

Приведем механизм движения модели (пластинки) в идеальной жидкости с указанным выше дополнением.

В начальный момент тело и жидкость в покое. Ось тела (пластинки) расположена в плоскости  $xz$ , кривизна оси, как функция ее длины, меняется по линейному закону; пусть при этом в конце оси кривизна равна нулю и кривизна увеличивается при убывании  $x$  (фиг. 1). В пластинке создается напряжение, пропорциональное кривизне. Напряжение сохраняется до момента, когда ось пластинки станет прямой. Потенциальная энергия напряжения перейдет в кинетическую энергию плоской пластинки. Получит движение также жидкость. В зависимости от параметров, определяющих пластинку и жидкость, пластинка пройдет определенный путь и остановится (почти остановится). Можно ли теперь, без существенного сдвига тела, привести его по форме в исходное положение? Ранее предполагалось, что это можно сделать за счет малого напряжения; привести его в исходную форму при малом сдвиге. Однако в схеме идеальной жидкости при этом тело сдвинется влево и получим не только исходную форму, но и исходное положение — движение не получится.

Тело можно вернуть к первоначальной форме, почти не меняя его положения путем следующих деформаций.

Первой деформацией, сохраняя плоскость  $xy$  как плоскость симметрии пластинки, трансформирует ее так, чтобы ось пластинки превратилась в линию, одинаковую с начальной средней линией пластинки (фиг. 2).

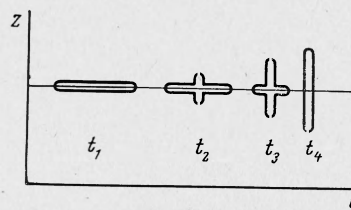
Полученную пластинку подвергнем новой деформации так, чтобы каждое сечение пластинки плоскостью  $x = \text{const}$ , перешло в такое же, но ему перпендикулярное (фиг. 3).

В результате второй деформации получим почти неподвижное тело с исходными данными (повернутое на  $90^\circ$  около оси  $x$ ). Повторяя процесс, тело можно двигать неограниченно долго с «любой» скоростью только за счет внутренних усилий, без создания особенностей в жидкости.

Тот же вывод можно получить в условиях, описанных в упомянутой ранее заметке при прямой деформации плоской пластинки в начальную форму, если ввести вязкость среды — чем больше скорость деформации, тем больше должна быть вязкость.

Приведенные качественные соображения могут быть развиты в различных направлениях с учетом вязкости и возникающих в жидкости особенностей. При разных исходных данных и описанной выше схеме изгибных деформаций роль вихрей в тяговой силе вихревой пелены интересно оценить. Интересно найти наиболее выгодные формы плавающих тел и законы их деформаций.

Поступила 5 IX 1972



Фиг. 3

УДК 534.222.2

## ВЛИЯНИЕ УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ НА РАЗЛЕТ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ

А. В. Каширский, Л. П. Орленко, В. Н. Охитин

(Москва)

В работе приводятся результаты численного решения некоторых задач о разлете продуктов детонации (ПД) для различных форм уравнения состояния.

Наиболее распространенным уравнением, описывающим расширение ПД, является изэнтропа, предложенная в [1]

$$p = A\rho^k \quad (1)$$

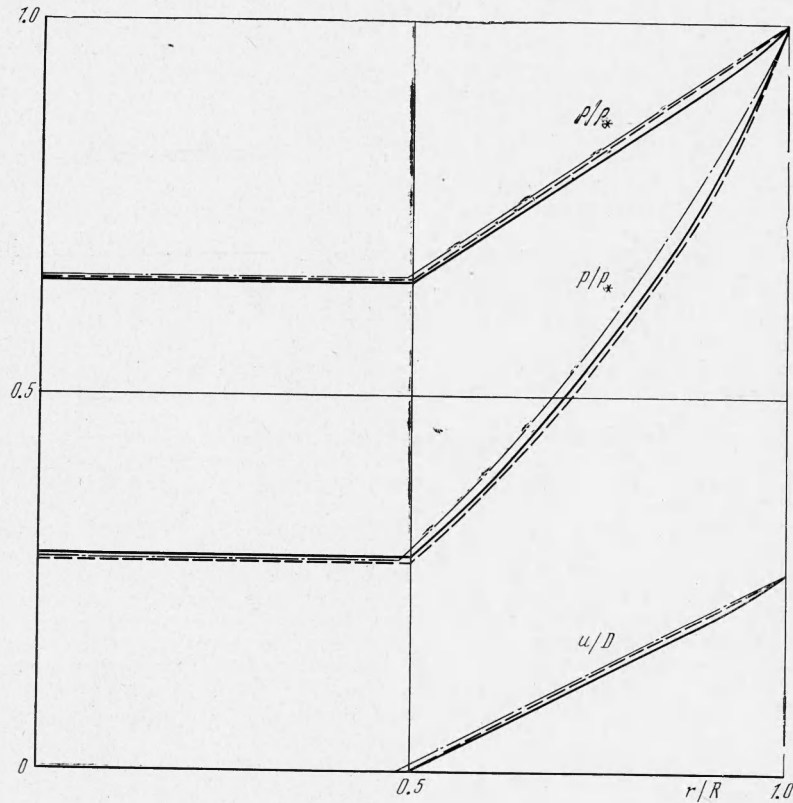
где для мощных ВВ  $k \approx 3$ .

