

5. Г. А. Ададуров, И. М. Баркалов и др. Докл. АН СССР, 1965, 165, 851.
6. П. Ю. Бутягин. Усп. химии, 1971, XL, 11.
7. П. А. Япольский, Т. Н. Игнатович. ХВЭ, 1970, 4, 74.
8. Г. А. Ададуров, В. В. Густов и др.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
9. А. Н. Михайлов. Канд. дис. ОИХФ АН СССР, 1968.
10. Г. А. Ададуров, В. В. Густов и др. ФГВ, 1972, 8, 4.
11. И. Н. Дулин, В. Н. Зубарев, А. Г. Казакевич. ХВЭ, 1969, 3, 372.
12. Н. С. Ениколопян, С. А. Вольфсон. Химия и технология полиформальдегида. М.: Химия, 1968.
13. А. А. Берлин, К. А. Богданова. ВМС, 1977, А17, 3.
14. Л. В. Бабарэ, Т. К. Гончаров и др. ВМС, 1974, А16, 5, 969.
15. В. П. Рощупкии, Н. С. Андреев, Т. К. Гончаров. ВМС, 1972, А14, 477.
16. Шапиро. Химия и технология полимеров, 1964, 4.
17. Хояши, Окамура. Химия и технология полимеров, 1964, 4.
18. В. А. Каргин, В. А. Кабапов. ЖВХО им. Д. И. Менделеева, 1964, IX, 6.
19. М. А. Брук.— В сб.: Успехи химии полимеров. М., 1968.
20. Г. И. Канель. ВИНТИ, Деп. № 477—74.
21. И. М. Воскобойников, А. Н. Афанасенков, В. М. Богомоллов. ФГВ, 1967, 3, 4.
22. M. F. Rose. Bull. Amer. Phys. Soc., 1968, 13, 11.
23. В. С. Бацапов. ИФЖ, 1967, XII, 1.
24. B. Alder.— In.: Solids under pressure. 1963.
25. M. G. Bradbury, S. D. Hamman, M. Linton. Aust. J. chem., 1970, 23, 3.
26. А. Г. Казакевич, М. Ю. Мессинев, Г. А. Ададуров. ХВЭ, 1980, 14, 1.
27. S. Okamura, K. Hayashi, S. Kitanishi. J. Polym. Sci., 1962, 58, 925.
28. А. А. Жаров, А. А. Берлин, Н. С. Ениколопян. Докл. АН СССР, 1966, 167, 1087.
29. J. Osugi. Nippon Kagaku Zasshi, 1968, 89, 5.
30. В. М. Капустян, А. А. Жаров, Н. С. Ениколопян. Докл. АН СССР, 1968, 184, 627.

ДИНАМИКА ИЗМЕНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ВЕЩЕСТВА В ЦЕНТРАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ПРИ КАМУФЛЕТНЫХ ВЗРЫВАХ В КАМЕННОЙ СОЛИ

*С. В. Бобровский, В. М. Гоголев, Б. В. Замышляев,
В. П. Ложкина
(Ленинград)*

В [1—4] приводится ряд экспериментальных и теоретических результатов по механике и термодинамике взрывов в каменной соли. Эти данные дополняются теоретическими исследованиями [5] процесса формирования продуктов в полости взрыва в гидродинамической фазе и вопросов их остывания на примере силикатных грунтов.

В настоящей работе на основе данных [1—4] и уравнения состояния [6] строится приближенная модель формирования продуктов в полости взрыва при сильных взрывах в каменной соли, рассматривается динамика изменения состояния вещества в полости и окружающего грунта при их остывании за счет процессов молекулярной теплопроводности. Количественные оценки даются применительно к условиям взрывов «Гном» и «Салмон».

