

тельно мелкий, не удалось полностью исследовать влияние дна на параметры ударной волны при больших h , где донная волна имеет низкую интенсивность.

6. Приведенные экспериментальные данные показывают, что на больших расстояниях от центра взрыва влияние всех исследованных типов дна на параметры ударной волны в воде в основных чертах аналогично влиянию свободной поверхности. Параметры ударной волны могут быть рассчитаны по предложенным формулам (8), (9). В точках измерения, расположенных у дна, время действия обычно больше рассчитанного из-за влияния донной волны, интенсивность которой убывает с удалением от дна. Давление в боковой и головной волнах обычно не более 20—30% от давления в прямой волне. Вблизи области пересечения фронтов головной и прямой волн максимальное давление в последней на 30—40% выше измеренного при взрыве в безграничной жидкости.

Авторы благодарят К. И. Барышева, Я. Т. Гноевого, В. М. Мальцева, А. Г. Рябинина, принимавших участие в выполнении этой работы.

Поступила в редакцию
20/IX 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Коул. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
2. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1960, 2.
3. А. А. Гриб, А. Г. Рябинин, С. А. Христианович. ПМТФ, 1956, XX, 3.
4. Б. Д. Христофоров. ПМТФ, 1961, 1.
5. К. И. Маркова, Е. И. Шемякин. ПММ, 1957, XXI, 1.
6. Ю. С. Яковлев. Гидродинамика взрыва. Л., Судпромгиз, 1961.
7. А. И. Соколик, А. И. Станиславский. Передовой научный и технический опыт. М., Изд-во ВИНТИ, 1957.

УДК 662.215.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЯЗКОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКОСКОРОСТНЫХ СОУДАРЕНИЯХ

С. К. Годунов,
А. А. Дерибас, И. Д. Захаренко, В. И. Мали
(Новосибирск)

Поведение металлов при высоких скоростях деформирования (10^3 — 10^5 сек $^{-1}$ и выше) в настоящее время привлекает все большее внимание исследователей. В литературе имеются некоторые разрозненные сведения о вязкости металлов при этих условиях. Так, в ранних работах А. А. Ильюшина [1, 2] и С. М. Попова [3] металл при скоростном нагружении рассматривался как вязко-пластическое тело, для которого напряжение σ связано со скоростью деформации $\dot{\epsilon}$ соотношением:

$$\sigma = \sigma_T + \mu \dot{\epsilon},$$

где σ_T — пластическое сопротивление металла; μ — коэффициент вязкости.

Эксперименты, описанные в работах [1—3], с цилиндрическими образцами, исследующимися в процессе удара на пневматическом копре, позволили оценить величину коэффициентов вязкости для различных сталей в пределах от $3 \cdot 10^5$ до $14 \cdot 10^5$ пз и от $3 \cdot 10^5$ до $4 \cdot 10^5$ пз для алюминия.

Другой метод определения вязкости сплошных сред, основанный на экспериментальном исследовании развития малых возмущений на фронте ударных волн, предложен в работе [4]. Величины коэффициентов вязкости, определенные этим методом в работах [4—6] для различных материалов (свинец, медь, алюминий, сталь, ртуть, вода и др.) при использовании одного и того же заряда ВВ, приблизительно одинаковы и составляют величину порядка 10^4 пз.

Уменьшение на порядок коэффициента вязкости алюминия по сравнению с результатами работ [1, 2] авторы [5] относят за счет существенно разных температур в сравниваемых экспериментах.

В работе [7] исследовался вид граничных поверхностей свариваемых взрывом металлов при различных частотах Рейнольдса. В качестве коэффициента вязкости алюминия, меди и стали использовалось значение $\mu = 10^{-2 \pm 1}$ пз.

В настоящей работе исследуется вязкость металлов при соударении в режиме сварки взрывом [8]. Установлена обратно пропорциональная зависимость между вязкостью и смещением частиц в направлении скорости точки контакта при помощи методики фиксированных линий. Смещения частиц измерялись методами оптической металлографии. Величины коэффициентов вязкости оцениваются для алюминия, меди и стали.

