

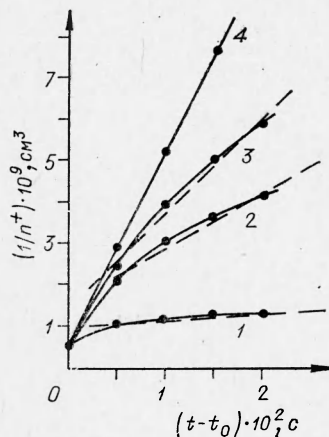
и может быть легко решено. Для случая $k \gg k'$ это решение:

$$1/n^+ = \sqrt{k/k'} [1/N_0 + k'(t - t_0)] \frac{1 + \sqrt{k/k'} n_0^+ / N_0}{1 - \sqrt{k/k'} n_0^+ / N_0} [1 + k' N_0 (t - t_0)]^{2\sqrt{k/k'}} + 1 \frac{1 + \sqrt{k/k'} n_0^+ / N_0}{1 - \sqrt{k/k'} n_0^+ / N_0} [1 + k' N_0 (t - t_0)]^{2\sqrt{k/k'}} - 1 \quad (4)$$

Для проведения численных оценок будем считать, что $k = 5 \cdot 10^{-7}$ см³/с, $k' = 10^{-12}$ см³/с, $t_0 = 5 \cdot 10^{-3}$ с, $n_0^+ = 2 \cdot 10^9$ см⁻³. В этом случае для $N_0 < 10^{12}$ см⁻³ и $t < 0,1$ с уравнение (4) сводится к виду:

$$1/n^+ = 1/n_0^+ [1 + \sqrt{k k'} N_0 (t - t_0)] + k(t - t_0) / [1 + \sqrt{k k'} N_0 (t - t_0)]. \quad (5)$$

На рисунке приведены зависимости $1/n^+ = f(t - t_0)$, построенные по формуле (5) для $N_0 = 5 \cdot 10^{11}$ (1); 10^{11} (2); $5 \cdot 10^{10}$ (3) и 0 см⁻³ (4). Видно, что точки для $(t - t_0) \geq 5 \cdot 10^{-3}$ с и $N_0 = 5 \cdot 10^{11}$, 10^{11} и $5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ с хорошим приближением можно рассматривать как лежащие на штриховых прямых. Поэтому при проведении измерений в этих точках и обработке данных по формуле (3) можно получить эффективный коэффициент рекомбинации, значительно меньший действительного. Например, при $N_0 = 10^{11}$ см⁻³ в рассмотренном случае получаем $k_{эф} = 10^{-7}$ см³/с вместо $k = 5 \cdot 10^{-7}$ см³/с, а при $N_0 = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ получаем $k_{эф} = 5 \cdot 10^{-8}$ см³/с. Если с помощью, например, масс-спектрометрического зондирования будет установлено, что качественный состав заряженных частиц и их возбуждение не изменяются существенным образом при изменении процентного состава горючей смеси, то по эффективному коэффициенту рекомбинации можно определять концентрацию радикалов. В реальных пламенах могут возникать еще и дополнительные трудности при измерении константы скорости рекомбинации заряженных частиц в связи с тем, что в области за фронтом пламени могут проходить реакции образования радикалов и атомов.



Поступила в редакцию
13/VIII 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. I. R. King. In "Ionization in High— Temperature Gases". Ed. K. E. Shuler, Acad. Press, New York— Lond., 1963, p. 197.
2. Н. А. Нестеренко, Э. Н. Таран и др. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.
3. Г. В. Карачевцев, В. Л. Тальрозе. В сб. «Горение и взрыв». М., «Наука», 1972.

УДК 621.791.1

УСКОРЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН ВЗРЫВОМ

Е. И. Биченков, В. А. Лобанов
(Новосибирск)

Использование энергии взрывчатых веществ для упрочения и сварки металлов [1], получения сильных импульсных магнитных полей [2, 3] и ряда других целей начинается с ускорения металлической пластины зарядом ВВ и использования в дальнейшем ее кинетической энергии. При этом энергетические характеристики ускорения, эффектив-

ность преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию пластин оказываются определяющими.

Энергия заряда ВВ при взрыве переходит в кинетическую энергию ускоряемых пластин и продуктов взрыва, в тепловую энергию, энергию деформации и другие виды энергии. Эффективность η преобразования энергии заряда ВВ в кинетическую энергию пластин зависит от ВВ, конструкции и способа инициирования заряда, толщины и материала пластин и ряда других параметров. Однако в практически наиболее важном случае ускорение не слишком большим зарядом ВВ широких пластин η зависит в основном только от одного безразмерного параметра r , равного отношению массы заряда ВВ m_0 к массе пластин m :

$$r = \frac{m_0}{m}.$$

Довольно полно движение пластин под действием взрыва исследовано в работе [4]; задача о симметричном метании решалась в [5]. Показано, что результаты численного решения хорошо согласуются с аналитическими результатами [6], полученными в предположении линейного распределения скорости продуктов взрыва и однородного распределения давления и плотности в них. Оказалось, что

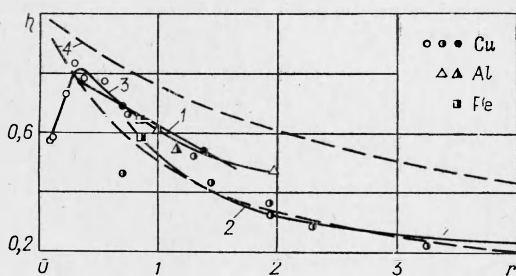
$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{r}{3}}. \quad (1)$$

Пренебрегая распределением скорости в продуктах взрыва, можно получить другую оценку

$$\eta = \frac{\frac{mv^2}{2}}{\frac{mv^2}{2} + \frac{m_0v^2}{2}} = \frac{1}{1+r}. \quad (2)$$

Экспериментальные результаты были получены в работах [7, 8]. На рисунке приведены результаты этих экспериментов (кривые 1, 2) и показаны зависимости (1) и (2) (кривые 4). Как оценки, так и эксперимент показывают, что при уменьшении r эффективность преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию пластин возрастает, достигая значений, близких к 1.

