

С.В. Хаустов, С.В. Кузьмин, В.И. Лысак, Е.А. Федянов

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В ЗОНЕ СОЕДИНЕНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

Волгоградский государственный технический университет

Большое влияние на структуру и свойства соединений при сварке взрывом, как и при любом другом способе сварки, оказывают тепловые процессы, протекающие в околошовной зоне (ОШЗ). Для их описания используют аналитические зависимости и упрощенные модели, сводящие источник тепла к различным видам (линейных, плоских и др.) источников, предполагая мгновенное выделение тепла на границе соединения или равномерное его распределение в некоторой зоне, соизмеримой с параметрами волн [1...4].

Так в работе [4] приведена расчетная оценка выделившегося в ОШЗ количества теплоты, основанная на предположениях о ее мгновенном выделении и пропорциональности работе пластической деформации в каждом элементарном продеформированном слое. Результаты расчетов показывают, что температурные поля имеют ярко выраженный неравномерный характер, пропорциональный эпюрам пластической деформации, а зона выделения теплоты ограничена толщиной слоя металла, вовлеченного в деформацию. Последняя, в зависимости от режимов высокоскоростного соударения может изменяться от долей до нескольких миллиметров.

Для оценки температуры металла в окрестностях зоны соединения при сварке взрывом обычно проводят эксперименты по методам, основанным на применении локальных и «естественных» термопар. Оба метода имеют свои недостатки: локальная термопара обладает некоторой инерционностью, а существующие методики с применением естественных термопар позволяют измерить температуру только на границе соединения, оставляя неопределенной тепловую ситуацию в околошовной зоне.

Целью настоящей работы явилось создание расчетно-экспериментальной методики определения температурных полей в околошовной зоне свариваемых взрывом композиционных материалов.

Методика расчета температурных полей

Разработанная методика реализуется в два этапа. На первом этапе с помощью локальной термопары экспериментально получали термический цикл в некоторой фиксированной точке околошовной зоны сваренного взрывом образца. При этом режимы сварки подбирали таким образом, чтобы на линии соединения слоев присутствовала тонкая сплошная прослойка расплава, т. е. температура границы раздела слоев из одноименных металлов соответствовала их температуре плавления. Затем, на втором этапе, по полученному термическому циклу (ТЦ) осуществляли подбор начального температурного поля в произвольном поперечном сечении сваренного образца, выравнивание которого при заданных граничных условиях обеспечивало бы удовлетворительную сходимость с экспериментальным ТЦ.

Следует отметить, что ТЦ, зафиксированный локальной термопарой, не отображает реальной картины, так как между средой и материалом термопары тепловое равновесие устанавливается не сразу, а через некоторый промежуток времени. В общем случае, если изначально горячий спай термопары (далее – термопара), имеет температуру T , отличную от температуры среды T_{cp} , то она будет регистрировать не T_{cp} , а некоторую среднюю температуру по объему термопары (рис. 1). В условиях сварки взрывом в начальный момент времени материал среды (металл околошовной зоны) за счет интенсивной пластической деформации быстро набирает высокую температуру, а время t_n , за которое будет достигнуто равновесие между материалом термопары и средой, зависит от разницы ΔT_p (см. рис. 1) между начальной температурой термопары и температурой среды T_{cp} , в которую она помещена (см. рис. 1). В последующие моменты времени t_i показания термопары будут несколько отставать от реальной температуры среды, причем тем меньше, чем меньше разница между их температурами ΔT_i .

Из теории тепловой инерции известно, что тело с температурой T , помещенное в среду с температурой θ , принимает эту температуру спустя некоторое время. Дифференциальное уравнение, описывающее этот процесс, имеет вид [5]:

$$\frac{dT}{dt} + (mT - m\theta) = 0, \quad (1)$$

где $m = \alpha S / (c_p V)$ – темп охлаждения; α – условный коэффициент теплоотдачи, определяемый из граничных условий 4-го рода на поверхности термопары; c_p – объемная теплоемкость материала термопары; S и V – соответственно площадь поверхности термопары и объем термопары.

Как известно [5], процесс нагрева шара радиусом r (именно такую форму имеет горячий спай термопары) определяется теплофизическими свойствами материала, из которого он изготовлен, при

условии $Bi = \frac{\alpha\lambda}{r} = 1$. Из этого следует $\alpha = \lambda/r$, где λ – коэффициент теплопроводности материала термопары.

