

УДК 539.3

ПОПЕРЕЧНЫЙ УДАР ВРАЩАЮЩИМСЯ ЦИЛИНДРОМ
ПО МНОГОСЛОЙНОЙ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ ПЛИТЕ
С ПОЛОСТЯМИ

РИМСКИЙ В. К.

Соударение жесткого цилиндра с двухслойной упругопластической пластиной численно моделировалось в [1] на основе обратного характеристического метода. Задачи о совместном деформировании твердых тел в процессе их динамического контактного взаимодействия рассмотрены в [2-5] при обратимых, а в [6-10] — при необратимых деформациях. Отказ от ряда упрощающих предположений, принятых в указанных и других опубликованных работах, приводит к необходимости дальнейшего уточнения и совершенствования механико-математических моделей, описывающих кинематику и напряженное состояние как ударника, так и преграды. Ниже в рамках деформационной теории пластичности с учетом температурного поля численно исследуется осесимметричное соударение цилиндрического индентора с препятствием в виде пакета пластин, содержащего полости.

1. Постановка контактной задачи. Пусть деформируемый сплошной (или полый) цилиндр конечной длины h_0 при $t < 0$ совершает одновременно поступательное (со скоростью V_0) и вращательное (с угловой скоростью ω_0) движения. В начальный момент времени $t=0$ вращающийся индентор своим плоским основанием нормально сталкивается с поверхностью многослойной плиты, ослабленной цилиндрическими полостями со свободными или неподвижно заземленными стенками (фиг. 1).

Для исследования процесса распространения волны воспользуемся соотношениями теории малых упругопластических деформаций [11]:

$$\sigma_{r,\varphi,z}^* = \lambda_* \varepsilon^* + 2\mu_* \varepsilon_{r,\varphi,z}^* - 3K\alpha T^* + \frac{\mu_*^*}{\mu_*} \left(\sigma_{r,\varphi,z} - \frac{\lambda_*}{3K} \sigma + 3K\alpha T \right) + \frac{\lambda_*^*}{3K} \sigma \quad (1.1)$$

$$\sigma_{r\varphi,z\varphi,rz}^* = 2\mu_* \varepsilon_{r\varphi,z\varphi,rz}^* + \frac{\mu_*^*}{\mu_*} \sigma_{r\varphi,z\varphi,rz}$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\varphi}{r}$$

$$\rho \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\sigma_{rz}}{r}, \quad \rho \frac{\partial w}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{r\varphi}}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_{z\varphi}}{\partial z} + \frac{2}{r} \sigma_{r\varphi}$$

$$cT^* = k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - 3K\alpha T \varepsilon^* + W^* + P,$$

$$\varepsilon_r^* = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon_\varphi^* = \frac{u}{r}, \quad \varepsilon_z^* = \frac{\partial v}{\partial z}, \quad \varepsilon_{r\varphi}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} \right)$$

$$\varepsilon_{z\varphi}^* = \frac{1}{2} \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \varepsilon_{rz}^* = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad \varepsilon^* = \varepsilon_r^* + \varepsilon_\varphi^* + \varepsilon_z^*$$

$$\sigma = \sigma_r + \sigma_\varphi + \sigma_z, \quad \mu_* = \frac{1}{3} \sigma_i(e_i)/e_i, \quad \lambda_* = \lambda + \frac{2}{3}(\mu - \mu_*)$$

Интенсивность напряжений σ_i есть функция только интенсивности де-

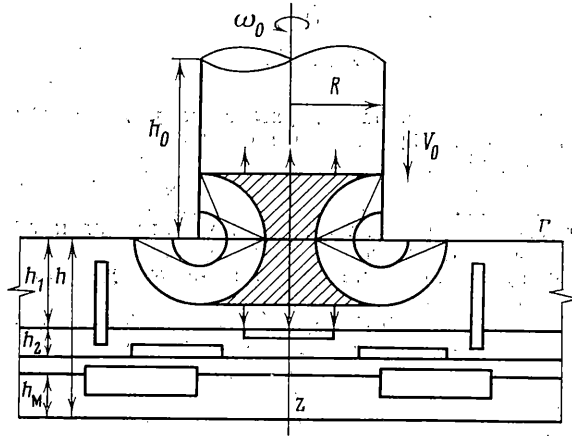
формаций e_i , причем эта функция определяется для каждого материала экспериментальным путем. В дальнейшем будем считать кривую динамического деформирования $\sigma_i \sim e_i$ заданной ($3\mu \geq \sigma_i/e_i \geq d\sigma_i/de_i$) и не зависящей от температуры, что имеет место при малых термических возмущениях.