Методика определения смещений и обработка результатов эксперимента

1. Схема эксперимента изображена на рис 1, а. Две пластины 1 и 3 из одного и того же металла подготавливались следующим образом. В верхней, обычно более тонкой пластине 3, просверливалось отверстие диаметром 0,3—0,5 мм, в него плотно запрессовывалась проволока 4

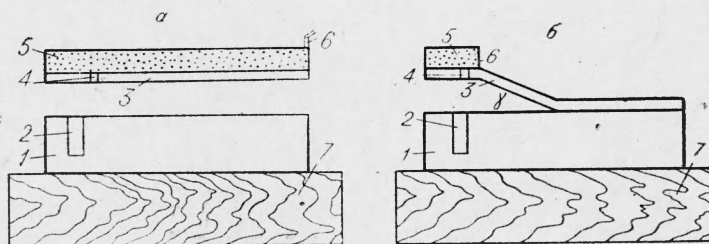


Рис. 1. Схема эксперимента.

из того же материала. В пластине 1 фрезеровалась на всю ширину канавка прямоугольного сечения и в нее вставлялась пластина 2 точно по размеру канавки. Для более четкого выделения границы между однородными металлами и для устранения воздушных зазоров производилась пайка стальных образцов 1 и 2 медью, медных — серебряным припаяем в вакууме. Границы между образцами 1 и 2 из алюминия заполняли эпоксидной смолой. Толщина заполнителя не превышала 0,05 мм.

Подготовленные таким образом пластины 1 и 3 устанавливались на деревянном основании 7. Пластина 3 разгонялась продуктами взрыва от детонации взрывчатого вещества 5 (детонатор 6) и соударялась с

пластиной 1 (см. рис. 1, а). В результате соударения (см. рис. 1, б, фронт детонации б) обычно происходила сварка взрывом пластин 1 и 3.

Монолитные образцы, полученные после сварки, разрезались в направлении движения скорости точки контакта, и изготовлялись микрошлифы. На макрофотографиях шлифов (рис. 2) измерялось горизонтальное смещение z в зависимости от расстояния до границы раздела y . Характерный график экспериментальной зависимости $z=z(y)$ изображен сплошной линией на рис. 3.

2. Исследование экспериментальных кривых $z=z(y)$ показало, что они при $y > \delta_1$ (δ_1 — толщина верхней пластины) хорошо описываются уравнением параболы:

$$z = a(y - \delta_2)^2 \quad (1)$$

(δ_2 — толщина нижней пластины). Коэффициент a можно подобрать по одной из точек экспериментальной кривой.

На участке $y < \delta_1$ экспериментальная кривая лежит выше параболы (1), ее удобно описать экспоненциальной зависимостью:

$$z = be^{-ky}. \quad (2)$$

В этом случае коэффициенты b и k можно определить по двум точкам экспериментальной кривой.

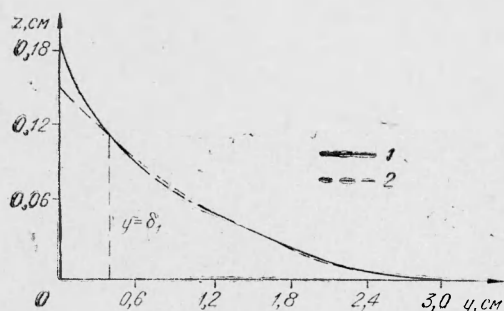


Рис. 3. Перемещение фиксированной линии в нижней пластине.

1 — экспериментальные данные;
2 — параболы.
 $z = a(y - \delta_2)^2$.

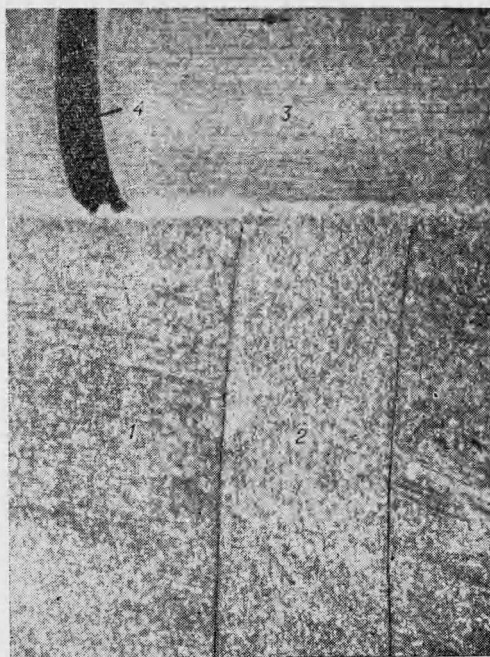


Рис. 2. Макрофотография шлифа (сталь + сталь).

