

## ИНИЦИИРОВАНИЕ ЗАРЯДА ГЕЛЕОБРАЗНОГО РЕАКЦИОННОСПОСОБНОГО ВЕЩЕСТВА ЭЛЕКТРОВЗРЫВОМ. II. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

В. В. Буркин, Р. С. Буркина\*

НИИ прикладной математики и механики при Томском государственном университете, 634050 Томск  
\*Томский государственный университет, 634050 Томск, roza@ftf.tsu.ru

Численно анализируется волновая картина в полуограниченном цилиндрическом заряде гелеобразного вещества при электровзрыве в нем плоской фольги. Приведены результаты расчетов гидродинамических параметров в зависимости от начального положения фольги и параметров электровзрыва.

Анализ волновой картины и параметров гидродинамических возмущений, сопровождающих электровзрыв в реакционноспособном веществе (РВ), позволяет оценить осевые размеры формируемых разрядных полостей, а также уровень и динамику изменения давления в заряде, предшествующие газодинамическим процессам. Оценки этих характеристик важны как для расшифровки тепловых параметров задачи, полученных в первой части работы (см. настоящий номер журнала), так и для прогноза возможных режимов горения РВ, поскольку условия устойчивости горения, а также скорость послыдного горения, как следует из [1–3], во многом определяются давлением и его изменением.

Математическая формулировка гидродинамической части задачи в предположении постоянства давления вдоль радиуса, а также отсутствия трения на границе РВ и гильзы (см. рис. 1 первой части работы) сводится к системе одномерных уравнений движения жидкости [4]

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial(p+q)}{\partial x_0},$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = -(p+q) \frac{\partial v}{\partial t}, \quad v = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial x}{\partial x_0}, \quad v = \frac{1}{\rho}, \quad (1)$$

$$q = \begin{cases} \frac{l^2}{v} \left( \frac{\partial u}{\partial x_0} \right)^2, & \text{если } \frac{\partial v}{\partial t} < 0, \\ 0, & \text{если } \frac{\partial v}{\partial t} \geq 0, \end{cases}$$

где  $x_0, x$  — начальная и текущая координаты,  $t$  — время,  $p$  — давление,  $q$  — квадратичная искусственная вязкость,  $u$  — массовая скорость,

$E$  — удельная внутренняя энергия,  $\rho_0, \rho$  — начальная и текущая плотности среды соответственно, в расчетах полагалось  $l = 2$ .

Так как в качестве модельного РВ в части I настоящей работы выбран гидразин, в качестве уравнения состояния, замыкающего систему уравнений (1), взята баротропная зависимость для воды [5]:

$$p = A \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right], \quad (2)$$

$$A = 3045 \text{ кг/см}^2, \quad n = 7,15.$$

Использование этого уравнения состояния позволяет также сопоставлять полученные расчетные данные с результатами многочисленных работ по гидродинамике электровзрыва в воде (см. [6] и библиографию в ней).

Начальные условия соответствовали условиям невозмущенной среды, граничные условия на донной части гильзы — условиям жесткой стенки, а на открытой поверхности РВ — условиям свободной поверхности. Граничное условие на стенках разрядной полости в виде зависимости  $p_c(t)$  извлекалось из уравнения энергобаланса разрядной полости в предположении однородности распределения давления в ней:

$$\frac{dw}{dt} = \frac{dA_c}{dt} + \frac{dw_c}{dt},$$

где  $w$  — энергия внешнего источника, выделяемая в полости при протекании тока,  $dA_c = p_c dV_c$  — приращение работы, совершаемой полостью,  $w_c = p_c V_c / (\gamma - 1)$  — энергия продуктов полости,  $p_c, V_c$  — давление в полости и ее объем,  $\gamma = 1,26$  [7].

