

## О РАСШИРЕНИИ СВЕЯЩЕЙСЯ ЗОНЫ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВЗРЫВЕ ТОЛСТЫХ ПРОВОЛОК

В. М. Кульгавчук

(Москва)

Приведены результаты экспериментов по изучению расширения зоны свечения, возникающей при электрическом взрыве медных проволок диаметром 0.74 мм, длиной 20 см. Показано, что временная зависимость диаметра зоны свечения совпадает с законом движения автомодельной цилиндрической ударной волны. При различных энергиях, вводимых в металл, определена энергия гидродинамического движения. Оценена доля испарившегося металла проволоки.

Явление электрического взрыва проволок при разряде на них конденсатора в соответствии с осциллограммой тока обычно делят на три стадии: первый импульс тока, паузу тока и второй импульс тока [1]. В течение первого импульса тока происходит нагрев и испарение вещества проволоки, вследствие чего ток в разрядной цепи прекращается — наступает пауза тока, несмотря на наличие напряжения на конденсаторе (остаточного напряжения). Второй импульс тока вызывается разрядом в паре металла. При повышении остаточного напряжения длительность паузы тока уменьшается, и при некотором его значении второй импульс сливается с первым, т. е. пауза тока исчезает.

Изучение электрического взрыва методом скоростных фоторазверток показало наличие светящейся зоны, расширяющейся со скоростью свыше 1 км/сек [2]. Место локализации внешней границы светящейся зоны не совсем ясно. Так, в работе Беннетта [3] указывается, что зона свечения при взрыве тонких ( $\phi < 0.2$  мм) медных проволок в воздухе сначала совпадает с контактной границей паров и фронтом ударной волны, а затем происходит отделение слабо светящегося фронта ударной волны от сильно светящейся контактной границы паров. С другой стороны, из работы [4], посвященной теоретическому изучению расширения ударной волны в воздухе, возбуждаемой при электрическом взрыве, можно видеть, что сильно светящаяся зона Беннетта не является контактной поверхностью паров, а находится между фронтом ударной волны и контактной поверхностью. Эта точка зрения подтверждается экспериментальной работой М. П. Ванюкова и В. И. Исаенко [5], в которой показано, что свечение локализуется между фронтом ударной волны и плотным облаком паров металла, т. е. внешняя граница свечения совпадает с фронтом ударной волны. Учитывая сказанное и то, что наши опыты проводились в малоиндуктивном контуре при быстром вводе энергии, можно полагать, что внешняя граница светящейся зоны будет совпадать с фронтом ударной волны. Л. И. Седов [6] и Лин [7] дают радиус сильной автомодельной цилиндрической ударной волны в воздухе как функцию времени при мгновенном вводе энергии  $E_0$  на единицу длины оси цилиндра в момент времени  $t_0$  в виде <sup>1</sup>

$$r = \left( \frac{E_0}{\alpha \rho} \right)^{1/4} (t - t_0)^{1/2} \left( \alpha = \alpha(\gamma), \gamma = \frac{c_p}{c_v} \right) \quad (1)$$

Здесь  $\alpha$  (в обозначениях Беннетта и Лина  $S = \alpha^{-1/4}$ ) — функция только отношения удельных теплоемкостей  $\gamma$ , равная для воздуха 0.983 по [8],  $\rho$  — начальная плотность воздуха. Эту формулу можно применить к явлению электрического взрыва на расстояниях, при которых масса воздуха, заключенная в цилиндре, охватывающем проволоку, больше ее массы.

Беннеттом показано, что движение сильной ударной волны и зоны свечения при электрическом взрыве в воздухе описываются этим соотношением, если под  $t_0$  (назовем его, следуя Беннетту, виртуальным моментом ввода энергии) понимать точку пересечения с осью времени прямой, экстраполирующей линейную часть графика  $(2r)^2 = f(t)$ . Определяя из этого графика угловой коэффициент

$$m = 4 \left( \frac{E_0}{\alpha \rho} \right)^{1/2} \quad (2)$$

и из осциллографических измерений введенную в проволоку энергию, можно найти величину  $\alpha$ , если введенная энергия настолько велика, что можно пренебречь частью ее, ушедшей на испарение металла. С другой стороны, задавшись  $\alpha$  и определяя из опыта  $m$ , можно найти энергию гидродинамического движения  $E_0$ .