1 — нижняя пластина; 2 — запрессованная пластина; 3 — верхняя пластина; 4 — запрессованная проволока. Стрелка показывает направление детонации.

Исследования зависимости смещения точек соударяющихся пластин от вязкости металлов

Определение накопленного импульса. Рассмотрим соударение двух металлических пластин с дозвуковыми скоростями в системе координат, связанных с точкой контакта O на рис. 4. Параметры соударяющихся

пластин считаем такими, что кумулятивной струи нет. Существование таких режимов без струй экспериментально доказано работами по сварке взрывом [9].

Если рассматривать соударение пластин как соударение струй идеальной жидкости с постоянным давлением, то вдоль свободной поверхности $U = \text{const}$. Однако тогда не выполняется закон сохранения количества движения вдоль оси x : справа от точки O импульс больше, чем слева.

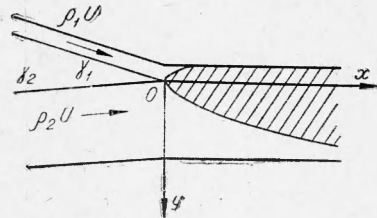


Рис. 4. Схема соударения без образования обратной струи.

Будем предполагать наличие в точке контакта источника импульса, который формирует своеобразную затопленную струю вязкой жидкости, двигающуюся с меньшей скоростью, чем скорость контакта U . Удаляясь от точки контакта вправо, затопленная струя расширяется и захватывает все большую область течения (заштрихованная область на рис. 4). Вследствие вязкости на бесконечности скорости течения по толщине пластин выравниваются.

В незаштрихованной области течения на рис. 4, где еще отсутствуют градиенты скорости и еще не действуют вязкие силы, можно приближенно для расчета скоростей течения пользоваться моделью идеальной жидкости.

Система координат на рис. 4 выбрана таким образом, чтобы отсутствовала вертикальная составляющая скорости справа от точки O . Закон сохранения импульсов в проекции на ось y дает

$$\rho_1 \delta_1 U \sin \gamma_1 = \rho_2 \delta_2 \sin \gamma_2. \quad (3)$$

Перепишем (3) для случая малых углов:

$$U(\rho_1 \delta_1 \gamma_1 - \rho_2 \gamma_2 \delta_2) = 0. \quad (4)$$

Обозначим

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2,$$

тогда из (4) имеем

$$\gamma_1 = R \rho_2 \delta_2 \text{ и } \gamma_2 = R \rho_1 \delta_1,$$

или, учитывая, что $\gamma = R(\rho_2 \delta_2 + \rho_1 \delta_1)$, получим

$$\gamma_1 = \frac{\rho_2 \delta_2}{\rho_1 \delta_1 + \rho_2 \delta_2} \gamma \text{ и } \gamma_2 = \frac{\rho_1 \delta_1}{\rho_2 \delta_2 + \rho_1 \delta_1} \gamma. \quad (5)$$

Из закона сохранения импульсов вдоль оси x найдем накопленный в точке O импульс, который обозначим I :

$$\begin{aligned} I &= \rho_1 \delta_1 U (1 - \cos \gamma_1) + \rho_2 \delta_2 U (1 - \cos \gamma_2) = \\ &= U \left(\frac{\rho_1 \delta_1 \gamma_1^2}{2} + \frac{\rho_2 \delta_2 \gamma_2^2}{2} \right). \end{aligned}$$

Пользуясь (5), имеем

$$I = U \frac{\gamma^2}{2} \frac{\rho_1 \delta_1 \rho_2 \delta_2}{\rho_1 \delta_1 + \rho_2 \delta_2}.$$

Найдя накопленный импульс, легко определить потерянную скорость u_∞ при $x \rightarrow \infty$:

$$u_\infty = \frac{I}{\rho_1 \delta_1 + \rho_2 \delta_2} = \frac{U \gamma^2}{2} \frac{\rho_1 \delta_1 \rho_2 \delta_2}{(\rho_1 \delta_1 + \rho_2 \delta_2)^2}.$$

