

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ МИКРОВЗРЫВОВ, ИНДУЦИРОВАННЫХ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИМИ ГАЗОВЫМИ РАЗРЯДАМИ

*И. С. Боровков, Е. А. Петровский, Ю. В. Столяров*

*(Москва)*

Во многих случаях, и особенно в аэродинамическом эксперименте, тепловые микровзрывы в газе наиболее просто индуцировать быстропротекающими газовыми разрядами [1]. В настоящей работе приводятся некоторые данные о генераторе таких разрядов и предлагается способ определения выделяющейся при разрядах тепловой энергии, основанный на использовании результатов численного решения задачи о мгновенном точечном взрыве в газе [2].

Суммарная емкость  $C_0$  накопителя электрической энергии генератора быстропротекающих газовых разрядов, созданного при выполнении настоящей работы, составляла 2,5 мкФ. Он заряжался до напряжений  $U_0 = 5 \div 15$  кВ; соответствующие крайние значения запасенной энергии составляли 31,25 и 281,25 Дж. Основной коаксиальный разрядный промежуток генератора, на котором «зажигались» газовые разряды и индуцировались тепловые взрывы, выполнен заподлицо с поверхностью плоской диэлектрической пластины, как это сделано на модели, испытываемой в аэродинамической трубе. Диаметр центрального электрода разрядного промежутка  $d_n = 4$  мм, а расстояние между центральным и кольцевым электродами  $l_0 = 3$  мм. Разрядная цепь замыкалась высоковольтным разрядником с одним подвижным электродом и пневмоприводом. Давление азота в разрядной камере разрядника задавалось равным  $13,1 \cdot 10^5$  Па. Общая индуктивность разрядной цепи составляла 4,1 мкГ, а время основного периода колебаний тока и напряжений в разрядной цепи —  $25 \div 30$  мкс. Указанное время может быть отождествлено с длительностью  $t_n$  индуцированных газовыми разрядами тепловых взрывов, так как в этот период выделяется  $\sim 95\%$  всей энергии газовых разрядов.

Таким образом, исследованные в настоящей работе тепловые взрывы не являются ни точечными, ни мгновенными. И тем не менее, как будет видно из дальнейшего, тепловые энергии, выделяющиеся при этих взрывах, могут быть вполне корректно определены с использованием численных результатов полученных для точечного мгновенного взрыва с учетом противодействия. Сформулированный вывод будет тем более справедлив при значениях  $d_n$ ,  $l_0$  и  $t_n$ , меньших приведенных выше, и имеет поэтому принципиальное значение, так как позволяет строго определить тепловую энергию, выделяющуюся в газовом разряде. При использовании других способов, например осциллографирование тока и напряжения на разрядном промежутке [3], удается определить суммарную энергию, полученную в газовом разряде: тепловую, световую, энергию, идущую на ионизацию газа, и т. д. Между тем в подавляющем большинстве практических приложений определяющее значение имеет именно тепловая энергия взрыва.

Известно [4], что о тепловой энергии взрыва с большой степенью точности можно судить по закономерности движения сопровождающей взрыв ударной волны (УВ). В связи с этим в экспериментах с созданным генератором быстропротекающих газовых разрядов обеспечивались лишь визуализация и регистрация картины течения в окрестности разрядного промежутка. Для этого использовались прибор Теплера<sup>1</sup> с импульсной лампой в качестве осветителя и скоростная кинокамера ВКФ-ЭЛ [5, 6].

<sup>1</sup> Большая работа по оптическому сопряжению прибора Теплера и камеры, а также по синхронизации вспышек импульсной лампы и газового разряда с открытием затвора камеры проведена Л. П. Гурьяшкиным, А. Ф. Комиссаровой и Э. М. Коселевой.

