

ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Eichelberger, G. E. Hauver. Collog. Internat., Centre Nat. Rech. Sci, 1962, № 109.
2. В. В. Якушев, А. Н. Дремин. Докл. АН СССР, 1974, 216, 4.
3. F. E. Allison. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7.
4. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1967, 53, 1.
5. А. Г. Иванов, Ю. В. Лисицын, Е. З. Новицкий. ЖЭТФ, 1968, 54, 1.
6. В. В. Якушев, С. С. Набатов, А. Н. Дремин.—В сб.: Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 584.
7. Г. Фрелих. Теория диэлектриков. М., ИЛ, 1960.
8. В. В. Якушев, С. С. Набатов, О. Б. Якушева. ФГВ, 1974, 10, 4.
9. А. Н. Дремин, О. К. Розанов и др. ФГВ, 1967, 3, 1.
10. С. Б. Кормер. УФН, 1968, 94, 4.
11. T. J. Ahrens, M. H. Ruderman. J. Appl. Phys., 1966, 37, 13.
12. И. М. Воскобойников, В. М. Богомоллов, А. Я. Апин. ФГВ, 1968, 4, 1.
13. G. E. Hauver. J. Appl. Phys., 1965, 36, 7.
14. А. Г. Иванов, Е. З. Новицкий и др. ЖЭТФ, 1967, 53, 1.
15. А. Г. Антипеко, С. С. Набатов, В. В. Якушев. ФГВ, 1975, 11, 3.

УДК 621.791.1

К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ ОБЛАСТИ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

В. В. Ефремов, И. Д. Захаренко

В [1, 2] показано, что каждая пара металлов сваривается в определенной области режимов соударения. В работах [1, 3] сделано предположение, что для образования сварного соединения необходимо, чтобы время застывания расплавов на границе раздела t_2 было меньше времени существования положительных давлений на линии соединения материала t_1 . Время t_2 при соударении пластин из однородных материалов можно вычислить, предполагая источник тепла мгновенным и расположенным на границе раздела материалов [4]

$$t_2 = \frac{1,6 \cdot 10^{-4} v_k^4 \rho^2 h_1^2 \sin^4(\gamma/2)}{\pi T_{пл}^2 \left(\frac{\kappa}{a}\right)^2} \cdot \left(\frac{h^2}{h_1 + h_2}\right)^2, \quad (1)$$

где v_k — скорость точки контакта; γ — угол соударения; ρ — плотность материала; h_1 и h_2 — толщина метаемой и неподвижной пластин; κ — теплопроводность; a — температуропроводность; $T_{пл}$ — температура плавления материала, °С.

Время прихода растягивающих напряжений в работе [1] вычислялось по гидродинамической модели соударения двух струй жидкости в акустическом приближении. При этом предполагалось, что растягивающие напряжения в шве возникают в тот момент времени, когда на границе раздела материалов, согласно гидродинамическому приближению, давление будет меньше предела текучести металла.

В работе [3] время прихода растягивающих напряжений определялось как время прохождения упругой волной двойной толщины наиболее тонкой пластины. Такое предположение справедливо для некоторого начального участка сварки, когда процесс соударения нельзя считать стационарным. Однако в обычных условиях сварки взрывом этот участок занимает незначительную площадь пластины.

Предположения, сделанные в работах [1, 3], позволяют оценить время, когда в шов могут прийти растягивающие напряжения. Тем не менее с помощью моделей, используемых в этих работах, нельзя оценить величину взрывающих напряжений и доказать их существование. По-видимому, можно достоверно определить время t_1 , только учитывая упругие свойства соударяющихся пластин.

В работах [5, 6] исследуется симметричное косое соударение двух металлических пластин под малым углом в предположениях линейной теории упругости. Приведем к более удобному виду полученные в них формулы для расчета напряжений $\sigma_{yy}(x)$ на границе раздела материалов. Начало координат поместим в точке контакта, ось x направим вдоль линии соединения материалов. Обозначим:

$$\lambda_1 = \sqrt{1 - \frac{v_k^2}{v_2^2}}; \quad \lambda_2 = \sqrt{1 - \frac{v_k^2}{c_1^2}}; \quad \delta = 1 - \frac{v_k^2}{2c_2^2}.$$

Здесь c_1 и c_2 — скорость продольных и поперечных волн в материале соответственно, v_k — скорость точки контакта, направленная вдоль биссектрисы угла соударения. Тогда для дозвукового режима соударения ($v_k < c_2$) при $\lambda_1/\lambda_2 = n/m$ можно записать

