

Рис. 4. Расчетные зависимости начальных и средних на базе $S = 1,27$ мм скоростей свободной поверхности от толщины преграда.

L , мм: 1' — 12,7 [2], 2' — 25,4, 3' — 50,8.

ниями в пластине (на что указывалось в [4]) или с учетом при расчетах влияния зоны химической реакции. Таким образом, и для октогена причиной нарастающей детонации является методическая ошибка, а именно — несоответствие базы измерения скорости свободной поверхности длине заряда.

Как следует из проведенного анализа, экспериментальные результаты [2] вполне объясняются с позиции гидродинамической теории стационарной детонации, а модель «нарастающей детонации» [3] построена на выводах из методически неправильно поставленных экспериментов. Необходимо отметить, что определение давления детонации методом свободной поверхности на коротких зарядах всегда приводит к занижению результатов. Применение метода искусственного откола уменьшает искажения, но не исключает их полностью, так как при уменьшении толщины отлетающего индикатора возрастает его аэродинамическое торможение на базе измерения. Методы, основанные на измерении затухания скорости фронта ударной волны в преграде, свободны от этих недостатков [8] и могут использоваться для исследования детонационных процессов на коротких зарядах.

Поступила в редакцию 9/XI 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. G. Craig. 10-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1965.
2. C. L. Mader, V. G. Craig. Los Alamos Scientific Laboratory Report. La-5865, 1975.
3. C. L. Mader. Symp. H. D. P. Paris, 1978.
4. В. А. Веретенников, А. Н. Дремин, К. К. Шведов. ФГВ, 1965, 1, 3, 3.
5. F. J. Petrone. Phys. Fluids, 1968, 11, 1473.
6. В. А. Веретенников. — В кн.: Детонация. Черногоровка, 1980.
7. Л. В. Альтшулер, В. К. Ашаев, Г. С. Доронин и др. 3-й Всесоюз. симп. по импульсным давлениям. Тез. докл. М., 1979.
8. Л. В. Альтшулер, В. К. Ашаев, В. В. Балалаев и др. ФГВ, 1983, 19, 4.
9. K. Burrows, D. K. Chilvers, R. Gyton e. a. Prep. pap. 6-th Symp. (Intern.) on Detonation. San Diego, California, 1976.
10. W. C. Davis, D. Venable. 5-th Symp. (Intern.) on Detonation. Pasadena, California, 1970.
11. W. E. Deal. J. Chem. Phys., 1957, 27, 3.

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

С. В. Базденков, В. Ф. Демичев, Д. Х. Морозов, О. П. Погуце
(Москва)

Введение

При сварке взрывом и магнитно-импульсной сварке (МИС) наиболее прочным получается соединение деталей, когда на поверхности соединения наблюдается волнообразование [1, 2]. К настоящему времени существует большое количество работ, в которых экспериментально исследовались закономерности явления волнообразования и предлагались различные теоретические модели [1—8]. Большинство существующих теорий содержит весьма произвольные предположения. Так, работа [6],

в которой делается попытка построить количественную теорию на основе гипотезы Абрахамсона, предполагает существенное неравноправие сталкивающихся пластин, т. е. асимметрию столкновения, хотя волнообразование наблюдается и при столкновениях одинаковых пластин [1].

Ряд работ предполагает аналогию между столкновением пластин и обтеканием тела с твердыми границами (см., например, [7]). Однако при соударении пластин отсутствует аналог пограничного слоя у твердой стенки. Выбор формы обтекаемого препятствия достаточно произволен, в связи с чем модель содержит произвольные параметры. Автор работы [1] предполагает модель автоколебательного режима с жестким возбуждением. Однако в этой модели остается открытым вопрос о механизме подкачки энергии в колебания. Существует еще ряд моделей, подробный обзор которых можно найти в [1].

