

Нужно отметить, что рассмотренная задача имеет бесконечно много решений, поскольку условия непрерывности поверхности в деформированном состоянии типа (3.5), (3.6) можно ставить не только при $\Phi = 0$ и 2π , но и при любом другом значении α (и $\alpha + 2\pi$). Таким образом, положение ребер на данной поверхности не является фиксированным, и в качестве таковых могут выступать любые две линии $\Phi = \alpha$ и $\Phi = \alpha + \pi$, $\alpha \in [0, 2\pi)$.

Автор выражает глубокую благодарность Л. М. Зубову за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика кристаллов с дефектами/А. А. Предводителев, Н. А. Тяпунина, Г. М. Зиненкова, Г. В. Бушуева.— М.: Изд-во МГУ, 1986.
2. Владимиров В. И., Колесникова А. Л., Романова А. Е. Клиновые дисклинации в упругой пластине // Физика металлов и металловедение.— 1985.— Т. 60, вып. 6.
3. Владимиров В. И., Романов А. Е. Дисклинации в кристаллах.— Л.: Наука, 1986.
4. Лихачев В. А., Михайлин А. И., Шудегов В. Е. Строение стекол // Моделирование в механике.— Новосибирск, 1987.— Т. 1(18), № 3.
5. Черных К. Ф. Линейная теория оболочек.— Л.: Изд-во ЛГУ, 1964.— Ч. 2.
6. Зубов Л. М. Нелинейная теория изолированных дислокаций и дисклинаций в упругих оболочках // Изв. АН СССР. МТТ.— 1989.— № 4.
7. Зубов Л. М. Методы нелинейной теории упругости в теории оболочек.— Ростов н/Д: Изд-во Рост. ун-та, 1982.
8. Зубов Л. М. Изолированная дисклинация в нелинейно-упругом сжимаемом теле // Изв. АН СССР. МТТ.— 1986.— № 1.
9. Зеленин А. А., Зубов Л. М. Устойчивость и послекритическое поведение упругого цилиндра с дисклинацией // Изв. АН СССР. МТТ.— 1989.— № 1.
10. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции.— М.: Наука, 1977.
11. Погорелов А. В. Изгибания поверхностей и устойчивость оболочек.— М.: Наука, 1986.

г. Ростов н/Д

Поступила 12/IV 1991 г.

УДК 532.593 + 620.192.46

В. Н. Антуков, В. Ф. Каширин, Р. Т. Мурзакаев, Б. И. Усачев

МЕТОД МУАРА В ИССЛЕДОВАНИИ ПРОЦЕССОВ ДИНАМИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ТЕЛ

Метод муара широко применяется в экспериментах по изучению процессов обработки металлов давлением и подробно изложен в литературе. Известны исследования квазистатического и нестационарного деформирования прозрачных тел с помощью метода муара [1, 2]. Использование этого метода для анализа динамических процессов в металлических плитах (в частности, откольного разрушения) впервые проведено авторами в [3]. Метод муара при этапном или однократном нагружении дает возможность качественно и количественно оценить напряженно-деформированное состояние плиты, что в сочетании с другими экспериментами и численным расчетом помогает осмыслить не только характер деформируемости, но и процессы разрушения при обработке металлов давлением.

В данной работе представлена система разрешающих уравнений для определения напряженно-деформированного состояния тела с помощью экспериментальной информации, полученной на основе метода муара при больших пластических деформациях и этапном нагружении. Приведен пример деформирования и разрушения алюминиевой плиты при взаимодействии с жестким цилиндрическим бойком.

1. При этапном нагружении упругопластического тела рассмотрим три основные конфигурации: исходную (естественную) с радиусом-вектором места ${}^0\mathbf{r} = {}^0a^i\mathbf{e}_i$, текущую (этап $n - 1$) $\mathbf{r} = a^i\mathbf{e}_i$, текущую (этап n) $\mathbf{R} =$

$= x^i e_i$. Здесь e_i — единичный ортогональный репер, не зависящий от координат.

Разгруженная конфигурация не исследуется, так как в эксперименте из-за сильной неоднородности деформаций по объему тела невозможно выделить упругую и пластическую составляющие перемещений. Предположим лишь, что для любого этапа деформирования можно пренебречь упругими перемещениями и их градиентами по сравнению с пластическими.

