

Таблица 3

i	p_i , кбар	ρ_i , г/см ³	c_i , км/с
2	254	2,25	5,4
3	335	2,52	7,10
4	625	3,03	9,0

которое находится в согласии с условием касания Жуге и, как показывают представленные экспериментальные данные, оказывается справедливой в широком диапазоне давлений.

Как видно из рис. 2, адиабаты двукратного сжатия ПВ в пределах точности экспериментов также линейны в p — E -координатах¹. Такое представление может быть использовано для оценок скорости звука на адиабате однократного сжатия.

Наклон адиабаты торможения dp/dE в точках пересечения адиабат определяет изэнтропическую производную $(\partial p/\partial E)_s = 2a_i$ и, если считать ПВ равновесной системой, отсюда определяется скорость звука $c_i = \frac{1}{\rho_i} \sqrt{2a_i \rho_i}$. Рассчитанные таким образом значения c_i приведены в табл. 3, где дана также скорость звука в точке Жуге (первая строка).

Полученные экспериментальные данные могут быть использованы для определения коэффициента Грюнайзена (γ) ПВ в области плотностей ПВ ~ 4 г/см³. Из сравнения давлений и внутренних энергий ПВ на адиабате однократного сжатия при $\rho = 4,07$ г/см³ и адиабате повторного сжатия из точки с $p_4 = 625$ кбар следует среднее значение $\gamma = 1,2$. Другие оценки могут быть сделаны, исходя из предельных сжатий h_i . По уравнению (1) $h_i = a_i/(a_i - \rho_i)$. Такого рода оценки дают в среднем $\gamma \approx 1,5$, что не противоречит ранее приведенной цифре, учитывая возможную зависимость γ от температуры ПВ.

Поступила в редакцию
25/1 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, К. К. Шведов. Детонационные волны в конденсированных средах. М., 1970.
2. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
3. I. C. Skidmore, S. Hart. The equation of State of Detonation products behind overdriven detonation waves in composition B. 5-th Sympos. on Detonation. White Oak, Maryland, 1965.
4. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3.
5. Л. В. Альтшулер, Б. Н. Моисеев и др. ЖЭТФ, 1968, 54, 3.

УДК 532.593

О ЗАТУХАНИИ ПЛОСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В. И. Романова

(Москва)

В работе рассмотрено распространение ударной волны средней силы ($\sim 10^5$ атм) в конденсированной среде, неоднородной по плотности и упругим свойствам. Распространение ударных волн по неоднородным средам ранее рассматривалось рядом авторов в связи с астрофизическими проблемами. В работе [1] впервые рассматривался выход ударной волны на поверхность звезды с учетом ее неоднородности. Счи-

¹ В этом случае из линейной зависимости p — ΔE не получается соотношение аналогичное (3).

талось, что плотность распределена по степенному закону, лучистая теплопроводность не принималась во внимание по сравнению с переносом энергии ударной волной. Распространение ударной волны в атмосфере, плотность которой изменяется по экспоненциальному закону как в сторону увеличения, так и уменьшения плотности, исследовано в работах [2, 3]. Есть ряд работ, где изучалось распространение ударных волн в сплошной среде, но в силу принятых допущений задача сводилась к случаю среды с газовым уравнением состояния [4, 5].

В настоящей работе исследуется среда с двухчленным уравнением состояния, учитывающим как тепловое движение атомов, так и упругие силы между ними. Поскольку давления в изучаемом случае не превосходят нескольких сот тысяч атмосфер, тепловым возбуждением электронов в ударной волне можно пренебречь [6]. При этих условиях для ряда металлов коэффициент Грюнайзена Γ считается постоянным и близким к 2. Формулы для энергии и давления имеют вид:

$$E = E_x + E_T = \frac{c_0^2}{6V_0V^2} (V_0 - V) [V_0^2 + VV_0 - 2V^2] + 3NkT,$$

$$p = p_x + p_T = \frac{c_0^2}{3V_0} \left[\left(\frac{V_0}{V} \right)^3 - 1 \right] + \frac{6NkT}{V},$$

где E_x , E_T — «холодная» и «теплая» части удельной энергии; p_x , p_T — «холодное» и «теплое» давления соответственно; c_0 — скорость звука в невозмущенной среде; V_0 — начальный удельный объем; T — температура.