Физическая модель

Описание процесса формирования газообразных продуктов в полости взрыва на гидродинамической стадии можно представить в виде следующей приближенной физической модели. В процессе распространения

фронта ударной волны в окружающем грунте частицам передается определенное количество внутренней энергии. При последующем расширении частицы могут перейти в газообразное (испаренное) состояние, более удаленные от центра взрыва частицы — в двухфазное состояние. Затем будут следовать зоны расплава, пластической деформации и т. д. [1—4]. Частицы в газообразном и двухфазном состояниях будут вброшены в полость взрыва. Вследствие перемешивания продукты в полости взрыва достаточно быстро придут в состояние термодинамического равновесия. Вещество будет находиться либо в состоянии перегретого пара (рис. 1, *A*), либо в двухфазном состоянии (рис. 1, *B*). В первом случае газы будут иметь температуру, превышающую температуру кипения. Произойдет доиспарение окружающей среды, и состояние вещества в полости перейдет из точки *A* в точку *C*.

Так как слои грунта, примыкающие к границе полости (зоны плавления, пластических деформаций и т. п.), будут иметь более высокие температуры по сравнению с периферийным массивом грунта, за счет молекулярной теплопроводности произойдет передача тепла от границы полости. Начнется остывание продуктов полости взрыва. Это приведет к следующим процессам. Остывание газов вызовет их постепенную конденсацию с выделением скрытой теплоты испарения. За счет этого эффекта начнется дополнительный прогрев окружающего грунта и увеличится зона плавления в некоторый начальный период остывания полости. По мере остывания полости давление в ней уменьшится. Это окажет влияние на процесс конденсации, так как температура испарения зависит от давления. В последующие периоды после конденсации основной массы испаренного грунта зона плавления будет уменьшаться.

Основываясь на изложенной физической модели, рассмотрим задачу об оценке начального состояния продуктов полости (состояние после доиспарения) и динамике их остывания.

Оценка начального состояния продуктов в полости взрыва

Для описания состояния частиц в процессе изэнтропической разгрузки необходимо знать закономерности изменения параметров фронта ударной волны в зависимости от его расстояния до центра взрыва. Для этих целей использовались данные [1—4]. Уравнения состояния, изэнтропы разгрузки, области двухфазных состояний при плавлении и испарении, приведенные в работе [6], позволили сделать привязку изэнтроп к лагранжевым частицам. Через них дано описание термодинамического состояния каждой лагранжевой частицы, которое в общем случае может быть представлено в виде

$$v = v(p, r), \quad \varepsilon = \varepsilon(p, r), \quad (1)$$

где v — удельный объем; ε — удельная внутренняя энергия; p — текущее давление; r — лагранжев радиус частицы (расстояние от центра взрыва до частицы в момент прохождения фронта волны через нее).

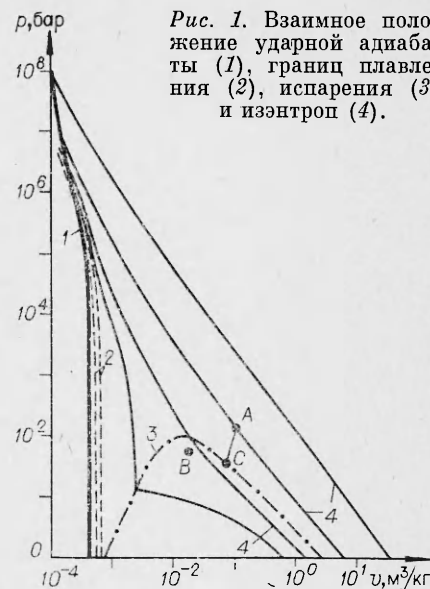


Рис. 1. Взаимное положение ударной адиабаты (1), границ плавления (2), испарения (3) и изэнтроп (4).

На основании этих данных состояние вещества в полости при окончании ее расширения оценивалось с помощью закона сохранения энергии всей массы грунта, вошедшего в полость. Возможны два случая.