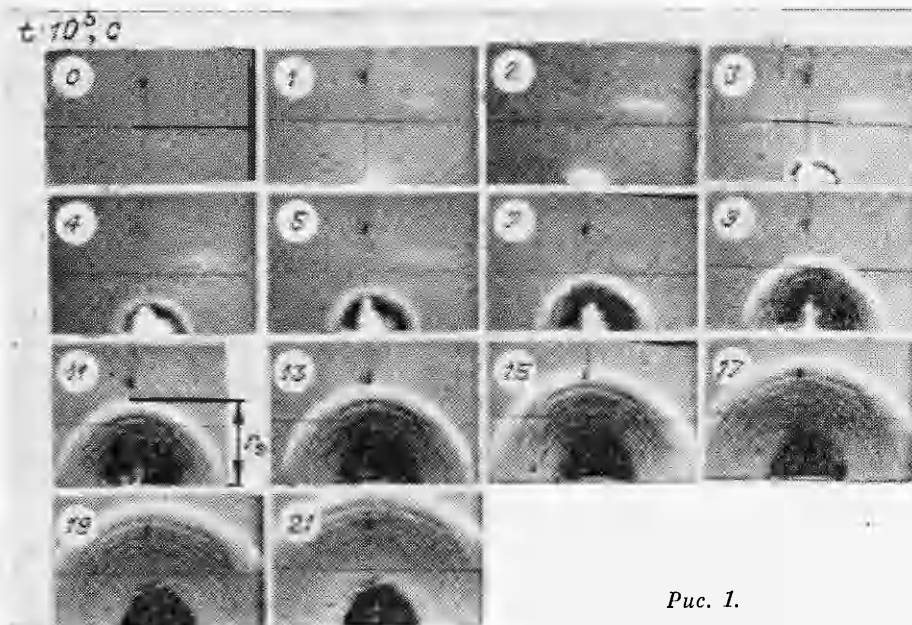


Рис. 1.

Газовые разряды зажигались в покое газе атмосферы при  $p_0 = 1,01 \cdot 10^5$  Па,  $T_a = 294,5$  К (скорость звука  $a_a = 345$  м/с). Скорость съемки  $\omega = 100\,000 \pm 100$  кадр/с — максимальная для камеры ВКФ-9Л.

Характерная кинограмма газового разряда, полученная в экспериментах, приведена на рис. 1. Она соответствует  $U_0 = 10$  кВ. Нулевому моменту времени на кинограмме, как и в случае введенных ниже зависимостей  $r_0(t)$ , соответствует кадр, на котором никаких следов газового разряда еще не наблюдается, но непосредственно за которым уже уверенно фиксируется плазменное образование над разрядным промежутком. Построенные по кинограммам газовых разрядов зависимости радиуса  $r_0$  полусферической УВ (см. рис. 1) от времени  $t$  имели две особенности. Во-первых, при повторении экспериментов для одного и того же значения  $U_0$  зависимости  $r_0(t)$  не совпадали друг с другом, а располагались эквидистантно, с небольшими смещениями по  $t$  относительно друг друга. Во-вторых, по зависимостям  $r_0(t)$  нельзя было установить те значения  $t$ , для которых  $r_0 = 0$ : УВ уверенно фиксировались на кинограммах только с моментов  $t^* = 20 \div 40$  мкс.

Для иллюстрации сформулированных утверждений на рис. 2 приведены две зависимости  $r_0(t)$ , соответствующие  $U_0 = 10$  кВ (верхняя из них построена по кинограмме на рис. 1). Первая из указанных особенностей связана с тем, что момент замыкания разрядной цепи может располагаться во временном интервале  $(0, 1/\omega)$  произвольным образом: смещения по  $t$  зависимостей  $r_0(t)$  для одного и того же значения  $U_0$  не превышали в экспериментах  $1/\omega$  с. Вторая особенность

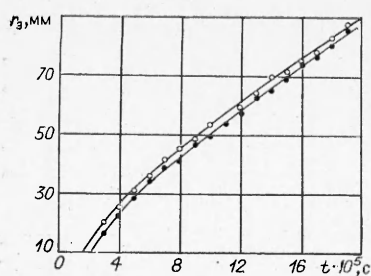


Рис. 2.

определяется, очевидно, конечностью  $t_b$ . Об этом свидетельствует, в частности, соответствие между  $t_b$  и  $t^*$ . Другими словами, вторая особенность зависимостей  $r_0(t)$  принципиальна: как и любой другой реальный процесс, выделение тепловой энергии при взрыве не может совершаться мгновенно.

Отсюда следует, что если поставить вопрос о сопоставлении взрыва, индуцированного газовым разрядом, некоторому точечному мгновенному взрыву, то к неизвестной тепловой энергии  $E_0$ , выде-

ляющей при таком взрыве, необходимо добавить еще одну неизвестную величину — момент этого взрыва  $t_0$ :  $r_0 = r_0(t - t_0)$ .