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(x) = & \frac{\mu h \sin(\gamma) \sqrt{\lambda_1 \lambda_2 - \delta^2}}{\pi^{5/2} \sqrt{m}} \int_{-\infty+i\epsilon}^{\infty+i0} \Phi(k) \frac{\prod_{s=1}^{n+m-1} \left(1 - \frac{2i\eta_s}{\pi} - \frac{ik\lambda_1 h}{n\pi}\right)}{\left(1 - \frac{ik\lambda_1 h}{n\pi}\right)^2 + \frac{4\beta^2}{\pi^2}} \times \\ & \times \prod_{s=1}^{n+m-1} \frac{\Gamma\left(\frac{i\eta_s}{\pi} - \frac{ik\lambda_1 h}{n\pi}\right)}{\Gamma\left(\frac{2i\eta_s}{\pi} - \frac{ik\lambda_1 h}{n\pi}\right)} e^{ikh} dk. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь n и m — целые числа, μ — модуль сдвига материала,

$$\Phi(k) = \frac{ik\lambda_2}{m v_k \sin \gamma} \sqrt{\frac{Uh}{\rho}} - \beta, \quad \text{если } \lambda_1 \lambda_2 > \delta^2;$$

$\Phi(k) = \pi/4i$, если $\lambda_1 \lambda_2 < \delta^2$; η_s , $-\pi i/2 + \beta$ — корни уравнения $\text{th}(nx)/\text{th}(mx) = \lambda_1 \lambda_2 / \delta^2$, лежащие в полосе $0 \geq \text{Im} \eta > -\pi$, причем β — действительное число, U — энергия, расходуемая на соединение единицы площади пластин.

Для межзвукового режима соударения ($c_2 < v_k < c_1$) получим

$$\begin{aligned} \sigma_{yy}(x) = & - \frac{\mu \sin(\gamma)}{\lambda_1 \lambda_2^2 (\delta - 1) \sqrt{\pi}} \int_{-\infty-i0}^{\infty-i0} \frac{\Gamma\left(\frac{2\alpha_0}{\pi} + m - \frac{ik\lambda_2 h}{\pi}\right) e^{ikh}}{2^{6+m+2\alpha_0/\pi} \Gamma\left(\frac{\alpha_0}{\pi} + m - \frac{ik_2 h}{\pi}\right)} \times \\ & \times \frac{(\delta^4 - \lambda_2^2) \text{sh}(k\lambda_2 h) \sin(k\lambda_1 h) - 2\lambda_1 \lambda_2 \delta^2 [\text{ch}(k\lambda_2 h) \cos(k\lambda_1 h) - 1]}{\Gamma\left(7,5 + \frac{\alpha_0}{\pi}\right) [\lambda_1 \lambda_2 \text{sh}(k\lambda_2 h) \text{ccs}(k\lambda_1 h) - \delta^2 \sin(k\lambda_1 h) \text{ch}(k\lambda_2 h)]} \times \\ & \times \prod_{s=1}^7 \frac{\left(1 - \frac{k}{z_s}\right)}{\left(1 - \frac{k}{2z_s'}\right) \left(1 - \frac{k}{2z_s''}\right)} \cdot \frac{dk}{k^3} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь z_s, z'_s — суть корни уравнений

$$\frac{\operatorname{th}(z\lambda_2 h)}{\operatorname{tg}(z\lambda_1 h)} = \frac{\delta^2}{\lambda_1 \lambda_2}; \quad \frac{\operatorname{th}(z'\lambda_2 h)}{\operatorname{tg}(z'\lambda_1 h)} = -\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\delta^2}$$

соответственно, лежащие в нижней полуплоскости z , не включающей действительную ось, в порядке возрастания $|\operatorname{Im} z|$; $m=7$, если $\lambda_2^2 < \delta^2$ и $m=8$, если $\lambda_2^2 > \delta^2$; $\alpha_0 = \operatorname{arctg}(\delta^2/\lambda_1 \lambda_2)$. Во всех режимах соударения θ — положительное малое число.

Выражение, определяющее σ_{yy} на границе раздела материалов при сверхзвуковом режиме соударения, преобразовано в [6] к удобному для вычислений виду, не содержащему обратных интегралов Фурье. В данной работе это выражение не приводится ввиду его громоздкости и малой существенности для задач сварки взрывом [7, 8].