Пусть метод муара дает возможность определения полного приращения перемещений между этапами нагружения в любой точке некоторой области тела. Иногда, например при осесимметричном деформировании и нанесении раstra на меридиональное сечение внутри тела, это предположение справедливо [3].

Итак, при наложении деформированного раstra этапа n на исходный и на деформированный растр этапа $n-1$ имеем поле перемещений 0u по отношению к исходному состоянию в координатах x^i и поле перемещений (приращений) u по отношению к конфигурации $n-1$ также в координатах x^i :

$$(1.1) \quad R(x^i) = {}^0r({}^0a^i) + {}^0u(x^i), \quad R(x^i) = r(a^i) + u(x^i).$$

Введем локальные реперы

$$(1.2) \quad R_i = \frac{\partial R}{\partial x^i} = e_i, \quad r_i = \frac{\partial r}{\partial x^i} = R_i - \frac{\partial u}{\partial x^i} = R_j \left(\delta_{ij} - \frac{\partial u^j}{\partial x^i} \right).$$

Физический смысл второго соотношения (1.2) состоит в существовании такого произвольного замороженного в материал репера r_i , который при движении $u(x^i)$ переходит в ортонормированный базис R_i .

Введем операторы Гамильтона в текущих конфигурациях $n-1$ и n [4]:

$$(1.3) \quad \widehat{\nabla} = r^i \frac{\partial}{\partial x^i}, \quad \nabla = R^i \frac{\partial}{\partial x^i}$$

(r^i, R^i — базисы, взаимные к r_i, R_i).

Применяя операторы (1.3) к векторам места в конфигурациях $n-1$ и n , получим тензоры-градиенты

$$\nabla r = r^i r_i = \widehat{E}, \quad \widehat{\nabla} R = r^i R_i, \quad \nabla r = \widehat{R}^i r_i, \quad \nabla R = \widehat{R}^i R_i = E,$$

где $\widehat{E}, E$ — метрические тензоры в конфигурациях $n-1$ и n , в частности, $E = \delta_{ij} e_i e_j$.

Введем меру деформации Альманзи в текущей конфигурации n по отношению к $n-1$ и естественной конфигурации:

$$(1.4) \quad g = \nabla r \cdot \nabla r^T, \quad {}^0g = \widehat{\nabla} r \cdot \widehat{\nabla} r^T.$$

Напряженное состояние в деформированной конфигурации n характеризует тензор напряжений Коши $T = t^{sk} R_s R_k$, удовлетворяющий при условии отсутствия массовых сил уравнению равновесия

$$(1.5) \quad \nabla \cdot T = 0.$$

Общее выражение связи между напряжениями и деформациями обычно записывается в форме [4] $T = F(\nabla R)$, однако в данном случае применение такой формулировки невозможно, так как мера деформаций Коши — Грина представляет собой единичный тензор $G = \widehat{\nabla} R \cdot \widehat{\nabla} R^T = \delta_{ij} r^i r^j$. Это следует из выбора базиса R_i в конфигурации n , играющей роль отсчетной. Поэтому определяющее соотношение запишем в виде

$$(1.6) \quad T = F(\nabla r).$$

Требование материальной индифферентности тензора напряжений T приводит после ряда преобразований к следующему выражению для (1.6):

$$(1.7) \quad T = O \cdot F(V) \cdot O^T,$$

Здесь $\mathbf{O}$ — ортогональный тензор, сопровождающий деформацию; $\mathbf{V}$ — положительно-определенный симметричный тензор.

Отметим, что выражение для полярного разложения градиента места $\nabla \mathbf{r} = \mathbf{O} \cdot \mathbf{V}$ не совпадает по обозначениям с традиционным выражением [4], где раскладывается градиент места $\nabla \mathbf{R}$.

2. Выведем выражения для тензора напряжения $\mathbf{T}$ на n -м этапе через состояние предыдущего этапа. Используем подход, изложенный в [5], заключающийся в разложении соотношения (1.7) в ряд. В отличие от [5] учтем в разложении члены второго порядка малости, что дает возможность его использования при малом, но конечном переходе от конфигурации $n-1$ к n . Действуя оператором ∇ на второе соотношение (1.1), получим $\nabla \mathbf{r} = \mathbf{E} - \nabla \mathbf{u}$. Предполагая относительную близость конфигураций $n-1$ и n , запишем последнее соотношение в виде $\nabla \mathbf{r} = \mathbf{E} - \delta \nabla \mathbf{u}$ (δ — малый параметр).

