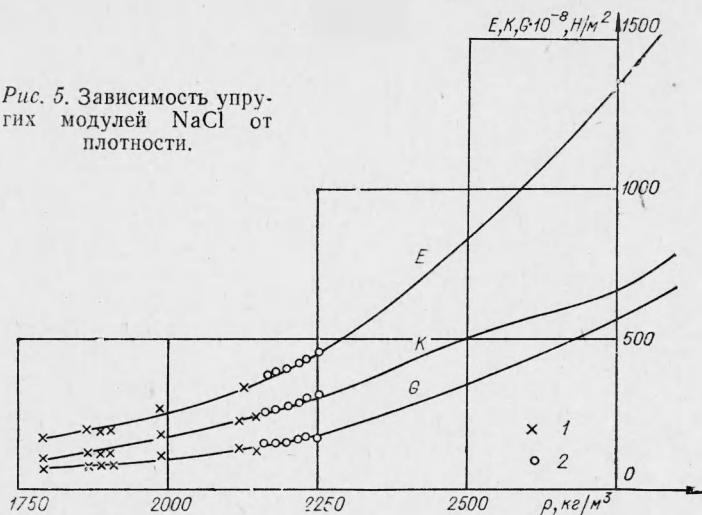


Рис. 5. Зависимость упругих модулей NaCl от плотности.



рениям в кристаллах [12] приводит к заниженным значениям упругих модулей по отношению к зависимостям рис. 5, видимо, из-за существенной анизотропии кристаллов NaCl.

Авторы благодарят А. А. Игнатова за помощь в проведении экспериментов.

Поступила в редакцию  
10/VII 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 4.
2. И. В. Белинский, Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1968, 1, 150.
3. Б. Д. Христофоров. ФГВ, 1971, 7, 4.
4. J. O. Etkin, A. V. Christensen. J. Appl. Phys., 1967, 38, 13.
5. Chi-Hung Mok. J. Appl. Phys., 1968, 39, 4.
6. С. А. Новиков, Л. М. Синицина. ПМТФ, 1970, 6.
7. Л. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1971, 6.
8. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972.
9. Ю. Л. Алексеев, В. П. Ратников, А. П. Рыбаков. ПМТФ, 1971, 2.
10. Л. В. Альтшулер, М. Н. Павловский. ПМТФ, 1971, 1.
11. Б. Д. Христофоров, Л. Д. Лифшиц и др. Изв. АН СССР, Физика Земли, 1971, 8.
12. D. Zazagus. J. Phys. Rev., 1949, 176, 4.
13. Физическая акустика. Под ред. У. Мезона. Пер. с англ. Т. III, ч. Б. М., «Мир», 1968, стр. 47.

УДК 662.215.2+621.787

### СХЛОПЫВАНИЕ ТОНКОСТЕННЫХ ТРУБ ПРИ ВЗРЫВНОМ НАГРУЖЕНИИ

А. Н. Михайлов, Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин  
(Москва)

Основными динамическими параметрами, влияющими на качество шва при сварке взрывом, являются скорость точки контакта ( $v_k$ ), угол и скорость соударения свариваемых поверхностей ( $\alpha_c$ ,  $v_c$ ). Для опреде-

ления этих величин необходимо знание закона движения образца, метаемого продуктами ВВ.

Экспериментальные и теоретические данные о движении пластин, разгоняемых продуктами взрыва, приведены в работе [1]. При взрывном сваривании трубы располагаются коаксиально. В зависимости от применяемой схемы нагружения заряд ВВ либо заполняет полость внутренней, либо кольцевым слоем облегают поверхность внешней трубы. Деформация труб при взрывном нагружении в случае внутреннего расположения заряда изучалась теоретически в работе [2]. Там же были представлены экспериментальные результаты, полученные фотографированием на СФР. Задача о движении материала трубы при внешнем расположении заряда ВВ решена в работе [3]. В предположении нормального падения детонационной волны на поверхность трубы авторы этой работы получили решение для случая, когда показатель политропы продуктов взрыва равен трем. Решение задачи о движении стенки трубы, метаемой продуктами ВВ через слой инертного вещества при тех же предположениях, что и в работе [3], получено в [4]. Экспериментальное исследование процесса схлопывания труб при взрывном нагружении не проводилось.