По приведенным выражениям (2), (3) был выполнен численный расчет напряжений σ_{yy} на границе раздела пластин. На рис. 1 приведен профиль безразмерных напряжений $\varepsilon = -\sigma_{yy}/\rho v_k^2 \gamma$ для меди ($c_1=4720$ м/с, $c_2=2320$ м/с, $\mu=483,3$ кбар) при различных режимах соударения.

Существенным результатом расчета упругой модели является наличие растягивающих напряжений на линии соединения материалов во всех режимах соударения. В дозвуковом режиме (рис. 1, 1) напряжения плавно изменяются по мере удаления от точки контакта, при этом порядок величины безразмерного разрывающего напряжения ε равен 0,01. (В режиме, изображенном на рис. 1, $\varepsilon_{\min} = -0,007$). В то же время в межзвуковом режиме (рис. 1, 2) и сверхзвуковом (рис. 1, 3) напряжения могут менять знак скачкообразно. Это связано с переносом разрывов вдоль характеристик уравнений упругости. Обращение в бесконечность напряжений в некоторых точках на границе раздела — один из недостатков упругой модели.

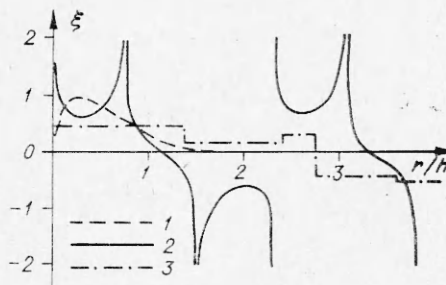


Рис. 1. Безразмерное напряжение δ_{yy} на границе раздела пластин.

1 — дозвуковой режим $v_k=1570$ м/с; 2 — межзвуковой — $v_k=2500$ м/с; 3 — сверхзвуковой — $v_k=5000$ м/с.

Учет нелинейных явлений, в частности релаксационной вязкости, подобно схеме, приведенной в работе [9], ограничит величину напряжений, но, по-видимому, не внесет существенных изменений в определение расстояния x^* от точки контакта до точки появления разрывающих нагрузок на границе раздела материалов. В случае межзвукового соударения это можно обосновать следующим образом. Волна разгрузки приходит на границу раздела материалов вдоль отраженной от свободной поверхности характеристики системы уравнений упругости, проходящей через точку контакта [5]. Эта характеристика одинакова для уравнений линейной теории упругости и для уравнений, содержащих релаксационные члены [9]. Вопрос о том, сколь существенно учет нелинейных членов в уравнениях среды изменит величину координаты x^* в дозвуковом режиме соударения, в данной работе не исследовался и требует специального изучения.

Безразмерная координата $\xi = x^*/h$ зависит только от скорости точки контакта и от свойств материала, а именно от скорости звука и от скорости поперечных волн. Поскольку в межзвуковом режиме соударения приход разгрузочных волн в основном определяется характеристиками уравнений упругости, зависящими лишь от скорости поперечных волн c_2 , а в дозвуковом режиме соударения зависимость от скорости

Т а б л и ц а 1

v_k/c_2	Сталь	Медь	Свинец
0,58	0,75	0,73	0,70
0,67	0,88	0,84	0,81
0,75	0,95	0,94	0,90
0,81	0,96	0,98	0,97
1,10	1,02	1,05	1,10
1,28	1,41	1,41	1,41
1,50	2,26	2,26	2,26
1,60	2,54	2,54	2,54

продольных волн c_1 определяется выражениями вида $\sqrt{1 - v_k^2/c_1^2}$, естественно предположить слабую зависимость величины ξ от c_1 . Численные расчеты изменения ξ от безразмерной скорости v_k/c_2 , выполненные для различных материалов, подтвердили данное предположение. При изменении коэффициента Пуассона от 0,25 до 0,45 отклонение ξ при заданной v_k/c_2 от среднего значения не превысили 5% (табл. 1).

На рис. 2 для сравнения приведены расчеты ξ из упругой модели (а), оценочное приближение по гидродинамической модели (б) и в приближении акустической волны (в). Кривой а можно пользоваться при любых симметричных соударениях под малым углом любых материалов, а кривые б и в рассчитаны для соударения Ст. 3+Ст. 3 с толщиной пластин 5,5 мм. При расчете кривой б угол соударения предполагался равным 15° .