В уравнении теплопроводности $P(r, z, t)$ — известное распределение внутренних источников тепла, а функция рассеивания энергии W^* зависит от уровня достигнутого напряженного состояния [12]:

$$W^* = \sigma_i (e_i - \sigma_i / (3\mu))$$

$$\sigma_i = 1/\sqrt{2} [(\sigma_r - \sigma_\varphi)^2 + (\sigma_\varphi - \sigma_z)^2 + (\sigma_z - \sigma_r)^2 + 6(\sigma_{r\varphi}^2 + \sigma_{z\varphi}^2 + \sigma_{rz}^2)]^{1/2}$$

$$e_i = \sqrt{2/3} [(\varepsilon_r - \varepsilon_\varphi)^2 + (\varepsilon_\varphi - \varepsilon_z)^2 + (\varepsilon_z - \varepsilon_r)^2 + 6(\varepsilon_{r\varphi}^2 + \varepsilon_{z\varphi}^2 + \varepsilon_{rz}^2)]^{1/2}$$



Фиг. 1

Уравнения (1.1), устанавливающие зависимость между скоростями перемещений, напряжениями, деформациями и температурой при активном нагружении ($d\sigma_i/dt > 0$), могут быть использованы и в случае разгрузки ($d\sigma_i/dt \leq 0$) в предположении равенства пластического модуля сдвига упругому ($\mu_* = \mu$). При догрузке уже пластически сформированного материала следует учитывать деформационную анизотропию, которая сводится по данным экспериментов к количественному изменению коэффициентов упругости на 15–20% (для металлов). В области чисто упругих напряжений, когда $\sigma_i \leq \sigma_s$ (σ_s — предел текучести), первые два соотношения системы (1.1) соответствуют линейному закону Дюгамеля — Неймана для изотропной среды ($\sigma_i(e_i) = 3\mu e_i$).

Для вычисления пластических составляющих тензора деформаций можно использовать следующие выражения:

$$\varepsilon'_{r,\varphi,z} = \frac{1}{E'} \left[\sigma_{r,\varphi,z} - \frac{1}{2} (\sigma_{\varphi,z,r} + \sigma_{z,r,\varphi}) \right], \quad \varepsilon'_{r\varphi,z\varphi,rz} = \frac{3}{2E'} \sigma_{r\varphi,z\varphi,rz}$$

Здесь $E' = 3\mu_*\mu / (\mu - \mu_*)$. Нетрудно проверить, что пластические деформации, которые при разгрузке остаются постоянными, не приводят к изменению объема: $\varepsilon_r' + \varepsilon_\varphi' + \varepsilon_z' = 0$.

Крайевые условия для рассматриваемой контактной задачи формируются следующим образом. Наружные границы деформируемой механической системы, так же как и стенки внутренних полостей, свободны от внешних усилий: $\sigma_z = \sigma_{rz} = \sigma_{z\varphi} = 0$ и $\sigma_r = \sigma_{rz} = \sigma_{r\varphi} = 0$ (для границ, параллельных оси r и z соответственно). При жестком защемлении стенок полостей $u = v = w = 0$.

На круговой площадке соударения ($r_0 \leq r \leq R, z = 0$) могут выполняться

как условия жесткого сцепления торца ударника с поверхностью преграды

$$\sigma_z^- = \sigma_z^+, \sigma_{rz}^- = \sigma_{rz}^+, u^- = u^+, v^- = v^+, w^- = w^+, \sigma_{z\varphi}^- = \sigma_{z\varphi}^+ \quad (1.2)$$

так и граничные условия, имитирующие отсутствие сил трения между взаимодействующими телами (гладкий удар). В этом случае второе и третье равенства в (1.2) заменяются на

$$\sigma_{rz}^- = \sigma_{rz}^+ = 0 \quad (1.3)$$

Если в процессе гладкого удара напряжение σ_z или $\sigma_{z\varphi}$ обратится в нуль в какой-либо точке контактной зоны, то произойдет смена типа граничных условий и в дальнейшем для этой точки соответственно полагается $\sigma_z^- = \sigma_z^+ = 0$ или $\sigma_{z\varphi}^- = \sigma_{z\varphi}^+ = 0$.

