

## ОСОБЕННОСТИ ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ БОЛЬШИХ УГЛАХ СОУДАРЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛАСТИН

А. В. Уткин, А. Н. Дремин, А. Н. Михайлов, Ю. А. Гордополов  
(Черноголовка)

Исследованию волнообразования при косом соударении металлических пластин посвящено много работ, в которых изучены экспериментальные закономерности этого явления, а также предложены различные теоретические концепции, объясняющие эти закономерности. Обзор большинства работ приведен в [1].

Основными параметрами, характеризующими процесс соударения пластин, являются скорость точки контакта и угол соударения  $\gamma$  [1, 2]. При исследовании волнообразования обычно ищут зависимость длины волны  $\lambda$  от  $\gamma$ , так как, согласно существующим экспериментальным данным, зависимость от скорости точки контакта не наблюдается. Большинство авторов считают, что  $\lambda$  пропорциональна  $\sin^2(\alpha/2)$ . В работе [3], например, получено следующее соотношение:

$$\lambda = 17h_1 \cdot \sin\left(\gamma - \arctg \frac{\sin \gamma}{h_1/h_2 + \cos \gamma}\right) \cdot \sin \frac{\gamma}{2}, \quad (1)$$

где  $h_1$  и  $h_2$  — толщины соударяющихся пластин. Как отмечается в [3], многочисленные экспериментальные данные хорошо описываются формулой (1). При малых углах соударения ( $\gamma \leq 30^\circ$ ) соотношение (1) можно привести к более простому виду:

$$\lambda = 34 \cdot h_1 h_2 / (h_1 + h_2) \cdot \sin^2(\gamma/2). \quad (2)$$

В некоторых работах, однако, получена линейная зависимость длины волны от угла соударения. Представляет интерес подход к проблеме волнообразования, предложенный в [4], где столкновение пластин рассмотрено в рамках линейной теории упругости с точным источником релаксации напряжений в точке контакта. Полученная авторами [4] оценка длины волны дает линейный характер зависимости  $\lambda$  от  $\gamma$ . Ранее подобный результат получен и в работе [5], в которой экспериментально исследовалось волнообразование при симметричном соударении стальных пластин ( $h_1 = h_2 = h$ ).

Определение  $\lambda$  как функции параметров соударения — одна из основных задач теоретических концепций волнообразования. Поэтому установление реальной зависимости  $\lambda$  от  $\gamma$  необходимо для оценки справедливости конкретной теории. В настоящей работе выясняется, применимо ли соотношение (2) во всей области параметров соударения, где наблюдается волнообразование, или при определенных скоростях и углах возможны заметные отклонения от него. На эту возможность указывают выводы работы [6], в которой установлено, что экспериментальные данные вблизи критических углов лежат выше кривой, рассчитанной по формуле (2). Естественный путь решения поставленной задачи состоит в нахождении границ применимости теоретических концепций, ведущих к зависимости (2).

В широком диапазоне параметров соударения наряду с изменением характера зависимости  $\lambda(\gamma)$  заметно меняется и форма волнового следа. При малых углах соударения и больших скоростях точки контакта волны имеют хорошо развитые вихревые зоны. С другой стороны, известно, что по мере приближения к критическим режимам волнообразования вихревые зоны уменьшаются и могут вообще исчезнуть [2]. Поэтому часто к теориям волнообразования предъявляется требование, чтобы они, по крайней мере, не исключали возможность существования как вихревого, так и безвихревого шва. Однако это требование, по существу, может оказаться бессмысленным, если, например, область применимости модели совпадает

с областью существования только вихревого или, наоборот, только безвихревого шва.

Ниже найдены границы применимости выражения (2) и проведено экспериментальное исследование волнообразования в широком диапазоне изменения параметров соударения.