Наиболее привлекательна гипотеза Робинсона [8], в которой волнообразование связывается с развитием за точкой контакта неустойчивости затопленной струи. Однако оценки показывают, что если считать вязкость среды ν постоянной, то при типичных для волнообразования параметрах соударения затопленная струя должна очень быстро размываться. В настоящей работе показано, что это противоречие снимается, если предположить, что на некотором расстоянии за точкой контакта в очень узкой области вблизи контактной поверхности вязкость резко (на два и более порядков) уменьшается. Экспериментальное указание на такое уменьшение содержится в работе [9]. Причины такого уменьшения могут быть различны. Во-первых, это прогрев металла и падение ν с ростом температуры T . Во-вторых, зависимость вязкости от скорости деформации. Оба этих механизма определяются величиной ротора скорости и качественно приводят к аналогичным результатам. Поэтому в настоящей работе учтена только зависимость вязкости от температуры. При этом точный вид $\nu(T)$ знать не обязательно. Важно, чтобы существовал диапазон температур, в котором происходит резкое падение ν .

Результаты, полученные в рамках модели, сравниваются с экспериментальными данными по МИС, которая отличается от сварки взрывом способом метания пластин и, как следствие, переменными во времени параметрами соударения. Предлагаемая модель не только объясняет экспериментальное значение длины волны на контактной поверхности, но, в отличие от предшествующих гипотез, позволяет установить границы волнообразования по параметрам столкновений. Естественное объяснение получает и наблюдаемое при МИС увеличение во времени длины волны.

Модель образования затопленной струи за точкой контакта

Рассмотрим симметричное столкновение двух плоских струй несжимаемой жидкости. В отсутствие вязкости картина течения хорошо известна (рис. 1). Аналогичный вид будет иметь и течение вязкой жидкости, если число Рейнольдса для кумулятивной струи $Re_k \geq 1$, где

$$Re_k = \frac{v_0 \delta_k}{\nu} = \frac{2v_0 \delta_0}{\nu} \sin^2 \frac{\gamma}{4};$$

v_0 — скорость набегающей струи; δ_0 — толщина пластины; δ_k — толщина идеальной кумулятивной струи; γ — угол между набегающими струями; ν — вязкость.

Существование затопленной струи в вязком плоскопараллельном течении за точкой контакта ($x > 0$) означает, что $(\text{rot } v)_z = \Omega \neq 0$. Формула для Ω получается из уравнения Навье — Стокса и имеет вид уравнения диффузии в потоке, т. е. источники Ω в объеме отсутствуют, если нет турбулентности. Таким образом, затопленная струя может сформироваться за счет диффузии Ω с передней свободной поверхности, причем коэффициент диффузии пропорционален ν . С другой стороны, профиль скорости затопленной струи сохраняется вниз по течению, если Ω в этой

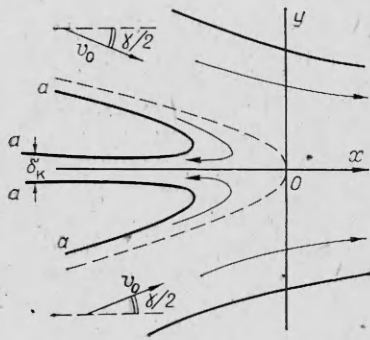


Рис. 1. Картина течения при симметричном соударении пластин.

рис. 1. Параллельно с диффузией Ω идет прогрев среды за счет вязкого тепловыделения. При достаточно сильном прогреве вязкость может резко уменьшиться и тогда вдоль линий тока величина Ω будет почти постоянной, пока не скажутся эффекты остаточной вязкости и теплопроводности.

Рассмотрим упрощенную модель образования затопленной струи, полагая

$$v(T) = \begin{cases} v_0 & \text{при } T \leq T^*, \\ \epsilon v_0 & \text{при } T > T^*, \end{cases}$$

где $\epsilon < 1$.

Взяв ротор от уравнения Навье — Стокса, получаем

$$(v, \nabla) \Omega = \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \left[2v \left(\frac{\partial v_y}{\partial y} - \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) \right] + \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \left[v \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) \right], \quad (1)$$

$$\Omega \equiv \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}.$$

Будем искать решение (1) при $x \geq 0$ с граничным условием $\Omega(x=0) = \Omega_0(y)$. Вид $\Omega_0(y)$ определяется соотношением между скоростью сноса Ω вдоль линий тока слева от сепаратрисы и скоростью диффузии поперек за счет вязкости. На свободной поверхности можно связать Ω с кривизной κ . Действительно, если ввести криволинейную ортогональную систему координат s, n , такую, что линии $n = \text{const}$ совпадают с линиями тока, условие отсутствия тангенциальных напряжений на свободной границе имеет вид