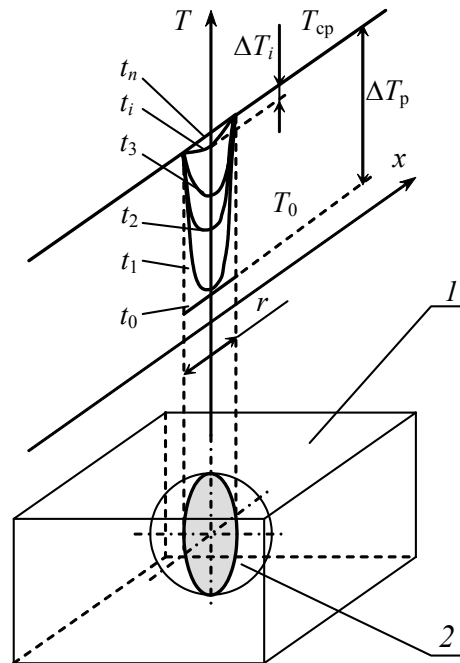


Рис. 1. Распределение температуры по сечению термопары радиусом r , с начальной температурой T_0 , помещенной в среду с температурой T_{cp} , в разные моменты времени $t_0 < t_1 < \dots < t_n$:
1 – среда; 2 – термопара

Как известно [5], процесс нагрева шара радиусом r (именно такую форму имеет горячий спай термопары) определяется теплофизическими свойствами материала, из которого он изготовлен, при условии $Bi = \frac{\alpha\lambda}{r} = 1$. Из этого следует $\alpha = \lambda/r$, где λ – коэффициент теплопроводности материала термопары.

Если известны m , T и dT/dt , можно определить истинное значение температуры θ в каждый момент времени $t+dt$.

$$\theta = \frac{1}{m} \frac{dT}{dt} + T, \quad (2)$$

где

$$m = \frac{3\lambda}{cpr^2}. \quad (3)$$

Значения текущей температуры $T(t)$ и скорости охлаждения (нагрева) термопары $dT(t)/dt$ в любой момент времени t несложно определить по экспериментально полученному ТЦ. Эту задачу удобно решать в конечных приращениях. Для этого перейдем от бесконечно малых к конечным значениям ΔT и Δt . Тогда из уравнения (2) получим выражение для определения истинной температуры $\theta(t)$:

$$\theta(t) = \frac{1}{m} \frac{\Delta T(t)}{\Delta t} + T(t). \quad (4)$$

Построенный таким образом термический цикл свободен от погрешности, обусловленной неравномерным нагревом термопары (здесь, однако следует отметить, что формула (4) не учитывает тепло, выделяющееся при возможной пластической деформации металла горячего спая термопары, поэтому рассчитанный по (4) ТЦ является приближенным).

На рис. 2 показаны термические циклы, зафиксированные термопарами разных размеров r_1 и r_2 , и рассчитанные по формуле (4) «истинные» термические циклы («Истинный» ТЦ соответствует рас-

считанному по формуле (4) циклу из условия, что термопара равномерно нагрета до температуры среды в каждый момент времени цикла). Очевидно, что с увеличением размеров термопары возрастает ее инерционность, т.е. разница между показаниями термопары и температурой среды, в которую она помещена, а с увеличением этой разницы возрастает погрешность измерения, обусловленная неточностью значений теплофизических свойств среды и материала термопары. Отметим, что при бесконечно малых размерах термопары ($r \rightarrow 0$) «истинная» кривая будет максимально приближена к экспериментальной кривой, что однако нереализуемо на практике. Данная методика также позволяет определять пригодность термопар для измерения тех или иных тепловых процессов, и определять размеры термопар обеспечивающие минимальную погрешность в определении температуры.

