

7. Kaufman C. W., Wolanski P., Arisoy A. et al. // Progress in Astronautics and Aeronautics.— N. Y., 1984.— V. 94.
8. Коробейников В. П., Марков В. В., Меньшов И. С. Изв. АН СССР. МЖГ, 1984, 6, 93.
9. Куликовский В. А. МЖГ, 1985, 4, 111.
10. Копотев В. А., Кузнецов И. М. ФГВ, 1986, 22, 2, 94.
11. Зельдович Я. В., Компанец А. С. Теория детонации.— М.: Гостехиздат, 1955.
12. Кузнецов Н. М. ЖЭТФ, 1967, 52, 1, 309.
13. Вуд В. В., Зальсбург З. В. Механика, 1961, № 5.
14. Кузнецов И. М., Копотев В. А. ФГВ, 1986, 22, 5, 75.
15. Зельдович Я. В., Гельфанд Б. Е., Борисов А. А. и др. Хим. физика, 1985, 4, 2, 279.
16. Gruschka H., Wecken F. Gasdynamic theory of detonation.— N. Y.: Gordon and Breach Sciences Publ., 1971.
17. Баутин И. И., Леонтович Е. А. Методы и приемы качественного исследования динамических систем на плоскости.— М.: Наука, 1976.
18. Нигматулин Р. И. МЖГ, 1967, 5, 33.
19. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. ФГВ, 1982, 18, 3, 5.
20. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. ФГВ, 1987, 23, 2, 98.
21. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М.— Новосибирск, 1986.— (Препр./СО АН СССР. ИТПМ; № 8).
22. Казаков Ю. В. // Тр. XI конф. молодых ученых МФТИ.— М., 1986.— Деп. в ВИНТИ 08.08.86, № 5697-В86.
23. Казаков Ю. В., Федоров А. В., Фомин В. М. // Численные методы решения задач теории упругости и пластичности.— Новосибирск: ИТПМ, 1986.
24. Губайдулин Р. И., Ивандаев А. И., Нигматулин Р. И. ЖВМ и МФ, 1977, 17, 6, 1531.
25. Gear C. W. Comm. ACM, 1971, 14, 3, 176.
26. Левин В. А., Марков В. В. ФГВ, 1975, 11, 4, 623.
27. Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. ПМТФ, 1971, 4, 19.
28. Ахатов И. Ш., Вайнштейн П. Б., Нигматулин Р. И. МЖГ, 1981, 5, 47.
29. Воронин Д. В., Ждан С. А. ФГВ, 1986, 22, 4, 92.
30. Казаков Ю. В. // II конф. молодых исследователей «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидродинамики»: Тез. докл.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1987.
31. Medvedev A. E., Feodorov A. V., Fomin V. M. Ist Intern. Coll. on Expl. of Indust. Dusts, Poland, 1984, 162.
32. Veysiere B., Bourianne R., Manson N. // Progress in Astronautics and Aeronautics.— N. Y., 1981.— V. 75.
33. Afanasieva L. A., Levin V. A., Tunik Y. V. // Progress in Astronautics and Aeronautics.— N. Y., 1983.— V. 87.
34. Воронин Д. В. // Динамика многофазных сред.— Новосибирск, 1984. Вып. 68.
35. Лямин Г. А., Пинаев А. В. ФГВ, 1987, 23, 4, 27.

*Поступила в редакцию 21/IX 1987,
после доработки — 11/1 1988*

УДК 534.222.2

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ НЕАДИАБАТИЧЕСКОГО ПУЛЬСАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ ПРОДУКТОВ ПОДВОДНОГО ВЗРЫВА ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ

*Г. Л. Агафонов, О. Е. Попов
(Москва)*

При подводных взрывах газовых смесей с малой объемной плотностью энергии, как правило, амплитуда давления при первой пульсации превышает давление взрыва [1]. Известная модель [2], в которой пульсации считаются адиабатическими, не описывает указанную особенность, поскольку решение задачи для газовых взрывов [3] дает монотонную затухающую последовательность пиков давления, причем затухание тем сильнее, чем больше энергии уносится волной сжатия, распространяющейся в жидкости. В [1] сделано и экспериментально подтверждено предположение о том, что характерные особенности подводных взрывов газовых смесей обусловлены значительными теплотерями из пузыря

продуктов за период пульсаций. В самом общем случае теплотери складываются из совместного действия излучения, теплопроводности и конвекции, причем относительная роль каждого из механизмов зависит от ряда условий, определяемых, в частности, характером горения в пузыре, составом продуктов, их давлением и температурой, размером пузыря, состоянием граничной поверхности и т. д.

