

казано, что в обоих случаях оксид циркония находится в моноклинной модификации.

Измерение удельной поверхности порошков каждой ситовой фракции (рис. 4, а) показало, что $S_{уд} = 1,25 \pm 0,35 \text{ м}^2/\text{г}$ и не зависит от размера частиц, что соответствует характерному средне-поверхностному размеру $d_s \sim 0,5 \text{ мкм}$. По-видимому, это характерный размер образований, из которых состоят синтезированные частицы. Для крупных ($\sim 1 \text{ мм}$) частиц размер видимых блоков достигает 10 мкм , которые, вероятно, в свою очередь состоят из образований с характерным размером d_s .

При термографическом анализе на Q -дериатографе определялись температуры прямого перехода из моноклинной модификации в тетрагональную ($M \rightarrow T$) и обратно ($T \rightarrow M$): $T_{M \rightarrow T} = 1160 \text{ }^\circ\text{C}$ и $T_{T \rightarrow M} = 870 \text{ }^\circ\text{C}$, что совпадает с табличными [6].

Изучалась возможность стабилизации синтезированной окиси в высокотемпературной модификации. С этой целью в исходный порошок циркония добавлялось $12,5 \%$ (по массе) окиси иттрия. По данным рентгеноструктурного анализа находилось отношение величин амплитуд максимальных пиков $\alpha_{ст}$. В контрольном эксперименте без стабилизирующей добавки, вычислялась α_k . Показано, что добавка окиси иттрия приводит к образованию окиси циркония в преимущественно тетрагональной модификации, при этом отношение $\alpha_{ст}/\alpha_k = 78$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Витязь П. А., Ермоленко И. Н. и др. // ПМ.— 1989.— № 12.— С. 45—50.
2. Белошапко А. Г., Букаемский А. А., Ставер А. М. Образование ультрадисперсных соединений при ударно-волновом нагружении пористого алюминия. Исследование полученных частиц // ФГВ.— 1990.— 26, № 4.— С. 93—98.
3. Рутман Д. С. и др. Высокоогнеупорные материалы из диоксида циркония.— М.: Металлургия, 1985.
4. Похил П. Ф. и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах.— М.: Наука, 1972.
5. Деревяга М. Е., Стесик Л. И., Федорин Э. А. Режимы горения магния // ФГВ.— 1978.— 26, № 5.— С. 3—10.
6. Андриевский Р. А., Спивак И. И. Прочность тугоплавких соединений и материалов на их основе: Справ. изд.— Челябинск: Металлургия, 1989.

660036, г. Красноярск,
Красноярский научный центр
СО РАН

Поступила в редакцию 17/III 1993

УДК 629.198.624

Л. А. Мержиевский, А. Д. Реснянский

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ АНОМАЛИИ ЗАЩИТНЫХ СВОЙСТВ ТОНКОГО ЭКРАНА ПРИ УДАРЕ ПОД УГЛОМ

Для объяснения аномального эффекта, установленного в экспериментах по изучению защитных свойств тонкого экрана при высокоскоростном ударе и различных углах соударения, проводится численное исследование. В модели вязкоупругого тела максвелловского типа с учетом разрушения решены три задачи: об ударе по нормали и под углом 60° к поверхности в плоской двумерной постановке и об ударе по нормали в осесимметричном случае. Анализ показал, что в данных конкретных условиях особенности взаимодействия ударяющего тела с преградой в случае удара под углом приводят к снижению уровня разрушающих нагрузок по сравнению с формирующимися при ударе по нормали и, как следствие,— к меньшему диспергированию ударника. В итоге это снижает защитное действие экрана.

