

ЛИТЕРАТУРА

1. Семилетенко Б. Г., Собколов Б. Н., Усков В. Н. Особенности неустойчивого взаимодействия сверхзвуковой струи с безграничной преградой. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1972, № 13, вып. 3.
2. Голубков А. Г., Козьменко Б. К., Остапенко В. А., Солотчин А. В. О взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской ограниченной преградой. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук», 1972, № 13, вып. 3.
3. Дулов В. Г. О движении тройной конфигурации ударных волн с образованием следа за точкой ветвления. — ПМТФ, 1973, № 6.
4. Голубков А. Г., Дулов В. Г. Об имитации влияния преграды, размещенной в сверхзвуковой струе, условным разрывом параметров потока. — «Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.», 1975, № 3, вып. 1.
5. Дулов В. Г. О моделях потоков, аппроксимирующих свойства сверхзвуковых струйных течений. — ПМТФ, 1976, № 4.

УДК 532.528

**ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ЭВОЛЮЦИИ
ПАРОГАЗОВЫХ ПОЛОСТЕЙ,
ГЕНЕРИРУЕМЫХ ПОДВОДНЫМ ИСКРОВОМ РАЗРЯДОМ**

А. И. Вовченко, В. В. Кучеренко, В. В. Шамко

(Николаев)

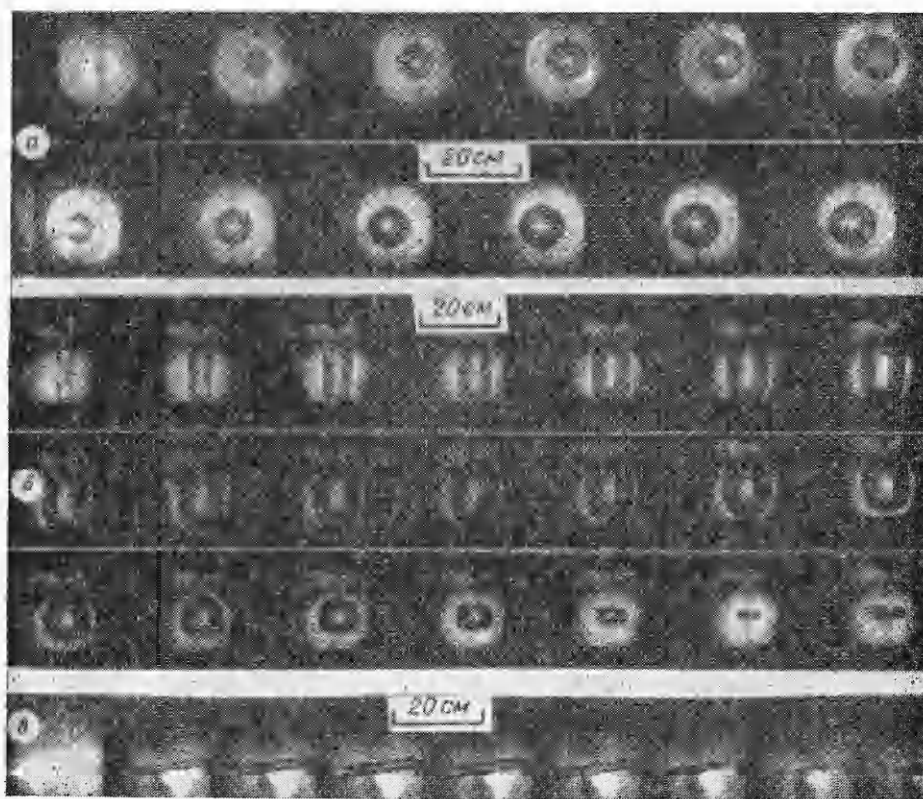
После того как электрическая энергия заряженного конденсатора полностью выделится на элементах разрядной цепи, искровой канал превращается в парогазовую полость (ПГП), совершающую ряд последовательных пульсаций. Последние сопровождаются акустическим излучением и формированием нестационарных гидротоков, являющихся основными рабочими факторами при электрогидроимпульсной обработке материалов [1]. Наряду с нестационарностью движения ПГП масса и состав газа в ней с течением времени изменяются. Поэтому описание такого рода явлений принадлежит к разделу наиболее трудных задач механики жидкости, газа и плазмы.