Однако (1) справедливо только в области высоких давлений и не дает возможности получить полное уравнение состояния ПД. Этим объясняется появление большого ко-

личества работ, посвященных изучению уравнения состояния продуктов взрыва (см., например, [2,3]).

Для получения уравнения состояния ПД обычно задаются определенной функциональной зависимостью между параметрами  $p$ ,  $\rho$ ,  $E$ , постоянные коэффициенты в которой ищутся по экспериментальным данным или на основании расчетов.

Наличие различных уравнений состояния для ПД ставит вопрос о влиянии его формы на результаты решения газодинамических задач. Эта проблема затронута в [4], в которой для одного и того же ВВ использовалось уравнение состояния ПД в двух формах.



Фиг. 1

Для решения практических задач желательно выбрать простейшую форму уравнения состояния, обеспечивающую достаточную точность.

Дальнейшим уточнением (1) является представление изэнтропы ПД в форме степенного двухчлена

$$p = A\rho^n + B\rho^{\gamma+1} \quad (n > \gamma + 1) \quad (2)$$

Эта зависимость дает возможность представить изэнтропу в виде гладкой кривой (в отличие от [5]), достаточно хорошо описывающей расширение ПД не только в области высоких, но и низких давлений.

Из (2) получим выражение для логарифмического наклона изэнтропы  $k$

$$k = \frac{\rho}{p} \frac{dp}{d\rho} = n - B \frac{\rho^{\gamma+1}}{p} [n - (\gamma + 1)] = n - B \frac{n - (\gamma + 1)}{A\rho^{n-(\gamma+1)} + B} \quad (3)$$

откуда следует, что при  $\rho \rightarrow 0$

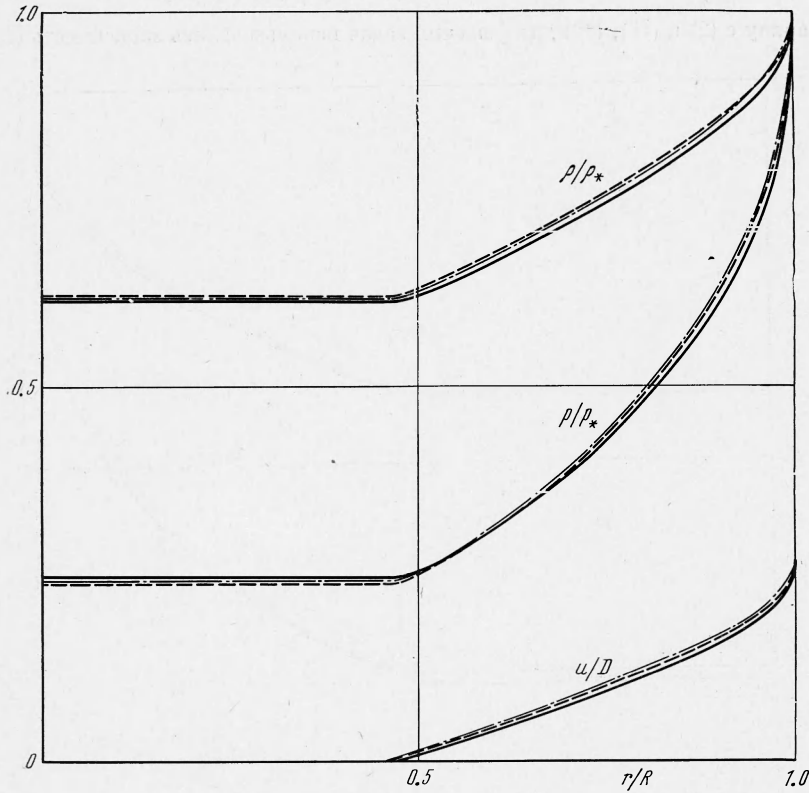
$$k \rightarrow k_0 = 1 + \gamma \quad (4)$$

Для бризантных ВВ [5]  $k_0 = 1.25 \div 1.35$ .

