

16. Якимов А. С. Применение итерационно-интерполяционного метода для численного интегрирования некоторых многомерных уравнений математической физики.— Дел. в ВИНТИ 03.03.82, № 4212.
17. Бучнев Л. М., Смыслов А. И., Дмитриев И. А. и др. // ТВТ.— 1987.— 25, № 6.— С. 1120.
18. Карапетьянц М. Х., Карапетьянц М. М. Основные термодинамические константы неорганических и органических веществ.— М.: Химия, 1968.
19. Шнайдер, Долтон, Рид. // РТК.— 1968.— 6, № 1.— С. 76.

г. Томск

Поступила в редакцию 19/VI 1991

УДК 621.787.044

Ю. И. Фадеенко

## О ГРАНИЦАХ ОБЛАСТИ СВАРКИ ВЗРЫВОМ

Показано, что в условиях сварки взрывом влияние вязких сил заставляет вводить в рассмотрение даже простейших схем учет масштабного фактора, в связи с чем область сварки должна рассматриваться в трехмерном пространстве угол соударения — скорость точки контакта — характерный размер. Положение поверхности, ограничивающей эту область снизу (со стороны малых углов), определяется проявлениями вязких сил. В принципе эта поверхность может быть составлена из нескольких участков, соответствующих различным вариантам вязкого записания течения. Обращается внимание на актуальность постановки экспериментов с целью определения истинной формы указанной поверхности.

Современные представления о границах области сварки взрывом базируются на схеме рассмотрения, предложенной в работе [1]. Для осуществления сварки взрывом необходимо очищение свариваемых поверхностей в процессе какого-либо течения с большими деформациями (образование непрерывной кумулятивной пелены, дискретные выбросы при волнообразовании). В качестве первого приближения для описания этого течения в [1] использовалась модель идеальной несжимаемой жидкости, а из множества характеризующих течение параметров в качестве наиболее существенных отбирались два: угол соударения  $\gamma$  и скорость точки контакта  $v$ .

Область сварки взрывом рассматривалась как некоторая область на плоскости  $\gamma, v$ , ограниченная четырьмя кривыми, смысл которых истолковывается следующим образом: правая граница I соответствует переходу к сверхзвуковым режимам соударения, верхняя граница В соответствует достижению чрезмерного перегрева зоны соединения, нижняя граница Н и левая граница II, на которой прекращается волнообразование (обозначения границ — общепринятые). Для высокопластичных металлов дополнительно рассматривается истинная левая граница сварки III, поскольку для них возможна сварка без волн, но с образованием достаточно прочных прямолинейных соединений в области между II и III.

Вопрос о природе границ I и В считается разрешенным. Дискуссии ведутся по поводу определения и истолкования границ Н, II и III, причем большинство исследователей сходится во мнении, что на этих границах развиваемое при соударении максимальное давление становится достаточным для преодоления сопротивления металла деформированию и осуществления соответствующего режима течения с большими деформациями. Таким образом, истолкование смысла границ увязывается с теми или иными ограничениями на применимость гидродинамического приближения.

Течения при сварке взрывом происходят с огромными скоростями деформации, что влечет за собой соответствующее увеличение вклада вязких сил в сопротивление деформированию металлов. Влияние вяз-

ких сил на течения при сварке взрывом рассматривалось в [2], где получено условие записания течения с кумулятивной пеленой вязкими силами:

$$\frac{\rho h v}{\mu} \frac{\sin^2 \gamma}{(1 - \sin \gamma)} = \text{Re} \leq 2 \quad (1)$$

( $\rho$  — плотность,  $\mu$  — коэффициент вязкости,  $h$  — толщина соударяющихся пластин).

Если воспользоваться данными о зависимости вязкости от скорости деформаций  $\mu = \mu(\dot{\epsilon})$ , приведенными в [2, 3], то из (1) следует, что течение с кумулятивной пеленой при обычных для технологических режимов значениях углов соударения становится невозможным, когда толщины пластин не превышают  $\sim 1$  мм. Действительно, пластины субмиллиметровой толщины свариваются с большими трудностями. Уже из этого следует, что рассмотрение, основанное на простейшей гидродинамической модели, — слишком грубое приближение к действительности. Практически сварка взрывом почти всегда происходит вблизи от предела записания, т. е. границы, определяемой влиянием вязкости и масштабного эффекта. Уравнение хотя бы одной из границ области сварки должно зависеть от вязкости и размерного параметра (из дальнейшего станет ясно, что речь идет о границе Н). Следовательно, даже простейшая схема должна учитывать влияние не двух, а трех главных факторов ( $\gamma$ ,  $v$ ,  $h$ ), а границы области сварки следует рассматривать, как поверхности в трехмерном пространстве, определяемые уравнениями:

