от  $k_0 = k_i^{(1)} a$  при  $a/h = 0,5 - 1$  кривая,  $a/h = 1 - 2$  кривая,  $a/h = 2 - 3$  кривая.

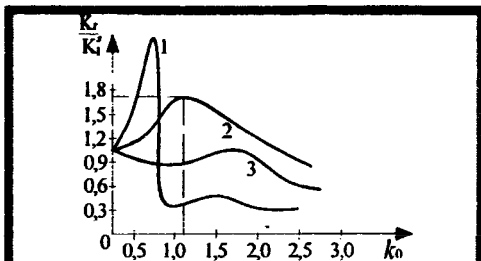


Рисунок 2 - Зависимость коэффициента интенсивных напряжений  $K_I / K_I^*$

в зависимости от  $k_0$  - соотношения между длиной поперечной волны в полупространстве и радиусом трещины при  
1)  $a/h = 0,5$ , 2)  $a/h = 1$ ,  
3)  $a/h = 2$

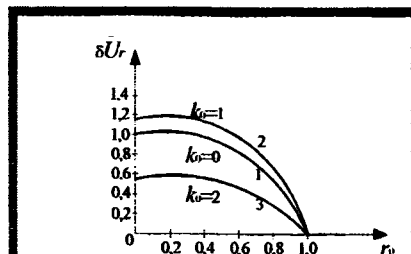


Рисунок 3 - Зависимость трещины  $\delta \bar{U}_r$  оси  $r_0$  при: 1)  $k_0 = 0$ ,  
2)  $k_0 = 1$ , 3)  $k_0 = 2$ .

Оценка для величины раскрытия трещины также получается на основе асимптотических интегральных уравнений.

$$\begin{aligned} \delta \bar{U}_0(r_0) &= \delta \bar{U}(r_0) / \delta \bar{U}_z^2(0, 0), \quad r_0 = r / a, \\ \delta \bar{U}(r_0) &= \begin{bmatrix} \delta U_r \\ \delta U_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_r^{(2)}(r, 0) - U_r^{(1)}(r, 0) \\ U_z^{(2)}(r, 0) - U_z^{(1)}(r, 0) \end{bmatrix}, \\ \delta \bar{U}(r_0) &= \frac{2}{\pi r_0} \sum_{k=0}^N \int_0^1 \theta(\zeta, r_0) \rho \omega(\zeta) \bar{P}_n(\zeta) d\zeta \quad \text{от } r_0 \leq 1. \\ \theta(\zeta, r_0) &= \begin{bmatrix} -\zeta / \sqrt{\zeta^2 - r_0^2} & 0 \\ 0 & r_0 / \sqrt{\zeta^2 - r_0^2} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (15)$$

Зависимость величины раскрытия трещины  $\delta \bar{U}_r$  в зависимости от  $r_0$  при 1)  $k_0 = 0$ , 2)  $k_0 = 1$ , 3)  $k_0 = 2$ ;  $a/h = 1$  представлена на рис. 3

#### Выводы:

- 1) Из рис.2 следует, что зависимость коэффициента интенсивности напряжений имеет максимальное значение при длинах волн, кратких радиусу трещины.
- 2) Раскрытие трещины максимально в динамике ( $k_0 = 1$ ), когда длина волны равна радиусу трещины, причем в этом случае она больше, чем в статическом случае ( $k_0 = 0$ ).
- 3) Таким образом, наиболее надежна методика обнаружения трещины состоит в возбуждении волнового поля со спектром частот (длин волн) в области резонансных значений. Дифракционное взаимодействие волны с трещиной (включением) является сигналом о наличии трещин определенного масштаба.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чигарев А.В., Юринок В.И. Оптимальное оценивание функции поврежденности материала по измерению АЭ «Акустическая эмиссия материалов и конструкций». – Ростов-на-Дону: сб. тер. докл. I Всесоюзная конференция, часть II, 1984. – с. 182-184.
2. Gubernatis J.E. Long-wave approximation for the scattering of elastic waves from flows with application to ellipsoidal voids and inclusions. J. Appl. Phys. v. 50, №6. – 1979, pp. 4046-4058.
3. Чигарев А.В. Распространение скачков напряжений акустической эмиссии в неоднородных средах. – Ростов-на-Дону: сб. тер. докл. I Всесоюзная конференция «Акустическая эмиссия материалов и конструкций», часть I, 1984. – с. 15-16.
4. Чигарев А.В. Распространение ударных волн в стохастически неоднородной упругой среде. Прикладная механика, т. 8. вып. 5, 1972 – с. 69-74.
5. Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. – 307с.
6. Лурье А.И. Теория упругости. М.: «Наука», 1970. – 939с.
7. Справочник по специальным функциям. М.: «Наука», 1979. – 832.
8. Астафьев Л.В. Нелинейная механика разрушения. «Самарский университет», 2001. – 631с.

УДК 539.3 519.6 519.5

Мелешко И.Н., Чигарев А.В.

### ДЕФОРМАЦИЯ КРУГОВОЙ ПЛАСТИНЫ ПРИ НЕССИМЕТРИЧНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ

Белорусский национальный технический университет  
Минск, Беларусь

Прогиб пластины под действием нагрузки распределенной по контуру изучается во многих прикладных задачах теории упругих пластин [1]. Как правило рассматриваются нагрузки равномерно распределенные по контуру. В случае кинематических граничных условий зависимость перемещений и их производных от круговой координаты усложняет решение задачи.

В данной работе на основе точного решения предельной задачи в интегральном виде конструируется его приближенное представление логарифмами. Полученные в работе приближенные фор-

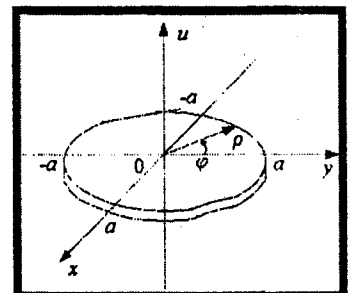


Рисунок 1