Разложим все кинематические переменные в (1.7) в ряд по δ с сохранением членов $\sim \delta^2$. Так, для определения $\mathbf{V}$ используется соотношение

$$(\mathbf{V})^2 = \nabla \mathbf{r}^T \cdot \nabla \mathbf{r} = \mathbf{E} - (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) \delta + \nabla \mathbf{u}^T \cdot \nabla \mathbf{u} \delta^2 = \mathbf{f}(\delta),$$

$$\mathbf{V} \approx \mathbf{V}(\delta=0) + \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial \delta}(\delta=0) \delta + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial \delta^2}(\delta=0) \delta^2,$$

что после преобразований дает

$$(2.1) \quad \mathbf{V} = \mathbf{E} - \boldsymbol{\varepsilon} \delta + \frac{1}{2} (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\Omega}^2) \delta^2$$

$$\left(\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T), \quad \boldsymbol{\Omega} = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{u} - \nabla \mathbf{u}^T) \right).$$

Аналогичным образом определим $\mathbf{O}$ из уравнения $\mathbf{O} \cdot \mathbf{V} = \mathbf{E} - \delta \nabla \mathbf{u}$:

$$(2.2) \quad \mathbf{O} = \mathbf{E} - \boldsymbol{\Omega} \delta + \frac{1}{2} (\boldsymbol{\Omega}^2 - \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \delta^2.$$

Разложение для $\mathbf{F}$ имеет вид

$$(2.3) \quad \mathbf{F}(\mathbf{V}) \approx \mathbf{T}_{n-1} - \mathbf{L}_0 \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \delta + \frac{1}{2} \mathbf{L}_2(\boldsymbol{\varepsilon}) \delta^2,$$

где $\mathbf{T}_{n-1}$ — тензор напряжений Коши в конфигурации $n-1$; $\mathbf{L}_0$ — тензор четвертого ранга; $\mathbf{L}_2$ — нелинейный по $\boldsymbol{\varepsilon}$ тензор-оператор второго ранга.

Подставляя (2.1)–(2.3) в (1.7) и выполнив преобразования, получим связь между напряжениями в конфигурациях n и $n-1$ (символ δ опущен):

$$(2.4) \quad \mathbf{T}_n \approx \mathbf{T}_{n-1} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{T}_{n-1} + \mathbf{T}_{n-1} \cdot \boldsymbol{\Omega} - \mathbf{L}_0 \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{L}_0 \cdot \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{L}_0 \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\Omega} +$$

$$+ \frac{1}{2} \mathbf{L}_2(\boldsymbol{\varepsilon}) - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{T}_{n-1} \cdot \boldsymbol{\Omega} + \frac{1}{2} (\boldsymbol{\Omega}^2 - \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \cdot \mathbf{T}_{n-1} + \frac{1}{2} \mathbf{T}_{n-1} \cdot (\boldsymbol{\Omega}^2 + \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\Omega} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}).$$

Здесь члены с $\boldsymbol{\Omega}$ определяют влияние вращения на изменения компонент «вмороженного» тензора $\mathbf{T}_{n-1}$; члены $\mathbf{L}_0 \cdot \boldsymbol{\varepsilon}$ и $(1/2) \mathbf{L}_2(\boldsymbol{\varepsilon})$ — вклад чистой деформации; оставшиеся слагаемые представляют взаимное влияние чистой деформации и вращения между конфигурациями $n-1$ и n .

В выражении (2.4) при учете лишь линейных по δ слагаемых и отсутствии чистой деформации $\boldsymbol{\varepsilon} \equiv 0$ существует отличие в знаках от общепринятых выражений [4, 6]. Это объясняется выбором конфигурации и системы базисных векторов: в методе муара поле перемещений $\mathbf{u}(x^i)$ при переходе от конфигурации $n-1$ к n известно в координатах x^i конфигурации n .

