

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).

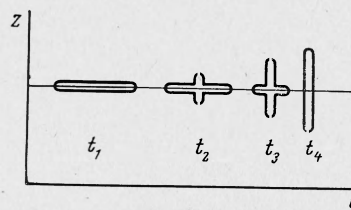
Полученную пластинку подвергнем новой деформации так, чтобы каждое сечение пластинки плоскостью  $x = \text{const}$ , перешло в такое же, но ему перпендикулярное (фиг. 3).

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]

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

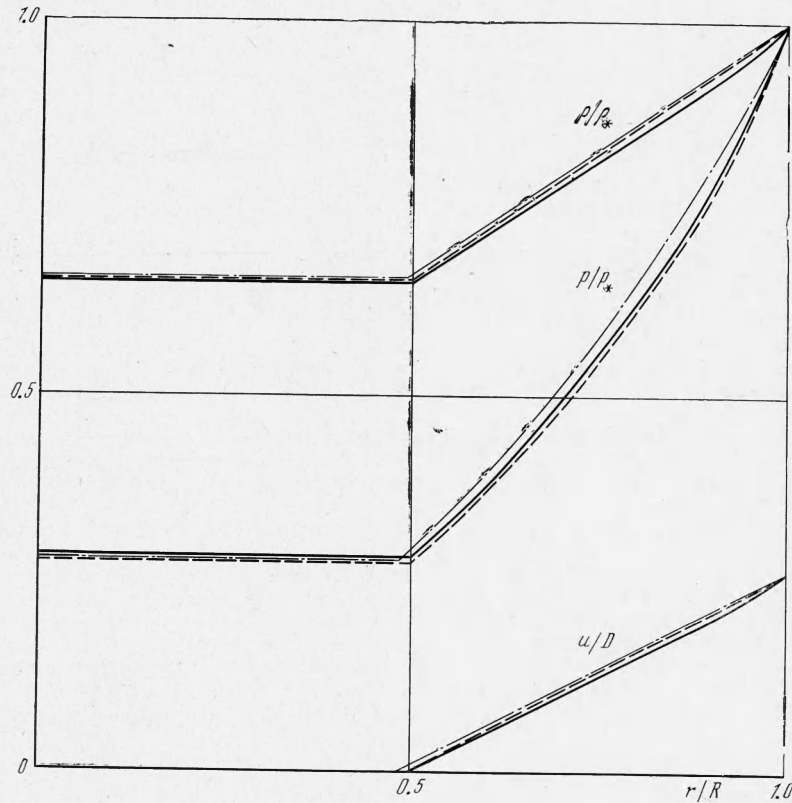
где для мощных ВВ  $k \approx 3$ .

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  $\rho \rightarrow 0$

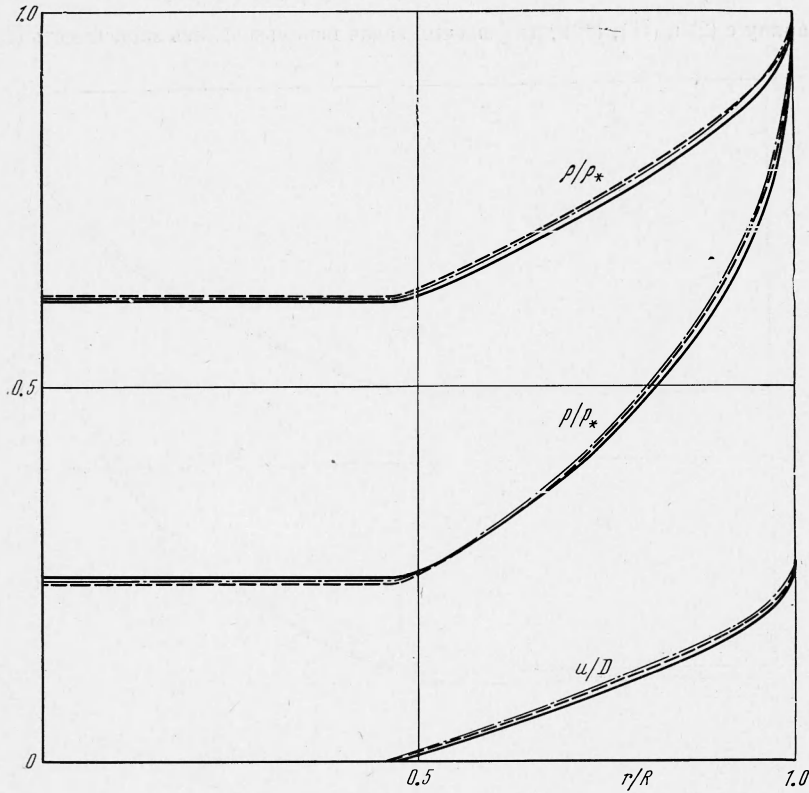
$$k \rightarrow k_0 = 1 + \gamma \quad (4)$$

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].

