

5. Каган Ю., Пушкарев В. В., Холас А. Уравнение состояния металлической фазы водорода.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 3 (9).
6. Бровман Е. Г., Каган Ю., Холас А. Свойства металлического водорода под давлением.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, №4.
7. Anderson M. S., Swenson C. A. Experimental compressions for normal hydrogen and normal deuterium to 25 kbar at 4,2 K.— Phys. Rev. B, 1974, vol. 10, N 12.
8. Циклис Д. С. Плотные газы. М., Химия, 1977.
9. Thiel M. van, Alder B. J. Shock compression of liquid hydrogen.— Molec. Phys., 1966, vol. 10, N 5.
10. Thiel M. van, Ross M. et al. Shock-wave compression of liquid deuterium to 0,9 Mbar.— Phys. Rev. Letters, 1973, vol. 31, N 16.

УДК 532.593

## РАСЧЕТЫ МОЩНОГО ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА С УЧЕТОМ ИСПАРЕНИЯ ПО ОБОБЩЕННОМУ УРАВНЕНИЮ СОСТОЯНИЯ ВОДЫ

*Л. В. Альтшулер, Б. С. Кругликов, И. И. Шарипджанов*  
(Москва)

Сложность теоретического исследования мощных подводных взрывов главным образом связана с тем, что по оценкам [1] в начальный момент достигаются гигантские давления в  $10^{10}$  бар и температуры в десятки миллионов градусов. В результате при последующем расширении образуется большой пузырь, наполненный водой в газообразном состоянии и окруженный концентрическим двухфазным слоем жидкость—пар. В то же время при взрывах химических ВВ образуется полость, содержащая в основном несконденсировавшиеся продукты взрыва, для которых нетрудно подобрать адекватные уравнения состояния, пригодные для расчета действия взрыва [2—4]. Для того чтобы учесть в расчетах мощного подводного взрыва специфику явления, связанную с испарением, диссоциацией воды и ионизацией ее составляющих, необходимо применение уравнения состояния воды в широком диапазоне изменения термодинамических параметров.

Достаточно реалистическая модель расчета мощного подводного взрыва построена в работе [5], где использовано уравнение состояния воды, описывающее всю область, охваченную ударной волной, и проведено единое рассмотрение процесса развития взрыва, но расчеты проведены для начальной стадии образования двухфазной области, причем эффекты испарения в явном виде не выявлены и не проанализированы.

В данной работе детально представлены результаты [6] по расчету методом конечных разностей мощного подводного взрыва с использованием уравнения состояния воды, разработанного одним из авторов настоящей работы [7]. Уравнение задано в аналитическом виде и описывает весь диапазон изменения термодинамических параметров, необходимый для проведения таких расчетов. Особенно детально рассчитана «ближняя» зона высокоэнтропийных состояний, определяющая объем образовавшегося пара, а также плазмы, т. е. размеры пузыря в различные моменты времени.

**1. Постановка задачи.** Задача о движении воды в результате действия взрыва решается в одномерном приближении в случае сферической симметрии. В переменных Лагранжа уравнения гидродинамики для движения среды можно представить в виде

$$(1.1) \quad \begin{aligned} u &= \partial R / \partial t, \quad \partial u / \partial t = -V \partial (p + q) / \partial R, \\ V/v &= \partial R^3 / \partial r^3, \quad T \partial S / \partial t = -q \partial V / \partial t, \end{aligned}$$

где  $t$  — время;  $r$  — радиальная координата частицы жидкости при  $t = 0$ ;  $R(r, t)$  — радиальная координата этой частицы жидкости в момент времени  $t$ ;  $V$  — удельный объем;  $v$  — его значение при  $t = 0$ ;  $u$  — скорость;  $p$  — давление;  $S$  — энтропия на единицу массы;  $T$  — температура;



значениям коэффициента Грюнайзена и обратной теплоемкости [7]. Оба эти параметра ограничены и плавно изменяются, что обеспечивает гладкость поверхности  $w(\ln V, S)$  и надежность интерполяции.