Для расчета акустического излучения и нестационарного гидротока важно знать закон движения границы ПГП [2, 3], а для оценки силовых параметров — ее экстремальные пространственно-временные характеристики [2—4].

Математическая модель явления разработана только для сферических [5] и цилиндрических [6—9] полостей. Что же касается динамики полостей других форм [1, 3, 10—12], то здесь происходит пока лишь накопление информации в основном на базе экспериментальных исследований. Данные же о зависимости экстремальных пространственно-временных характеристик ПГП, отличных от сферы, от электротехнических параметров разряда практически отсутствуют в литературе.

В данной работе предусматривается изучение пространственно-временной эволюции генерируемых подводным искровым разрядом (ПИР) полостей различной геометрической формы с целью получения корреляции основных экстремальных кинематических характеристик с исходными параметрами энергоисточника. Решение поставленной задачи осуществляется экспериментальным путем с привлечением методов высокоскоростной кинематографии.

Опыты проводились в специальной ванне (1500 × 1000 × 500 мм), заполненной дистиллированной водой и снабженной двумя иллюминаторами из плексигласа, позволяющими фотографировать процесс в лучах проходящего света от мощного источника. Стабильность разряда (соответственно и параметров полости) поддерживалась за счет спрямления



Фиг. 1

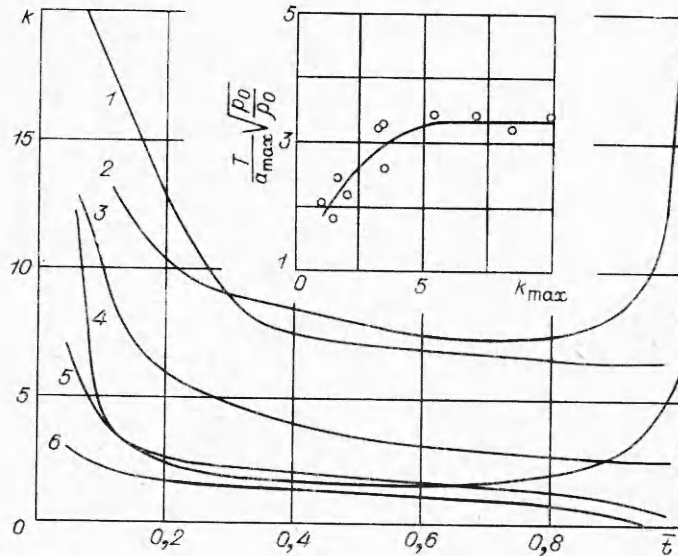
канала искры инициирующим константановым микропроводником ($\varnothing = 3$ мкм) и естественной дегазации жидкости. Разряд производился на глубине 0,24 м, а в качестве электродов использовались медные иглы диаметром 4 мм.

В зависимости от режима разряда генерируются ПГП различной геометрической формы (фиг. 1), в основном это сфера ($W_{\tau}/l > 1$ кДж·м⁻¹) — а, эллипсоид ($0,1 \leq W_{\tau}/l \leq 1$ кДж·м⁻¹) — б и цилиндр ($W_{\tau}/l < 0,1$ кДж·м⁻¹) — в. Здесь W_{τ} — выделившаяся в канале ПИР энергия, а l — длина разрядного канала. Время между кадрами составляет: а — 0,185, б — 0,172, в — 0,181 мс. Можно видеть, что сферические и цилиндрические полости сохраняют свою симметрию вплоть до достижения ими минимальных размеров, тогда как форма эллипсоидальных ПГП с течением времени изменяется.

В зависимости от геометрической формы ПГП реализуется та или иная схема ее замыкания (см. фиг. 1), а соответственно изменяется и коэффициент использования энергии гидродинамического поля давлений и скоростей при электрогидроимпульсной обработке материалов [1].