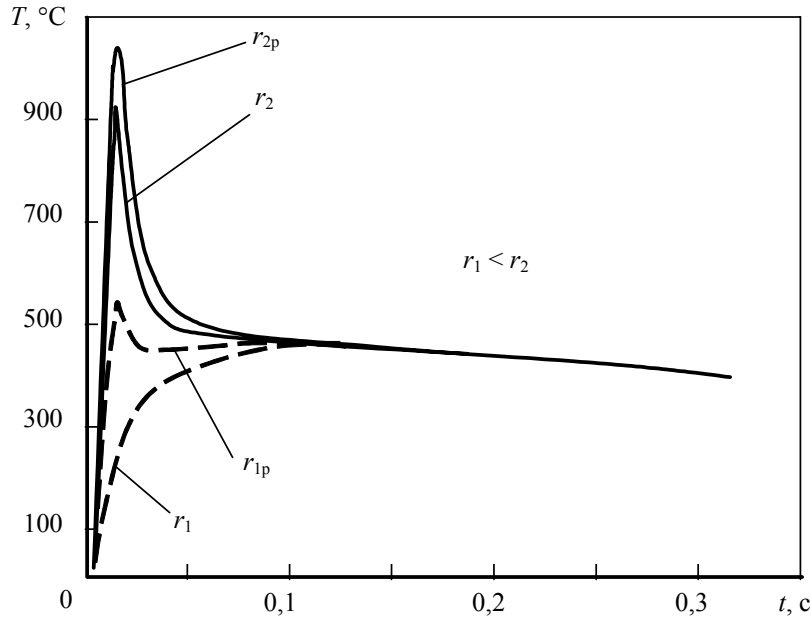


Рис. 2. Экспериментальные термические циклы, зафиксированные термопарами разных размеров (r_1 , r_2) и рассчитанные по (4) «истинные» термические циклы (r_{1p} , r_{2p}):
 r – радиус термопары

После определения «истинного» термического цикла решается задача подбора начального температурного поля, соответствующего этому ТЦ. В общем случае (при отсутствии краевых условий) эта задача не имеет решения, так как любому конкретному термическому циклу может соответствовать множество начальных температурных полей. Однако процесс сварки взрывом имеет ряд особенностей, которые позволяют установить следующие граничные и начальные условия: исходное температурное поле в начальный момент времени по сечению неподвижной пластины ограничено со стороны границы соединения температурой плавления свариваемого металла, со стороны свободной поверхности – исходной температурой металла, равной температуре окружающей среды. Помимо этого, градиент температуры монотонно возрастает к границе соединения.

На рис. 3 изображена исходная схема, служащая для подбора начального температурного поля, соответствующего экспериментально полученному ТЦ в точке x_3 .

Введем следующие допущения.

Температура поверхности равна температуре окружающей среды $T_{гр1}$ для неподвижной пластины и некоторой температуре $T_{гр2}$ для метаемой. Это связано с тем, что при временах порядка 100 ... 500 мс зона прогрева (тепловой поток) не успевает достичь свободных поверхностей.

Температура на границе соединения x_p принимается равной температуре плавления одного из материалов $T_{пл1}$, (материалы однородные $T_{пл1} = T_{пл2}$).

Температура в сечении x_3 равна температуре экспериментального ТЦ в некоторый момент времени после начала сварки (см. рис. 3).

Начальное температурное поле области 2 в общем случае имеет вид (см. рис. 3, кривая 1), обусловленный неравномерным выделением тепла от пластической деформации метаемой пластины и тепловым воздействием взрывчатого вещества. Для упрощения это сложное температурное поле заменяем на поле, состоящее из двух областей (см. рис 3): области 2, равномерно нагретой до некоторой температуры $T_{гр2} = T_{гр1}$, и области 3 с линейным распределением температуры от $T_{гр2}$ до $T_{пл1}$. Положение границы раздела областей с координатой x_n задается изначально произвольным образом и уточняется в процессе расчета температурного поля.

Температурное поле области 1 (см. рис. 3, кривая 2) ограничено с одной стороны координатой x_p , с другой – толщиной пластически деформированного в процессе сварки металла неподвижной пластины x_d и описывается некоторой гладкой функцией, проходящей через точки x_p , x_{k1} , x_3 , x_{k2} и x_d .