Для определения  $w(t)$  использовалась зависимость [8]

$$w(t) = w_1 \left( \frac{t}{t_1} - \frac{1}{2\pi} \sin \frac{2\pi t}{t_1} \right)^{1/2},$$

где  $t_1$  — первый полупериод разрядного тока,  $w_1$  — количество энергии, выделившееся за время  $t_1$ . Использование этой зависимости обусловлено, во-первых, тем, что она качественно отражает характерный рост  $w(t)$  в интервале  $t \leq t_1$ . Во-вторых, она удобна в математическом моделировании процесса, поскольку содержит всего два параметра, определяющих энерговод в полость, которые обычно и варьируются при выполнении экспериментальных работ. В-третьих, позволяет рассмотреть режимы энерговода длительностью, соответствующей диапазону времен зажигания РВ, полученному в части I настоящей работы, когда  $t_1 = t_{ign}$ . И наконец, эта зависимость дает возможность анализировать волновую картину в РВ в момент воспламенения  $t = t_{ign}$ , т. е. в момент времени, предшествующий появлению газодинамического давления в заряде, но при  $t_1 > t_{ign}$ . Эта ситуация соответствует случаю, когда запас энергии внешнего источника еще не исчерпан, а воспламенение РВ уже произошло.

Значения  $t_1$  и  $w_1$  варьировались в пределах  $\tau_1 = t_1 c_l / d_0 \in [4000, 15000]$ ,  $W_1 = w_1 / \rho_0 c_l^2 r^2 d_0 \in [50, 150]$ . Выбор интервала варьирования для  $t_1$  координировался решением тепловой части задачи и соответствовал условию  $t_1 \geq t_{ign}$ . Расчеты проводились при начальной толщине фольги  $d_0 = 5 \cdot 10^{-5}$  м, радиусе заряда  $r = 1,15 \cdot 10^{-2}$  м и его длине  $L = 9 \cdot 10^{-2}$  м. Начальная плотность и скорость распространения акустических возмущений в среде ( $c_l$ ) полагались равными  $1 \text{ г/см}^3$  и  $1,5 \cdot 10^3 \text{ м/с}$  соответственно. Здесь и ниже используются обычные в задачах о взрыве безразмерные переменные:  $X = x/d_0$ ,  $\tau = t c_l / d_0$ ,  $P = p / \rho_0 c_l^2$ .

Численная реализация уравнений (1)–(4) осуществлялась по явной разностной схеме [4]. Расчетная сетка строилась исходя из условия  $\Delta x < d_0$ , где  $\Delta x$  — шаг по пространству. Давление в полости на каждом временном слое рассчитывалось итерациями по неявным уравнениям для ячеек, граничащих с полостью. Тестирование вычислительного процесса проводилось на задаче о плоской прямой ударной

волне [5]. Контроль за счетом осуществлялся на основе баланса энергии излученных волн и работы, совершаемой полостью. Дисбаланс не превышал 1 %.

Рассматривались три варианта начального положения фольги: в центре заряда ( $x_f/L = 1/2$ ), ближе к донной части гильзы ( $x_f/L = 1/9$ ) и в окрестности свободной поверхности РВ ( $x_f/L = 8/9$ ). Эти случаи наиболее полно отражают специфику формирования картины волновых возмущений в заряде.

Исследуемый процесс характеризуется быстрым нарастанием давления в полости, увеличением ее осевого размера и генерированием в окружающую среду волновых возмущений. Их взаимодействие с жесткой стенкой донной части гильзы, со свободной поверхностью заряда и отраженных волн с расширяющейся полостью приводит к формированию в РВ сложной волновой картины. Результаты расчетов, отражающие основные закономерности изменения характеристик рассматриваемого процесса, приведены на рис. 1–3 для  $\tau_1 = 4500$ ,  $W_1 = 50$ .

