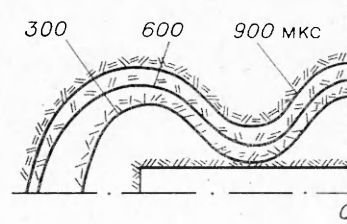


Рис. 5. Развитие взрыва в цилиндрической полости в случае химического ВВ.



волокни. Может возникнуть вопрос, не являются ли наблюдаемые эффекты следствием особенностей конструкции «заряда». Чтобы ответить на него проведена серия опытов с использованием химического ВВ. В этом случае модельный заряд тэна весом 0,64 г помещался в центре цилиндрической полости диаметром  $\sim 18$  и длиной 150 мм (размеры полости выбраны таким образом, чтобы объемная плотность энергии и отношение  $L/d$  совпадали с одним из предыдущих опытов). Динамика развития полости (до 900 мкс) представлена на рис. 5. Видно, что отмеченные выше характерные особенности развития взрыва в цилиндрической полости наблюдаются и в этом случае, и следовательно, обусловлены газодинамикой процесса и начальной геометрией взрывной полости.

Поступила в редакцию  
16/1 1980

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Баталов, А. Г. Иванов и др. ПМТФ, 1978, 5.
2. В. Г. Куропаткин, Э. В. Ниточкина, Н. Л. Шаболдина. ФГВ, 1977, 13, 5.

#### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ГАЗОВОГО ПОТОКА НА ПОВЕРХНОСТЬ СТАЛКИВАЮЩИХСЯ ПЛАСТИН

С. Н. Ишуткин, В. И. Кирко, Н. И. Пак  
(Новосибирск)

Наиболее распространена параллельная схема [1] сварки взрывом. При столкновении пластин в газе, заполняющем зазор между ними, создается ударная волна, распространяющаяся перед точкой контакта. Температура газа за фронтом ударной волны достигает нескольких тысяч градусов, а тепловой поток из газа в металл  $10^9$ — $10^{10}$  Вт/м<sup>2</sup> [2]. Воздействие этого потока приводит к предварительному прогреванию пластин непосредственно перед соударением, что оказывает влияние на качество сварки.

Настоящая работа посвящена изучению воздействия области ударно-сжатого газа на поверхность сталкивающихся металлических пластин на основе численного моделирования процесса теплообмена между газовым потоком и металлической пластиной. Для одномерного случая (рис. 1) система, описывающая процесс теплообмена, имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \partial T / \partial t &= a \cdot \partial^2 T / \partial x^2, \quad t > 0, \quad 0 \leq x \leq \delta, \quad x \neq \xi(t), \\ T(x, 0) &= T_0, \\ T(\delta, t) &= T_0, \\ \kappa \cdot \partial T / \partial x |_{x=0} &= -q, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$T(\xi, t) = T_n \quad (2)$$

$$\partial T / \partial x \cdot (\xi + 0, t) - \partial T / \partial x \cdot (\xi - 0, t) = L\rho/\kappa \cdot d\xi/dt. \quad (3)$$

Здесь  $a$ ,  $\kappa$ ,  $\rho$ ,  $L$ ,  $T_n$  — температуропроводность, теплопроводность, плотность, теплота фазового перехода и температура плавления материала пластин соответственно;  $\xi(t)$  — положение движущейся фазовой границы расплав — твердое тело;  $T_0$  — начальная температура пластин;  $\delta$  — толщина пластин.

Поскольку характерная глубина прогрева металла за время процесса  $\sim \sqrt{at} \ll \delta$ , температуру внешней поверхности металлической пластины можно считать постоянной и равной  $T_0$ . Тепловой поток из газа в металл при турбулентном обтекании [3]

$$q = St \rho_g u c_p (T_* - T_c) + \sigma T_*^3 (T_* - T_c),$$

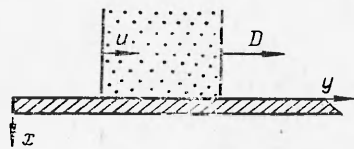


Рис. 1. Схематическое изображение газового потока, возникающего при соударении пластин ( $D$  — скорость ударной волны,  $u$  — массовая скорость газа, равная скорости точки контакта).

