

6. Pzaev. C.G. Microplasmas breakdown of p-n junction // Fizika. 2001. № 3. P. 8–10.

7. Chinoweth A.G. and Mckey K.G. Photon emission from avalanche breakdown in silicon // Phys. Rev. 1956. V. 102. № 2. P. 369–376.

Поступила 22.01.04

Summary

The mechanism and conditions of the beginnings of breakdown in insulators included the clusters of the point defects was determined using the model of the charged sphere invested into homogeneous electric field. The dependence of the critical field $E_{кр}$ was obtained, when on the clusters of the point defects (CPD) micro plasmas arise. From this dependence follow that $E_{кр}$ proportional to radius of CPD and the density of the ionized impurity in them.

Ж.Н. Ищенко, В.Г. Жекул, С.Г. Поклонов

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ДАВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПОДВОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ. ЧАСТЬ I

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-а, г. Николаев, 54018, Украина*

1. Введение

Подводный искровой разряд (ПИР) и электрический взрыв проволоочки (ПЭВП) находят широкое практическое применение особенно как источники импульсных гидродинамических давлений [1–3]. Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, ПЭВП, как более сложный процесс, изучен значительно меньше, чем ПИР. До настоящего времени нет общепризнанного представления о механизме процессов, уравнении состояния и электропроводности взрывной стадии ПЭВП при различных параметрах проволоочки и разрядного контура. Это значительно затрудняет создание достаточно корректной математической модели динамики ПЭВП для расчета его гидродинамических характеристик. Поэтому актуальными остаются экспериментальные исследования, получение полуэмпирических зависимостей и основанные на них расчеты гидродинамических параметров ПЭВП.

В отличие от ПИР, сведения по характеристикам и расчету волн давления $P(t)$ в ближней зоне ПЭВП довольно скудные, носят в основном качественный характер, либо справедливы лишь для тех режимов и специфических условий, для которых они получены, например, при деформировании стенки трубы [4–6]. Наиболее противоречивы данные по влиянию длины проволоочки l_n и разрядного промежутка $l_{рп}$ на гидродинамические характеристики ПЭВП и ПИР, а также по выбору оптимальной величины длин l_n или $l_{рп}$ для различных технологических процессов.

Целью настоящей работы является получение данных по гидродинамическим характеристикам ПЭВП путем решения гидродинамической задачи с использованием экспериментальной или расчетной кривой мощности, сравнение давлений $P(t)$ для ПЭВП и ПИР, выбор зависимостей для расчета амплитуды волны давления при ПЭВП, энергетически и гидродинамически оптимальной длины проволоочки.

2. Электротехнические характеристики и гидродинамическая модель

Осциллограммы разрядного тока $I(t)$ и напряжения на разрядном промежутке $U(t)$ для ПИР и ПЭВП существенно различаются (рис. 1). Основное выделение энергии при ПИР начинается сразу же после пробоя промежутка длиной $l_{рп}$ на пробивном напряжении $U_{пр}$, когда электроды закорачиваются плазменным каналом разряда и в окружающую жидкость генерируется ударная волна. А при ПЭВП основное выделение энергии начинается после окончания стадии нагрева расплавленной проволоочки (момент времени t_b), когда она переходит в парожидкостное состояние (собственно взрыв прово-

лочки). Скорость расширения канала разряда при этом резко увеличивается, что приводит к образованию в жидкости ударной волны. В момент времени t_n , когда напряжение достигает максимальной величины U_n , часто называемой индуктивным пиком перенапряжения, происходит пробой внутри парожидкостного канала разряда и превращение его в плазменный. При этом каналом излучается вторая волна давления, догоняющая первую.

Корреляция по времени осциллограммы и фотограммы ПЭВП приведена в [7]. Время t_n совпадает со временем достижения электрической мощностью в канале разряда $N(t)$ максимального значения N_m . При малом промежутке времени ($t_n - t_b$) первая и вторая ударные волны давления сливаются в одну.

Можно считать общепризнанным существование оптимального диаметра проволоочки $d_{оп}$ для каждого сочетания параметров разрядного контура (зарядного напряжения U_0 , емкости батареи конденсаторов C , индуктивности разрядного контура L). При оптимальном диаметре проволоочки наблюдается наибольшая скорость выделения энергии в канале разряда и наибольшее механическое воздействие ПЭВП на обрабатываемый объект.

