

УДК 537.634,621.791,621.3.621.7

ОСОБЕННОСТИ МЕТАНИЯ ПЛАСТИН В УСЛОВИЯХ МАГНИТНО-ИМПУЛЬСНОЙ СВАРКИ

А. Г. Анисимов, В. И. Мали

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск
anis@hydro.nsc.ru, mali@hydro.nsc.ru

Магнитно-импульсная сварка отличается от сварки взрывом только источниками энергии для метания пластины: энергия магнитного поля вместо энергии взрыва. При взаимодействии магнитного поля с пластиной существует ряд особенностей, связанных с величиной используемой энергии батареи, со скоростью нагрева до температуры плавления, с возможностью потери формы и развития неустойчивости пластины, которые приводят к ограничениям возможности магнитно-импульсной сварки. Эти ограничения связаны с геометрическими параметрами свариваемых пластин и зазоров между ними, критические значения которых получены в работе. Для метания пластины в экспериментах использовалась конденсаторная батарея. Впервые удалось разработать схему магнитно-импульсной сварки одновременно более двух пластин.

Ключевые слова: ускорение пластин магнитным полем, магнитно-импульсная сварка металлов, неустойчивость.

DOI 10.15372/FGV20180116

ВВЕДЕНИЕ

Сварка при высокоскоростном косом соударении металлических пластин, реализуемая при использовании в качестве источника энергии взрывчатых веществ, получила название сварки взрывом. В ИГиЛ СО РАН исследования сварки взрывом ведутся с 1961 г. и накоплен большой опыт в этой области [1]. Идея применять сильное магнитное поле для ускорения пластин появилась достаточно давно [2–4], в настоящее время данный способ сварки, получивший название магнитно-импульсной сварки (МИС), широко применяется в промышленности, причем за рубежом количество исследований этого способа резко возросло за последние 10–15 лет [5–7]. Преимущества и недостатки МИС очевидны и были отмечены в [4].

По сравнению со сваркой взрывом, процесс МИС легко регулируется в широком диапазоне более точной дозировкой подаваемой энергии, имеет большую производительность, может быть автоматизирован, обладает высокой стабильностью воспроизведения режимов, не требует особых мер безопасности, необходимых при работе с взрывчатыми веществами. Недостатки МИС: ширина зоны соединения ограничена несколькими десятками миллиметров, поэтому МИС нельзя использовать

для больших поверхностей; имеются ограничения по толщине метаемой пластины, давление на которой определяется прочностью и долговечностью индуктора. Особые преимущества МИС имеет при сварке тонких фольг небольшой площади.

МЕТАНИЕ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ТОНКИХ ЛИСТОВ

Из анализа большого количества экспериментальных данных по сварке взрывом можно сделать вывод, что область сварки («окно сварки») определяется двумя величинами: углом соударения пластин и скоростью точки контакта пластин при соударении [1].

Для получения прочной сварки при соударении двух пластин необходимо обеспечить следующие условия: угол соударения пластин должен находиться в некотором диапазоне $\alpha_1 \leq \alpha \leq \alpha_2$, а скорость точки контакта — в диапазоне $v_1 \leq v_c \leq c^*$, где c^* — скорость звука в свариваемом металле. Граничные значения α_1 , α_2 , v_1 зависят от свойств конкретных свариваемых материалов, минимальные значения угла соударения $\alpha_1 \approx 6 \div 10^\circ$, $\alpha_2 \approx 20^\circ$, минимальная скорость точки контакта $v_c \geq 900$ м/с. Исходя из этих представлений для осуществления МИС подбирались соответствующие значения скорости точки контакта и угла соударения пластин.