Опыт показывает [13], что основная часть (до 95%) энергии полости W расходуется в течение первого цикла расширения — сжатие, причем при следующих пульсациях ПГП уже не имеет четкой геометрической формы. Поэтому проводимый ниже анализ посвящен лишь этой практически важной стадии движения.

Общей характеристикой эллипсоидальных и цилиндрических полостей может служить коэффициент сжатия, определяемый как отношение



Ф и г. 2

меридиального и экваториального диаметров $k = D/d$. Изменение коэффициента сжатия во времени ($\bar{t} = t/T$) в процессе первой пульсации ПГП представлено на фиг. 2 ($W_\tau l^{-1} = 12$ кДж·м⁻¹, $\tau = 1,4$ мкс — кривая 1, 0,1; 23 — 2, 0,19; 2 — 3, 3,6; 18 — 4, 6,1; 15 — 5, 6,1; 46 — 6). Кривая 4 соответствует пульсации цилиндрической полости между двумя плоскими твердыми стенками, перпендикулярными ее оси симметрии. Из фиг. 2 видно, что если в максимуме полости $(D/d)_{\max} > 2$, то она остается вытянутой ($k > 1$) в течение всего периода пульсации, в энергетических единицах этому условию соответствует неравенство $W_\tau/l < 1$ кДж·м⁻¹; здесь представлена обобщенная зависимость периода пульсации полости от коэффициента ее сжатия в момент достижения максимального объема. Область $1 < k_{\max} \leq 5$ соответствует схлопыванию эллипсоидальных полостей, период первой пульсации которых описывается эмпирической зависимостью вида

$$(1) \quad T = 1,83 a_{\max} \sqrt{\rho_0/p_0} k_{\max}^{1/2},$$

из которой при $k_{\max} = 1$ следует формула Виллиса [3].

Анализ экспериментальных данных показал, что в момент достижения эллипсоидальной полостью максимального объема меридиальный диаметр превышает величину межэлектродного промежутка примерно в 2 раза. В силу этого связь $T(a_{\max})$ для эллипсоидальных ПГП может быть представлена в виде

$$(2) \quad T = 1,83 l^{1/3} a_{\max}^{2/3} \sqrt{\rho_0/p_0}.$$

В данном случае линейная зависимость между указанными экстремальными величинами, имеющая место для сферических каверн, нарушается. Интересно отметить, что линейность сохраняется, если в качестве максимального линейного размера брать эквивалентный по равновеликому объему сферы радиус $\langle a \rangle$

$$T \simeq 1,6 \langle a \rangle \sqrt{\rho_0/p_0}.$$

Начиная с $k_{\max} > 5$, замыкание ПГП соответствует цилиндрической модели, а для периода ее пульсации в соответствии с фиг. 2 оказывается справедливым выражение

$$(3) \quad T = 3,3a_{\max} V \sqrt{\rho_0/p_0},$$

отличающееся от формулы работы [6] лишь численным коэффициентом. Последнее связано, по-видимому, с ограниченностью объема жидкости в эксперименте.

Для установления взаимосвязи максимального радиуса с параметрами энергоисточника воспользуемся также опытными данными [10], отражающими факт определяющей зависимости доли энергии ПГП η_1 от коэффициента формы полости $\beta = l^{-1}(W_{\tau} p_0^{-1})^{1/3}$ и весьма слабой зависимости от скорости выделения энергии. Использование параметра β при определении a_{\max} позволяет в отличие от [4, 14] учесть режим разряда. Аппроксимация табличных значений $\eta_1(\beta)$ (см. табл. 1.1 [10], а также третий и четвертый столбцы таблицы данной работы) приводит к зависимости типа

$$(4) \quad \eta_1 = 0,26 \exp(-2/3 \cdot \beta) + 0,14.$$

Видно, что по мере приближения формы полости к сферической ($\beta \rightarrow 0$) η_1 растет, стремясь к значению, равному 0,4, а к цилиндрической ($\beta \rightarrow \infty$) — падает, составляя в пределе $\eta_1 = 0,14$. Уменьшение η_1 по мере вытягивания ПГП обусловлено возрастанием потерь энергии полости за счет излучения и теплопроводности вследствие возрастания ее поверхности при заданном объеме.