На плоских границах соединения разнородных материалов, входящих в состав слоистого пакета, выполняются условия жесткого сцепления (1.2). В начальный момент времени для ударника задаются начальные скорости: $v(r, z) = V_0$, $w(r, z) = \omega_0 r$ ($r_0 \leq r \leq R$, $-h_0 \leq z \leq 0$).

Заметим, что при контактном взаимодействии твердых тел, где быстропротекающий волновой процесс обычно рассматривается до 10^{-5} – 10^{-3} с, температурное поле, инициированное только динамическими механическими воздействиями, можно вычислять в адиабатическом приближении. Граничные и начальные условия для температуры необходимы лишь в задаче остывания, когда нагретый цилиндр с нулевой скоростью входит в контакт с поверхностью плиты и расчет их тепловое состояние проводится на достаточно больших интервалах времени [4].

Кратко остановимся на вопросе о рамках применимости теории малых упругопластических деформаций. Строго говоря, определяющие уравнения применимы к описанию процессов однопараметрических нагружений или процессов нагружений, близких к простым, когда пропорциональность девиаторов напряжений не нарушается слишком резко (например, это имеет место при соударении пластин). Использование соотношений (1.1) в случае сложного напряженного состояния допускается в качестве приближенной оценки эффектов, порождаемых возникновением пластических деформаций, причем она часто оказывается достаточной с практической точки зрения [13]. Необходимо также отметить, что условия простой деформации, определяемые теоремой А. А. Ильюшина, являются достаточными, но не необходимыми.

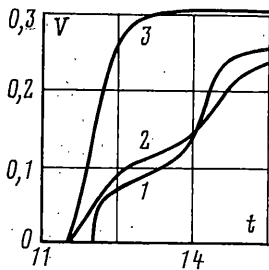
Исходя из требования малости деформаций скорость соударения цилиндра с плитой не должна превышать 200–300 м/с, в то время как допустимая скорость соударения пластин может достигать 700–800 м/с.

2. О методе численного решения. При построении итерационной разностной схемы для нелинейной смешанной задачи (1.1)–(1.3) область изменения непрерывных аргументов r и z разбивается на прямоугольные ячейки со сторонами h_{ri} и h_{zj} ($i=1, 2, \dots, I$; $j=1, 2, \dots, J$), причем каждой ячейке присваивается номер $(i-1/2, j-1/2)$. Значения искомых функций на временном слое $(n+1)\tau$, где τ — шаг по времени, определяются в фиксированных узлах сетки (соответствующих геометрическому центру ячеек) по известному решению на предыдущем слое $n\tau$. Разностные соотношения, аппроксимирующие первое (для σ_r) и третье уравнения в (1.1), имеют вид

$$\begin{aligned} \sigma_{ri-1/2, j-1/2}^{n+1} = & \sigma_{ri-1/2, j-1/2}^n + \tau (\lambda_{*i-1/2, j-1/2}^{n+1} + 2\mu_{*i-1/2, j-1/2}^{n+1}) \frac{U_{i, j-1/2}^{n+1} - U_{i-1, j-1/2}^{n+1}}{h_{ri}} + \\ & + \tau \lambda_{*i-1/2, j-1/2}^{n+1} \left(\frac{V_{i-1/2, j}^{n+1} - V_{i-1/2, j-1}^{n+1}}{h_{zj}} + \frac{U_{i-1/2, j-1/2}^n}{r_{i-1/2}} \right) - \\ & - 3K_{i-1/2, j-1/2} \alpha_{i-1/2, j-1/2} (T_{i-1/2, j-1/2}^{n+1} - T_{i-1/2, j-1/2}^n) - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \left(1 - \frac{\mu_{*i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^n}{\mu_{*i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{n+1}} \right) \left(\sigma_{ri-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^n - \frac{\lambda_{*i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{n+1}}{3K_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} \sigma_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^n + \right. \\
& \left. + 3K_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} \alpha_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}} T_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^n \right) + \frac{\lambda_{*i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{n+1}}{3K_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} \sigma_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^n \\
u_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^{n+1} = & u_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^n + \frac{\tau}{\rho_{i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}} \left[\frac{\sum_{ri,j-\frac{1}{2}}^{n+1} - \sum_{ri-1,j-\frac{1}{2}}^{n+1}}{h_{ri}} + \right. \\
& \left. + \frac{\sum_{rzi-\frac{1}{2},j}^{n+1} - \sum_{rzi-\frac{1}{2},j-1}^{n+1}}{h_{zj}} + \frac{\sigma_{ri-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^n - \sigma_{\varphi i-\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}^n}{r_{i-\frac{1}{2}}} \right]
\end{aligned}$$