Следует отметить, что большая часть работ по МИС посвящена сварке осесимметричных образцов из различных материалов [5–7]. Гораздо меньше работ по сварке плоских пластин. Имеется два подхода к плоской сварке [4]. В первом индуктором метается плоская пластина, угол соударения задается начальной установкой пластин [7], во втором — первоначально часть плоской пластины при ускорении изгибается и сварка происходит в области, где углы соударения попадают в «окно сварки» [6, 8–10]. Оба подхода реализуются, как правило, с использованием индукционной схемы метания. Реже применяется контактная схема метания, в которой ускоряемая пластина включена непосредственно в разрядную цепь [11]. В работе [11] продемонстрирована возможность МИС с помощью контактной схемы сварки листов алюминия толщиной $1 \div 1.5$ мм, полученная площадь сварки достигала 25×20 мм. Достоинства данной схемы — простота конструкции, нет необходимости в изготовлении сложного многоразового индуктора; недостатки — возможное влияние контактов на сварку.

Для метания плоских пластин в нашей работе выбрана контактная схема, изображенная на рис. 1. Конденсаторная батарея разряжалась на два параллельных проводника, по которым течет ток в противоположных направлениях. Нижняя пластина служила индуктором и располагалась на массивном основании, а верхняя ускорялась магнитным полем и приваривалась к пластине — мишени, выставленной под таким углом, который обеспечивает попадание в «окно сварки». Зазор между проводниками выбирался минимальным ($0.1 \div 0.2$ мм). В работе [11] исследовалась схема, в которой расстояние между пластинами увеличивалось вдоль пластины (в направлении прохождения тока), что ограничивает длину свариваемых пластин. По нашему мнению, для увеличения длины сварки удобнее задавать угол в направлении, перпендикулярном току. При использо-

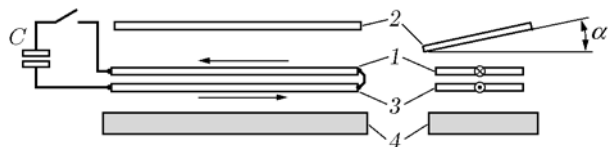


Рис. 1. Контактная схема сварки:

1, 2 — свариваемые пластины (1 — метаемая),
3 — пластина-индуктор, 4 — опора

вании данного способа ускорения не требуется изготовления сложного индуктора, недостатком является наличие краевых эффектов.

ПОСТАНОВКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В качестве источника питания использовалась конденсаторная батарея емкостью $(1.7 \div 3.4) \cdot 10^{-3}$ Ф, напряжение до 5 кВ, индуктивность батареи и подводящих кабелей не превышала 40 нГ. Для запуска разряда батареи применялся твердотельный разрядник. В конденсаторной батарее запасалось до 40 кДж энергии. Ток разряда в эксперименте регистрировался индуктивным датчиком. По зависимости величины квадрата тока от времени, в пренебрежении краевыми эффектами, оценивались магнитное давление, скорость метаемой пластины и пройденное пластиной расстояние. Эти зависимости позволяли в последующих экспериментах, выбирая расстояние между метаемой пластиной и мишенью, задавать скорость соударения пластин.

По контактной схеме рис. 1 были подобраны режимы и проведены эксперименты по сварке медных пластин толщиной от 0.2 до 1 мм. При исходных размерах пластин 30×150 мм получена качественная сварка на площади $(20 \div 25) \times 130$ мм. Отставание краев ускоряемой пластины и нарушение условий сварки происходят, по нашему мнению, из-за неоднородности магнитного давления по ширине метаемой пластины.

По схеме, приведенной на рис. 2,а, удалось получить сварку четырех пластин: Cu (0.5 мм) — Ni (0.2 мм) — Cu (0.1 мм) — сталь Ст.3 (2 мм) площадью примерно $(20 \div 25) \times 130$ мм. Пластины никеля и меди располагали между неподвижным стальным основанием и метаемой медной пластиной под соответствующими углами и с такими зазорами, которые позволяли разогнать пластины до необходимых для сварки скоростей, рассчитанных по теории неупругих соударений. Поперечный шлиф этого четырехслойного образца с характерными волнообразными границами соединений представлен на рис. 2,б.