Однако экспериментальные результаты по ускорению пластин взрывом при малых r недостаточны для такого вывода. С целью выяснения максимальной величины η были проведены эксперименты, в которых для ускорения медных и дюралевых пластин использовался литой заряд ТГ 50/50 толщиной 6 мм и шириной 100 мм. Заряд ВВ инициировался в одной точке, удаленной от места измерения скорости. Ускоряемые пластины располагались с двух сторон заряда. Скорость пластин измерялась с помощью СФР, работавшего в режиме фоторегистра. Для подсветки при съемке использовался электрический взрыв медной проволоочки диаметром 0,1–0,2 мм при разряде на нее высоковольтной конденсаторной батареи.



Эффективность ускорения пластин η определялась как отношение их кинетической энергии к энергии заряда ВВ

$$\eta = \frac{mv^2}{2} \cdot \frac{\rho_0}{m_0 q} = \frac{\rho_0 v^2}{2q} \cdot \frac{1}{r}.$$

Здесь v — скорость пластин, q — объемная плотность энергии ВВ, ρ_0 — плотность ВВ. Малость скорости пластин и небольшой угол их разворота в процессе ускорения позволили считать v , равной измеренной на СФР скорости пластин в направлении, перпендикулярном к их начальному положению.

Результаты описанных экспериментов приведены на рисунке (кривая). Показано существование максимума η при определенных r и уменьшение η до 0,5–0,6 с дальнейшим уменьшением r . Наибольшая эффективность преобразования энергии с ускорением медных пластин взрывом, равная $\sim 0,8$, достигается при $r=0,3$.

Наличие максимума $\eta(r)$ и уменьшение η до 0,5–0,6 ($r \rightarrow 0$) при ускорении металлических пластин взрывом можно объяснить следующим образом. При малых r средняя скорость движения пластин и продуктов взрыва заряда ВВ становится столь незначительной, что большая доля энергии заряда ВВ оказывается сосредоточенной в волнах

деформации, периодически отражающихся от поверхностей достаточно толстых металлических пластин. Материал пластин при этом периодически сжимается и растягивается, а поверхности пластин движутся рывками, то ускоряясь отраженной волной, то останавливаясь. Считая эти волны упругими, нетрудно установить, что кинетическая энергия пластин в среднем равна энергии упругой деформации, а $\eta \sim 0,5$.

Несложно оценить величину r , когда волновые процессы станут определяющими при ускорении пластин взрывом. Это произойдет при такой толщине δ , когда смещение контактирующей с ВВ поверхности за время $\tau = \frac{2\delta}{c}$ прихода отраженной волны от свободной поверхности окажется порядка половины толщины заряда ВВ $2\delta_0$. Поскольку массовая скорость в упругой волне $v = \frac{P}{\rho c}$ (P — давление в волне, ρ — плотность материала пластин, c — скорость звука в пластине), то толщина пластин, когда η уменьшается к 0,5 из-за волновых процессов, оценивается из

$$\frac{P}{\rho c} \cdot \frac{2\delta}{c} \geq \delta_0$$

или

$$\frac{\delta}{\delta_0} \geq \frac{\rho c^2}{2P}. \quad (3)$$

Для параметра r из (3) следует

$$r = \frac{m_0}{m} = \frac{\rho_0 \delta_0}{\rho \delta} \leq \frac{\rho_0}{\rho} \cdot \frac{2P}{\rho c^2}.$$

При $P = 2 \cdot 10^5$ атм для меди $r \leq 0,1$ и для алюминия $r \leq 0,4$.

Поступила в редакцию
5/Х 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Биченков, А. А. Дерibas, Ю. А. Тришин. Уч. совет по народнохозяйственному использованию взрыва. Вып. 22, 1962.
2. Е. И. Биченков, А. Е. Войтенко и др. Докл. АН СССР, 1968, 183, 6, 1289.
3. Ф. Герлах, Г. Кнопфель. Приборы для научн. исслед., 1965, 8, 10.
4. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
5. N. E. Hoskin, J. W. S. Allan a. o. Fourth symposium on detonation, White Oak, Oct. 12—15, 1965.
6. R. W. Gurney. B. R. L. Rep., 1943, 405.
7. F. Herlach, H. Knoepfel. Rapporto Internat. Lab. Gas Ionizzati, 65/17, 1965.
8. H. Knoepfel, H. Kroegler a. o. Lab. Gas Ionizzati, Euratom/CNEN, Frascati, 1968.

УДК 537.523.4

О РАЗРУШЕНИИ ЭЛЕКТРОДОВ ПОТОКОМ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

В. Н. Викторov, Э. А. Миронов, М. Г. Нефедова, В. А. Попов
(Москва)

Ресурс работы электрогазовых горелок в значительной степени зависит от стойкости электродов в агрессивной среде продуктов сгорания [1]. Поэтому важно определить условия работы, при которых электроды меньше всего подвергаются разрушению.

Данная работа посвящена исследованию молибденовых неохлаждаемых электродов, расположенных в потоке продуктов сгорания метана в воздухе с легкоионизирующей присадкой щелочного металла. Исследовали влияние коэффициента избытка окислителя α , температуры электрода $T_э$ и концентрации легкоионизирующей присадки на степень разрушения электродов $\Delta P = \frac{P_2 - P_1}{\tau}$, где P_1 — вес электрода в начале