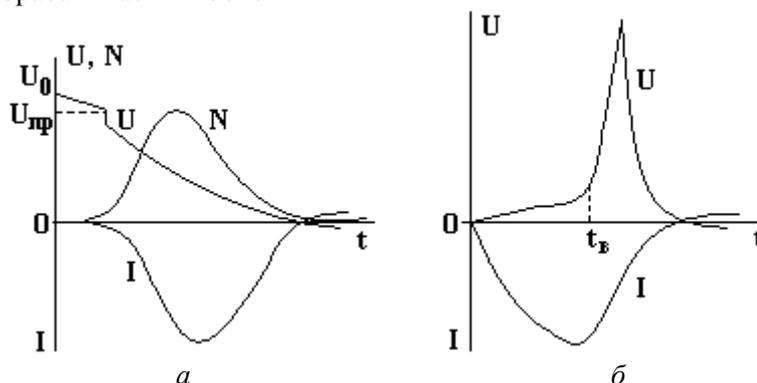


Рис. 1. Типичные осциллограммы тока и напряжения электрического разряда (а) и взрыва проволоочки (б) в жидкости при близком к аperiodическому режиму разряда

Изменение диаметра проволоочки сильно влияет на характеристики ее взрыва и равносильно изменению зарядного напряжения установки. Как показали проведенные нами исследования [8], изменение d_n на 0,1 мм в разовых патронах для электрогидроимпульсной (ЭГИ) запрессовки труб равносильно изменению зарядного напряжения U_0 установки на несколько киловольт. При $d_n = d_{оп}$ взрыв прямолинейной проволоочки происходит в момент времени $t_a \approx 0,4\pi\sqrt{LC}$ и не зависит от ее длины. В проведенных ниже исследованиях использовались проволоочки диаметром, близким к оптимальному.

Влияние длины проволоочки сказывается на характеристиках ее взрыва в гораздо меньшей степени, чем изменение диаметра. Тем не менее, для заданных параметров U_0 , C , L и $d_n = d_{оп}$ существует энергетически оптимальная длина проволоочки $l_{оп}$, при которой за время первого полупериода колебаний тока τ_1 выделяется практически вся запасенная в конденсаторной батарее энергия W_0 , то есть $W_1 \approx W_0$.

Оптимальные размеры проволоочки могут быть рассчитаны по формулам [9–11]

$$d_{oi} = 2 \left(W_0 / h^* \sqrt{L/C} \right)^{1/4}; \quad l_{oi}^y = 2 \cdot 10^{-3} U_0^4 \sqrt{LC}; \quad h^* = \rho_n \sigma_n (\lambda_n + \gamma_n), \quad (1)$$

где ρ_n , σ_n , λ_n , γ_n – плотность, удельная электропроводность, удельная теплота плавления и парообразования материала проволоочки соответственно. Все величины выражены в единицах системы СИ.

Зависимость $W_1 = f(l_n)$ гораздо менее критична, чем $W_1 = f(d_n)$ [8]. Так, в [12] вместо численного коэффициента 2 в формуле (1) для $l_{оп}$ приводится коэффициент 1,4.

В настоящей работе гидродинамические характеристики ПЭВП определялись путем численного решения задачи расширения цилиндрического плазменного поршня в безграничной жидкости. Поскольку давление в жидкости при ПЭВП не превышало $3 \cdot 10^9$ Па, то процесс сжатия жидкости можно считать изоэнтропическим [13] и использовать ударную адиабату воды в форме уравнения Тэта. Подобный подход оказался плодотворным при исследовании движения цилиндрических оболочек под действием ПЭВП [8, 14, 15].

При решении гидродинамической задачи предвзрывная газожидкостная стадия взрыва проволоочки тоже считалась плазменной, что позволило в качестве граничного условия задачи использовать уравнение баланса энергии в плазменном канале разряда [16].

В рамках принятых допущений решена система уравнений, включающая нелинейные уравнения механики сплошных сред, которая для случая осевой симметрии имела вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\rho v}{r}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}; \quad (3)$$

$$P - P_0 = B \left[\left(\rho / \rho_0 \right)^n - 1 \right]; \quad (4)$$

$$P_k \frac{dV_k}{dt} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{d(P_k V_k)}{dt} = N(t); \quad (5)$$

$$V_k = \pi \cdot r_k^2 l_k; \quad (6)$$

$$N(t) = N_m \sin^{2m} (\beta t / \sqrt{LC}). \quad (7)$$

Начальные и граничные условия для решения системы уравнений

$$P_k(0) = P(0, r) = P_0, \quad v_k(0) = v(0, r) = 0, \quad r_k(0) = r_n, \\ V_k(0) = V_n, \quad l_k(0) = l_n, \quad v(t, r_k) = v_k(t), \quad P(t, r_k) = P_k(t).$$

Здесь ρ_0 и ρ – исходное и текущее значения плотности жидкости; t – время; v – скорость течения жидкости; r – радиальная координата; P_0 и P – гидростатическое и текущее значения давления в жидкости; B и n – константы в уравнении Тэта; P_k – давление в канале разряда; γ – эффективный показатель адиабаты в уравнении баланса энергии в канале разряда; v_k , V_k , r_k и l_k – скорость расширения, объем, радиус и длина канала разряда соответственно; r_n и V_n – радиус и объем проволоочки.

