

16. Leeuwen H. P. The application of fracture mechanics to creep crack growth // Engng Fract. Mech.— 1977.— V. 9, N 4.
17. Pilkington R. Creep crack growth in low-alloy steels.— Critical assessment // Metal Sci.— 1979.— V. 13, N 10.
18. Sadamanda K., Shahinian P. Review on the fracture mechanics approach to creep crack growth in structural alloys // Engng Fract. Mech.— 1981.— V. 15, N 3—4.
19. Cherepanov G. P. New crack-tip models // Fracture Control of Engineering Structures: (Proc. ECF — 6, Amsterdam).— Warley: Engng Mater. Advisory Services Ltd., 1986.
20. Каминский А. А. Механика разрушения вязкоупругих тел.— Киев: Наук. думка, 1980.
24. Atkinson C., Eshelby J. D. The flow of energy into the tip of a moving crack // Intern. J. Fract. Mech.— 1968.— V. 4, N 1.
22. Шер Е. Н. Об энергетическом условии в носике нестационарной трещины // ПМТФ.— 1969.— № 3.
23. Cherepanov G. P. Cracks in solids // Intern. J. Solids Struct.— 1968.— V. 4, N 4.
24. Костров Б. В., Никитин Л. В., Флитман Л. М. Механика хрупкого разрушения // Изв. АН СССР. МТТ.— 1969.— № 3.
25. Hutchinson J. W. Singular behavior at the end of tensile crack in a hardening material // J. Mech. Phys. Solids.— 1968.— V. 16, N 1.
26. Rice J. R., Rosengren G. F. Plane strain deformation near a crack tip in a power-law hardening material // Ibid.
27. Чижик А. А. Трещиностойкость жаропрочных сталей и сплавов при ползучести // Физ.-хим. механика материалов.— 1986.— № 1.
28. Болотин В. В. Трещина Гриффитса в повреждаемой вязкоупругой среде // Расчеты на прочность.— М.: Машиностроение, 1985.— Вып. 26.
29. Nikitin L. V. Application of the Griffith's approach to analysis of rupture in viscoelastic bodies // Intern. J. Fracture.— 1984.— V. 24, N 2.
30. Riedel H., Rice J. R. Tensile cracks in creeping solids // Fract. Mech.— Philadelphia, 1980.— (STP/ASTM; N 700).
31. Hui C. Y., Riedel H. The asymptotic stress and strain field near the tip of a growing crack under creep conditions // Intern. J. Fracture.— 1981.— V. 17, N 4.
32. Hayhurst D. R., Brown P. R., Morrison C. J. The role of continuum damage in creep crack growth // Phil. Trans. Roy. Soc. London.— 1984.— V. A 311.
33. Астафьев В. И. Закономерности подрастания трещин в условиях ползучести // Изв. АН СССР. МТТ.— 1986.— № 1.
34. Астафьев В. И. Описание процесса разрушения в условиях ползучести // Изв. АН СССР. МТТ.— 1986.— № 4.
35. McCartney L. N. On the energy balance approach to fracture in creeping materials // Intern. J. Fracture.— 1982.— V. 19, N 1.
36. Киселев В. А. Анализ распространения трещин в условиях ползучести // Пробл. прочности.— 1983.— № 4.
37. Черепанов Г. П. Иницирование микротрещин и дислокаций // Прикл. механика.— 1987.— № 12.
38. Черепанов Г. П. Рост микротрещин при монотонном нагружении // Прикл. механика.— 1988.— № 4.
39. Черепанов Г. П. Закрытие микротрещин при разгрузке и образование реверсивных дислокаций // Прикл. механика.— 1988.— № 7.
40. Черепанов Г. П. Современные проблемы механики разрушения // Пробл. прочности.— 1987.— № 10.

г. Москва

Поступила 29/IX 1987 г.,
в окончательном варианте — 19/I 1988 г.

