

УДК 621.791.72

А. А. Дружинина, В. Д. Лаптенко, А. В. Мурыгин, Ю. Н. Серегин

МЕТОД КОНТРОЛЯ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ СВАРКЕ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ИЗ ЗОНЫ ОБРАБОТКИ

Предложен метод контроля влияния магнитных полей, действующих на электронный луч в процессе электронно-лучевой сварки. Разработана математическая модель коллимированного рентгеновского датчика контроля влияния магнитных полей.

Ключевые слова: электронно-лучевая сварка, магнитное поле, рентгеновское излучение.

Одной из главных причин отклонения электронного пучка от стыка при электронно-лучевой сварке (ЭЛС) ферромагнитных материалов является влияние магнитных полей. Магнитные поля в большинстве случаев обусловлены остаточной намагниченностью свариваемых деталей, которая формируется в ферромагнитных материалах при обработке и подготовке к сварке. Наибольшую опасность представляет намагниченность, направленная вдоль линии сварки, поскольку луч в данном случае отклоняется поперек линии стыка [1].

Существующие способы уменьшения влияния магнитных полей такие, как предварительное размагничивание и экранирование электронного пучка, являются трудоемкими и дорогостоящими либо снижают возможность наблюдения за процессом сварки. Поэтому актуальной является задача разработки методов контроля влияния на электронный луч магнитных полей и их компенсации в процессе электронно-лучевой сварки.

Наиболее приемлемым способом защиты пучка электронов от магнитного поля является его компенсация в зоне сварки. Для этого измеряется продольная составляющая магнитного поля в пространстве между пушкой и свариваемым изделием и с помощью электромагнитных катушек осуществляется его компенсация [2].

В работе [3] предложен способ контроля влияния магнитных помех на электронный луч коллимированным рентгеновским датчиком, ориентированным вдоль стыка свариваемых деталей, при котором луч на короткое время (2 мс) выводят из сварочной ванны и перемещают по поверхности изделия поперек стыка, по возникающему рентгеновскому излучению определяют время прохождения луча в зоне обзора рентгеновского датчика, по которому судят об отклонении электронного луча, обусловленном магнитными помехами, а компенсацию влияния магнитных полей осуществляют с помощью компенсационных катушек магнитного поля, установленных вдоль оси луча. Недостатком данного способа является необходимость периодического кратковременного прекращения сварки и вывода электронного луча из сварочной ванны.

Исходя из потребностей производства и учитывая достигнутый технический уровень систем контроля и компенсации магнитных полей, в данной работе решались задачи разработки математической модели

коллимированного рентгеновского датчика и метода контроля влияния магнитных помех, действующих на электронный луч в процессе ЭЛС.

При взаимодействии электронного пучка с обрабатываемым материалом электроны в результате торможения теряют свою энергию. Этот процесс сопровождается возбуждением рентгеновского излучения, локализованного в месте взаимодействия электронного пучка с обрабатываемым материалом.

Возможность контролировать влияние магнитных помех на электронный луч при ЭЛС по рентгеновскому излучению из зоны торможения электронов основана на том, что интенсивность рентгеновского излучения зависит от площади поверхности, через которую проходит поток излучения. Отклонение луча, обусловленное действием магнитных полей, от оси электронной пушки вызовет уменьшение доли рентгеновского излучения, прошедшего через площадь кристалла датчика, а следовательно, и интенсивности рентгеновского излучения, измеренной датчиком.

Рентгеновский датчик контроля влияния магнитных полей содержит рентгеновский детектор и коллиматор, представляющий щелевую бленду, ограничивающую зону обзора датчика и выполненную из материала, поглощающего рентгеновское излучение.

Коллимированный датчик РД ориентируется таким образом, чтобы проекция 2 коллимационного отверстия, представляющего собой полосу, была направлена вдоль стыка 1 свариваемых деталей и его ось находилась в одной плоскости с оптической осью электронно-лучевой пушки ЭЛП и стыком (рис. 1). В этом случае контролируется смещение электронного пучка относительно оптической оси пушки.

