

О ФИЗИЧЕСКОЙ ТРАКТОВКЕ ПРОЦЕССА СВАРКИ ВЗРЫВОМ ВБЛИЗИ ЕЕ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ

В. Г. Петушков

Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины, 252650 Киев, Украина

Рассматриваются существенные подходы к определению условий формирования волнообразного профиля поверхности соединения при сварке металлов взрывом. Отмечаются ограничения гидродинамической модели явления, связанные с тем, что индивидуальные свойства свариваемых тел не учитываются. Предложен новый критерий волнообразования при сварке взрывом в рамках упруго-пластической модели. В его основу положено условие реализации таких режимов соударения, при которых обеспечивается равенство динамических пределов текучести свариваемых металлов.

Общепринятое понятие области сварки взрывом определяется как множество точек плоскости (γ, v_k) , где γ — угол соударения, v_k — скорость точки контакта, на котором справедлива гидродинамическая модель явлений, сопровождающих высокоскоростные косые соударения металлических тел. Границы области сварки, на которых проявляется влияние индивидуальных свойств металлов, суть ограничения гидродинамической модели. Одним из таких ограничений является неопределенность, связанная с использованием в соотношениях, описывающих границы области сварки взрывом, физико-механических характеристик участвующих в соударении тел, особенно если они существенно различны. От гидродинамической теории, разработанной применительно к кумуляции, первоначально и не требовалось учитывать такое различие, поскольку кумуляция, по определению, явление геометрически и физически симметричное. Поэтому в гидродинамической теории сварки взрывом до сих пор употребляются свойства, не отнесенные к конкретному металлу из свариваемой пары, такие, например, как прочность, плотность, температура плавления, теплоемкость, скорость звука и т. д., что зачастую оказывается неприемлемым.

Соударяющиеся тела при сварке рассматриваются обычно как струи жидкости. На основании теоретических представлений и экспериментальных данных, касающихся сварки взрывом, на плоскости (γ, v_k) кривыми A , B и C выделяют (рис. 1) область существования сварки взрывом (weldability window). Слева она ограничена прямой E , параллельной оси ординат и соответствующей режимам, при ко-

торых в точке соударения достигаются давления, достаточные для перевода металла в пластическое состояние. Вдоль прямой D происходит переход от волнообразной к безволновой конфигурации соединения. Соответствующее этой прямой значение скорости точки контакта определяется условием

$$v_{k,2}^* = (20H_V/\rho)^{0,5}, \quad (1)$$

где H_V — твердость металла, ρ — его плотность.

Кривой B ограничиваются значения параметров соударения, при которых возможно образование обратной (кумулятивной) струи. Кривая C является верхней границей области сварки взрывом и ее положение зависит, как известно, от тепловых и силовых условий сохранения уже образовавшихся соединений [1].

Наибольшее внимание исследователей привлекает нижняя граница области существования сварки взрывом (кривая A).

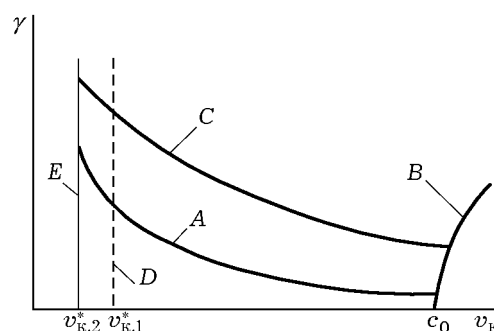


Рис. 1. Классификация течений на плоскости (γ, v_k) по А. А. Дерibasу [2]

В рамках гидродинамической модели явления она описывается в общем виде гиперболой

$$\gamma v_k = \text{const.} \quad (2)$$

Константа в (2) задается как H_V/ρ [2], и тогда уравнение нижней границы сводится к виду

$$\gamma v_k = K(H_V/\rho)^{0,5}. \quad (3)$$

Наряду с H_V в выражении (3) можно использовать и другие характеристики прочности — предел упругости Гюгонио, статические пределы текучести σ_T или прочности σ_b с учетом эмпирически установленной связи между ними. Например, для стали [3]

$$H_V \approx 5\sigma_T \approx 2,5\sigma_b. \quad (4)$$

Для лучшего согласования с экспериментом в формулу (3) введен подгоночный коэффициент K , значения которого для различных сочетаний свариваемых металлов и условий сварки укладываются в диапазон $0,6 \div 1,8$ [4].