При использовании первого закона термодинамики из (2) получается полное уравнение состояния ПД в форме Ми — Грюнайзена

$$p = A [1 - \gamma / (n - 1)] \rho^n + \gamma \rho E \quad (5)$$

Это уравнение может быть использовано для решения более сложных адиабатических задач.



Фиг. 2

Коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $n$  и  $\gamma$  определяются по параметрам в точке Чепмена — Жуго

$$p_* = A \rho_*^n + B \rho_*^{\gamma+1} \quad (6)$$

$$k_* = u_*^2 B \rho_*^{\gamma+1} (n_* - \gamma - 1) / p_* \quad (7)$$

$$p_* = A [1 - \gamma / (n - 1)] \rho_*^n + \gamma \rho_* E_* \quad (8)$$

$$E_* = 1/2 p_* (1 / \rho_0 - 1 / \rho_*) + Q \quad (9)$$

где  $\rho_0$ ,  $Q$  — плотность и теплота взрыва ВВ.

При использовании (4) система уравнений (6) — (9) полностью определяет коэффициенты в уравнении состояния (5) и изэнтропе (2).

Для проверки возможности использования изэнтропы ПД в форме (2) при решении газодинамических задач для двух взрывчатых веществ (состав В и гексоген) были численно решены задачи о плоской, цилиндрической и сферической детонациях и задача о разлете ПД в пустоту за фронтом плоской детонационной волны. Вместе с уравнением (2) для выбранных ВВ при решении использовались изэнтропы, полученные в работах [2,3].

Для состава В [3]

$$p = A \exp\left(-\frac{R_1 \rho_0}{\rho}\right) + B \exp\left(-\frac{R_2 \rho_0}{\rho}\right) + G \rho^{\gamma+1} \quad (10)$$

где коэффициенты  $A$ ,  $B$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $G$  и  $\gamma$  брались из [3].

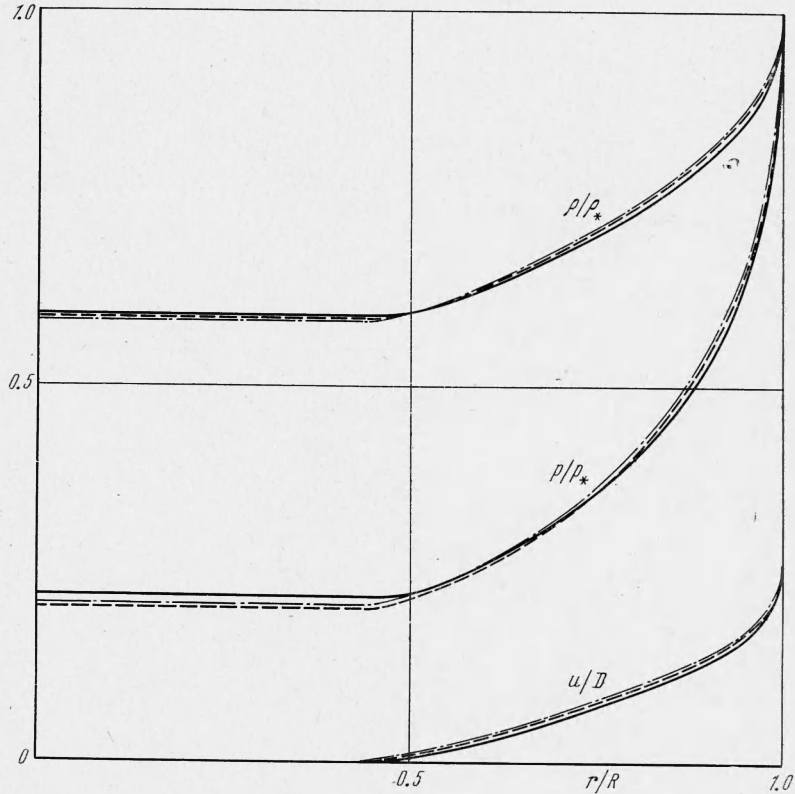
Для гексогена по данным работы [2] была подобрана степенная аппроксимация для показателя  $k$

$$k = \frac{\rho}{p} \frac{dp}{d\rho} = a_0 + a_1\rho + a_2\rho^2 + a_3\rho^3 + a_4\rho^4 + a_5\rho^5 \quad (11)$$

интегрируя которую для изэнтропы разгрузки получаем

$$p = G\rho^{a_0} \exp(a_1\rho + a_2\rho^2/2 + a_3\rho^3/3 + a_4\rho^4/4 + a_5\rho^5/5) \quad (12)$$

Наряду с (2) и (10), (12) для решения задач использовалась зависимость (1).



