

жет быть использовано для получения сведений о состоянии ВВ в зоне химшика и построения изэнтроп расширения ВВ из состояния, промежуточного между химшиком и точкой Чепмена — Жуге\*.

Поступила 6 V 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В. Применение ударных волн в физике высоких давлений.— УФН, 1965, т. 85, вып. 2.
2. Леконт К. Высокоскоростное метание.— В кн.: Физика быстропротекающих процессов. Т. 1. М.: Мир, 1971.
3. Шалль Р. Физика детонации. Там же.
4. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1972.
5. Высокоскоростные ударные явления/Под ред. В. Н. Николаевского. М.: Мир, 1973.
6. Михайлов А. Н., Дремин А. Н. Экспериментальное изучение скорости полета пластины, метаемой продуктами взрыва скользящей детонации ВВ.— ФГВ, 1974, т. 10, № 6.
7. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. М.: Наука, 1975.
8. Accelerating flat plates to high velocity.— RSI, 1964, vol. 35, N 8.
9. Лаптев В. И., Тришин Ю. А. Увеличение начальной скорости и давления при ударе по неоднородной преграде.— ПМТФ, 1974, № 6.
10. Fowles G. R., Leung C., Rabie R., Shaner J. Acceleration of flat plates by multiple—staging.— In: High-Pressure Sci. and Technol. Proc. 6th AIRAPT Conf., Boulder, Colo, 1977. Vol. 2. N.Y.— L., 1979.
11. Кузнецов О. А., Соловьев В. С. Взаимодействие химшика с тонкой пластиной.— ФГВ, 1974, т. 10, № 3.
12. Альтшулер Л. В., Ашаев В. К. и др. Экспериментальное исследование состояний в зоне химической реакции детонационной волны.— В сб.: Детонация. Материалы VI Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черноголовка, 1980.
13. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М.: Машиностроение, 1965.
14. Судьенков Ю. В., Филиппов Н. М. и др. Влияние скорости нагружения на поведение упруговязкопластических материалов.— Письма в ЖТФ, 1980, т. 6, вып. 18.

УДК 621.791.1

### РАЗГОН ПЛАСТИН ДО ГИПЕРЗВУКОВЫХ СКОРОСТЕЙ. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПРИ ТОРМОЖЕНИИ О ВОЗДУХ

А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий, В. А. Огородников, С. Ю. Пинчук  
(Москва)

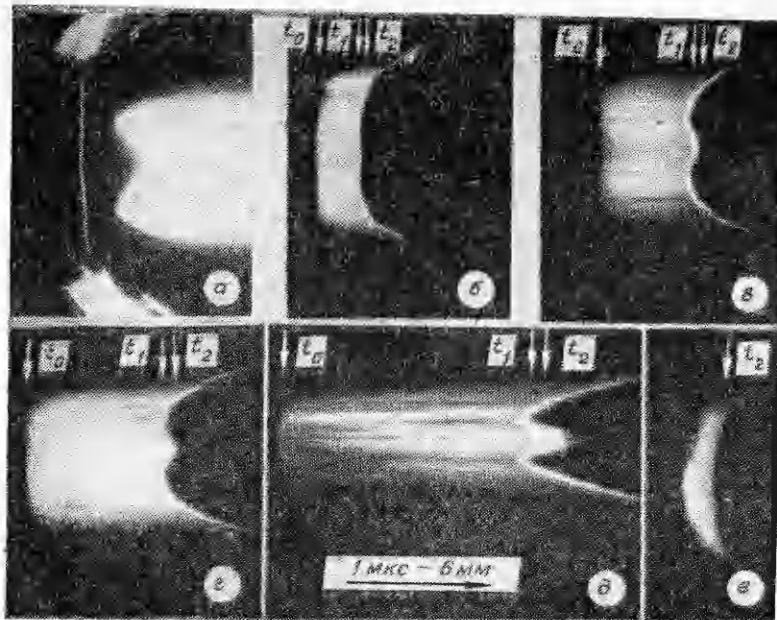
Разгон пластин до скоростей  $\sim 10$  км·с<sup>-1</sup> в воздухе по методу [1] сопряжен с таким неблагоприятным явлением, как неустойчивость. Появление и развитие неустойчивости может привести в конечном счете к потере компактности разгоняемой пластины.

В процессе разгона пластина практически всегда имеет начальное возмущение той или иной формы, которое обуславливается неидеальностью применяемого ускорителя. В процессе ее торможения в воздухе ускорение направлено от менее плотного воздуха к более плотной пластине, и наличие начального возмущения у пластины может привести к развитию возмущения по Тейлору (гравитационная неустойчивость) [2].