Все величины в (2.4) относятся к базису $\mathbf{R}_i$. При переходе к следующему этапу происходит смена конфигураций. Поэтому для применения соотношения (2.4) тензор $\mathbf{T}_{n-1}$, который с предыдущего шага был определен в базисе $\mathbf{r}_i$, необходимо перевести в базис $\mathbf{R}_i$: $\mathbf{T}_{n-1} = t_{n-1}^{ij} \mathbf{r}_i \mathbf{r}_j =$

$= R_{i j}^{i j} \mathbf{R}_i \mathbf{R}_j$ ($R_{i j}^{i j}$ — компоненты тензора $\mathbf{T}$ в конфигурации $n-1$ по отношению к базису конфигурации n). С учетом (1.2) находим

$$(2.5) \quad R_{i j}^{k s} = i_{n-1}^{k s} - i_{n-1}^{k j} \frac{\partial u^s}{\partial x^j} - i_{n-1}^{i s} \frac{\partial u^k}{\partial x^i} + i_{n-1}^{i j} \frac{\partial u^k}{\partial x^i} \frac{\partial u^s}{\partial x^j}.$$

3. Выделим у рассматриваемых тензоров шаровую и девиаторную части:

$$\mathbf{T} = p\mathbf{E} + \mathbf{T}', \quad \mathbf{L}_0 \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} = l_0(\boldsymbol{\varepsilon})\mathbf{E} + \mathbf{L}'_0 \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad \mathbf{L}_2(\boldsymbol{\varepsilon}) = l_2(\boldsymbol{\varepsilon})\mathbf{E} + \mathbf{L}_2(\boldsymbol{\varepsilon}),$$

подставим в (2.4) и, преобразовав, получим

$$(3.1) \quad p_n = p_{n-1} - l_0(\boldsymbol{\varepsilon}) + \frac{1}{2} l_2(\boldsymbol{\varepsilon});$$

$$(3.2) \quad \mathbf{T}'_n = \mathbf{T}'_{n-1} + \mathbf{T}'_{n-1} \cdot \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{T}'_{n-1} - \mathbf{L}'_0 \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{L}'_0 \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} - \mathbf{L}'_0 \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\Omega} + \\ + \frac{1}{2} \mathbf{L}'_2(\boldsymbol{\varepsilon}) - \boldsymbol{\Omega} \cdot \mathbf{T}'_{n-1} \cdot \boldsymbol{\Omega} + \frac{1}{2} (\boldsymbol{\Omega}^2 - \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\Omega} - \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) \cdot \mathbf{T}'_{n-1} + \\ + \frac{1}{2} \mathbf{T}'_{n-1} \cdot (\boldsymbol{\Omega}^2 + \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \boldsymbol{\Omega} + \boldsymbol{\Omega} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}).$$

Соотношение (3.1) показывает, что повороты не влияют на среднее давление p . Поэтому в случае напряженного состояния, близкого к гидростатическому, учет вращения материальных частиц среды не вносит существенных поправок.

Слагаемые l_2 и $\mathbf{L}'_2$ в (3.1), (3.2) отражают физическую нелинейность. В большом диапазоне давлений, однако, $l_2 \ll l_0$ [7]. Учет слагаемого $\mathbf{L}'_2$ в (3.2) обязателен для материалов, проявляющих неупругие свойства. Введем обозначение $\mathbf{L}' = -\mathbf{L}'_0 \cdot \cdot \boldsymbol{\varepsilon} + \frac{1}{2} \mathbf{L}'_2(\boldsymbol{\varepsilon})$.

Следуя [8], запишем для варианта теории течения

$$de_{ij}^p = d\lambda S_{ij}, \quad dA_p = S_{ij} de_{ij}^p = 2d\lambda \sigma_u^2,$$

где $\mathbf{e} = \text{dev}(\boldsymbol{\varepsilon})$; dA_p — приращение работы пластической деформации; σ_u — интенсивность касательных напряжений; S_{ij} — компоненты тензора $\mathbf{T}'$. Так как $dA_p = \sigma_u d\tilde{e}_u^p$, то

$$(3.3) \quad S_{ij} = \frac{de_{ij}^p}{d\lambda} = 2de_{ij}^p \frac{\sigma_u({}^0e_u^p)}{de_u^p}.$$

Приращения de_{ij}^p и de_u^p имеют смысл деформаций $\mathbf{e}^p = \text{dev}(\boldsymbol{\varepsilon}^p)$ и соответственно $e_u^p(\boldsymbol{\varepsilon}^p)$, полученных по полю перемещений $\mathbf{u}$. Тогда (3.3) переходит в

$$(3.4) \quad \mathbf{L}' = 2\mathbf{e} \frac{\sigma_u({}^0e_u)}{e_u},$$

где индекс p опущен.