Из этих уравнений получаем для ударной адиабаты

$$p_\Phi = \frac{c_0^2}{V_0} \cdot \frac{V_0 - V_\Phi}{2V_\Phi - V_0},$$

и изэнтропы, характеризующей процесс в веществе за ударной волной,

$$c^2 = c_0^2 \left(\frac{V_\Phi}{V} \right)^2 \cdot \frac{2 - \frac{V_\Phi}{V_0}}{2 - \frac{V_0}{V_\Phi}}.$$

здесь V_Φ — удельный объем сжатого вещества с V_0 в момент, когда там был ударный фронт.

Предполагалось, что ударная волна в среде возбуждается детонацией толстого слоя приложенного взрывчатого вещества. Давление в веществе в момент перехода волны из взрывчатого вещества определяется из уравнения

$$\sqrt{\frac{1}{3} - \frac{p}{p_0}} \sqrt{\frac{V_0}{V_0'}} \sqrt{\frac{1}{\frac{c_0^2}{p_0 V_0} + 2 \frac{p}{p_0}}} = \sqrt{\left(\frac{p}{p_0} - 1 \right) \left[1 - \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{3}} \right]},$$

где p_0 , V_0' — давление и удельный объем взрывчатого вещества; c_0 , V_0 — скорость звука и удельный объем невозмущенного вещества на границе со взрывчатым веществом. Для простоты принято, что состояние продуктов детонации следует простому закону

$$p = A \cdot V^{-3}.$$

Пренебрегая обратным влиянием неоднородности среды на отраженную ударную волну в продуктах взрыва, будем считать, что давление на границе раздела все время такое же, как в первый момент, поскольку слой взрывчатого вещества достаточно толстый.

При такой постановке задачи в работе были определены параметры ударной волны в веществе с переменными акустическими характери-

ками и распределение термодинамических величин за фронтом волны. В силу принятых упрощений результаты имеют скорее качественный характер, позволяя выявить общие тенденции рассматриваемого процесса.

Считается, что акустические параметры среды распределены плавно, без скачков, так что не возникают волны, отраженные от границ раздела. Поэтому процесс в среде после прохождения фронта ударной волны является изэнтропическим и удобно следить за элементом массы вещества. Рассматривалась система уравнений в переменных Лагранжа:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial m}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial m}, \quad (2)$$

$$p = \frac{c_0^2}{3V_0} \left[\left(\frac{V_\Phi}{V} \right)^3 \cdot \frac{2V_0 - V_\Phi}{2V_\Phi - V_0} - 1 \right],$$

где u — массовая скорость вещества; m — масса, приходящаяся на единицу площади между некоторой точкой и поверхностью сжимаемой пластинки; t — временная переменная. На границе раздела с взрывчатым веществом $m=0$, $p_{нач}=\text{const}$ и $V_{нач}=\text{const}$. На фронте ударной волны для массовой скорости и скорости фронта в массовых единицах уравнения такие:

$$u_\Phi = c_0 \frac{1 - \frac{V_\Phi}{V_0}}{\sqrt{2 \frac{V_\Phi}{V_0} - 1}},$$

$$\frac{dm_\Phi}{dt} = \frac{c_0}{V_0} \frac{1}{\sqrt{2 \frac{V_\Phi}{V_0} - 1}}.$$

Свойства неоднородной среды заданы трехчленными формулами по степеням массовой координаты:

$$V_0 = V_{00} (1 + \alpha m + \beta m^2),$$

$$c_0 = c_{00} (1 + \chi m + \delta m^2).$$

Здесь V_{00} , c_{00} , α , β , χ , δ — произвольно задаваемые постоянные. Такой выбор исходного удельного объема и скорости звука обладает достаточной гибкостью при изучении влияния степени неоднородности по обоим параметрам V_0 и c_0 .