УДК 531.66

С. М. Бахрах, О. А. Винокуров, Г. В. Горбенко,
Н. П. Ковалев, Ю. А. Осипов, Т. А. Торопова

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПРОНИКАНИЯ С ПОСТОЯННОЙ СКОРОСТЬЮ В СЖИМАЕМУЮ ЖИДКОСТЬ НЕДЕФОРМИРУЕМЫХ ЦИЛИНДРОВ

Детальное исследование процесса проникания недеформируемых твердых тел в различные среды представляет большой интерес в связи с рядом практически важных научно-технических проблем. Для решения возникающих здесь задач используются аналитические, экспериментальные и численные методы (см., например, [1—3, 4—6, 7—10] соответственно). Из-за сложности решения задач аналитическим методом оказывается доступным анализ ограниченного числа ситуаций. Постановка экспериментов в этой области сопряжена с рядом трудностей. Кроме того, в экспериментах обычно фиксируются интегральные характеристики процесса, например глубина проникания

ния тела. Детальная картина процесса взаимодействия ударников с деформируемыми сжимаемыми средами может быть получена с помощью численного решения подобных задач.

В данной работе методами численного моделирования исследуется процесс проникания в сжимаемую жидкость тел цилиндрической формы. Для проникания по нормали к поверхности получены зависимости основных характеристик процесса (силы сопротивления F , положения каверны относительно тела) от числа Маха $M = V/c_0$ (V — скорость внедрения, c_0 — скорость звука в материале преграды).

Для большей достоверности результатов расчеты проводились по двум различным численным методикам, включенным в комплекс программ СИГМА [11]. В одной численной методике использовалась эйлерава счетная сетка, тело неподвижно; задавалось движение жидкости относительно неподвижной счетной сетки.

В другой методике применялась регулярная четырехугольная счетная сетка, положение которой остается неизменным относительно движущегося цилиндра. Сущность этого подхода заключается в том, что счетная сетка в преграде смещается вместе с проникающим телом так, что в течение всего расчета практически сохраняется начальное взаимное положение сетки и проникающего тела. Такое движение сетки может быть обеспечено заданием смещения каждой из точек (i, k) сетки по закону $\widehat{\mathbf{r}}_{ik} = \mathbf{r}_{ik} + (\mathbf{V} - \mathbf{V}_{ik})\Delta t$ (\mathbf{r}_{ik} , \mathbf{V}_{ik} — радиус-вектор и скорость данной точки).



Рис. 1

Расчеты такого типа проводились на основе методики ЛЭГАК [12], в которой для численного моделирования течений неоднородной (содержащей несколько веществ) среды привлекаются концентрации веществ и специальный алгоритм, ограничивающий счетную диффузию компонентов. Результаты расчетов, проведенных с использованием различных численных методик, хорошо согласуются.

Постановка задачи в начальный момент времени ($t = 0$) представлена на рис. 1, где область 1 — недеформируемый цилиндрический ударник радиусом R_0 и длиной d . В начальный момент времени ударник движется со скоростью V_0 . Предполагалось, что масса ударника бесконечна, т. е. в этом случае скорость ударника постоянна ($V(t) \equiv V_0$). Преграда: начальная плотность ρ_0 , уравнение состояния принималось в форме Ми — Грюнайзена с параметрами $n = 6$, $\Gamma = 0,1$, коэффициент пористости $K = 1$, скорость звука c_0 варьировалась. В начальный момент времени скорость и давление в преграде нулевые, воздух — идеальный газ с $\gamma = 1,4$. В такой постановке задачу определяют три параметра: ρ_0 , c_0 , V_0 .

В табл. 1 приведены числовые параметры вариантов сформулированной выше задачи (в этих расчетах $R_0 = 1$, $d = 3,5$, длина цилиндра не имеет значения и была выбрана, исходя из удобств проведения расчетов).