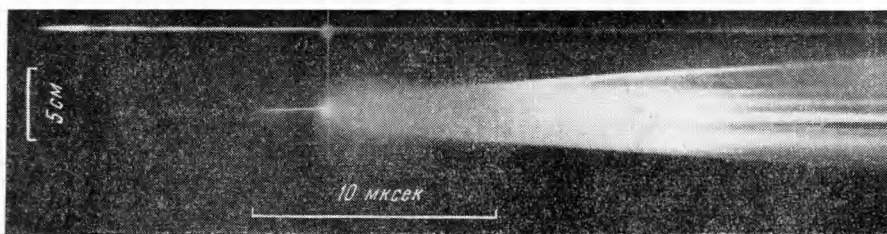
Опубликованные работы по изучению расширения светящейся зоны электрического взрыва [3,9] выполнялись в беспаязном режиме без измерения энергии, выделяющейся в разрядном промежутке (проволоке и плазме); была известна лишь энергия, запасенная в конденсаторе. Такая методика эксперимента не позволяла быстро вводить энергию в разрядный промежуток и определять, какая часть выделившейся в промежутке энергии переходит в гидродинамическое движение.

<sup>1</sup> Считается, что воздух является идеальным газом с  $\gamma = 1.4$ .

Целью описываемых экспериментов являлось определение закона расширения светящейся зоны взрыва и энергии гидродинамического движения при сообщении проволоке различной энергии в условиях, максимально приближающихся к идее мгновенного ввода ее. По этой причине использовался режим взрыва с паузой тока и учитывалась энергия, вводимая в проволоку к моменту образования паузы тока; для сравнения был сделан опыт и без паузы тока. В качестве образцов применялись медные проволоки в эмаливой изоляции ПЭЛ диаметром 0.74 мм, длиной 20 см. Опыты проводились в воздухе в нормальных условиях на установке, схема которой приведена на фиг. 1, где стрелкой 1 указан поджиг, цифрой 2 — выходы к осциллографу. Индуктивность разрядного контура составляла 0.2 мкГн. Расширение светящейся зоны регистрировалось фоторегистратором СФР-2м. Введенная в проволоку энергия к моменту наступления паузы тока определялась из осциллограммы остаточного напряжения  $V_+$  по соотношению

$$E = C(V_0^2 - V_+^2)/2 \quad (3)$$

Здесь  $C$  — емкость конденсаторной батареи,  $V_0, V_+$  — разрядное и остаточное напряжения соответственно. Для дополнительной проверки введенной энергии проволоки взрывались в прочной трубке малого диаметра из диэлектрика, из-за чего пауза тока становилась бесконечной и остаточное напряжение на батарее измерялось обычными приборами. Эти измерения энергии отличались от осциллографических не более, чем на 7%; эту величину и примем за погрешность измерения энергии.



Фиг. 2. Фотохронограмма взрыва медной проволоки диаметром 0.74 мм, длиной 20 см при разрядном напряжении 10 кВ. Линия у края фотохронограммы получена от дополнительного разрядника, включаемого в момент поджига основного разрядника  $P$

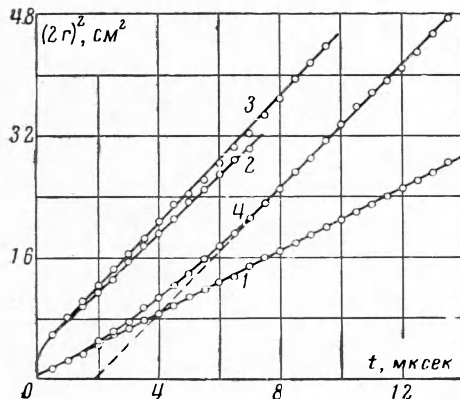
Были выполнены три эксперимента (1, 2 и 3) с паузой тока и один (4) без нее. При этом длительность паузы тока (более 46 мксек) превышала время регистрации свечения (менее 15 мксек). Фотохронограмма опыта 1 и осциллограмма опыта 2 приведены на фиг. 2 и 3. Зависимости квадрата диаметра светящейся зоны от времени представлены с момента появления свечения на фиг. 4. Из этой фигуры видно, что они хорошо аппроксимируются линейной функцией, т. е. экспериментально найденный закон расширения светящейся зоны совпадает с законом расширения автомобильной ударной волны.

Опыт	$2V_0$ , кВ	$E$ , дж/см	$\frac{E}{E_+}$	$\tau$ , мксек	$t_0$ , мксек	$m \cdot 10^{-6}$ , см <sup>2</sup> /сек	$v$ , км/сек	$E_0$ , дж/см	$E_+$ , дж/см	Доля испарившегося металла
1	10	183	0.89	11.9	11.6	2.10	1.82	35	31.7	0.72
2	15	297	1.45	8.0	5.9	3.83	3.45	116	123	0.89
3	16	322	1.57	7.4	5.7	4.20	3.85	140	142	0.89
4	18	—	—	6.7	10.2	4.07	—	—	—	—