По аналогичной схеме сварки приварены тонкие слои титана (ВТ1-0) толщиной 0.2 мм, тантала (ТВЧ) толщиной 0.2 мм, меди (М1) толщиной 0.1 мм к 5-миллиметровому неподвижному слою жаропрочного никелевого сплава ХН73МБТЮ-ВД (по массе, %: Al —

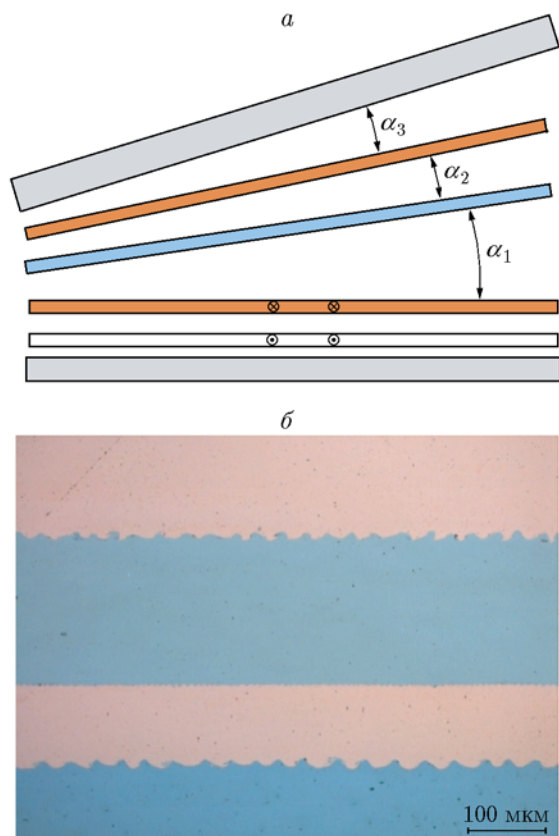


Рис. 2. Схема сварки четырех пластин (а). Поперечный шлиф четырехслойного образца Cu—Ni—Cu—сталь Ст.3 (б)

1.95; Si — 0.32; Ti — 2.84; Cr — 14.84; Fe — 0.54; Nb — 2.31; Mo — 3.96; Ni — остальное).

Поскольку физико-химические свойства тантала и ниобия близки, в указанном выше композите тантал был заменен более дешевым ниобием. На пластину никелевого сплава ХН73МБТЮ-ВД толщиной 5 мм, который использовался в качестве основы, были одновременно приварены методом МИС фольги из меди М1 толщиной 0.1 мм, ниобия НБ толщиной 0.1 мм и титана ВТ1-0 толщиной 0.2 мм.

Проведенный металлографический анализ сваренных методом МИС образцов показал идентичность микроструктур и волнообразных границ соединения микроструктурам и волнообразным границам соединения, соответствующим образцу, полученному сваркой взрывом [12]. Такое сходство структур и характера течений на границах соединения позволяет утверждать близость прочностных свойств образцов, полученных МИС и сваркой взрывом. В [12] установлено, что прочность компо-

зита сравнима с прочностью титанового сплава ВТ1-0, а разрушение в большинстве случаев происходило по наименее прочному компоненту композита — медной пластине, прочность которой значительно увеличилась за счет наклепа и легирования в процессе сварки взрывом.

ОЦЕНКА МИНИМАЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ МЕТАЕМЫХ ПЛАСТИН

Очевидно, что температура метаемой пластины не должна превышать температуру плавления. Известно [13], что при прохождении импульсного тока через проводник температура достигает температуры плавления при значении интеграла плотности тока $J(t) = \int j^2 dt$ (j — плотность тока), равного критическому значению плотности тока J_{cr} . С другой стороны, интеграл тока легко связать со скоростью $v = \frac{h_0}{2\mu_0\rho} J(t)$, до которой ускоряется пластина, здесь h_0 — толщина пластины, ρ — плотность материала, μ_0 — вязкость. Оценки показали, что при $v = 200$ м/с (скорость, близкая к нижней границе области сварки) медная пластина нагревается до температуры плавления при толщине 30 мкм, алюминиевая — при толщине 20 мкм.