Цель настоящей работы — показать, что наблюдаемые особенности, присущие подводным газовым взрывам с малой объемной плотностью энергии, при определенных условиях следуют из решения уравнений, которые описывают неадиабатические пульсации газового пузыря. Для простоты ограничимся рассмотрением модели пульсационного движения, где неадиабатичность обусловлена потерями тепла излучением. Имеем следующую систему уравнений:

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{R}{\rho_\infty c_\infty} \left(\frac{dp}{dt} \right)_{r=R} + \frac{p - p_\infty}{\rho_\infty}, \quad (1)$$

$$\frac{dp}{dt} = - \frac{3}{R} \left[(k - 1) \varepsilon \sigma T^4 + k p \frac{dR}{dt} \right], \quad (2)$$

$$p R^3 / T = \text{const} \quad (3)$$

с начальными условиями: $t = 0$, $p = p_0$, $T = T_0$, $R = R_0$, $\frac{dR}{dt} = 0$. Здесь t — время; R — радиус пузыря; ρ_∞ , c_∞ , p_∞ — плотность, скорость звука и давление в невозмущенной жидкости; p — давление на границе раздела; T — температура в газе; k — отношение удельных теплоемкостей; ε — интегральная степень черноты газа; σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Уравнение (1) описывает радиальное движение стенки пузыря в сжимаемой невязкой жидкости при скоростях движения, малых по сравнению со скоростью звука. Первый член в правой части учитывает энергию, уносимую из пузыря волной давления (акустические потери). При пренебрежении этим членом (1) переходит в известное уравнение Рэлея для несжимаемой жидкости. Выражение (2) — закон сохранения энергии для продуктов взрыва с учетом потерь тепла излучением (при $\varepsilon = 0$ преобразуется к условию адиабатичности в дифференциальной форме); (3) — уравнение состояния идеального газа, позволяющее замкнуть систему (константа известна из начальных условий).

Кроме указанных сделаны следующие допущения: отношение удельных теплоемкостей газа постоянно, изменение количества частиц не учитывается; превращение исходной взрывчатой смеси в продукты происходит мгновенно, волновым движением в продуктах пренебрегается; давление и температура однородны по объему пузыря; газ оптически тонкий, излучение полностью поглощается границей.

Допущения обосновываются тем, что в продуктах сгорания эффективный показатель адиабаты изменяется сравнительно слабо (от 1,15 до 1,17 для смеси водорода с кислородом). Изменение количества частиц при рекомбинации диссоциированных продуктов также невелико (<20 %). Выбор начального состояния определялся тем, что поле давления при детонации практически совпадает с полем мгновенного взрыва на расстояниях, больших чем 3 начальных радиуса [4].

Однородность давления обусловлена малыми скоростями движения по сравнению со скоростью звука. Однородность температуры в начальный момент связана с допущением о мгновенности превращения в продукты. В дальнейшем однородность не нарушается из-за отсутствия поглощения излучающим газом (газ оптически тонкий) и вследствие пренебрежения вкладом теплопроводности (рассматриваются только сравнительно крупные пузыри). Поскольку температура во всех точках пузыря одинакова, конвекция развиваться не может.

В продуктах сгорания основные излучающие (в ИК-области) компоненты — молекулы H_2O (в случае углеводородов еще и CO_2). Метод,

Таблица 1

p , МПа	T , К	R_0 , м	ε	Излучающие компоненты
1,0	3500	0,05	0,11	H ₂ O (100 %)
		0,10	0,18	
		0,20	0,26	
2,0	3500	0,05	0,14	H ₂ O (60 %) CO ₂ (40 %)
		0,10	0,21	
		0,20	0,30	

Таблица 2

p , МПа	T , К	R , м	ε
1,0	3500	0,10	0,18
0,60	3250	0,11	0,16
0,22	2800	0,15	0,13
0,05	2230	0,23	0,09

с помощью которого можно определить тепловой поток от изотермического сферического объема к окружающей жидкости, предложен в [5] и сводится к вычислению степени черноты излучающего объема по средней длине пути луча, парциальному давлению излучающего компонента и общему давлению в системе. Окружающую среду — воду — при низких по сравнению с продуктами температурах можно считать абсолютно черной. Значения интегральных степеней черноты ε H₂O и CO₂ известны до температуры $T = 3000$ К [6]. В [7] построены полиномы, аппроксимирующие величины ε . В области $T > 3000$ К значения ε излучающих газов можно найти по методике [8] с использованием спектроскопических данных о коэффициентах поглощения. В табл. 1 показаны вычисленные ε для нескольких размеров пузыря. Исходные состояния примерно соответствуют взрывам смесей водорода с кислородом и углеводородов с кислородом. Чтобы представить возможные изменения ε в процессе пульсаций, в табл. 2 приведены результаты вычислений для расширяющегося пузыря с исходным размером 0,1 м. Считается, что в пузыре излучает только водяной пар.