Тепловая функция аппроксимировалась выражением

$$(2.2) \quad w(\ln V, S) = w_0 + \left( \sum_{i,k} a_{ik} x^i S^k \right) / \left( 1 + \sum_{i,k} b_{ik} x^i S^k \right) + f(S),$$

где  $x = -\ln V$ , а

$$(2.3) \quad f(S) = \left( \sum_i \varphi_i S^i \right) / \left( 1 + \sum_i \kappa_i S^i \right).$$

Кривая холодного сжатия  $E_x(V)$  при плотности  $\rho \geq \rho^*$  ( $\rho^* = 0,9584 \text{ г/см}^3$ ) задавалась в виде

$$(2.4) \quad E_x(V) = E_c - a/V + \exp \left( \left( \sum_i \alpha_i x^i \right) / \left( 1 + \sum_i \beta_i x^i \right) \right).$$

При  $\rho < \rho^*$  использовалось выражение

$$(2.5) \quad E_x(V) = E'_c - \exp \left( \left( \sum_i \alpha'_i x^i \right) / \left( 1 + \sum_i \beta'_i x^i \right) \right).$$

Для отыскания аппроксимационных коэффициентов использовались данные из следующих областей диаграммы  $S - \rho$  на фиг. 1:

1 — данные динамических измерений, включая последние исследования сжимаемости льда различной плотности [9]; 2 — область многочисленных статических исследований, ограниченная изотермой  $T = 1000 \text{ С}$  и изобарой  $p = 1000 \text{ бар}$ ; 3 — результаты расчетов диссоциации молекул воды; 4 — новые расчеты по соотношениям химического равновесия состояний частичной ионизации и диссоциации [7]; 5 и 5а — области параметров, рассчитанные по теории Томаса — Ферми; 6 — область, где уравнение состояния получено путем интерполяции.

Численные значения всех коэффициентов, входящих в (2.1) — (2.5), даны в [7].

Основное отличие от предыдущих работ (например, [5]) обусловлено использованием новых данных по диссоциации и ионизации воды, динамической сжимаемости пористого льда, сравнительных измерений параметров ударной волны при давлении 14 Мбар, высокоточных согласованных расчетов термодинамических функций по теории Томаса — Ферми.

Средняя квадратичная ошибка аппроксимации всей совокупности данных составила 3—4%.

Отклонения на фазовой границе жидкость — пар от данных [10] не превышают нескольких десятых долей процента, что позволяет воспользоваться для описания состояния парожидкостной смеси непосредственно соотношениями из [10].

В процессе газодинамического счета для текущих значений  $S$  и  $V$  проверялось условие  $S(V) \geq S^*(V)$ , где  $S^*(V)$  — энтропия на фазовой границе [10]. Если оно выполнялось, то использовалось уравнение состояния (2.1) — (2.5), если же нарушалось, то термодинамические характеристики парожидкостной смеси рассчитывались по соотношениям [10].

**3. Начальные условия и методика счета.** Расчеты проводились для килотонного подводного взрыва при противодавлении 60 бар, соответствующем глубине, приблизительно равной 600 м. Начальные условия задаются моделью «лопающейся» полости. Эта модель предполагает, что в начальный момент энергия взрыва ( $1 \text{ кт} = 4,18 \cdot 10^{12} \text{ Дж}$ ) равномерно распределена в начальной полости радиуса  $R_0 = 0,6 \text{ м}$  (начальная плотность вещества в этой полости и окружающей ее среды принималась равной

1 г/см<sup>3</sup>). Остальные термодинамические параметры для  $R \leq R_0$ , найденные по уравнению состояния, равны  $p = 23,5$  Мбар;  $T = 8,23 \cdot 10^5$  К;  $S = 3,50 \cdot 10$  Дж/(г·град);  $E = 4,03 \cdot 10^6$  Дж/г.

Уравнения (1.1), (1.2) аппроксимировались по конечно-разностной схеме, аналогичной схеме [11].

Шаг по времени выбирался с помощью критерия устойчивости Неймана — Рихтмайера [8], причем скорость звука находилась на каждом шаге численно с использованием соответствующей разностной аппроксимации.

В начальной полости бралось равномерное разбиение по пространству с  $N$  ячейками, а вне ее размеры ячеек увеличивались по геометрической прогрессии с показателем  $\Pi$ .

**4. Сквозной расчет.** Приведем некоторые результаты сквозного расчета для случая  $N = 10$  и  $\Pi = 1,04$ . Вычисления доведены до момента времени 49 мс, ударная волна ушла к этому времени на расстояние 89 м, а давление упало до 0,5 кбар на фронте и до 50 бар в центральной области, уменьшившись более чем на пять порядков по сравнению с начальным давлением в 23,5 Мбар.