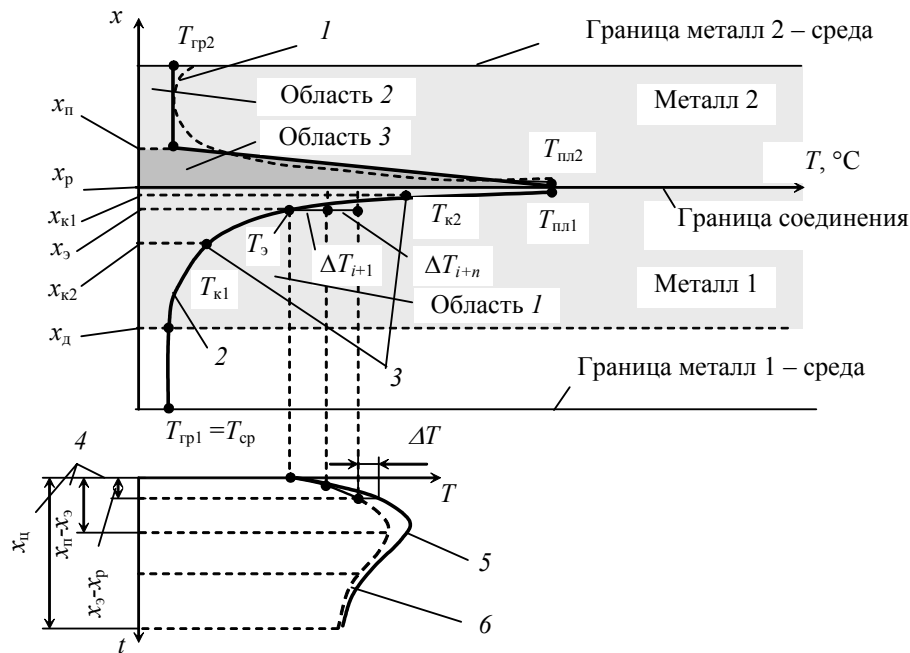


Рис. 3. Схема подбора температурного поля:

1, 2 – распределение температур; 3 – корректирующие точки; 4 – количество расчетных шагов по времени; 5, 6 – экспериментальный и расчетный термические циклы; ΔT – максимальное расхождение между циклами

Положение корректирующих точек x_{k1} , x_{k2} выбирается из условия монотонного возрастания градиента температур от x_d к x_p и отсутствия градиента температур в точке x_d , или его максимальном приближении к нулю, при этом кривая 2 (см. рис 3) проходит через точку T_3 .

Алгоритм подбора температурного поля

1. Исходя из известных эпюр пластической деформации для заданных материалов задается начальная толщина деформированного слоя металла x_d (область 1), положения корректирующих точек x_{k1} , x_{k2} и начальные температуры T_{k1} , T_{k2} . Промежуточные значения температур области 1 интерполируются кубическим сплайном вида:

$$f_i(x) = \frac{1}{6h_i} \left[m_i(x_{i+1} - x)^3 + m_{i+1}(x - x_i)^2 \right] + \frac{1}{h_i} \left[\left(y_i - \frac{m_{i+1}h_i^2}{6} \right) (x_{i+1} - x) + \left(y_{i+1} - \frac{m_i h_i^2}{6} \right) (x - x_i) \right], \quad (5)$$

где $h_i = x_{i+1} - x_i$, $m_i = f''(x_i)$ – коэффициенты сплайн функции; $i = 1, 2, \dots, n$; n – число фиксированных узлов (в данном случае $n = 5$, и все узлы находятся в области 1).

2. После формирования исходного температурного поля проводится пробный расчет его выравнивания в области 1 на количество шагов по времени, равное количеству узлов расчетной сетки в этой области ($x_3 - x_p$), где x – индекс пространственной координатной сетки (в рамках выбранной простой явной схемы решения дифференциального уравнения теплопроводности область 2 не влияет на приращение температур в точке x_3 в течении ($x_3 - x_p$) циклов по времени). Параметры координатной сетки выбираются таким образом, чтобы количество расчетных точек в области 1 выше и ниже x_3 было равным. При этом координатная сетка в направлении x выбрана неравномерной (сгущающейся к границе соединения). Переменный шаг координатной сетки подбирается таким образом, что граница соединения находится между ее узлами на расстоянии равном половине наименьшего шага. Точность расчета при этом примерно одинаковая из-за возрастания градиента температур по мере приближения к граничным точкам.

3. Определяется приращение температур в экспериментальной точке и сравнивается с прираще-

нием температур на экспериментальном ТЦ за заданный интервал времени.

Если существует расхождение в большую сторону, то область деформированного слоя x_d смещается ближе к границе соединения, подбираются новые корректирующие точки и их амплитуды. Для нового распределения температур операция расчета и проверки соответствия его экспериментальному циклу повторяется до достижения ошибки не более 5% в любой точке цикла.

4. Задается начальное положение переходной области x_n , после чего производится пробный расчет выравнивания температурного поля области 1 на количество шагов времени равное количеству узлов расчетной сетки ($x_n - x_s$). Снова определяется приращение температур в экспериментальной точке и сравнивается с приращением температур на экспериментальном термическом цикле за заданный интервал времени. При наличии расхождений переходная зона x_n смещается и расчет повторяется до достижения соответствия экспериментальному циклу.

5. Производится расчет выравнивания температурного поля на все время цикла x_n .