Т а б л и ц а 1

Номер расчета	ρ_0	c_0	V_0	$M=V_0/c_0$	Номер расчета	ρ_0	c_0	V_0	$M=V_0/c_0$
1	1	2	1	0,5	4	1	0,5	1	2
2	1	1	1	1	5	1	0,25	1	4
3	1	0,5	0,5	1	6	2	1	1	1

Таблица 2

c_0	M	D	h	$\bar{p}_{уд}$	λ	c_x^{max} (по формуле (1))	c_x^{max} (двумерный расчет)
2	0,5	3,7	1,37	3,7	1,7	7,4	—
1	1	2,67	1,6	2,67	1,67	5,34	4,9
0,5	2	2,1	1,91	2,1	1,6	4,2	4,1
0,25	4	1,76	2,32	1,76	1,51	3,52	3,6

Картина течения после соударения ударника с деформируемой преградой для всех вариантов задачи качественно одна и та же и представлена на рис. 2, где для расчета 5 ($M = 4$) показаны на разные моменты времени положение ударника, изобара $\bar{p} = 0,01$ и изохора $\bar{\rho} = 0,98$. Здесь и далее даны безразмерные время $\tau = tV_0/R_0$, давление $\bar{P} = p/(\rho_0 V_0^2)$, плотность $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$. Видно, что для всех рассмотренных времен после начала соударения с преградой цилиндр движется в каверне так, что сила сопротивления внедрению F действует лишь на торец цилиндра (аналогичный результат получен ранее, см., например, [9, 10]).

Характерный вид зависимости силы сопротивления от времени при $M = 2$ приведен на рис. 3 ($c_x = 2F/(\rho_0 V_0^2 S)$, $S = \pi R_0^2$ — площадь торца цилиндра). Как уже отмечалось [9, 10], процесс внедрения в рассмотренном диапазоне времен можно условно разбить на два этапа — нестационарную фазу, которая длится небольшое время после начала соударения и в которой сила сопротивления резко меняется, и квазистационарную, в которой c_x практически постоянно.

В начальный момент времени $t = 0$ движущийся цилиндр можно рассматривать как плоский поршень, движущийся со скоростью V_0 . В этом случае на торец цилиндра действует давление $p = \rho_0 V_0 D$, так что

$$(1) \quad c_x^{max} = 2D/V_0$$

(D — скорость распространения ударной волны в материале преграды). Для уравнения состояния в форме Ми — Грюнайзена зависимость D от V_0 приближенно описывается соотношением $D \approx c_0 + \lambda V_0$, где функция параметров уравнения состояния $\lambda = \lambda(n, c_0, \Gamma, \rho_0)$. Для большинства материалов $\lambda = 1,4-1,7$ [13]. В этом случае

$$(2) \quad c_x^{max} = (2c_0 + \lambda V_0)/V_0 = 2\lambda + 2/M.$$

На рис. 4 приведена зависимость c_x^{max} от числа Маха при $\lambda = 1,5$, где точки 1 — двумерный расчет, 2 — расчет по формуле (2).

Для применяемых в проводившихся расчетах параметров уравнения состояния ($\rho_0 = 1$, $n = 6$, $\Gamma = 0,1$) в табл. 2 для различных значений c_0 приведены параметры ударной адиабаты [13] и полученные по формуле (1) значения c_x^{max} (здесь $V_0 = 1$, $h = \rho/\rho_0$, $\bar{p}_{уд} = D/V_0$).

Найденные в соответствующих двумерных расчетах значения c_x^{max} довольно близки к теоретическим (максимальное различие менее 10%).

Зависимость c_x от τ ($\tau = tV_0/R_0$)

Таблица 3

M	c_x (двумерный расчет)	c_x (по формуле (3))	Различие, %
0,5	1,02	0,98	4
1	1,1	1,09	1
2	1,2	1,24	3
4	1,3	1,32	1,5

для различных M , полученная в двумерных расчетах, показана на рис. 5. В расчетах найдено, что за время $\tau \approx 1$ значение c_x падает от своего максимального c_x^{max} до некоторого значения $c_x(M)$ и в дальнейшем практически не изменяется — наступает квазистационарная стадия внедрения.