Произведено сравнение решений, полученных с помощью степенного разложения величин и численного счета на ЭВМ. В разложениях находятся члены до квадратичного включительно вблизи $m=0$ и $t=0$. Из-за громоздкости приводим лишь выражение для удельного объема на фронте волны

$$\begin{aligned} V_\Phi = V_{нач} & \left[1 + m \left(\alpha \frac{3\theta^2 - 2\theta + 1}{\theta(\theta + 1)} + 3\chi \frac{(1 - \theta)(2\theta - 1)}{\theta(\theta + 1)} + \right. \right. \\ & + m^2 \left\{ \delta (4 - \theta) \frac{(1 - \theta)(2\theta - 1)}{\theta(2\theta - \theta^2 + 1)} + \beta \frac{(-\theta^3 + 4\theta^2 - 2\theta + 1)}{\theta(2\theta - \theta^2 + 1)} + \right. \\ & + \frac{(1 - \theta)(2\theta - 1)}{2\theta(2\theta - \theta^2 + 1)(\theta + 1)^2} [\chi^2 (23\theta^3 - 46\theta^2 - 47\theta + 40) + \\ & \left. \left. + \alpha^2 (5\theta^3 - 6\theta^2 - 9\theta + 4) + \chi\alpha (-22\theta^3 + 38\theta^2 + 50\theta - 22) \right] \right\} \right], \end{aligned}$$

$$\text{где } \theta = \frac{V_{нач}}{V_{00}}.$$

Эти решения позволяют аналитически исследовать влияние переменности параметров среды и достаточно хорошо совпадают с результатами численного решения. Кроме того, эти разложения использовались в качестве стартовых при счете на ЭВМ.

Система уравнений (1), (2) аппроксимирована по явной схеме второго порядка точности с промежуточным слоем [8]. Выбор такой схемы обоснован следующими соображениями. Явные схемы позволяют наиболее экономно использовать ограниченную емкость быстродействующих устройств ЭВМ. Они более удобны для программирования. Особенно важное преимущество явных схем составляет их локальный характер [7]. На рис. 1—4 приведена часть расчетных кривых для случая падающей плотности и скорости звука. Числовые значения α , β , γ , δ рассмотренных вариантов приведены в таблице ($\rho_{00} = 2,7 \text{ г/см}^3$, $c_{00} = 0,387 \cdot 10^6 \text{ см/с}$ для всех вариантов). На графиках сплошные кривые построены по результатам счета на ЭВМ, штриховые — решение разложением.

Полученные результаты сводятся к следующему:

1. При распространении ударной волны по среде с падающей плотностью давление падает. Чем круче кривая падения начальной плотности, тем сильнее уменьшается давление в ударной волне. Если на-

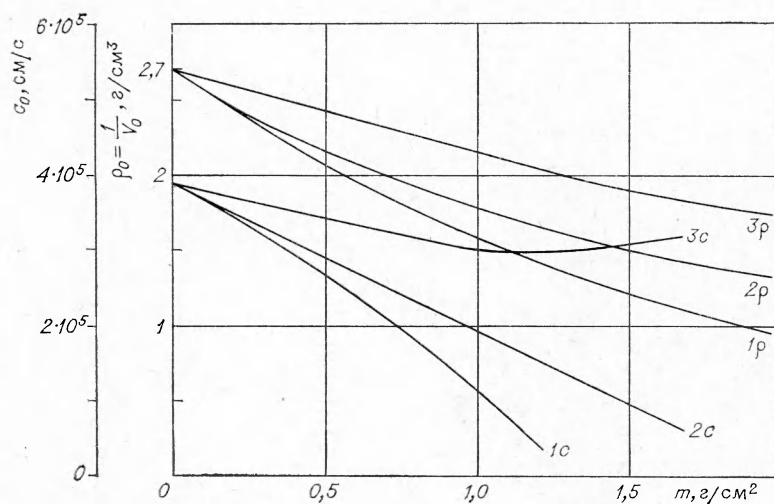


Рис. 1.