$$f(\gamma, v, h) = 0. \quad (2)$$

Значительные трудности, связанные с масштабным эффектом, возникают при рассмотрении предельных режимов сварки при малых углах. Действительно, для типичных режимов, когда толщина пелены  $h_1$  составляет десятки и даже единицы микрон, а скорости точки контакта — километры в секунду, скорость деформации должна достигать величин порядка  $v/h_1 = 10^8 \div 10^9 \text{ с}^{-1}$ . Воспользовавшись данными [2, 3], убеждаемся, что величина  $\mu \dot{\epsilon}$ , характеризующая вязкие напряжения, уже при значительно меньших скоростях деформации достигает теоретической прочности решетки. Следовательно, область формирования пелены управляется вязкими силами, достигающими предельных значений еще в металле, только приближающемся к этой области.

Далее, оценивая удельную объемную работу вязких сил  $\mu \dot{\epsilon} \epsilon$ , производимую в процессе формирования пелены, и принимая  $\mu \dot{\epsilon}$  равным теоретической прочности металла, а величину деформации  $\epsilon$  — порядка единицы, убеждаемся, что определенная таким образом работа имеет тот же порядок величины, что и полные теплоты плавления металлов. Следовательно, поступающий в пелену металл должен нагреваться, по крайней мере, до предплавленных температур с соответствующим резким уменьшением вязкости, что отчасти уменьшает трудности с объяснением возможности течения с пеленой, но не снимает их полностью.

В металле, который пройдя область формирования пелены и отделившись от последней, поступает в основное течение и формирует приповерхностные слои сварного соединения, деформации должны быть ниже, чем в пелене, однако из соответствующих экспериментальных исследований [4] известно, что приповерхностные слои толщиной от десятков до сотен микрон претерпевают огромные деформации (много больше 100%), и их поведение напоминает поведение идеальной жидкости, что свидетельствует об их нагреве, по крайней мере, до предплавленных температур. Это возможно только в том случае, если при деформировании производилась работа против сил сопротивления, также намного превышающих обычный динамический предел текучести и достигающих величин порядка теоретической прочности решетки.

Поскольку изложенные рассуждения объясняют уменьшение вязкости лишь для элементов металла, углубившихся в зону формирования пелены и претерпевших большие деформации, а вязкие напряжения могут достигать величин порядка теоретической прочности значительно ранее этого момента, необходимо объяснить, какие силы проталкивают металл в зону формирования пелены, преодолевая сопротивление вязких напряжений.

Обычные оценки максимального давления при соударении, выполняемые в акустическом

$$p = \gamma \rho v^2 \quad (3)$$

и в гидродинамическом

$$p = \rho v^2 / 2 \quad (4)$$

приближениях [1, 3], это обстоятельство объяснить не могут (здесь  $p$  — давление,  $2\gamma$  — угол симметричного соударения и приближение (3) записано для случая малых  $\gamma$ ). По-видимому, единственно возможное объяснение состоит в том, что рассматриваемое течение имеет угловую точку и, следовательно, особенность упругого поля в ее окрестности, где упругие напряжения могут возрастать по мере стремления к угловой точке, достигая теоретической прочности решетки.

Ситуация аналогична той, которая возникает в теории хрупких и квазихрупких трещин [5]. Задачу о соударении упругих пластин можно рассматривать, как аналог задачи о распространении хрупкой трещины. Если воспользоваться подвижной системой координат, переход от одной задачи к другой осуществляется заменой знака времени или переносной скорости в соответствующей системе уравнений. Аналогия должна до какой-то степени распространяться и на случай квазихрупких трещин, когда, как известно, особенность упругого поля сохраняется, хотя в малой зоне вблизи носика трещины материал переходит в пластическое состояние, и угловая точка, строго говоря, отсутствует.

Современные представления о рациональном технологическом процессе базируются на энергетическом критерии [6, 7], в соответствии с которым для получения высокопрочного соединения кинетическая энергия соударяемых пластин на единицу площади соединения в системе центра масс должна быть равна некоторой оптимальной величине, постоянной для заданной пары свариваемых металлов. Энергетический критерий для случая малых углов записывается в виде условия

$$\gamma^2 \rho h v^2 / 2 = E_*, \quad (5)$$

где  $E_*$  — оптимальное значение кинетической энергии.