Для малых углов можем написать

$$u_{\infty} = U \frac{2 \rho_1 \delta_1 \rho_2 \delta_2}{(\rho_1 \delta_1 + \rho_2 \delta_2)^2} \sin^2 \frac{\gamma}{2}. \quad (6)$$

Если $\rho_1 = \rho_2$, то

$$u_{\infty} = U \frac{2 \delta_1 \delta_2 \sin^2 \frac{\gamma}{2}}{(\delta_1 + \delta_2)^2}. \quad (7)$$

Диффузия горизонтальной скорости. Исследуем диффузию горизонтальной скорости справа от точки контакта, происходящую вследствие вязкости. Рассмотрим для простоты случай соударения металлов с одинаковой плотностью и вязкостью. Имеем обобщенное уравнение Стокса для установившегося движения несжимаемой вязкой жидкости [10]:

$$U \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \nu \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (8)$$

где $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ — кинетический коэффициент вязкости.

Проинтегрируем это уравнение от $x = -\infty$ до $x = \infty$ всюду, кроме линии, проходящей через точку контакта,

$$U \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial u}{\partial x} dx = \frac{\partial}{\partial y} \nu \frac{\partial}{\partial y} \int_{-\infty}^{\infty} u dx, \quad (9)$$

$$U [u_{\infty} - u_{-\infty}] = U \nu \frac{d^2 z}{d y^2}.$$

Здесь $\int_{-\infty}^{+\infty} u(x, y) dx = U z(y)$, где $z(y)$ — смещение точки из своего первоначального положения. Поскольку $u_{-\infty}$ есть добавок к скорости точки контакта слева от нее, равный нулю, имеем из (9)

$$\nu \frac{d^2 z}{d y^2} = u_{\infty}.$$

Отсюда имеем

$$z(y) = \frac{1}{2\nu} u_{\infty} y^2 + A y + B. \quad (10)$$

На внешних границах касательные напряжения $\nu \frac{\partial u}{\partial x} = 0$.

Отсюда имеем граничные условия для

$$\begin{aligned} \frac{\partial z}{\partial y} &= 0 \quad \text{при } y = \delta_1, \\ \frac{\partial z}{\partial y} &= 0 \quad \text{при } y = \delta_2. \end{aligned} \quad (11)$$

Из (10) и (11) получим для верхней пластины

$$\frac{u_{\infty}}{\nu} \delta_1 + A = 0, \quad (12)$$

для нижней пластины $\frac{u_{\infty}}{\nu} \delta_2 + A = 0$.

Для того чтобы определить B , считаем, что на внешних границах, кроме того $z=0$ (предположение в достаточной мере произвольное). Тогда для верхней пластины

$$\frac{1}{2\nu} u_{\infty} \delta_1^2 + A \delta_1 + B = 0 \quad (13)$$

и для нижней $\frac{1}{2\nu} u_{\infty} \delta_2^2 + A \delta_2 + B = 0$.

Теперь из (7), (12), (13) имеем для верхней пластины

$$A = -\frac{U}{\nu} \frac{\delta_1 \delta_2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} \sin^2 \frac{\gamma}{2} - 2\delta_1,$$

$$B = \frac{U}{\nu} \frac{\delta_1 \delta_2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} \sin^2 \frac{\gamma}{2} \delta_1^2.$$

И, окончательно, смещение в верхней пластине

$$z = \frac{U}{\nu} \frac{\delta_1 \delta_2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} \sin^2 \frac{\gamma}{2} (y - \delta_1)^2,$$

в нижней пластине

$$z(y) = \frac{U}{\nu} \frac{\delta_1 \delta_2}{(\delta_1 + \delta_2)^2} \sin^2 \frac{\gamma}{2} (y - \delta_2)^2. \quad (14)$$

Сопоставление вязкой модели с экспериментом. Выражение для коэффициента вязкости $\mu = \nu \rho$ можно получить из уравнения (14). В качестве $z(y)$ использовалось представление (1). Тогда в области $y > \delta_1$ (см. рис. 3) имеем

$$\mu = \frac{\rho U \delta_1 \delta_2}{a (\delta_1 + \delta_2)^2} \sin^2 \frac{\gamma}{2}. \quad (15)$$

Результаты обработки некоторых экспериментальных данных по формуле (15) приведены в таблице. Скорость точки контакта U и угол соударения γ определялись по формулам, приведенным в [8].

