

К ТЕОРИИ ПРОЦЕССА ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

С. К. Асланов

Одесский государственный университет, 270026 Одесса, Украина

С позиций механизма гидродинамической неустойчивости построена аналитическая теория процесса волнообразования на контактной границе при сварке взрывом. В качестве определяющих факторов принимается существенное действие вязких и инерционных сил, развивающихся при интенсивном соударении в области текучего состояния образцов. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными и объясняют наблюдаемые эффекты. Отдельно рассмотрен специфический случай уменьшенного сварочного зазора.

Сварка металлов взрывом происходит в условиях высокоскоростного косоугольного соударения образцов и, как правило, сопровождается развитием регулярного волнообразования на поверхности их контакта, что существенно для процесса соединения материалов. Однако, это сложное явление до сих пор не получило общепринятого теоретического объяснения, хотя ему уделялось серьезное внимание и насчитывается более десятка различных подходов к его моделированию [1–7]. Многие исследования базируются на представлении о гидродинамической природе образования волнового рельефа сварного шва, в пользу которой свидетельствуют экспериментально установленные скоростной киносъемкой аналогии с соударениями жидкостей [4] или металлов с водой [5]. В последнем случае отмечается, что микроструктура вещества и его агрегатное состояние не существенны при объяснении волнообразования. В то же время роль вязкости в развитии волнообразования ранее никак не учитывалась, несмотря на то, что ее значение при импульсном нагружении металлов весьма велико [8], а сдвиговое пластическое течение, возникающее вблизи шва под действием тангенциальной составляющей ударной силы, является принципиальным фактором для твердотельного схватывания [9].

Настоящая попытка построить аналитическую теорию для моделирования регулярного волнообразования при сварном соединении металлов взрывом отличается от всех предыдущих именно тем, что в качестве определяющего фактора принимается существенное действие вязких и инерционных сил, развивающихся при интенсивном соударении в области возникающего текучего состояния образ-

цов [10]. Это дает возможность включить в рассмотрение наблюдаемый процесс возникновения вихрей, порожденных волнообразованием контактной границы, и их сноса за счет течения материалов при косом соударении [1]. Импульсный характер процесса позволяет положить в основу его объяснения быстродействующий механизм гидродинамической неустойчивости для простейшего моделирования на базе уравнений Навье — Стокса пластического течения поверхностных слоев свариваемых материалов в зоне их соударения как вязких несжимаемых жидкостей.

Металлическая пластина (см. рисунок), разогнаясь в зазоре h импульсом давления за фронтом F скользящей по ней детонационной волны и дважды перегибаясь, тормозится вследствие косоугольного удара о неподвижную (массивную) мишень. В результате непосредственно за точкой A , перемещающейся вслед за фронтом, в каждой из контактирующих сред $j = 1, 2$ (плотности ρ_j) на глубину $\delta \approx 2\lambda$ (λ — длина волны возмущения) проникает плоское сдвиговое течение [9] с линейным профилем скорости $v_j(y)$. Эти профили сопрягаются на границе сред непрерывностью касательного вязкого напряжения.

Расчетная оценка нижней границы времени удара $\tau \approx 2 \cdot 10^{-6}$ с, полученная по измерениям [9] ударного давления и скорости соударения пластин, дает соответствующее перемещение точки A ($l = D\tau$), которое на порядок больше характерной длины $\lambda_e \approx 0,6 \div 0,7$ мм волны возмущения линии сварного шва на фотографии его среза при скорости детонации взрывчатого вещества (ВВ) $D = 4$ км/с. Таким образом, локально за этой точкой можно при-

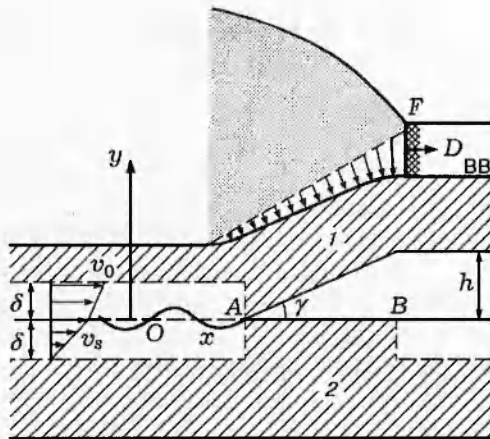


Схема соударения пластин при сварке взрывом:

1 — метаемая пластина, 2 — мишень

нять схематическую неограниченность по оси x области течения вязких сред, которое порождается тангенциальной составляющей v_0 скорости метаемого образца, испытывающего одновременно постоянное нормальное торможение W в процессе его удара о мишень.