Типичное распределение давления в среде для рассматриваемых случаев показано на рис. 1. Расположение фольги в центре заряда характеризуется симметричным распределением параметров в прямых волнах в обеих частях заряда до их выхода на поверхности, ограничивающие заряд (кривые 1, 1' на рис. 1, a). В результате отражения волны от донной части гильзы давление в этой части заряда резко возрастает, формируется волна сжатия (кривая 2), которая распространяется в сторону расширяющейся полости. Волна сжатия взаимодействует с полостью, в которой давление к этому моменту времени понизилось, и формируется волна разгрузки, которая, возвращаясь к донной части (кривая 3), понижает давление в среде. После взаимодействия с жесткой стенкой донной части гильзы волна разгрузки (кривая 4) возвращается к полости, еще больше разгружая среду. В части заряда, примыкающей к его свободной поверхности, при отражении волны давление уменьшается (кривая 2'), а при выходе отраженной волны на полость формируется вторичная волна сжатия (кривая 3'), распространяющаяся в сторону свободной поверхности заряда. После взаимодействия волны со свободной поверхностью процесс разгрузки среды повторяется (кривая 4'). Число взаимодействий волн с поверхностями, ограничи-

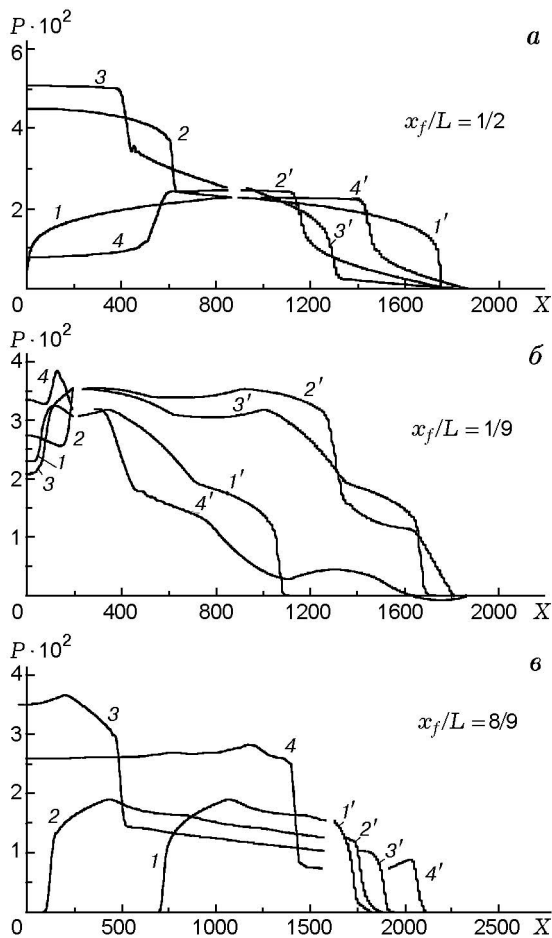


Рис. 1. Распределение давления в среде в моменты времени  $\tau = 900$  (1, 1'), 1500 (2, 2'), 2100 (3, 3'), 3000 (4, 4'):

разрыв на кривых указывает положение разрядной полости

вающими заряд, в рассматриваемом интервале времени определяется в основном осевыми размерами заряда и начальным положением фольги.

Смещение фольги к донной части заряда приводит к многократному взаимодействию волны с жесткой стенкой гильзы и полостью. В результате в этой части заряда практически в течение всего времени энерговыделения поддерживается относительно высокий уровень давления (кривые 1–4 на рис. 1, б). В соседней, более протяженной части заряда волновая картина (кривые 1'–4') качественно совпадает со случаем, рассмотренным выше. Отметим лишь негладкий профиль прямой волны (кривая 1'), обусловленный пульсирующим режимом изменения давления в полости. Особенности изме-