При сварке взрывом одинаковых или близких по прочности металлов выражение (3) не содержит в себе формальных противоречий и дает удовлетворительную сходимость с экспериментальными данными. Однако при аналитическом определении нижней границы области сварки взрывом в несимметричной схеме соударения разнородных металлов, особенно если они резко отличаются по статической прочности (твердости), возникают принципиальные трудности с выбором вводимых в уравнение (3) твердости (и плотности) одного из металлов свариваемой пары [5]. Исходя из наиболее распространенной гипотезы о необходимости образования обратного потока массы (кумулятивной струи) [5–7] как критерия сварки взрывом, предлагалось использовать в этом уравнении твердость более прочного [8] или, напротив, менее прочного [6, 9] металла данной пары либо полусумму твердостей [1, 2, 10] с соответствующим варьированием коэффициента K для согласования расчета с экспериментом.

Физические обоснования этих вариантов неубедительны. Достаточно сказать, что если нижнюю границу определять из условия формирования обратного потока массы с поверхности менее прочного (более мягкого) металла пары [9], то остается неясным, каким образом при этом происходит самоочищение и формирование более твердого металла так, что в нем возникают симметричные, синусоидальные (если одинаковы или близки плотности

свариваемых металлов [2]) волны. Столь же необоснованно вводить в формулу (3) и твердость более прочного металла, поскольку при этом менее твердый металл пары заведомо перегружается, что должно было бы вызывать его плавление, экспериментально не обнаруживаемое вблизи нижней границы. Использование же полусуммы твердостей есть, по существу, вынужденный компромисс.

Переходя к развиваемой здесь концепции, будем исходить из того, что процесс сварки взрывом однородных и разнородных металлов, как близких, так и весьма сильно отличающихся по статической прочности, при реализации определенных режимов соударения сопровождается более или менее выраженным волнообразованием на границе соединения. Существует несколько теорий волнообразования [1, 2, 10], в том числе теория, основанная на представлении о возникновении и взаимодействии своеобразных «бугров» пластической деформации перед точкой контакта [11], опережающих последнюю и возможных только при дозвуковых скоростях ее движения. Причиной образования «бугров», по-видимому, является движение металла за фронтами волн разгрузки от свободных поверхностей соударяющихся тел, которое характеризуется массовыми скоростями v'_1 и v'_2 . Параметры волнообразования профиля границы соединения должны определяться, по-видимому, некоторыми соотношениями между v'_1 и v'_2 и упругими константами каждого из металлов, т. е. должны учитывать их индивидуальные физико-механические свойства. Заметим, что на действии этого механизма основан известный способ сварки взрывом «ударной волной» [3, 10, 12]. Попутно уместно подчеркнуть, что в рамках этой теории волнообразования на скорость точки контакта должно быть наложено дополнительное, весьма серьезное ограничение, а именно, $v_k \leq c_{II}^*$ (c_{II}^* — скорость поверхностной волны пластической деформации [13]). Тогда в первом приближении можно предположить $v_{k,1}^* \simeq c_{II}^*$. Это обстоятельство, кстати, не нашло отражения ни в работе [11], ни в последующих публикациях по этому вопросу. Автор работы [14], рассматривая взаимодействие соударяемых тел в рамках упругопластической модели, в качестве критерия нижней границы предложил условие $\gamma = \gamma_{\min} \simeq 7^\circ$, к которому мы еще вернемся. Однако, независимо от принятой концепции волнообразования представляется совер-

шенно очевидным, что волнообразование есть не что иное, как процесс необратимого формоизменения приповерхностных слоев и, главное, взаимопроникновения металлов, находящихся в кристаллическом состоянии. Этот процесс должен контролироваться физическими и прочностными характеристиками металлов.