Первые эксперименты показали, что первоначально плоский проводник в процессе ускорения искривляется, что может нарушить условия сварки при соударении с покоящейся пластиной. Причины этого следующие.

(а) Неоднородность давления магнитного поля на поверхности ускоряемого проводника.

Действие компоненты x магнитного поля B_x от тока в пластине-индукторе на ток в метаемой пластине создает ускоряющую силу f_z (рис. 3,а). На рис. 3,б представлено распределение магнитного поля B_x , создаваемого однородным током в неподвижной пластине, по ширине ускоряемой пластины в зависимости от зазора z_0 между ними.

В расчетах предполагалась однородная плотность тока по сечению проводника. Это предположение выполняется при толщине электрического скин-слоя, превышающей толщину проводника. В этом случае можно пренебречь эффектами скинирования и «эффектом близости» [12].

При минимальном зазоре ($z_0 = 0.15$ мм) поле незначительно отличается от поля бесконечной плоскости с постоянной плотностью

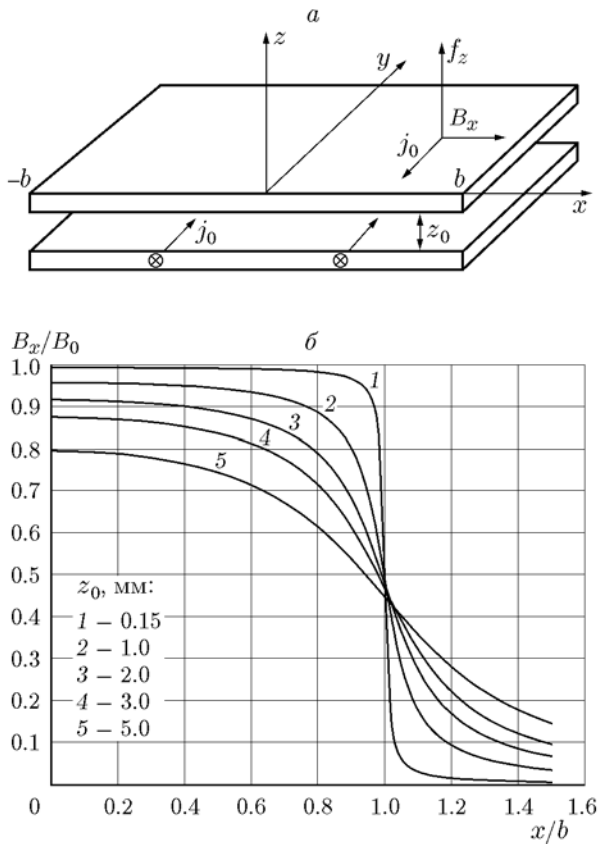


Рис. 3. Схема ускорения (а) и распределение магнитного поля по ширине ускоряемой пластины в зависимости от зазора между пластинами (б):

b — полуширина пластины, z_0 — зазор между пластинами, j_0 — плотность тока в пластинах, B_x — компонента x индукции магнитного поля, создаваемого нижней пластиной, F_z — давление магнитного поля, ускоряющего верхнюю пластину, B_0 — поле, создаваемое бесконечной пластиной с однородной плотностью тока

тока практически на всей ширине пластины. На краях пластины, на расстоянии порядка величины зазора, поле и магнитная сила падают в два раза. При увеличении зазора между пластинами поле уменьшается и увеличивается его неоднородность. Изменяя размеры и геометрию проводников, можно получить более однородное распределение магнитного поля, действующего на ускоряемую пластину.

(б) Развитие неустойчивости тонкого проводника.