Поскольку аналитическая реализация теории внутренней вязкой неустойчивости границы раздела такого течения встречает непреодолимые трудности, целесообразно воспользоваться следующим двухсторонним предельным подходом к модельному представлению его сопряженного возмущенного состояния вида $\xi \exp(by)$, где $\xi \sim \exp(ikx - i\omega t)$, $k = 2\pi/\lambda$ — случайное отклонение границы относительно первоначального положения $y = 0$ передней плоскости пластины, ω — собственное значение задачи о возмущениях. Во-первых, математическую задачу о возмущениях удастся решить до конца на базе уравнений динамики вязкой жидкости с позиций послыюного осреднения основного профиля скорости $v_j(y)$ в каждой из областей. Во-вторых, с этой целью используются уравнения для идеальной среды и непосредственно линейный профиль $v_j(y)$ в качестве распределения скоростей основного течения куэттовского типа (см. рисунок). Тем самым обе модели вносят некоторое ужесточение неустойчивости за счет определенной недооценки диссипативных эффектов в исходном течении либо в возмущениях. В первом случае возмущенные состояния в каждой области $j = 1, 2$ складываются из решений линеаризованных уравнений Навье — Стокса: «акустиче-

ского» типа —

$$b = (-1)^{j-1} k$$

и вихревого —

$$b = (-1)^{j-1} i \sqrt{1 - \frac{i}{k^2 \nu_j} (\omega - kv_j)},$$

где $\nu = \mu/\rho$ — кинематическая вязкость, μ — динамическая вязкость. Поскольку единственным источником развития внутренней неустойчивости границы раздела сред считается ее ударное возмущение, во внимание принимаются те возмущения, которые из-за большой величины вязкости будут быстро убывать с удалением от этой границы. Кинематические и динамические условия непрерывного сопряжения параметров при $y = 0$ для простейшего одноступенчатого осреднения профиля скорости в каждой среде ($\langle v_j(y) \rangle = v_j = \text{const}$) имеют вид

$$v'_{1,y} - v_1 \frac{\partial \xi}{\partial x} = v'_{2,y} - v_2 \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial \xi}{\partial t},$$

$$v'_{1,x} = v'_{2,x},$$

$$p'_1 - 2\mu_1 \frac{\partial v'_{1,y}}{\partial y} = p'_2 - 2\mu_2 \frac{\partial v'_{2,y}}{\partial y} - \rho_2 W \xi, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mu_1 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(v'_{1,y} - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) + \frac{\partial v'_{1,x}}{\partial y} \right] = \\ = \mu_2 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(v'_{2,y} - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) + \frac{\partial v'_{2,x}}{\partial y} \right], \end{aligned}$$

где $v_2 - v_1 = v_0/2$; p_j — давление; $v_{j,x}$, $v_{j,y}$ — соответствующие проекции скорости; штрихом обозначены возмущения.

В результате получаем громоздкое уравнение

$$F(u) = 0, \quad u = -\frac{i}{\sqrt{kW}} (\omega - kv_1) \quad (2)$$

для определения собственного значения ω . Большая вязкость позволяет, следуя [10], найти решение последнего в асимптотическом представлении:

$$u = \frac{u_0}{\beta} + \frac{u_1}{\beta^2} + \frac{u_2}{\beta^3} + \dots; \quad \beta = k^{3/2} \frac{\nu_1}{\sqrt{W}} \gg 1 \quad (3)$$

Тогда согласование порядков в уравнении достигается лишь в двух случаях;

$$\alpha\beta = A = O(1) \quad \text{или} \quad \alpha\beta^2 = O(1), \quad (4)$$

где $\alpha = (v_2 - v_1) \sqrt{k/W}$.