В первом случае весь грунт в полости находится в состоянии перегретого пара. Закон сохранения энергии будет иметь вид

$$E_s = E_{\pi} + p(V_{\pi} - V_s), \quad (2)$$

где E_s — полная запасенная энергия частиц грунта, вошедших в полость, при изэнтропическом расширении до данного давления; E_{π} — энергия в полости после перемешивания; V_{π} — объем полости; V_s — объем газов при изэнтропическом расширении до давления p (до перемешивания частиц). Приведенные величины вычисляются с помощью следующих зависимостей:

$$\begin{aligned} E_s &= 4\pi\rho_0 \int_0^{r_{\pi}} \varepsilon(p, r) r^2 dr, \\ V_s &= 4\pi\rho_0 \int_0^{r_{\pi}} v(p, r) r^2 dr, \\ E_{\pi} &= \varepsilon_{\pi} M, \\ M &= \frac{4}{3} \pi \rho_0 r_{\pi}^3, \end{aligned} \quad (3)$$

где M — масса грунта в полости; ε_{π} — удельная внутренняя энергия; ρ_0 — начальная плотность грунта; r_{π} — лагранжев радиус полости, определяемый, согласно модели, как радиус начала зоны плавления. Будем предполагать, что размеры полости (V_{π}) известны. Система (2), (3) дополняется уравнением состояния грунта в полости

$$\varepsilon = \varepsilon(v, p), \quad v = V_{\pi}/M, \quad (4)$$

а также зависимостью лагранжева радиуса начала зоны плавления от давления

$$r_{\pi} = r_{\pi}(p), \quad (5)$$

которая строится по аналогии с (4) на основе уравнений состояния из [6]. Система (2) и (5) с учетом промежуточных соотношений (3), (4) содержит неизвестные (r_{π} ; p). При данном V_{π} ее решение позволяет определить термодинамическое состояние продуктов в полости.

Во втором случае грунт в полости находится в двухфазном состоянии. Поэтому изменяется вид внутренней энергии продуктов в полости

$$\begin{aligned} E_{\pi} &= M_{\Gamma} \varepsilon_{\Gamma} + M_{\text{p}} \varepsilon_{\text{p}}, \\ M_{\Gamma} + M_{\text{p}} &= \frac{4}{3} \pi \rho_0 r_{\pi}^3, \\ V_{\pi} &= M_{\Gamma} v_{\Gamma} + M_{\text{p}} v_{\text{p}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где M_{Γ} , M_{p} — массы газа и расплава на кривой двухфазного состояния [6]; v_{Γ} , v_{p} — удельные объемы газа и расплава на той же кривой. Соотношения (2)–(6) позволяют при данном объеме V_{π} определить термодинамическое состояние продуктов в полости. Числовые оценки состояния продуктов в полости для взрывов «Гном» (приведенный радиус полости $R_{\pi} = 12,4$ м/кг^{1/3}) и «Салмон» ($R_{\pi} = 9,6$ м/кг^{1/3}) [1–4] показали, что реализуется первый случай.

Состояние продуктов полости после процесса доиспарения определяется на основании закона сохранения энергии в виде

$$\varepsilon_{\pi} M + 4\pi\rho_0 \int_{r_{\pi}}^{r_{\pi 1}} \varepsilon r^2 dr = \frac{4}{3} \pi r_{\pi 1}^3 \rho_0 \varepsilon_{\pi 1} + \int_{V_{\pi}}^{V_{\pi 1}} p dV, \quad (7)$$

где $r_{\pi 1}$ — лагранжев радиус полости после доиспарения; $V_{\pi 1}$ — объем полости; $\varepsilon_{\pi 1}$ — удельная внутренняя энергия вещества в полости после доиспарения. Ввиду того, что доиспаряется сравнительно тонкий слой, интеграл в правой части (7) мал, им можно пренебречь.

Рассчитанные с помощью изложенной схемы параметры состояния вещества в полости приведены в таблице, где в целях удобства масса вещества в полости M и лагранжев радиус полости $r_{\pi 1}$ отнесены к энергии взрыва (энергия взрыва «Гном» в соответствии с [1] принята 3,4 кт, а взрыва «Салмон» — 5,3 кт [3]). Отметим, что различие в параметрах состояния связано с относительными размерами полостей взрыва.

Постановка задачи об остывании продуктов в полости взрыва

Рассмотрим физическую и математическую постановку задачи об остывании полости. В целях ее упрощения сделаем ряд допущений. Предположим, что весь расплав, образовавшийся в результате действия ударной волны и последующей конденсации газов, распределяется равномерно на стенках полости. Эффектом стекания расплава на дно полости будем пренебрегать. Процесс теплообмена внутри газов полости считается происходящим мгновенно.