При взаимодействии летящей в воздухе пластины с преградой возможно возникновение дополнительных условий для развития неустойчивости. Так, при подлете пластины к преграде воздушная ударная волна (УВ), движущаяся впереди пластины, отражается от преграды и падает на границу раздела пластина — сжатый воздух. Если пластина имеет возмущение, а интенсивность падающей на нее отраженной УВ достаточно велика, то будет наблюдаться рост возмущений [3].

Исследовался полет пластин из алюминия и меди диаметром 60 мм и толщиной 0,3 мм, имеющих начальные скорости 8—11 км·с<sup>-1</sup>. Разгон пластин осуществлялся по двухкаскадной схеме, подробно описанной в

\* В последние годы интенсивно развивается лазерный метод получения коротких импульсов давления (см., например, [14]). Однако относительно низкий уровень интенсивности ударной волны (малые площади, нагружаемые излучением ОКГ, высокий уровень электромагнитных помех) осложняет и ограничивает возможности лазерного метода для широкого использования.



[1]. В первой серии опытов стальной ударник диаметром 60 мм и толщиной 1,5 мм разгонялся с помощью ВВ до скорости  $5,64 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$  (каскад I) и нагружал прокладку из меди толщиной 4 мм (каскад II), на противоположной стороне которой располагалась пластина из алюминия толщиной 0,3 мм (отлетающий индикатор). Во второй серии опытов медная прокладка заменялась слоем ВВ толщиной 3 мм. Обе серии опытов по исследованию полета пластин проводились в воздушном зазоре, ограниченном пластиной с одной стороны и отсечкой из плексигласа с другой стороны. В опытах величина зазора изменялась от 10 до 50 мм. В некоторых опытах зазор между пластиной и отсечкой вакуумировался до давления  $\sim 1 \text{ гПа}$ .

Регистрация формы поверхности ударника или пластины проводилась по свечению воздушной УВ, движущейся в зазоре отсечки или впереди пластины соответственно, на установке СФР-ЗМ в режиме фоторегистра со щелевым окном. При регистрации формы поверхности ударника отсечка устанавливалась на месте расположения прокладки с пластиной (каскад II). Поверхность отсечки, обращенная к ударнику, затемнялась, а отсечка имела два щелевых отверстия шириной 0,5 и 1,0 мм, расположенных на расстоянии 5 мм друг от друга. На фигуре, а приведена фотохронограмма опыта по регистрации формы поверхности ударника, которая свидетельствует о том, что при подлете ударника к каскаду II его поверхность имеет возмущение, близкое к синусоидальной форме.

При регистрации формы поверхности пластин отсечка из плексигласа имела прозрачные поверхности. Это позволило наблюдать за развитием формы возмущения у поверхности пластин. Из фотохронограмм полета алюминиевой пластины на базах 10; 20; 30 и 50 мм (фигура, б—д соответственно) следует, что в момент времени  $t_0$ , соответствующий началу движения пластины, последняя имеет начальное возмущение, которое обусловлено возмущением ударника при его подлете к каскаду II (фигура, а). На момент времени  $t_1$ , соответствующий приходу к отсечке воздушной УВ, движущейся впереди пластины, формируется отраженная от отсечки воздушная УВ. Это приводит к увеличению интенсивности свечения сжатого воздуха. Момент времени  $t_2$ , когда свечение на фотохронограммах исчезает, соответствует удару пластины по отсечке и потере прозрачности последней.

В опытах с вакуумированными зазорами (фигура, е, зазор 20 мм) методика регистрации оставалась прежней. При давлении  $\sim 1 \text{ гПа}$  свечение

Таблица 1

Номер серии	Номер опыта	Каскад II			Среда	Зазор				
		Прокладка		Пластина*		$\Delta$ , мм	$\Delta t_0$ , мкс	$\Delta t_2$ , мкс	$t$ , мкс	$\lambda$ , мм
		Материал	Толщина, мм							
I	1	Cu	4,0	7,8	Воздух при нормальных условиях	10	0,04	0,04	1,3	~25
	2	»	4,0	7,8		20	0,04	0,13	2,7	~25
	3	»	4,0	7,8		30	0,04	0,17	4,1	~25
	4	»	4,0	7,8		50	0,06	0,60	7,7	~25
II	5	ВВ	3,0	10,8	То же	10	0,05	0,05	0,9	~25
	6	»	3,0	10,8		20	0,05	0,10	1,9	~25
	7	»	3,0	10,8		30	0,05	0,17	2,8	~25
	8	»	3,0	10,8		50	0,05	0,27	4,6	~25
	9	»	3,0	10,3		20	0,04	0,07	2,0	~25
III	10	Cu	4,0	7,8	Вакуум ~1 ГПа	20	—	<0,05		
	11	ВВ	3,0	10,8		30	—	<0,05		

\* Материал пластины — алюминий (в опыте 9 — медь), толщина 0,3 мм.