Поочередное внедрение одного металла в другой и наоборот возможно по крайней мере в двух ситуациях: либо свойства, отражающие сопротивление внедрению (твердость) и/или пластической деформации (предел текучести) соударяемых тел, периодически меняются, задавая частоту появления волн v_k/λ , либо эти характеристики изменяются на начальной стадии соударения так, что становятся одинаковыми, и сохраняются таковыми на протяжении всего процесса взаимодействия тел. Обе ситуации выглядят достаточно реалистичными и сводятся, по существу, к тому, что прочности, а следовательно, и отражающие их физико-механические характеристики обоих участвующих в сварке металлов в условиях формирования волнообразного профиля соединения должны быть тождественно равны. Такой характеристикой прочности является, прежде всего, предел текучести σ_d — показатель сопротивления металла пластической деформации, весьма чувствительный к ее скорости и температурным условиям деформирования [15]. Изложенное дает веские основания утверждать, что при высокоскоростном соударении металлов в режиме сварки взрывом по крайней мере волнообразное соединение возможно тогда и только тогда, когда реализуются условия совместного пластического деформирования металлов (собственно, как и при других видах сварки давлением [16–18]). Иными словами, «силовое» взаимодействие свариваемых взрывом металлов, задаваемое параметрами γ и v_k , должно вызывать совместное пластическое течение приповерхностных слоев с такими, скорее всего согласованными, скоростями деформации, которым в точности соответствуют их одинаковые динамические пределы текучести, причем для существования стационарной волны (безотносительно к ее размерам) это состояние равенства сопротивлений пластическому деформированию должно быть установившимся. Рассмотрим, каким образом такая ситуация становится реально возможной.

Сварка взрывом, как известно, сопровождается высокими скоростями деформации

приконтактных слоев металлов. Ее оценивают, например, по скорости затопленной струи [2, 5], ширине эпюры или по времени существования в зоне соударения высокого давления [11], по величине и времени образования сдвиговых [17] и волнообразных [18–20] деформаций. В работе [16] показано, например, что для получения качественных соединений алюминия со сталью Ст. 3 и стали Ст. 3 с той же сталью требуется критическая деформация сдвига, составляющая примерно 10 и 50 % соответственно, а продолжительность сварки, определенная по моменту прихода в зону соединения волн разгрузки, имеет порядок единиц микросекунд. Отсюда следует, что скорость сдвиговой деформации приконтактных слоев, участвующих в сварке металлов на глубине до нескольких миллиметров, достигает значений не менее $10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$. При столь высоких скоростях нормальной деформации ($\dot{\epsilon}$) динамический предел текучести многократно превышает статическое значение σ_d , обычно относимое к значениям $\dot{\epsilon}$ порядка 10^{-3} с^{-1} . Если, наконец, принять, что $\dot{\epsilon} \simeq v_k/\lambda$ [14], то для типичных значений скорости точки контакта $v_k \simeq 10^3 \text{ м/с}$ и шага волн $\lambda \simeq 10^{-3} \text{ м}$ также имеем $\dot{\epsilon} \simeq 10^6 \text{ с}^{-1}$. Еще больших (не менее чем в полтора-два раза) скоростей деформации следует ожидать в «буграх», возникающих перед точкой контакта, согласно концепции волнообразования, предложенной в [11].

