

При постановке задачи в уравнении Эйлера были опущены инерционные члены $\rho \frac{\partial u}{\partial t}$ и $\rho u \frac{\partial u}{\partial r}$. Оценки, проведенные по результатам расчетов, показали, что инерционные члены на два-три порядка меньше остальных членов уравнения движения, так что пренебрежение ими вполне оправдано.

В законе Дарси (1) были взяты линейный и квадратичный по скорости члены, что соответствует двум режимам фильтрации. Оценки показали, что ламинарный и турбулентный члены в настоящей задаче имеют одинаковый порядок к моменту времени, которому соответствует фильтрация 60—70% от конечной массы профильтровавшегося газа, так что учет квадратичного члена в подобных задачах необходим, а на первой стадии расчета он основной.

Таким образом, приведенные выше результаты расчетов кинетики утечки продуктов детонации при взрыве в пористом грунте подтвердили эффект значительной фильтрации продуктов взрыва в поровое пространство грунта, позволили восстановить кинетику процесса и исследовать влияние ряда факторов на характер утечки. Поставленная выше задача и ее реализация на БЭСМе в целом правильно отражают явление, наблюдаемое экспериментально, и могут служить самостоятельным инструментом теоретического исследования аналогичных явлений при подземном взрыве.

В заключение автор выражает благодарность И. Л. Зельманову и В. И. Бергельсону за интерес к работе и помощь при постановке задачи и в ходе ее решения.

Поступила в редакцию
24/V 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Куликов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1971, 7, 3.
2. И. Л. Зельманов и др. ФГВ, 1968, 4, 1.
3. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1966, 2, 4.
4. Г. Ф. Требин. Фильтрация жидкостей и газов в пористых средах. М., ГИТИНТЛ. 1959.

УДК 532.593

РАСЧЕТ ВЗРЫВА В ВОДЕ ПО ОПЫТНЫМ ДАННЫМ О РАСШИРЕНИИ ПОЛОСТИ

П. Ф. Коротков, В. С. Лобанов, Б. Д. Христофоров
(Москва)

Приведены численные расчеты уравнений гидродинамики, в которых по экспериментальной зависимости радиуса газового пузыря от времени рассчитаны параметры ударной волны и давление в расширяющемся пузыре при подводном взрыве сферического заряда ВВ. Приведено сравнение результатов расчета для взрывов зарядов из тэна полностью 0,4 г/см³ с экспериментальными данными. С помощью предложенной

программы счета можно получить ряд параметров, характеризующих действие взрыва, которые в настоящее время не удастся измерить опытным путем. Предложенный метод расчета не требует знания уравнения состояния ВВ и может быть использован для его приближенного определения.

1. Результаты измерений параметров ударной волны при подводных взрывах в безграничной жидкости сферических зарядов различных ВВ описаны в работах [1—3]. На больших расстояниях от заряда, где давление на фронте ниже 1000 атм, параметры волны давления за фронтом надежно измерялись лишь в интервале до 7 постоянных θ ее экспоненциального спада, что составляет лишь несколько процентов от полной длительности положительной фазы волны.

В ближней зоне взрыва ($p > 1000$ атм) прямые измерения давления оказались ненадежными из-за недостаточного разрешения и разрушения датчиков. Результаты оптических наблюдений движения фронта [2] позволили определить лишь параметры потока на самом фронте. В то же время воздействие взрыва на сооружения и конструкции зависит не только от давления на фронте, но также от импульса и скоростного напора потока.

Зависимости давления продуктов взрыва от объема получены из термодинамических расчетов для ВВ с известными уравнениями состояния [1, 4]. Прямые измерения этой зависимости, характеризующей работоспособность ВВ и такие его характеристики, как бризантность и фугасность, еще не освоены. В то же время обработка результатов измерений с помощью ЭВЦМ позволяет определить все параметры течения по одной измеренной зависимости и значительно упрощает процесс исследования действия взрыва.

В связи с этим составлена программа счета уравнений гидродинамики, позволяющая по измеренной зависимости радиуса газового пузыря от времени при подводном взрыве рассчитать все параметры ударной волны и давление продуктов в функции от их объема.

