

УДК 539.375

О РАЗРУШЕНИИ ДИСКА С ОСЛАБЛЕННОЙ ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЗОНОЙ

СТРУЖАНОВ В. В.

Процесс деформирования твердого тела при определенных условиях приводит к появлению зон с ослабленными внутренними связями, поведение которых моделируется падающей диаграммой связи напряжений и деформаций [1, 2]. Поэтому при расчетах предельной несущей способности и долговечности элементов конструкций необходимо учитывать возможность работы материала на спадающей ветви диаграммы [1, 3]. Экспериментальное построение полностью равновесных диаграмм деформирования (функций сопротивления) осуществляется посредством равновесного вплоть до разрушения деформирования по заданному пути [4, 5].

Ниже методика, основанная на построении кривых равновесия системы [6], используется для анализа несущей способности сплошного диска с ослабленной центральной зоной, функция сопротивления которой полагается известной. Проведено также определение напряженно-деформированного состояния для каждого положения равновесия.

1. Постановка задачи. Основные соотношения. Рассмотрим круглый диск радиуса R_2 , растягиваемый равномерно распределенными по окружности Γ_2 силами p (фиг. 1). Центральная зона диска радиуса R_1 ослаблена. При растяжении ее равномерно распределенными по окружности Γ_1 силами h равновесный характер деформирования сохраняется вплоть до разрушения, если

$$h = E(v - v_h) / [R_1(1 - N)],$$

v_h в различных диапазонах изменения v принимает следующие значения:

$$v \left| \begin{array}{c} [0, 0,5v_B] \\ 6v_h \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} [0,5v_B, v_B] \\ 0 \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} [v_B \leq v \leq 1,5v_B] \\ 2v - v_B \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} [1,5v_B, 2,5v_B] \\ 14v - 13v_B \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} [2,5v_B, +\infty] \\ 7v - 2,5v_B \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} \\ 6v \end{array} \right|$$

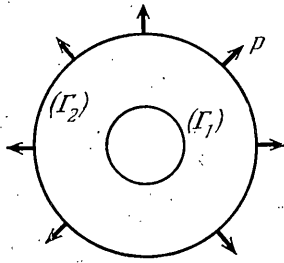
т. е. функция сопротивления ослабленной зоны равна $(-h)$ (фиг. 2). Здесь v — перемещение точек границы Γ_1 , v_h — неупругая составляющая перемещения v (остается после разгрузки); v_B — значение величины v , при котором материал зоны достигает предела прочности. Остальная часть диска (кольцо, ограниченное окружностями Γ_1 и Γ_2) работает в упругой области. Объемные силы отсутствуют.

Полная энергия данной механической системы равна

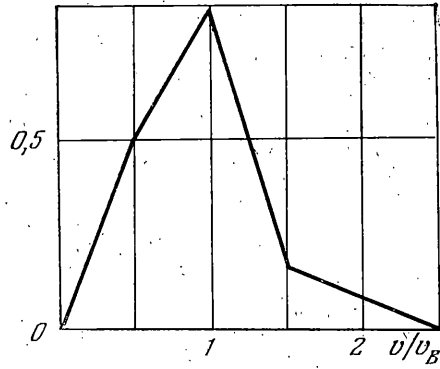
$$\begin{aligned} \Pi &= 2\pi R_1 \int_0^v h dv + \Pi_K(w, v) - 2\pi R_2 \int_0^w p dw \\ \Pi_K &= \pi \int_{R_1}^{R_2} (\sigma_r \varepsilon_r + \sigma_\theta \varepsilon_\theta) r dr \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь w — перемещение точек границы Γ_2 , Π_K — потенциальная энергия кольца

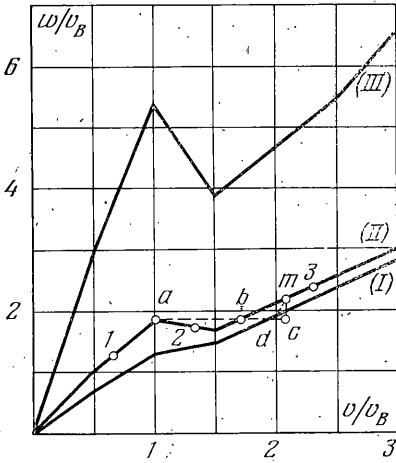
$$\begin{aligned} \sigma_r, \sigma_\theta &= E[(1 - N^2)(R_2^2 - R_1^2)]^{-1} [(1 + N)(wR_2 - vR_1) \mp \\ &\mp (1 - N)(vR_2 - wR_1)R_1 R_2 r^{-1}] \end{aligned}$$