При взаимодействии тока в пластине с компонентой z собственного магнитного поля возникает сжимающая проводник сила («пинч»-эффект) (схема аналогична приведен-



Рис. 4. Потеря устойчивости при сжатии медного проводника собственным магнитным полем

ной на рис. 3,а, только рассматривается одна верхняя пластина). В случае тонких проводников это приводит к потере устойчивости и гофрированию метаемой пластины (рис. 4).

Для оценки критической длины волны и характерного времени развития неустойчивости рассмотрим простую модель с постоянной сжимающей силой, действующей в направлении x на единицу длины пластины: $T(x) = T_0 = \text{const}$.

С учетом сил упругости уравнение для $\eta(x, t)$ — отклонения пластины от положения равновесия — можно записать следующим образом:

$$\rho h_0 \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = T_0 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - EI \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4}. \quad (1)$$

Здесь E — модуль Юнга материала пластины, I — момент инерции пластины (для прямоугольного сечения пластины $I = h_0^3/12$). Рассматривая возмущение пластины в виде

$$\eta(x, t) = \eta_0 \exp(-i\omega t) \cos(kx)$$

и подставляя его в уравнение (1), получим дисперсионное соотношение для частоты

$$\omega^2 = -\frac{T_0}{\rho h_0} k^2 + \frac{E h_0^3}{12 \rho h_0} k^4$$

(k — волновой вектор). Возмущение будет неустойчиво при условии

$$\lambda = \frac{2\pi}{k} > 2\pi \sqrt{\frac{Eh_0^3}{12T_0}}. \quad (2)$$

Скорость роста возмущения будет максимальной при длине волны

$$\lambda_{\max} = 2\pi \sqrt{\frac{Eh_0^3}{6T_0}}. \quad (3)$$

Характерное время развития такого возмущения

$$\tau_{\max} = \frac{h_0^2}{T_0} \sqrt{\frac{\rho E}{3}}. \quad (4)$$

Реально сжимающая сила зависит от ширины пластины. Например, в предположении постоянной плотности тока можно получить выражение для сжимающей силы

$$T(x) = \frac{\mu_0}{2\pi} \left(\frac{I}{2b} \right)^2 bF\left(\frac{x}{b}\right),$$

где $F(x/b)$ — функция, зависящая только от x/b , которую при указанном предположении легко рассчитать и вид которой приведен на рис. 5 (сплошная линия). Следует отметить значительное изменение $F(x)$ на краях пластины и более слабое изменение в центральной части. Из формул (2), (3) следует, что критическая длина волны и длина волны возмущения

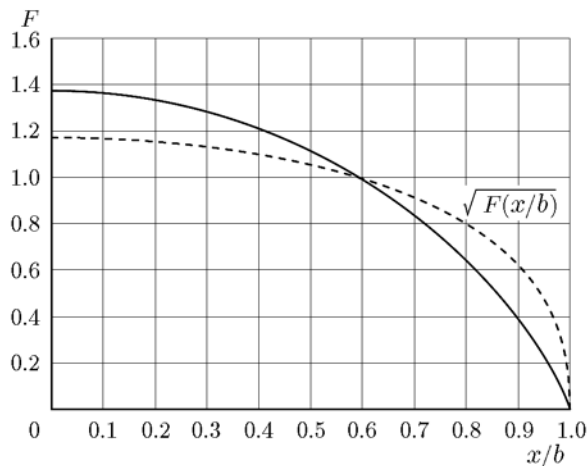


Рис. 5. Зависимость функции $F(x/b)$ от ширины пластины, рассчитанной для однородного распределения плотности тока

с максимальной скоростью роста характерного времени пропорциональны $\sqrt{F(x/b)}$ (штриховая линия на рис. 5). Незначительное изменение рассматриваемой функции в центральной части образца может служить обоснованием использования модели с постоянной сжимающей силой. Подтверждением этому является экспериментально наблюдаемое постоянство длин волн в гофрах метаемой пластины (см. рис. 4) после сжатия магнитным полем.