Возможность использования формулы (7) для расчета мощности $N(t)$ при ПЭВП показана в [17]. Если для ПИР в этой формуле $m = 1$ и $\beta = \pi \sqrt{LC} / \tau_1$, то для ПЭВП $m \gg 1$ и

$$m = \left[\frac{1}{\pi} \left(\frac{4t_n N_m}{\eta_1 C U_0^2} \right)^2 \right]; \quad N_m = U_n I_n; \quad \beta = \frac{\pi \sqrt{LC}}{2t_n}. \quad (8)$$

Здесь $\eta_1 = W_1/W_0$ – КПД первого полупериода колебаний тока; I_n – разрядный ток, соответствующий пику перенапряжения U_n . Оптимальному диаметру проволоочки соответствует $4t_n = \dot{O} = 2\pi \sqrt{LC}$.

Система уравнений (2) – (7) решалась с помощью конечно-разностного метода [18, 19] с расчетным шагом по пространственной сетке не более 0,5 мм. Граница расчетной области выбиралась такой, чтобы отраженные от нее волны за время счета не успели прийти в расчетную точку. При использовании значений экспериментальной кривой $N(t)$ в уравнении (5) формула (7) исключалась.

Такие характеристики ПЭВП, как U_n , I_n , t_n , определялись с помощью зависимостей, приведенных в [9, 10, 20], а время $t_n \approx 1,2 t_b$. КПД η_1 рассчитывался по формуле [21]

$$\eta_1 = \frac{1}{q_1^2 q_2^2}; \quad q_1 = 1 + \frac{|d_{oi}^2 - d_i^2|}{2d_{oi}^2}; \quad q_2 = 1 + \frac{|l_{oi}^y - l_i^y|}{2l_{oi}^y}. \quad (9)$$

При этом время достижения первого максимума разрядного тока t_m может изменяться в пределах $0,2\pi \sqrt{LC} < t_m < 0,6\pi \sqrt{LC}$.

Для численного коэффициента B_1 , входящего в формулу для расчета U_n взрыва прямолинейной проволоочки, приводятся значения 20 [9, 10] и 15 [11, 22] при ПЭВП в больших (“безграничных”) объемах жидкости, а также – 12 [8, 23] при ПЭВП в электровзрывных патронах разового действия для запрессовки труб. Установлено, что на величину U_n влияют условия осуществления ПЭВП, качество изготовления проволоочки и ее форма [8, 20, 23–25].

Используемые в работе экспериментальные кривые мощности $N(t)$ взрыва медных и алюминиевых проволоочек рассчитаны из осциллограмм тока $I(t)$ и напряжения $U(t)$, полученных В.Г. Жекулом и С.Г. Поклоновым в процессе исследования экспериментального устройства с внутренним диаметром 120 мм для извлечения нефти из скважин. При этом использовался осциллограф С1-115 с блоком цифровой обработки сигналов, а индуктивная составляющая напряжения измеряемого участка цепи компенсировалась с помощью катушки компенсации [26].

3. Результаты расчетов и их анализ

Рассчитывались гидродинамические характеристики взрыва медных ($d_n = 0,30$ мм) и алюминиевых ($d_n = 0,35$ мм) проволочек при $U_0 = 30$ кВ, $C = 3,0$ мкФ, $L = 2,74$ мкГн. Длина проволочек изменялась от 25 до 100 мм. Согласно формуле (1), длина $l_{оп}$ на этом режиме составляла 101,6 мм при численном значении коэффициента 2,0 и 71,1 мм – при значении этого коэффициента 1,4.

Расстояние от оси проволочки r выбиралось из условия $r \leq 2,5 l_n$, когда амплитуда волны давления P_m убывает по закону, характерному для цилиндрической волны сжатия [27]. Время Θ соответствовало времени уменьшения амплитуды давления в $e \cong 2,72$ раза. Удельный импульс давления $j(t)$ и плотность энергии в волне давления $\omega(t)$ за время $t = \Theta$ рассчитывались как

$$j(\Theta) = \int_0^{\Theta} P(t) dt; \quad w(\Theta) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_0^{\Theta} P^2(t) dt, \quad (10)$$

здесь c_0 – скорость звука в воде.

В табл. 1, 2 над чертой приводятся энергетические, рассчитанные из осциллограмм $I(t)$ и $U(t)$, характеристики взрыва медных и алюминиевых проволочек при изменении их длины от 25 до 100 мм, а также гидродинамические характеристики волны давления на расстоянии $r = 60$ мм. Давления P_m и $P(t)$ для различных l_n и r рассчитывались с помощью гидродинамической модели ПЭВП с использованием экспериментальных кривых мощности, полученных для соответствующих длин проволочки (рис. 2). Под чертой в табл. 1, 2 приводятся энергетические и гидродинамические характеристики ПЭВП при использовании кривых мощности $N(t)$, рассчитанных по формуле [7].