Вследствие малости суммарной толщины слоя расплава и слоя прогретого кристаллического грунта с большим градиентом температур по сравнению с конечным радиусом полости (3%) рассмотрим задачу в плоской постановке. Введем специальную систему координат: ось x направим по радиусу в сторону холодного грунта; начало разместим в точке, в которую переместится граница полости после полной конденсации газа в полости. На единицу поверхности полости будет приходиться масса газов

$$m = \frac{M}{4\pi R_{\pi}^2}. \quad (8)$$

При полной конденсации эта масса имеет толщину

$$x_0 = m/\rho_0, \quad (9)$$

которая является начальной координатой положения границы газ — расплав. Вычисленные значения m и x_0 приведены в таблице.

В принятых координатах процесс передачи тепла описывается уравнением теплопроводности

$$\lambda \cdot \partial^2 T / \partial x^2 = c\rho_0 \cdot \partial T / \partial t, \quad (10)$$

Взрыв	$t_{\max}^*, \frac{\text{с}}{\text{кг}}$	$M_{\max}, \frac{\text{т}}{\text{кг}}$	$M_0, \frac{\text{т}}{\text{кг}}$	$x \cdot 10^3, \frac{\text{м}}{\text{кг}}$	$m, \frac{\text{кг}}{(\text{м}^2 \cdot \text{кг})}$	$r_{\pi 1}, \frac{\text{м}}{\text{кг}}$	$\varepsilon_{\pi 1}, \frac{\text{Эрг}}{\text{г}}$	$v, \frac{\text{см}^3}{\text{г}}$	$M, \frac{\text{т}}{\text{кг}}$	$T, \text{К}$	$p, \frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$
	$\frac{\text{с}}{\text{кг}}$	$\frac{\text{т}}{\text{кг}}$	$\frac{\text{т}}{\text{кг}}$	$\frac{\text{м}}{\text{кг}}$	$\frac{\text{кг}}{(\text{м}^2 \cdot \text{кг})}$	$\frac{\text{м}}{\text{кг}}$	$\frac{\text{Эрг}}{\text{г}}$	$\frac{\text{см}^3}{\text{г}}$	$\frac{\text{т}}{\text{кг}}$	К	$\frac{\text{кг}}{\text{см}^2}$
«Гном» «Салмон»	6,0	845	325	4,65	100,8	2,78	$4,65 \cdot 10^4$	$41 \cdot 10^3$	1955	2670	51
	16,5	910	322	10,82	234,2	3,10	$4,18 \cdot 10^4$	$13,6 \cdot 10^3$	270	2880	83

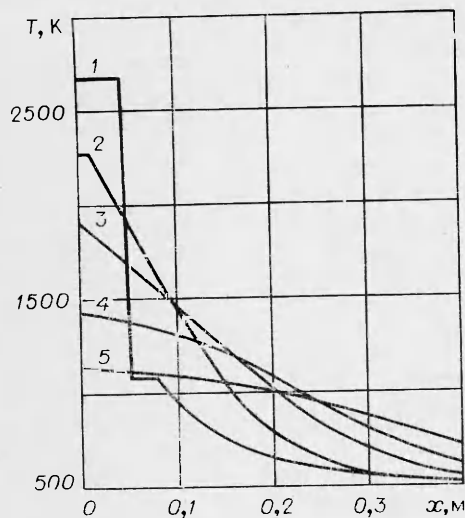


Рис. 2. Распределение температур («Гном»).
1 — $t=0$; 2 — $t=1$ ч; 3 — $t_{\text{конд}}=3,2$ ч; 4 — $t_{\text{мах.пл}}=6$ ч; 5 — $t=13$ ч.