$$\frac{\partial v}{\partial n} = h_n \kappa v,$$

а выражение для ротора записывается так:

$$\Omega = \kappa v + h_n^{-1} \frac{\partial v}{\partial n}.$$

Здесь h_n — коэффициент Ламе. Сравнивая эти выражения, находим: $\Omega = 2\kappa v$. При малых углах γ кривизна κ максимальна в месте поворота кумулятивной струи ($|\kappa_{\text{max}}| \sim 1/\delta_k$) и быстро убывает вверх и вниз по течению. Можно, следовательно, ожидать, что функция $\Omega_0(y)$ локализована в области $|y| \leq \delta_k$ и антисимметрична по y . При качественном анализе процесса образования затопленной струи приближенно положим

$$\Omega_0(y) = \begin{cases} \Omega_0 y / \delta_k, & 0 \leq y \leq \delta_k, \\ \Omega_0 (y / \delta_k - 2), & \delta_k \leq y \leq 2\delta_k, \\ 0, & y \geq 2\delta_k, \end{cases} \quad (2)$$

области диффундирует слабо, т. е. $v \rightarrow 0$. Таким образом, условия формирования и сохранения профиля затопленной струи противоречивы при $v = \text{const}$. Однако это противоречие легко снимается, если предположить зависимость вязкости от температуры. Качественно можно представить следующую картину течения. Источником Ω является свободная поверхность $a-a$ (см. рис. 1), с которой ротор диффундирует поперек линий тока и сносится вдоль них. Начальная температура среды мала, вязкость, а следовательно, и скорость диффузии достаточно высоки, и Ω свободно проникает сквозь сепаратрису, которая изображена штриховой линией на

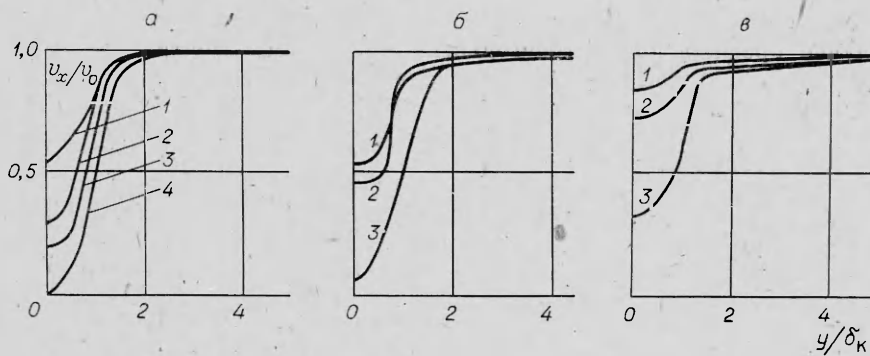


Рис. 2. Профили скорости струи на различных расстояниях x_0 от точки контакта; $\xi_0 = 10$.
 а) сильный прогрев, $\varepsilon = 1/200$, x_0/δ_k : 1 — 74,2, 2 — 24,4, 3 — 4,7, 4 — 0; б) слабый прогрев, $\varepsilon = 1/200$, x_0/δ_k : 1 — 14,1, 2 — 4,1, 3 — 0,01; в) сильный прогрев, малое уменьшение вязкости, $\varepsilon = 1/20$, x_0/δ_k : 1 — 31,2, 2 — 11,2, 3 — 3,0.

причем $\Omega_0 = v_0/\delta_k$ и δ_k — заданные величины; $\Omega_0(-y) = -\Omega_0(y)$. При малых γ воспользуемся также приближением $|v_x| \gg |v_y|$, $\left| \frac{\partial v_x}{\partial y} \right| \gg \left| \frac{\partial v_y}{\partial x} \right|$, что позволяет вместо выражения (1) получить

$$v_x \frac{\partial \Omega}{\partial x} = \frac{\partial^2}{\partial y^2} (v\Omega), \quad (3)$$

$$\Omega = -\frac{\partial v_x}{\partial y}.$$

Граничные условия на бесконечности: $\Omega(y = \pm\infty) = 0$. В указанном приближении температура находится из выражения

$$v_x \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{v}{c} \Omega^2 + \chi \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (4)$$