Максимальное внимание исследователей проблема высокоскоростного соударения привлекала в середине — конце 60-х годов. Это было связано с повышенным интересом к вопросам противометеоритной защиты, вызванным бурным прогрессом в исследованиях космического пространства. Постепенно выяснилось, что встреча космического аппарата с метеоритом — явление

достаточно редкое, а методы защиты от ударов метеоритов, разработанные на начальном этапе исследований, обеспечивают высокую степень безопасности полета. Интерес к проблеме снизился, чему способствовало и то обстоятельство, что не удалось в лабораторных экспериментах при контролируемых условиях выйти за пределы нижнего метеоритного диапазона скоростей [1]. Реально достигнутые скорости метания компактных частиц ограничиваются 12—15 км/с. В этой связи получили развитие численные расчеты соударения при высоких скоростях удара (более 20 км/с) по моделям, созданным на основе данных о свойствах материалов, полученных при не очень высоких скоростях деформирования, и общих физических предположений о поведении конденсированных веществ в экстремальных условиях. Достоверность таких экстраполяций и построений обычно не подтверждена экспериментально и зачастую вызывает сомнения.

В последнее время интерес к проблеме высокоскоростного удара и соответствующим эффективным способам защиты конструкций вновь усилился в связи с проблемой так называемого «космического мусора». Опасность соударения космических аппаратов (КА) с быстро летящей частицей возросла во много раз из-за скопления в околоземном космическом пространстве орбитальных техногенных осколков (обломков разрушившихся КА, несгоревших частиц твердого топлива и т. д.) [2]. По оценкам, это даже может привести к появлению «запрещенных» орбит. Таким образом, старая проблема вновь приобрела актуальность. Для решения возникающих задач ситуация даже более благоприятна, чем ранее, так как скорости основной части орбитальных осколков не превышают достигнутых в эксперименте.

Особого обсуждения заслуживает вопрос о роли и месте численного моделирования в решении проблем взаимодействия тел, движущихся с высокими скоростями. Задачи высокоскоростного соударения стали в значительной степени объектом для демонстрации принципиальных возможностей конструируемых моделей деформирования и разрушения, разрабатываемых численных методов и свидетельством высокой квалификации в области создания сложных программ, но крайне редко — средством получения новых физических результатов или расчетов реальных конструкций.

В данной работе сделана попытка отступления от сложившейся традиции в содержании работ по численному моделированию высокоскоростного удара. Здесь расчет по модели, апробированной в решении ударно-волновых задач, привлекается для объяснения установленной в экспериментах аномалии в защитных свойствах тонкого экрана в случае, когда удар наносится не по нормали к поверхности преграды [3].

Постановка задачи

Хорошо известны защитные свойства тонкого экрана, расположенного на некотором расстоянии от основной преграды [4, 5]. Высокоскоростная частица, пробивая тонкую пластину (экран) разрушается в результате развивающихся в ней волновых процессов. Предшествующее этому деформирование частицы сопровождается формированием поля скоростей с отличной от нуля составляющей, перпендикулярной направлению удара, поэтому траектории осколков направлены под различными углами к траектории удара. В результате удар осколков по преграде, расположенной за экраном, распределяется по площади, во много раз превосходящей площадь сечения частицы. Это вместе с потерей импульса (энергии) на пробивание и определяет защитное действие тонкого экрана.

В экспериментах детально исследовано влияние на защитный эффект целого ряда параметров — расстояния между экраном и мишенью, соотношения плотностей материалов частицы и экрана, скорости и угла соударения [4]. В частности, для удара по нормали фиксированной частицей при конкретных значениях скорости удара и расстояния между экраном и мишенью качественно зависимость защитных свойств, характеризующихся глубиной максимальной каверны на мишени h , от толщины экрана δ , показана на рис. 1.

При ударе не по нормали к поверхности преград, как это и должно происходить на практике, нарушается осевая симметрия процесса, что затрудняет как интерпретацию результатов экспериментов, так и теоретический анализ явления и его численное моделирование. Для количественной оценки изменения результата соударения используются простейшие геометрические соображения, обычно подтверждаемые экспериментальными данными [5]. Так, изменение объема кратера при ударе по полубесконечной мишени под углом γ к ее поверхности по сравнению с объемом кратера при ударе по нормали пропорционально $\sin \gamma$, отношение соответствующих предельных преград $\sim \sin^{2/3} \gamma$, изменение запреградной скорости осколков и защитных свойств экрана связывается с увеличением эффективной толщины преграды $\sim 1/\sin \gamma$.