### Расчет области применимости гидродинамической модели

Считаем, как это обычно принято при исследовании высокоскоростных косых соударений металлов, что процесс столкновения пластин можно рассматривать в рамках идеальной несжимаемой жидкости. Возникающая в этом случае конфигурация потока показана на рис. 1, где  $U$  — скорость соударения пластин (струй) в системе координат, связанной с точкой контакта. Полный угол соударения  $\gamma$  равен сумме углов  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ . Система координат связана с точкой контакта  $O$  и ось  $Ox$  параллельна нулевой линии тока  $OA$  на бесконечности.

Возникновение волн связываем с неустойчивостью течения в основном потоке (левее точки  $O$  на рис. 1), т. е. предполагаем, что волны возникают за точкой контакта, для их развития требуется определенное время и  $\lambda$  дается соотношением (2). Эти предпосылки не связаны с конкретной концепцией волнообразования и полностью или частично используются авторами многих работ (например, [3, 7—9]). Совокупность принятых предпосылок в дальнейшем называется гидродинамической моделью.

Чтобы подобный процесс развития волнового следа имел место, необходимо, чтобы размер области высокого давления  $x_k$ , в которой металлы способны деформироваться, значительно превышал длину волны возникающего периодического движения. Последнее требование можно ослабить, если учесть следующее обстоятельство. Из работ [10, 11], где экспериментально и теоретически исследовалось волнообразование, возникающее из-за потери устойчивости исходного гидродинамического течения жидкости следует, что развитие волнового следа осуществляется на расстоянии одна-три длины волны. В дальнейшем нелинейные искажения приводят к разрушению синусоидального профиля, который в конечном счете вырождается в вихревую дорожку. Длина волны при этом не изменяется. Поэтому для конкретизации последующих расчетов предполагаем, что размер области высокого давления  $x_k$  превышает реализующуюся длину волны по крайней мере вдвое. Из общих соображений ясно, что брать еще меньший размер зоны нефизично. Поэтому принятое предположение, очевидно, определяет в плоскости<sup>1</sup>  $(\gamma - U)$  верхнюю границу применимости гидродинамической модели, использованной для вывода соотношения (2).

Определить границы искомой области можно, если найти зависимость  $x_k$  от параметров соударения. Наиболее просто это сделать в рамках модели идеальной жидкости. Поле скоростей в основном потоке

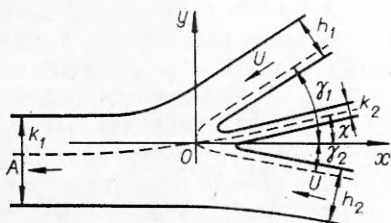


Рис. 1. Конфигурация потока при столкновении струй произвольной толщины.

<sup>1</sup> Вместо  $U$  часто используется скорость точки контакта [1, 2]. При обычных схемах метания пластин различие между этими скоростями незначительно и им можно пренебречь.

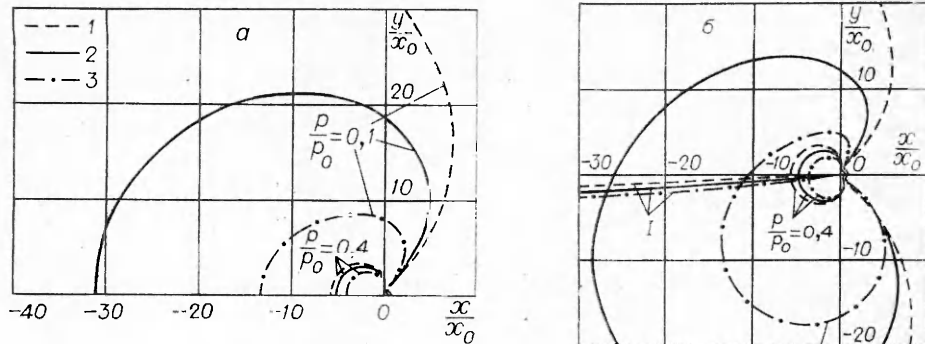


Рис. 2. Линии постоянного давления.  
 $\gamma$ , град: 1—8, 2—16, 3—32. а)  $\delta=1$ ; б)  $\delta=10^{-3}$ .  
 1— $\chi=4^\circ$ , 2— $\chi=8^\circ$ , 3— $\chi=16^\circ$ , I—нулевые линии тока.