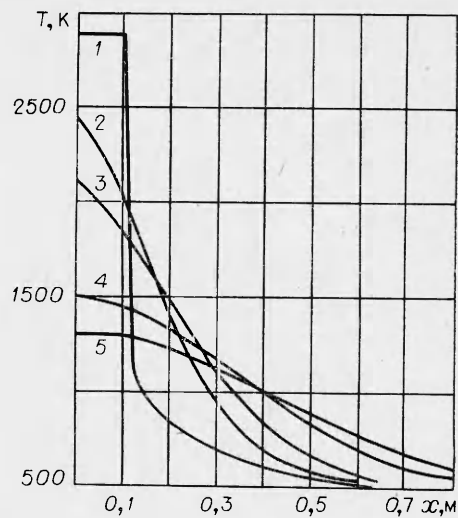


Рис. 3. Распределение температур («Салмон»).
1 — $t=0$; 2 — $t=3$ ч; 3 — $t_{\text{конд}}=6,4$ ч; 4 — $t_{\text{мах.пл}}=16,5$ ч; 5 — $t=25$ ч.

где λ , c , ρ_0 — соответственно коэффициент теплопроводности, теплоемкость и плотность грунта.

Начальное распределение температуры в грунте строится аналогично (1). Результаты расчетов начального распределения температуры в грунте

$$T(x, t)|_{t=0} = f(x) \quad (11)$$

приведены на рис. 2, 3, где горизонтальные участки относятся к газам в полости и к области частичного плавления. Граница полости вследствие конденсации имеет переменную координату

$$x = x_{\text{гр}}(t), \quad (12)$$

которая неизвестна и определяется из решения задачи в целом. На этой границе температура должна быть равна температуре кипения, определяемой на основе кривой фазового равновесия

$$T|_{x=x_{\text{гр}}(t)} = T_{\text{к}}(p). \quad (13)$$

Кроме того, тепло, выделяющееся в единицу времени за счет конденсации, должно быть равно потоку тепла от границы в массив грунта:

$$\Phi(x_{\text{гр}}) \frac{dx_{\text{гр}}}{dt} = \lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=x_{\text{гр}}}, \quad (14)$$

$\Phi(x_{\text{гр}})$ характеризует интенсивность выделения тепла при конденсации

$$\Phi(x_{\text{гр}}) = \frac{M [\epsilon_{\text{г}}(T_{\text{к}}) - \epsilon_{\text{р}}(T_{\text{к}})]}{\frac{4}{3} \pi r_{\text{пл}}^3}, \quad (15)$$

где $\epsilon_{\text{г}}$ и $\epsilon_{\text{р}}$ — удельные внутренние энергии грунта в испаренном и расплавленном состояниях; M и $r_{\text{пл}}$ даны в таблице. Для удобства использования кривая фазового равновесия [6] аппроксимирована зависимостями

$$T_K = 1265 + 460 p^{1/3,5} \text{ при } 1 \leq p \leq p_{кр}, \quad (16)$$

$$\varepsilon_r - \varepsilon_p = \begin{cases} (6,78 - 2,1 \cdot 10^{-3} T) \cdot 10^6, & 1725 \leq T \leq 2770 \text{ K} \\ (22,7 - 7,85 \cdot 10^{-3} T) \cdot 10^6, & 2770 \leq T \leq 2890 \text{ K} \approx T_{кр}. \end{cases}$$

В (16) размерности p — бар, ε — Дж/кг.

Таким образом, уравнение (10), начальное условие (11), граничные условия (13) и (14) определяют процесс остывания продуктов полости в принятой постановке. Замыкают систему уравнений соотношения, связывающие удельный объем газов в полости с давлением в соответствии с кривой двухфазного состояния [6], и выражение удельного объема газов в полости через их текущую массу и объем полости

$$p = p(v_r), \quad (17)$$

$$v_r = \frac{V_{\pi}}{M - 4\pi R_{\pi 0}^2 (\dot{\omega}_0 - x_{гр}(t))}.$$

Приведенная постановка задачи позволяет сделать ряд выводов о критериях подобия явления остывания полости в рамках принятых допущений. Из вида системы (10)–(17) следует, что для нее справедливы энергетические критерии подобия, аналогичные критериям подобия для взрыва ([7, 8] и др.). В частности, из (10)–(17) видно, что распределение температур, взаимное расположение характерных зон, давление в полости взрыва при изменении энергии взрыва E подобны при следующих соотношениях линейных размеров и времени:

$$l_2/l_1 = (E_2/E_1)^{1/3}, \quad t_2/t_1 = (E_2/E_1)^{2/3}.$$

Изменение коэффициента теплопроводности приведет только к изменению масштаба времени: $t_2/t_1 = \lambda_1/\lambda_2$.