Заданная точность подбора на каждом этапе выполняется только в рамках выбранного количества циклов по времени и на следующем этапе подбора точность может падать. В этом случае подбор повторяется с самого начала, но при этом допустимое расхождение уменьшается до тех пор, пока расхождение на всем участке цикла будет не более 5%.

Методика численного расчета выравнивания температурного поля дана в [6].

Экспериментальная проверка методики

Для проверки данной методики был проведен опыт по измерению температуры методом локальных термопар.

На рис. 4 показана схема измерительной установки. В неподвижную пластину 3 на поверхность внутренней полости зачеканивали термопару (хромель-копель) с диаметром спая 0,5 мм, сверху запрессовывали втулку 1 из материала неподвижной пластины.

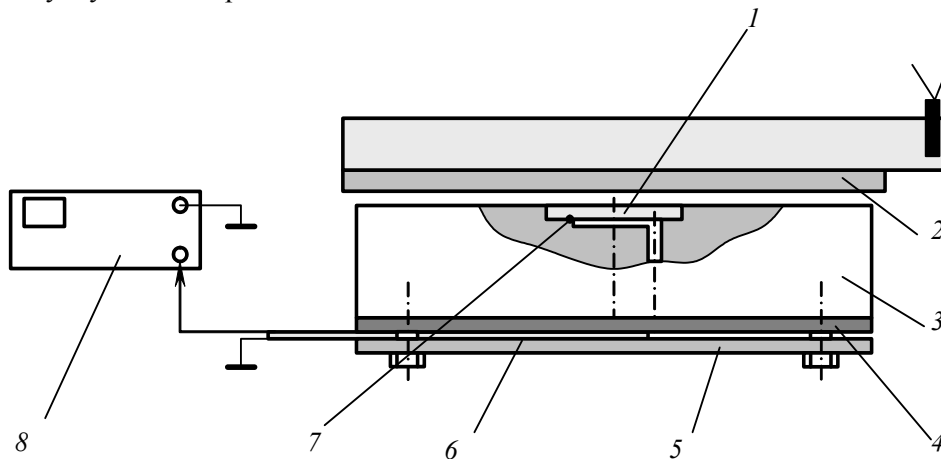


Рис. 4. Схема измерительной установки:

1 – втулка; 2 – металлическая пластинка; 3 – нижняя пластина; 4 – демпфирующая прокладка;
5 – защитная пластина; 6 – экранированный кабель;
7 – спай термопары; 8 – осциллограф С9-8

Затем удаляли слой металла для достижения глубины залегания термопары 1,5 мм от свободной поверхности. Контактные провода термопары через отверстие выводили на внешнюю сторону неподвижной пластины. На неподвижную пластину металлизировали пластинку из алюминиевого сплава толщиной 5 мм. Параметры режима сварки взрывом гарантированно обеспечивали получение расплавов на границе соединения. Для уменьшения вероятности повреждения контактных проводов термопары их помещали в экранированный провод 6, который в свою очередь зафиксирован между демпфирующей прокладкой из резины 4 и стальной пластиной 5. Сигнал термопары через коаксиальный кабель подавали на осциллограф С9-8. Запуск осциллографа осуществляли от блока формирования импульсов через контактный датчик, расположенный на поверхности металлической пластины.

На рис. 5, а показаны экспериментальный и рассчитанный по формуле (4) «истинный» термический цикл. По описанному алгоритму было подобрано начальное одномерное температурное поле, соответствующее «истинному» термическому циклу.

После нахождения температурного поля оказалось возможным определять термические циклы любого сечения сварного соединения (см. рис. 5, б) и температурные поля в любой момент времени (рис. 6).