(см. рис. 1) описывается тогда следующим уравнением [12]:

$$\begin{aligned} \pi z = & k_1 \ln(1+v) - k_2 e^{ix} \ln(1 - ve^{ix}) - h_1 e^{iv_1} \ln(1 + ve^{iv_1}) - \\ & - h_2 e^{-iv_2} \ln(1 + ve^{-iv_2}), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $z = x + iy$  — комплексная координата;  $v = v_x - iv_y$  — комплексная скорость, отнесенная к скорости потоков на бесконечности;  $v_x$  и  $v_y$  — безразмерные компоненты скорости;  $k_1$  и  $k_2$  — толщины расходящихся потоков; плотности струй  $\rho$  считаются одинаковыми. Остальные обозначения показаны на рис. 1. Для определения четырех неизвестных  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $\chi$  и  $\gamma_1$  или  $\gamma_2$  (задан полный угол столкновения  $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ ) имеется три уравнения, следующие из законов сохранения массы и импульса. Задача, таким образом, содержит один неопределенный параметр, в качестве которого удобно выбрать угол  $\chi$ . В работе [3] показано, что распределение скоростей в основном потоке практически не зависит от направления движения обратной струи для углов соударения, меньших  $30^\circ$ . Это позволяет устранить указанную выше неопределенность задачи. При расчетах можно, например, считать, что обратная струя движется по биссектрисе полного угла соударения.

На рис. 2 представлены линии постоянного давления, рассчитанные при различных  $\gamma$  и  $\delta = h_1/h_2$  по уравнению (3), которое после подстановки давления вместо скорости дает в параметрическом виде связь между  $x$  и  $y$ . Давление и скорость связаны уравнением Бернулли  $p/p_0 = 1 - |v|^2$ , где  $p_0 = 1/2 \cdot \rho U^2$  — давление в точке контакта. В качестве единицы длины используется характерный размер  $x_0$ , введенный в [3], который определяется при малых углах соударения следующим выражением:

$$x_0 = \frac{4}{\pi} h_1 \sin \gamma_1 \sin \frac{\gamma}{2} \simeq \frac{4}{\pi} \frac{h_1 h_2}{h_1 + h_2} \sin^2 \frac{\gamma}{2}. \quad (4)$$

Из рис. 2 видно, что при различных  $\delta$  и одинаковых  $\gamma$  характерные размеры областей высоких давлений близки, изменение  $\delta$  приводит лишь к деформированию изобар. Поэтому достаточно полную информацию о величине этой области несет значение  $x$  при  $\delta = 1$ . Подставляя в действительную часть уравнения (3)  $x = x_k = 2\lambda$  и полагая давление равным критической величине  $p_{кр}$ , получаем в неявном виде связь между углом соударения  $\gamma$  и  $U/U_{кр}$ , где  $U_{кр} = \sqrt{2p_{кр}/\rho}$ . Решить вопрос о величине критического давления, оставаясь в рамках гидродинамики, невозможно. Ясно лишь, что  $p_{кр}$  пропорционально пределу текучести материала. При исследовании процессов, сопровождающих высокоскоростные косые соударения металлических пластин, критическое давление обычно полагают равным поверхностной твердости  $H_v$  по Виккерсу [13]. Поскольку нас интересует положение области применимости гидродинамической модели

относительно известных границ в плоскости  $\gamma - U$ , разделяющих области существования различных режимов, возможных при косых соударениях металлов, то также полагаем  $p_{кр} = H_v$ .