2. Система уравнений гидродинамики для случая сферической симметрии имеет вид (уравнения движения, неразрывности и энергии):

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 u)}{\partial r} = 0, \quad (2)$$

$$\rho_0 \frac{\partial e}{\partial t} + p \frac{\partial V}{\partial t} = 0. \quad (3)$$

Здесь $V = \rho_0 / \rho$; ρ — плотность среды; ρ_0 — начальная плотность; p — давление; r — радиус; e — внутренняя энергия на единицу массы.

Уравнение состояния для воды использовалось в виде

$$p = A(\rho) + B(\rho) \cdot e.$$

Функции $A(\rho)$ и $B(\rho)$ брались в соответствии с данными работы [5]

$$A = 3032 (\rho^7 - 1),$$

$$B = \rho[0,60195 + 0,55627 (\rho - 1) + 0,1332 (\rho - 1)^2].$$

Здесь коэффициенты являются размерными величинами, поэтому параметры имеют размерность: $[e] — \text{кг} \cdot \text{см} / \text{г}$, $[p] — \text{кг} / \text{см}^2$, $[\rho] — \text{г} / \text{см}^3$.

В качестве граничного условия задавалась измеренная на опыте зависимость границы полости от времени

$$R_n(t) = R_0(1 + \alpha t)^\beta, \quad (4)$$

где R_0 — радиус заряда; t — время, отсчитываемое от начала расширения полости; α и β — опытные постоянные. Для численного решения использовалась разностная схема с квадратичной искусственной вязкостью q , которая прибавлялась к давлению

$$q = \frac{C_0^2 \rho_0}{V} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 (\Delta r)^2,$$

(C_0 — безразмерный коэффициент, определяющий ширину фронта ударной волны, Δr — шаг по пространству).

Уравнения (1) — (3) аппроксимировались следующей разностной схемой

$$\begin{aligned} u_i^{m+1} &= u_i^m - \Delta t^m \frac{(p_{i+1}^{m+1} + q_{i+1}^{m+1}) - (p_i^m + q_i^m)}{\frac{\rho_0}{2} \left(\frac{r_{i+1}^{m+1} - r_i^m}{V_{i+1}^m} + \frac{r_i^m - r_{i-1}^m}{V_i^m} \right)}, \\ r_i^{m+1} &= (u_i^{m+1} - u_i^m) \Delta t^m, \\ V_i^{m+1} &= V_i^m + \Delta t^m \left(\frac{\rho_0}{M_i} \right) [u_{i+1}^{m+1} (r_{i+1}^{m+1})^2 - u_i^{m+1} (r_i^{m+1})^2], \\ q_i^m &= c_0^2 \frac{1}{V_i^m} (u_{i+1}^m - u_i^m)^2 \text{ при } u_{i+1}^m \leq u_i^m, \\ e_i^{m+1} &= \frac{e_i^m - 0,5 [A (\rho_i^{m+1}) + p_i^m + q_i^m + q_{i+1}^{m+1}] (V_i^{m+1} - V_i^m)}{1 + 0,5 B (\rho_i^{m+1}) (V_i^{m+1} - V_i^m)}, \\ M_i &= \rho_0 (r_{i+1}^3 - r_i^3) / 3. \end{aligned}$$

Здесь нижний индекс показывает номер ячейки; верхний индекс — номер слоя по времени; Δt — шаг по времени; M_i — масса ячейки (на один стерадиан).

Численные расчеты показали, что значение постоянной $c_0 = 2$, указанное в работе [6], является удовлетворительным. Фронт ударной волны вблизи от заряда размазывается на 6—7 ячеек, на большом расстоянии — на 13—14. Уменьшение c_0 приводит к уменьшению «размазывания», но к увеличению амплитуды осцилляций. Увеличение c_0 приводит к обратному эффекту.