Учитывая, что энергия ПГП определяется, с одной стороны, через посредство максимального объема $V_{\max}(W = p_0 V_{\max})$, а с другой — через $W_{\tau}(W = \eta_1 W_{\tau})$, для максимального радиуса полостей сферической, эллипсоидальной и цилиндрической формы в соответствии с (1)–(4) можно записать простое равенство типа

$$(5) \quad a_{\max} = \alpha \left[0,26 \exp\left(-\frac{2}{3} \frac{l p_0^{1/3}}{W_{\tau}^{1/3}}\right) + 0,14 \right]^{\lambda}.$$

Здесь α и λ — параметры, зависящие от геометрической формы ПГП,

$$\text{для сферы } \alpha = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{W_{\tau}}{p_0}\right)^{1/3}, \quad \lambda = \frac{1}{3};$$

$$\text{для эллипсоида } \alpha = \left(\frac{3}{4\pi} \frac{W_{\tau}}{l p_0}\right)^{1/2}, \quad \lambda = \frac{1}{2};$$

$$\text{для цилиндра } \alpha = \left(\frac{W_{\tau}}{\pi l p_0}\right)^{1/2}, \quad \lambda = \frac{1}{2}.$$

Выделившуюся в канале разряда средней мощности * с характерным временем $\pi \sqrt{LC} \leq 40$ мкс энергию W_{τ} определим в первом приближении, согласно методике [15] с использованием амплитудных и частотных параметров, полученных в [16], следующим образом. Поскольку в последующие за первым полупериоды колебания тока сопротивление искрового канала $R(t)$ изменяется значительно слабее, чем в первом, при расчете

* Условно под разрядами средней мощности будем понимать разряды, для которых справедливо неравенство типа $W_{\tau} l^{-1} < 10^5$ Дж·м⁻¹.

энерговыведения в разрядном канале можно усреднить величину $R(t)$ по времени и определить это усредненное значение \bar{R} по затуханию разрядного тока

$$\bar{R} = \frac{2L}{T_i} \ln \frac{i_m}{i_{m-1}} - R_0,$$

где T_i — период колебаний тока; C , L — емкость и индуктивность цепи соответственно; R_0 — эквивалентное активное сопротивление элементов разрядной цепи при $l = 0$.

Тогда при аппроксимации разрядного тока $i(t)$ затухающей синусоидой $i(t) = U_{\Pi} \sqrt{C/L} e^{-\delta t} \sin \omega t$ значение энергии, выделяющейся в канале в любой момент времени, можно определить из выражения

$$(6) \quad W(t) = W_1(t) \sigma_0(t) \sigma_0(\tau_1 - t) + \frac{I_1^2 \bar{R}}{4\delta} \left\{ \frac{\omega^2}{\delta^2 + \omega^2} e^{-2\delta\tau_1} - e^{-2\delta t} \left[1 + \frac{\delta^2}{\delta^2 + \omega^2} \left(\frac{\omega}{\delta} \sin 2\omega t - \cos 2\omega t \right) \right] \right\} \sigma_0(t - \tau_1).$$

Здесь $W_1(t)$ — мгновенные значения энергии, выделяющейся в первом полупериоде колебаний тока, $\omega = (LC)^{-1/2}$, $\delta = (R_0 + \bar{R})/2L$, $\eta = \left(\pi \frac{Al^2}{U_{\Pi}^2 \sqrt{LC}} \right)^{1/3}$, $\tau_1 = (1 + 0,65\eta^2) \pi \sqrt{LC}$ — длительность первого полупериода тока, A — искровая постоянная [16], $\sigma_0(t - \tau_1) = \begin{cases} 0, & t < \tau_1 \\ 1, & t \geq \tau_1 \end{cases}$ — единичная функция Хевисайда, U_{Π} — напряжение пробоя водного промежутка,

$$I_1 = \left[(1 - \eta) \frac{CU_0^2}{L} - 0,05\pi (1 + 0,65\eta^2) i_1^2 \right]^{1/2},$$

U_0 — напряжение заряда конденсаторной батареи.