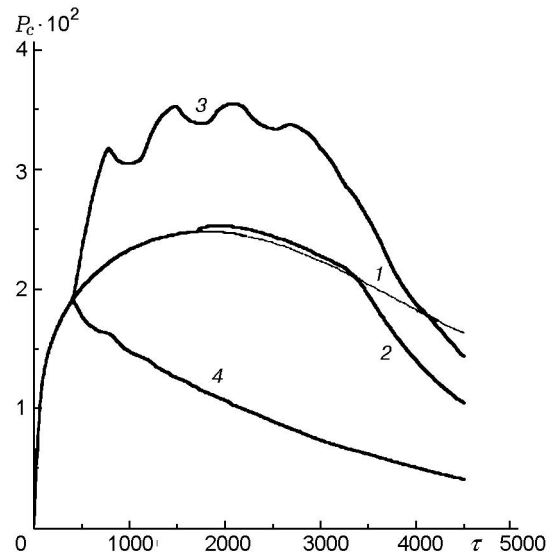


Рис. 2. Изменение давления в полости:

1 — заряд, не ограниченный с торцов,  $x_f/L$ : 2 — 1/2, 3 — 1/9, 4 — 8/9

нения давления в полости рассмотрены ниже.

Смещение фольги в обратную сторону ( $x_f/L = 8/9$ ) характеризуется значительным снижением уровня давления в слое РВ, прилегающем к свободной поверхности, в результате разгрузки среды при многократном отражении волны от нее (кривые — 1'–4' на рис. 1, в). В соседней части заряда волновые процессы близки к рассмотренным в случае расположения фольги в центре заряда.

Взаимодействие отраженных волн с расширяющейся полостью оказывает заметное влияние на характер изменения давления в ней в зависимости от начального положения фольги. Основными конкурирующими факторами, обуславливающими повышение давления в полости или его снижение, являются взаимодействия с полостью волн, отраженных от жесткой стенки и свободной поверхности. При расположении фольги вблизи жесткой стенки доминирующее влияние на зависимость  $P_c(\tau)$  оказывают волны сжатия, сформированные при отражении от нее, в противоположном случае — волны, отраженные от свободной поверхности РВ.

На рис. 2 приведены зависимости  $P_c(\tau)$  для рассматриваемых вариантов расположения фольги. Для сравнения приведена аналогичная зависимость  $P_c(\tau)$  (кривая 1), рассчитанная для заряда, не ограниченного с торцов. Из сравнения кривых 1, 2 следует, что

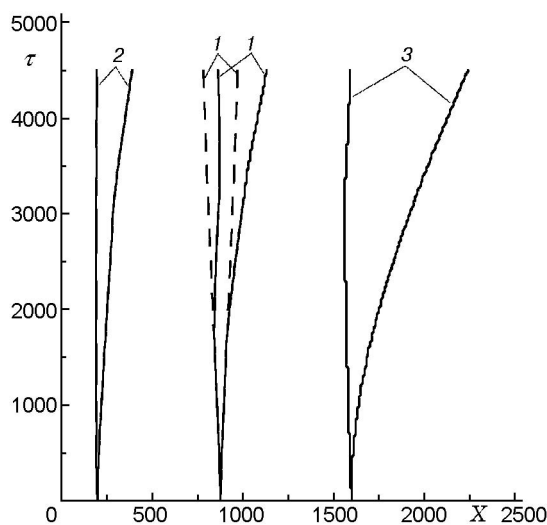


Рис. 3. Траектории границ полостей:

штриховые линии 1 — заряд, не ограниченный с торцов; сплошные —  $x_f/L = 1/2$  (1),  $1/9$  (2),  $8/9$  (3)

в обоих случаях характер изменения давления в полости в большей части рассматриваемого временного интервала практически одинаков. Ожидаемое снижение давления в полости при выходе на нее первой волны, отраженной от свободной поверхности ( $\tau = 1800$ ), компенсируется (с небольшим избытком) волной, отраженной от жесткой стенки. И лишь при  $\tau = 3500$  наблюдается заметное снижение  $P_c(\tau)$ , поскольку к этому времени с полостью взаимодействуют только волны разгрузки. При этом увеличение объема полости за счет смещения части заряда в сторону открытого торца гильзы также приводит к снижению значений  $P_c$ .