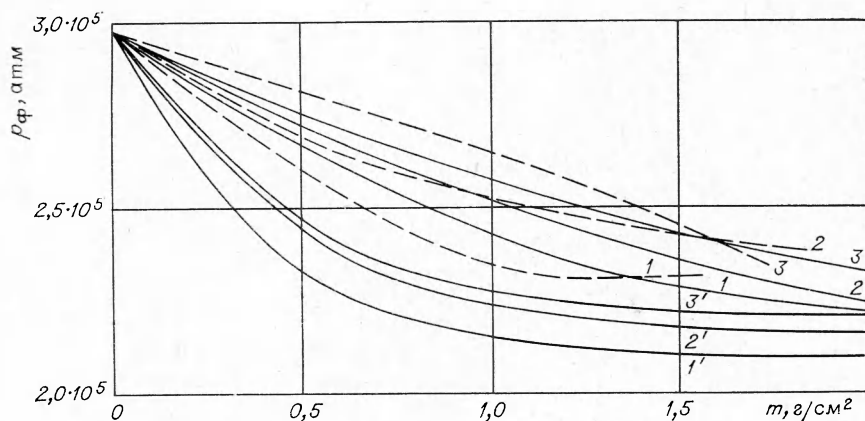


Рис. 2.

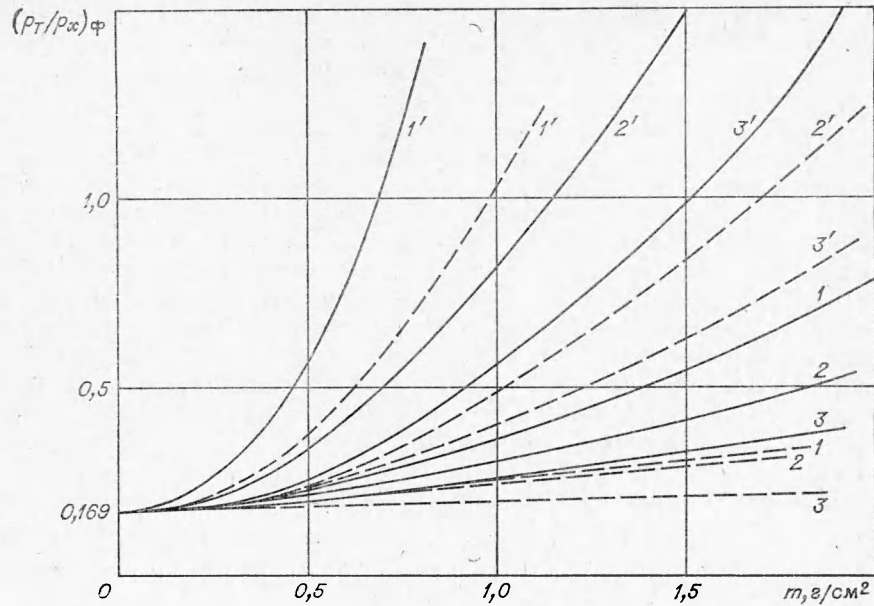


Рис. 3.

