

С. К. ГОДУНОВ, А. А. ДЕРИБАС

К ВОПРОСУ О СТРУЕОБРАЗОВАНИИ ПРИ СОУДАРЕНИЯХ МЕТАЛЛОВ

(Представлено академиком М. А. Лаврентьевым 7 VI 1971)

Еще в прошлом веке были известны заряды взрывчатых веществ, имеющие конические выемки ⁽¹⁾; пробивающее действие этих зарядов было усилено путем использования металлических конусов, вставляющихся в выемку заряда. М. А. Лаврентьевым ⁽²⁾ и Биркгофом, Тэйлором и др. ⁽³⁾ была создана гидродинамическая теория кумуляции, основанная на представлении металла в виде идеальной несжимаемости жидкости. Для расчета основного эффекта пробивания было использовано решение плоской стационарной задачи о соударении струй идеальной несжимаемой жидкости ⁽⁴⁾. Эксперименты подтвердили основной вывод теории о решающей роли обратной «кумулятивной» струи, образующейся при обжатии оболочки. Дальнейшие эксперименты показали, что при малых углах соударения обратная струя не образуется. В работе ⁽⁵⁾ исчезновение струи при малых углах было объяснено влиянием сжимаемости оболочки и был разработан критерий, согласно которому струя не может возникнуть в случае, когда в точке контакта расположены ударные волны. Это возможно лишь при малых углах соударения γ и сверхзвуковой скорости точки контакта U . В ⁽⁵⁾ получены теоретические кривые, разделяющие области струеобразования и «бесструйной» конфигурации. Справедливость этих кривых проверена экспериментами для симметричных соударений стальных и алюминиевых пластин. В ⁽⁶⁾ изучена область «бесструйной» конфигурации для меди.

В начале шестидесятых годов развернулись интенсивные исследования сварки металлов взрывом. Впервые в нашей стране это явление наблюдалось в экспериментах М. А. Лаврентьева в 1944—1946 гг. ⁽⁷⁾. При сварке взрывом обычно используются соударения под малыми углами γ с дозвуковой скоростью точки контакта U . При этом образование устойчивых кумулятивных струй не отмечается и на поверхности контакта появляются периодические волны. Для объяснения этих явлений нами в ⁽⁸⁾ были проведены численные расчеты соударения пластин идеальной сжимаемой жидкости. Было обнаружено, что вблизи поверхности контакта существует затопленная струя с меньшей скоростью, чем в окружающем потоке. Связав появление этой струи с «машинной» вязкостью, мы в ⁽⁹⁾ рассмотрели задачу о соударении струй без обратной струи с учетом вязкости и образованием затопленной струи, существование которой обеспечивает выполнение закона сохранения импульса. Была построена модель, позволяющая экспериментально определять коэффициенты вязкости в условиях скоростных соударений.

В результате экспериментального исследования различных режимов сварки взрывом появились данные о том, что процесс волнообразования на больших углах соударения прекращается и в этих условиях возможно образование кумулятивной струи.

В настоящей работе получен приближенный критерий, позволяющий определить область струеобразования для достаточно больших углов соударения и дозвуковых скоростей точки контакта. При меньших углах со-

ударения появляется затопленная струя и развивается волнообразование⁽¹⁰⁾.

Поверхностные силы в вязком материале. Как известно, решение уравнений безвихревого движения идеальной несжимаемой жидкости сводится к задаче теории функций комплексного переменного путем введения комплексной скорости $w(z) = u - iv = w(x + iy)$, где u и v — компоненты вектора скорости по осям x и y , являющиеся гармоническими функциями в области течения⁽¹¹⁾. В силу гармоничности u и v , решение задачи о движении идеальной жидкости удовлетворяет уравнениям движения вязкой несжимаемой жидкости. Кроме того, при решении конкретных задач необходимо удовлетворить граничным условиям, число которых для вязкой жидкости, как известно, превышает число граничных условий для идеальной жидкости. Поэтому решение задачи о течении идеальной жидкости может описывать течение вязкой жидкости и в той же области лишь приближенно. На свободной границе для вязкой жидкости необходимо требовать равенства нулю вектора напряжений, в то время как для идеальной жидкости должна быть равна нулю на свободной поверхности скалярная величина — давление. Только в случае когда на свободной поверхности компоненты, обусловленные вязкостью, близки к нулю, решение задачи о течении идеальной жидкости может быть использовано для описания течения вязкой жидкости.

Определим реакцию вязких сил на свободную границу, которая в реальном течении компенсируется образованием пограничного слоя с замедленным течением.