На рис. 6 приведены квазистационарные значения c_x для соударения

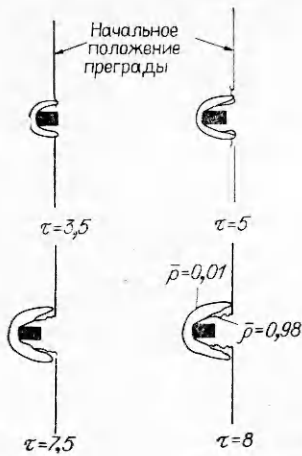


Рис. 2

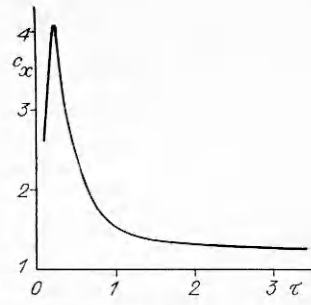


Рис. 3

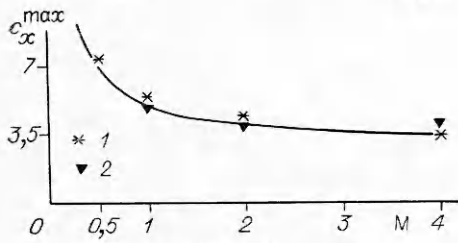


Рис. 4

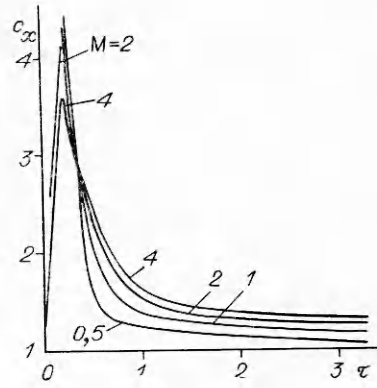


Рис. 5

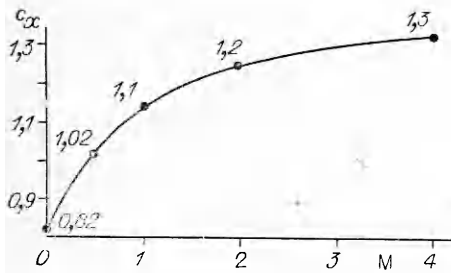


Рис. 6

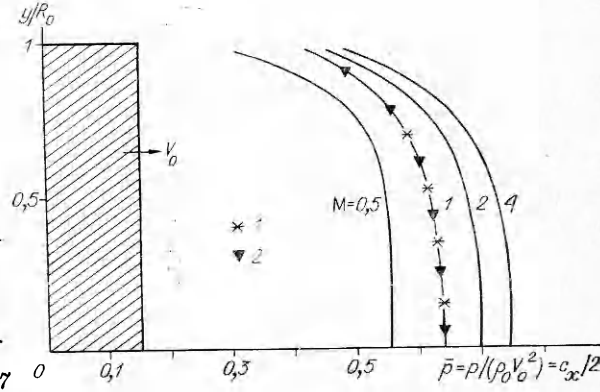


Рис. 7

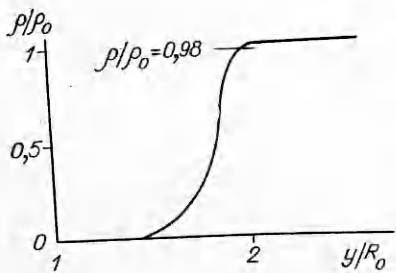


Рис. 8

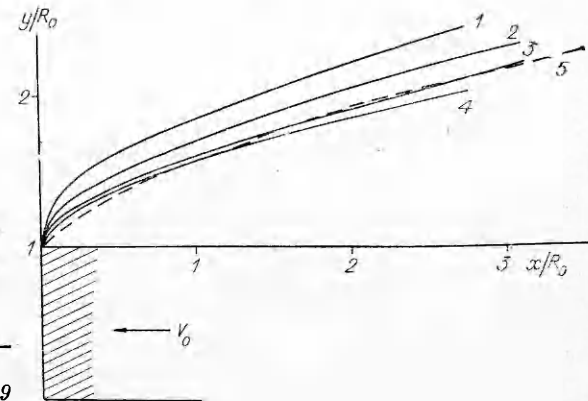


Рис. 9

цилиндра с преградой при различных M (для несжимаемой жидкости ($M = 0$) $c_x = 0,82$ [2]).