Результаты расчета точечного мгновенного взрыва обычно представляются в безразмерном виде. В работе [2], в частности, приводится в табличном виде безразмерная зависимость радиуса  $R$  ударной волны, возникающей при взрыве, от времени  $\tau$ . Для сопоставления экспериментальных значений  $r_0$  с соответствующими расчетными величинами  $r$  эту зависимость целесообразно представить в виде

$$r = r_0 \Phi \left( \frac{a_a}{\sqrt{\kappa}} \frac{t - t_0}{r_0} \right),$$

где  $r = (E_0/p_a)^{1/3}$ ;  $\kappa$  — показатель адиабаты газа, в котором происходит взрыв;  $r/r_0 = R$ ;  $a_a(t - t_0)/\sqrt{\kappa} \cdot r_0 = \tau$ .

Таким образом, задача определения  $E_0$  или  $r_0$  из сопоставления экспериментальной зависимости  $r_0(t)$  с расчетной может быть сформулирована следующим образом: найти такие  $E_0$  (или  $r_0$ ) и  $t_0$ , для которых зависимости  $r_0(t)$  и  $r(t)$  в некотором смысле минимально отличаются друг от друга.

В качестве меры отличия  $r_0(t)$  и  $r(t)$  использовался средний квадрат отклонения

$$\sigma^2 = \frac{1}{k} [r_0(t) - r(t)]^2,$$

а критерием корректности замены теплового взрыва, индуцированного газовым разрядом, мгновенным точечным взрывом считалось неравенство

$$\sigma^2 \leq (\Delta r_0)^2,$$

где  $k$  — число точек на зависимости  $r_0(t)$ ;  $\Delta r_0$  — среднее значение абсолютной ошибки в определении  $r_0$ .

Для решения сформулированной задачи составлена программа для ЭВМ, в которую введена практически вся таблица значений  $\tau$  и  $R$  из [2]. Входные параметры составленной программы: таблица значений  $t$  и  $r_0$ , а также  $\kappa$ ,  $p_a$ ,  $a_a$ ,  $r_0^0$ ,  $t_0^0$ ,  $\Delta r_0$  и  $\Delta t_0$ . Рассчитываются же по этой программе величины  $(r_0)_x$  и  $(t_0)_x$ , которые соответствуют минимальному  $\sigma^2$ , само минимальное значение  $\sigma^2$  и зависимость  $r(t)$ , соответствующая  $(r_0)_x$  и  $(t_0)_x$ . Вместе с уже введенными фигурируют следующие новые обозначения:  $r_0^0$  и  $t_0^0$  — исходные значения  $r_0$  и  $t_0$ , с которых начинается расчет,  $\Delta r_0$  и  $\Delta t_0$  — шаги изменения  $r_0$  и  $t_0$  при расчете.

Поскольку  $\tau = a_a(t - t_0)/\sqrt{\kappa} \cdot r_0$  при заданных  $r_0$  и  $t_0$  и экспериментальных значениях  $t$  практически всегда отличается от  $\tau$ , приведенных в [2], один из блоков составленной программы является блоком параболической интерполяции. В нем ищется интервал в табличных значениях  $[\tau_i, \tau_{i+1}]$ , в который попадает рассматриваемая величина  $\tau$ , определяются  $R_1(\tau)$  и  $R_2(\tau)$  после интерполирования «вперед» и «назад» [7], находится как среднеарифметическое между  $R_1$  и  $R_2$  искомое  $R(\tau)$ , а затем  $r(t) = r_0 R(\tau)$ .

В соответствии с составленной программой при выбранном  $t_0^0$  значение  $r_0^0$  с шагом  $\Delta r_0$  начинает изменяться в сторону уменьшения  $\sigma^2$ . Находится  $r_0$ , которому соответствует наименьшее  $\sigma^2$ , и в окрестности  $r_0$  строится парабола  $\sigma^2 = a + br_0 + cr_0^2$ . Далее определяется  $(r_0)_m$ , при котором  $\sigma^2 = \sigma_{\min}^2$ , принимается, что  $r_0 = (r_0)_m$ , изменяется на  $\Delta t_0$  в сторону уменьшения  $\sigma_{\min}^2$  значение  $t_0^0$  и так далее. Значение  $(t_0)_m$ , при котором  $\sigma_{\min}^2$  минимальна ( $\sigma_{\min}^2 = (\sigma_{\min}^2)_{\min}$ ), находится после построения в окрестности  $(\sigma_{\min}^2)_{\min}$  параболы  $\sigma_{\min}^2 = A + Bt_0 + ct_0^2$ .