где c — удельная теплоемкость; $\chi = \eta/\rho c$; ρ — плотность; η — теплопроводность. Граничные условия для T :

$$T(x=0) = T_0 < T^*, \quad T(y = \pm\infty) = T_0. \quad (5)$$

В большинстве случаев эффектом теплопроводности можно пренебречь, поскольку для таких металлов, как алюминий, медь и сталь, область неоднородности температуры размером δ_k сгладится за счет теплопроводности лишь на расстоянии $l \sim 10^4 \delta_k$ вдоль оси x , что существенно превышает наблюдаемые в эксперименте значения ($l \approx 10^2 \div 10^3 \delta_k$). Для оценок полагалось [1]: $c = 0,1$ кал/(г·град), $\eta = 0,5$ кал/(см·с·град), $\rho = 5$ г/см³, $Re_k = 1$, $v = 3 \cdot 10^4$ см²/с. Уравнения (3), (4) с граничными условиями (2) и (5) интегрировались численно на ЭВМ

при различных значениях ε и $\xi = \frac{v_0^2}{Re_k c T^*}$. Величина ξ характеризует отношение энергии вязкого тепловыделения к энергии, требуемой для нагрева среды до температуры T^* . Существует такое критическое значение $\xi_{кр}$, что при $\xi < \xi_{кр}$ среда вообще не может прогреться до T^* при заданном начальном $\Omega_0(y)$. Найдено, что $\xi_{кр} \approx 3$, при этом «прогрев» происходит лишь в очень узкой зоне вблизи $y \approx \delta_k$ (слабый прогрев, рис. 2, б). Считалось также, что поток жидкости вдоль x сохраняется:

$$\int_{-A}^A v_x dy = \text{const.}$$

Нетрудно видеть, что по мере удаления от оси $x=0$ ширина профиля Δ почти не меняется, тогда как «амплитуда» профиля $\Delta v_x = v_{x \max} - v_{x \min}$ уменьшается. Обращает на себя внимание различие в

профилях скорости при сильном и слабом прогреве (см. рис. 2). В первом случае профиль почти треугольный, во втором — почти прямоугольный с малой шириной области перехода. Это связано с тем, что при слабом прогреве вязкость уменьшается только в узком слое при $y \sim \delta_k$. Ниже показано, что это приводит к различиям в длинах волн наиболее быстро растущих мод.

Уменьшение амплитуды профиля Δv_x происходит тем быстрее, чем больше ε . Если в качестве критерия существования длинной затопленной струи принять условие изменения Δv_x не более чем на 10% на расстоянии $l \approx 100 \delta_k$ вдоль оси x , то для образования струи требуется, чтобы в результате прогрева среды ее вязкость уменьшалась более чем в 100 раз.

Волнообразование как неустойчивость затопленной струи

При исследовании затопленной струи на устойчивость будем считать, что жидкость идеальная, так как струя находится в прогретой области. Пусть профиль скорости задан функцией $v_x = u_0(y)$. Уравнение для возмущенной скорости $v' = e_y \frac{\partial \psi}{\partial x} - e_x \frac{\partial \psi}{\partial y}$ (ψ — функция тока) в линейном приближении имеет вид (см., например, [10])

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + u_0(y) \frac{\partial}{\partial x} \right] \Delta \psi - u_0''(y) \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0. \quad (6)$$

Здесь $\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$. Ищем решение в виде

$$\psi = \varphi(y) e^{ik(x+Dt)},$$

где k — волновое число. Тогда из (6) получаем для $\varphi(y)$

$$\frac{d^2 \varphi}{dy^2} - \left(k^2 + \frac{u_0''}{u_0 + D} \right) \varphi = 0. \quad (7)$$

Граничным условием для (7) служит отсутствие возмущений на бесконечности. В общем виде получить решение уравнения (7) не удастся. Однако из рис. 2 видно, что профиль невозмущенной скорости довольно хорошо аппроксимируется трапецией

$$u_0(y) = \begin{cases} V_0, & |y| < a, \\ V_0 \left(1 + \frac{a-y}{b} \right), & a < y < a+b, \\ V_0 \left(1 + \frac{a+y}{b} \right), & -(a+b) < y < -a, \\ 0, & |y| > a+b, \end{cases} \quad (8)$$