В результате взаимодействия пучка электронов с обрабатываемым материалом возникает тормозное рентгеновское излучение. Интенсивность рентгеновского излучения от поверхности свариваемого изделия можно определить из следующего выражения [4]:

$$I_d = k k_1 k_2 I_n Z U_0^2, \quad (1)$$

где $k = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ В}^{-1}$ – коэффициент пропорциональности [3]; k_1 – коэффициент, учитывающий пространственную ориентацию датчика; k_2 – коэффициент, учитывающий длину пробега электронов в материале изделия; I_n – ток электронного пучка; Z – атомный номер материала свариваемого изделия; U_0 – ускоряющее напряжение.

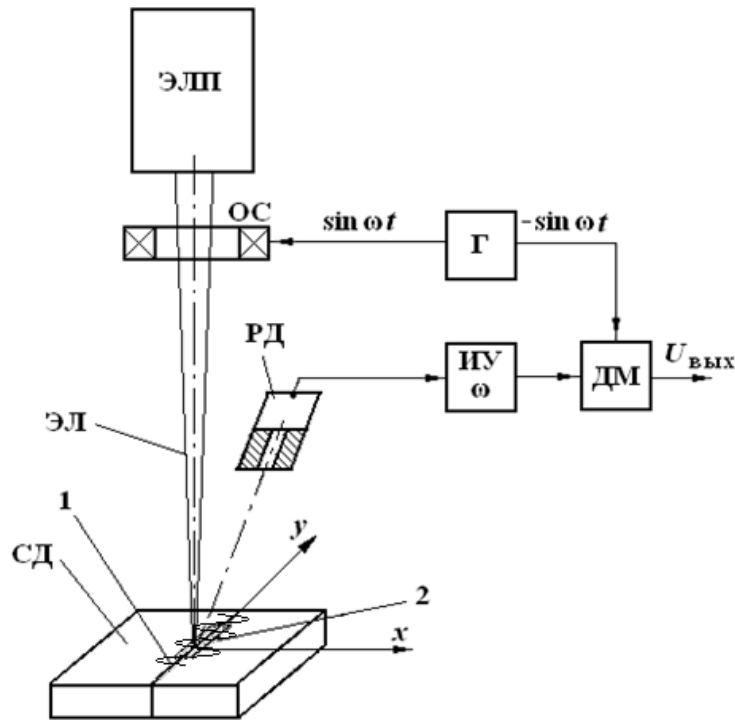


Рис. 1. Схема метода измерения влияния магнитных полей на электронный луч с помощью рентгеновского датчика:

ЭЛП – электронно-лучевая пушка; ЭЛ – электронный луч; СД – свариваемые детали; ОС – отклоняющая система; РД – коллимированный рентгеновский датчик; Г – генератор; ИУ – избирательный усилитель; ДМ – демодулятор; 1 – стык свариваемых деталей; 2 – проекция коллиматора

Учитывая, что плотность тока электронного пучка распределяется по поверхности детали неравномерно, выражение (1) можно записать в виде

$$I_d = kk_1 U_0^2 Z I_n \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_d(x, y) j_n(x, y) dx dy, \quad (2)$$

где $f_d(x, y)$ – функция обзора рентгеновского датчика; $j_n(x, y)$ – нормированное распределение плотности тока пучка на поверхности детали в координатах x, y , причем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} j_n(x, y) dx dy = 1.$$

Ряд исследований показали, что нормированная плотность тока электронного пучка с достаточной мерой точности описывается нормальным законом распределения [5; 6; 7]:

$$j_n(x, y) = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x - \varepsilon_x)^2}{2\sigma_x^2}\right) \times \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(y - \varepsilon_y)^2}{2\sigma_y^2}\right), \quad (3)$$

где σ_x, σ_y – среднеквадратические отклонения электронов от оси пучка по соответствующим осям; $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ – положение оси пучка в координатах x и y .