Контроль точности проводился с помощью проверки сохранения полной энергии системы. На каждом слое вычислялась величина разбаланса энергии δ .

$$\delta = \frac{E_n - A_n}{A_n}; \quad A_n = \int_{R_0}^{R_n} p_n r_n^2 dr_n; \quad E_n = \int_0^M \left(\frac{u^2}{2} + e \right) dM,$$

где A_n — работа расширения газового пузыря; E_n — сумма кинетической и внутренней энергии всей движущейся массы среды от полости до фронта волны. Давление в полости определялось линейной экстраполяцией по трем соседним ячейкам

$$p_n = (5p_1 + 2p_2 - 3p_3) / 4.$$

Расчеты показали, что значения δ не превышают 0,02 (рис. 1). Размер шага по пространству Δr при расчете взрыва заряда весом 1 кг ($R_0 =$

$\approx 8,4 \text{ см}$) был выбран равным 1 мм . Использование меньшего шага не приводило к заметному изменению результатов. Постановка фронта ударной волны при расчете с искусственной вязкостью требует специальной процедуры из-за размазывания фронта и осцилляций за фронтом.

Для определения скорости ударной волны D строился профиль давления в данный момент времени и еще два дополнительных профиля для более раннего и более позднего моментов. Определялось среднее пройденное расстояние за предыдущий и последующий моменты времени и скорости по ним. Скорость волны определялась как среднее значение.

Для определения положения фронта сначала производилось осреднение профиля. Для нескольких возможных положений фронта вычислялось соотношение

$$\Gamma = (p - p_0 u D) / \rho_0 u D.$$

Положение точки $\Gamma = 0$ принималось за положение фронта. Для контроля проверялось выполнение двух других соотношений на фронте. Относительная погрешность их составляла величину, не превышающую $1-3\%$.

По мере распространения волны увеличивается расчетная область. Поэтому при расширении области вдвое происходил выброс половины точек с одновременным осреднением величин скорости, удельного объема и внутренней энергии. Среднее значение для скорости выбрано так, чтобы сохранялся полный импульс

$$\bar{u}_i = \frac{u_i}{2} + \frac{u_{i-1} M_{i-1} + u_{i+1} M_{i+1}}{2(M_{i-1} + M_{i+1})}.$$

Индекс i принимает только четные значения, нечетные ячейки выбрасываются.

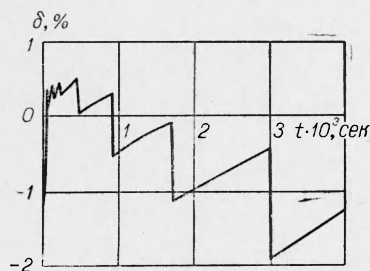
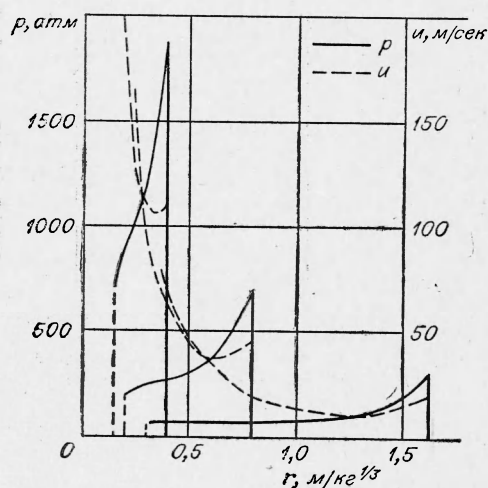


Рис. 1. Погрешность сохранения полной энергии системы.

Рис. 2. Зависимость $p(r)$ и $u(r)$ при подводном взрыве для моментов времени $0,0396 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$, $0,1618 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$, $0,4071 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$.



Средние значения в остающихся точках для удельного объема и внутренней энергии определяются аналогично. Давление вычисляется по средним значениям объема и энергии. Отметим, что полная энергия не сохраняется при таком осреднении. На рис. 1 скачки соответствуют моментам выброса точек.

Приведенная программа счета была использована для расчета движения воды при взрыве заряда из тэна весом 1 кг и плотностью $0,4 \text{ г/см}^3$.

Измеренная зависимость радиуса газового пузыря может быть описана формулой (4) со следующими значениями постоянных

$$R_0 = 8,4 \text{ см}; \quad \alpha = 21,6 \cdot 10^3 \text{ сек}^{-1}; \quad \beta = 0,42. \quad (5)$$

На рис. 2—6 приведены результаты расчетов.