где V_0 — максимальное значение u_0 ; a, b — параметры, характеризующие профиль. Подставляя (8) в (7), получаем на каждом из линейных по y участков решение

$$\varphi = \alpha_1 e^{ik|y|} + \alpha_2 e^{-ik|y|}, \quad (9)$$

где α_1 и α_2 — пары произвольных постоянных, различные для каждого из участков. Так как величина φ должна быть непрерывна в точках изло-

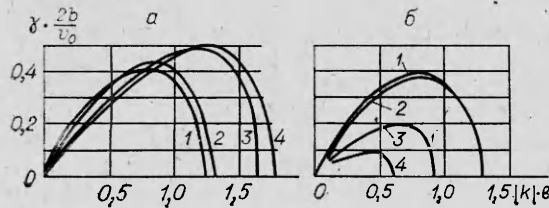


Рис. 3. Инкременты колебаний как функции волнового числа для различных значений a/b .

а) четное φ (антисимметричные линии тока), a/b : 1 — ∞ , 2 — 1,0, 3 — 0,1, 4 — 0; б) нечетное φ (симметричные линии тока), a/b : 1 — ∞ , 2 — 2,0, 3 — 0,4, 4 — 0,2.

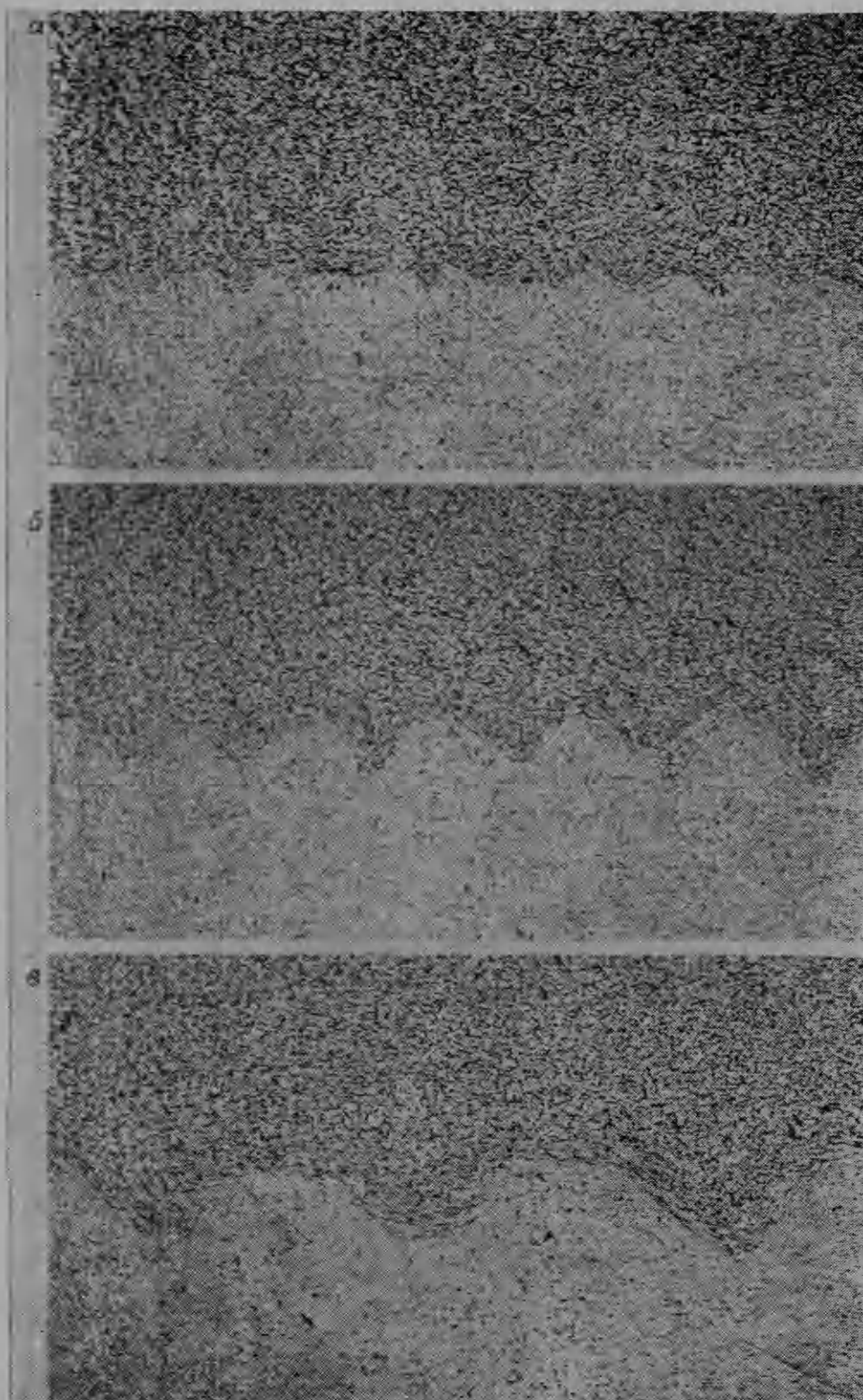


Рис. 4. Микрофотографии начала (а), середины (б) и конца (в) сварного шва оболочки твэла из циркониевого сплава Н-1. $\times 200$.

ма u_0 , эти постоянные можно выразить через значения φ в точках излома: $\mu_j = \varphi(y_j)$, где $y_1 = -(a+b)$; $y_2 = -a$; $y_3 = a$; $y_4 = a+b$.

Дисперсионное уравнение можно получить, используя непрерывность φ и $\frac{\partial \varphi}{\partial y}$. Однако оно получается проще из вариационного принципа.

Введем функционал

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{d\varphi}{dy} \right)^2 + \left(k^2 + \frac{u_0''}{u_0 + D} \right) \varphi^2 \right] dy. \quad (10)$$

Приравнивая к нулю вариацию этого функционала по φ , получаем уравнение (7). Подставляем в (10) пробную функцию в виде (9), считая α функциями μ_j и выбирая μ_j в качестве варьируемых параметров. Приравняв к нулю $\frac{\partial S}{\partial \mu_j}$, получаем систему однородных алгебраических уравнений относительно μ_j . Условие разрешимости этой системы, т. е. равенство нулю детерминанта, и дает дисперсионное уравнение. Решая его, получаем две ветви колебаний: симметричную и антисимметричную по y . Заметим, что симметричной по y функции φ соответствует антисимметричная картина линий тока и наоборот. Инкременты для симметричной и антисимметричной функций φ представлены на рис. 3.