Как раз предельное предположение $\alpha \ll 1$ отвечает практическим условиям, поскольку

наиболее характерным для большинства режимов сварки является соударение под малым углом встречи γ [1], что равносильно относительно малому значению скорости v_0 . Причем вторая возможность (4): $\beta \sim 1/\sqrt{\alpha}$ — оказывается фактически неприемлемой для реальных значений параметров [9] в связи с утратой основного асимптотического требования $\beta \gg 1$. В первом варианте (4) асимптотики (3) $u_1 = 0$, так что инкремент нарастания амплитуды возмущения и его частотная характеристика выражаются в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(-i\omega) &= \frac{W}{2\varepsilon(\theta + 1)\nu_1 k} - \\ &\quad - f_1 \frac{W^2}{\nu_1^3 k^4} + f_2 \frac{(v_2 - v_1)^2}{\nu_1} + \dots, \\ \operatorname{Re} \omega &= v_s k - f_3 \frac{W}{\nu_1^2 k^2} (v_2 - v_1) + \dots, \quad (5) \\ \varepsilon &= \rho_1/\rho_2, \quad \theta = \mu_2/\mu_1, \end{aligned}$$

всегда обеспечивая неустойчивость. Здесь v_s — скорость основного течения на линии контакта материалов $y = 0$. Поправочные члены, пропорциональные $f(\varepsilon, \theta)$, конкретно не приведены из-за их громоздкости; следует лишь отметить, что всегда $f_1, f_2 > 0$.

Масштаб волнообразования линии соединения образцов

$$\lambda = \lambda_* = \frac{2\pi}{k_*} = 2\pi \sqrt{\frac{\nu_1}{W} \frac{v_2 - v_1}{A}} \quad (6)$$

определяется из необходимого условия (4) и содержит неопределенный множитель A , который будет включать в себя влияние неучтенных теорией эффектов и может быть найден из согласования с экспериментальными данными. Асимптотическое ограничение $\lambda \ll \lambda_0 = 2\pi(\nu_1^2/W)^{1/3}$, вытекающее из условия $\beta \gg 1$, в реальных условиях будет гарантировано для λ_* в пределах одного порядка при $A \approx 3 \div 4$. Поскольку величина $\alpha\beta = A$ физически представляет собой отношение сил инерции к силам вязкости, естественно, что она должна превосходить единицу для развития неустойчивости.

Такое одноступенчатое осреднение профиля скорости $v_j(y)$, допуская простейшую аналитическую реализацию возмущенного состояния, одновременно привносит в основное течение модельный скачок интенсивности $v_2 - v_1 = v_0/2$ на границе раздела $y = 0$, что является предельно грубым приближением для вязкого

течения. Последнее в равной мере относится и к использованию в (1) условия непрерывности возмущения тангенциальной скорости $v'_{1,x} = v'_{2,x}$ на этой границе. Применение многоступенчатого осреднения исходного профиля $v_j(y)$ в каждой из областей ($j = 1, 2$), ослабляя интенсивность вводимых скачков скорости, позволяет достигнуть большей адекватности данной аналитической схемы исследования вязкой гидродинамической неустойчивости. Поэтому полученное в (6) значение длины волны λ_* оказывается заведомо завышенным, будучи найденным без учета стабилизирующего эффекта непрерывности профиля скорости основного течения, и может быть принято в качестве верхней границы масштаба волнообразного рельефа сварного шва: $\lambda < \lambda_*$. Амплитуда крутизны этого рельефа $\partial\xi/\partial x$ как функция его масштаба λ будет служить мерой деформации сред в окрестности соединения образцов. Легко убедиться, что минимум данной величины достигается для $\lambda = \lambda_*$ за время, соизмеримое с периодом волнообразования $T = 2\pi/\operatorname{Re} \omega$. Значит, масштаб волнообразования (6) можно считать наиболее подходящим в гидродинамической модельной схеме пластического течения, не учитывающей прочностных свойств материала. Встречая наименьшее прочностное сопротивление сред, такое возмущение будет обладать преимуществом реализации.