в воздушной УВ, движущейся впереди алюминиевой пластины, не регистрируется до тех пор, пока плотность воздуха перед пластиной не достигнет определенной величины. Момент времени  $t_2$ , как и выше, соответствует удару пластины по отсечке.

Для опытов с воздушным зазором характерно, что в момент времени  $t_0$  возмущение пластины по величине и по фазе практически совпадает с возмущением ударника. На базе полета меньше 10 мм возмущение исследуемой пластины изменяет фазу на обратную и амплитуда возмущения возрастает со временем в процессе дальнейшего движения пластины (фигура, б—д). В опытах с вакуумированными зазорами 20 и 30 мм рост начального возмущения не наблюдается.

Результаты опытов сведены в табл. 1, где  $V_0$  — начальная скорость пластины;  $\Delta$  — величина зазора;  $\Delta t_0$  и  $\Delta t_2$  — амплитуды возмущения в начальный момент движения пластины  $t_0$  и в момент удара пластины по отсечке  $t_2$ ;  $t = t_2 - t_0$ ;  $\lambda$  — длина волны начального возмущения пластины.

Изменение фазы возмущения на обратную на базе полета менее 10 мм обусловлено, по-видимому, динамической неоднородностью системы разгона исследуемых пластин. Действительно, если при разгоне плоскопараллельной пластины детонационной или ударной волной на ее поверхность выходит волна с возмущенным профилем, то за опережающими участками такой волны существуют очаги пониженного давления, за отстающими участками — очаги повышенного давления. Благодаря этому участки пластины, расположенные под зонами отставания фронта детонационной или ударной волны, получают в начальный момент большие скорости и выходят вперед.

Чем же обусловлено развитие начального возмущения пластины? Результаты опытов с вакуумированными зазорами (фигура, е) говорят о том, что наличие динамической неоднородности у системы разгона пластины не приводит к развитию со временем начального возмущения по амплитуде. Характер возмущения на моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  свидетельствует о том, что воздушная УВ движется параллельно поверхности летящей пластины и форма возмущения фронта воздушной УВ аналогична форме возмущения контактной границы пластина — воздух. Это обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что развитие возмущения контактной гра-

Таблица

Номер опыта	$G \cdot 10^{-10}$ см·с <sup>-2</sup>	$t_*$ , мкс	$k_+ = e^{ \omega t}$	$k_- = \frac{\Delta t_2}{\Delta t_0}$	$\frac{k_-}{k_+}$	Номер опыта	$G \cdot 10^{-10}$ см·с <sup>-2</sup>	$t_*$ , мкс	$k_+ = e^{ \omega t}$	$k_- = \frac{\Delta t_2}{\Delta t_0}$	$\frac{k_-}{k_+}$
1	2,4		1,3	1,0	0,8	5	2,0		1,2	1,0	0,8
2	2,4		1,9	3,3	1,7	6	2,0		1,5	2,0	1,3
3	2,4	9	2,7	4,3	1,6	7	2,0	6	1,9	3,4	1,8
4	2,4		6,6	10,0	1,5	8	2,0		2,7	5,4	2,0
						9	1,8		1,5	1,8	1,2

ницы пластина — воздух со временем не связано с неустойчивостью, которая могла бы реализоваться при торможении пластины об отсекку.

С целью выявления возможности развития возмущения по механизму тейлоровской (гравитационной) неустойчивости на ЭВМ проведены газодинамические расчеты по разгону пластин в воздухе. Воздух в расчете принимался идеальным газом с показателем адиабаты 1,3. Из расчетов определялась величина ускорения  $G$ , действующего со стороны воздуха на пластину при ее торможении о воздух для интервала времени  $(t_1 \dots t_0)$ .

В линейном приближении [4] рост возмущений определяется экспоненциальным членом  $e^{|\omega|t}$ . Величина  $|\omega|$  называется показателем неустойчивости и определяется в виде

$$|\omega| = \sqrt{kG(\rho_1 - \rho_2)/(\rho_1 + \rho_2)},$$

где  $k = 2\pi\lambda^{-1}$  — волновой вектор;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности двух сред, имеющих общую границу раздела. В неустойчивом режиме интервал наблюдения, в пределах которого не нарушается применимость линейного приближения для синусоидального возмущения, дается выражением  $t_* \leq \leq \omega^{-1} \ln(0,1\lambda/\Delta t_0 V_0)$ . Явление экспоненциального роста возмущений и выражает в точной математической формулировке гравитационную неустойчивость Тейлора [2]. Результаты расчетов приведены в табл. 2. Здесь же даны результаты сравнения расчетных  $k_+$  и экспериментальных  $k_-$  значений коэффициента роста возмущений.