Тензор вязких напряжений $\{\sigma_{ik}\}$ в несжимаемой жидкости может быть определен по формулам

$$\sigma_{11} + i\sigma_{12} = i(\sigma_{21} + i\sigma_{22}) = \mu[1/2(u_x - v_y) + 1/2i(u_y + v_x)]. \quad (1)$$

В силу условий Коши — Римана для $w = u - iv$ имеем

$$(\sigma_{11} - i\sigma_{12}) = \mu \partial w / \partial z; \quad (2)$$

или

$$\sigma_{11} + i\sigma_{12} = i\mu \frac{U}{R} e^{2i\varphi}. \quad (3)$$

Здесь R — радиус кривизны свободной границы, $Ue^{i\varphi} = u + iv$ — скорость на свободной границе, постоянная по модулю. Нам необходимо определить вязкие напряжения, обеспечивающие выполнение граничных условий. Пусть $\mathbf{n}(n_x, n_y)$ есть вектор внешней нормали к свободной поверхности. Поскольку можно записать

$$n_x - in_y = -ie^{-i\varphi}, \quad (4)$$

то вязкая составляющая силы, с которой граница в рассматриваемом течении должна действовать на жидкость, определяется формулой

$$\begin{aligned} \sigma_x + i\sigma_y &= (\sigma_{11}n_x + \sigma_{12}n_y) + i(\sigma_{22}n_y + \sigma_{21}n_x) = \\ &= (\sigma_{11}n_x + \sigma_{12}n_y) + i(-\sigma_{11}n_y + \sigma_{12}n_x) = (\sigma_{11} + i\sigma_{12})(n_x - in_y). \end{aligned} \quad (5)$$

Пользуясь (3) и (4), получим из (5)

$$\sigma_x + i\sigma_y = i\mu \frac{U}{R} e^{2i\varphi} (-i) e^{-i\varphi} = \mu \frac{U}{R} e^{i\varphi} = \mu \frac{u + iv}{R}. \quad (6)$$

Таким образом, сила $\sigma_x + i\sigma_y$ направлена вдоль границы в направлении вектора скорости, а ее модуль определяется формулой, полученной из (6),

$$|\sigma_x + i\sigma_y| = \mu U / R. \quad (7)$$

Очевидно, в реальном течении подобная сила отсутствует и поэтому поток вязкой жидкости вблизи свободной границы тормозится.

Критерий струеобразования. Приведенные соображения позволяют вывести искомый критерий струеобразования. В задаче о симметричном соударении плоских струй⁽⁴⁾ можно определить импульс обратной

струи

$$I_1 = 2\rho\delta_1 U^2 \sin^2 \frac{\gamma}{2}. \quad (8)$$

Здесь ρ и δ_1 — соответственно плотность и ширина падающих струй. Для несимметричных соударений задача имеет неединственное решение ⁽⁴⁾. Однако и в этом случае можно написать аналогичную формулу для горизонтальной компоненты импульса обратной струи. Используя соображения, приведенные в ⁽⁹⁾, можно получить для этого случая приближенное соотношение для малых углов соударяющихся струй γ_1 и γ_2 с осью X

$$I'_1 = U^2 \frac{4\rho_1\delta_1\rho_2\delta_2}{\rho_1\delta_1 + \rho_2\delta_2} \frac{\gamma^2}{4}. \quad (9)$$

Здесь $\rho_1, \delta_1, \rho_2, \delta_2$ — соответственно плотности и толщины соударяющихся струй, $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ — угол соударения.

В предыдущем пункте мы определили силу, которую необходимо приложить к свободной поверхности, чтобы область течения вязкой жидкости совпадала с областью течения идеальной. В потоке идеальной жидкости свободные поверхности в окрестности точки контакта поворачиваются на углы $\pi - \gamma_i$ ($i = 1, 2$).

Сила (7), приложенная к свободной поверхности, должна сообщать потоку импульс, направленный против импульса струи в течение первой половины поворота и по направлению струи на второй половине поворота. Если на первой половине поворота горизонтальная компонента импульса приложенной силы будет равна импульсу, уносимому кумулятивной струей, очевидно, не будет причин для образования последней. Из этого качественного соображения можно получить приближенный критерий струеобразования. Определим горизонтальную компоненту импульса силы (7) на первой половине поворота. Имеем

$$I'_2 = \int_{\gamma_1}^{\pi/2} \frac{\mu_1 U}{R} \cos \varphi \cdot R d\varphi = \mu_1 U [1 - \sin \gamma_1]. \quad (10)$$

Соответственно для другой струи

$$I''_2 = \int_{\gamma_1}^{\pi/2} \frac{\mu_2 U}{R} \cos \varphi \cdot R d\varphi = \mu_2 U [1 - \sin \gamma_2]. \quad (11)$$