Перед использованием составленной программы апробирована на модельных зависимостях  $r_m(t)$ , построенных по результатам [2] для  $r_0 = 30, 50, 70$  мм,  $t_0 = 1,5 \cdot 10^{-5}$  с,  $t \geq t^*$  и  $\Delta r_m = \pm 0,5; \pm 1$  мм. Все эти величины характерны для экспериментальных  $r_0(t)$ . В частности, сред-

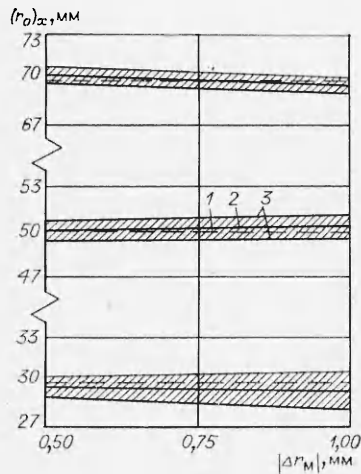


Рис. 3.

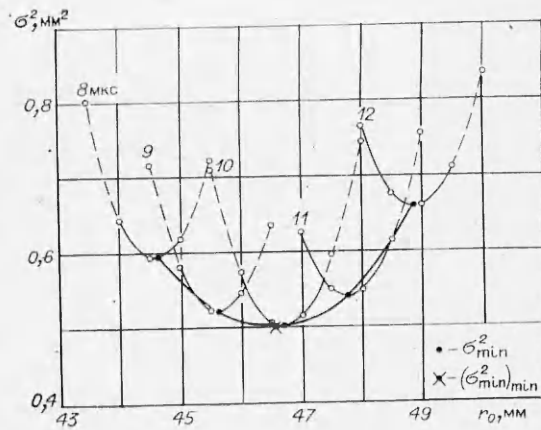


Рис. 4.

няя абсолютная ошибка в определении  $r_0 = 0,75$  мм. Абсолютные значения ошибок  $\Delta r_m$  задавались от точки к точке зависимостей  $r_m(t)$  неизменными, а их знаки определялись по программе псевдослучайных чисел [8].

Найдено, что можно принять шаги  $\Delta r_0 = 0,5$  мм и  $\Delta t_0 = 1$  мкс; при уменьшении этих значений вдвое результаты в определении  $(r_0)_x$  и  $(t_0)_x$  практически не изменяются. Основной же результат апробации программы, приведенной на рис. 3, свидетельствовал о том, что она работоспособна и может быть использована в дальнейшем (линия 1 — заданные значения  $r_0$ , 2 — найденные  $(r_0)_x$ , 3 — границы полос  $(r_0)_x \pm \Delta[(r_0)_x]$ ).

Ошибки  $\Delta[(r_0)_x]$  на рис. 3 определены по формуле Стьюдента

$$\Delta[(r_0)_x] = \pm t\sigma\{(r_0)_x\},$$

где  $\sigma\{(r_0)_x\}$  — среднеквадратичная погрешность результата определения  $(r_0)_x$  во всех вариантах распределения знаков  $\Delta r_m$ , а  $t$  — коэффициент Стьюдента, зависящий от количества этих вариантов (в данном случае 7) и соответствующий достоверности полос  $(r_0)_x \pm \Delta[(r_0)_x]$ , равной 0,95 [9].

Использование составленной программы для определения  $E_0$  по экспериментальным зависимостям  $r_0(t)$  показало, что условие  $\sigma^2 \leq (\Delta r_0)^2$  выполнялось для всех зависимостей  $r_0(t)$  без исключения. При  $U_0 = 10$  кВ  $\sigma^2 = 0,55$  мм<sup>2</sup>, а  $(\Delta r_0)^2 = 0,5625$ . (Эксперимент при  $U_0 = 10$  кВ повторен трижды.) Отсюда может быть сделан вывод, что модель точечного мгновенного взрыва при той точности определения зависимостей  $r_0(t)$ , которая обеспечивалась, адекватна по отношению к взрыву, индуцированному газовым разрядом.

Из числа других результатов использования составленной программы при обработке зависимостей  $r_0(t)$  отметим следующие.