О методе решения задачи

Поставленная задача (10)–(17) существенно нелинейна, так как граничные условия ставятся на неизвестной границе и ряд неизвестных параметров связаны между собой нелинейными термодинамическими соотношениями. Поэтому ее решение проводилось с помощью численных методов. В основу положена разностная схема интегрирования уравнения теплопроводности [9]. Однако непосредственное использование в этой схеме граничных условий (14) приводит к вычислительным трудностям, связанным со следующими обстоятельствами. Условие (14) в конечно-разностной форме связывает Δt и Δx в области конденсирующегося грунта. При этом, ввиду асимптотического характера процесса конденсации $\Delta x \rightarrow 0$ (при $\Delta t \rightarrow \infty$). Это приводит к необходимости использования переменного шага по координате x , что усложняет расчетную схему.

В связи с указанным обстоятельством использовалась приближенная схема пошаговой конденсации, существо которой состоит в следующем. Предполагается, что мгновенно конденсируется слой толщиной Δx , совпадающий по величине с разностной сеткой для уравнения (10). Затем происходит выход тепла конденсации из этого слоя в окружающий грунт. После выхода всего тепла происходит конденсация следующей порции газа и т. д. При расчете вопрос о фазовом переходе расплав — кристалл подробно не рассматривается. Зоны расплава оценивались по температуре плавления.

В соответствии с данными работ [10, 11] в расчете использовались следующие значения теплофизических констант: $\lambda = 21$ Дж/(м · с · град), $c = 10^3$ Дж/(кг · град); температура плавления $T_{пл} = 1075$ К.

Анализ результатов расчета

Результаты расчета динамики изменения температуры в полости и ее окрестности представлены на рис. 2 и 3. Начальный горизонтальный участок на кривых 1 и 2 характеризует температуру газов в полости. Отсутствие этого участка (кривые 3—5) соответствует моментам времени, когда процесс конденсации практически закончился и перераспределение температур в окружающем грунте происходит под влиянием только теплопроводности среды. Характерные времена конденсации составляли при взрыве «Гном» $3,2 \text{ ч/кт}^{2/3}$ и при взрыве «Салмон» $6,4 \text{ ч/кт}^{2/3}$. С течением времени температура у границы полости уменьшается, а в стороне от нее она увеличивается. Это ведет сначала к возрастанию массы плавления, затем количество расплава начинает уменьшаться.

На рис. 4 приведены данные по динамике изменения давления и температуры газов в полости, а также массы расплава. Для упрощения анализа масса газов включена в массу расплава. Из приведенных графиков видно, что уменьшение давления в полости в два раза при взрыве «Гном» произошло через $0,5 \text{ ч/кт}^{2/3}$, при взрыве «Салмон» — через $1,5 \text{ ч/кт}^{2/3}$. Аналогичный характер изменения имеет температура газов в полости. Следует отметить, что различие в значениях характерных временных интервалов связано с различием окончательных размеров полости и начального состояния вещества в них.

Рассмотрим вопрос об изменении масс расплава во времени. Из рис. 4 видно, что масса расплава, образовавшаяся в момент прохождения ударной волны, с течением времени возрастает до некоторого максимума, затем в результате остывания грунта начинает уменьшаться и переходить в кристаллическое состояние. Начальные (M_0) и максимальные (M_{max}) значения масс расплава, а также соответствующие им моменты времени приведены в таблице.

Из данных таблицы видно, что первоначальное количество расплава, образовавшегося под действием ударной волны, за счет молекулярной теплопроводности может увеличиться в 3 раза. При этом время образования максимального количества расплава примерно в 2 раза превышает время полной конденсации паров грунта. Представляет интерес сравнение расчетных результатов по максимальной массе расплава с экспериментальными данными. Следует отметить, что в различных источниках массы расплава отличаются друг от друга. Так, например, по данным [4] при взрыве «Гном» образовалось расплава 700 т/кт, по данным [1] — 940 т/кт. Для взрыва «Салмон» в [2] дается оценка в 940 т/кт, а в [3] — 1020 т/кт. Данные таблицы удовлетворительно согласуются с приведенными экспериментальными оценками. Кроме того, теоретическое решение позволяет объяснить увеличение приведенной массы расплава при взрыве «Салмон» по сравнению со взрывом «Гном» уменьшением начальных размеров полости.