Исследованию влияния скорости деформации на показатели прочности и пластичности металлических материалов посвящено большое число работ, обзор которых можно найти, например, в [2, 13, 21, 22]. Чтобы наглядно проиллюстрировать характер этого влияния, на рис. 2 приведены расчетные зависимости динамического верхнего предела текучести τ_d^B при чистом сдвиге от скорости деформации, полученные в [21], а на рис. 3 — заимствованные из [13, 22] экспериментальные кривые изменения сопротивления одноосной деформации растяжения (динамического верхнего предела текучести). На рис. 2 B_0 — константа торможения дислокаций, определяемая в основном механизмами фононной вязкости и фононного рассеяния, N_0 — исходная плотность дислокаций.

К сожалению, для области $\dot{\epsilon} \geq 10^5 \text{ с}^{-1}$ надежные экспериментальные данные о величине σ_d немногочисленны, зачастую противоречивы или вообще отсутствуют вследствие почти непреодолимых методических трудно-

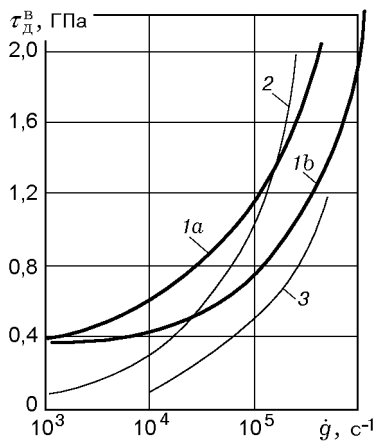


Рис. 2. Расчетные зависимости $\tau_d^B(\dot{\epsilon})$:
 1a — α -железо, $N_0 = 10^{12} \text{ м}^{-2}$, $B_0 = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$,
 1b — α -железо, $N_0 = 10^{10} \text{ м}^{-2}$, $B_0 = 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$,
 2 — медь, $N_0 = 10^{10} \text{ м}^{-2}$, $B_0 = 0,6 \cdot 10^{-5} \text{ Па}\cdot\text{с}$, 3 —
 алюминий, $N_0 = 10^{12} \text{ м}^{-2}$, $B_0 = 10^{-4} \text{ Па}\cdot\text{с}$

стей [13, 21, 23]. Накопленные эмпирические данные относятся главным образом к скоростям деформации $\dot{\epsilon} \leq 10^4 \div 10^5 \text{ с}^{-1}$, реализуемым путем квазистатических испытаний при одноосном напряженном и/или деформированном состояниях [23]. При этом установлено, что относительный прирост динамического предела текучести (назовем последний условно динамическим упрочнением) сильно зависит от его статического значения. Впервые на существование такой зависимости при $\dot{\epsilon} \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$ обратил внимание еще в 1946 г. Г. Тейлор [24], затем такая же зависимость для $\dot{\epsilon} \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$ была получена в работе [25] при исследовании откольной прочности железа и стали, а позднее — автором настоящей статьи в работе [22] для скоростей деформации $\dot{\epsilon} \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$ при одноосном растяжении ряда металлов.

Эти зависимости, а также заимствованные из работ [2, 13, 21, 22] и ряда других исследований отдельные значения σ_d , относящиеся к скоростям деформации $\dot{\epsilon} \geq 10^4 \text{ с}^{-1}$ (до $\dot{\epsilon} \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$) и полученные с использованием различных экспериментальных методик для существенно отличающихся по прочности металлов, приведены на рис. 4. Видно, что сопротивление металлов пластической деформации при высокой скорости последней резко возрастает, начиная примерно с $\dot{\epsilon} \approx 10^3 \text{ с}^{-1}$, причем тем быстрее и сильнее, чем ниже значения σ_T .