Сравнение результатов расчетов и экспериментов показывает, что линейное приближение качественно описывает развитие возмущений у исследуемых пластин по механизму тейлоровской неустойчивости. В количественном отношении результаты расчета и эксперимента отличаются в 1,5—2 раза. Это можно объяснить, во-первых, тем, что в расчете не учитывалось влияние упомянутой выше динамической неоднородности, которая могла сказаться на начальной стадии полета пластин. Во-вторых, характер фотохронограмм говорит о том, что на поверхности пластин со временем начинается струеобразование, которое связано, по всей вероятности, с нелинейностью процессов развития гравитационной неустойчивости контактной границы пластина — воздух при торможении пластины о воздух. На это указывали Эммонс [5] и Отт [6], объясняя деформацию возмущения синусоидальной формы появлением высоких гармоник, которые не присутствовали в начальном возмущении, а возникли как следствие нелинейности процесса.

Поступила 6 V 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. Г., Коротченко М. В. и др. Разгон пластин до гиперзвуковых скоростей. Устройство. — ПМТФ, 1982, № 2.
2. Taylor G. J. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes. — Proc. Roy. Soc., 1950, A 201, N 1065.
3. Richtmyer R. D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. — Commun. Pure and Appl. Math., 1960, vol. 13, p. 297.

4. Plesset M. S. On the stability of fluid flows with spherical symmetry.— J. Appl. Phys., 1954, vol. 96, p. 25.
5. Emmons H. W., Chang C. T., Watson B. C. Taylor instability of finite surface waves.— J. Fluid Mech., 1960, vol. 7, p. 177.
6. Ott E. Nonlinear evaluation of Rayleigh—Taylor instability of a thin layer.— Phys. Rev. Lett., 1972, vol. 29, p. 1429.

УДК 539.21

## К РАСЧЕТУ УДАРНЫХ АДИАБАТ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

*В. В. Поляков, Е. А. Щеголев*

(Барнаул)

Для решения задач, связанных с поведением вещества в условиях ударного нагружения, необходимо знание ударных адиабат твердых тел. Расчет зависимостей давления на ударной адиабате  $p_H$  от объема  $V$  обычно проводится с помощью уравнений состояния, параметры которых привязаны к экспериментальным [1] или теоретическим [2] характеристикам сильно сжатого вещества, при этом используются модельные представления о коэффициенте Грюнайзена  $\gamma(V)$  [1, 3]. В то же время многие практически важные материалы, такие как металлические сплавы, горные породы, керамика, слабо исследованы при высоких давлениях, что существенно затрудняет применение традиционного подхода. В связи с этим значительный интерес представляет определение закономерностей ударного нагружения с помощью надежных и доступных для измерения характеристик недеформированных материалов. В данной работе расчет ударных адиабат широкого класса твердых тел проведен на основе подхода, использующего в качестве экспериментальных параметров адиабатические модули всестороннего сжатия  $K_S$  и термохимические внутренние энергии  $E_0$ .

Для задания давления на изэнтропе  $p_S$  применялись полуэмпирические уравнения, соответствующие формуле Морзе:

$$(1) \quad p_S = \frac{2E_0\alpha}{3V_0} x^{-2/3} [\exp 2\alpha(1 - x^{1/3}) - \exp \alpha(1 - x^{1/3})]$$

и модифицированной формуле Леннарда — Джонса:

$$(2) \quad p_S = \frac{E_0 n(n-1)}{V_0} [x^{-1} - 1] x^{-n},$$

где  $x = V/V_0$ ;  $V_0$  — удельный объем недеформированного материала. Параметры  $\alpha$  и  $n$  выражаются через модуль всестороннего сжатия  $K_S$  и энергию  $E_0$  по формулам  $\alpha = \sqrt{9V_0 K_S / 2E_0}$ ;  $n = \frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + V_0 K_S / E_0}$ .

Уравнения вида (1), (2) надежно описывают поведение материалов в широком интервале гидростатических деформаций [4]. При рассмотрении ударного нагружения зависимость скорости ударной волны  $D$  от массовой скорости вещества  $U$  аппроксимировалась квадратичным выражением

$$(3) \quad D = a + bU + cU^2.$$

Для определения параметров  $a$ ,  $b$ ,  $c$  использовался подход, опирающийся на соотношения между первыми, вторыми и третьими производными от  $p_H(V)$  и  $p_S(V)$  в точке  $V_0$  [5, 3]:

$$(4) \quad p'_H(V_0) = p'_S(V_0), p_H(V_0) = p''_S(V_0), \\ p'''_H(V_0) + \frac{\gamma_0}{2V_0} p''_H(V_0) = p'''_S(V_0),$$

где  $\gamma_0$  — коэффициент Грюнайзена свободного материала. Привлекая соответствующее квадратичной аппроксимации (3) выражение

$$p_H(V) = \frac{a^2(1-x)}{V_0 \{ [1 - b(1-x)]^2 - 2ac(1-x)^2 \}^2}$$