Таблица 1. Энергетические и гидродинамические характеристики взрыва медных проволочек различной длины

| L_n , мм | W_1 , Дж | η_1 | N_m , МВт | $P_m(60 \text{ мм})$, МПа | Θ , мкс | $j(\Theta)$, Па·с | $\omega(\Theta)$, Дж/м ² | W_1/l_n , 10 ³ Дж/м |
|------------|------------|----------|-------------|----------------------------|----------------|--------------------|--------------------------------------|----------------------------------|
| 25 | 1003 | 0,743 | 762 | 84,2 | 13,1 | 761 | 29450 | 40,1 |
| | 757 | 0,561 | 831 | 75,5 | 11,0 | 597 | 20616 | |
| 35 | 1055 | 0,781 | 854 | 74,1 | 11,8 | 642 | 21758 | 30,1 |
| | 844 | 0,625 | 1002 | 67,8 | 10,8 | 525 | 16075 | |
| 45 | 1198 | 0,887 | 1061 | 71,1 | 11,9 | 598 | 19630 | 26,6 |
| | 947 | 0,702 | 1128 | 64,0 | 10,6 | 496 | 14543 | |
| 65 | 1242 | 0,920 | 1180 | 61,4 | 11,3 | 493 | 13914 | 19,1 |
| | 1220 | 0,904 | 1263 | 60,6 | 10,6 | 464 | 12905 | |
| 75 | 1235 | 0,915 | 1248 | 57,2 | 10,8 | 453 | 12040 | 16,5 |
| | 1327 | 0,983 | 1248 | 59,5 | 10,6 | 444 | 11885 | |
| 100 | 1247 | 0,924 | 1309 | 50,8 | 10,3 | 383 | 8934 | 12,5 |
| | 1327 | 0,983 | 1281 | 52,1 | 10,5 | 402 | 9589 | |

Перед фронтом волны давления $P(t)$ (см. рис. 2) имеется предвестник, который наблюдался на фоторазвертках ПЭВП в [7]. Длительность фронта волны давления без учета предвестника составляла ~ 1 мкс. Проводились расчеты давления $P(t)$ при отсечении начального участка экспериментальной кривой $N(t)$ до момента времени t_b , что незначительно отразилось на $P(t)$, но уменьшился предвестник.

Увеличение длины проволочки от 25 до 100 мм привело к росту энергетических W_1 , η_1 , N_m и снижению гидродинамических P_m , $j(\Theta)$, $\omega(\Theta)$ характеристик ПЭВП как в канале разряда, так и на расстоянии r от него. Оказалось, что энергетически оптимальным размерам проволочки ($l_n = 100$ мм) соответствует давление P_m в 1,6 – 1,7 раза меньшее, чем при $l_n = 25$ мм (см. табл. 1, 2, рис. 2).

Анализ показал, что этот результат объясняется снижением энергии при $l_n = 100$ мм в 3,2 раза, выделенной на единице длины канала разряда (W_1/l_n), и находится в соответствии с полуэмпирической зависимостью, приведенной И.З. Окунем в [27] для ПИР, стабилизированного микропроводником.

Таблица 2. Энергетические и гидродинамические характеристики взрыва алюминиевых проволочек различной длины

| l_n , мм | W_1 , Дж | η_1 | N_m , МВт | $P_m(60 \text{ мм})$, МПа | Θ , мкс | $j(\Theta)$, Па·с | $\omega(\Theta)$, Дж/м ² | W_1/l_n , 10 ³ Дж/м |
|------------|------------|----------|-------------|----------------------------|----------------|--------------------|--------------------------------------|----------------------------------|
| 25 | 943 | 0,698 | 706 | 84,5 | 12,5 | 730 | 28282 | 37,7 |
| | 751 | 0,556 | 623 | 76,4 | 11,3 | 610 | 21226 | |
| 35 | 828 | 0,630 | 610 | 67,1 | 11,8 | 544 | 16953 | 23,6 |
| | 838 | 0,621 | 752 | 68,8 | 11,1 | 538 | 16674 | |
| 45 | 916 | 0,678 | 647 | 63,1 | 11,0 | 502 | 14588 | 20,4 |
| | 940 | 0,696 | 846 | 64,1 | 10,6 | 497 | 14645 | |
| 55 | 1066 | 0,789 | 748 | 61,3 | 11,6 | 505 | 14188 | 19,4 |
| | 1063 | 0,787 | 910 | 62,5 | 11,2 | 498 | 14180 | |
| 100 | 1340 | 0,992 | 1056 | 52,3 | 10,9 | 406 | 9616 | 13,4 |
| | 1317 | 0,976 | 936 | 52,1 | 10,5 | 405 | 9858 | |