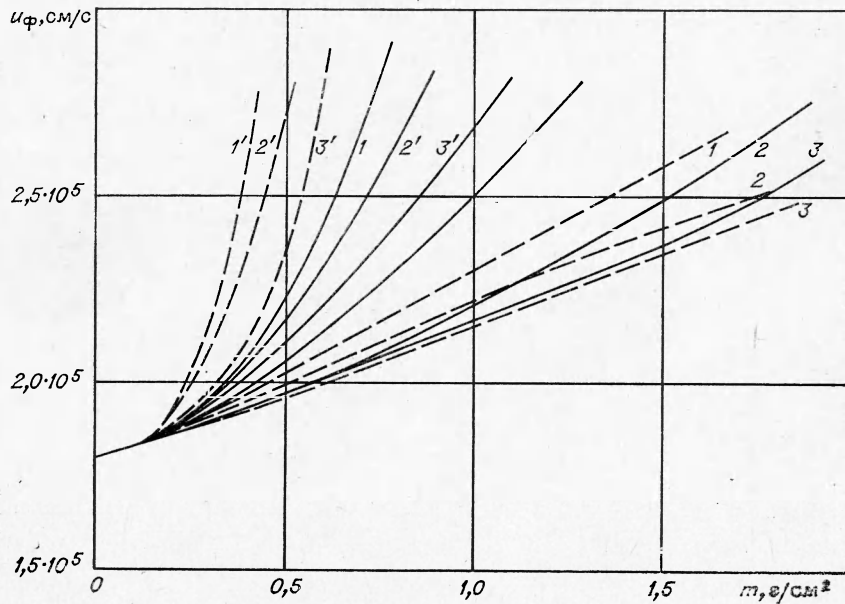


Рис. 4.

начальная скорость звука падает, эффект увеличивается, при растущей начальной скорости звука — наоборот.

2. Роль теплового возбуждения атомов в процессе прохождения ударной волны по среде с падающей плотностью возрастает и тем больше, чем сильнее падает начальная скорость звука. Изменение начальной плотности среды на доле теплового давления в общем давлении сказывается меньше, чем изменение начальной скорости звука.

3. Скачок скорости (скачок температуры) на фронте ударной волны увеличивается по мере уменьшения начальной плотности. Для сред с более плавной кривой изменения начальной плотности массовая ско-

рость, как и следовало ожидать, изменяется медленнее. Падение начальной скорости звука вместе с начальной плотностью увеличивает изменение скачка скорости на фронте. Рост начальной скорости звука влияет на изменение массовой скорости вещества в обратную сторону.

Вариант	α	β	κ	δ
1	0,5	0,2	0	0
1'	0,5	0,2	-0,5	-0,2
2	0,5	0	0	0
2'	0,5	0	-0,5	0
3	0,185	0,0342	0	0
3'	0,185	0,0342	-0,185	0,0342

4. Квадратичные приближения дают хорошее согласие с результатами численного решения: лучше всего для плотности сжатого вещества, несколько хуже для скорости и давления и, как следовало ожидать, хуже всего для доли теплового давления в общем давлении.

Таким образом, полученные разложения позволяют проследить за общими закономерностями влияния неоднородности начальных свойств среды на распространение ударной волны в ней. Выбирая соответствующую неоднородную среду, можно до известной степени управлять распространением в ней ударной волны.

В заключение приношу благодарность А. С. Компанейцу за общее руководство работой и П. А. Ямпольскому, принявшему участие в постановке настоящей задачи.

Поступила в редакцию
25/1 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гандельман, Д. А. Франк-Каменицкий. Докл. АН СССР, 1956, 107, 811.
2. Ю. П. Райзер. ПМТФ, 1964, 4, 49.
3. Ю. П. Райзер. Докл. АН СССР 1963, 153, 551.
4. W. Choster, R. Collins. Isr. Technol. 1970, 8, 4, 345.
5. J. D. Shragan, J. P. Hupé, V. Ahlborn. J. Fluid. Mech., 1970, 43, 3, 487.
6. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
7. Х. С. Кастенбойм. Канд. дисс. М., 1971.
8. Г. С. Росляков, Л. А. Чудов. Численные методы в механике сплошных сред. Ч. 3. Изд. МГУ, 1969.

УДК 662.215.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ СТЕНКИ ТРУБЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ВНУТРЕННЕГО ЗАРЯДА ВВ

Н. Н. Тарасенко

(Днепропетровск)

Вопрос о движении стенки трубы, находящейся под внутренним или наружным давлением, рассматривается в ряде работ [1—9]. В работах [3—9] исследуется (в основном теоретически) радиальное движение стенки трубы под действием продуктов детонации (ПД) внутренне-