На рис. 3 в плоскости  $\gamma - U/U_{кр}$  представлен результат расчета кривой 3, выше которой, согласно принятым предположениям, соотношение (2) неприменимо. Положение линий 1—4 обсуждается в работах [1, 2, 13]. Ниже кривой 4 и левее линии I не наблюдается никаких поверхностных эффектов: волнообразования, соединения пластин

и кумуляции. Слева от 2 граница соединения пластин прямая, справа — волнообразная. Кривую 3 следует рассматривать как верхнюю границу применимости формулы (2). Если, например, потребовать, чтобы размер области высокого давления в 3 раза превосходил длину волны, то эта граница опустится вниз примерно на  $6^\circ$ . Выше кривой 3 можно ожидать значительных отклонений от соотношения (2).

Из исходных предпосылок, положенных в основу построения границы 3, следует ряд выводов, которые хорошо согласуются с известными экспериментальными результатами. Во-первых, если параметры соударения лежат внутри области I (см. рис. 3), то волны должны развиваться на расстоянии, превышающем несколько длин волн. В работе [14], где экспериментально исследовался процесс развития волнообразования при косом столкновении металлических пластин, показано, что если параметрам соударения соответствует точка A (см. рис. 3), то волны развиваются на расстоянии  $4-6 \lambda$ .

Во-вторых, с приближением к границе 3 определенным образом должен изменяться вид волнового шва. В области I волнообразование должно быть хорошо развито с установившимися относительными размерами вихревых зон. По-видимому, этим объясняются результаты известной работы [2], в которой обнаружено, что при постоянной скорости точки контакта с изменением угла соударения пластин от  $6^\circ 49'$  до  $18^\circ 32'$  относительный размер вихревых зон не изменяется. Это соответствует выводу настоящей работы, так как отмеченный диапазон изменения углов находится внутри области I.

По мере приближения к границе 3 и перехода в область II волны должны принимать все более правильную форму с уменьшением относительного размера вихревых зон. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными ряда работ [2, 15], в которых наблюдался переход к безвихревому волновому шву при уменьшении скорости точки контакта и увеличении угла соударения.

В-третьих, в области I должно оставаться практически постоянным отношение амплитуды  $a$  к длине волны. Действительно, по мере развития волн, синусоидальный профиль вырождается в вихревую дорожку. В [16] показано, что наиболее устойчивой является конфигурация, для которой  $a/\lambda = 0,28$ . Расчет вихревой дорожки, возникающей за пластинкой, параллельной потоку [11], дает  $a/\lambda = 0,24$ . Амплитуда достигает практически своего максимального значения на расстоянии одна—три длины волны. Поэтому почти во всей области I (см. рис. 3)  $a/\lambda = 0,24 \div 0,28$ . Учет реальных свойств металлов может несколько расширить диапазон изменения отношения амплитуды к длине волны. Этот результат хорошо согласуется с многочисленными экспериментальными исследованиями волнообразования при косых соударениях металлов. Известно, что значение  $a/\lambda$  изменяется в сравнительно узком диапазоне — от 0,14 до 0,3 [1]. При переходе в область II  $a/\lambda$  должно падать, так как здесь волны не успевают достаточно развиться. Тенденция к уменьшению  $a/\lambda$  при приближе-

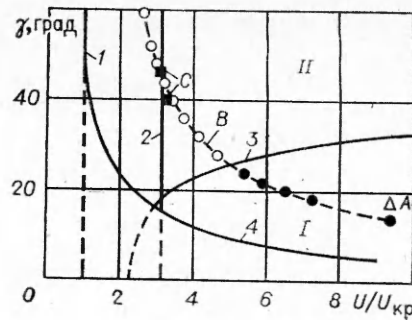


Рис. 3. Плоскость  $\gamma - U/U_{кр}$ .

нии к критическим режимам наблюдалась экспериментально в работе [2]. Сказанное справедливо при соударении пластин одинаковой плотности с равными скоростями. Наличие тангенциального разрыва скорости на границе контакта металлов может значительно повлиять на вид волнового следа, в частности, изменить  $a/\lambda$ .