Некоторое уменьшение ε в процессе расширения связано с тем, что ее увеличение за счет роста длины оптического пути и снижения температуры не может полностью компенсировать уменьшения за счет падения давления. Как показали расчеты, при взрывах с малой объемной плотностью энергии, когда степень расширения продуктов невелика, изменение ε в процессе расширения не превышает двукратного.

Для модели неадиабатических пульсаций, предлагаемой в данной работе, точный учет изменения интегральной степени черноты продуктов в процессе пульсаций, не принципиален. Влияние теплотерь на гидродинамическое движение можно выяснить, задаваясь осредненными значениями степени черноты, что существенно упрощает решение задачи, поскольку в этом случае можно отказаться как от расчета равновесного состава продуктов в расширяющемся и сжимающемся пузыре, так и от итерационного процесса нахождения текущих величин ε . Моделировать различные значения теплотерь из пузыря наиболее целесообразно за счет вариации ε .

Система (1)–(3) решалась методом Рунге — Кутты. В расчетах принято $p_\infty = 0,1$ МПа, $\rho_\infty = 10^3$ кг/м³, $k = 1,15 \div 1,30$, $\varepsilon = 0 \div 0,2$. В дальнейшем используем следующие обозначения: $q = p_\infty / (k - 1)$ — объемная плотность энергии; $Q_0 = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \tilde{q}$ — начальный запас энергии;

$$Q = 4\pi \int_0^{t_1} \varepsilon R^2 T^4 dt \text{ — потери тепла излучением к моменту времени } t_1;$$

$$E_n = \frac{4\pi}{c_\infty} \int_{R_0}^R \left(\frac{dp}{dt} \right)_{r=R} R^2 dR \text{ — энергия, уносимая из пузыря волной (акустические потери); } \tau = t \left(\frac{p_\infty}{\rho_\infty} \right)^{1/2} / R_0 \text{ — безразмерное время.}$$

Основные характеристики радиально колеблющегося пузыря, отражающие особенности пульсационного движения с тепловыми потерями

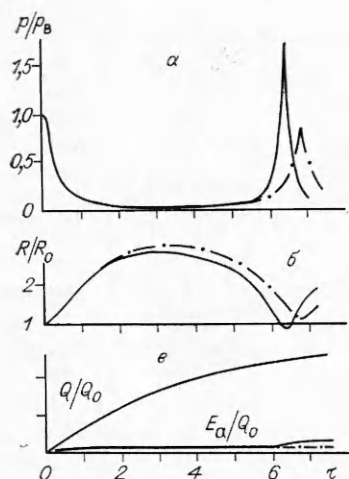


Рис. 1. Зависимость от времени давления (а), радиуса полости (б) и тепловых и акустических потерь (в) при пульсации пузыря.

и рассчитанные по настоящей модели для начальных условий $p_0 = 1$ МПа, $T_0 = 3500$ К, $k = 1,15$, $\epsilon = 0,2$, представлены на рис. 1. Для сравнения здесь же штрихпунктиром нанесены кривые, соответствующие адиабатическому изменению параметров продуктов взрыва ($\epsilon = 0$). Как видно из рис. 1, тепловые потери из газовой полости существенно влияют на ее поведение. С одной стороны, как и следовало ожидать, уменьшается максимальный радиус пузыря при расширении и сокращается период пульсаций по сравнению с адиабатическим случаем. С другой стороны, с ростом тепловых потерь повышается давление при первой пульсации и появляется пересжатие газовой полости ($R_{\min}/R_0 < 1$) — нетривиальный эффект, типичный для подводных взрывов топливно-кислородных смесей.

Причина эффекта, как показывают расчеты, состоит в интенсификации процесса сжатия пузыря, которая приводит к увеличению скорости и ускорению границы раздела и, как следствие, к повышенным давлениям в полости. В частности, для кривых рис. 1 максимальные скорости расширения в адиабатических и неадиабатических условиях отличаются мало — 13,6 и 13,5 м/с соответственно, но при сжатии с теплопотерями скорость достигает 19,2 против 12,8 м/с. При газовых взрывах с малой объемной плотностью энергии ($\sim 10^6$ Дж/м³) акустические потери не превышают 2—3 % значения Q_0 и слабо меняются с изменением теплопотерь. При типичном поведении кривых давление — время, когда $p_1/p_0 > 1$, тепловые потери существенно превышают акустические (см. рис. 1, в).