Для вычисления 0e_u в (3.4) необходимо использовать меру деформации 0g , определяемую через градиенты перемещения ${}^0\mathbf{u}(x^i)$. Такой подход увеличивает количество обрабатываемой информации в 2 раза. Другой путь получения меры полной деформации состоит в суммировании тензоров деформаций по этапам с соответствующим преобразованием их к базису текущей конфигурации аналогично (2.5). При этом, однако, увеличивается погрешность, накапливаемая по этапам.

Соотношения (3.1), (3.2) могут использоваться в численных алгоритмах для нахождения напряжений. В случае определения исходной информации с помощью метода муара применение (3.1) неправомерно по двум причинам. Во-первых, погрешность объемной деформации превышает значения искомой величины. Во-вторых, после разгрузки объемная деформация частично теряется (полностью разгрузиться не дают остаточ-

ные напряжения, возникающие из-за сильной неоднородности пластической деформации по объему тела). Поэтому используем общепринятый в обработке металлов давлением прием поиска среднего давления p с помощью уравнения равновесия (1.5). С учетом $\mathbf{T} = p\mathbf{E} + \mathbf{T}'$ преобразуем (1.5):

$$(3.5) \quad \nabla \cdot (p\mathbf{E}) = -\nabla \cdot \mathbf{T}'.$$

Предварительно определив девиатор тензора напряжений $\mathbf{T}'$ в конфигурации n по (3.2), (3.4), задачу нахождения p сводим к интегрированию одного из дифференциальных уравнений (3.5). Применение (3.5) вносит дополнительную погрешность в определение p и, значит, в определение нормальных компонент тензора напряжений по сравнению с деформацией и девиатором тензора напряжений. Дополнительную погрешность вносит операция $\nabla \cdot \mathbf{T}'$, предполагающая еще одно численное дифференцирование.

4. Обработка экспериментальной информации осуществлялась на специально созданном для этой цели комплексе программ «Муар». Программное обеспечение включает блоки восстановления перемещений A , вычисления деформаций B , вычисления напряжений C , блок графики D . Все программы оформлены в виде независимых подпрограмм и могут использоваться отдельно. Комплекс создавался на ЭВМ БЭСМ-6 и был адаптирован на машинах ЕС.

Входная информация в блок A содержит координаты (r_k, z_k) точек муаровых полос, значения перемещений U_k в них, координаты границы области G . На выходе из блока имеем сеточную функцию U^{ij} , определенную в узлах прямоугольной сетки (i, j) внутри G . Восстановление значения функции U^{ij} осуществлялось с помощью двумерного сплайна первой степени [9] путем выбора оптимального треугольника, содержащего точку (i, j) . Численное дифференцирование в блоке B основано на рациональных сплайнах [9]. В случае ограниченной экспериментальной информации и погрешности ввода для подавления нефизических осцилляций функции U применялась процедура линейной фильтрации. Отметим, что блок A затрачивает около 80 % всего времени обработки информации.

Съем экспериментальной информации выполнялся различными способами, указанными в [3], в том числе и в полуавтоматическом режиме ввода в ЭВМ.

5. В качестве примера рассмотрим результаты анализа муара, полученного после удара жесткого цилиндрического бойка с плоским торцом по алюминиевой плите, методика проведения эксперимента аналогична [3]. На рис. 1 показаны муаровые картины, представляющие линии равных осевых (a) и радиальных (b) перемещений. Непосредственно под бойком располагается зона нечувствительности муара.

Обработка экспериментальной информации на комплексе «Муар» позволила определить все компоненты тензоров A и T . На всех рисунках изолиний показано положение ударника и выделена граница обрабатываемой области. Тыльная поверхность находится в окрестности начала координат и оси абсцисс.