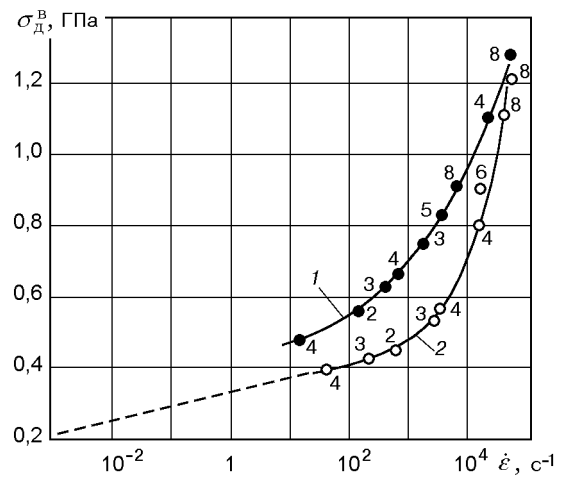


Рис. 3. Зависимость динамического верхнего предела текучести стали 45 (1) и α -железа (2) от скорости деформации при одноосном квазистатическом растяжении [21]:

числа у точек — количество усредненных экспериментальных данных

Таким образом, при некоторой достаточно высокой скорости деформации абсолютные значения σ_d металлов, имеющих разные значения σ_T , могут сравняться и достичь уровня, необходимого для описания экспериментально определенных нижних границ области сварки

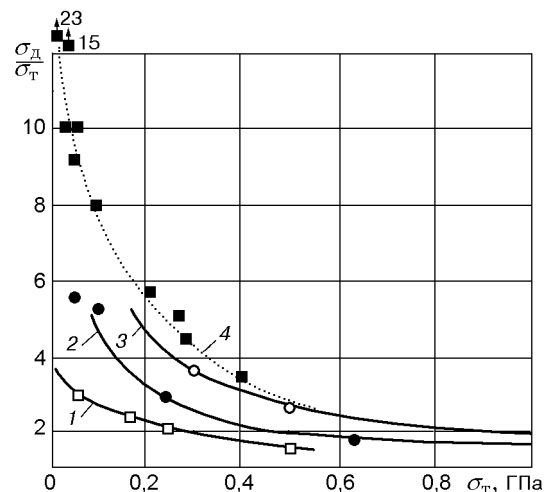


Рис. 4. Сводка экспериментальных данных, отражающих зависимость относительного прироста динамического предела текучести σ_d/σ_T от его статического значения:

1 — данные работы [21], 2 — [22], 3 — [23], 4 — гипотетическая кривая для $\dot{\epsilon} \geq 0,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, точки на кривой 4 — отдельные результаты испытаний, заимствованные из различных источников

взрывом металлов в различных сочетаниях по классическим формулам (1), (3) при формальной подстановке в них σ_d вместо H_V .

В этом нетрудно убедиться, если принять во внимание, что уже при $\dot{\epsilon} \simeq 0,5 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ динамические пределы текучести, например, армо-железа ($\sigma_T = 0,18 \text{ ГПа}$), стали Ст. 3 ($\sigma_T = 0,24 \text{ ГПа}$) и стали 45 ($\sigma_T = 0,52 \text{ ГПа}$) становятся одинаковыми ($\sigma_d = 1,2 \text{ ГПа}$) [22] и приближаются к значению H_V стали 45, с запасом «вписываясь» в соотношение (3). Эта закономерность наблюдается и для других металлов (алюминий и его сплавы, медь, латунь, ниобий, стали различной твердости), данные о которых обобщены на рис. 4. Эксперименты по высокоскоростному внедрению твердого ударника в мишени из свинца, меди, алюминия, сплава Д16 и армо-железа [26], выполненные еще в 1959 г. (ставшие, заметим, классическими), могут служить прямым подтверждением правомерности развиваемой здесь точки зрения. Авторами работы [26] показано, что при скоростях внедрения ударника $v \approx 10^3 \text{ м/с}$ (максимальная скорость деформации $\dot{\epsilon} \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$) у исследованных металлов с исходной прочностью, отличающейся более чем на порядок (твердость по Бринелю $H_B = 60 \div 1100 \text{ МПа}$), сопротивления внедрению, т. е. интересующая нас динамическая твердость $H_d = H_0 + k' \rho v^2$ (H_0 — твердость при скорости внедрения $v \simeq 10 \text{ м/с}$, k' — коэффициент формы головной части ударника, ρ — плотность мишени), практически совпадают. Более того, дислокационная теория прочности предсказывает, что с ростом $\dot{\epsilon}$ сопротивление деформации должно стремиться к теоретической прочности идеального кристалла [13, 21, 22], значения которой, вычисленные, например, по формуле $\tau_{\text{теор}} = Gb/2\pi a$ (G — модуль сдвига, a и b — параметры кристаллической решетки), для различных металлов довольно близки [21].