### Волнообразование в широком диапазоне изменения параметров соударения

Расчет длины волны по формуле (2) справедлив в области  $I$  (см. рис. 3), охватывающей большую часть плоскости  $\gamma - U/U_{кр}$ , в которой наблюдается волнообразование. Возникновение волн возможно и вне этой области. Несомненный интерес представляет исследование характера зависимости длины волны от условий столкновения пластин вне области  $I$ . С этой целью проведена серия экспериментов, в которой использовалась несимметричная схема соударений. Медная пластина размером  $2 \times 80 \times 20$  мм металась слоем аммонита 6ЖВ толщиной 25 мм и плотностью  $0,7 \text{ г/см}^3$  на неподвижную медную пластину. Скорость детонации равнялась  $3,2 \text{ км/с}$ . Угол метания рассчитывался по методике, изложенной в работе [17], и составлял  $14^\circ$ ;  $\gamma$  изменялся за счет увеличения начального угла установки, т. е. в плоскости  $\gamma - U/U_{кр}$  параметры соударения лежат на кривой  $B$  (см. рис. 3). Темным цветом обозначены точки, лежащие внутри области  $I$ , светлым — вне этой области. При построении линии  $B$  считалось, что  $U$  равна скорости движения нижней пластины в системе координат, связанной с точкой контакта, и для меди  $H_0 = 49 \cdot 10^7 \text{ Па}$  [18]. Толщина нижних пластин  $h_2 = 1; 2$  и  $4$  мм. Процесс волнообразования являлся стационарным на длине до  $150$  мм. На отрезке шлифа  $50-100$  мм подсчитывалось число волн и вычислялось среднее значение  $\lambda$ . Разброс экспериментальных данных относительно среднего значения обычно не превышал  $15\%$ .

Результаты экспериментов представлены на рис. 4 в виде зависимости  $\lambda/h_1$  от  $\gamma$  для различных толщин нижних пластин. Темным и светлым цветом обозначены точки, лежащие соответственно внутри и вне области  $I$  на плоскости  $\gamma - U/U_{кр}$  (см. рис. 3). Там же приведены результаты расчета по формуле (2). Для углов соударения, меньших  $30^\circ$ , наблюдается хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных. При  $\gamma > 30^\circ$  начинается завышение результатов экспериментов, особенно отчетливо заметное при равенстве толщин  $h_1$  и  $h_2$ . Такое же поведение зависимости  $\lambda$  от  $\gamma$  отмечалось и в работе [6]. Начиная с угла соударения, равного приблизительно  $40^\circ$ , рост длины волны прекращается, и она остается

постоянной в пределах ошибки эксперимента до  $\gamma = 64^\circ$ . Причем средние значения  $\lambda/h_1$  равны соответственно  $1,5; 2,5$  и  $3,2$  для  $h_2 = 1; 2$  и  $4$  мм, что хорошо описывается равенством  $\lambda_{max} =$

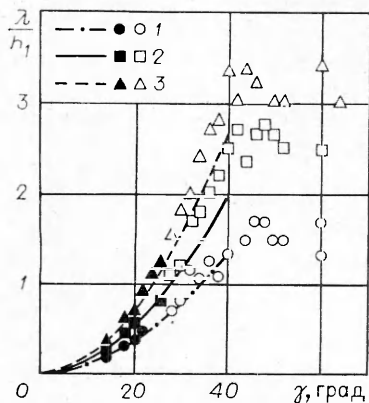


Рис. 4. Зависимость длины волны от угла соударения (кривые — расчет, точки — эксперимент).

$h_2$ , мм: 1 — 1, 2 — 2, 3 — 4.

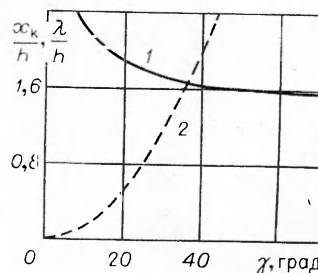


Рис. 5. Изменение области высокого давления ( $I$ ) вдоль кривой  $B$  на рис. 3.