Целью настоящей работы является расчет движения стенки трубы, схлопывающейся при нагружении скользящей детонационной волной, для произвольного значения показателя политропы  $k$  и экспериментальная проверка полученных зависимостей.

### Теоретическое рассмотрение

Решение задачи о движении материала трубы под действием продуктов взрыва выполнено при следующих предположениях.

1. Материал трубы является идеальной несжимаемой жидкостью. Такое допущение оправдано при малой толщине стенки трубы и давлениях в продуктах ВВ порядка десятка тысяч атмосфер.

2. Для продуктов взрыва справедливо уравнение состояния Ландау — Станюкевича [5]:

$$p = A\rho^k, \quad (1)$$

где  $p$  и  $\rho$  — давление и плотность в продуктах детонации,  $A$  и  $k$  — постоянные.

Рассмотрим некоторое фиксированное сечение трубы. Внешний и внутренний радиусы этого сечения в начальный момент времени обозначим  $R_{10}$  и  $R_{20}$  соответственно. Уравнения гидродинамики для идеальной несжимаемой жидкости, записанные в переменных Лагранжа, приводят к следующему уравнению движения внутренней поверхности трубы [3]:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2}{dt^2} [R_2^2(t)] \frac{1}{4} \ln \frac{R_2^2(t) + (R_{10}^2 - R_{20}^2)}{R_2^2(t)} - \left[ \frac{d}{dt} R_2^2(t) \right]^2 \cdot \frac{1}{8} \times \\ & \times \frac{R_{10}^2 - R_{20}^2}{R_2^2(t) [R_2^2(t) + (R_{10}^2 - R_{20}^2)]} + \frac{1}{\rho_1} [p_1(t) - p_2(t)] = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $p_1(t)$  и  $p_2(t)$  — давления на внешней и на внутренней поверхности трубы;  $\rho_1$  — плотность материала.

Внешний и внутренний радиусы трубы в процессе деформации связаны соотношением

$$R_1^2(t) - R_2^2(t) = R_{10}^2 - R_{20}^2. \quad (3)$$

Физически это равенство означает постоянство площади рассматриваемого сечения в процессе схлопывания. При обычных внешних условиях  $p_2 \ll p_1$ , поэтому в расчетах можно положить  $p_2 = 0$ .

Определим вид функции  $p_1(t)$ . Для этого на внешней поверхности трубы в рассматриваемом сечении выделим мысленно бесконечно малый элемент площади  $dS$ , который в первом приближении будем считать плоским. Толщину слоя ВВ обозначим через  $L$ . Пренебрегая толщиной зоны химического превращения в детонационной волне и полагая незначительным изменение давления в продуктах за счет осевого разлета, можно считать, что при подходе фронта детонации к заданному сечению в объеме  $d \cdot S \cdot L$  быстро устанавливается давление, равное давлению в плоскости Чепмена — Жуге,

$$p_0 = \frac{\rho_0 D^2}{k+1}, \quad (4)$$

где  $\rho_0$  — плотность исходного ВВ;  $D$  — скорость детонации, а  $k$  — показатель политропы (1).