В двухслойной схеме (2.1) вспомогательные величины U , V , Σ , определенные в точках границ прямоугольных ячеек, вычисляются с помощью покоординатного расщепления пространственно-двумерных уравнений (1.1). На каждом временном слое проводится необходимое число итераций с целью корректировки модуля пластического сдвига μ_* , нелинейно зависящего от решения. Как показали вычислительные эксперименты, для сходимости достаточно трех-четырех итераций.



Фиг. 2

Разработанная однородная разностная схема устойчива, когда $\tau(1/h_{ri} + 1/h_{zj}) \leq 1$, и обладает первым порядком точности по времени и пространственным переменным. При построении дискретного решения использовалась симметрия относительно оси $r=0$, в точках которой $u=w=\sigma_{rz}=0$. Область интегрирования по r ограничивалась фиктивным контуром. Скорость счета по предложенной методике, записанной на языке Фортран-IV, составляет на ЕС-1060 около 1200 расчетных точек в секунду.

С целью проверки достоверности разработанной механико-математической модели экспериментальные данные работы [14], где приводится осциллограмма скорости нижней свободной поверхности дюралевой плиты толщиной 76 мм при нормальном ударе по ее лицевой стороне цилиндрическим бойком радиуса 81,25 мм со скоростью $V_0=307$ м/с (фиг. 2, кривая 1), сопоставлялись с численными результатами, полученными по упругопластической и линейной теориям (кривые 2 и 3).

Приемлемая согласованность временных зависимостей 1 и 2 дает основание полагать, что деформационная теория пластичности (в отличие от линейной упругой модели) может использоваться для предсказания динамического поведения твердых тел при высокоскоростном ударном нагружении. Несовпадение расчета и эксперимента, возможно, обусловлено недостаточностью информации об истинной диаграмме деформирования $\sigma_i \sim \epsilon_i$, которая принималась билинейной с модулем упрочнения $E_1 = 0,05E = 3,5$ ГПа и пределами текучести $\sigma_s = 0,3$ ГПа, $\epsilon_s = 0,38\%$. Расчетная кривая правильно отражает процессы распространения как упругого предвестника, так и пластического фронта, скорость которого на 10–12% меньше скорости упругих возмущений. Волновые фронты несколько размазаны из-за разностной диссипации численной схемы сквозного счета.

В рассматриваемой контактной задаче расчетная область имеет достаточно сложную геометрию, поэтому исследование апостериорной точности искомых функций, особенно вблизи угловых точек, где наблюдается концентрация напряжений, потребовало проведения специальной серии тестовых вычислительных экспериментов для получения сходящихся решений на последовательности измельчающихся сеток. Конт-

роль результатов расчетов осуществлялся также с помощью вычисления полной термомеханической энергии, которая должна сохраняться неизменной во времени и быть равной первоначально запасенной штампом кинетической энергии поступательного и вращательного движений. Заметим, что при построении разностной сетки разбиение выбиралось так, чтобы ее узлы не попадали на контактные границы (следовательно, и в угловые точки), но уменьшение шага интегрирования по пространству дает возможность определить численное решение вне сколь угодно малой окрестности особых точек (такой подход устраняет необходимость процедуры осреднения решения в этих точках, неизбежной при других методах).

Сравнительный анализ дискретных решений, рассчитанных на квадратной сетке с шагами $\Delta h=0,02$ и $\Delta h=0,01$, показал их небольшое количественное отличие, а дисбаланс энергии в обоих случаях не превышал нескольких процентов к моменту времени, соответствующему четырем пробегам упругой волны по толщине плиты. Указанные факты свидетельствуют в пользу достоверности полученных численным способом результатов и их близости к точному решению.