Параметр a/b характеризует форму профиля скорости (при $a/b = 0$ треугольной, при $a/b = \infty$ прямоугольной). Из рис. 3 видно, что практически независимо от профиля u_0 , т. е. во всем диапазоне изменения параметра a/b , наибольший инкремент имеют колебания с $kb \approx 0,8 \div 1,2$. Переходя к длинам волн $\lambda = 2\pi/k$, получим, что максимальный инкремент $\gamma_{\max} \approx V_0/b$ имеют волны с $\lambda \approx (5 \div 8)b$. Величина b равна ширине крыла трапеции, представляющей профиль скорости струи. Численные решения уравнений (3), (4) при $\epsilon \ll 1$ в случае сильного прогрева ($\xi = 10$) дают приблизительно «треугольный» профиль $u_0(y)$ с $b \approx \delta_R$, что соответствует $\lambda \approx 10\delta_R$ и согласуется с экспериментом (особенно, если учесть, что ширина «начального» профиля при $x = 0$ может быть в 2–3 раза больше δ_R).

При слабом прогреве (см. рис. 2, а) форма профиля скорости струи меняется в сторону $a/b \rightarrow \infty$ и $b \rightarrow 0$. Это означает, что в основном будут «раскачиваться» волны с меньшим, чем в случае сильного прогрева, значением λ . Можно ожидать, что при столкновении пластин в первые моменты времени прогрев менее интенсивен, чем в последующие, что позволяет объяснить наблюдаемое экспериментальное возрастание λ в процессе столкновения пластин. На рис. 4 представлены микрофотографии трех участков сварного шва оболочки твэла из циркониевого сплава Н-1, полученного магнитно-импульсной сваркой. Наблюдаемое увеличение λ в процессе сварки согласуется с результатами предложенной теоретической модели явления, особенно если учесть предварительный (до подхода точки контакта) локальный нагрев оболочки за счет диссипации индукционных токов.