Для экспериментального исследования развития неустойчивости тонкой фольги при прохождении импульса электрического тока была проведена следующая серия экспериментов. Ток разряда конденсаторной батареи проходил через медную фольгу размером $150 \times 30 \times 0.1$ мм. Обратный токопровод был организован так, чтобы минимизировать влияние магнитного поля на исследуемую фольгу. Образцы фольги после эксперимента имели вид, представленный на рис. 4: в средней части наблюдались гофры с примерно постоянной длиной волны, а по краям образца находились плоские участки. Количество и высота гофр зависели от силы тока.

На рис. 6 приведены зависимости длин волн возмущений с максимальной скоростью роста, полученной по формуле (3), от величины тока (кривая 1). Знаком «+» (3) обо-

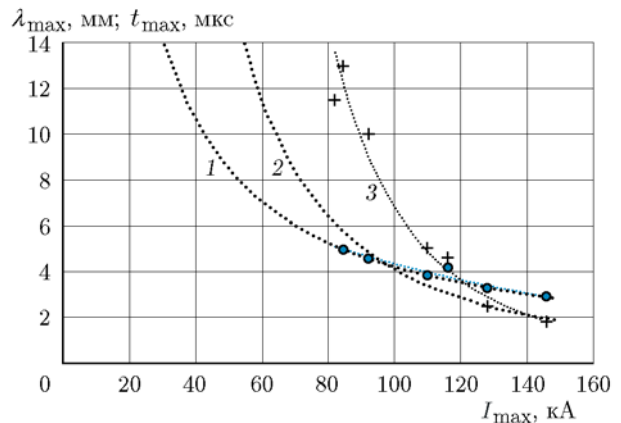


Рис. 6. Зависимость длины волн возмущения с максимальной скоростью роста, полученной по формуле (3), от величины максимального тока в разряде (кружки, кривая 1); рассчитанные по формуле (4) характерные времена развития возмущений с максимальной скоростью роста (кривая 2), а также экспериментальные значения длины волн неустойчивости (+, кривая 3)

значены экспериментальные значения длины волн неустойчивости (определялись по размерам гофр, значение тока принималось равным максимальному току в разряде). На рисунке представлены также рассчитанные по формуле (4) характерные времена роста неустойчивости (кривая 2). Видно, что время развития неустойчивости меньше времени разряда. Модель дает неплохое совпадение для коротких длин волн ($\lambda \ll b$) и расхождение более чем в два раза для волн длиной $\lambda \approx b$. Модель не учитывает, что ток и температура образца изменяются во времени и нагревание образца может привести к уменьшению модуля Юнга и изменению наклона экспериментальной кривой. Тем не менее мы считаем, что данную модель можно использовать в первом приближении для оценок границ устойчивости и характерных времен развития неустойчивости.

При минимальном зазоре между пластинами компонента собственного магнитного поля, сжимающего проводник, практически компенсируется полем неподвижного проводника. При увеличении зазора между пластинами сжимающее напряжение растет. Для уменьшения влияния этого эффекта необходимо уменьшать путь ускорения либо, выбирая геометрические размеры проводников, уменьшать сжимающее напряжение.

ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОЙ ДЛИНЫ МЕТАЕМОГО ПРОВОДНИКА

При электромагнитном ускорении проводника давление на метаемый элемент передается мгновенно (со скоростью распространения электромагнитного поля), поэтому ускорение сообщается всей метаемой пластине. Длина пластины ограничена индуктивностью сборки. ЭДС индукции можно записать следующим образом:

$$\varepsilon = -\frac{d\Phi}{dt} = -L\frac{dI}{dt} - I\frac{dL}{dt},$$

где Φ — магнитный поток, L — индуктивность, I — полный ток. Оценим второе слагаемое $I\frac{dL}{dt} = \mu_0 \frac{I}{b} Xv$ для конкретного случая: $I = 300$ кА, ширина пластины $b = 30$ мм, зазор между пластинами 0.2 мм, длина пластины $X = 1$ м, скорость пластины 300 м/с. Получено значение около $4 \cdot 10^3$ В. Эта оценка показывает, что при помощи батареи с напряжением 5 кВ можно ускорять пластины длиной ≤ 1 м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследовалась возможность электроимпульсной сварки плоских тонких образцов различных материалов по схеме, когда ток проходит непосредственно через ускоряемую платину. Отмечено влияние неоднородности магнитного поля на ускорение и потерю устойчивости метаемой пластины. Приведены оценки геометрических размеров ускоряемого проводника для осуществления МИС. Экспериментально обнаружено, что, в отличие от сварки взрывом, метание тонких пластин в условиях МИС может приводить к образованию гофр. Получена сварка биметаллов: Cu—Cu, Cu—Ст.3. Впервые получена одно-временная сварка многослойного пакета пластин: Cu—Ni—Cu—Ст.3, титан — тантал — медь — жаропрочный никелевый сплав, титан — ниобий — медь — жаропрочный никелевый сплав. Характерное волнообразование на границах соединения и особенности структур позволяют сделать заключение о близости прочностных свойств композитных образцов, полученных МИС и сваркой взрывом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. — Новосибирск: Наука, 1972.
2. Броудер Д. Ф. Пат. США № 3126937. — 1964.
3. Лысенко Д. Н., Ермолаев В. В., Дудин А. А. Способ холодной сварки: А. с. № 226393 от 14.10.1965.
4. Дудин А. А. Магнитно-импульсная сварка металлов. — М.: Металлургия, 1979.
5. Демичев В. Ф. Использование сильных импульсных полей для сварки металлов // Атом. энергия. — 1992 — Т. 73, вып. 4. — С. 278–404.
6. Полещук М. А., Матвеев И. В., Бовкун В. А. Области применения магнитно-импульсной сварки (обзор) // Автомат. сварка. — 2012. — № 4. — С. 47–52.
7. Kapil A. Sharma magnetic pulse welding: An efficient and environmentally friendly multi-material joining technique // J. Cleaner Production. — 2015. — V. 100. — P. 35–38.
8. Анисимов А. Г., Мали В. И. Магнитно-импульсная сварка пластин разнородных металлов // Металловедение и современные разработки в области технологий литья, деформации и термической обработки легких сплавов (посвящается 120-летию со дня рождения профессора, д.т.н. И. Ф. Колобнева), 18.05.2016: науч.-техн. конф. — <http://conf.viam.ru/conf/203/proceedings>.

9. **Aizawa T., Kashani M., Okagawa K.** Application of magnetic pulse welding for aluminum alloys and SPCC steel sheet joints // *Weld J.* — 2007. — V. 86. — P. 119–124.
10. **Kwee I., Psyk V., Faes K.** Effect of the Welding parameters on the structural and mechanical properties of aluminium and copper sheet joints by electromagnetic pulse welding // *World J. Eng. Technol.* — 2016. — V. 4. — P. 538–561. — <http://www.scirp.org/journal/wjet>.
11. **Казеев М. Н., Койдан В. С., Козлов В. Ф., Толстов Ю. С.** Исследование магнитно-импульсной сварки в плоской геометрии // *ПМТФ.* — 2013. — Т. 54, № 6. — С. 38–44.
12. **Cherepanov A. N., Mali V. I., Maliutina Iu. N., Orishich A. M., Malikov A. G., Drozdov V. O.** Laser welding of stainless steel to titanium using explosively welded composite inserts // *Intern. J. Adv. Manufacturing Technol.* — 2017. — V. 90, iss. 9. — P. 3037–3043.
13. **Кнопфель Г.** Сверхсильные магнитные поля. — М.: Мир, 1972.

*Поступила в редакцию 4/II 2017 г.,
в окончательном варианте — 8/VI 2017 г.*