После этого происходит одномерное метание плоского элемента  $dS$  сжатым газом. Такая задача во внутренней баллистике носит название «задачи Лагранжа» [6]. Система волн, возникающих при движении элемента пластинки  $dS$ , дана на рис. 1. Для оценки минимального времени, в течение которого волна разрежения, идущая от свободной поверхности заряда, догонит метаемый элемент (точка М на рис. 1), воспользуемся неравенством

$$t_{\min} > \frac{L}{c_0}, \quad (5)$$

где  $c_0$  — скорость звука в области невозмущенных продуктов детонации. Скорость звука в области I равна скорости звука на фронте детонационной волны

$$c_0 = \frac{kD}{k+1}, \quad (6)$$

следовательно, неравенство (5) можно переписать в виде

$$t_{\min} > \frac{k+1}{k} \cdot \frac{L}{D}$$

(что, например, при  $L \sim 10$  мм,  $D \sim 2,5$  мм/мкс и  $k \sim 3$  дает  $t_{\min} > 5$  мкс). Рассматривая начальную стадию процесса схлопывания трубы ( $t \leq \frac{k+1}{k} \cdot \frac{L}{D}$ ), волну разрежения, идущую от свободной поверхности заряда, можно не учитывать.

В области простой волны для давления продуктов взрыва на границе с металлом имеем [6]

$$p = p_0 \left( 1 - \frac{k-1}{2} \cdot \frac{u}{c_0} \right)^{\frac{2k}{k-1}},$$

где  $u$  — скорость границы раздела продукты взрыва — метаемая пластинка.

Переходя к системе координат, связанной с центром трубы, и учитывая соотношения (3), (4) и (6), получим

$$p_1(t) \frac{\rho_0 D^2}{k+1} \left( 1 + \frac{k^2-1}{2k} \cdot \frac{R_2(t) \cdot \frac{dR_2(t)}{dt}}{D \sqrt{R_2^2(t) - (R_{10}^2 - R_{20}^2)}} \right)^{\frac{2k}{k-1}}. \quad (7)$$

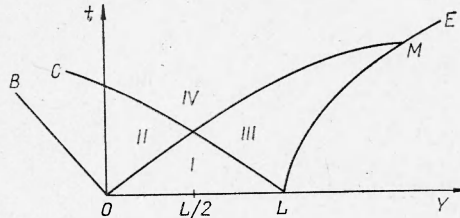


Рис. 1. Система волн, возникающих при одномерном метании пластинки продуктами взрыва.

OB — граница разлета продуктов взрыва; OM — фронт волны разрежения, идущей от свободной поверхности заряда; C — фронт волны разрежения от поверхности метаемой пластинки; E — путь пластинки. I — область невозмущенных продуктов детонации; II — область централизованной волны разрежения; III — область простой римановской волны; IV — область взаимодействия волн разрежения.

Введем безразмерные переменные  $\chi = \frac{R_2^2}{R_{20}^2}$ ,  $\tau = \frac{tD}{R_{20}}$  и обозначения

$\rho = \frac{\rho_1}{\rho_0}$ ,  $\mu = \frac{R_{10}^2 - R_{20}^2}{R_{20}^2}$ . Тогда уравнение движения (2) при подстановке в него (7) примет вид

$$\frac{d^2\chi}{d\tau^2} \ln \frac{\chi + \mu}{\chi} - \left(\frac{d\chi}{d\tau}\right)^2 \frac{\mu}{2\chi(\chi + \mu)} + \frac{4}{\rho(k+1)} \times \\ \times \left(1 - \frac{k^2 - 1}{4k} \cdot \frac{d\chi}{d\tau} \sqrt{\frac{\chi}{\chi + \mu}}\right)^{2k} = 0 \quad (8)$$

с начальными условиями:

$$\tau = 0; \quad \chi = 1; \quad \frac{d\chi}{d\tau} = 0. \quad (9)$$

В отличие от работ [3, 4], уравнение движения (8) содержит в качестве параметра показатель политропы продуктов взрыва  $k$ . Это позволяет использовать полученное уравнение в широком диапазоне ВВ (с различными  $k$ ).