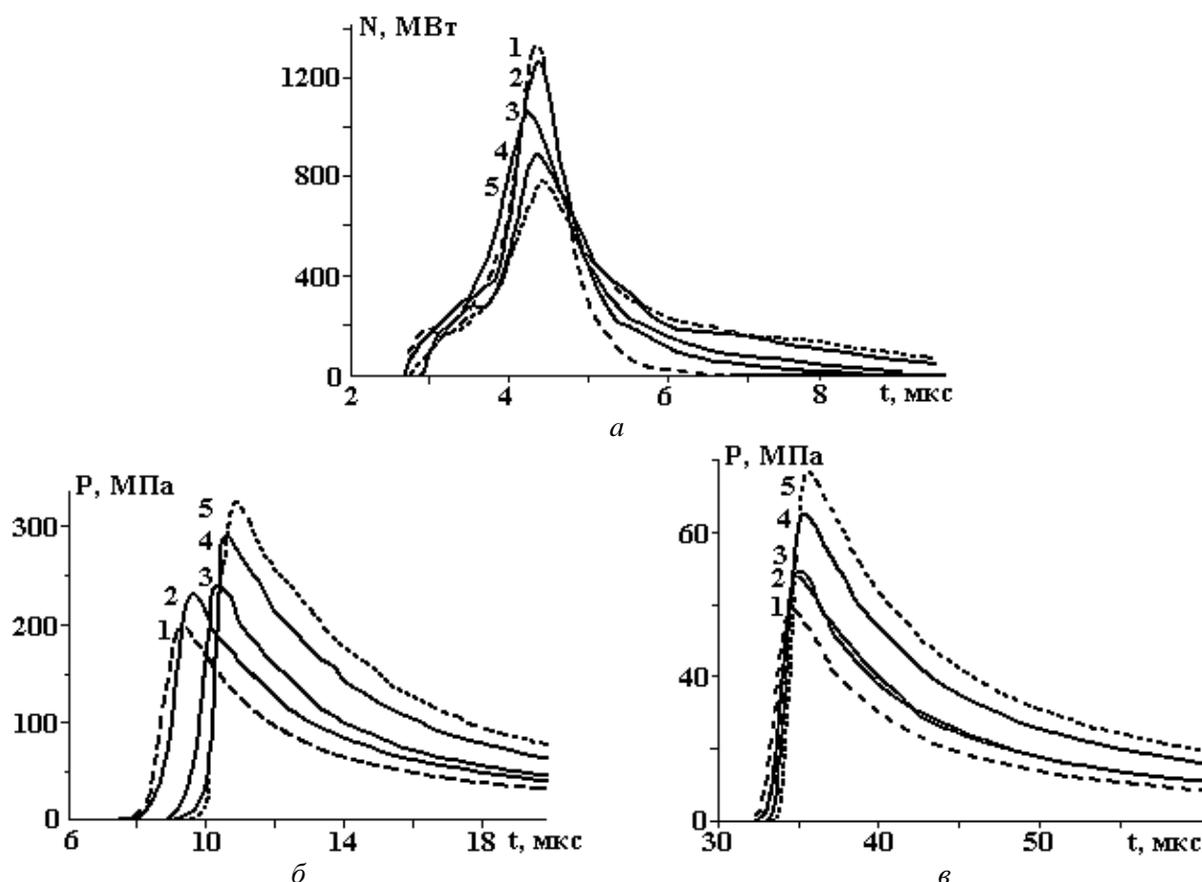


Рис. 2. Экспериментальные кривые мощности и рассчитанные по ним давления при взрыве медных проволочек различной длины: а – мощность $N(t)$; б – давление $P(t)$ при $r = 10$ мм; в – $P(t)$ при $r = 50$ мм; l_n , мм: 1 – 100; 2 – 75; 3 – 55; 4 – 35; 5 – 25

Сравнение данных табл. 1 и 2 показало, что некоторое различие величин W_1 и N_m при взрыве алюминиевых и медных проволочек значительно не отразилось на гидродинамических характеристиках их взрыва. Это является подтверждением вывода для меди и алюминия [28] при регистрации давления датчиками в акустической зоне, что при $d_n = d_{оп}$ существенного влияния материал проволочки (медь, алюминий, никель, нихром) на характеристики ударной волны не оказывает.