3. Численный анализ пластических деформаций. При реализации разностной схемы на ЭВМ исходная задача представлялась в безразмерной форме, где линейные размеры относились к толщине преграды h ; время t нормировалось относительно h/a ($a=6320$ м/с — скорость звука в алюминии); напряжения разделены на ρa^2 , скорости перемещений — на a . Температура безразмеривалась по формуле $T=(T^\circ - T_0^\circ)/T_0^\circ$ (знаком градуса отмечены размерные величины, $T_0^\circ=300$ К). Параметры волновых полей вычислялись при следующих значениях исходных данных: $h=h_0=-2R=1$, $r_0=0$, $\Delta h=2\tau=0,01$, $P=T^*=T_*^*=0$, $V_0=\omega_0=0,0475$ (300 м/с в реальном масштабе). Рассматривалось гладкое соударение железного бойка с двухслойной мишенью, составленной из алюминия и железа, диаграмма деформирования для которого принималась (как и ранее для алюминия) билинейной: $E_1=0,0074E=1,47$ ГПа, $\sigma_s=0,44$ ГПа, $\epsilon_s=0,19\%$.

На фиг. 3 в плоскости rz изображены изолинии пластических деформаций ϵ_r' и ϵ_z' , возникающих в ударнике и преграде на момент времени $t=0,5$. Значения линий урвуны указаны в процентах.

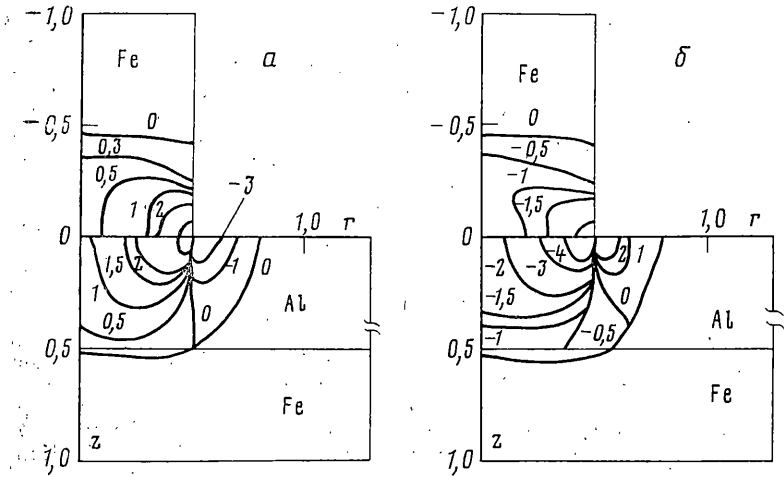
Как видно по эпюрам фиг. 3, б, та часть алюминиевой пластины, которая расположена непосредственно под штампом, оказывается сжатой по z , в то время как ее свободная граница на участке, прилегающем к боковой поверхности цилиндра, выпучивается наружу. Наиболее сильно материал деформировался около угловой точки ($r=0,5$, $z=0$), где локализуются максимальные значения как сжимающих, так и растягивающих деформаций ϵ_z' .

Уровень остаточных деформаций в соударяемых телах по мере удаления от площадки контакта постепенно убывает до нуля. Линия $r\approx 0,5$ условно разбивает верхний слой на две подобласти, в одной из которых материал сжат, а в другой — растянут. Такой же характерной особенностью обладает и пространственное распределение деформации ϵ_r' (фиг. 3, а) с тем лишь отличием, что ее знаки в указанных под областях противоположны ϵ_z' (материал бойка и преграды на интервале $0 < r < 0,5$ растянут в радиальном направлении). Максимальная концентрация ϵ_r' также наблюдается вблизи угловой точки, в окрестности которой поле деформаций обладает наибольшими градиентами по r и z .

