

## ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ КРИТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

Н. А. Костюков

(Новосибирск)

При различных способах ударного воздействия на вещество нередко возникает наклонное отражение ударных волн (УВ) от границ раздела двух сред. Известно, что если фронт УВ и отражающая поверхность образуют острый угол, возможны два основных режима отражения — регулярный и нерегулярный [1]. Переход регулярного режима в нерегулярный связан с появлением между падающей УВ и отражающей поверхностью дополнительной УВ — «маховской». Какой из режимов будет иметь место, зависит от угла падения фронта УВ, интенсивности УВ и сжимаемости отражающей преграды [1, 2].

При смене режима отражения происходит не только качественное изменение характера течения, но и достигаются экстремальные значения параметров состояния обеих сред. Умение прогнозировать условия перехода одного режима отражения в другой существенно для развития правильных представлений о причинах и механизмах физико-химических превращений, протекающих в веществе при ударном сжатии.

В дальнейшем будем называть критическими параметрами отражения экстремальные значения давления  $p$  и плотности  $\rho$  вещества за фронтом отраженной УВ, а также углы падения  $\varphi$ , при которых происходит смена режима отражения.

Совокупность известных к настоящему времени данных показывает, что в конденсированных средах экспериментальные величины критических углов падения удовлетворительно согласуются с расчетными значениями верхней границы области существования регулярных режимов отражения [1—4]. Однако эта граница может быть определена лишь путем громоздких численных расчетов и только для сред с известным уравнением состояния. Причем необходимо, чтобы область, в которой задано уравнение состояния, была значительно шире области изменения параметров падающей УВ. Набор таких сред весьма ограничен.

Наиболее доступная для определения и потому наиболее распространенная характеристика среды — ее динамическая сжимаемость. Поэтому для решения многих задач предпочтительно иметь менее точные, но достаточно простые зависимости, позволяющие определить критические параметры отражения на основе минимума информации — данных о динамической сжимаемости вещества и материала преграды.

В данной работе показано, что приближенный расчет становится возможным с помощью упрощенного описания адиабат двукратного сжатия вещества и замены традиционного подхода к решению задачи другим, делающим анализ более доступным.

Традиционная схема решения задачи о регулярном отражении УВ подробно изложена, например, в [1, 5]. Она сводится к нахождению такой амплитуды отраженной УВ, при которой течение за ее фронтом параллельно поверхности отражающей преграды. Схема течения показана на рис. 1. Фронты делят полупространство над преградой на области: 0 — невозмущенного вещества, 1 — однократного сжатия, 2 — дву-

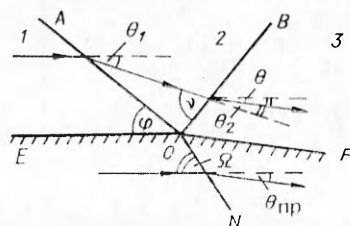


Рис. 1. Схема течения при регулярном режиме отражения УВ.

$EF$  — отражающая поверхность,  $AO$  — фронт падающей УВ,  $BO$  — фронт отраженной УВ,  $ON$  — фронт УВ в преграде.

кратного сжатия, а материал преграды — на невозмущенную *EON* и ударно-сжатую *FON* области.

В системе координат, связанной с точкой *O*, расчетные уравнения имеют вид

$$\theta = \theta_1 - \theta_2 = \theta_{\text{пр}}, \quad (1)$$

$$\theta_1 = \varphi - \arctg(x_{10} \operatorname{tg} \varphi), \quad (2)$$

$$\theta_2 = \nu - \arctg(x_{21} \operatorname{tg} \nu),$$

$$\theta_{\text{пр}} = \Omega - \arctg(x_{\text{пр}} \operatorname{tg} \Omega),$$

$$\nu = \arcsin \{ (p_2 - p_1) (1 - x_{10}) \sin^2(\varphi - \theta_1) / (p_1 x_{10} (1 - x_{21})) \}^{1/2}, \quad (3)$$

$$\Omega = \arcsin \{ [p_2 \rho_0 (1 - x_{10}) / (p_1 \rho_{0\text{пр}} (1 - x_{\text{пр}}))]^{1/2} \sin \varphi \},$$

$$x_{10} = \rho_0 / \rho_1, \quad x_{21} = \rho_1 / \rho_2, \quad x_{\text{пр}} = \rho_{0\text{пр}} / \rho_{\text{пр}},$$

где  $\theta$  — угол отклонения потока в УВ; индексы 0, 1, 2, пр, 0пр относятся к областям 0, 1, 2, *FON* и *EON* соответственно.

При заданной амплитуде падающей УВ критические параметры отражения  $\varphi^*(p_1)$ ,  $p_2^*(p_1)$  и  $\rho_2^*(p_1)$  находятся из условия единственности решения системы. В общем случае эта задача решается численно перебором различных значений угла падения. Такой подход позволяет не только найти критические параметры, но и определить состояние вещества в области 2 при всех допустимых  $\varphi$ .