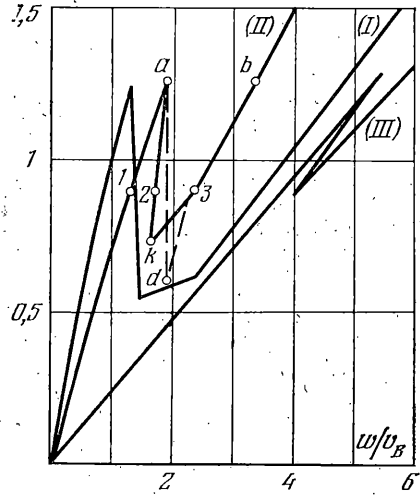
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

а ε_r и ε_θ определяются из закона Гука (E — модуль Юнга, N — коэффициент Пуассона).

Найдем критические точки функции Π . Имеем

$$\frac{\partial \Pi}{\partial v} = \{v[R_2^2(1-N) + R_1^2(1+N)] - 2wR_1R_2\} / [(R_2^2 - R_1^2) \cdot (1-N^2)] + R_1h/E = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial w} = \{w[R_2^2(1+N) + R_1^2(1-N)] - 2vR_1R_2\} / [(R_2^2 - R_1^2) \cdot (1-N^2)] - R_2p/E = 0$$

Очевидно, что для данного значения p все положения равновесия механической системы получаются решением системы (1.2). Множество этих решений — точки (v, w, p) — образуют в пространстве vwr многообразие равновесных состояний M_p .

Отображая многообразие M_p в пространства wr и vw по правилам $(v, w, p) \rightarrow (w, p)$ и $(v, w, p) \rightarrow (v, w)$, получаем кривые равновесных состояний системы при пропорционально возрастающих силах и перемещениях, заданных на границе Γ_2 . На фиг. 3, 4 они показаны для некоторых соотношений между R_1 и R_2 и $N=0,3$.

Используем теперь кривые равновесия для анализа поведения системы. Сначала будем нагружать ее, плавно (квазистатически) увеличивая перемещение w . При этом, если $R_2=1,4R_1$ (кривая I, фиг. 3), то для каждого значения w система имеет единственное положение равновесия, причем устойчивое. Поэтому и параметр v возрастает плавно. Устойчивый характер деформирования не изменяется. Разрушение ослабленной зоны происходит при $w=2,38v_B$.

Если $R_2=2R_1$ (кривая II, фиг. 3), то для значений параметра управления, лежащих в интервале $1,69v_B < w < 1,84v_B$, система обладает уже тремя положениями равновесия. Два из них устойчивые (характеризуются точками восходящих ветвей кривой равновесия) и одно неустойчивое (характеризуется точками нисходящей ветви). Однако устойчивый характер нагружения сохранится вплоть до значения $w=1,84v_B$. Возмущая его членом γw , находим, что для сколь угодно малых $\gamma > 0$ у системы появляется новое устойчивое положение равновесия, характеризуемое точкой, лежащей уже на другой восходящей ветви (точка b , фиг. 3). В это новое положение система переходит скачком, т. е. происходит так называемый катастрофический прыжок [7].

В результате скачка в системе падает уровень энергии. Поэтому она проскакивает точку b и останавливается в точке c , где этот уровень восстанавливается. Затем система опять устремляется к своему положению равновесия. Поскольку поведение ослабленной зоны подчиняется теперь закону разгрузки, положение равновесия диска определяется уже точкой d , не лежащей на кривой равновесия. При дальнейшем нагружении система по прямой dm выходит опять на кривую равновесия. Деформирование далее осуществляется без скачков и разрушение ослабленной зоны происходит, когда $w=2,56v_B$. Заметим, что в точке d в ослабленной зоне действуют сжимающие напряжения ($h=-0,17Ev_B R_1^{-1}$), т. е. в результате скачка напряженное состояние зоны сменилось на противоположное.

Когда $R_2=6R_1$ (кривая III, фиг. 3), то при скачке ослабленная зона разрушается.