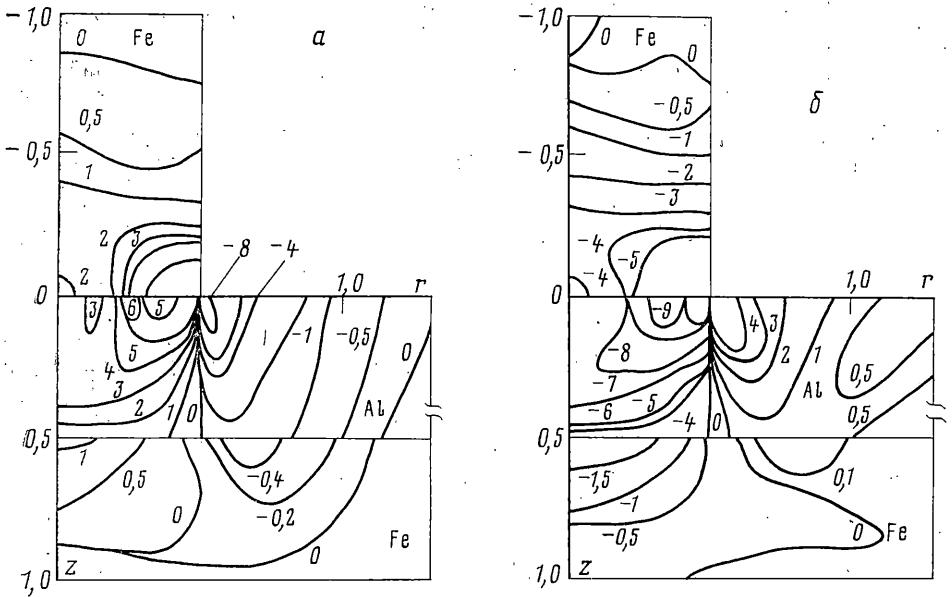
К моменту времени $t=1,5$ (фиг. 4) пространственная структура изолиний ϵ_r' и ϵ_z' претерпевает существенные изменения. Суперпозиция преломленных и многократно отраженных от внутренних и наружных границ волн приводит к формированию сложной волновой картины внутри слоисто-неоднородной деформируемой системы. Здесь пластической деформацией охвачен уже и второй несущий слой плиты, хотя уровень пластического течения в нем в несколько раз ниже, чем в экранирующем покрытии, где амплитудные значения ϵ_r' и ϵ_z' значительно повысились как в фазе сжатия, так и растяжения. Увеличение деформаций особенно заметно вблизи того участка контактной области, на котором сохранилось силовое взаимодействие между ударником и слоистой преградой. Причем зона отлупания (отрыва) возникает в центральной части цилиндрического индентора, постепенно расширяясь затем к его боковой поверхности (на рассматриваемый момент времени контакт нарушен на интервале $0 < r < 0,2$). С течением времени пластические деформации в железной подложке накапливаются достаточно медленно и не превышают 1–2%, тогда как в алюминиевом слое, воспринимающем основную ударную нагрузку, деформации возрастают до 15–20%.

Влияние внутренних ослабляющих факторов типа пустотелых дефектов, которые имитируются цилиндрическими полостями со свободными краями, иллюстрирует поведение линий равных значений ϵ_r' и ϵ_z' на фиг. 5. Информативна соответствует моменту $t=1,5$, а геометрия полостей такова: 1 — ($0 < r < 0,4$; $0,475 < z < 0,525$), 2 — ($0,6 < r < 0,9$; $0,475 < z < 0,525$); 3 — ($1,2 < r < 1,5$; $0,475 < z < 0,525$), 4 — ($0,3 < r < 0,8$; $0,725 < z < 0,775$).

Анализ конфигурации представленных изолиний показывает, что локальные экстремумы необратимых деформаций формируются в окрестности концентраторов напряжений — угловых точек и контактных границ. Геометрические особенности типа пустотелых образований обуславливают изменения волнового поля не только в плите, но и в ударяемом цилиндре. Распределение деформаций $\epsilon_r'(r, z)$, $\epsilon_z'(r, z)$ вблизи площадки соударения стало более плавным и их концентрация около точки