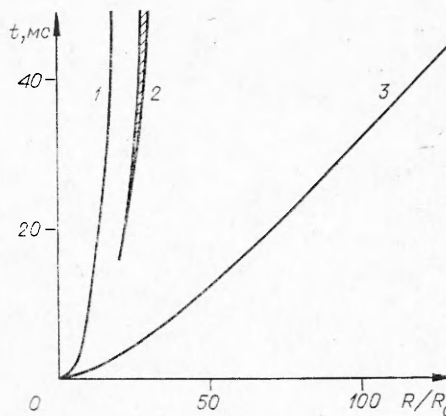
На фиг. 2 изображена  $R - t$ -диаграмма для рассматриваемого расчета. Показаны граница 1 начальной полости, значительно растущей со временем, следующая за ней пароплазменная зона, область двухфазности 2, образующаяся при  $t = 16$  мс, которая в конце расчета занимает около 1 м, и траектория 3 ударной волны.

На фиг. 3 представлено изменение давления в ударной волне с расстоянием для нашего расчета 1, экстраполяции 3 к известному экспериментальному диапазону 4 и расчетная кривая 2 из работы [5]. Можно видеть хорошее согласие с экспериментальными данными и близость обоих расчетов. Отметим, что в [5] используется другое уравнение состояния, заданное в табличной форме, начальная стадия рассчитывается по гомотермическому автомодельному решению и применяется метод характеристик.

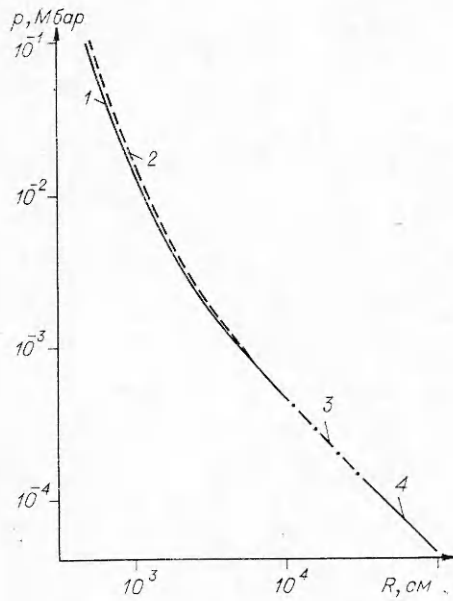
На фиг. 4 на  $p - S$ -диаграмме показаны зависимости давлений и энтропии в двухфазной области и ее радиусы в некоторые фиксированные моменты времени. Оказывается, что в каждый данный момент времени после образования двухфазной области давления в последней практически одинаковы.

**5. Уточненный расчет ближней высокоэнтропийной зоны.** При разгрузке до 60 бар давления Гюгонио, определяющие начало и конец парообразования, согласно используемому уравнению состояния, составляют соответственно 420 и 135 кбар при энтропиях, равных  $0,59 \cdot 10$  и  $0,30 \times 10$  Дж/(г·град). Согласно нашим расчетам, нижние значения этих давлений и энтропий достигаются на расстоянии 4,5 м. Этот радиус ограничивает зону высокоэнтропийных состояний, предопределяющую конечные размеры парового пузыря. В связи с этим были проведены уточненные расчеты ближней зоны до радиуса, равного 6 м.

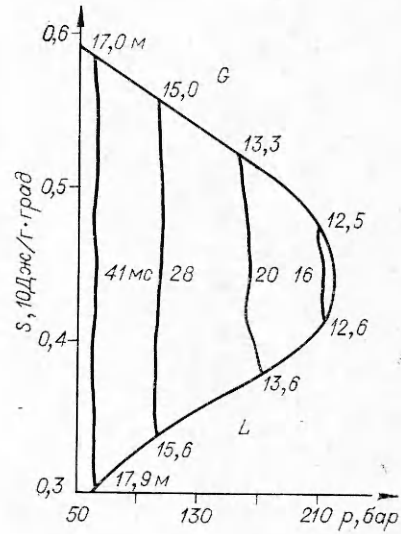
Основной вариант был выполнен при  $N = 60$  и  $\Pi = 1,01$ . На фиг. 5 показаны профили давления для нескольких начальных моментов времени. Обращает внимание «волновой»