Для решения более узкой задачи, ограничивающейся определенным только критических параметров отражения, представляется целесообразным следующий подход. Известно, что величина угла отклонения потока в косоугольной УВ не может превышать определенного значения, зависящего от динамической сжимаемости вещества. Поэтому в тех случаях, когда в падающей УВ угол  $\theta_1$  становится больше предельного угла отклонения потока в отраженной УВ  $\theta_2^*$  настолько, что соотношение (1) не может быть удовлетворено, регулярное отражение невозможно. Это означает, что зависимость  $\varphi^*(p_1)$  может быть найдена совместным решением (1) с уравнением

$$d\theta_2/dp_2 = d\theta_{\text{пр}}/dp_2. \quad (4)$$

Учитывая, что  $dp_2/dx_{21} \neq 0$ , уравнение (4) эквивалентно выражению

$$d\theta_2/dx_{21} = d\theta_{\text{пр}}/dx_{21}, \quad (5)$$

которое является расчетным соотношением для критического сжатия  $x_{21}^*(p_1)$ . Критическое значение угла падения  $\varphi^*(p_1)$  определяется из (1) после подстановки  $x_{21}^*(p_1)$ . Критическое давление  $p_2^*(p_1)$  находится по ударной сжимаемости вещества в отраженной УВ:

$$p_2 - p_1 = \rho_1 c_1^2 (1 - x_{21}) / [1 - \lambda_1 (1 - x_{21})]^2, \quad (6)$$

где  $c_1$  и  $\lambda_1$  — коэффициенты в линейном соотношении между скоростью распространения фронта отраженной УВ относительно неподвижной среды и массовой скоростью среды за ней.

Значения  $c_1$  определяются, например, из соотношений, предложенных в [6] для пористых сред и в [8] для монолитов. Коэффициент  $\lambda_1$  находится, исходя из следующих соображений. Известно, что ударная адиабата двукратного нагружения лежит между адиабатой однократного ударного сжатия и кривой изоэнтропического сжатия. Учитывая, что в монолитных материалах при амплитудах УВ, не превышающих  $10^2$  ГПа, расхождение изоэнтропы и адиабаты однократного сжатия порядка 1% [9],  $\lambda_1$  можно принять таким же, как для однократного сжатия. В пористых средах при амплитудах УВ, превышающих предел прочности материала, плотность сжатого вещества, как правило, близка к плотности монолитного состояния. Поэтому для приближенных расчетов можно взять  $\lambda_1$ , равным соответствующему коэффициенту в выражении для ударной адиабаты монолита.

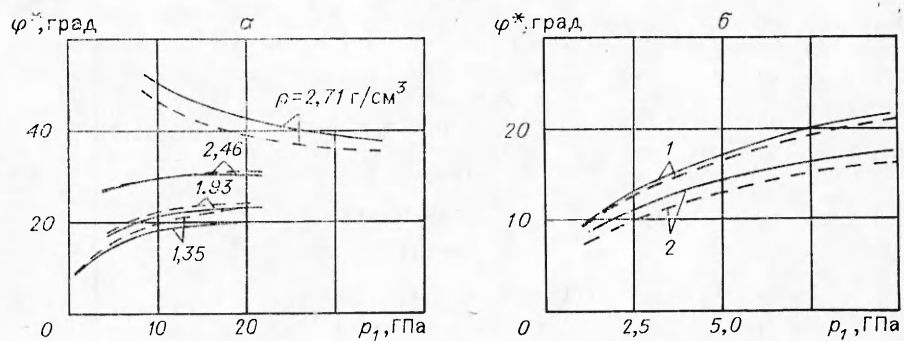


Рис. 2. Зависимости  $\varphi^*$  от  $p_1$  при отражении УВ от «абсолютно жесткой» преграды в алюминии различной плотности (а) и в пористом титане ( $\rho_0 = 1,65 \text{ г/см}^3$ ) (б). 1 — медная преграда; 2 — «абсолютно жесткая» преграда. — — — приближенное решение; — — — точное решение.

В случае отражения УВ от «абсолютно жесткой» преграды ( $\theta_{пр} = 0$ ) можно сделать некоторые общие выводы относительно асимптотических значений функции  $\varphi^*(p_1)$ , не конкретизируя исследуемое вещество. Для оценки сжатия в мощных УВ, когда  $x_{10} \ll 1$ , применима степенная зависимость давления от плотности  $p \sim \rho^{5/3}$  [7]. Поэтому в (3) можно положить  $(p_2 - p_1)/p_1 = 5(1 - x_{21})/(4x_{21} - 1)$ . Учитывая (2) и (3) в пределе, получим  $x_{21}^* = 1/4$ . Подстановка  $x_{21}^*$  в (4) и (1) дает  $\text{tg } \nu^* \rightarrow 2$ ,  $\varphi^* \rightarrow (\text{arctg } 2 - \text{arctg } 1/2) \sim 37^\circ$ . В пределе очень слабых УВ, когда  $x_{10} \rightarrow 1$ , очевидно, что  $x_{21} \rightarrow 1$ , а коэффициент  $c_1$  в (6) стремится к величине скорости распространения слабых возмущений в области  $\theta$ . Из (3) и (1) находим  $\nu^* \rightarrow \pi/2$ ,  $\varphi^* \rightarrow \pi/2$ .