Пульсирующий характер зависимости  $P_c(\tau)$  (кривая 3) обусловлен взаимодействием с полостью серии волн, отраженных от жесткой стенки, при расположении фольги в окрестности донной части заряда.

При расположении фольги ближе к свободной поверхности заряда давление в полости при выходе на нее отраженных волн резко снижается. Влияние волны, отраженной от жесткой стенки, менее заметно ввиду удаленности полости от дна гильзы.

Осевые размеры формирующихся полостей также существенно зависят от начального положения фольги. Соответствующие траектории границ полостей  $X_c(\tau)/d_0$  для трех рассматриваемых случаев совмещены для наглядности на рис. 3. Левые кривые показывают из-

менения границ полостей в сторону дна гильзы, правые — в сторону свободной поверхности заряда. Немонотонный рост траекторий обусловлен соответствующим характером зависимостей  $P_c(\tau)$ .

Расположение фольги в центре заряда приводит на начальном этапе развития полости к плавному и симметричному росту ее осевых размеров относительно начального положения фольги. Симметрия нарушается при взаимодействии с полостью отраженных волн. Полость продолжает расширяться, но ее центр начинает смещаться в сторону свободной поверхности заряда (сплошные кривые 1). Для сравнения приведены аналогичные зависимости, соответствующие заряду, не ограниченному с торцов (штриховые кривые 1).

При расположении фольги вблизи дна гильзы (кривые 2) увеличение размера полости почти полностью обеспечивается за счет смещения части заряда в сторону свободной поверхности. И к моменту времени  $\tau = \tau_1$  ее осевой размер практически совпадает с размером полости, сформированной при том же значении  $W_1$  в заряде, не ограниченном с торцов. Но так как значения  $P_c$  в рассматриваемом варианте существенно больше, чем в неограниченном заряде, то и интенсивность волновых возмущений также выше. В данном случае энергия излученных волн в  $\approx 1,4$  раза превышает соответствующее значение для случая неограниченного заряда. Это качественно согласуется с результатами работ [9–11], посвященных исследованиям параметров электровзрыва в неограниченной среде и у жесткой стенки.

Наиболее существенна роль отраженных волн в формировании полости в случае расположения фольги вблизи свободной поверхности заряда. В результате многократного отражения волны от свободной поверхности многократно увеличивается массовая скорость вещества в слое  $x_c \leq x < L$ . Так, к моменту времени  $\tau = 3000$  осредненная по слою массовая скорость вещества в этом слое более чем в 17 раз превышает осредненную по слою массовую скорость в первичной прямой волне в момент ее выхода на свободную поверхность. В итоге этот слой вещества фактически отрывается от основной части заряда, а размеры полости резко увеличиваются (кривая 3). Поскольку температура в разрядном канале с увеличением его объема понижается [12, 13], естественно предположить, что в данном случае для реали-

зации условий воспламенения РВ необходимо либо ограничить возможность свободного перемещения этой части заряда, либо соответствующим образом управлять режимом энерговода в полость.

Варьирование параметров  $W_1$  и  $\tau_1$  в указанных выше пределах качественно не изменяет основные закономерности рассматриваемого волнового процесса. Увеличение энергии, вводимой в разрядную полость, сопровождается ростом интенсивности волновых возмущений, распространяющихся в РВ, ростом уровня давления в полости и ее осевых размеров. Увеличение  $\tau_1$  приводит к обратным эффектам: интенсивность возмущений, уровень давления в полости и ее осевые размеры уменьшаются.

Суммируя результаты проведенного анализа волновых процессов, сопровождающих взрывной характер расширения разрядной полости, в рамках рассмотренной схемы инициирования заряда отметим следующие основные моменты.

1. Смещение начального положения фольги к донной части гильзы приводит к росту давления в этой части заряда и в разрядной полости. При этом изменение давления в полости носит выраженный пульсирующий характер, а увеличение ее размеров происходит в основном за счет смещения части заряда в сторону свободной поверхности.