3. Параметры ударной волны были измерены в диапазоне расстояний от 1 до 120 радиусов заряда R_0 .

Ударные волны в диапазоне от 12 до 120 R_0 регистрировались турмалиновыми датчиками давления с диаметром чувствительного элемента от 1 до 2 мм. Для записи сигналов от индикаторов применялись осциллографические установки ПИД-9 с верхней граничной частотой измерительного тракта до 300 кГц.

В диапазоне от 1 до 6 R_0 фотографировалось движение фронта ударной волны ждущим фоторегистратором ЖФР в параллельном пучке проходящего света шлирнотеневым методом. В этом же диапазоне расстояний электромагнитным методом измерялась массовая скорость в ударной волне. При этом датчики из алюминиевой фольги толщиной 0,02 мм устанавливались по дуге окружности, описанной вокруг заряда, а выводы датчиков выходили по радиусам, исходящим из центра заряда. Максимальное давление на фронте в этой области расстояний вычислялось с помощью уравнения состояния воды [5] по измеренным массовым и волновым скоростям. Последние определялись по результатам электромагнитных измерений и графическим дифференцированием кривых $R(t)$ для фронта на шлирнотеневых фотографиях.

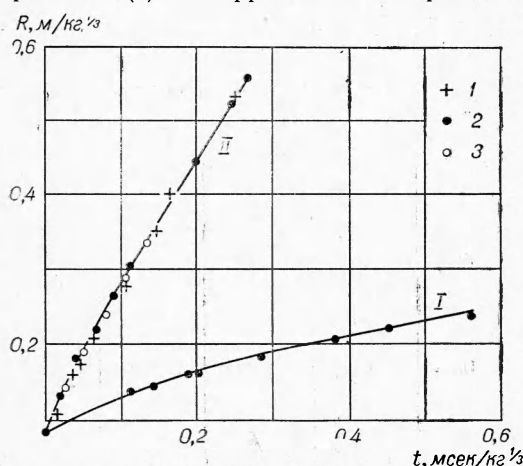


Рис. 3. Зависимость приведенного радиуса полости (I) и фронта (II) от приведенного времени.

I — расчет; 2, 3 — результаты оптических и электромагнитных измерений.

Движение границы газового пузыря фотографировалось на приборе ЖФР в интервале до 0,1 мсек и на барабанном фоторегистраторе в интервале свыше 0,1 мсек. Ошибки отдельного измерения давления и импульса ударной волны пьезоэлектрическим методом составляли ± 8 и $\pm 10\%$ соответственно, а при измерениях оптическим методом радиуса фронта и пузыря — $\pm 2\%$. Погрешность электромагнитных измерений около $\pm 5\%$. Для снижения погрешности в определении параметров взрыва опыты повторялись по нескольку раз.

Заряды из тэна весом от 1 до 10 г и плотностью 0,4 г/см³ помещались в сферические оболочки из алюминиевой фольги

или пластика толщиной 0,1 и 0,2 мм соответственно. Детонация возбуждалась в центре зарядов взрывом навески азида свинца весом 20 мг импульсом электрического тока.

Результаты опытов вместе с данными счета приведены для сравнения на рис. 3, 4, 5. Для сопоставления результатов при взрывах зарядов разного веса они приведены к весу заряда в 1 кг на основании принципа геометрического подобия, который выполнялся в экспериментах. Зависимости радиусов фронта и пузыря от времени показаны на рис. 3. Отклонение экспериментальных точек от кривой I для пузыря, прове-

денной по формулам (4) и (5), не превышает $\pm 2\%$. Кривая II для фронта проведена в диапазоне до $7R_0$, по данным счета и результатам оптических и электромагнитных измерений, которые совпадают в пределах погрешности эксперимента. На расстояниях, больших $7R_0$, скорость фронта приближается к скорости звука в воде, поэтому сопоставления результатов в этом диапазоне расстояний не приводилось.