Полученная на основе двумерных расчетов зависимость c_x для цилиндра от M достаточно хорошо описывается полуэмпирической формулой (3)

$$c_x = 0,82(1 + M(\lambda - 0,5))/(1 + M(\lambda - 1)).$$

Это видно из табл. 3 ($\lambda = 1,53$). Распределение давления по торцу цилиндра в квазистационарной стадии для различных M приведено на рис. 7, где точки 1 — $M = 1$, $\rho_0 = 1$, $c_0 = 0,5$, $V_0 = 0,5$, точки 2 — $M = 1$, $\rho_0 = 2$, $c_0 = 1$, $V_0 = 1$.

Как уже упоминалось выше, для всех рассмотренных вариантов задачи после начала соударения цилиндр движется в каверне. Численно исследовалось положение каверны относительно поверхности цилиндра в квазистационарной стадии движения для различных M . Необходимо отметить, что в нахождении границы каверны из двумерного расчета существует определенный произвол. Например, на рис. 8 дана зависимость плотности вещества ρ/ρ_0 как функции расстояния от боковой поверхности цилиндра y/R_0 для $x/R_0 = 1,6$ ($M = 1$). В принципе за границу каверны в этой точке можно принимать любое значение 1,6—2 в зависимости от того, какой уровень $\rho/\rho_0 = 0,1—1$ принимать в качестве критерия границы каверны. В дальнейшем условимся считать за границу каверны положение в пространстве изохоры $\rho/\rho_0 = 0,98$. На рис. 9 показано положение каверны относительно поверхности цилиндра в квазистационарной фазе внедрения для $M = 0,5; 1; 2; 4$ — линии 1—4 (линия 5 — расчет по формуле (4)). Видно, что чем больше M (чем больше скорость внедрения V_0 при фиксированном c_0), тем каверна ближе подходит к поверхности внедряющегося цилиндра.

На рис. 9 представлено для сравнения также положение каверны, найденное в экспериментах по осесимметричному обтеканию диска неограниченным потоком воды при $M < 1$. В [2, с. 118] приведен профиль передней части каверны ($x/R_0 < 5$), полученный обработкой фотографий каверны:

$$(4) \quad y/R_0 = (1 + 3x/R_0)^{1/3}.$$

Учитывая вышесказанное о некотором произволе в выборе положения границы каверны в двумерных расчетах и наличие в общем-то такого же произвола в определении каверны при обработке фотографий эксперимента, можно сделать вывод об удовлетворительном согласии расчетов и экспериментальных данных по форме каверны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости.— М.: Изд-во физ.-мат. литературы, 1961.
2. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами.— Киев: Наук. думка, 1969.
3. Сагомоян А. Я. Проникание.— М.: Изд-во МГУ, 1974.
4. Бивин Ю. К., Колесников В. А., Флитман Л. М. Определение механических свойств среды методом динамического внедрения // Изв. АН СССР. МТТ.— 1982.— № 5.
5. Витман Ф. Ф., Степанов В. А. Влияние скорости деформирования на сопротивление деформированию металлов при скоростях удара $10^2—10^3$ м/с // Некоторые проблемы прочности твердого тела.— М.: Изд-во АН СССР, 1959.
6. Баллистические установки и их применение в экспериментальных исследованиях/ Под ред. Н. А. Златина, Г. И. Мишина.— М.: Наука, 1974.
7. Башуров В. В., Скоркин Н. А. Математическое моделирование проникания осесимметричного тела в преграду // ЧММСС.— 1972.— Т. 13, № 2.
8. Гулидов А. И. Проникание твердого ударника в деформируемую преграду // Тр. VI Всесоюз. конф. по численным методам решения задач упругости и пластичности.— Новосибирск: ИТПМ СО АН СССР, 1980.
9. Кондауров В. И., Петров И. Б., Холодов А. С. Численное моделирование процесса внедрения жесткого тела вращения в упругопластическую преграду // ПМТФ.— 1984.— № 4.
10. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Метод крупных частиц в газовой динамике.— М.: Наука, 1982.