2. Расположение фольги в центре заряда характеризуется наличием временного интервала, когда давление в обеих частях заряда значительно ниже, чем в первом случае. Давление в полости также ниже, а ее размеры больше по сравнению с предыдущим вариантом.

3. Смещение фольги к свободной поверхности заряда приводит к еще большему снижению уровня давления в обеих частях заряда. При этом время существования пониженного давления в основной части заряда, примыкающего к дну гильзы, увеличивается. Давление в полости значительно ниже относительно первых двух случаев, а размеры полости наибольшие.

Отмеченные особенности формирования волновой картины и, в первую очередь, различный уровень давления в обеих частях заряда могут существенно корректировать закон горения в каждой части заряда. В рамках данной работы рассмотрены режимы энерговода в полость, сопровождающиеся относительно умеренным уровнем максимального давле-

ния в волновых возмущениях ( $< 1,5$  кбар). Увеличение  $W_1$  приводит к существенному росту давления в среде. Как показано в [14], электровзрыв плоской фольги позволяет генерировать в среду механический импульс амплитудой до 10 кбар. Учитывая тенденцию к увеличению энергетики заряда за счет дополнительного ввода электрической энергии, в рамках рассмотренной схемы инициирования представляются более предпочтительными режимы с длительным или управляемым выделением энергии в каждой его части, обеспечивающие стабильное зажигание и устойчивый характер горения РВ.

В результате исследований, выполненных в обеих частях настоящей работы:

- выполнены оценки времен воспламенения и критические условия при инициировании заряда РВ электровзрывом;

- проанализированы гидродинамические эффекты, сопровождающие электровзрыв фольги, в зависимости от ее расположения в заряде.

Рассмотренная схема процесса и рассчитанные значения параметров могут использоваться как при проведении экспериментальных исследований, так и при построении математической модели электротермохимического выстрела.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха. М.: Наука, 1975.
2. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
3. Фоменко В. В., Трофимов Н. И. Нестационарное горение перхлората аммония в вязкой углеводородной среде при давлении до 5 кбар // Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черноголовка, 1989. С. 56–59.
4. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М.: Мир, 1972.
5. Физика взрыва / Ф. А. Баум, Л. П. Орленко, К. П. Станюкович, Р. П. Челышев, Б. И. Шехтер. М.: Наука, 1975.
6. Кривицкий Е. В. Динамика электровзрыва в жидкости. Киев: Наук. думка, 1986.
7. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.
8. Буркин В. В. Особенности взрывного воздействия при импульсном электрическом пробое прочных сред // Физика горения и взрыва. 1985. Т. 21, № 4. С. 113–118.

9. **Зельманов И. Л., Колков О. С., Тихомиров А. М., Шацкевич А. Ф.** Об электро-взрыве в песчаном грунте // Физика горения и взрыва. 1968. Т. 4, № 3. С. 408–413.
10. **Куропаткин В. Г., Ниточкина Э. В., Шаболдина Н. Л.** О подобии при электрическом взрыве проволоки в различных средах // Физика горения и взрыва. 1977. Т. 13, № 5. С. 781–783.
11. **Бурцев В. А., Шамко В. В.** Замыкание сферической полости индуцированной подводной искрой вблизи твердой стенки // ПМТФ. 1977. № 1. С. 80–90.
12. **Швец И.С.** К определению удельной электропроводности плазмы подводного искрового разряда // Теплофизика высоких температур. 1980. Т. 18, вып. 1. С. 1–8.
13. **Синкевич О. А., Шевченко А. Л.** Численное исследование характеристик электрического разряда в воде // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1983. № 3. С. 104–108.
14. **Павловский А. И., Кашинцов В. И., Глушак Б. Л., Новиков С. А.** Генерирование механического импульса электрическим взрывом проводника // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 3. С. 124–126.

*Поступила в редакцию 11/IX 2000 г.,  
в окончательном варианте — 19/IX 2001 г.*

---