Теперь будем нагружать систему, плавно увеличивая параметр p .

Рассмотрим случай, когда $R_2=2R_1$. Рассуждая аналогично, находим, что при $p=(1+\gamma)1,26Ev_B R_1^{-1}$ система скачком переходит из положения, отвечающего точке a (кривая 2, фиг. 4), в положение равновесия, соответствующее точке b . Ослабленная зона разрушается. При этом, как отмечалось выше, из системы выделяется энергия, сопротивление ее резко падает (точка d , фиг. 4), т. е. разрушение происходит взрывообразно.

Примечание. Сравнивая кривые равновесия для $R_2=2R_1$ и $R_2=6R_1$ (кривые II, III, фиг. 4), находим, что до разрушения ослабленной зоны диск выдерживает тем большие перемещения точек границы, чем больше его радиус. Кроме того при разрушении ослабленной зоны перемещения точек границы (длина скачка) дисков с достаточно большим радиусом незначительны, т. е. диски большого размера малочувствительны к разрушению небольших зон.

2. Метод расчета. Из рассуждений, приведенных выше, следует, что для изучения поведения под нагрузкой тела V с границей Γ необходимо разбить его на конечное число зон с известными функциями сопротивления и исследовать затем их взаимодействие. Если же таких областей становится бесконечно много, то необходим уже метод построения кривых равновесия и определения напряженно-деформированного состояния, опирающийся на уравнения механики сплошной среды.

Пусть деформация элемента тела V задана тензором ε и известен оператор A_ε , построенный с помощью соответствующей функции сопротивления, такой, что $A_\varepsilon \varepsilon = \varepsilon^h$, где ε^h — тензор неупругих деформаций, отвечающий ε . Тогда тензор упругих деформаций равен $\varepsilon^e = \varepsilon - \varepsilon^h$ и напряжения определяются по формуле $\sigma = C \dots (\varepsilon - \varepsilon^h)$. Если $\varepsilon = \varepsilon^h$ ($\varepsilon \neq 0$), то элемент разрушен. Здесь C — симметричный тензор четвертого ранга модулей упругости, $C \dots \varepsilon$ — двойное скалярное произведение тензоров [8], σ , ε — симметричные тензоры второго ранга. Отсюда для геометрически линейного тела получаем следующую краевую задачу:

$$\nabla \cdot \sigma = 0, \quad \varepsilon = \text{def } u, \quad \sigma = C \dots (\varepsilon - \varepsilon^h) \quad (2.1)$$

Граничные условия могут быть заданы в напряжениях $\sigma \cdot n|_\Gamma = F$ или перемещениях $u|_\Gamma = u_\Gamma$. Здесь $\nabla \cdot \sigma = 0$ — уравнения равновесия, $\varepsilon = \text{def } u$ — соотношения Коши [8], u — вектор перемещений.

Таким образом реальная среда заменяется средой, которая в процессе нагружения сохраняет упругие свойства, но при этом возникают неупругие несовместные деформации, стремящиеся нарушить ее сплошность. Методы решения краевой задачи (2.1) известны [9, 10]. Сложность за-

ключается лишь в том, что при конкретных условиях на границе тензор ε^h заранее не известен. Однако его можно найти используя процедуру последовательных приближений, аналогичную методу упругих решений А. А. Ильюшина.

Если граничные условия заданы в напряжениях, то сначала ищем решение задачи

$$\nabla \cdot \sigma_0' = 0, \quad \varepsilon_0' = \text{def } u_0', \quad \sigma_0' = C \cdot \varepsilon_0', \quad \sigma_0' \cdot n|_{\Gamma} = F_0 \quad (2.2)$$

Затем определяем $\varepsilon_1^h = A_{\varepsilon_0} \varepsilon_0'$ и решение задачи

$$\nabla \cdot \sigma'' = 0, \quad \varepsilon' = \text{def } u', \quad \sigma'' = C \cdot (\varepsilon' - \varepsilon^h), \quad \sigma'' \cdot n|_{\Gamma} = 0 \quad (2.3)$$