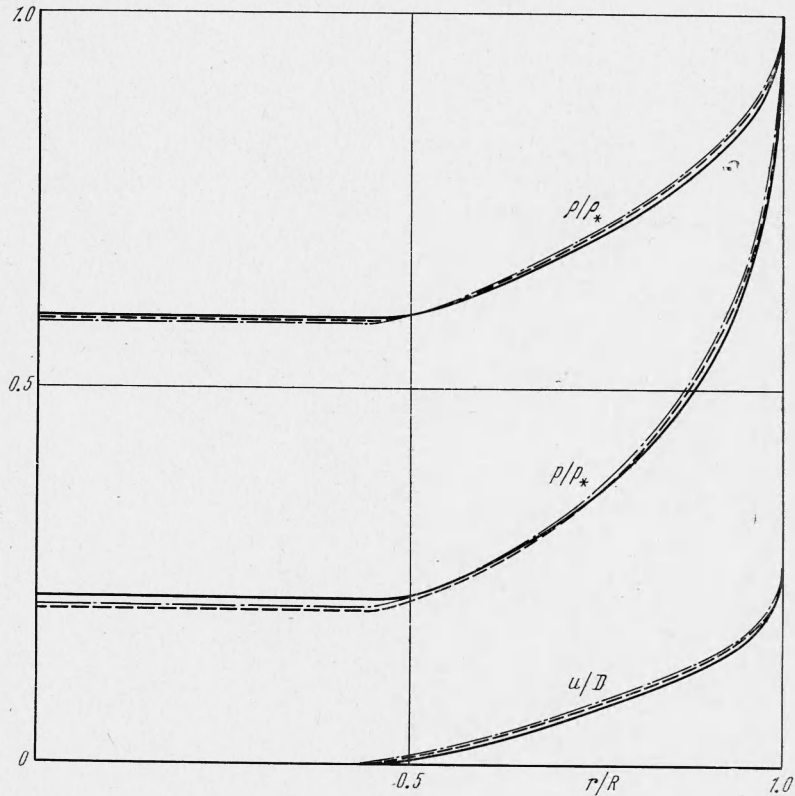
Для гексогена по данным работы [2] была подобрана степенная аппроксимация для показателя  $k$

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

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

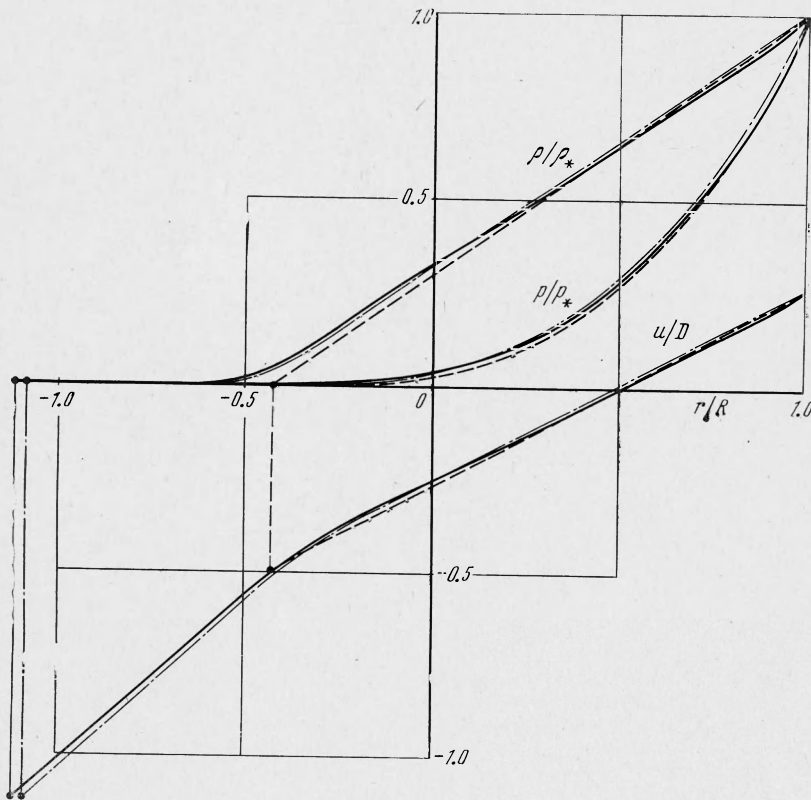
для сферической волны

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

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.