На рис. 4 приведена кривая для зависимости давления на фронте от расстояния в диапазоне $0,084 \leq R \leq 10 \text{ м/кг}^{1/3}$, построенная по результатам оптических и пьезоэлектрических измерений. Давления, опре-

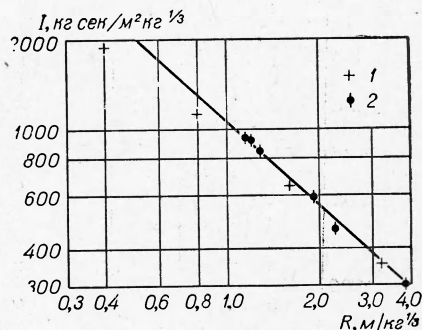


деленные по результатам электромагнитных измерений массовой скорости, лежат ниже кривой из-за завала фронта волны, связанного с конечной толщиной датчиков. Результаты расчета совпадают с экспериментальной кривой с точностью до разброса результатов измерений в диапазонах $0,084 \leq R \leq 0,12$ и $0,6 \leq R \leq 10 \text{ м/кг}^{1/3}$. В диапазоне $0,12 \leq R \leq 0,6 \text{ м/кг}^{1/3}$ рассчитанные значения давления лежат выше экспериментальной кривой на величину, превышающую погрешность эксперимента. Причину отмеченного расхождения надежно установить не удалось.

На рис. 5 сплошной линией проведена экспериментальная зависимость

$$I = 1050/R^{0,92}$$

удельного импульса от расстояния, а также результаты измерений и расчетов. В обоих случаях импульс определялся за время $5,5\theta$, после прихода волны в точку измерения, где θ — постоянная экспоненциального спада в опытах. Результаты расчета и опытов совпадают в пределах погрешности эксперимента. При $R < 1 \text{ м/кг}^{1/3}$, где измерений импульса не проводилось, результаты расчета лежат ниже экспериментальной кривой, экстраполированной в эту область. Это связано с резким уменьшением постоянной вре-



мени θ с приближением к заряду. Результаты расчета импульсов I за интервалы времени больше $5,5 \theta$ приведены в таблице вместе с результатами измерений I_0 при $R=3,2 \text{ м/кг}^{1/3}$.

На рис. 6 приведена рассчитанная зависимость давления на границе вода — продукты взрыва от приведенного объема газового пузыря, которую можно описать интерполяционными формулами

$$p = \frac{223000}{V^{3,2}} + \frac{34200}{V^{1,45}} \text{ атм}, \quad 2,5 \leq V \leq 150 \text{ см}^3/\text{г}, \quad (6)$$

$$p = \frac{13600}{V^{1,25}} \text{ атм}, \quad 150 \leq V \leq 1000 \text{ см}^3/\text{г}.$$

Поскольку скорость распространения возмущений в продуктах взрыва примерно на порядок выше скорости расширения газового пузыря, выравнивание давления в пузыре должно произойти на начальной стадии его расширения. Поэтому формулы (6) могут быть использованы для описания адиабаты расширения продуктов взрыва в воде в виде зависимости среднего давления в газовом пузыре от его объема. Измерить зависимость $p(V)$ в продуктах взрыва надежно не удалось из-за разрушения датчиков и других методических трудностей. Поэтому для сравнения с результатами счета на рис. 6, 3 приведена изэнтропа расширения продуктов мгновенного взрыва тэна, определенная по уравнению состояния Ландау — Станюковича и данным работы [7]

$R, \text{ м/кг}^{1/3}$	$\theta, \text{ м·сек/кг}^{1/3}$	$I, \text{ кг·сек/м}^2 \cdot \text{кг}^{1/2} \text{ при } t/\theta, \text{ равном}$			
		5,5	11	20	30
0,4	0,062	1913	2350	2670	2800
0,8	0,115	1120	1410	1640	1790
1,6	0,132	647	776	855	—
3,2	0,152	355	428	523	—
3,2	0,152	355	436	545	—