при $\varepsilon^h = \varepsilon_1^h$. Обозначим это решение ε_1' . Далее вычисляем общую деформацию $\varepsilon = \varepsilon_0' + \varepsilon_1'$, $\varepsilon_2^h = A_{\varepsilon}(\varepsilon_0' + \varepsilon_1')$, находим ε_2' — решение задачи (2.3) для $\varepsilon^h = \varepsilon_2^h$ и процесс повторяем. Когда $\lim_{k \rightarrow \infty} \varepsilon_k^h = \varepsilon_*^h < \infty$ ($k=1, 2, \dots$), то у тела существует устойчивое положение равновесия и решение системы (2.1) представляется тогда суммами $\sigma = \sigma_0' + \sigma''$, $\varepsilon = \varepsilon_0' + \varepsilon'$, $u = u_0' + u'$, где σ'' , ε' , u' — решения системы (2.3) при $\varepsilon^h = \varepsilon_*^h$. Если $\lim_{k \rightarrow \infty} \varepsilon_k^h \rightarrow \infty$, то устойчивого положения равновесия не существует и тело разрушается. Вычисляя наконец для каждого λF_0 , $\lambda \in [0, \infty)$ функцию u_{Γ} , можно построить соответствующую кривую равновесия в координатах $\lambda \mu$, где μ — какая-либо мера функции u_{Γ} .

Методика не изменяется и в случае задания граничных условий в перемещениях. Только вместо краевых задач (2.2) и (2.3) следует решать задачи

$$\nabla \cdot \sigma_0 = 0, \quad \varepsilon_0 = \text{def } u, \quad \sigma_0 = C \cdot \varepsilon_0, \quad u_0|_{\Gamma} = u_{\Gamma}^0$$

$$\nabla \cdot \sigma^{\vee} = 0, \quad \varepsilon^{\vee} = \text{def } u^{\vee}, \quad \sigma^{\vee} = C \cdot (\varepsilon^{\vee} - \varepsilon^h), \quad u|_{\Gamma} = 0$$

3. Расчет напряженно-деформированного состояния диска. Выражения $\sigma_{0r} = \sigma_{0\theta} = p$, $\varepsilon_{0r} = \varepsilon_{0\theta} = pE^{-1}(1-N)$, $u_0' = pE^{-1}(1-N)r$, $0 \leq r \leq R_2$ являются решениями краевой задачи (2.2). Ослабленная зона при нагружении имеет однородное напряженное состояние, поэтому оператор A_{ε} не меняется. В области $0 \leq r \leq R_1$ он определяется отображением $\varepsilon_r = \varepsilon_{\theta} = \nu R_1^{-1} \rightarrow \varepsilon_r^h = \varepsilon_{\theta}^h = \nu R_1^{-1}$, а в области $R_1 < r \leq R_2$ — отображением $\varepsilon \rightarrow \varepsilon^h = 0$.

Решение задачи (2.3) дают формулы

$$\begin{aligned} \sigma_r'' = \sigma_{\theta}'' &= -0,5\varepsilon^h ER_2^{-2}(R_2^2 - R_1^2), \quad \varepsilon_r' = \varepsilon_{\theta}' = 0,5\varepsilon^h R_2^{-2} \times \\ &\times [(1+N)R_2^2 + (1-N)R_1^2] \quad (0 \leq r \leq R_1) \\ \sigma_r'' &= 0,5\varepsilon^h ER_1^2(R_2^{-2} - r^{-2}), \quad \varepsilon_r' = 0,5\varepsilon^h R_1^2 [R_2^{-2}(1-N) - \\ &- (1+N)r^{-2}] \quad (R_1 < r \leq R_2) \\ \sigma_{\theta}'' &= 0,5\varepsilon^h ER_1^2(R_2^{-2} + r^{-2}), \quad \varepsilon_{\theta}' = 0,5\varepsilon^h R_1^2 [R_2^{-2}(1-N) + \\ &+ (1+N)r^{-2}] \quad (R_1 < r \leq R_2) \\ u_r' &= 0,5\varepsilon^h R_2^{-2} [(1+N)R_2^2 + (1-N)R_1^2] r \quad (0 \leq r \leq R_1) \\ u_r' &= 0,5\varepsilon^h R_1^2 [R_2^{-2}(1-N)r + (1+N)r^{-1}] \quad (R_1 \leq r \leq R_2) \end{aligned} \quad (3.1)$$