С другой стороны, второй случай предельного подхода к модельному представлению возмущенного состояния свариваемых сред направлен на то, чтобы учесть влияние непрерывности их основного сопряженного течения и получить нижнюю оценку для масштаба волнообразования λ . С этой целью, напротив, сохраняется полностью характер исходного градиентного скоростного профиля $v_j(y)$ (см. рисунок), однако анализ его неустойчивости проводится на базе уравнений Эйлера для идеальной жидкости. В таком случае возмущенные состояния сводятся только к решениям «акустического» типа, которые сопрягаются на границе раздела $y = 0$ следующими условиями:

$$\begin{aligned} v'_{1,y} - v_s \frac{\partial \xi}{\partial x} &= v'_{2,y} - v_s \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\partial \xi}{\partial t}, \\ p'_1 &= p'_2 - \rho_2 W \xi. \end{aligned}$$

Собственное значение задачи о возмущениях ω выражается в виде

$$\operatorname{Re}(-i\omega) = \frac{1}{1+\varepsilon} \sqrt{(1+\varepsilon)Wk - \frac{v_0^2}{4\delta^2} \left(\frac{1}{\theta} - \varepsilon\right)^2},$$

$$\operatorname{Re}\omega = v_s k + \frac{v_0(1-\varepsilon\theta)}{2(1+\varepsilon)(1+\theta)}, \quad (7)$$

гарантируя неустойчивость в широкой области масштабов волнообразования

$$\lambda < \lambda_1 = \frac{2\pi}{k_1} = \frac{8\pi\theta^2\delta^2W(1+\varepsilon)}{v_0^2(1-\varepsilon\theta)^2} \quad (\lambda_1 \gg \lambda_0),$$

ибо для практических значений параметров [9] $\lambda_1 \sim 10^3$ см. Поскольку согласно (7) инкремент $\operatorname{Re}(-i\omega)$ представляет собой убывающую функцию λ , преимуществом реализации будут обладать наиболее короткие длины волн. Их неограниченность снизу ($\lambda > 0$) связана с игнорированием вязкой диссипации энергии возмущений в данной схеме анализа неустойчивости.

Таким образом, действительный механизм развития неустойчивого волнообразования лежит в промежутке между состояниями, описываемыми двумя предельными моделями его исследования, т. е.

$$0 < \lambda < \lambda_* (\ll \lambda_1). \quad (8)$$

Неучтенная вязкая стабилизация возмущений в последней схеме ограничит интервал (8) снизу некоторым значением. С другой стороны, устранение дестабилизирующего эффекта, внесенного в первом случае использованием кусочно-постоянных параметров последнего осреднения основного течения в уравнениях Навье — Стокса для возмущений, должно сократить интервал (8) сверху, о чем уже говорилось выше. В результате диапазон доминантного волнообразования следует ожидать в более узкой срединной части найденного интервала (8), так что окрестность значений $\lambda_*/2$ может служить в качестве вероятной оценки.

С целью сравнения с фотографией [9] рельефа волнообразования на срезе образцов (с делительной сеткой масштаба 0,1 мм) при соударении стали (меди) по стали ($D = 4$ км/с, $h = 3,5$ мм, $\lambda_e \approx 0,6 \div 0,7$ мм) из динамического и кинематического расчетов косоугольного удара находим $W \approx 5,6 \cdot 10^8$ м/с², $v_0 \leq 75$ м/с. При этом разгон метаемой пластины в зазоре h можно считать практически равномерным и оценить его продолжительность τ_1 . Промежуток удара τ_0 определяется из теоремы импульсов, а ударное торможение W — с помощью уравнения движения. Оценка скорости v_0 для сдвигового

течения проводится на основе определения динамического угла встречи образцов γ (см. рисунок): $\operatorname{tg} \gamma = h/D(\tau_0 + \tau_1)$ — через измеренную скорость их нормального (вдоль оси y) соударения. Принимая $A = 4$ и используя значение $v_1 \approx 5$ м²/с [8], согласно (6) будем иметь $\lambda_*/2 \leq 0,85$ мм, что находится в количественном согласии с λ_e .