11. Баталова М. В., Бахрах С. М., Винокуров О. А. и др. Комплекс СИГМА для расчета задач двумерной газодинамики // Тр. Всесоюз. семинара по численным методам механики вязкой жидкости.— Новосибирск: ВЦ СО АН СССР, 1969.
12. Бахрах С. М., Спиридонов В. Ф., Шанин А. А. Метод расчета газодинамических течений неоднородной среды в лагранжево-эйлеровых переменных // ДАН СССР.— 1984.— Т. 276, № 4.
13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.

г. Москва

Поступила 27/IV 1988 г.

УДК 532.135+539.04

Б. К. Барактин, А. А. Прус, Г. Г. Савенков

МИКРОСТРУКТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ ПРЕГРАД ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНОМ ВНЕДРЕНИИ ПЛОСКИХ СТРУЙ

В теории высокоскоростного деформирования металлических преград интенсивно развиваются численные методы решения задач внедрения с начальными скоростями соударения 1—4 км/с [1—3]. Но, несмотря на использование большого количества подгоночных параметров, усложнение алгоритмов и программ вычислений, совпадение расчетных и экспериментальных результатов остается неудовлетворительным. Например, считается [4], что наиболее перспективное направление исследования высокоскоростного упругопластического деформирования материалов связано с определением вязкой составляющей сопротивления, однако коэффициент вязкости, найденный по разным методикам, может отличаться на 1—2 порядка [4, 5]. Среди причин такого несоответствия можно указать на отсутствие достоверных данных о свойствах материалов преград и физических процессах при столь высоких скоростях проникания [6].

В настоящее время в физике прочности и пластичности усиленно разрабатываются новые идеи о пластической деформации кристаллов, когда трансляция на одном структурном уровне сопровождается поворотом на другом, и наоборот [7]. Выраженный коллективный эффект массоперемещения за счет движения ансамблей дефектов проявляется в вихревом характере пластической деформации и может быть представлен как область сильно возбужденного состояния в объеме кристалла во внешнем поле аналогично гидродинамическому течению твердых тел в сильных неоднородных внешних полях [8]. Поскольку ротации вещества вносят, как правило, доминирующий вклад в общую деформацию [9], в данной работе сделана попытка проследить изменение микроструктуры металла преграды после высокоскоростного внедрения плоской струи со скоростью соударения 2,7—3,2 км/с. С этой целью проведены металлографический и рентгеноструктурный анализы строения металла преграды на различном удалении от места внедрения струи.

Для изучения были взяты деформированные преграды из сталей и сплавов различной прочности (см. таблицу). Из них изготавливались шлифы, вырезанные поперек плоскости внедрения скоростной струи. Микротвердость измерялась с помощью прибора ПМТ-3 при нагрузке 0,5 Н на трех уровнях проникания: у поверхности соударения, в середине и у дна каверны с шагом 0,1 мм от края кратера. Рентгеноструктурный анализ проводился на дифрактометре ДРОИ-2 с использованием излучения Fe — k_{α} ($1,93 \cdot 10^{-10}$ м) и плоского графитового монохроматора на дифрагированном луче. Рентгеновская съемка осуществлялась на тех же глубинах каверны, что и при металлографическом анализе, где исследовалось не менее трех участков: первый — вдоль края каверны, а последующие отстояли от него с шагом 2 мм. Диаметр облучаемого участка не более