Как отмечалось выше, коэффициенты в экспериментальных формулах для U_n и $P_{оп}$ в различных работах существенно различаются. Это ведет к различию расчетных значений N_m и η_1 соответственно. Согласно проведенным расчетам по гидродинамической модели ПЭВП, различие в величинах N_m при использовании в формуле для U_n коэффициентов B_1 , равных 15 или 20, значительно сказывается на давлении в канале разряда P_k и на P_m непосредственно вблизи проволочки ($r \leq 10$ мм) из-

за резкого спада амплитуды P_m с ростом r . Чем выше амплитуда P_m , тем круче этот спад вследствие большей диссипации энергии такой волны давления.

Использование в формуле (1) для $P_{оп}$ коэффициента 1,4 вместо 2,0 ведет к росту η_1 и W_1 при малых длинах проволоочки. Так, рассчитанное по формуле (9) при $l_n = 35$ мм значение η_1 увеличивается от 0,558 до 0,625, а W_1 возрастает от 752,8 до 844,0 Дж, что гораздо ближе к экспериментальным данным (см. табл.1). Но тогда вследствие слабой зависимости $W_1 = f(l_n)$ в диапазоне длин проволоочки от 71 до 102 мм необходимо принять η_1 таким же, как при $P_{оп}$. Это находится в соответствии с экспериментальными данными по η_1 (см. табл.1).

Следует отметить, что увеличение энергии W_1 , а соответственно и η_1 , при ПЭВП может происходить (особенно для малых длин l_n) за счет увеличения сопротивления канала разряда под действием волн давления, отраженных от близлежащих поверхностей электродной системы.

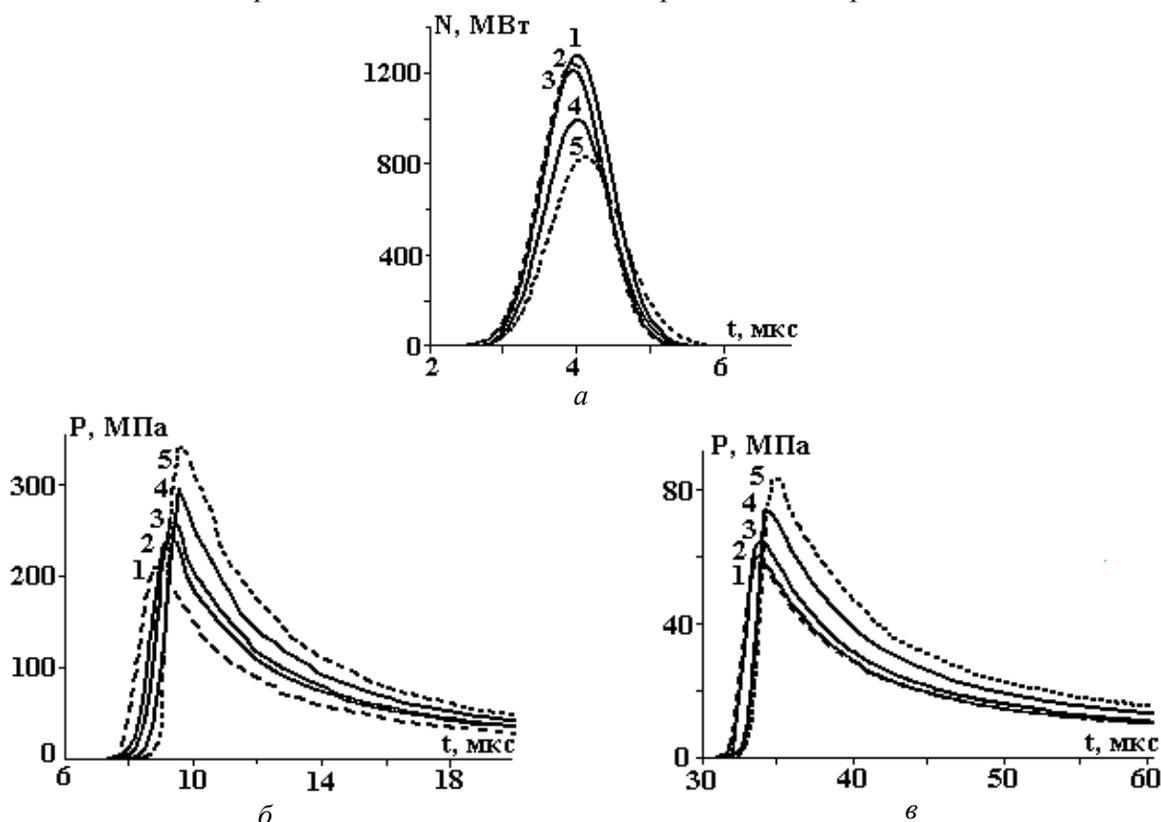


Рис. 3. Расчетные кривые мощности и рассчитанные по ним давления при взрыве медных проволоочек различной длины: а – мощность $N(t)$; б – давление $P(t)$ при $r = 10$ мм; в – $P(t)$ при $r = 50$ мм; l_n , мм: 1 – 100; 2 – 75; 3 – 55; 4 – 35; 5 – 25

Интересно сравнить между собой рассчитанные по гидродинамической модели ПЭВП давления $P(t)$ при использовании экспериментальных (см. рис. 2) либо рассчитанных по формуле (7) кривых мощности $N(t)$ (рис. 3). При этом $P_{оп}$, N_m и η_1 для медных проволоочек определялись по формулам (1) (с коэффициентом 1,4), (8) (с коэффициентом $B_1 = 20$ при расчете U_n) и (9) соответственно. При расчете мощности $N(t)$ показатель степени синуса в формуле (7) изменялся от 34 до 54.