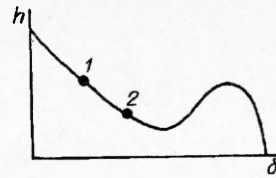


Рис. 1

С этой точки зрения неожиданным оказывается результат, установленный в [3], где экспериментально изучались особенности взаимодействия высокоскоростных частиц с экранами при $\gamma \neq 90^\circ$. В этих опытах изучался удар стальных частиц (шаров) диаметром $d_0 = 2,3$ мм со скоростью $v_0 = 5$ км/с при $30 \leq \gamma \leq 90^\circ$ и толщине дюралюминиевого экрана $\delta = 0,5, 1,0$ и $2,0$ мм. Влияние изменения γ на защитные свойства экрана при $\delta = 1$ и 2 мм соответствует сформулированным выше представлениям. В случае $\delta = 0,5$ мм уменьшение γ от 90 до 30° качественно соответствует (если связать изменение защитных свойств экрана с эффективным изменением толщины $\sim 1/\sin \gamma$) продвижению по зависимости рис. 1 от точки 1 к точке 2, т. е. должно приводить к уменьшению поражения мишени. В действительности оказалось, что поражение мишени вначале резко возросло (в максимуме при $\gamma \approx 60^\circ$ более чем в 1,5 раза) и только затем начинает убывать, становясь меньше первоначального только при малых значениях γ . Этот результат не имеет качественного обоснования. Он указывает на то, что влияние отклонения траектории частицы от нормали к поверхности экрана на процессы, вызываемые ударом и приводящие к разрушению частицы, не может быть описано зависимостями, полученными при ударе по нормали, формальным увеличением эффективного значения δ в $1/\sin \gamma$ раз. Для объяснения этого результата привлечем численный анализ процесса соударения частицы с экраном.

Для описания высокоскоростного соударения использована модель вязкоупругого тела максвелловского типа, хорошо зарекомендовавшая себя при решении задач ударно-волнового деформирования и разрушения твердых тел [6, 7]. В случае двух пространственных переменных система основных уравнений, выражающих законы сохранения импульса, энергии и задающих эволюцию компонент тензора деформаций, имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho r_2^y g_{11}}{\partial t} + \frac{\partial \rho r_2^y u_{1g_{11}}}{\partial r_1} + \frac{\partial \rho r_2^y u_{2g_{11}}}{\partial r_2} + 2\rho r_2^y g_{11} \frac{\partial u_1}{\partial r_1} + 2\rho r_2^y g_{12} \frac{\partial u_2}{\partial r_1} &= -\rho r_2^y \Phi_{11}, \\ \frac{\partial \rho r_2^y g_{12}}{\partial t} + \frac{\partial \rho r_2^y u_{1g_{12}}}{\partial r_1} + \frac{\partial \rho r_2^y u_{2g_{12}}}{\partial r_2} + \rho r_2^y g_{12} \frac{\partial u_1}{\partial r_1} + 2\rho r_2^y g_{22} \frac{\partial u_2}{\partial r_1} + \\ &+ \rho r_2^y g_{11} \frac{\partial u_1}{\partial r_2} + 2\rho r_2^y g_{12} \frac{\partial u_2}{\partial r_2} = -\rho r_2^y \Phi_{12}, \\ \frac{\partial \rho r_2^y g_{22}}{\partial t} + \frac{\partial \rho r_2^y u_{1g_{22}}}{\partial r_1} + \frac{\partial \rho r_2^y u_{2g_{22}}}{\partial r_2} + 2\rho r_2^y g_{12} \frac{\partial u_1}{\partial r_2} + 2\rho r_2^y g_{22} \frac{\partial u_2}{\partial r_2} &= -\rho r_2^y \Phi_{22}, \\ \frac{\partial \rho r_2^y g_{33}}{\partial t} + \frac{\partial \rho r_2^y u_{1g_{33}}}{\partial r_1} + \frac{\partial \rho r_2^y u_{2g_{33}}}{\partial r_2} + 2\rho v g_{33} u_2 &= -\rho r_2^y \Phi_{33}, \\ \frac{\partial \rho r_2^y u_1}{\partial t} + \frac{\partial r_2^y (\rho u_1^2 - \sigma_{11})}{\partial r_1} + \frac{\partial r_2^y (\rho u_1 u_2 - \sigma_{12})}{\partial r_2} &= 0, \\ \frac{\partial \rho r_2^y u_2}{\partial t} + \frac{\partial r_2^y (\rho u_1 u_2 - \sigma_{12})}{\partial r_1} + \frac{\partial r_2^y (\rho u_2^2 - \sigma_{22})}{\partial r_2} &= 0, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial r_2^v e}{\partial t} + \frac{\partial r_2^v (e u_1 - \sigma_{11} u_1 - \sigma_{12} u_2)}{\partial r_1} + \frac{\partial r_2^v (e u_2 - \sigma_{12} u_1 - \sigma_{22} u_2)}{\partial r_2} = 0,$$