$$p = \frac{B}{V^n} + \frac{c_v \gamma T}{V},$$

$$E = \frac{B}{n-1} \frac{1}{V^{n-1}} + c_v T.$$

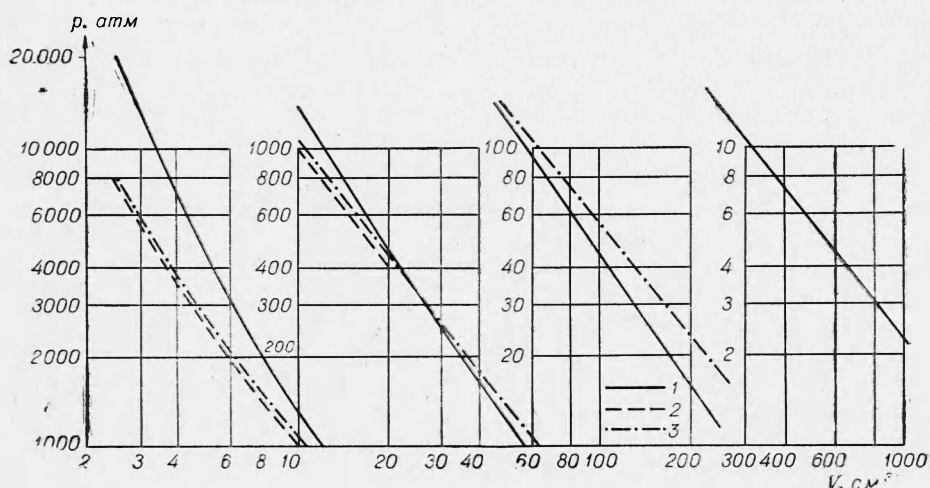


Рис. 6. Зависимость давления на полости от ее приведенного объема.
1 — расчет; 2 — изэнтропа продуктов мгновенного взрыва гексогена плотностью $0,4 \text{ г/см}^3$ [4];
3 — изэнтропа тэна при мгновенном взрыве.

После мгновенного взрыва изэнтропа из начального состояния V_0 , T_1 имеет вид

$$p = BV^{-n} + \frac{c_v \gamma T_1}{V_0} \left(\frac{V_0}{V} \right)^{\gamma+1},$$

где

$$T_1 = \left(Q - \frac{B}{n-1} V_0^{1-n} \right) / c_v.$$

Подставляя взятые из работы [7] значения постоянных $B=0,473$; $V_0=2,5 \text{ см}^3/\text{г}$; $n=2,8$; $\gamma=0,258$, получим

$$p = \frac{27600}{V^{2,8}} + \frac{18100}{V^{1,258}} \text{ атм.}$$

На рис. 6, 2 для сравнения показана также изэнтропа расширения продуктов мгновенного взрыва гексогена [4], характеристики которого близки к тэну. Результаты для мгновенного взрыва обоих ВВ практически совпадают. Рассчитанная адиабата продуктов реального взрыва, начинаясь с более высоких давлений, сильнее убывает с увеличением объема и пересекает кривые для мгновенного взрыва при $V=30 \text{ см}^3/\text{г}$. Учет условия равенства работы расширения пузыря и энергии взрыва и тот факт, что в области больших V давление в продуктах ниже, чем при мгновенном взрыве, указывают на то, что выравнивание давления в полости наступает достаточно быстро.

4. Проведенные сопоставления результатов счета с опытными данными указывают на их согласие в пределах погрешности эксперимента. Численный расчет позволяет определить и те параметры взрыва (полный импульс, скоростной напор, адиабату продуктов взрыва), которые не удастся непосредственно измерить. При этом значительно упрощается техника эксперимента. Так, в настоящей работе для определения всех параметров, характеризующих подводный взрыв, оказалось достаточно лишь сфотографировать движение газового пузыря. Отметим, что такие же результаты можно получить, если в качестве граничного условия задать параметры фронта ударной волны. Использование ЭЦВМ для обработки результатов взрывных экспериментов, описанных выше, позволяет также получить данные об уравнениях состояния продуктов взрыва и среды.

Поступила в редакцию
6/III 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Коул. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
2. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1961, 4.
3. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1963, 2.
4. Н. М. Кузнецов, К. К. Шведов. ФГВ, 1967, 3, 2.
5. Н. М. Кузнецов. ПМТФ, 1961, 1.
6. М. Л. Уилкинс. В сб. «Вычислительные методы в гидродинамике». М., «Мир», 1967.
7. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. Гостехиздат, 1955.