Расчеты для $R_2 = 2R_1$, $N = 0, 3$, проведенные по методике, изложенной выше, показывают, что точки (p, w) и (w, v) , где $w = u_r$ ($r = R_2$), $v = u_r$ ($r = R_1$), точно ложатся на построенные ранее кривые равновесия. Например, величине $p = 0,9EvBR_1^{-1}$ соответствуют точки 1, 2, 3 фиг. 3, 4. Вычисляется и значение p , при котором осуществляется переход на другую восходящую ветвь (точка a , фиг. 4). Построение точек новой ветви и определение напряженно-деформированного состояния проводится аналогично, только в качестве начального приближения следует сразу подставлять в систему (2.3) $\varepsilon^h = \varepsilon_*^h$, взятое из предыдущего решения. Отметим, что при дальнейшем увеличении p получаем точки второй восходящей ветви, расположенные выше точки a , а при уменьшении p — точки, расположенные ниже. Таким образом выявляется нижняя точка второй восходящей ветви — точка k , которая обладает тем свойством, что при дальнейшем

уменьшении величины p находим решения, соответствующие опять точкам первой восходящей ветви, расположенным ниже точки k .

Формулы, полученные для определения напряженно-деформированного состояния, имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \sigma_0 = c_1 E v_B R_1^{-1}, & \varepsilon_r &= \varepsilon_0 = c_4 v_B R_1^{-1} & (0 \leq r \leq R_1) \\ \sigma_r &= E v_B R_1^{-1} (c_2 - c_3 R_1^2 r^{-2}), & \varepsilon_r &= v_B R_1^{-1} (c_5 - c_6 R_1^2 r^{-2}) & (R_1 < r \leq R_2) \\ \sigma_\theta &= E v_B R_1^{-1} (c_2 + c_3 R_1^2 r^{-2}), & \varepsilon_\theta &= v_B R_1^{-1} (c_5 + c_6 R_1^2 r^{-2}) & (R_1 < r \leq R_2) \\ u_r &= c_4 v_B R_1^{-1} r & (0 \leq r \leq R_1), & u_r &= v_B R_1^{-1} (c_5 r + c_6 R_1^2 r^{-1}) & (R_1 \leq r \leq R_2) \\ v &= c_1 v_B, & w &= (2c_5 + 0,5c_6) v_B. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Для конкретных значений получаем:

а) $p = 1,19 E v_B R_1^{-1}$ — существует два устойчивых положения равновесия. Коэффициенты в выражениях (3.2) равны $c_1 = 1,136$, $c_2 = 1,209$, $c_3 = 0,073$, $c_4 = 0,94$, $c_5 = 0,85$, $c_6 = 0,095$, $v = 0,94 v_B$, $w = 1,74 v_B$; $c_1 = 0$, $c_2 = c_3 = 1,586$, $c_4 = 3,17$, $c_5 = 1,11$, $c_6 = 2,06$, $v = 3,17 v_B$, $w = 3,25 v_B$ (ослабленная зона разрушена).

б) $p = 1,3 E v_B R_1^{-1}$ — положение равновесия одно, $c_1 = 0$, $c_2 = c_3 = 1,73$, $c_4 = 3,47$, $c_5 = 1,21$, $c_6 = 2,25$, $v = 3,47 v_B$, $w = 3,55 v_B$ (зона разрушена);

в) $p = 0,9 E v_B R_1^{-1}$ — два устойчивых положения равновесия, $c_1 = 0,879$, $c_2 = 0,907$, $c_3 = 0,028$, $c_4 = 0,672$, $c_5 = 0,635$, $c_6 = 0,037$, $v = 0,672 v_B$, $w = 1,288 v_B$; $c_1 = 0,045$, $c_2 = 1,185$, $c_3 = 1,14$, $c_4 = 2,31$, $c_5 = 0,829$, $c_6 = 1,48$, $v = 2,31 v_B$, $w = 2,4 v_B$.