Из анализа видно, что область осевой деформации сжатия A_{zz} располагается под бойком, вдоль боковых стенок кратера $A_{zz} > 0$. Максимальное растяжение достигается вблизи лицевой поверхности плиты в области «венчика», обусловленного инерционным выбросом материала, и равно 17 %. Радиальная деформация A_{rr} почти везде отрицательна с минимумом вблизи боковых стенок кратера. Небольшое растяжение ($\sim 5\%$) наблюдается на тыльной выпучине плиты под бойком.

На рис. 2 представлены изолинии сдвиговых деформаций A_{rz} : номера 1—9 соответствуют уровням деформаций от -20 до $+60\%$ с шагом 10 %. Максимальное значение ($\sim 76\%$) достигается вблизи углов кратера, где происходит затем зарождение сдвиговой трещины. Большие сдвиги локализованы в области шириной не более 5 мм, через которую на тыльную поверхность выходят сдвиги порядка 30 %.

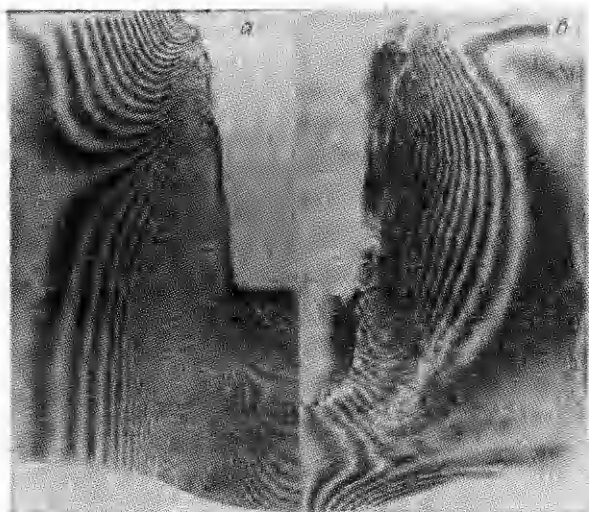


Рис. 1

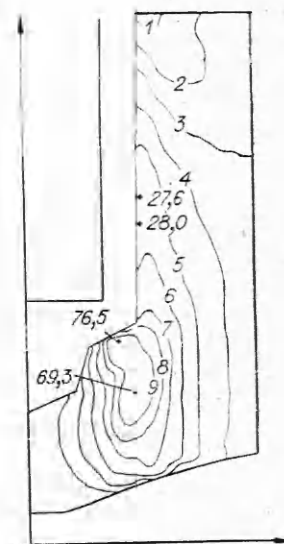


Рис. 2

Поверхность интенсивности деформаций сдвига иллюстрируется рис. 3 (зона нечувствительности муара выделена нулевым уровнем (плоская площадка)). Максимальное значение (90 %), как и у компоненты A_{rz} , достигается вблизи углов кратера. Интенсивность деформаций локализуется в окрестности цилиндрической поверхности, вдоль которой формируется пробка. Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что основной вклад в интенсивность деформаций вносят деформации сдвига.

Анализ напряжений позволяет сделать следующие выводы. Все нормальные напряжения непосредственно под кратером и вблизи его боковой поверхности отрицательны и достигают $\sim 0,8$ ГПа (под кратером), 1,3 ГПа (вблизи боковой поверхности). На тыльной поверхности окружные и радиальные напряжения положительны ($\sim 0,2-0,3$ ГПа), что может привести к образованию трещин как на вершине выпучины, так и на расстоянии 1,5—2 радиуса бойка от оси симметрии. Внутри плиты могут образовываться только трещины сдвига, система которых располагается в окрестности максимальных касательных напряжений.