2 —  $\lambda/h = 17 \sin^2(\gamma/2)$ .

$= A \cdot h_1 h_2 / (h_1 + h_2)$ , если положить  $A = 4,8$ . При углах соударения, больших  $64^\circ$ , волны не наблюдались. Соединение пластин прекращалось значительно раньше при  $\gamma = 40^\circ$ .

Из полученных результатов можно сделать ряд выводов.

1. Величина критического угла соударения, выше которого волн нет, зависит от используемой схемы метания; оказалось, что этот угол для симметричного и несимметричного соударения разный. Действительно, в настоящей работе для несимметричной схемы соударения получены волны вплоть до углов порядка  $64^\circ$ . В то же время в работе [6] показано, что при использовании симметричной схемы соударения медных пластин волны исчезают при  $\gamma = 30^\circ$ . Таким образом, величина критического угла соударения, выше которого волнообразование не наблюдается, определяется не только физическими свойствами металла, но и схемой метания. На рис. 3 точками *C* отмечены параметры соударения при симметричном столкновении медных пластин размером  $2 \times 80 \times 150$  мм, которые металлись смесью  $6\text{ЖВ} + \text{Ba}(\text{NO}_3)_2$  50/50. Толщина слоя взрывчатого вещества составляла 30 мм, скорость детонации 2,1 км/с. Как видно, параметры соударения симметричной и несимметричной схем метания совпадают; в то же время граница соединения пластин при симметричном соударении гладкая, без каких-либо признаков волнообразования.

Зависимость критического угла соударения от используемой схемы метания можно объяснить, если учесть, что исчезновение волн определяется диссипационными процессами. Вязкость металлов сильно зависит от скорости деформирования [19]. При использовании несимметричной схемы метания пластины соударяются с различными скоростями в системе координат, связанной с точкой контакта, т. е. на границе контакта металлов возникает тангенциальный разрыв. В проведенных экспериментах разность скоростей росла с увеличением угла соударения, так как  $\gamma$  увеличивался за счет изменения начального угла установки пластин. Следовательно, при больших  $\gamma$  скорость деформирования металлов в несимметричной схеме соударения из-за наличия тангенциального разрыва оказывается значительно выше, чем в симметричной. Различна поэтому и роль диссипационных процессов в этих двух случаях, что и ведет к зависимости критического угла волнообразования от схемы соударения.

2. Зависимость длины волны от  $\gamma$  при выходе за пределы области *I* (см. рис. 3) значительно отличается от предсказываемой соотношением (2). По-видимому, выше кривой *З*, где длина волны сравнима с размером области высокого давления,  $\lambda$  начинает определяться величиной  $x_h$ , а не условиями динамического развития волнового следа, как это предполагается, например, в [3].

На рис. 5 приведена зависимость  $x_h/h$  от угла соударения при движении вдоль кривой *B* (см. рис. 3). Расчет проводился по уравнению (3) для случая симметричного соударения пластин. Там же приведена зависимость  $\lambda/h$ , даваемая соотношением (2). Для углов, больших  $40^\circ$ , размер области высокого давления практически постоянен. Это подтверждает предположение о том, что вне области *I* длина волны возникающего периодического движения определяется размером области высокого давления.

3. Полученные результаты (см. рис. 4) позволяют по-новому взглянуть на те работы, в которых найдена линейная зависимость длины волны от угла соударения. Авторы [4], как уже упоминалось, при расчете  $\lambda$  рассмотрели задачу о соударении пластин в рамках линейной теории упругости. Очевидно, что эта модель справедлива в другой области параметров соударения, отличной от области применимости рассмотренной выше гидродинамической модели. Поэтому неудивительно, что полученная в работе [4] зависимость длины волны от угла соударения отличается от формулы (2). Анализ экспериментальных результатов, приведенных в [5], где также найдена линейная зависимость  $\lambda$  от  $\gamma$ , показывает, что



и в этом случае параметры соударения практически во всех экспериментах лежат вне области  $I$  (см. рис. 3).