Уравнение движения (8) с начальными условиями (9) интегрировалось методом Рунге — Кутты на ЭВМ. Показатель политропы варьировался в пределах 2—3,5. Плотность ВВ полагалась 1 г/см<sup>3</sup>. Были получены решения для алюминиевых и медных труб различных размеров. На рис. 2 приведены зависимости скорости внутренней поверхности трубы от изменения внутреннего радиуса. По оси ординат отложено отношение абсолютной величины скорости внутренней поверхности  $v$  к скорости детонации, по оси абсцисс — изменение внутреннего радиуса трубы  $\Delta R = R_{20} - R_2(t)$  к начальной толщине стенки  $\delta_0 = R_{10} - R_{20}$ . Переход к этим величинам осуществлялся по формулам:

$$\frac{v}{D} = \frac{d\chi}{2\sqrt{\chi}}; \quad \frac{\Delta R}{\delta_0} = \frac{1 - \sqrt{\chi}}{\frac{R_{10}}{R_{20}} - 1}$$

Взаимное расположение кривых, рассчитанных для алюминиевой трубы, показано на рис. 3. Для алюминиевых и медных труб других размеров расчетные кривые при изменении  $k$  располагались подобным образом.

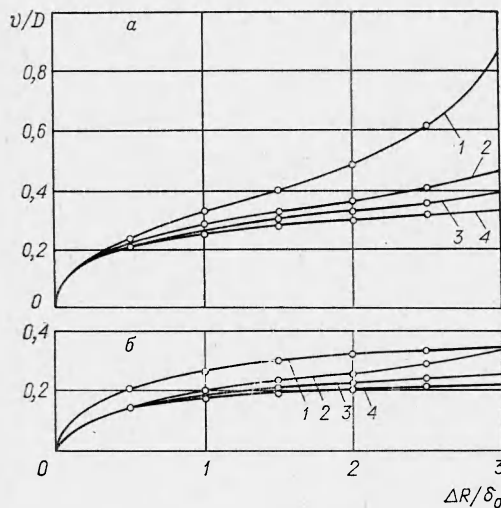


Рис. 2. Зависимость скорости внутренней поверхности трубы от изменения внутреннего радиуса для случая  $k=3,5$ .

а)  $\delta_0=2$  мм; 1, 2, 3, 4 — кривые, рассчитанные для алюминиевых труб с начальными радиусами  $R_{10}=10, 15, 23, 45$  мм; б)  $\delta_0=1$  мм; 1 — кривая для алюминиевой трубы  $R_{10}=16$  мм; 2, 3, 4 — кривые для медных труб  $R_{10}=7, 17, 27$  мм соответственно. Точками отмечены экспериментальные результаты.

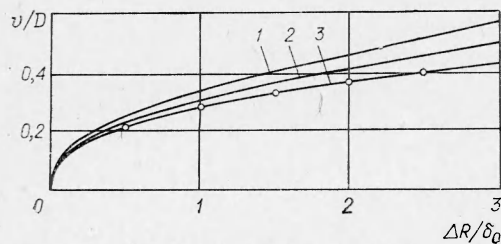


Рис. 3. Взаимное расположение кривых  $\frac{v}{D}$  от  $\frac{\Delta R}{\delta_0}$  при  $\delta_0=2$  мм,  $R_{10}=15$  мм, рассчитанных для  $k$ , равных 2,5 (1), 3,0 (2) и 3,5 (3).

### Постановка эксперимента

Схема экспериментальной сборки дана на рис. 4. Производилось импульсное рентгенографирование на установке РИУ-1 (интенсивность свечения  $50 \frac{\text{мР}}{\text{вспышка}}$  (рис. 5)). Процесс схлопывания исследовался на алюминиевых и медных трубах, размеры которых выбирались такими же, как и в расчетах на ЭВМ. В качестве ВВ использовался аммонит 6ЖВ насыпной плотностью  $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$  (толщина слоя  $L = 10 \text{ мм}$ ).