Уравнение (5) задает поверхность — геометрическое место оптимальных режимов сварки в трехмерном пространстве  $(\gamma, v, h)$ , т. е. учитывает наличие масштабного эффекта. Поскольку при этом зависимость  $\gamma = \gamma(v)$  в (5) такая же, как на границе Н в [1] (гиперболическая), естественно возникает предположение о том, что при другом значении энергетического параметра  $E_*$ , соответствующем не максимальной, а минимально допустимой или даже нулевой прочности соединения, (5) будет выполнять роль уравнения поверхности, ограничивающей снизу область сварки. Однако для этого ее положение должно определяться вязкими эффектами. (Стоит отметить, что (5) отличается от (1), записанного для случая малых углов, несколько иным видом зависимости от  $v$ .)

Рассмотрим возможные физические причины существования энергетического ограничения (5). Его смысл состоит в том, что при постепенном уменьшении характерного размера достигается предел, ниже которого течение с зоной больших деформаций (кумулятивная пелена, волны) становится невозможным. Существует некоторая минимальная толщина слоя больших необратимых деформаций  $R$ , внутри которого металл, в силу высказанных выше соображений, поглощает энергию порядка полной теплоты плавления  $Q$ . Течение с большими деформациями возможно, если энергия соударяющихся пластин превышает критическое значение

$\rho RO$ , в противном случае соударение осуществляется в упругом режиме. Условие достаточности энергии при малых углах совпадает с (5), а критические значения энергии  $\rho RO$  будут иметь подходящий порядок величины, если для оценки  $R$  воспользоваться экспериментальными данными [4].

Несомненно, что обсуждаемое ограничение связано с критическими условиями существования вязкого течения. Однако неизвестны физические механизмы, отвечающие за предельные значения коэффициента вязкости при сверхвысоких скоростях деформации. В зависимости от конкретной природы деформируемого тела (устройство и кинетика дислокационных структур, размеры зерна и т. д.), представляются вероятными различные варианты физических ограничений на проявления вязких сил в малых объемах: существование минимального времени релаксации  $t$  (времени запаздывания текучести), минимального размера  $l$  или минимальной сдвиговой деформации  $\Delta\epsilon$ , необходимой для лавинообразного размножения дислокаций. Наличие минимального времени вязкой релаксации характеризует модель вязкоупругой среды, вязкость которой определяется соотношением  $t = \mu/G$ , где  $G$  — упругий модуль сдвига [8]. Предельное значение  $t$  для железа составляет 0,04 мкс, а для алюминия 0,15 мкс. Для такой среды минимальная протяженность зоны формирования пелены вдоль линий тока будет порядка  $vt$ , а в поперечном направлении —  $\gamma vt$ , откуда сразу же следует уравнение поверхности (нижней границы сварки)

$$\gamma = 2\mu Q/Ghv, \quad (6)$$

причем критические энергии вязкоупругого перехода составляют десятки джоулей на сантиметр в квадрате, т. е. на порядок уступают величинам  $E_*$  из (5). Однако значения  $R = \gamma vt$ , имея подходящий порядок величины, оказываются зависящими от  $v$ , что не согласуется с экспериментальными данными [4]. Другая возможность — принять концепцию минимального размера вязкой релаксации  $l$  и положить  $R = \gamma l$ , что дает возможность опереться на экспериментальные данные [4] и приводит к уравнению границы

$$\gamma = 2lQ/hv^2 \quad (7)$$

с сильной зависимостью от  $v$ . В случае минимального сдвига реализуется критерий нижней границы по [9]

$$\gamma \approx \Delta\epsilon. \quad (8)$$

Предполагаемые уравнения нижней границы (1), (5) — (8) различаются между собой величинами показателей степенных зависимостей  $\gamma(h, v)$ . Вопрос о том, какие из этих уравнений действительно отвечают на часть границ области сварки и в каких условиях, должен решаться экспериментально.

Следует заметить, что в реальных условиях сварки рассмотренная идеализированная картина может быть замаскирована проявлениями влияния шероховатости поверхности. Дело в том, что при малых углах толщина кумулятивной пелены убывает чрезвычайно быстро — пропорционально квадрату угла, и становится соизмеримой с характерными размерами шероховатостей. При этом режим течения в точке контакта становится нерегулярным, а качество соединения резко ухудшается [10], что может быть ошибочно воспринято, как достижение истинной нижней границы.