$$\Phi = \frac{1}{\tau} (G - 3J_3/J_2 \cdot I), \quad e = \rho (E + (u_1^2 + u_2^2)/2),$$

$$E = E(\rho, D, S), \quad \tau = \tau(\sigma, \varepsilon, T),$$

$$J_3 = \det(G), \quad J_2 = g_{11}g_{22} - g_{12}^2 + g_{33}(g_{11} + g_{22}), \quad \rho = \rho_0 (J_3)^{1/2},$$

$$D = (d_1^2 + d_2^2 + d_3^2)/2, \quad d_i = \ln k_i - \frac{1}{3} \ln(k_1 k_2 k_3), \quad g_i = 1/k_i^2.$$

Здесь $G = \|g_{ij}\|$ — метрический тензор эффективных упругих деформаций; J_3, J_2 — его третий и второй инварианты; g_i — собственные значения; σ_{ij} — компоненты тензора напряжений, связанные с деформациями формулами Мурнагана; E — удельная упругая энергия; τ — время релаксации касательных напряжений; σ, ε — интенсивности касательных напряжений и деформаций; t, r_i — время и пространственные координаты (в случае осесимметричных задач r_1 — ось симметрии); $v = 0, 1$ — в плоском и осесимметричном случае соответственно. Система замыкается зависимостями изменения упругой энергии вещества при нешаровом тензоре деформации [8] и времени релаксации касательных напряжений [9] от параметров, характеризующих состояние среды.

В общем случае численное моделирование соударения ударника с преградой при встрече под произвольным углом требует решения трехмерной нестационарной задачи, т. е. полной системы уравнений с соответствующими начальными и граничными условиями. Возникающие при этом дополнительные вычислительные трудности и затраты машинного времени можно уменьшить, ограничиваясь сформулированной двумерной постановкой. В этом случае при ударе не по нормали к поверхности преграды, когда отсутствует осевая симметрия процесса, возможно решение только плоской задачи. Такой подход требует ответа на вопрос о соответствии результатов решения плоской задачи реальному пространственному (трехмерному) процессу. Ввиду сказанного, для уяснения отличий во взаимодействии шара с преградой при ударе по нормали и под углом сравниваются решения соответствующих плоских задач, а для установления правомерности замены в анализируемом случае пространственной задачи на плоскую сопоставляются решения осесимметричной и плоской задач при ударе по нормали.

В соответствии с описанной выше физической постановкой, расчетная область состояла из двух независимых подобластей — шара и преграды или их плоского сечения, геометрические размеры и параметры материалов которых в точности соответствовали экспериментальным характеристикам. При расчете удара под углом полагалось $\gamma = 60^\circ$, когда, как следует из результатов экспериментов, анализируемый эффект максимален. Конкретизация задачи осуществлялась постановкой обычных начальных данных и граничных условий. В дополнение к условиям на контактной границе ставилось еще одно, по которому при наличии растягивающих напряжений на границе между бойком и преградой происходит их свободное разделение, так что в ходе расчета возможно появление зазора между двумя расчетными подобластями. Подобласти считались контактирующими (взаимодействующими), если расстояние между их границами было меньше некоторой наперед заданной малой величины [10].