Особенность на кривой а, имеющая место при скорости точки контакта, равной скорости релеевских волн в материале, связана с резонансным явлением, возникающим при совпадении скорости нагрузки, движущейся по поверхности материала, со скоростью поверхностных волн. При этом стационарное решение (2) дает неограниченный рост напряжений в материале и, следовательно, решения, полученные в рамках линейной теории упругости, теряют смысл при скоростях точки контакта, близких к скорости релеевских волн c_R . Это явление — естественный недостаток упругой модели.

Зная расстояние от точки до контакта до точки прихода растягивающих напряжений, можно определить время существования положительных давлений на линии соединения материалов t_1

$$t_1 = \xi h_1 / v_k. \quad (4)$$

Из формул (1) и (4) легко получить критерий для формирования сварного соединения

$$\sin \frac{\gamma}{2} \leq 11,8 v_k^{-5/4} \sqrt{\frac{T_{пл} \frac{x}{a}}{\rho \frac{h_2}{h_1 + h_2} h_1^{1/2}}} \sqrt[4]{\xi}. \quad (5)$$

Величину ξ , входящую в выражение (5), можно определять по кривой а на рис. 2. Для вычисления ξ можно эту кривую аппроксимировать

$$\xi = 0,5 + 0,66 (\rho v_k^2 / \mu), \quad (6)$$

(μ — модуль сдвига материала). В то же время, поскольку расчетные значения $\xi = 0,5 \div 2,5$, в первом приближении для практических вычислений можно принять $\sqrt[4]{\xi} = 1$.

На рис. 3 приведены экспериментальные данные и кривые, рассчитанные по упругой (а), гидродинамической (б) и акустической (в) моделям, определяющие верхнюю границу сварки Ст. 3 ($h = 5,5$ мм).

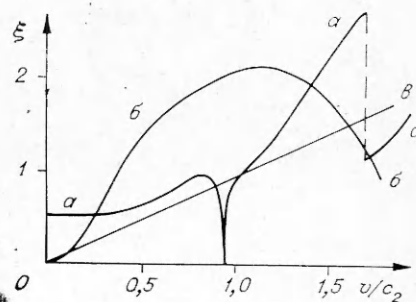


Рис. 2. Зависимость координаты точки появления растягивающих нагрузок от безразмерной скорости в упругой (а), гидродинамической (б) и акустической модели (в).

Эмпирический коэффициент $k=11,8$, характеризующий количество выделившегося тепла и неравномерность расположения расплавов на линии соединения материалов, подбирался в работе [1] так, чтобы верхняя граница области сварки, вычисленная из гидродинамической модели, была наиболее близка к экспериментальным данным. В работе [1] также показано, что этот коэффициент одинаков для различных металлов. В упругой модели наилучшее приближение к эксперименту будет, если коэффициент в формуле (5) положить равным 14,7. Верхняя граница области сварки взрывом для Ст. 3, вычисленная с таким коэффициентом, изображена на рис. 3, б.

Следует отметить, что необходимое условие сварки (5) не является достаточным, поскольку на плотности (V_k, γ), кроме рассмотренной в данной работе границы, существует также нижняя граница области сварки взрывом, положение которой определяется в работе [10]

$$\gamma^* = 1,14 \sqrt{H_v / \rho v_k^2}, \quad (7)$$

где H_v — поверхностная микротвердость материала, измеряемая в единицах Виккерса. Условие для получения сварного соединения:

$$0,57 \sqrt{\frac{H_v}{\rho v_k^2}} \leq \sin \gamma/2 \leq 14,7 v_k^{-5/4} \sqrt{\frac{T_{пл} \frac{\kappa}{a} \xi^{1/2}}{\rho \frac{h_2}{h_1 + h_2} h_1^{1/2}}}. \quad (8)$$

Правая часть неравенства (8) зависит от толщины пластин, а левая содержит лишь прочностные характеристики материала. Следовательно, для любого материала существует некоторая максимальная толщина metaемой пластины h_{max} , при которой еще можно получить сварное соединение, используя обычную технологию сварки взрывом. Согласно неравенству (8), максимальная толщина различна для разных фиксированных скоростей точки контакта. Однако для практических расчетов в области режимов соударения, обычно применяемых для сварки взрывом, можно положить h_{max} постоянной величиной, определяемой по формуле

$$h_{max} = \frac{2,1 \cdot 10^6}{\sqrt{\mu/\rho}} \left(\frac{T_{пл} \kappa}{H_v a} \right)^2 \frac{(1 + h_1/h_2)^2}{4}. \quad (9)$$

В табл. 2 приведены значения предельной толщины пластин, вычисленные по выражению (9) при $h_1/h_2=1$.