Рис. 6 иллюстрирует метод получения экспериментальной зависимости  $\frac{v}{D}$  от  $\frac{\Delta R}{\delta_0}$ . Введем координатную ось  $z$ , параллельную оси трубы и направленную вертикально вверх. Начало ее свяжем с фронтом детонации. Согласно принятой модели идеальной несжимаемой жидкости, каждое сечение трубы деформируется во времени по одному и тому же закону, причем скорость вовлечения в движение новых сечений равна скорости детонационной волны  $D$ . Если на базе измерения  $h_1$  считать  $D$  постоянной, то для каждого сечения трубы будет справедливо соотношение

$$z = D \cdot t,$$

где  $t$  — время, отсчитываемое от момента прихода детонационной волны в рассматриваемое сечение. Тогда для скорости внутренней поверхности трубы в точке А имеем

$$v = \frac{d}{dt} \Delta R = \frac{d}{dz} \cdot \Delta R \cdot \frac{dz}{dt} = D \cdot \operatorname{tg} \alpha, \quad (10)$$

где  $\alpha$  — угол между осью  $z$  и касательной к внутренней поверхности трубы, проведенной в точке А.

Таким образом, нахождение экспериментальной зависимости  $\frac{v}{D}$  от  $\frac{\Delta R}{\delta_0}$  сводится к определению угла  $\alpha$  при заданных  $\Delta R$  и  $\delta_0$ .

Экспериментальные результаты, полученные по описанной выше схеме, отмечены точками на рис. 2, 3. Справедливость предположения о постоянстве скорости детонации на участке  $h_1$  подтвердили контрольные опыты на установке СФР-2М в режиме щелевой фотозавертки.

Была также проведена серия экспериментов по сварке труб из меди ( $\delta_0 = 1 \text{ мм}$ ,  $R_{10} = 7, 17, 27 \text{ мм}$ ) с латунными стержнями. Диаметры стержней выбирались таким образом, чтобы начальный зазор между свариваемыми поверхностями составлял  $h_0 = 1,5 \delta_0$ . Размеры волн в сварном шве исследовались на участке  $h_1$  сохранных образцов. Изменения длины волны ( $\lambda$ ) по длине сварного соединения показано на рис. 7.

### Обсуждение результатов

Полученные зависимости  $\frac{v}{D}$  от  $\frac{\Delta R}{\delta_0}$  позволяют определить основные параметры соударения. Если  $h_0$  — начальное расстояние между свариваемыми поверхностями, то, полагая  $\Delta R = h_0$ , найдем скорость соударения

$$\frac{v_c}{D} = \frac{v(h_0)}{D(\delta_0)}.$$

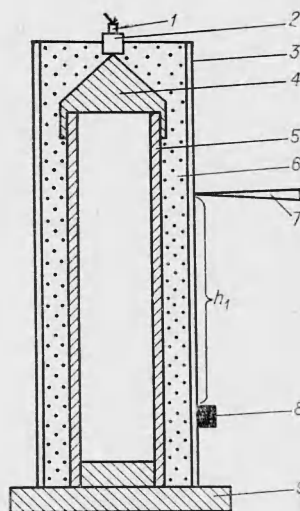


Рис. 4. Схема опытов на рентгено-импульсной установке.

1 — капсуль-детонатор; 2 — усиленный заряд; 3 — бумажный цилиндр; 4 — коническая пробка; 5 — металлическая труба; 6 — слой ВВ; 7 — датчик запуска РИУ; 8 — стальной репер; 9 — центрирующая вставка.



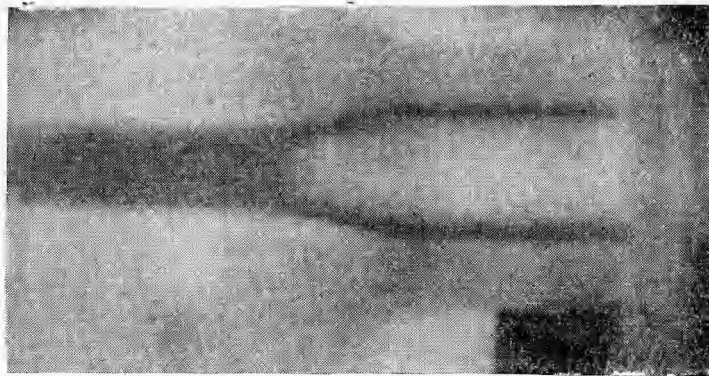


Рис. 5. Типичная рентгенограмма процесса схлопывания трубы.