Таким образом, условие

$$\sigma_{d,1} \equiv \sigma_{d,2} \quad (5)$$

(индексы 1 и 2 относятся к мягкому и твердому металлам соответственно) может быть постулировано как критерий волнообразования при сварке взрывом металлов, в том числе с различной исходной прочностью. По-видимому, положение прямой E на рис. 1 как раз и определяется условием $\dot{\epsilon} \simeq \dot{\epsilon}_{\text{min}}$, где $\dot{\epsilon}_{\text{min}}$ — минимальная скорость деформации приконтактных слоев свариваемых металлов, при которой

«сравниваются» их динамические пределы текучести и твердости.

Непосредственное использование этого критерия на практике в настоящее время довольно затруднительно, поскольку не вполне ясно, как следует задавать параметры соударения, чтобы обеспечить выполнение условия (5). Это связано, во-первых, с отсутствием достоверных и достаточно общих эмпирических закономерностей изменения напряжений течения металлов от скорости деформации при $\dot{\epsilon} \geq 10^5 \div 10^6 \text{ с}^{-1}$, тем более в условиях воздействия высоких гидростатических давлений и температур, и, во-вторых, с проблематичностью надежного определения $\dot{\epsilon}$ в зоне формирования волн. Первое (и основное) затруднение может быть в известной степени преодолено, если воспользоваться теоретическими расчетами температурно-скоростной чувствительности напряжений течения в терминах дислокационной динамики для области надбарьерного движения дислокаций. Такие расчеты выполнены, например, в [21], где в общем виде получено кинетическое уравнение пластического течения, которое решается численно и позволяет предсказать значения σ_d при весьма высоких значениях $\dot{\epsilon}$ и различных температурах. Мы не приводим его здесь ввиду громоздкости. Тем не менее, сравнение данных, приведенных на рис. 2–4, свидетельствует о перспективности этого подхода. Что касается второго затруднения, то пока можно было бы ограничиться оценками $\dot{\epsilon} \simeq v_k/\lambda$ [14] или $\dot{\epsilon} \simeq v'/a$, v' — скорость «бугра» деформации относительно противоположной соударяющейся поверхности, λ и $a \approx 0,3\lambda$ — длина и амплитуда волны. В этом случае можно прогнозировать по крайней мере порядок величины $\dot{\epsilon}$. Во всяком случае несомненно, что в рассматриваемом диапазоне скоростей деформации предел текучести определяется вязким сопротивлением движущихся дислокаций и для области их надбарьерного движения выражается в первом приближении уравнением вязкопластического течения Шведова — Бингама [21, 22]

$$\sigma_d = \sigma_T + \mu_\sigma \dot{\epsilon}, \quad (6)$$

где μ_σ — динамический коэффициент вязкости, значения которого для разных металлов ($\mu_\sigma = 10^{-3} \div 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$) можно найти в [2, 5, 13].

Сделаем одно замечание. Возможно, догадка авторов [11], выразившаяся в предложен-

ной ими формуле

$$\rho v_0^2/2 = G/2\pi \quad (7)$$

(v_0 — скорость соударения), отражает достаточное условие волнообразования, тогда как критерий (5) характеризует около- и/или допредельные режимы соударения, при реализации которых появляется возможность взаимного внедрения металлов. Тогда формулу (7) следует рассматривать как условие, заведомо обеспечивающее совместное пластическое течение металлов, к которому устремляются $\sigma_{д,1}$ и $\sigma_{д,2}$ в соотношении (5) по мере интенсификации режимов соударения, на что в известном смысле указывает и критерий В. А. Симонова $\gamma = \gamma_{\min}$ [14]. Справедливость этого утверждения нуждается, однако, в прямом экспериментальном подтверждении.