При ударно-волновом воздействии на вещество наиболее распространены диапазоны изменения давления падающей УВ: в пористых средах — от 1 до 10 ГПа, в монолитах — от 10 до 40 ГПа. Для проверки правильности принятых допущений и иллюстрации точности приближенного метода в указанных диапазонах рассчитаны критические параметры отражения УВ в веществах, для которых известны решения, полученные с использованием уравнения состояния (в дальнейшем такие решения будем называть точными). Результаты приведены на рис. 2, 3. Необходимые для расчетов ударные адиабаты алюминия, титана и меди заимствованы из [10].

На рис. 2, а представлены зависимости критического угла падения от амплитуды УВ при отражении от «абсолютно жесткой» преграды в алюминии различной плотности. Точные решения взяты из [2]. Числа рядом с кривыми означают исходную плотность вещества. На рис. 2, б приведены приближенные и точные решения для отражения УВ в пористом титане плотностью  $1,65 \text{ г/см}^3$  от «абсолютно жесткой» и медной преград. Результаты точного решения взяты из [4].

На рис. 3 приведено сравнение приближенного и точного решений для критического давления за фронтом отраженной УВ. Решения полу-

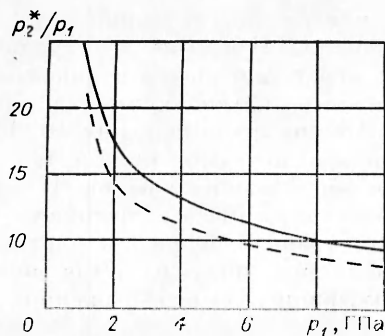


Рис. 3. Значения критических давлений при отражении УВ в пористом алюминии ( $\rho_0 = 1,35 \text{ г/см}^3$ ) от «абсолютно жесткой» преграды.

— — — приближенное решение;  
— — — точное решение.

чены для случая отражения УВ в алюминии плотностью  $1,35 \text{ г/см}^3$  от «абсолютно жесткой» преграды.

Полученные данные свидетельствуют об удовлетворительном совпадении результатов приближенных и точных расчетов. Это позволяет существенно расширить круг веществ, для которых критические параметры отражения могут быть определены. Приближенный метод представляется особенно удобным для веществ, у которых отсутствуют данные по уравнению состояния, а ударные адиабаты известны или могут быть рассчитаны (сплавы, химические соединения, смеси разнородных порошков и т. д.).

Автор выражает благодарность Ф. А. Сагдиеву за помощь в проведении численных расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Кормер С. В. и др. ЖЭТФ, 1961, 41, 511, 1382.
2. Костюков Н. А. ПМТФ, 1977, 3, 124.
3. James R. M., Moore P. W. J., Lambourn B. D. 5-th Symp. (Intern.) on Detonation. California, 1976.
4. Костюков Н. А. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 29. — Новосибирск, 1977.
5. Sternberg H. M., Piacesi D. Phys. Fluids, 1966, 9, 7, 1307.
6. Thouvenin J. 4-th Symp. (Intern.) on Detonation. White Oak, 1965.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Физматгиз, 1962.
8. Рыбаков А. П. ФГВ, 1978, 14, 1, 109.
9. Мак-Куин Р., Марш С. — В кн.: Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. — М.: Мир, 1965.
10. Баум Ф. А., Орленко Л. П. и др. Физика взрыва/Под ред. К. П. Станюковича. — М.: Наука, 1975.

*Поступила в редакцию 22/IX 1986,  
после доработки — 11/XI 1986*

### РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРЫ КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЫ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

*В. Ф. Анисичкин  
(Новосибирск)*

Экспериментально определяемые ударные адиабаты (УА) — один из основных источников сведений, необходимых для построения уравнений состояния веществ при высоких давлениях. УА позволяют с хорошей точностью рассчитать плотность, давление и прирост внутренней энергии за фронтом ударной волны (УВ). Однако для построения уравнений состояния кроме перечисленных величин необходимо знать и температуру  $T$ .

Известны два метода измерения температуры ударно-сжатого вещества. Первый — помещение датчиков (термопары [1] или проводника [2], изменяющего с температурой сопротивление) непосредственно в изучаемую среду. Недостатки метода — сложности анализа механизма нагрева, возникновения ЭДС в термопаре, инерционность и невозможность применения для всех материалов.

Второй метод — дистанционный оптический, в котором регистрируется излучение ударно-сжатого вещества, и на основании определенных представлений об оптических свойствах изучаемой среды находится значение  $T$  [3]. Трудности метода — в интерпретации полученных результатов. Температуру за фронтом УВ можно рассчитать, воспользовавшись той или иной моделью среды [4].

Цель настоящей работы — предложить эмпирически обоснованный единый метод расчета температуры конденсированных веществ за фронтом УВ. Задача нахождения температуры вдоль ударной адиабаты