Выводы

1. Учет зависимости вязкости жидкости от температуры позволяет объяснить возникновение длинной затопленной струи вниз по течению за точкой контакта при столкновении двух струй жидкости. Для этого необходимо, во-первых, чтобы ротор скорости достаточно интенсивно диффундировал со свободной поверхности через сепаратрису внутрь течения, во-вторых, чтобы вязкое тепловыделение приводило к «прогреву» жидкости в районе точки контакта с последующим значительным (~ 100 раз) уменьшением вязкости жидкости и «замораживанием» профиля скорости, что и соответствует образованию затопленной струи.

2. Эффективность проникновения ротора скорости через сепаратрису течения зависит от числа Re_R , вычисленного по толщине идеальной кумулятивной струи. В рамках предлагаемой модели наиболее оптимален слу-

чай $Re_k \approx 1$. Характерно, что именно в этом диапазоне значений Re_k происходит замедление и исчезновение кумулятивной струи. Это позволяет объяснить экспериментально установленный факт существования границы волнообразования по углу γ . При очень малых γ либо $Re \ll 1$, либо скорость точки контакта становится сверхзвуковой, так что в обоих случаях волнообразование не происходит. При $Re_k \ll 1$, кроме того, не образуется кумулятивная струя и, следовательно, нет достаточно интенсивного источника ротора скорости на свободной поверхности.

3. Возникающая длинная затопленная струя неустойчива по отношению к симметричным и антисимметричным модам колебаний с длинами волн $\lambda > 4b$, где b характеризует профиль скорости в струе. Максимальный инкремент $\gamma_{\max} \sim V_0/b$ имеют колебания с $\lambda \approx (5 \div 8)b$, что согласуется с экспериментом ($\lambda \sim (10 \div 25)\delta_k$) при вполне реализуемых и объяснимых значениях b .

4. Экспериментально наблюдаемое постепенное увеличение длины волны быстрорастущей моды можно объяснить переходом из режима слабого прогрева ($\xi \approx 3 \div 4$) в режим сильного прогрева ($\xi \geq 10$) с сопутствующим изменением профиля скорости струи (см. рис. 2, а, в) и ростом величины b . Критическое значение параметра «прогрева» $\xi_{кр} \approx 3$, если только начальная температура среды T_0 много меньше T^* . Если же по каким-то причинам происходит предварительный прогрев жидкости, то переход в режим сильного прогрева облегчается.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Дерибасу, В. И. Мали и В. А. Симонову за полезные дискуссии.

Поступила в редакцию 13/X 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
2. А. М. Andrianov, V. F. Demichev, G. A. Eliseev et al. Proc. Intern. Pulsed Power Conf. Texas, Techn. University. IIE 10.
3. С. К. Годунов, А. А. Дерибас, Н. С. Козин. ПМТФ, 1971, 3.
4. Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов. ФГВ, 1978, 14, 4, 77.
5. G. Abrahamson. J. Appl. Mech., 1961, 28, 4.
6. Дж. Н. Хант. — В кн.: Механика. Сб. проводов, № 1. М.: ИЛ, 1969.
7. G. Covan, O. R. Bergman, A. H. Holtzman. Metallurg. trans, 1971, 2, 11, 3145.
8. J. Robinson. 5-th Intern. Conf. on High Energy Rufe Fabrication. Denver, Colorado, USA, 1975.
9. С. К. Годунов, А. А. Дерибас, Н. Д. Захаренко и др. ФГВ, 1971, 7, 1, 135.
10. Бай Ши-и. Теория струй. М.: Физматгиз, 1960.

ПОПРАВКА

В № 6 за 1984 г. на стр. 36 2-я строка сверху напечатано:

$$Y_1 = (Y_{1e} - Y_{1w})i(\eta) + Y_{1w}, H_f(H_{f\infty} - H_{fw})r(\tilde{\eta}) + H_{fw},$$

Следует читать:

$$Y_1 = (Y_{1e} - Y_{1w})i(\eta) + Y_{1w}, H_f = (H_{f\infty} - H_{fw})r(\tilde{\eta}) + H_{fw},$$