Результаты определения из фиг. 4 угловых коэффициентов  $m$  [ $10^6$  см<sup>2</sup>сек<sup>-1</sup>] приведены в таблице. Здесь же для этих опытов даны разрядные напряжения  $2V_0$  [кВ], времена задержки начала свечения  $\tau$  [мксек] относительно момента включения разрядника, введенные в проволоку энергии  $E$  [дж/см] до образования паузы тока, виртуальные моменты ввода энергии  $t_0$  [мксек]. Из таблицы видно, что коэффициент  $m$  увеличивается с ростом энергии. Коэффициент  $m$  в опыте 4 (без паузы тока) оказался

меньше, чем в опыте 3, выполненном при меньшем разрядном напряжении, но при взрыве с паузой тока. Это, вероятно, объясняется, во-первых, тем, что вторичный разряд возник, когда введенная в образец энергия была меньше, чем в опыте 3, и, во-вторых, — малым воздействием этого разряда на разлет паров. Виртуальные моменты ввода энергии в первых трех опытах близки к времени задержки свечения, в то время как  $t_0$  в опыте 4 значительно больше  $t$ ; последнее объясняется замедленным вводом энергии в этом опыте. Очевидно, за эффективное время ввода энергии следует считать интервал времени, в течение которого устанавливается закон движения свечения. В первых трех опытах эффективное время ввода энергии близко ко времени испарения образцов (1.4 мксек), а в опыте 4 оно значительно больше (около 8 мксек).

Определим из закона расширения ударной волны 1 энергию гидродинамического движения  $E_0 = \frac{1}{18} m^2 \alpha \rho$  [дж/см], т. е. энергию, перешедшую в энергию движения продуктов взрыва проволоки и окружающего воздуха. Подставим для этого в соотношение (2) полученные значения коэффициентов  $m$  и величины  $\alpha = 0.983$  и  $\rho = 1.29 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>3</sup>. Результаты этого расчета приведены в 9-й колонке таблицы. Как видно из представленных данных в опытах 2 и 3, эта энергия оказалась несколько больше разности энергии, сообщенной проволоке, и энергии сублимации<sup>1</sup>.



Фиг. 4. Зависимость квадрата диаметра зоны свечения от времени. 1, 2, 3, 4 — кривые опытов при разрядных напряжениях 10, 15, 16 и 18 кВ соответственно

взрыва показывает хорошее согласие между ними.

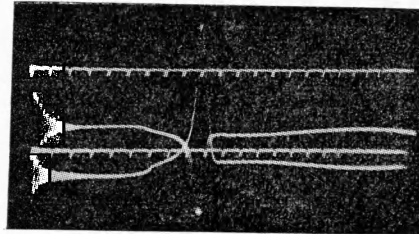
Рассчитаем долю испарившегося металла проволоки; она определится как частное от деления разности введенной в проволоку энергии и ушедшей в гидродинамическое движение на энергию сублимации  $\delta = (E - E_0) / E_+$ . Как видно (энергией испущенного оптического излучения пренебрегаем; непосредственные измерения ее для медных проволок [10] показали, что она не превышает 0.05% от введенной энергии при  $E = E_+$ ) из таблицы, в опытах 2 и 3, где  $E > E_+$ , испаряется 89% металла, а в опыте 1, где  $E < E_+$ , 28% металла разлетается в неиспарившемся виде. Последним обстоятельством объясняется тот факт, что в опыте № 1 зарегистрирована значительная скорость расширения свечения (1.82 км/сек) при вводе энергии, меньшей энергии сублимации.

Приведенные результаты могут оказаться полезными при использовании ударной волны взрывающихся проволок, так как в таких применениях необходимо знать гидродинамическую энергию электрического взрыва.

Поступила 16 III 1964

<sup>1</sup> Для энергии сублимации меди  $E_+$  использовалось значение 5.3 кдж/г.

<sup>2</sup> В рамках этой оценки пренебрегаем отличием скорости контактной границы от скорости расширения зоны свечения, составляющим 10—20%



Фиг. 3. Оциллограмма напряжения на зажимах проволоки при разрядном напряжении 15 кВ. Метки времени через 1 мксек

Зачастую в опытах определяются лишь скорости расширения фронта ударной волны или контактной поверхности, а не их законы движения. Поэтому имеет смысл сделать оценку энергии гидродинамического движения из величины этих скоростей и сравнить ее с выполненным расчетом. Оценим кинетическую энергию расширения  $E_0' = \frac{1}{2} M v^2$  [дж/см] продуктов взрыва проволоки в предположении, что плотность их в каждый данный момент постоянна по радиусу, а скорость возрастает линейно от нуля на оси проволоки до измеренного значения скорости расширения свечения<sup>2</sup>  $v$  [км/сек]. Приведенная масса  $M$  в этом случае равна половине действительной. Скорость  $v$  [км/сек] определим после установления закона движения, а именно, при изменении диаметра светящейся зоны с 2.2 до 3.2 см. Сравнение этой оценки энергии расширения  $E_0'$  с расчетом на основе теории идеального