Поскольку исследованная гидродинамическая неустойчивость (см. (5) и (7)) носит колебательный характер, быстрота ударного воздействия и последующего твердотельного схватывания образцов позволяет принять в качестве целесообразной оценки для времени развития волнообразования величину, которая не превосходит четверти периода:

$$\frac{T}{4} = \frac{\pi}{2\operatorname{Re}\omega} \approx \frac{\pi}{2kv_s} = \frac{\lambda}{4v_0} \left(1 + \frac{1}{\theta}\right).$$

Эта формула для срединной области ($\lambda \approx \lambda_*/2$) найденного доминантного интервала (7) дает значение не более $6 \cdot 10^{-6}$ с, что вполне согласуется с экспериментально наблюдаемыми [12] промежутками формирования волнообразной формы линии соединения в несколько микросекунд.

В рамках построенной теории находит объяснение наблюдаемый факт [1] увеличения масштаба волнообразования вместе с ростом динамического угла встречи γ . В самом деле, последнее, сопровождаясь одновременным возрастанием v_0 , будет по (5) увеличивать значение λ_* . Известное [1] дестабилизирующее действие уступа B (см. рисунок) на мишени объясняется тем, что вместе с резким увеличением зазора h в точке B растет ударное давление [9]. Последнему соответствует увеличение интенсивности торможения W , которое согласно (5) приводит к резкому увеличению интенсивности $\operatorname{Re}(-i\omega)$ развития волнообразования.

В случае уменьшенного сварочного зазора h , когда за счет быстрого ударного разогрева находящегося в нем воздуха поверхностные слои образцов успевают расплавиться до своего соприкосновения и их вязкость μ_j падает до саптитупазов, т. е. почти на семь порядков, волнообразование «микромасштабов» регистрируется уже перед точкой столкновения A [13, 14]. Это позволяет для первой из использованных выше моделей исследования гидродинамической неустойчивости искать решение уравнения (2) подобно [11, 15] в другом асимптотическом представлении $u = u_0 + u_1\sqrt{\beta} + u_2\beta + \dots$,

$\beta \ll 1$. Тогда собственные значения аналогично (5) выражаются следующим образом:

$$\operatorname{Re}(-i\omega) = \frac{1}{1+\varepsilon} \sqrt{(1+\varepsilon)Wk + \varepsilon(v_2 - v_1)^2 k^2} - \varphi_1(\nu_1^2 W k^5)^{1/4} + \dots,$$

$$\operatorname{Re} \omega = \frac{1}{1+\varepsilon} (v_2 + \varepsilon v_1) k + \varphi_2(v_2 - v_1) \left(\frac{k^7 \nu_1^2}{W} \right)^{1/4} + \dots, \quad \varphi = \varphi(\varepsilon, \theta) > 0.$$

Анализ же второй предельной модели целиком сохраняет свою силу в виде (7). Таким образом, оба подхода гарантируют неустойчивость для всех значений λ , удовлетворяющих асимптотическому условию $\beta \ll 1$, т.е. $\lambda \gg \lambda_0$, что не превосходит 1 мкм. Значит, прежде всего следует ожидать преимущественного развития того волнообразования, которое согласуется с уже предварительно возбужденным перед точкой А. Последнее может быть связано с механизмом скоростного обтекания жидкого слоя поверхностного расплава раскаленным воздухом, выдавливаемым из зазора h между сталкивающимися образцами. Для оценки масштаба этого предварительного волнообразования непосредственно применима методика [11, 15]. Вязкостью воздуха целесообразно пренебречь и анализ гидродинамической неустойчивости проводить с позиций тангенциального разрыва скорости течения на границе «идеальный газ — вязкая жидкость». В применении к метаемой пластине стабилизирующий эффект, связанный с поверхностным натяжением σ , будет дополнительно усиливаться действием сил инерции за счет ускорения при разгоне в зазоре. Асимптотическим параметром теперь служит $\beta_1 = \nu_1 k / v \ll 1$, где v — средняя скорость воздушного истечения из зазора. Решение уравнения для собственных значений ищем в виде $u' = u'_0 + u'_1 \beta_1 + \dots$, $u' = -i\omega / kv$. В результате для инкремента предварительного нарастания возмущений на поверхности неподвижной мишени получаем