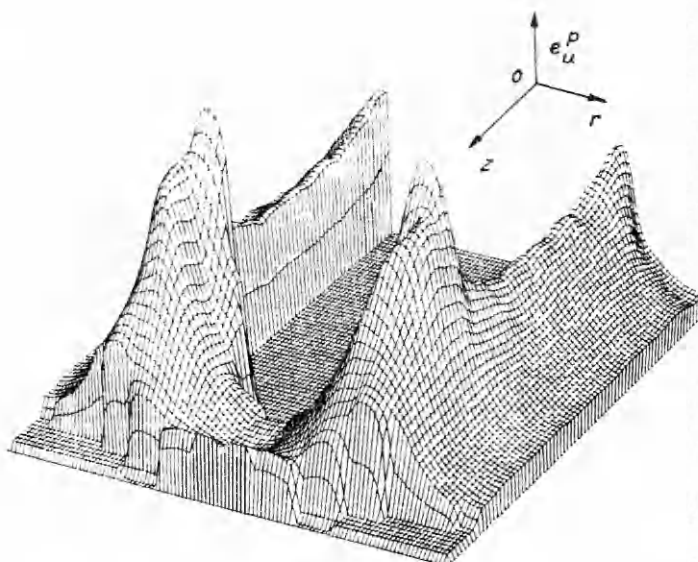
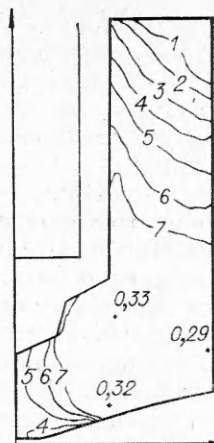


Рис. 3

На рис. 4 представлены изолинии поля касательных напряжений. Номера 2—6 соответствуют уровням от $-0,2$ до $+0,2$ ГПа с шагом $0,1$ ГПа; 1 — $0,25$ ГПа, 7 — $0,25$ ГПа. Конечная форма трещин отличается от прямолинейной в силу наложения дальнейшей деформации в ходе проникания, поворота материальных частиц. Трещины отрыва внутри плиты могут образовываться, по-видимому, на начальном этапе проникания в результате взаимодействия волн напряжений.

В заключение отметим, что представленные данные о характере деформирования плиты в окрестности кратера при проникании получены впервые с помощью метода муара. Разработанную методику можно использовать для исследования различных квазистатических процессов с этапным нагружением, например в обработке металлов давлением, изучении технологических операций и т. д.



Р и с. 4

ЛИТЕРАТУРА

1. Дюрелли А., Паркс В. Анализ деформаций с использованием муара.— М.: Мир, 1974.
2. Теокарис П. Муаровые полосы при исследовании деформаций.— М.: Мир, 1972.
3. Антуков В. Н., Каширин В. Ф., Мурзакаев Р. Т. и др. Применение метода муара в исследовании процесса откольного разрушения // ДАН СССР.— 1986.— Т. 290, № 2.
4. Лурье А. И. Нелинейная теория упругости.— М.: Наука, 1980.
5. Роговой А. А. Вариационная постановка упругопластической задачи при больших деформациях в эйлери-лагранжевых координатах // Напряжения и деформации в конструкциях и материалах.— Свердловск: УНЦ АН СССР, 1985.
6. Труделл К. Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред.— М.: Мир, 1975.
7. Бриджмен П. В. Новейшие работы в области высоких давлений.— М.: ИЛ, 1948.
8. Соколовский В. В. Теория пластичности.— М.: Высш. шк., 1969.
9. Завьялов Ю. С., Квасов Б. И., Мирошниченко В. Л. Методы сплайн-функций.— М.: Наука, 1980.

г. Пермь

Поступила 31/VI 1990 г.,
в окончательном варианте—17/IV 1991 г.

УДК 539.56 : 669.017

В. П. Ларионов, Я. С. Семенов, С. Г. Касьянов

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОСТАТОЧНОГО АУСТЕНИТА

Предлагается методика количественного анализа остаточного аустенита, образующегося обычно в результате термомеханического цикла сварки в низколегированных сталях. С помощью мессбауэровских спектроскопических исследований показано, что количество остаточного аустенита зависит от температуры термомеханического цикла сварки и что он распадается при приложении внешних механических воздействий. Сделан вывод, что методика ядерного γ -резонансного количественного анализа остаточного аустенита может позволить оптимизировать параметры сварочного процесса.

Опыт эксплуатации металлоконструкций сооружений, землеройных и горных машин на Севере показывает, что при понижении температуры и неблагоприятном сочетании ряда факторов возможны хрупкие разрушения сварных элементов [1]. Причиной разрушений являются недостаточные технологическая прочность и хладостойкость металла шва и околошовной зоны сварных соединений. Наряду с этим снижение технологической прочности сварных соединений возникает из-за появления холод-