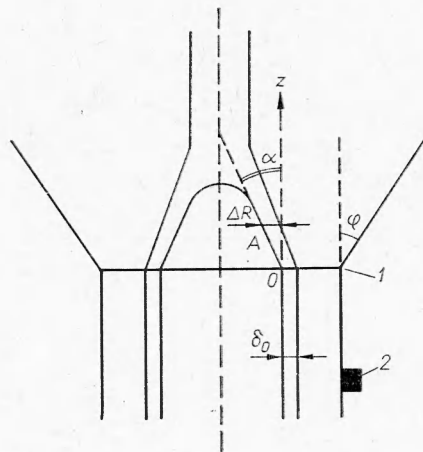


Рис. 6. Метод получения экспериментальной зависимости  $\frac{v}{D}$  от  $\frac{\Delta R}{\delta_0}$ ,  $\Phi$  угол разлета продуктов взрыва. 1 — фронт детонации; 2 — репер.

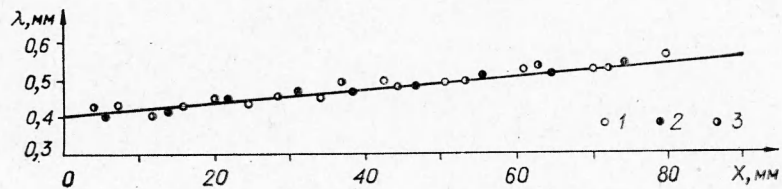


Рис. 7. Изменение  $\lambda$  по длине сварного образца,  $x$  — расстояние, отсчитываемое от начала базы  $h_1$ . 1 —  $R_{10}=7$  мм; 2 —  $R_{10}=17$  мм; 3 —  $R_{10}=27$  мм.

Для угла соударения на основании (10) имеем

$$\alpha_c = \operatorname{arctg} \frac{v}{D} \left( \frac{h_0}{\delta_0} \right).$$

Скорость точки контакта в силу принятой модели деформации трубы будет

$$v_k = D.$$

Из графиков на рис. 2, 3 видно, что наилучшим образом согласуются с экспериментом кривые, рассчитанные в предположении  $k=3,5$ . Оценку показателя политропы можно также сделать по наблюдаемому на рентгенограммах углу разлета продуктов взрыва [7]

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2}{k-1}. \quad (11)$$

В наших опытах  $\varphi \approx 38^\circ$ , что на основании (11) соответствует показателю политропы  $k=3,5$ .

Анализ зависимостей, представленных на рис. 2, 3, позволяет сделать вывод о существовании трех фаз движения внутренней поверхности трубы. Первая фаза — интенсивный разгон, скорость при этом быстро возрастает от нуля до некоторого значения. Это происходит на расстояниях от начала движения  $\Delta R \sim 0,5 \delta_0$ . Вторая фаза движения характеризуется слабым изменением скорости. Продолжительность ее возрастает с ростом начального диаметра трубы. Затем начинается быстрый рост скорости (третья фаза); особенно заметно он проявляется на кривой 1 (см. рис. 2, а).

Для взрывного сваривания труб практический интерес представляет участок слабого изменения скорости. Здесь имеется возможность плавной регулировки скорости удара изменением начального зазора ( $h_0$ ) между свариваемыми поверхностями. В то же время небольшие случайные изменения величины  $h_0$  (из-за овальности труб или по другим причинам) не приведут к существенным изменениям параметров соударения.