При выборе метода численного интегрирования учитывалось, что расчетная область подвергается большим деформациям. Использована известная методика подвижных разностных сеток с модификациями, апробированными в [7]. Для сохранения порядка аппроксимации на возникающей в ходе расчета существенно неравномерной разностной сетке в реализованном [7] варианте метода распада разрывов кусочно-постоянное распределение параметров в расчетной области заменялось на кусочно-линейное [11]. Решение задачи о распаде разрыва в линейном приближении заменялось известными решениями для двучленного уравнения состояния со специально подобранными константами с тем, чтобы выдерживался второй порядок аппрок-

симации [12]. Через лицевую свободную поверхность преграды был разрешен отток массы. Он контролировался и составлял в расчетах величину того же порядка, что и потери, возникающие в осесимметричных расчетах при недивергентной записи эволюционных уравнений. Для расчета разрушения применялся метод, основанный на кинетическом критерии разрушения и разработанных методах построения разностных сеток в областях с нарушением сплошности [7].

Анализ результатов расчетов

Результаты расчета заключительных стадий процесса во всех трех случаях приведены на рис. 2: *a* — удар по нормали, *б* — под углом, плоская постановка, *в* — удар по нормали, осесимметричный случай. Анализ расчетных данных показывает, что при ударе по нормали процесс можно характеризовать рядом этапов. Ударная волна в преграде очень быстро выходит на тыльную свободную поверхность и отраженная волна разрежения вызывает движение части преграды. Из-за малой толщины мишени циркуляция волн сжатия и разрежения в ней происходит гораздо быстрее, чем в ударнике. Как известно, для набора максимальной скорости тела, ускоряемого ударной нагрузкой, необходимо приблизительно три циркуляции волн сжатия — разрежения. В итоге взаимодействующая с ударником часть преграды максимально ускоряется к 0,3—0,4 мкс с начала взаимодействия. Так как ее материал имеет меньший акустический импеданс, набираемая преградой к этому моменту и далее скорость больше скорости ударника. Вследствие этого через 0,3—0,4 мкс после начала соударения происходит практически полное отделение преграды от ударника, и их контакт не возобновляется до окончания расчета.

Время отделения преграды от ударника приблизительно такое же, как и время прохождения возникающей при соударении ударной волны по вертикальному диаметру шара. Таким образом, уже с этого момента в шаре периодически реализуется состояние, близкое к всесторонней разгрузке, при которой растягивающие напряжения фокусируются вблизи центра шара. Как следует из рис. 2, уже во время второго прохождения такой волны разрежения по ударнику в нем образуются микротрещины, еще «залечивающиеся» при смене знака напряжения. Во время третьего цикла разгрузки, накопившиеся повреждения вызывают появление трещин, развитие которых приводит к разделению бойка на отдельные фрагменты приблизительно к 1,4 мкс (рис. 3).

Иной характер взаимодействия наблюдается при ударе под углом. В этом случае также часть преграды ускоряется в направлении, перпендикулярном ее поверхности, однако проекция приобретаемой преградой скорости на направление движения ударника меньше скорости самой частицы. В результате физический контакт между шаром и преградой на некотором участке их границ продолжается, по крайней мере, до $t > 1$ мкс. Это приводит к периодической генерации в зоне контакта волн сжатия, взаимодействие с которыми уменьшает уровень волн разрежения, распространяющихся со свободной части поверхности частицы. Отсутствует в данном случае и фокусировка растягивающих напряжений. Ввиду меньшей интенсивности волн разгрузки, обусловленной перечисленными причинами, повреждения, вызывающие возникновение трещин, накапливаются значительно медленнее, чем при ударе по нормали. К $t \approx 1,2$ мкс даже первоначальные трещины еще не сформировались. К этому моменту общий уровень напряжений и их градиентов уже значительно снизился, и при происходящем в дальнейшем разрушении частицы образуются более крупные, чем в случае удара по нормали, осколки. Кроме того, для разрушения требуется большее время, поэтому осколки частицы не успевают разойтись, и удар по экранированной преграде наносится компактным облаком осколков.