Из (6) и (7) вытекает

$$\sigma_{т,2} - \sigma_{т,1} = \mu_{\sigma,1}\dot{\epsilon}_1 - \mu_{\sigma,2}\dot{\epsilon}_2, \quad (8)$$

а следовательно, критерием перехода от безволновой к волнообразной границе соединения является условие увеличения предела текучести (динамического упрочнения) менее прочного металла до уровня более прочного металла с учетом его динамического упрочнения при скорости деформирования, определяемой значениями γ и v_k и составляющей согласно (8)

$$\dot{\epsilon} \simeq \frac{\sigma_{т,2} - \sigma_{т,1}}{\mu_{\sigma,1} - \mu_{\sigma,2}}.$$

Для металлов с сильно отличающейся прочностью можно, во-первых, положить $\sigma_{т,1} \simeq \mu_{\sigma,2}\dot{\epsilon}_2$ и получить оцененную формулу

$$\mu_{\sigma,1}\dot{\epsilon}_1 \simeq \sigma_{т,2} \quad (9)$$

(которая, по-видимому, применима для определения $\mu_{\sigma,1}$ и $\sigma_{д,1}$, если сварка взрывом осуществляется при скоростях точки контакта, близких к $v_{к,1}^*$ или лежащих между $v_{к,1}^*$ и $v_{к,2}^*$, что имеет самостоятельное значение) и, во-вторых, уравнение нижней границы представить в виде

$$\gamma v_k = (\mu_{\sigma,1}\dot{\epsilon}_1/\rho_1)^{0,5}. \quad (10)$$

Воспользовавшись в первом приближении соотношениями $\mu_{\sigma} \simeq \mu_{\tau} \simeq 3\xi\rho c_{\tau}^2$ для одноосного напряженного состояния [13, 22], получим

$$\gamma v_k \simeq k_1 c_{\tau,1} \sqrt{\xi_1 \dot{g}_1}, \quad (11)$$

где c_{τ} — скорость упругих волн сдвига; \dot{g} — скорость деформации сдвига, $\dot{g} = \sqrt{3}\dot{\epsilon}$; ξ — время релаксации касательных напряжений (время запаздывания текучести) [13, 21].

Можно заключить, что волнообразование на границе соединения при сварке взрывом представляет собой процесс совместного высокоскоростного пластического деформирования приповерхностных слоев соударяющихся под углом металлов, который контролируется характеристиками их динамической прочности и вязкости. Условием волнообразования является равенство динамических пределов текучести свариваемых металлов при скоростях деформации и других условиях (температура, давление, вязкость металлов), характерных для сварки взрывом. Можно полагать, что помимо других ограничений [5] невозможность выполнения условия (5) препятствует сварке взрывом некоторых сочетаний разнородных металлов. При сварке взрывом металлов с сильно различающимися физико-механическими свойствами в классическом уравнении (3) для определения нижней границы области существования сварки взрывом допустимо использовать показатели динамической прочности и вязкости, а также плотность менее прочного металла с учетом характерного для данного процесса времени релаксации напряжений.

Предлагаемая трактовка условия волнообразования в области нижней границы сварки взрывом в терминах упругопластической теории может оказаться полезной для углубления понимания физической природы этого процесса и способствовать развитию новых подходов к его исследованиям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cowan G. R., Bergmann O. R., Holtzman A. H. Mechanism of bond zone wave formation in explosion-clad metals // Metallurg. Trans. 1971. V. 2, N 11. P. 3145–3155.
2. Дерibas А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
3. Кудинов В. М., Захаренко И. Д. Критерии выбора параметров режима сварки взрывом // Свароч. пр-во. 1985. № 9. С. 1–3.
4. Wittman R. H. The influence of collision parameters on the strength and microstructure of an explosion welded aluminium alloy // II Междунар. симпоз. «Использование энергии взрыва для производства металлических материалов с новыми свойствами». ЧССР, Марианске Лазне, 1973: Сб. докл. Pardubice, 1973. Т. 1. С. 155–168.