В аналогичных расчетах для алюминиевых проволоочек при определении мощности N_m , в отличие от медных проволоочек, вместо коэффициента $B_1 = 20$ использовался коэффициент $B_1 = 15$. Более низкое значение N_m при взрыве алюминиевых проволоочек видно из экспериментальных данных (см. табл. 1, 2). Это вызвано зависимостью N_m от энергии, введенной в проволоочку к моменту взрыва [29]. У алюминиевой проволоочки эта энергия больше.

Показатель степени синуса в формуле (7) при взрыве алюминиевых проволоочек различной длины изменялся от 20 до 32.

Таким образом, сравнение результатов расчета характеристик волн давления электровзрыва медных и алюминиевых проволоочек различной длины показало хорошее совпадение соответствующих гидродинамических характеристик и эпюры давления $P(t)$ при использовании экспериментальной или расчетной кривой мощности. Показано, что в ближней зоне электровзрыва алюминиевых и медных проволоочек оптимального диаметра при прочих равных условиях характеристики волн дав-

ления близки. А при одинаковых параметрах разрядного контура и $r_n / l_n \leq 2,5$ давление P_m убывает с увеличением длины проволоочки, вплоть до энергетически оптимальной, в соответствии с уменьшением энергии, выделенной на единице длины взорванной проволоочки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электрический взрыв проводников / Под ред. А.А.Рухадзе, И.С.Шпигеля. М., 1965.
2. Оборудование и технологические процессы с использованием электрогидравлического эффекта / Под ред. Г.А. Гулого. М., 1977.
3. Коваленко В.С. Нетрадиционные методы обработки материалов в Японии // Электронная обработка материалов. 2000. № 3. С. 4–12.
4. Демина В.М., Шкатов А.А. Исследование гидродинамических характеристик электрического взрыва проводников в воде // Физические основы электрического взрыва. Киев, 1983.
5. Арсентьев В.В., Арсентьева Е.Л., Ищенко Ж.Н. и др. Исследование давлений на стенку трубы при электрогидравлическом деформировании // Разрядноимпульсная технология. Киев, 1978.
6. Мазуровский Б. Я. Электрогидроимпульсная запрессовка труб в трубных решетках теплообменных аппаратов. Киев, 1980.
7. Шолом В.К., Литвиненко В.П. Особенности формирования ударных волн при подводном электрическом взрыве проводников // Новое в разрядноимпульсной технологии. Киев, 1979. С.100–106.
8. Ищенко Ж.Н., Поздеев В.А. Деформирование и запрессовка труб электровзрывом. Николаев, 2003.
9. Шолом В.К., Кривицкий Е.В., Литвиненко В.П. Исследование электрических характеристик подводного взрыва проводников // Журн. техн. физики. 1974. № 44. Вып. 10. С. 2146–2150.
10. Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, 1979.
11. Кривицкий Е.В. Динамика электровзрыва в жидкости. Киев, 1986.
12. Демина В.М., Кривицкий Е.В., Шолом В.К. Эффективность преобразования энергии при электровзрыве проводников в воде // Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев, 1980. С. 67–76.
13. Зельдович Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
14. Ищенко Ж.Н., Поздеев В.А., Семко А.Н., Скрипниченко А.Л., Чуприн А.Н. Расчет гидродинамических давлений внутри цилиндрической оболочки при действии импульсного источника // Вісті Академії наук БССР. Сер. фізико-техн. наук. 1985. № 1. С. 11–17.
15. Ищенко Ж.Н. Гидродинамические нагрузки при электрогидроимпульсном расширении цилиндрической оболочки внутри полости с жесткой стенкой // Теория, эксперимент, практика разрядноимпульсной технологии. Киев, 1987. С. 118–124.
16. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., 1971.
17. Поздеев В.А., Ищенко Ж.Н. Аппроксимация закона скорости ввода энергии при электрическом разряде и взрыве проволоочки // Электроразрядные процессы. Теория, эксперимент, практика. Киев, 1984. С. 58–64.
18. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С.К.Годунова. М., 1976.
19. Атанов Г.А. Расчет выстрела гидропушки методом "распада разрыва" // Гидромеханика. 1974. Вып. 30. С. 51–54.
20. Кривицкий Е.В., Литвиненко В.П., Коваль С.В., Шолом В.К. Некоторые особенности подводного электровзрыва проводников различной геометрии // Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев, 1979. С. 53–59.
21. Мазуровский Б.Я., Опара В.С., Ищенко Ж.Н., Гуляева Л.Ю. Методика расчета режимов электрогидроимпульсной развальцовки труб // Новое в разрядноимпульсной технологии. Киев, 1979. С. 28–35.
22. Гулый Г.А. Научные основы разрядноимпульсных технологий. Киев, 1990.
23. Ищенко Ж.Н., Гуляева Л.Ю., Рынденко В.В. Расчет элементов конструкции патронов для электрогидроимпульсной запрессовки труб // Электрогидроимпульсная обработка металлов давлением. Киев, 1979. С.104–113.
24. Ищенко Ж.Н., Гуляева Л.Ю. Исследование подводного электрического взрыва проволоочек спиральной формы // Электронная обработка материалов. 1979. № 2. С. 53–58.
25. Ищенко Ж.Н. Исследование взрыва проволоочек переменного сечения и произведенной ими деформации труб // Разрядноимпульсная технология. Киев, 1978. С. 137–144.