Фиг. 3

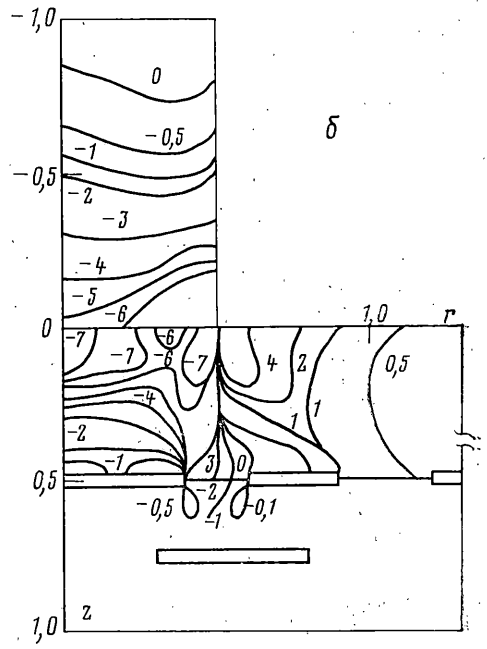
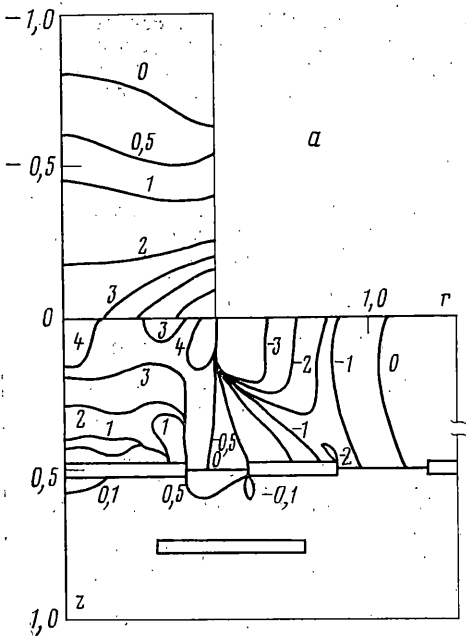


Фиг. 4

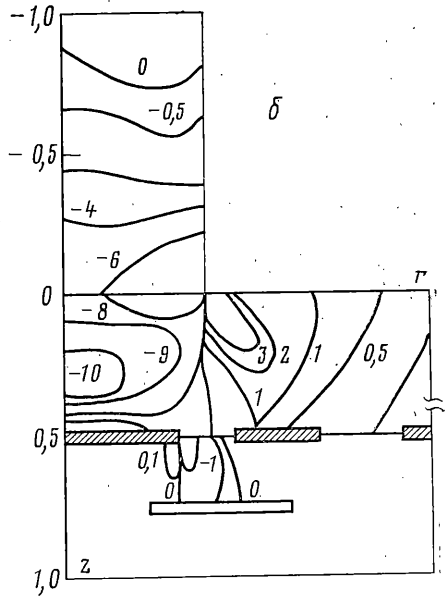
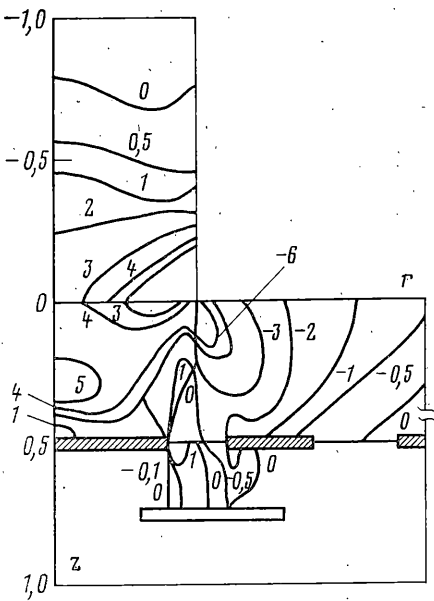
$r=0,5, z=0$ несколько снизилась. Это связано с возникновением дополнительных фронтов волн разгрузки, отраженных от свободных границ полостей и взаимодействующих с плоскостью $z=0$, вследствие чего сжимающие напряжения в контактной зоне ослабевают и процесс отлипания штампа от преграды происходит с большей скоростью (при $t=1,5$ условие контактного взаимодействия уже нарушено на участке $0 < r < 0,4$). Однако наличие внутренних ослабляющих факторов приводит к локальному повышению уровня пластических деформаций в районе контактной плоскости $z=0,5$ в 1,5–3 раза, что может быть причиной расслоения неоднородного пакета.

При неподвижном защемлении стенок первых трех плоскостей, которые моделируют содержание в плите жестких включений, остаточные явления носят качественно иной характер (фиг. 6). В этом случае максимумы сжимающих ϵ_z' и растягивающих ϵ_r' деформаций расположены на оси симметрии посередине экранирующего слоя. Увеличение ϵ_r' примерно на 25% и ϵ_z' на 40% связано с догрузкой алюминиевого покрытия после отражения прямых волн сжатия от абсолютно твердых включений. В то же время концентрация деформаций вблизи угловых точек становится заметно ниже, чем при свободных границах полостей.