При  $U_0 = 10$  кВ ошибка определения  $(r_0)_x$  в серии повторных экспериментов составляет  $\pm 2,25$  мм, чему соответствует ошибка в определении  $E_0$ , равная  $\pm 1,50$  Дж. Кривые  $r(t)$ , соответствующие найденным  $(r_0)_x$  и  $(t_0)_x$ , неизменно хорошо проходят между экспериментальными точками  $r_0(t)$  (см. кривые рис. 2 для двух экспериментов при  $U_0 = 10$  кВ). Во всех случаях минимальному  $\sigma^2$  отвечает единственная пара значений  $(r_0)_x$  и  $(t_0)_x$ . (Для иллюстрации этого утверждения на рис. 4 приведены зависимости  $\sigma^2$  от  $r_0$  при различных  $t_0$ , соответствующие нижней кривой на рис. 2. Здесь же построены параболы  $\sigma^2 = a + br_0 + cr_0^2$  и отмечены  $\sigma_{\min}^2$  и  $(\sigma_{\min}^2)_{\min}$ .) Среднее значение коэффициента превращения запасенной электрической энергии в тепловую энергию взрыва  $\eta = 0,085$ . При изменении давления в разрядной

камере разрядника, конструкции разрядного промежутка и т. п. величина  $\eta$  может изменяться.

Подводя итог работы в целом, можно сказать, что предложена методика и разработана программа определения тепловой энергии, выделяющейся при быстропотекающем газовом разряде. При использовании этой методики могут быть привлечены не только результаты различных решений задачи о точечном мгновенном взрыве в покоящемся газе (например, [10] вместо [2]), но и результаты решения задачи о таком взрыве в потоке газа.

Поступила в редакцию 6/II 1984,  
после доработки — 25/X 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Ховатсон. Введение в теорию газового разряда. М.: Атомиздат, 1980.
2. Д. Е. Оходимский, Н. А. Кондрашова, З. П. Власова и др. Тр. МИ АН СССР им. В. А. Стеклова. Т. 50. М., 1957.
3. П. С. Абрамсон, Н. М. Гегечкори. ЖЭТФ, 1951, 21, 4, 484.
4. В. П. Коробейников, И. С. Мельникова, Е. В. Рязанов. Теория точечного взрыва. М.: Физматгиз, 1961.
5. И. И. Крыжановский, В. И. Решеткин, С. М. Никитин. Тр. ЛИТМО, вып. 78. 1974.
6. А. С. Дубовик. Фотографическая регистрация быстропотекающих процессов. М.: Наука, 1984.
7. Г. Корн, Т. Корн. Справочник по математике. М.: Наука, 1970.
8. А. Н. Цветков. Прикладные программы для микро-ЭВМ «Электроника — БЗ-21». М.: Финансы и статистика, 1982.
9. О. Н. Кассандрова, В. В. Лебедев. Обработка результатов наблюдений. М.: Наука, 1970.
10. Х. С. Кестенбойм, Г. М. Росляков, Л. А. Чудов. Точечный взрыв. М.: Наука, 1974.

### ИНИЦИИРОВАННАЯ ДЕТОНАЦИЯ В АЭРОВЗВЕСИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ

М. А. Андреев, А. М. Степанов  
(Ленинград)

О детонации газовзвесей частиц металлов упоминается всего лишь в нескольких работах. В [1] реализован переход медленного горения в детонацию смеси частиц алюминия с кислородом; в [2] изучалась вынужденная детонация взвеси магниевых частиц в кислороде. В [3] исследовалась детонация аэровзвесей частиц алюминия и магния. Хотя условия инициирования в обоих случаях были одни и те же, для магния (порошок которого крупнее) детонационного горения получить не удалось. С одной стороны, трудности, возникающие при попытках вызвать детонацию металлических аэровзвесей в лабораторных условиях, заставляют думать, что их детонационная способность мала. С другой стороны, известно, что мелкодисперсные аэровзвеси металлов не отличаются существенно от однородных смесей ни нормальной скоростью пламени, ни температурой воспламенения (когда начинается резкое нарастание скорости реакции), ни температурой сгорания и не менее взрывоопасны, чем газовые смеси. Вопрос об их детонационной способности остается открытым. В настоящей работе делается попытка внести в этот вопрос определенную ясность путем численного исследования детонации, инициированной точечным взрывом в аэровзвеси частиц магния.

После работы [4] детонационную способность горючей смеси принято характеризовать минимальной энергией  $E_0^*$  взрыва ВВ, способного вызвать в ней сферическую детонацию. Задача определения  $E_0^*$  для однородных систем решалась численно и неоднократно. Важнейшей проблемой здесь остается учет детальной кинетики реагирования смеси в дето-