Из графика зависимости  $\lambda = \lambda(x)$  (см. рис. 7) видно, что при изменении начального радиуса метаемой трубы от 7 до 27 мм параметры шва практически не изменяются. Этот факт хорошо согласуется с теоретическими расчетами (см. рис. 2, б), которые показывают, что на выбранной базе  $\Delta R = h_0 = 1,5 \delta_0$  скорости соударения у медных труб с начальными радиусами 7,17 и 27 мм отличаются незначительно ( $\leq 15\%$ ). Размеры волн (см. рис. 7) несколько увеличиваются по длине образца в направлении распространения детонационной волны (на базе измерения 85 мм изменение  $\lambda$  составляет  $\sim 20\%$ ). По-видимому, с такой точностью можно говорить о стационарности по длине образца режима соударения трубы и стержня.

Результаты работы позволяют сделать следующие выводы.

1. Получено и решено уравнение движения трубы, схлопывающейся при взрывном нагружении скользящей детонационной волной, для произвольного значения показателя политропы продуктов взрыва.

2. Экспериментальная проверка полученных зависимостей показала, что при использовании в качестве ВВ аммонита 6ЖВ ( $\rho_0 = 1 \text{ г/см}^3$ ,  $L = 10 \text{ мм}$ ) реализуется случай  $k=3,5$ . Этот результат не противоречит оценке  $k$ , сделанной по углу разлета продуктов взрыва с боковой поверхности заряда.

3. Показано, что на зависимости скорость полета — база полета имеется область слабого применения скорости. Ширина этой области различна для труб разных размеров и материалов.

4. Для начальных зазоров  $h_0 \sim 1,5 \delta_0$  размеры волн в сварном шве на сохранных образцах при изменении начального радиуса трубы от 7 до 27 мм практически не изменяются, что подтверждает правильность вывода, полученного на основании теоретического расчета, о близких скоростях полета трубы в этих случаях.

5. Размеры волн слабо меняются по длине образца (на базе 85 мм изменение  $\lambda$  составляет  $\sim 20\%$ ).

Поступила в редакцию  
27/VIII 1973

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. Н. С. Санасарян. ФГВ, 1971, 7, 4.
3. С. С. Бацанов, А. А. Дерибас, С. А. Кутолин. НТПГВ, 1965, 1, 2.
4. Ю. В. Гаек, Н. Е. Никитченко и др. ФГВ, 1967, 3, 3.
5. Л. Д. Ландау, К. П. Станюкевич. Докл. АН СССР, 1945, 46, 9.
6. К. П. Станюкевич. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., Гостехиздат, 1955.
7. Ф. А. Баум, К. П. Станюкевич, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.

УДК 621.791.1

### ИЗУЧЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ВОПРОСОВ ОЧИСТКИ ПОВЕРХНОСТЕЙ В ПРОЦЕССЕ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

*А. С. Гельман, Л. Б. Первухин, Б. Д. Цемахович*  
(Москва — Барнаул)

В настоящее время имеется большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных изучению сварки взрывом. Однако единого мнения по вопросу о природе образования соединения нет. Большинство исследователей определяют сварку взрывом как сварку давлением в твердой фазе с незначительным расплавлением [1—4]. Как известно, из теории сварки давлением [1] для получения прочного соединения в твердой фазе необходимо соблюдение трех условий: удаление из зоны сварки окислов и загрязнений, обеспечение физического контакта свариваемых поверхностей и их активизация. Выполнение второго и третьего условий не вызывает сомнений и обеспечивается двумя основными параметрами процесса: высокой скоростью движения точки контакта  $v_k$  и большим давлением в ней (до 100 кбар), сопровождаемым значительной пластической деформацией.

По вопросу очистки свариваемых поверхностей в процессе сварки взрывом и удалению из зоны сварки окислов и загрязнений, а также по связанному с ним механизму волнообразования в соединении мнения исследователей расходятся. В трактовке природы процесса можно условно выделить два направления: гидродинамическое и металлофизическое.

Сторонники гидродинамического направления рассматривают процесс образования соединения как результат взаимодействия двух плоских потоков несжимаемой жидкости, движущейся со скоростью  $v_k$  и встре-