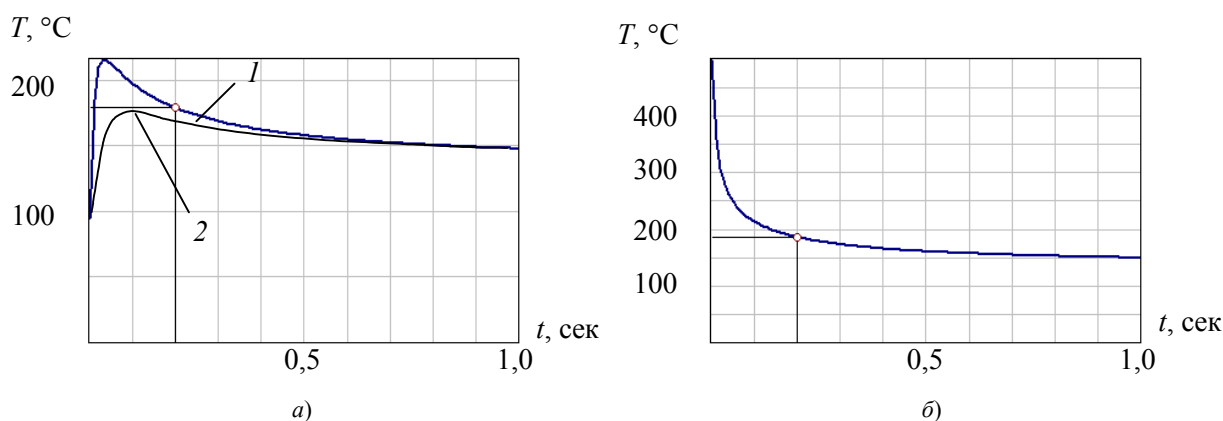


Рис. 5. Экспериментальный и “истинный” термические циклы (а), расчетный термический цикл на расстоянии 0,01 мм от условной границы соединения (б):
 1 – “истинный” ТЦ; 2 – экспериментальный ТЦ

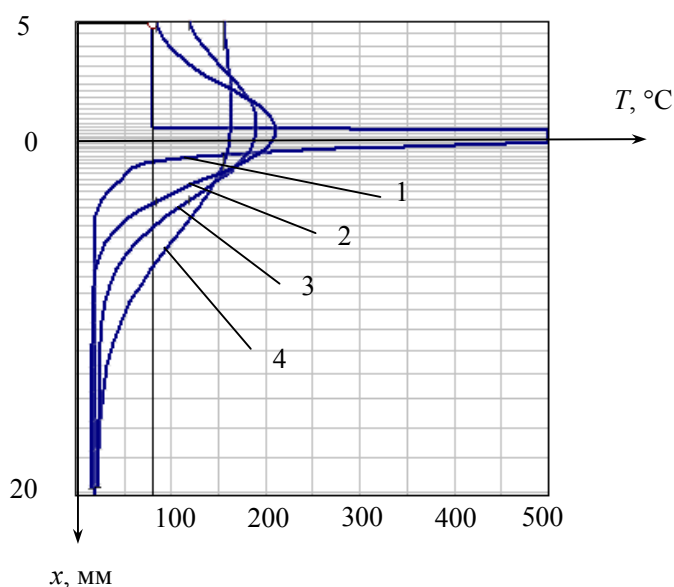


Рис. 6. Температурные поля по сечению заготовки (расчет):
 1 – температурное поле в момент времени $t=0$, соответствующий началу экспериментального термического цикла;
 2 – через 100 мс; 3 – через 200 мс; 4 – через 500 мс.

Выводы

Разработанная и апробированная расчетно-экспериментальная методика позволяет определять термические циклы и строить температурные поля в околошовной зоне свариваемых взрывом пластин, основываясь на экспериментальных данных, полученных с применением локальной термопары.

При этом теоретически обосновано, что при использовании локальной термопары, размещенной в металле околошовной зоне свариваемых пластин, погрешности, связанные с ее инерционностью можно свести к минимуму.

Полученные с помощью созданной методики данные позволяют достоверно оценить тепловую ситуацию в приконтактных слоях соединяемых пластин при сварке взрывом одно- и разнородных композитов, что даст возможность целенаправленного регулирования их конечными свойствами и структурой.

Библиографический список

1. Кудинов, В. М. Сварка взрывом в металлургии / В. М. Кудинов, А. Я. Коротеев – М.: Металлургия, 1978. – 166 с.
2. Захаренко, И. Д. Сварка металлов взрывом. – Мн.: Наука і тэхніка, 1990. – 205 с.
3. Ефремов, В. В. К определению верхней границы области сварки взрывом / В. В. Ефремов, И. Д. Захаренко // Физика горения и взрыва. 1972. – №2. – С. 575-578.

4. Особенности пластического деформирования металла околошовной зоны при сварке взрывом меди с алюминием / А. П. Пеев, С. В. Кузьмин, В. И. Лысак, Е. А. Чугунов // Физика и химия обработки материалов. – 2003. – №1 – С. 71-76.
5. Лыков, А. В. Теория теплопроводности – М.: Высшая школа, 1967. – 599 с.
6. Пеев, А. П. Математическое моделирование тепловых процессов при сварке металлов взрывом / А. П. Пеев, С. В. Кузьмин, В. И. Лысак, С. В. Хаустов // НПСМ – 2004. Сборник тез. докл. науч. конф.- Волгоград 2004 г. С. 172-173.