Конфигурация линий равных значений необратимых деформаций дает отчетливое представление об эволюции тех областей, где наиболее развито пластическое



Фиг. 5



Фиг. 6

течение среды, непосредственно предшествующее появлению разрывов сплошности (трещин, отслоений, откольных разрушений и других дефектов), что, в свою очередь, может привести к нарушению функциональной работы элементов многослойной конструкции. По расположению изолиний оказывается возможным прогнозирование начальной стадии формирования кратера в преграде при более высоких скоростях удара до тех моментов времени, пока полные деформации еще малы.

При соударении твердых тел, не обладающих ярко выраженными вязкими (диссипативными) свойствами, и при условии отсутствия в них массовых источников тепла ($P=0$) температурные эффекты незначительны для средних скоростей удара ($V_0 \leq 500$ м/с) и не оказывают практически никакого влияния на напряженно-деформируемое состояние материалов [15]. Так, в рассмотренном случае алюминиевый слой разогревается до 29 К относительно начальной температуры, причем 90% энер-

гии тепловыделения выделяется за счет объемных деформаций сжатия. Расчет теплового поля при контактных взаимодействиях представляет интерес, когда в состав неоднородного пакета входят прослойки из полимеров или полупроводниковых соединений, устойчивых к механическим воздействиям, но весьма чувствительных даже к малым термическим возмущениям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондауров В. И., Кукуджанов В. Н. Соударение жесткого цилиндра со слоистой упругопластической преградой.— В кн.: Численные методы решения задач теории упругости и пластичности. Т. 1. Новосибирск: Изд-е Ин-та СО теор. и прикл. механики АН СССР, 1980, с. 84—90.
2. Janach W. Elastic impact of a bar on a half-space.— J. Sound and Vibration, 1975, v. 41, No. 3, p. 335—346.
3. Brepta R., Klimszova J., Valeš F. State of stress in thin strips due to a frontal longitudinal impact.— Acta techn. CSAV, 1980, v. 25, No. 3, p. 303—320.
4. Rymsky V. K., Sabodash P. F. Dynamics of two-dimensional thermoviscoelastic waves in laminated media.— In: Nonlinear deformation waves. B.— Heidelberg — N. Y.: Springer, 1983, p. 224—228.
5. Римский В. К., Сабодаш П. Ф. О соударении деформируемого штампа с многослойной вязкоупругой плитой.— Изв. АН СССР. МТТ, 1984, № 1, с. 78—85.
6. Уилкинс М. Л. Расчет упруго-пластических течений.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М.: Мир, 1967, с. 242—263.
7. Вилкова Г. А., Садырин А. И. К методике решения задач соударения упруго-пластических тел: — Прикладные проблемы прочности и пластичности: Сб. статей. Горький: Изд-е Горьк. ун-та, 1981, вып. 18, с. 14—19.
8. Глушко А. И. Численное решение задачи соударения цилиндрических пластин с учетом накопления микропор.— Изв. АН СССР. МТТ, 1981, № 4, с. 115—124.
9. Галиев Ш. У., Журавовский С. В. Затухание термопластически возбуждаемых волн в многослойной среде.— Докл. АН УССР, Сер. А, 1984, № 12, с. 27—30.
10. Откольные явления при плоском соударении металлических пластин равной толщины./Дерibas А. А., Захаренко И. Д., Фомин В. М. Докл. АН СССР, 1983, т. 272, № 6, с. 1331—1335.
11. Ильюшин А. А. Пластичность. М.— Л.: Гостехиздат, 1948. 376 с.
12. Победра Б. Е. О связанных задачах механики сплошной среды.— Упругость и неупругость: Сб. статей. М.: Изд-во МГУ, 1971, вып. 2, с. 224—253.
13. Ленский В. С. Современные вопросы и задачи пластичности в теоретическом и прикладном аспекте.— Упругость и неупругость: Сб. статей. М.: Изд-во МГУ, 1978, вып. 5, с. 65—96.
14. Райс М. Емкостный измеритель скорости перемещения плоской проводящей поверхности.— Приборы для научных исследований, 1961, № 4, с. 77—79.
15. Уилкинс М. Л., Гуинан М. У. Удар цилиндра по жесткой преграде.— Механика: Период. сб. перев. иностр. статей. М.: Мир, 1973, № 3, с. 112—128.

Кишинев

Поступила в редакцию
19.V.1983