$$\operatorname{Re}(-i\omega) = \sqrt{\varepsilon_1 k^2 v^2 - \sigma k^3 / \rho_1} - 1,5 k^2 \nu_1 + \dots, \\ \varepsilon_1 = \rho_a / \rho_1,$$

ρ_a — плотность воздуха. Следовательно, неустойчивость обеспечивается при $\lambda > \lambda_1 = 2\pi\sigma / \rho_1 \varepsilon_1 v^2$. Преимуществом реализации будет обладать возмущение с максимальным (по k) инкрементом, что для главного

члена $\operatorname{Re}(-i\omega)$ дает $\lambda = \lambda_2 = 1,5\lambda_1$. Последнее для реальных параметров: $\sigma \approx 1$ н/м, $v \approx 10^2$ м/с, $\rho_1 \varepsilon_1 \approx 6$ кг/м — определяет доминантный размер $\lambda \approx 0,16$ мм, который в среднем согласуется с экспериментальными измерениями [14].

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварка взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
2. Кудинов В. М., Коротеев А. Я. Сварка взрывом в металлургии. М.: Металлургия, 1978.
3. Сварка взрывом: Библиографический указатель отечественной и иностранной литературы за 1944–1978 гг. Новосибирск, 1980.
4. Кудинов В. М., Бунатян А. Х. Гидродинамическое моделирование процесса образования волн при сварке металлов взрывом // Автоматическая сварка. 1971. № 8. С. 71–74.
5. Гордополов Ю. А., Дрезин А. Н., Михайлов А. Н. Теория волн на границе раздела металлов, сваренных взрывом // Физика горения и взрыва. 1978. Т. 14, № 4. С. 77–86.
6. Кулешов В. А. О волновых формах линии соединения металлов при сварке взрывом // Автоматическая сварка. 1985. № 3. С. 22–25.
7. Корнев В. М., Яковлев И. В. Модель волнообразования при сварке взрывом // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 2. С. 87–90.
8. Годунов С. К., Дерibas А. А., Захаренко И. Д., Мали В. И. Исследование вязкости металлов при высокоскоростных соударениях // Физика горения и взрыва. 1971. Т. 7, № 1. С. 135–141.
9. Кривенцов А. Н., Седых В. С. О роли пластических деформаций металлов в зоне соединения при сварке взрывом // Физика и химия обработки материалов. 1969. № 1. С. 131–141.
10. Асланов С. К. К теории волнообразования на контактной поверхности при сварке взрывом // Физика импульсных воздействий на конденсированные среды: Тез. докл. VI научной школы. Николаев, 1993. С. 141–142.
11. Асланов С. К. Кинетика дробления жидких частиц в потоке газа и теория детонации аэрозоля // Докл. НАН Украины. 1997. № 5. С. 114–118.
12. Дремин А. Н., Михайлов А. Н. Наблюдение процесса волнообразования при высокоскоростном соударении пластин методом отражения света // Материалы IV Междунар. симпоз. по обработке металлов взрывом. Готвальдов, ЧССР. 1979. С. 29–39.
13. Алексеев Ю. А., Смирнова Г. М. Сварка взрывом стальных пластин при уменьшенных зазорах между ними // Физика и химия обработки материалов. 1993. № 3. С. 123–128.

14. Алексеев Ю. А., Лепехина Л. И., Смирнова Г. М. О поверхностных эффектах при косом соударении металлических пластин // Физика и химия обработки материалов. 1992. № 3. С. 140–143.
15. Асланов С. К. Кинетика дробления жидких частиц в потоке газа и теория детонации аэрозоля. Киев, 1996. (Препр. / НАН Украины. Ин-т геофизики).

Поступила в редакцию 17/IV 1998 г.