Из приведенных результатов и анализа области применимости гидродинамической модели в качестве общего заключения можно сделать следующий вывод. Для того чтобы корректно сравнивать экспериментальные результаты различных авторов между собой, результаты экспериментов с выводами теории, а также выводы различных теоретических концепций, необходимо предварительно установить, совпадают ли области параметров соударения (в плоскости  $\gamma - U$ ), в которых выполнены эксперименты, совпадает ли область применимости теории с областью проведения экспериментов, а также области применимости различных теоретических концепций. Очевидно, что если совпадения нет, то и сравнение неправомерно.

Поступила в редакцию 12/V 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
2. В. М. Кудинов, А. Я. Коротеев. Сварка взрывом в металлургии. М.: Металлургия, 1978.
3. А. В. Уткин, А. Н. Дремин и др. ФГВ, 1980, 16, 4.
4. С. К. Годунов, И. Н. Сергеев-Альбов. ПМТФ, 1979, 3.
5. S. R. Reid, N. H. S. Sherif. J. Mech. Engin. Science, 1976, 18, 2.
6. Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. И. Михайлов. ФГВ, 1976, 12, 4.
7. J. L. Robinson. Phil. Mag., 1975, 31, 3.
8. Ю. А. Гордополов, А. Н. Дремин, А. И. Михайлов. ФГВ, 1978, 14, 4.
9. G. R. Cowan, O. R. Bergmann, A. H. Holtzman. Metal. Trans., 1971, 2, 41.
10. H. Sato, K. Kuriki. J. Fluid Mech., 1961, 11, 321.
11. N. J. Zabusky, G. S. Deem. J. Fluid Mech., 1971, 47, 2.
12. Л. М. Мили-Томсон. Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1964.
13. А. А. Дерibas. II Международный симпозиум по обработке металлов взрывом. Т. 1. Мариамске Лазне. ЧССР. 1973.
14. А. Н. Михайлов, А. Ф. Беликова, А. Н. Дремин. О времени развития процесса волнообразования при косом столкновении металлических пластин. ВИНТИ, отд. науч. фондов, № 1808-80, деп. 07.05.80.
15. A. Bahrani, T. Black, B. Crossland. Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1967, 296, 1445.
16. Th. von Karman, H. Rubach. Phys. Zeit., 1912, 13, 49.
17. А. В. Уткин, Ю. А. Гордополов, А. И. Михайлов. ФГВ, 1979, 15, 3.
18. В. В. Ефремов, И. Д. Захаров. ФГВ, 1976, 12, 2.
19. С. К. Годунов, А. А. Дерibas, В. И. Мали. ФГВ, 1975, 11, 1.

УДК 621.793

#### НАНЕСЕНИЕ ТВЕРДОСПЛАВНЫХ ПОКРЫТИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВЗРЫВОМ ПРОВОДНИКОВ

А. А. Дерibas, В. П. Исаков, Б. М. Крейчман, В. С. Таран,  
В. Н. Филимоненко  
(Новосибирск)

Из всего многообразия методов нанесения покрытий особо следует выделить высокоскоростные импульсные способы (детонационно-газовое [1], лазерное импульсное [2], с помощью импульсных плазменных высокоэнергетических источников [3] и электрического взрыва проводников [4]), когда скорость роста покрытия достигает  $10^8 - 10^{10}$  Å/с [5].

Основные особенности перечисленных методов: 1) перевод в плазменное состояние за малое время (менее 1 мс) почти всего испаряемого материала; 2) достижение высоких температур плазмы испаряемого вещества (до  $10^5$  К) [6]; 3) малые времена ввода энергии обуславливают большие скорости потоков испаряемого вещества (до 1,5 км/с)