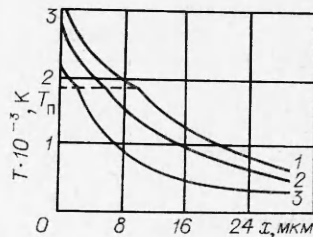


Рис. 2. Распределение температуры по толщине металлической пластины;  $T_{\Gamma} = 40\,000$  К;

$y$ , м: 1 — 3; 2 — 2; 3 — 1 м.

где  $T_* = T_{\Gamma} [1 + (\gamma - 1)/2 \cdot M^2]$ ;  $St = 0,125 [2 \lg(h/k) + 1,74]^{-2}$ ;  $\rho_{\Gamma}$ ,  $u$ ,  $T_{\Gamma}$ ,  $\gamma$ ,  $c_p$  — плотность, массовая скорость и температура газа за фронтом ударной волны, показатель адиабаты и удельная теплоемкость;  $h$  — расстояние между пластинами;  $k$  — средний размер шероховатости пластин;  $T_*$  — температура торможения газового потока;  $T_c$  — температура поверхности металла;  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана;  $M$  — число Маха;  $St$  — число Стентона.

Теплофизические свойства металла принимаются одинаковыми для жидкой и твердой фазы и независимыми от температуры. Параметры газа за фронтом ударной волны полагаются постоянными вплоть до точки контакта. В расчетах использовались экспериментально определенные значения температуры газа [2], остальные параметры определялись из ударной адиабаты воздуха [4]. При численном счете применялся полуаналитический метод решения задач типа Стефана, изложенный в работе [5]. Этот алгоритм на основе неявной разностной схемы аппроксимации задачи (1)–(3) позволяет определить положение фазовой границы, где удовлетворяются условия Стефана (2), (3).

На рис. 2 представлено типичное распределение температуры по толщине металлической пластины  $x$ . Точка излома зависимости  $T(x)$  соответствует глубине плавления металла. Зависимость толщины расплавленного слоя  $\Delta$  поверхности металлической пластины от расстояния до начала соударения  $y$  для различных режимов представлена на рис. 3, а. Увеличение  $\Delta$  с ростом  $y$  обусловлено возрастанием размеров области ударно-сжатого газа и, следовательно, возрастанием времени воздействия теплового потока на поверхность металла. При сварке крупногабаритных листов толщина расплавленного слоя может достигать значительной величины (например, для железа при  $y = 3$  м  $\Delta = 24$  мкм).

Вторым эффектом, обусловленным наличием газа в зазоре между свариваемыми пластинами, является предварительный прогрев металла газовым потоком, приводящий к увеличению времени застывания шва [2] (см. рис. 3, б). При соударении в зоне шва выделяется энергия  $(4\div 40) \cdot 10^4$  Дж/м<sup>2</sup> [6, 7]. Как видно из рис. 3, б

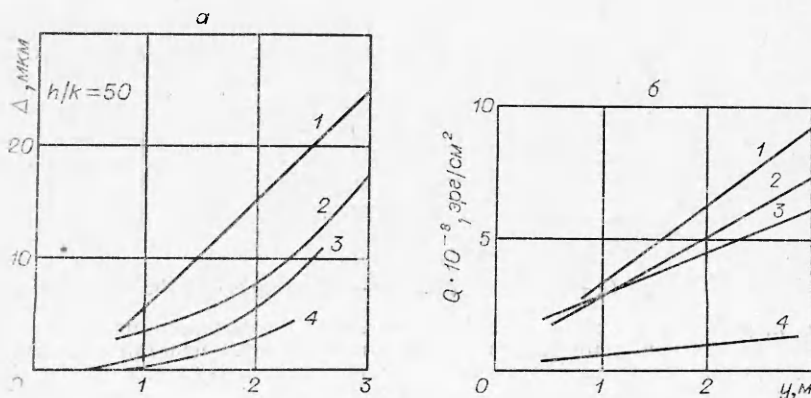


Рис. 3. Зависимость толщины расплавленного слоя поверхности пластины (а) и энергии, поступившей из газа в металл, (б) от расстояния до начала соударения.