На рис. 2 показано, как моделируемый эффект зависит от теплопотерь из полости. Расчеты дали возможность найти его нижнюю границу. Превышение давления при первой пульсации p_1 над p_0 в настоящей модели существует, если теплопотери за период пульсаций составляют более 6—8 % начального запаса энергии. Необходимо также отметить влияние состава газовой полости, проявляющееся в зависимости степени увеличения давления от отношения удельных теплоемкостей. При росте k снижается температура продуктов в состоянии, соответствующем максимальному расширению полости, а также сокращается период пульсаций, что приводит к уменьшению суммарных теплопотерь за период. Если фиксировать величину относительных теплопотерь, то описываемые особенности сильнее проявляются при меньших k . Это может свидетельствовать о неравноценности (с точки зрения влияния на увеличение p_1) тепловых потерь в различных фазах периода пульсаций. В частности, при росте k уменьшается вклад теплопотерь в области максимального расширения пузыря.

Увеличение объемной плотности энергии приводит, как видно из рис. 3, к снижению относительных тепловых потерь и постепенному ослаблению эффекта вплоть до полного его исчезновения. Для удобства сопоставления со взрывом конденсированного ВВ использована относительная величина объемной плотности по сравнению с объемной плотностью тротила $q_{\text{ВВ}} = 6,3 \cdot 10^9$ Дж/м³. Монотонное снижение амплитуд давлений при последовательных пульсациях модель предсказывает при $q/q_{\text{ВВ}} > 10^{-2}$. В этой области акустические потери начинают превалировать над тепловыми. Процесс пульсаций при увеличении объемной плотности энергии все больше и больше приближается к адиабатиче-

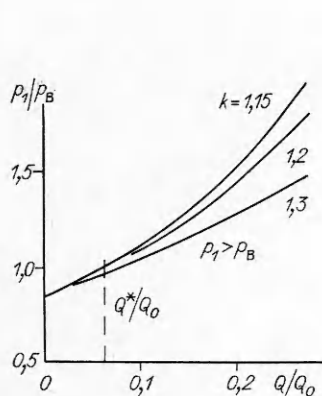


Рис. 2. Отношение давлений в двух последовательных пиках при увеличении относительных теплотерь; Q^* — пороговая величина относительных теплотерь.

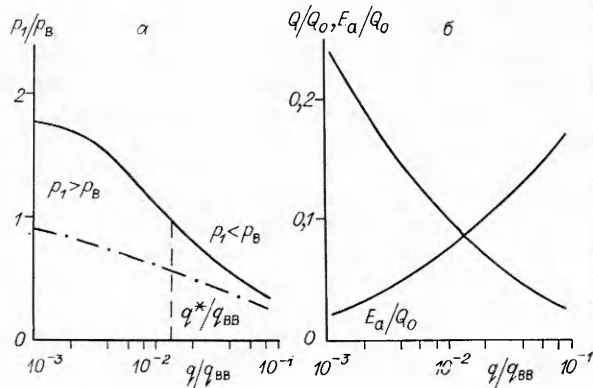


Рис. 3. Влияние увеличения объемной плотности энергии на: эффект превышения давления (а) и относительные величины тепловых и акустических потерь (б); q^* — граничное значение объемной плотности энергии.

скому. Этот факт вполне согласуется с наблюдениями, что описанный эффект не существует при подводных взрывах конденсированных ВВ, а также при расширении первоначально сжатого холодного газа. Экспериментальные данные свидетельствуют также о том, что рост амплитуды давления при первой пульсации тем больше, чем выше относительные теплотери.

Таким образом, модель качественно верно описывает основные особенности подводных взрывов газовых смесей и позволяет оценить граци существования этих особенностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Попов О. Е., Когарко С. М. ФГВ, 1976, 12, 4, 610.
2. Коул Р. Подводные взрывы. — М.: ИЛ, 1950.
3. Любошиц В. М., Первушин В. Е. Изв. АН СССР. МЖГ, 1974, 2, 176.
4. Когарко С. М., Попов О. Е., Новиков А. С. ФГВ, 1976, 11, 5, 759.
5. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. — М.: Мир, 1975.
6. Handbook of infrared radiation from combustion gases. Sci. and Techn. Inform. Office, NASA, SP-3080, 1973.
7. Leckner V. Comb. Flame, 1972, 19, 1, 33.
8. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М. и др. Радиационные свойства газов при высоких температурах. — М.: Машиностроение, 1971.

Поступила в редакцию 16/1 1987

УДК 534.222.2

СКОРОСТЬ ДЕТОНАЦИИ И РАДИАЛЬНАЯ БРИЗАНТНОСТЬ В ПЕРЕХОДНОЙ ЗОНЕ СЛОЖНЫХ ЗАРЯДОВ ВВ

В. В. Гржибовский, В. А. Поплавский

(Киев)

Один из способов управления взрывным воздействием на горные породы — применение сложных скважинных зарядов, состоящих по длине из участков ВВ с различными детонационными характеристиками, согласованными со свойствами пород. Эффект управления достигается за счет различного сочетания и соотношения масс (размеров) этих ВВ по длине скважинного заряда. Этим обеспечивается неравномерное поле