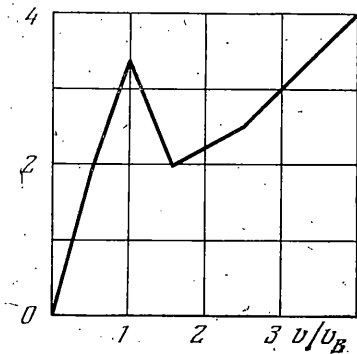
В последнем случае, как и в первом, имеется еще и неустойчивое положение равновесия. Для его определения воспользуемся следующими соображениями. Если в качестве начального приближения для системы (2.3) брать $\varepsilon_1^h = A_\varepsilon \varepsilon$, где ε лежит в интервале $(0,672 v_B R_1^{-1}, 2,31 v_B R_1^{-1})$, то следующие значения ε_1^h будут уменьшаться либо увеличиваться в зависимости от того, к какому устойчивому положению стремится решение. Тогда, разбивая указанный отрезок на достаточно большое число частей, находим интервал, у которого приближения, начатые с его граничных точек, расходятся в разные стороны. Следовательно, решение системы (2.3) нужно получить для величины ε^h , соответствующей значению ε , лежащему внутри выявленного интервала, и затем сложить его с решением задачи (2.2). Прodelывая необходимые вычисления, находим, что для неустойчивого положения равновесия при $p = 0,9 v_B R_1^{-1}$ напряженно-деформированное состояние определяется также формулами (3.2), где $c_1 = 0,537$, $c_2 = 1,02$, $c_3 = 0,483$, $c_4 = 1,34$, $c_5 = 0,71$, $c_6 = 0,628$, $v = 1,34 v_B$, $w = 1,74 v_B$.

Примечание. Краевые задачи для тел, имеющих зоны, в которых материал работает за пределами упругости, могут иметь не единственное решение.

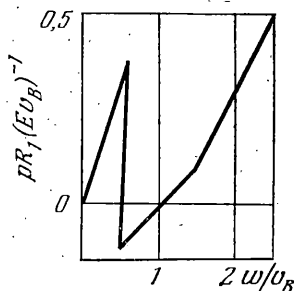
4. Модифицированная задача с разрушением диска. Рассмотрим задачу о разрушении диска под действием собственных напряжений, появляющихся вследствие того, что ослабленная зона обладает первоначальной неупругой деформацией $\varepsilon_0^h < 0$, т. е. ее радиус в свободном от связей состоянии меньше, чем внутренний радиус упругого кольца.

Используя формулы (3.1) при данном ε_0^h , находим деформацию ε' , причем за начало отсчета деформаций здесь берется сплошной ненапряженный диск. Деформация же ослабленной зоны, отсчитываемая от ее начального (свободного от связей) положения, равна $\varepsilon'' = \varepsilon' - \varepsilon_0^h$. Далее определяется неупругая составляющая деформации ε'' и формируется следующее приближение: $\varepsilon_1^h = \varepsilon_0^h + A_\varepsilon \varepsilon''$. Затем вычисляются значения ε_1' , $\varepsilon_1'' = \varepsilon_1' - \varepsilon_1^h$, $\varepsilon_1'' + A_\varepsilon \varepsilon''$, $A_\varepsilon (\varepsilon_1'' + A_\varepsilon \varepsilon'')$, $\varepsilon_2^h = \varepsilon_0^h + A_\varepsilon (\varepsilon_1'' + A_\varepsilon \varepsilon'')$ и процесс повторяется. Если приближения сходятся, то система имеет устойчивое положение равновесия, если расходятся, то устойчивого положения равновесия не существует и она разрушается.

Производя вычисления, находим точки кривой равновесия системы в координатах $v v_B^{-1}$ и $-\varepsilon_0^h R_1 v_B^{-1}$ (фиг. 5), где v — перемещение границы внутренней зоны, отсчитываемое от ее начального состояния.



Фиг. 5



Фиг. 6

Анализ полученных данных показывает, что для $0 > \varepsilon_0^h > -2v_B R_1^{-1}$ и $\varepsilon_0^h < -3,35v_B R_1^{-1}$ система имеет одно (устойчивое) положение равновесия. При $-2v_B R_1^{-1} > \varepsilon_0^h > -3,35v_B R_1^{-1}$ — два устойчивых положения равновесия, соответствующих точкам восходящих ветвей кривых равновесия, и одно неустойчивое, соответствующее точке нисходящей ветви. Если начальная деформация $\varepsilon_0^h = -\gamma 3,35v_B R_1^{-1}$ ($\gamma > 0$), то происходит скачкообразный переход с одной восходящей ветви на другую, внутренняя зона разрушается, а упругое кольцо полностью разгружается.