## ЛИТЕРАТУРА

1. Протопопов Н. А., Кульгавчук В. М. К теории возникновения паузы тока и ударных волн при нагреве металла импульсами электрического тока большой плотности. Ж. техн. физ., 1961, т. 31, № 5.
2. Соболев Н. Н. Исследование электрического взрыва тонких проволок. Ж. эксперим. и теор. физ., 1947, т. 17, № 11.
3. Venpette F. D. Cylindrical shock waves from exploding wires. Phys. Fluids, 1958, vol. 1, No. 4.
4. Роуз К. Теоретический анализ гидродинамического течения в явлении взрывающейся проволоки. Сб. «Взрывающиеся проволоки» (под ред. Рухадзе А. А.), Изд. иностр. лит., 1963.
5. Ванюков М. П., Исаенко В. И. Исследование свечения, возникающего при электрическом взрыве тонких проволок. Ж. техн. физ., 1962, т. 32, № 2.
6. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. Гостехиздат. 1957.
7. Lin Shao-chi. Cylindrical shock waves produced by instantaneous energy release. J. Appl. Phys., 1954, vol. 25, No. 1.
8. Коробейников В. П., Мельникова Н. С., Рязанов Е. В. Теория точечного взрыва. Физматгиз, 1961.
9. Venpette F. D. Energy partition in the exploding wire phenomena. Phys. Fluids, 1958, vol. 1, No. 6.
10. Перегуд Б. П., Абрамова К. Б. Экспериментальное исследование электрического взрыва. Докл. АН СССР, 1964, т. 157, № 4.

РАСЧЕТ ОБЪЕМНЫХ КОНЦЕНТРАЦИЙ ДВОЙНЫХ МОЛЕКУЛ  
В НАСЫЩЕННЫХ И ПЕРЕГРЕТЫХ ПАРАХ РТУТИ ПО  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ О СКОРОСТИ ЗВУКА

*И. И. Новиков, Е. П. Шелудяков (Новосибирск)*

Учет явления димеризации в парах щелочных металлов и ртути необходим при расчете термодинамических функций. В настоящее время расчет концентраций двойных молекул в парах щелочных металлов проводят на основании энергии димеризации  $D_0$  при абсолютном нуле. При этом следует учитывать, что рассчитанное количество двойных молекул в значительной степени зависит от принятой величины энергии димеризации. Даже относительно небольшая ошибка в величине  $D_0$  оказывает большое влияние на процентное содержание двойных молекул [1]. Ниже излагается расчет числа двойных молекул по экспериментальным данным о скорости звука.

Будем рассматривать пары металла как равновесную смесь двух химически реагирующих идеальных газов — одноатомного и двухатомного. Кроме того, будем предполагать, что при распространении звуковой волны успевает наступить термодинамическое равновесие в каждой точке и в каждый момент времени. Тогда для термодинамической скорости звука в перегретых и насыщенных (при подходе к линии насыщения со стороны однофазной области) диссоциирующих парах имеем выражение [2]

$$c = \left( g \frac{C_p}{C_v (1 + \xi)} p v \right)^{1/2} = \left( g \frac{C_p}{C_v (1 + \xi)} R \times T \right)^{1/2} \quad \left( \xi = \frac{\alpha (1 - \alpha)}{2} \right) \quad (1)$$

Здесь  $\alpha$  — степень диссоциации (косой крестик в индексах означает, что величины относятся к смеси). Пусть  $p_1, p_2$  — парциальные давления;  $X_1$  и  $X_2$  — объемные концентрации одноатомной и двухатомной компонент. Тогда

$$p_1 + p_2 = p, \quad X_1 + X_2 = 1, \quad X_1 = p_1 / p, \quad X_2 = p_2 / p, \quad \alpha = (1 - X_2) / (1 + X_2).$$

Выразим величины, входящие в уравнение (1), через  $X_2$ . Объемная концентрация численно равна молярной, т. е.  $X_i = M_i / M$ , где  $M_i$  — число молей  $i$ -го компонента,  $M$  — полное число молей всей смеси.

Для кажущегося молекулярного веса смеси можем написать

$$\mu_{\times} = \frac{G}{M} = \frac{G_1 + G_2}{M} = \frac{M_1 \mu_1 + M_2 \mu_2}{M} = X_1 \mu_1 + X_2 \mu_2 - (1 - X_2) \mu_1 + X_2 \mu_2$$

Здесь  $G_1, G_2$  — вес данного газа в смеси,  $G$  — вес всей смеси,  $\mu_1, \mu_2$  — молекулярные веса соответственно одноатомной и двухатомной компонент.

Тогда для газовой постоянной смеси можно написать

$$R_{\times} = \frac{R}{\mu_{\times}} = \frac{R}{X_2 \mu_2 + (1 - X_2) \mu_1}$$