Таким образом, выполненный анализ позволил установить характер влияния эффектов теплопроводности на состояние вещества в полости взрыва и ее окрестности на примере взрывов «Гном» и «Салмон». Удовлетворительное согласие расчетных и эксперименталь-

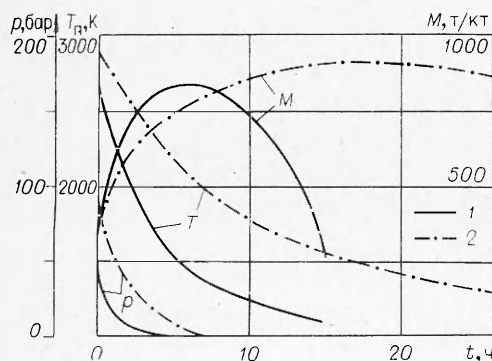


Рис. 4. Изменение состояния в полости при взрывах «Гном» (1) и «Салмон» (2).

ных данных по массам плавления можно рассматривать как свидетельство правомерности основных физических гипотез и допущений, использованных в данной работе.

*Поступила в редакцию
4/XI 1980*

ЛИТЕРАТУРА

1. C. R. Baardman, D. D. Ralband, M. C. Arther. J. Geoph. Res., 1964, 69, 16.
2. J. Wern, P. h. Randolph. J. Geoph. Res., 1966, 71, 14.
3. D. Rawson et al. J. Geoph. Res., 1966, 71, 14.
4. Б. И. Нифонтов и др. Подземные ядерные взрывы. М.: Атомиздат, 1965.
5. В. А. Егоров, В. М. Колобашкин, Н. А. Кудряшов. ФГВ, 1979, 15, 5.
6. С. В. Бобровский и др. ПМТФ, 1978, 6.
7. Л. И. Седов. Методы подобия и размерности в механике. М.: Гостехиздат, 1957.
8. Б. В. Замышляев, Ю. С. Яковлев. Динамические нагрузки при подводном взрыве. Л.: Судостроение, 1967.
9. А. А. Самарский, Ю. П. Попов. Разностные схемы в газовой динамике. М.: Наука, 1975.
10. Справочник физических констант горных пород. Под ред. С. Кларка. М.: Мир, 1969.
11. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М.: Изд-во АН СССР, 1962.

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН В ПЕНАХ

*Б. Е. Гельфанд, А. В. Губанов, Е. И. Тимофеев
(Москва)*

Экспериментальными измерениями обнаружен ряд особых черт ударно-волновых процессов в двухфазных газожидкостных средах. Имеется значительное число измерений параметров ударных волн в двух разновидностях газожидкостных систем, резко отличающихся друг от друга по концентрации жидкости в единице объема двухфазной смеси, — в средах пузырьковой структуры [1] и в средах пенистой структуры [2, 3]. Известно, что в средах пузырьковой структуры концентрация жидкости обычно меньше 500 кг/м^3 , а в исследованных образцах пен не превышала 30 кг/м^3 . Таким образом, эти два типа газожидкостных систем стоят на противоположных концах всей возможной шкалы гетерогенных систем с пузырьковой структурой.

В связи с существенным различием массовой концентрации жидкости, пены и пузырьковые системы проявляют некоторое отличие динамических свойств. Поэтому методы расчета параметров ударных волн, разработанные для пузырьковых смесей, не всегда подходят для анализа динамических процессов в пенах, где релаксационные процессы взаимодействия фаз накладывают определенные ограничения на характер наблюдаемых явлений. В то же время широкая практика применения пены и пузырьковых систем для подавления вредных последствий при взрывных работах требует создания расчетных методов оценки эффективности разрабатываемых систем, определения пределов эффективного использования предлагаемых мер защиты. Для ряда приложений оказывается достаточным, отвлекшись от рассмотрения релаксационных явлений, оценить крайние возможные значения параметров ударных волн в предпо-