5. **Захаренко И. Д.** Сварка металлов взрывом. Минск: Навука і тэхніка, 1990.
6. **Абрахамсон Г. Р.** Остаточные периодические деформации поверхности под действием перемещающейся струи // Тр. Америк. о-ва инж.-мех. Сер. Е. Прикл. механика. 1961. Т. 28, № 4. С. 45–55.
7. **Захаренко И. Д.** Критические режимы при сварке взрывом // Физика горения и взрыва. 1972. Т. 8, № 3. С. 422–428.
8. **Дерибас А. А., Захаренко И. Д.** О поверхностных эффектах при косых соударениях металлических пластин // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 3. С. 409–421.
9. **Захаренко И. Д., Злобин Б. С.** Влияние твердости свариваемых материалов на положение нижней границы сварки взрывом // Физика горения и взрыва. 1983. Т. 19, № 5. С. 170–174.
10. **Explosive Welding, Forming and Compaction** / T. Z. Blazynski (Ed.). London — New York: Appl. Sci. Publ., 1983.
11. **Кудинов В. М., Коротеев А. Я.** Сварка взрывом в металлургии. М.: Металлургия, 1978.
12. **Explosion Welding Metals Handbook.** 9th ed. V. 6: Welding, Brazing and Soldering. Amer. Soc. Metals, 1982.
13. **Степанов Г. В.** Упруго-пластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок. Киев: Наук. думка, 1979.
14. **Симонов В. А.** Области сварки взрывом. Основные параметры и критерии. Новосибирск: Ин-т гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 1993.
15. **Красовский А. Я.** Физические основы прочности. Киев: Наук. думка, 1977.
16. **Седых В. С.** Классификация, оценка и связь основных параметров сварки взрывом. Сварка взрывом и свойства сварных соединений: Сб. науч. тр. Волгоград: ВолгПИ, 1985. С. 3–30.
17. **Седых В. С., Бондарь М. П.** Основные параметры сварки взрывом и прочностные характеристики сварных соединений // Свароч. пр-во. 1963. № 2. С. 1–5.
18. **Каракозов Э. С.** Сварка металлов давлением. М.: Машиностроение, 1986.
19. **Симонов В. А.** О связи пластической деформации с углом соударения при сварке взрывом // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 3. С. 91–94.
20. **Симонов В. А.** Дополнительные ограничения области сварки взрывом / Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 14. С. 110–114.
21. **Красовский А. Я.** Хрупкость металлов при низких температурах. Киев: Наук. думка, 1980.
22. **Петушков В. Г.** Исследование характеристик прочности и пластичности некоторых материалов при высокоскоростном растяжении: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Киев: ИПП АН УССР, 1969.
23. **Петушков В. Г. и др.** Механические свойства некоторых материалов при высокоскоростном растяжении // Пробл. прочности. 1970. № 7. С. 3–8.
24. **Taylor G. J.** The testing of materials at high rates of loading // J. Inst. Civil Eng. 1946. V. 26, N 8. P. 487–501.
25. **Иванов А. Г., Новиков С. А., Синицын В. А.** Исследование упруго-пластических волн в железе и стали при взрывном нагружении // Физика твердого тела. 1963. № 5, вып. 1. С. 270–278.
26. **Витман Ф. Ф., Степанов В. А.** Влияние скорости деформирования на сопротивление деформированию металлов при скоростях удара $10 \dots 10^3$ м/с // Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1959. С. 207–221.

*Поступила в редакцию 1/II 1999 г.,
в окончательном варианте — 23/IX 1999 г.*