В качестве примера приведем результаты расчета напряженно-деформированного состояния диска при $\varepsilon_0^h = -2,2v_B R_1^{-1}$, $R_2 = 2R_1$, $N = 0,3$. Оно определяется выражениями (3.2), где для первого устойчивого положения равновесия $c_1 = 0,81$, $c_2 = -0,27$, $c_3 = -1,08$, $c_4 = -1,597$, $c_5 = -0,189$, $c_6 = -1,408$, $v = 0,603v_B$; для второго $c_1 = 0,134$, $c_2 = -0,045$, $c_3 = -0,179$, $c_4 = -0,264$, $c_5 = -0,031$, $c_6 = -0,233$, $v = 1,936v_B$; для неустойчивого положения равновесия $c_1 = 0,398$, $c_2 = 0,133$, $c_3 = -0,532$, $c_4 = -0,784$, $c_5 = -0,093$, $c_6 = -0,69$, $v = 1,416v_B$.

Здесь положения равновесия, отвечающие точкам второй восходящей ветви кривой равновесия, определялись аналогично тому, как это осуществлялось ранее, т. е. приближения каждый раз начинались со значения ε_1^h , вычисленного для величины ε'' , взятой из предыдущего решения.

Неустойчивое решение находим следующим образом. Начиная приближения с выражений $\varepsilon_1^h = \varepsilon_0^h + A_s \varepsilon''$, где ε'' принимает значения в интервале $(0,603 v_B R_1^{-1}, 1,936 v_B R_1^{-1})$, определяем такой промежуток, который обладает тем свойством, что приближения, начатые с его граничных точек, расходятся в разные стороны. Если этот интервал достаточно мал, то подставляя в формулы (3.2) значение ε_1^h , найденное для ε'' из данного интервала, получаем искомое решение.

5. Влияние начальных напряжений. Рассмотрим растяжение диска, в котором имеются уже начальные напряжения, соответствующие первому устойчивому положению равновесия при $\varepsilon_0^h = -2,2v_B R_1^{-1}$.

Расчет напряженно-деформированного состояния в такой задаче проводится также по алгоритму, описанному в п. 2. Отличие заключается лишь в том, что вместо ε_0^h следует оперировать суммой $\varepsilon_0^h + 0,603v_B R_1^{-1}$, где второе слагаемое взято из решения задачи по определению начальных напряжений.

По результатам вычислений при $R_2 = 2R_1$, $N = 0,3$ построена кривая равновесия (фиг. 6). Сравнивая ее с соответствующей кривой на фиг. 4, замечаем, что несущая способность диска существенно уменьшилась и, кроме того, стал более сильно выражен динамический характер разрушения, так как в процессе скачка сопротивление растяжения исчезает (участок $0,5v_B < w < v_B$; фиг. 6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ибрагимов В. А., Ключников В. Д. Некоторые задачи для сред с падающей диаграммой. — Изв. АН СССР, МТТ, 1974, № 4, с. 116—121.
2. Новожилов В. В. К основам теории равновесных трещин в упругих телах. — ПИММ, 1969, т. 33, вып. 5, с. 797—812.

3. Волков С. Д., Дубровина Г. И., Сокольников Ю. П. Устойчивость сопротивления материала в механике разрушения.— Пробл. прочности, 1978, № 6, с. 65–69.
4. Волков С. Д., Гуськов Ю. П., Кривошипная В. И., Миронов В. И., Сокольников Ю. П., Соколов П. С. Экспериментальные функции сопротивления легированной стали при растяжении и кручении.— Пробл. прочности, 1979, № 1, с. 3–6.
5. Лебедев А. А., Чаусов Н. Г. Установка для испытаний материалов с построением полностью равновесных диаграмм деформирования.— Пробл. прочности, 1981, № 12, с. 104–106.
6. Стружанов В. В. К проблеме живучести машиностроительных конструкций.— В кн.: Свойства материалов и качество машин. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1984, с. 33–43.
7. Постон Т., Стюарт И. Теория катастроф и ее приложения. М.: Мир, 1980. 607 с.
8. Лурье А. И. Теория упругости. М.: Наука, 1970. 939 с.
9. Стружанов В. В. О расчете напряженного состояния в телах, содержащих стесненные компоненты.— Пробл. прочности, 1976, № 9, с. 46–50.
10. Стружанов В. В. Определение напряженно-деформированного состояния методом ортогональных проекций.— В кн.: Свойства материалов и качество машин. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1984, с. 44–57.

Свердловск

Поступила в редакцию
15.V.1984