1, 2 — стальная пластина,  $T_{\Gamma} = 8300$  и  $6500$  К соответственно; 3 — алюминиевая пластина,  $T_{\Gamma} = 4300$  К; 4 — свинцовая пластина,  $T_{\Gamma} = 2800$  К.

величина  $Q$  растет с увеличением  $y$  и становится сравнимой с энергией, выделяющейся в зоне шва в результате удара, при  $y=1\div 2$  м.

Таким образом, в настоящей работе показано, что газ, находящийся в зазоре между свариваемыми взрывом металлическими пластинами, оказывает сильное тепловое воздействие на их поверхность. Степень воздействия существенно зависит от параметров газового потока и степени механической обработки поверхности металла. С ростом шероховатости поверхности металла растет толщина расплавленного слоя и величина энергии, поступающей из газа.

Авторы выражают благодарность А. А. Дерибасу и В. А. Симонову за обсуждение результатов работы.

Поступила в редакцию  
12/IX 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, Наука, 1972.
2. С. Н. Ишуткин, В. И. Кирко, В. А. Симонов. ФГВ, 1980, 16, 6.
3. С. И. Анисимов, Я. А. Имаси и др. Действие излучения большой мощности на металлы. М., Наука, 1976.
4. Физика взрыва. Под ред. К. П. Станюковича, М., Наука, 1975.
5. М. С. Качан, В. Н. Штерн. ФГВ, 1979, 15, 2.
6. И. Д. Захаренко, Т. М. Соболенко. ФГВ, 1971, 7, 3.
7. U. Richter. III Symposium Sprengbearbeitung von Metallen. Mariánské Lázně, 1976.

#### МАХОВСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В НИТРОМЕТАНЕ

М. Ф. Гоголя, И. М. Воскобойников, Н. Г. Демченко  
(Москва)

В работе [1] описано явление отражения, когда угол между нормальными двух сталкивающихся ударных волн имеет величину, меньшую некоторой критической. Теперь явление нерегулярного отражения носит имя Маха. Наиболее полно исследование маховского взаимодействия выполнено для газовых систем, где накоплен и систематизирован значительный объем экспериментальных данных, а также имеется большое число теоретических работ. Число исследований в конденсированных средах существенно меньше. Примером изучения маховского взаимодействия детонационных волн в конденсированных ВВ являются работы [2—7], где определялись критические углы, рост маховских поверхностей, условия стабильности их существования.

В данной работе экспериментально исследовались взаимодействия детонационных волн в нитрометане, находящемся в оболочке из чистого ТГ. Выбор нитрометана определялся тем, что он прозрачен и имеет достаточно высокую температуру детонации, что позволяет проводить исследования взаимодействия во времени с помощью обычной аппаратуры, применяемой в физике быстрых процессов.

Стандартная схема опытов, использованных в данной работе, представлена на рис. 1. Исследуемое вещество 3 помещалось в цилиндрическую оболочку 4, отлитую из ТГ 50/50 ( $\rho_0=1,68$  г/см<sup>3</sup>). Поскольку нитрометан растворяет ТГ, то внутренняя поверхность оболочки бронировалась. Иницирование осуществлялось с помощью генератора плоского фронта 6 через алюминиевую пластину 5. Иницирующая система подобрана так, что по нитрометану и ТГ сразу распространялась нормальная детонация. Сверху на заряд помещался набор плексигласовых пластин 2, разделенных воздушными зазорами. Процесс свечения регистрировался с торца заряда через зеркало 1 с помощью СФР; скорость развертки равна 3,75 мм/мкс. Щель устанавливалась по диаметру заряда. Такая постановка опыта позволяла получить как временную картину развития взаимодействия детонационных волн в канале, так и пространственную конфигурацию фронта на границе заряд—плексиглас, а также определить скорость ударной волны в плексигласе по высветам воздушных зазоров.

На рис. 2 представлена типичная фотография взаимодействия детонационных волн в нитрометане, помещенном в цилиндрическую оболочку из ТГ (внешний диаметр 40, внутренний 20 и высота 56 мм). Подобная картина наблюдалась при различных диаметрах оболочек. В развитии процесса можно выделить три зоны. Первая начинается с момента иницирования нитрометана и характеризуется наличием вза-