Полный горизонтальный импульс, полученный потоком на первой половине поворота, очевидно, определяется по формуле

$$I_2 = I'_2 + I''_2. \quad (12)$$

Для случая симметричных соударений имеем

$$I_2 = 2\mu U \left[1 - \sin \frac{\gamma}{2}\right]. \quad (13)$$

В несимметричном случае

$$I_2^* = \mu_1 U [1 - \sin \gamma_1] + \mu_2 [1 - \sin \gamma_2]. \quad (14)$$

Для малых углов и одинаковых металлов в этом случае из (14)

$$I'_2 = 2U\mu [1 - 1/2\gamma]. \quad (15)$$

Теперь легко записать сформулированный выше критерий струеобразования: для образования обратной струи при соударении двух струй вязкой жидкости необходимо, чтобы было выполнено неравенство

$$I_2 \leq I_1. \quad (16)$$

Для симметричных соударений выражение (16) принимает вид

$$\sin \frac{\gamma}{2} \geq \frac{\sqrt{1+4\text{Re}}-1}{2\text{Re}}. \quad (17)$$

Здесь число Рейнольдса определяется в случае симметричных соударений формулой

$$\text{Re} = U\delta/\nu. \quad (18)$$

Для несимметричных соударений одинаковых материалов число Рейнольдса определяется выражением

$$\text{Re} = \frac{U \cdot 2\delta_1\delta_2}{\nu(\delta_1 + \delta_2)}. \quad (19)$$

Полученный критерий носит приближенный характер.

Приведенная схема расчета поверхностной силы (6) справедлива лишь в том случае, когда вязкость в действительном течении влияет лишь на уз-

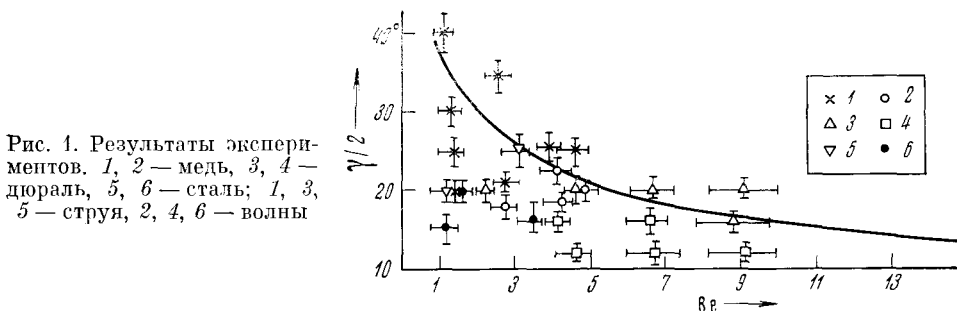


Рис. 1. Результаты экспериментов. 1, 2 — медь, 3, 4 — дюраль, 5, 6 — сталь; 1, 3, 5 — струя, 2, 4, 6 — волны

кий пограничный слой вблизи поверхности, не приводя к существенной перестройке всего потока. В то же время мы анализируем переходный режим, когда поток существенно изменяет свою структуру вблизи точки контакта.

Эксперименты. Для проверки справедливости полученного критерия были поставлены специальные эксперименты по симметричным соударениям пластин различных размеров, изготовленных из разных металлов. Наличие или отсутствие струи фиксировалось по пробиванию мишени. При обработке использовались величины коэффициента вязкости, определенные в (9). Результаты экспериментов приведены на рис. 1. Сопоставление с теоретической кривой показывает, что критерий (17) удовлетворительно предсказывает расположение области перехода струйного режима в бесструйный. Имеющиеся расхождения можно объяснить приближенным характером теории.

Авторы выражают благодарность И. Д. Захарченко за помощь в проведении экспериментов.

Институт гидродинамики
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

Поступило
7 V 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ С. Е. Мунroe, Modern explosives Scribners Magazine, 3, 563 (1888). ² М. А. Лаврентьев, Успехи математических наук, 12, № 4, 1957. ³ G. Birkhoff, D. McDougall et al., J. Appl. Phys., 19 (1948). ⁴ М. И. Гуревич, Теория струй идеальной жидкости, М., 1961. ⁵ J. Walsh, R. Shreffler, F. Willig, J. Appl. Phys., 24 (1953). ⁶ W. A. Allen, H. Morrison et al., Phys. of Fluids, 2, № 3 (1959). ⁷ А. А. Дерибас, В. М. Кудинов и др., Физика горения и взрыва, № 1 (1967). ⁸ А. А. Дерибас, S. K. Godunov et al., J. Comput. Phys., 5, № 3 (1970). ⁹ С. К. Годунов, А. А. Дерибас и др., Физика горения и взрыва, № 1 (1971). ¹⁰ С. К. Годунов, А. А. Дерибас, В сборн. Некоторые проблемы математики и механики, «Наука», Л., 1970. ¹¹ Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, Н. В. Розе, Теоретическая гидромеханика, 1, М., 1963.