Для \bar{R} справедлива эмпирическая формула [15] типа

$$(7) \quad \bar{R} \simeq 0,15\eta(1 + 5\eta^3) \sqrt{L/C}.$$

Путем обобщения экспериментальных данных [13, см. рис. 3] для $R_0 \simeq (0,03 - 0,1) \sqrt{L/C}$ можно получить последний неизвестный параметр — амплитуду тока в первом полупериоде

$$(8) \quad i_1 = U_{\Pi} \sqrt{C/L} (1 - 0,65\eta^2).$$

В результате выделившаяся в канале разряда энергия может быть определена по формуле

$$(9) \quad W_{\tau} \simeq \eta \frac{CU_{\Pi}^2}{2} + \frac{I_1^2 \bar{R} \omega^2}{4\delta(\omega^2 + \delta^2)} (e^{-2\delta\tau_1} - e^{-2\delta\tau}),$$

где

$$(10) \quad \tau = \pi \sqrt{LC} (11,7\eta^2 - 24,2\eta + 14,3).$$

Полученный закон энерговыведения (6) справедлив и для мощных ($W_{\tau} l^{-1} > 10^5$ Дж·м⁻¹) подводных искровых разрядов, характерное время которых $\pi \sqrt{LC} > 40$ мкс. Для таких разрядов на основе обобщения

№ п/п	W_{τ}/l , кДж·м ⁻¹	β	η_1 , %	a_{\max} , м	
				Расчет	Эксперимент
1	772,0	4,6	19,4	0,57	0,41
2	280,0	12,5	50,5	0,21	0,23
3*	81,6	6,12	51,3	0,16	0,18
4*	36,7	4,8	40,0	0,12	0,13
5**	19,3	19,8	33	0,046	0,042
6**	13,9	17,7	33	0,040	0,033
7	1,3	2,1	27,7	0,100	0,092
8	0,1	0,43	23,6	0,007	0,008

* Данные работы [17].
** Данные работы [18].

экспериментальных данных [13] установлены приближенные электрические зависимости

доли общей энергии, выделяющейся в первом полупериоде,

$$(11) \quad \eta = 1,05 + 0,36 \lg \frac{bl^2}{U_{\Pi}^2 \sqrt{LC}};$$

эквивалентного сопротивления искры при $t \geq \tau_1$

$$(12) \quad \bar{R} \approx 0,35\eta(1 + 2\eta^3)\sqrt{L/C};$$

длительности первого полупериода тока разряда

$$(13) \quad \tau_1 = \pi\sqrt{LC}(1 - 0,33\eta^4)^{-1};$$

первой амплитуды тока

$$(14) \quad i_1 = U_{\Pi}\sqrt{C/L}e^{-0,5\eta^2}(1 + \eta^2)^{-1}(1 + \eta e^{-0,78/\eta})$$

от параметров энергоисточника, справедливые при $0,3 \leq \eta \leq 0,9$ ($b = 10^5 \text{ В}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{м}^{-2}$).

В представленной таблице сравниваются рассчитанные по формулам (5)–(14) максимальные радиусы ППП сферической, эллипсоидальной и цилиндрической формы, генерируемые подводным искровым разрядом, с экспериментальными результатами данной работы и работ [17, 18].

Максимальное отклонение расчетных и опытных данных достигает 13% для разрядов средней мощности и 35% — для мощных разрядов. Таким образом, предложенный метод расчета нестационарных пульсаций полостей, генерируемых подводными искровыми разрядами различной мощности и имеющих вследствие этого различную геометрическую форму, позволяет, не прибегая к опыту, определять экстремальные параметры полостей, а соответственно и их силовые характеристики.