Материал соударяющихся пластин	δ_1 , см	δ_2 , см	$U \cdot 10^{-5}$, см/сек	γ	$\mu \cdot 10^{-5}$, нз	
					$y=0,4$	$y=0,8$
Алюминий (Д 16)	0,4	2,0	2,5	10°30'	0,31	0,32
	0,4	3,0	3,1	14°	0,81	0,86
Медь (М 3)	0,4	1,4	1,7	21°	2,1	2,7
	0,4	2,4	4,2	14°20'	2,5	2,0
Сталь (Ст. 3)	0,45	2,8	3,1	15°20'	3,9	4,1
	0,4	3,0	4,0	14°20'	4,8	4,8

В области $0 < y < \delta_1$, где для описания смещений справедлива формула (2), уже нельзя считать вязкость постоянной, так как здесь на нее оказывают большое влияние значительные пластические деформации и повышение температуры. Оценки вязкости в этой области не проводились.

Обсуждение результатов. Из данных, представленных в таблице, следует, что алюминий, медь и сталь располагаются в порядке возрастающей вязкости. Наибольшее значение коэффициента вязкости у стали

$$\mu = (4 - 5) \cdot 10^5 \text{ нз},$$

у меди вязкость примерно в два раза меньше —

$$\mu = (2 - 2,7) \cdot 10^5 \text{ нз},$$

и у алюминия вязкость на порядок меньше, чем у стали,—

$$\mu = (0,3 - 0,8) \cdot 10^5 \text{ нз}.$$

Численные значения коэффициента вязкости алюминия настоящей работы совпадают с результатами [4—5], а коэффициента вязкости стали — с результатами [2—3].

Полученные результаты расходятся с данными работ [1—3] по алюминию, где вязкость алюминия и стали примерно одинакова и составляет величину порядка 10^5 нз, имеется также несогласие с данными работ [4—5] по стали, где вязкость алюминия, меди и стали также одинакова (около 10^4 нз), но на порядок меньше, чем в работах [1, 3].

Заметим, что данные работ [4—6], где вязкости весьма различных веществ получились одинаковыми, вызывают сомнение. По нашему мнению, возможно, что в экспериментах, приведенных в работе [4], не всегда осуществлялось постоянство течения за фронтом синусоидальной ударной волны.

По мнению авторов [4], достаточно большие значения длины диаметра заряда ВВ, а также диаметра профильного диска должны обеспечивать постоянство течения за фронтом ударной волны. Однако при использовании углублений с $ka_0 = 1,74$ угол раствора последних составлял $2\gamma = 120^\circ$.

В этом случае возможно образование струи в вершине выточки, т. е. ситуация выхода ударной волны на клиновидную полость, исследованная в работе [11]. Тогда в экспериментах работы [4] после выхода ударной волны синусоидального профиля в клин на поверхность клина придут возмущения от кумулятивных струй. Эти возмущения, двигаясь уже по сжатому металлу, имеют большую скорость, чем фронт первой синусоидальной ударной волны, и поэтому на некотором расстоянии догонят ее. В этом случае также будет смена фаз у синусоидального возмущения, что наблюдалось в работе [4] и не получило удовлетворительного объяснения.

Поступила в редакцию
6/VIII 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Ильюшин. Уч. зап. МГУ, Механика, 1940, **39**, 11.
2. С. М. Попов. Инженерный сборник. 1941, **1**, 1.
3. А. А. Ильюшин. Инженерный сборник, 1941, **1**, 1.
4. А. Д. Сахаров, Р. М. Зайдель и др. Докл. АН СССР, 1964, **159**.
5. В. Н. Минеев, Е. В. Савинов. ЖЭТФ, 1967, **52**, 3.
6. В. Н. Минеев, Р. М. Зайдель. ЖЭТФ, 1968, **54**, 6.
7. A. Burkhardt, E. Mornbogen, K. Kaller. Z. Metallkunde, 1967, **58**, 6.
8. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др. ФГВ, 1967, **3**, 2.
9. А. А. Дерибас, В. М. Кудинов, Ф. И. Матвеев. ФГВ, 1967, **3**, 4.
10. Н. А. Слезкин. Динамика вязкой несжимаемой жидкости. М., Гостехиздат, 1955.
11. С. К. Годунов, Я. М. Каждан, В. А. Симонов. ПМТФ, 1969, **6**.