Фиг. 3

На фиг. 1, 2, 3 приведены распределения давления  $p$ , плотности  $\rho$  и массовой скорости  $u$  соответственно для плоской, цилиндрической и сферической детонационных волн в гексогене. Сплошными линиями нанесены результаты, полученные для уравнения (12); пунктирными — для уравнения (1); штрихпунктирными — для уравнения (2). Для состава В получаются аналогичные результаты.

Как видно из фигур, в случае детонации для любой симметрии все три изэнтропы дают практически совпадающие результаты. (Надо учесть, что на фигурах все решения приведены к параметрам на детонационном фронте, которые соответствуют изэнтропе (12). Поэтому для уравнения (1) на фронте  $u/D \neq 0.25$ .) В связи с этим для практических расчетов отдавать предпочтение более сложным изэнтропам по сравнению с (1) в данных задачах, очевидно, не имеет смысла, тем более что в случае использования (1) полученное решение пригодно для любого ВВ.

Результаты решения задач о цилиндрической и сферической детонационных волнах с большой точностью аппроксимируются зависимостями

$$p/p_* = 1 - A_p(R/r - 1)^{0.5} + B_p[(R/r)^{\beta_p} - 1]$$

$$u/D = 0.25 - A_u(R/r - 1)^{0.5} + B_u[(R/r)^{\beta_u} - 1] \quad \text{при } r_1 \leq r \leq R \quad (13)$$

$$p/p_* = p_1, \quad u/D = 0 \quad \text{при } 0 \leq r \leq r_1 \quad (14)$$

где  $R$  — радиус детонационного фронта,  $r_1$  — радиус стационарной зоны, а коэффициенты в (13), (14) равны

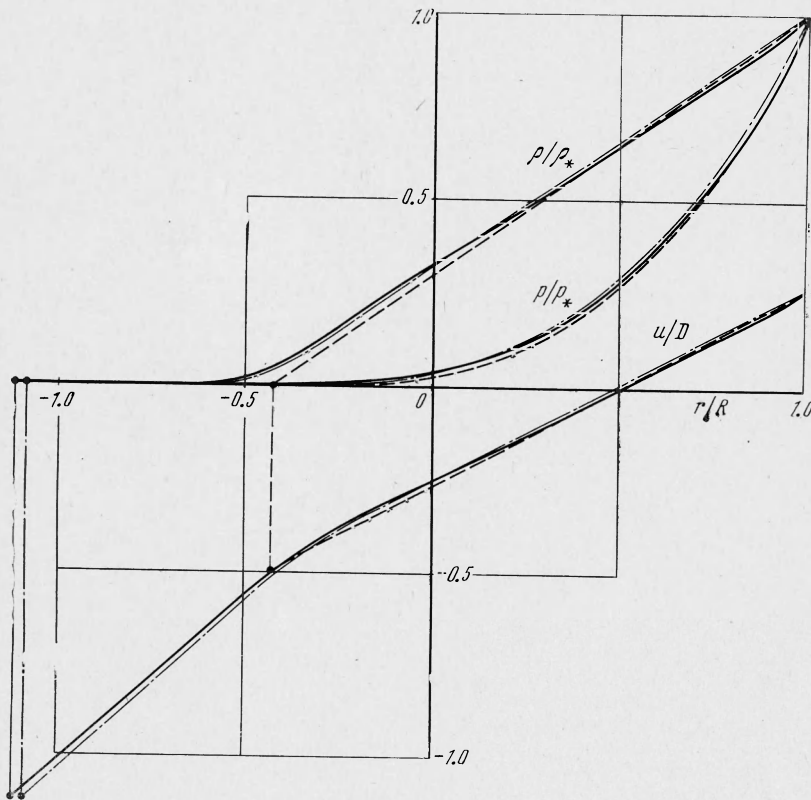
для сферической волны

$$\begin{aligned} A_p &= 1.73, & B_p &= 3.103, & \beta_p &= 0.39, & p_1 &= 0.223 \\ A_u &= 0.421, & B_u &= 0.297, & \beta_u &= 0.68, & r_1 &= 0.455R \end{aligned} \quad (15)$$