26. Лукьянов Л.А., Киселев Г.И. Компенсационный способ измерения импульсного тока и напряжения // Приборы и техника эксперимента. 1974. № 7. С. 99–100.
27. Окунь И.З. Исследование волн сжатия, возникающих при импульсном разряде в воде // Журн. техн. физики. 1971. Т. 41. № 2. С. 292–300.
28. Коротков В.А., Несветайлов Г.А. О форме импульса сжатия при электрическом взрыве проволок в воде // Физика горения и взрыва. 1970. № 2. С. 250–252.
29. Коваль С.В., Шамко В.В. Энергетические характеристики начальной стадии подводного электрического взрыва проводников // Процессы преобразования энергии при электровзрыве. Киев, 1988. С. 80–86.

Поступила 31.03.04

Summary

Results of calculations for pressure wave characteristics at the near zone of a discharge channel formed at electrical explosion of copper and aluminium wires have been obtained depending on the wire length and distance. The calculations were carried out numerically using a hydrodynamic set of equations for electric explosion phenomena. Good agreement of hydrodynamic pressure values were obtained for experimental and calculated dependencies describing electric power dissipation law under the wire explosion.

Ю.М. Рычков, С.А. Зайкова

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПРИРОДЫ ПОЛЯРНОЙ ДОБАВКИ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАРЯДОВЫХ КЛАСТЕРОВ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

Учреждение образования “Гродненский государственный университет им. Янки Купалы”,
ул. Ожешко, 29, г. Гродно, 230023, Республика Беларусь

Введение. Согласно ионно-кластерной модели проводимости жидких диэлектриков [1, 2] зарядовые кластеры представляют собой наноразмерные упорядоченные структуры. Они возникают в неполярных жидкостях углеводородного типа при добавлении в них модифицирующих полярных добавок. Зарядовый кластер состоит из “плотной” центральной части и “рыхлой” периферии. Центральная часть содержит ионы и молекулы полярной добавки, связанные между собой водородной связью. Периферия состоит из поляризованных молекул основной жидкости. Устойчивость зарядового кластера поддерживается за счет того, что энергия кулоновского отталкивания ионов в его центральной части (12 – 15 кДж/моль) оказывается меньше энергии водородных связей, удерживающих ионы и молекулы в ассоциированном состоянии (20 – 30 кДж/моль) [1, 2].

Взаимодействие между молекулами, образующими комплекс с водородной связью, осуществляется за счет обобществления протона. Схематически такой комплекс записывается как $R_1A-H...BR_2$. В качестве A обычно выступают электроотрицательные атомы O, N, F, B – атомы, имеющие неподеленную пару электронов: O, N, F, Cl и др. Встречаются H -связи, образованные группами СН. Главными факторами, обуславливающими существование H -связей и различие их свойств, являются перераспределение электронной плотности при образовании комплекса и перенос заряда. С образованием H -связи стабильность микроупорядоченного состояния вещества возрастает. В результате такой взаимной ориентации молекул происходит их сближение, и реализуется энергетически выгодное расположение наноконфлюэтов – зарядовых кластеров.

Комплексная методика, использующая результаты независимых экспериментов, полученных методом импульсных вольт-амперных характеристик [3, 4] и регистрацией абсолютного значения угла поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света [5], позволила установить следующее. При наложении электрического поля ($E = 0,4 - 0,6$ кВ/см) в системе плоскопараллельных электродов, помещенных в диэлектрическую жидкость с полярной добавкой, в контактном слое