Поступила 31 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Шамко В. В., Вовченко А. И. Влияние граничных поверхностей на развитие парогазовой полости при подводном искровом разряде.— В кн.: Гидромеханика. Киев, «Наукова думка», 1976, № 34.

2. Миниович И. Я., Перник А. Д., Петровский В. С. Гидродинамические источники звука. Л., «Судостроение», 1972.
3. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М., «Наука», 1971.
4. Теляшов Л. Л., Охитин В. А., Полевик А. Г. Экспериментальное исследование стадии схлопывания парогазовой полости в воде.— В кн.: Доклады симпозиума по физике акустико-гидродинамических явлений. М., «Наука», 1975.
5. Коул А. Подводные взрывы М., ИЛ, 1950.
6. Кедринский В. К. О пульсации цилиндрической газовой полости в безграничной жидкости.— В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики, 1971, № 8.
7. Кедринский В. К. О некоторых приближенных моделях одномерной пульсации цилиндрической полости в несжимаемой жидкости.— ФГВ, 1976, № 5, с. 768—773.
8. Кедринский В. К., Кузавов В. Г. Динамика цилиндрической полости в сжимаемой жидкости.— ПМТФ, 1977, № 4, с. 102—106.
9. Салов А. И. Взаимодействие газовых пузырей при одновременном взрывании удлиненных зарядов в жидкости ограниченной глубины.— «Труды Новосибирск. ин-та инж. водного транспорта», 1975, № 101, с. 29—40.
10. Окунь И. З., Фрайман Б. С. Энергия газового пузыря, образующегося при импульсном разряде в воде.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1969, № 8, с. 154—157.
11. Кнэп Р., Дейли Дж., Хэммит Ф. Кавитация. М., «Мир», 1974.
12. Бурцев В. А., Шамко В. В. Замыкание сферической полости, индуцированной подводной искрой, вблизи твердой стенки.— ПМТФ, 1977, № 1, с. 80—90.
13. Исследование динамики развития мощных электрических разрядов в воде с максимальным током разряда до 400 кА. Отчет Б 556838. ПКБ электрогидравлики АН УССР. Николаев, 1976.
14. Шарин Ю. Е., Коротков В. А. Исследование электрического КПД и энергии пульсации газовой полости при импульсном разряде в воде.— В кн.: Высокотемпературная теплофизика. М., «Наука», 1969.
15. Окунь И. З. Исследование электрических характеристик импульсного разряда в жидкости.— ЖТФ, 1969, т. 39, № 5, с. 837—861.
16. Шамко В. В., Кривицкий Е. В. Исследование некоторых характеристик канала подводной искры в основной стадии развития разряда.— ЖТФ, 1977, т. 47, № 1, с. 93—101.
17. Лурсманашвили Г. С. Энергия газового пузыря, ударной волны и светового излучения.— В кн.: Новые исследования в горном деле. Л., изд. Ленинградск. горного ин-та, 1971, № 3.
18. Рябинин А. Г., Рябинин Г. А. Экспериментальное исследование энергии газового пузыря при электрическом разряде в воде.— ЖТФ, 1976, № 4, с. 881—884.

УДК 538.4

**ДВИЖЕНИЕ ШАРА
В БЕЗГРАНИЧНОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ЖИДКОСТИ,
ВЫЗВАННОЕ ПЕРЕМЕННЫМ МАГНИТНЫМ ДИПОЛЕМ,
РАСПОЛОЖЕННЫМ ВНУТРИ ШАРА**

В. И. Хоничев, В. И. Яковлев

(Новосибирск)

1. В работе [1] рассмотрены два примера вихревых течений, возникающих в проводящей жидкости под действием переменного электромагнитного поля. В одном из них электромагнитное поле создавалось магнитным диполем $m_0 e^{i\omega t}$, расположенным в центре непроводящего твердого шара, погруженного в безграничную проводящую жидкость. При этом вследствие высокой степени симметрии приложенное электро-