для цилиндрической волны

$$\begin{aligned} A_p &= 1.294, & B_p &= 0.703, & \beta_p &= 0.84, & p_1 &= 0.249 \\ A_u &= 0.3002, & B_u &= 0.0163, & \beta_u &= 2.18, & r_1 &= 0.472R \end{aligned} \quad (16)$$

В задачах, где расширение ПД происходит до давлений, близких к нулю, использование уравнения (1) приводит к значительным ошибкам. Это видно из фиг. 4, на ко-



Фиг. 4

торой представлены результаты решения задачи о разлете продуктов детонации в пустоте за фронтом плоской детонационной волны в гексогене (обозначения на фиг. 4 такие же, как на предыдущих фигурах). В то же время изэнтропы (2) и (12) дают практически совпадающие результаты.

Для изучения возможности использования уравнения состояния ПД в форме (5) в адиабатических задачах был просчитан вариант задачи [6] о разлете цилиндрической оболочки (с коэффициентом нагрузки  $\beta = 2$  и удлинением  $l_0 / r_0 = 2$ ) под действием скользящей детонационной волны. Схема процесса приведена на фиг. 5.

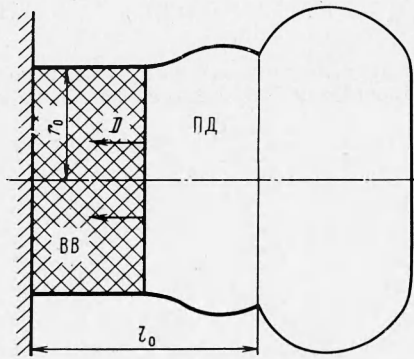


Указанная задача решалась для пентолита как с помощью уравнения (5), так и с использованием уравнения состояния для ПД

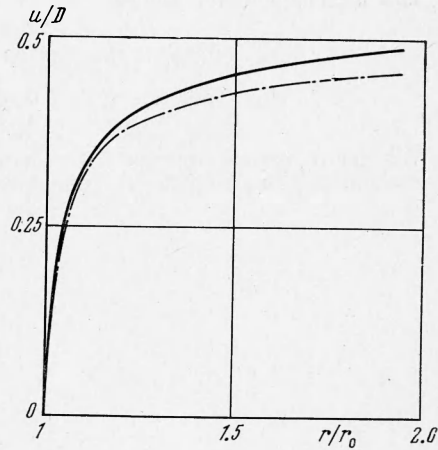
$$p = A\rho E + B\rho^4 + G \exp(-k/\rho) \quad (17)$$

которое приведено в работе [4].

На фиг. 6 представлен график набора скорости оболочки вблизи жесткой стенки для обоих уравнений (сплошная линия соответствует уравнению (17); штрихпунктирная — уравнению (5)). Разница в конечных результатах  $\sim 6\%$ .



Фиг. 5



Фиг. 6

Проведенный анализ показывает, что для расчетов газодинамических задач действия взрыва с достаточной степенью точности можно воспользоваться простым уравнением состояния (5) и его изэнтропой (2), коэффициенты в которых определяются для любого ВВ по известным параметрам в точке Чепмена — Жуге.

Наличие изэнтропы ПД в аналитической форме (2) существенно упрощает решение изэнтропических задач.

Поступила 13 XI 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Станюкович К. П. Об изучении детонации конденсированных взрывчатых веществ. Докл. АН СССР, 1945, т. 46, № 9.
2. Зубарев В. Н., Телегин Г. С. Расчет состава продуктов взрыва и параметров детонации конденсированных ВВ. Докл. АН СССР, 1964, т. 158, № 2.
3. Kury J. W., Hornig H. C., Lee E. L., McDonnell J. L., Arnelias D. L., Finger M., Strange F. M., Wilkins M. L. Metal acceleration by chemical explosives. Proc. 4-th Sympos. (Internat.) Detonat. White Oak, Md, 1965, Washington, 1967.
4. Walker W. A., Sternberg H. M. The Champen-Gouguet isentrope and the underwater shock wave performance of pentolite. Proc. 4-th Sympos. Detonat. White Oak, Md, 1965, Washington, 1967.
5. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
6. Каширский А. В., Коровин Ю. В., Одинцов В. А., Чудов П. А. Численное решение двумерной нестационарной задачи о движении оболочки под действием продуктов детонации. ПМТФ, 1972, № 2.