Таково следующее из расчета качественное объяснение эффекта снижения защитных свойств экрана при ударе под углом, наблюдаемого в

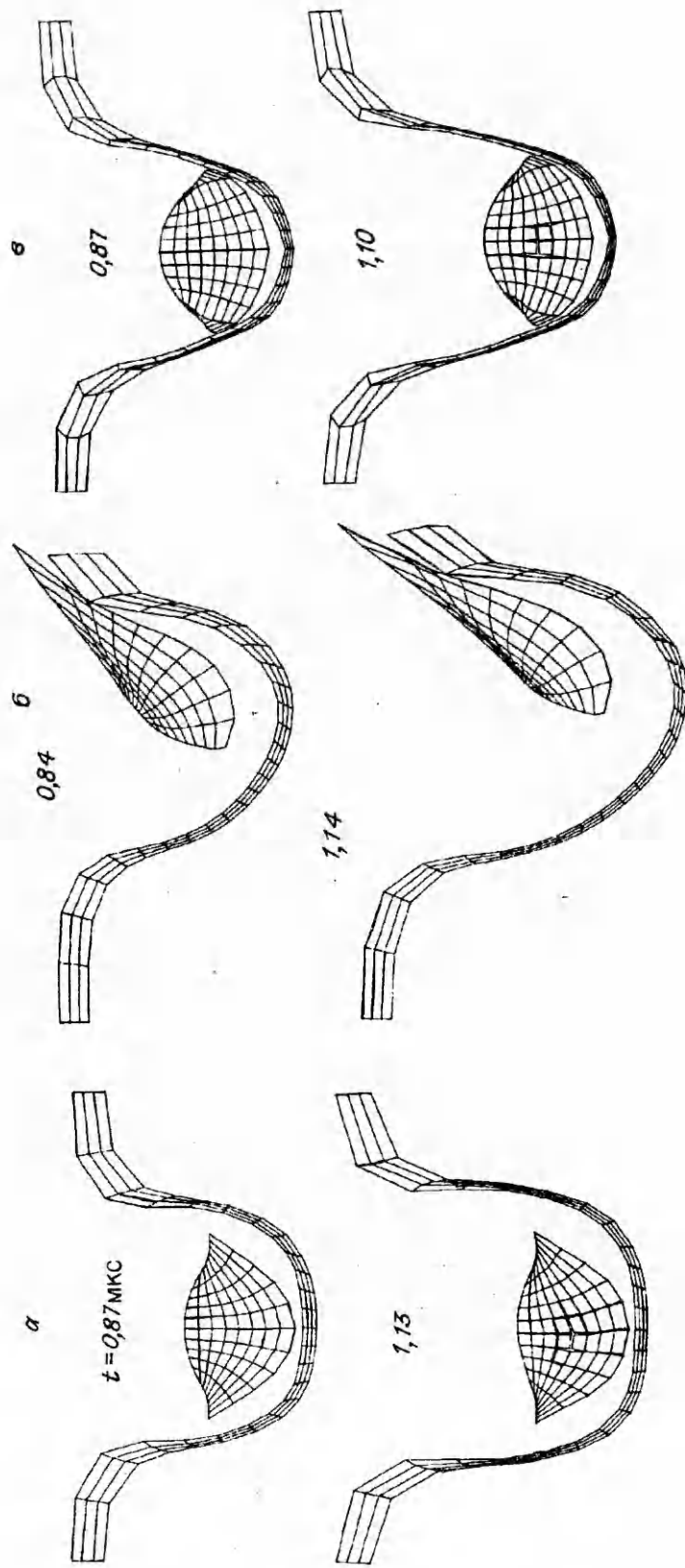


Fig. 2.

экспериментах. Приведенное объяснение полностью согласуется с картиной поражения экранированной мишени [3].