Изложенное свидетельствует о том, какую большую роль в определении границ области сварки взрывом играет масштабный эффект. К сожалению, это влияние остается почти не исследованным, если не считать данных работы [11]. Не вызывают сомнений необходимость и актуальность значительно более полных исследований. Особенно интересны режимы сварки с низкими энергетическими затратами на их осуществление

и очень быстрым охлаждением узкой зоны больших деформаций за счет теплоотдачи в основной металл, что способствует подавлению таких вредных процессов; как перекристаллизация и формирование интерметаллидной прослойки, ухудшающих качество сварного соединения.

Воспользуемся изложенными соображениями для того, чтобы сделать предположение о возможной причине волнообразования при сварке взрывом. При достаточно малых числах Рейнольдса максимальные давления (3), (4), достигаемые при соударении, оказываются недостаточными для преодоления вязкого сопротивления в зоне формирования кумулятивной пелены. Поэтому течение с большими деформациями обрывается и сменяется режимом упругого соударения. Но в этом режиме в окрестности угловой точки контакта возникает особенность упругого поля с упругими напряжениями, возрастающими до теоретического предела прочности решетки. Вследствие этого вновь становится возможным выдавливание вязкого материала в пелену, и цикл завершается. Регулярное повторение таких циклов и может составлять причину процесса волнообразования.

Таким образом, в условиях сварки взрывом весьма существенны проявления вязких сил, в связи с чем даже простейшая схема рассмотрения должна учитывать влияние масштабного фактора, а область сварки должна рассматриваться, как область в трехмерном пространстве  $(\gamma, v, h)$ . Поверхность, ограничивающая эту область снизу (со стороны малых  $\gamma$ ) и соответствующая запертию течения с большими деформациями вязкими силами, может быть составлена из участков, описываемых уравнениями (1), (5) — (8), причем окончательный выбор между этими вариантами должен осуществляться на основании специального эксперимента.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кудин В. М., Коротеев А. Я. Сварка взрывом в металлургии.— М.: Металлургия, 1978.— 166 с.
2. Годунов С. К., Дерибас А. А., Мали В. И. О влиянии вязкости материала на процесс образования струй при соударении металлических пластин // ФГВ.— 1975.— 11, № 1.— С. 3—18.
3. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом.— Новосибирск: Наука, 1980.— 221 с.
4. Бондарь М. П., Оголихин В. М. Пластическая деформация и образование связи при сварке взрывом медных пластин // ФГВ.— 1988.— 24, № 1.— С. 122—127.
5. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения.— М.: Наука, 1974.— 640 с.
6. Седых В. С. Сварка взрывом и свойства сварных соединений: Межвед. сб. научн. тр./Под ред. В. С. Седых.— Волгоград: Изд-во ВПИ, 1985.— С. 3—30.
7. Соннов А. П. // Там же.— 1988.— С. 3—17.
8. Годунов С. К. Элементы механики сплошной среды.— М.: Наука, 1978.— 304 с.
9. Симонов В. А. Дополнительные ограничения области сварки взрывом // ФГВ.— 1991.— 27, № 3.— С. 110—114.
10. Добрушин Л. Д. К вопросу о нижней границе сварки взрывом // Автоматическая сварка.— 1979.— № 6.— С. 64—65.
11. Wylie H. K., Crossland B. Explosive cladding with thick flyer plates // Int. Conf. on the Use of High-Energy Rate Methods for Forming, Welding and Compaction.— Univ. Leeds.— 1973.— P. 151—157.

г. Киев

Поступила в редакцию 22/VI 1992

УДК 530.1

*В. Н. Доровский, Ю. В. Перепечко, Е. И. Роменский*

#### ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В НАСЫЩЕННЫХ ПОРИСТЫХ УПРУГОДЕФОРМИРУЕМЫХ СРЕДАХ

В терминах метрического тензора деформаций приведены уравнения движения жидкости во вмещающем деформирующемся остове. Построено уравнение состояния среды без предположения о локальной аддитивности энтропии. Исследовано обратимое гидродинамическое приближение и проанализировано распространение малых

© В. Н. Доровский, Ю. В. Перепечко, Е. И. Роменский, 1993.