Для большинства металлов предельные толщины достаточно велики и обычно не реализуются в практике. Однако при использовании прочных материалов, обладающих плохой теплопроводностью (например, титан), может возникнуть задача сварки взрывом пластин, имеющих толщины, превышающие критические. В таких случаях необходимо

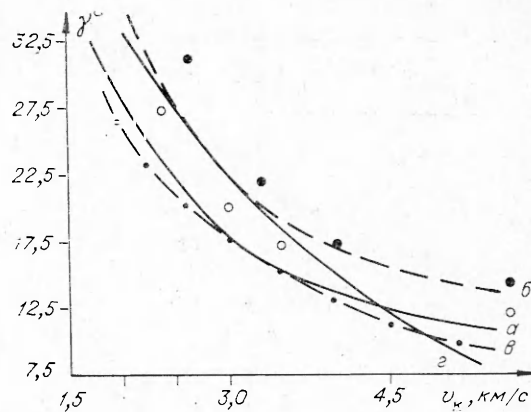


Рис. 3. Верхняя граница области сварки при использовании упругой модели с коэффициентом 11,8 (а) и 14,7 (б), акустической (в) и гидродинамической модели (г).

● — нет сварки; ○ — есть сварка (экспериментальные точки).

Таблица 2

Материал	H_v , кг/мм ²	h_{max} см
Алюминий	25	230,0
Д16	150	3,6
Медь	50	220,0
Свинец	4	113,0
Ст. 10	120	16,0
Ст. 40	220	6,0
Титан	150	3,1

каким-либо образом увеличить время прихода в шов растягивающих напряжений, чтобы дать возможность образовавшимся расплавам затвердеть. Этого можно достичь, например, значительным увеличением толщины взрывчатого вещества с одновременным уменьшением зазора между пластинами. Такой слой ВВ может создать избыточное давление, прижимающее пластины друг к другу на необходимое для образования сварки время, а малый зазор между пластинами не позволяет достичь больших скоростей метания. Подобные режи-

мы метания могут существенно поднять верхнюю границу области сварки взрывом и тем самым создать условия для получения соединений между некоторыми трудносвариваемыми металлами.

Приведенные в данной работе исследования позволили получить аналитические выражения для расчета верхней границы области сварки взрывом и предельной толщины свариваемых пластин однородных материалов. Аналогичные формулы, по-видимому, могут быть получены и для сварки разнородных материалов, однако для этого необходимы дополнительные исследования.

ИГ СО АН СССР

Поступила в редакцию
30/V 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Д. Захаренко. ФГВ, 1972, 8, 3.
2. W. Babul. Biuletyn wojskowej akademii technicznej im Dabrowskiego, 1970, XIX, 5, 213.
3. R. H. Witman. International Simposium, Marianske Lazne, 1973.
4. И. Д. Захаренко. Канд. дис. Новосибирск, ИГ СО АН СССР, 1973.
5. В. В. Ефремов. ПМТФ, 1975, 1.
6. В. В. Ефремов. ПМТФ, 1975.
7. А. А. Дерibas. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
8. G. R. Cowan, A. H. Holtzman. J. Appl. Phys., 1963, 34, 4.
9. С. К. Годунов, Е. И. Роменский. ПМТФ, 1972, 6.
10. А. А. Дерibas, И. Д. Захаренко. ФГВ, 1975, 10, 3.

УДК 533.6.011

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕРЕГУЛЯРНОГО ОТРАЖЕНИЯ УДАРНЫХ ВОЛН ОТ ПОВЕРХНОСТИ КЛИНА

Л. Г. Гвоздева, В. П. Фокеев

Нерегулярное или маховское отражение ударных волн исследовано к настоящему времени довольно подробно как для слабых, так и для сильных ударных волн [1—12]. Для сильных ударных волн исследованы как обычные, так и двойные конфигурации Маха, получены распределения давления на поверхности. Однако есть целый ряд невыясненных вопросов, в особенности для отражения сильных ударных волн, например в аргоне, в котором, по работе [8], не существует