Ф и г. 2

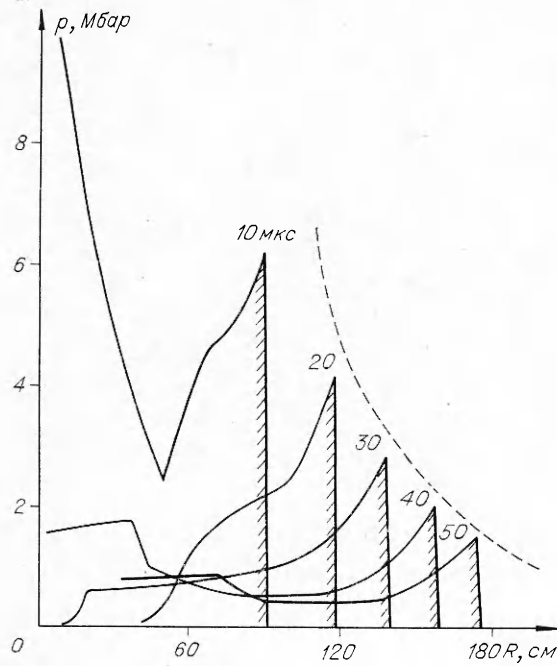


Ф и г. 3



Ф и г. 4

характер изменения давлений в центральной области. Вещество, образующее гребень волны, движется на его наружном и внутреннем склонах в разных направлениях. Штриховой линией показаны данные расчета [5]. Видно, что для расстояний, больших 1,6 м (при давлениях, меньших 2 Мбар), влияние расчета начальной стадии по гомотермическому решению [5] сказывается уже в значительно меньшей степени и имеет место достаточно хорошее согласие с нашим расчетом.



Ф и г. 5

точно хорошее согласие с нашим расчетом.

Проведенные расчеты при различных пространственных разбиениях, т. е. при разных  $N$  и  $\Pi$ , показали хорошую сходимость расчетов. В то же время разница между основным расчетом ближней зоны и данными сквозного расчета оказалась значительной.

Для оценки точности найденных в результате сквозного расчета размеров пузыря были проведены уточненные расчеты положения границ двухфазной области. Энтропия каждого элемента среды, достаточно точно рассчитанная в начальной стадии, остается постоянной. Соответствующие удель-

ные объемы были найдены в монофазной области по уравнению состояния, а в двухфазной области — по параметрам линии равновесия. Путем их интегрирования были определены границы двухфазной области, когда давление в центральной зоне постоянно и равно 60 бар. Результаты сравнения обоих расчетов приведены в таблице.

	Границы двухфазной области, м		Объемы двухфазной области, $10^3 \text{ м}^3$	
	G	L	G	L
Сквозной расчет	17,0	17,9	20,5	23,8
Уточненный расчет	16,3	17,2	18,1	21,1

Как видно из данных таблицы, радиусы границ завышены при сквозном расчете на 4%, а объемы — на 12%. Точность сквозных расчетов может быть существенно повышена при использовании более мелкого пространственного разбиения.

Поступила 8 I 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гласстоун С. (ред.) Действие ядерного оружия. М., Воениздат, 1971.
2. Альтшулер Л. В., Балабанов А. В., Баталов В. А. и др. Камуфлетный взрыв в жидких и упругоэластических средах. — ДАН СССР, 1970, т. 193, № 6.
3. Шуршалов Л. В. Расчет мощных подводных взрывов. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1971, № 5.
4. Стернберг Г. М., Уолкер В. А. Расчет течения и распределения энергии при подводной детонации пентолитовой сферы. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.
5. Кот К. А. Мощные подводные взрывы. — В кн.: Подводные и подземные взрывы. М., Мир, 1974.
6. Альтшулер Л. В., Кругликов Б. С. Математическое моделирование сильной ударной волны в воде с учетом испарения. — В кн.: Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М., 1976.
7. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Шарипджанов И. И. Построение уравнения состояния химических соединений. Препринт № 43. М., изд. Ин-та прикл. математики АН СССР, 1976.
8. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М., Мир, 1972.
9. Баканова А. А., Сутулов Ю. Н., Трунин Р. Ф. Исследование динамической сжимаемости льда при высоких давлениях. — В кн.: Доклады I Всесоюзного симпозиума по импульсным давлениям. М., 1974.
10. Ривкин С. Л., Александров А. А. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., Энергия, 1975.
11. Уилкинс М. Л. Расчет упругоэластических течений. — В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., Мир, 1967.

УДК 624.131+539.215

### РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ВЗРЫВНЫХ ВОЛН В ПЛОТНЫХ СРЕДАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СХЕМАХ ДЕТОНАЦИИ

Е. Г. Баранов, В. А. Коваленко, Е. А. Коваленко,  
Г. М. Ляхов

(Днепропетровск, Фрунзе, Москва)

При исследовании волн, создаваемых взрывом заряда ВВ в плотных средах, применяются реальная, мгновенная волновая и мгновенная безволновая схемы детонации.

При инициировании в центре сферического заряда конденсированного ВВ образуется сферическая детонационная волна. В момент прихода ее фронта на поверхность заряда в окружающей среде возникает сферическая ударная волна