Сравнение результатов расчета плоской и осесимметричной задач при ударе по нормали показывает, что картины процессов, отличаясь деталями деформирования (более широкая каверна в плоском случае, различный характер деформирования шара), близки в передаче особенностей разрушения ударника. Это означает, что с точки зрения проведенного рассмотрения пространственная задача может быть заменена на плоскую.

При решении данных задач основное внимание уделялось расчету процессов в ударнике, поэтому в преграде использовалась достаточно грубая расчетная сетка, на которой трудно наблюдать детали процесса. В проведенных расчетах разрушения преграды не наблюдается. Однако даже в этом случае улавливается главная особенность разрушения преграды, которое первоначально происходит при ее значительном вытяжении и отрыве части преграды вблизи края отверстия (по данным рентгеновской съемки процесса пробивания [5]). На рис. 2 видно сильное сужение преграды в этой области (перетяжка), по которому в дальнейшем произойдет разрыв.

Таким образом, проведенный численный анализ дает объяснение установленной в эксперименте аномалии защитных свойств тонкого экрана.

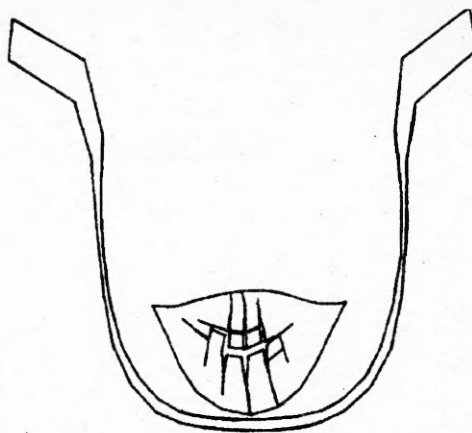


Рис. 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мержиевский Л. А., Титов В. М., Фадеев Ю. И. и др. Высокоскоростное метание твердых тел // ФГВ.— 1987.— 23, № 5.— С. 77—91.
2. Загрязнение космического пространства // Аэрокосм. техника.—1989.— № 1.— С. 141—149.
3. Мержиевский Л. А., Урушкин В. П. Особенности взаимодействия высокоскоростных частиц с экранами при ударе под углом // ФГВ.— 1980.— 16, № 5.— С. 81—87.
4. Мержиевский Л. А., Титов В. М. Защитные свойства тонкого экрана при высокоскоростном ударе // Там же.— 1977.— 13, № 2.— С. 134—139.
5. Мержиевский Л. А., Титов В. М. Высокоскоростной удар // Там же.— 1987.— 23, № 5.— С. 92—108.
6. Мержиевский Л. А., Реснянский А. Д. Численное моделирование ударно-волновых процессов в металлах // Там же.— 1984.— 20, № 5.— С. 114—122.
7. Мержиевский Л. А., Реснянский А. Д. Численное моделирование деформирования и разрушения пологой конической облицовки // Там же.— 1987.— 23, № 2.— С. 102—110.
8. Годунов С. К., Козин Н. С., Роменский Е. И. Уравнение состояния упругой энергии металлов при нешаровом тензоре деформаций // ПМТФ.— 1974.— № 2.— С. 123—128.
9. Мержиевский Л. А., Шамонин С. А. Построение зависимости времени релаксации касательных напряжений от параметров состояния среды // Там же.— 1980.— № 5.— С. 170—179.
10. Годунов С. К. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики.— М.: Наука, 1976.— 460 с.
11. Колган В. П. Конечно-разностная схема для расчета двумерных разрывных решений нестационарной газовой динамики // Уч. записки ЦАГИ.— 1975.— 6, № 1.— С. 9—14.
12. Реснянский А. Д. Вариант использования сложных уравнений состояния в методике распада разрыва // Динамика сплошной среды.— 1988.— Вып. 86.— С. 88—95.

630090, Новосибирск,
Институт гидродинамики
им. М. А. Лаврентьева СО РАН

Поступила в редакцию 24/VI 1993