Так как щель коллиматора ориентирована вдоль оси y (рис. 1), то функция обзора рентгеновского датчика не зависит от y , т. е.

$$f_d(x, y) = f_d(x).$$

Предположим, что распределение плотности тока является независимым:

$$j_n(x, y) = j_n(x) j_n(y).$$

В этом случае плотность тока пучка вдоль оси y

$$\int_{-\infty}^{\infty} j_n(y) dy = 1,$$

и выражение (2) примет следующий вид:

$$I_d = kk_1 U_0^2 Z I_n \int_{-\infty}^{\infty} f_d(x) j_n(x) dx \quad (4)$$

или

$$I_d = kk_1 U_0^2 Z I_n \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \times \int_{-\infty}^{\infty} f_d(x) \exp\left(-\frac{(x - \varepsilon_x)^2}{2\sigma_x^2}\right) dx. \quad (5)$$

Если обозначить l_1 – длина коллимационного канала; l_2 – расстояние от коллиматора до поверхности детали (рис. 2), то функция зоны обзора коллиматора рентгеновского датчика (рис. 3) будет иметь вид

$$f_d(x) = \begin{cases} 0, & \text{при } x < -\frac{l_2}{l_1}h - \frac{h}{2}, \\ \frac{l_1}{l_2}x + \left(1 + \frac{l_1}{2l_2}\right), & \text{при } -\frac{h}{2} - \frac{l_2}{l_1}h \leq x < -\frac{h}{2}, \\ 1, & \text{при } -\frac{h}{2} \leq x \leq \frac{h}{2}, \\ -\frac{l_1}{l_2}x + \left(1 + \frac{l_1}{2l_2}\right), & \text{при } \frac{h}{2} < x \leq \frac{h}{2} + \frac{l_2}{l_1}h, \\ 0, & \text{при } x > \frac{h}{2} + \frac{l_2}{l_1}h, \end{cases} \quad (6)$$

где h – ширина щели коллиматора рентгеновского датчика.

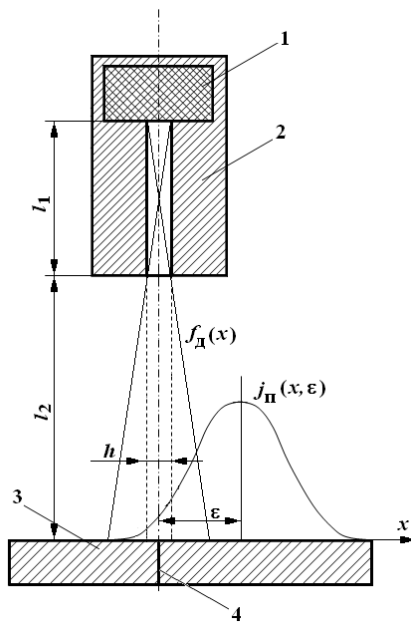


Рис. 2. Схема размещения рентгеновского датчика: 1 – рентгеновский детектор; 2 – коллиматор; 3 – свариваемое изделие; 4 – стык свариваемых деталей

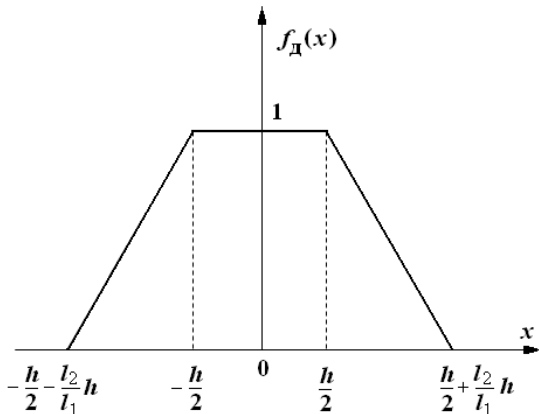


Рис. 3. Функция зоны обзора коллиматора рентгеновского датчика

Интенсивность рентгеновского излучения в этом случае определяется выражением

$$I_d = kk_1 U_0^2 Z I_n \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \left(\int_{-\frac{h}{2} - \frac{l_2}{l_1}h}^{\frac{h}{2}} \left(\frac{l_1}{l_2}x + 1 + \frac{l_1}{2l_2} \right) \times \exp\left(-\frac{(x-\epsilon_x)^2}{2\sigma_x^2}\right) dx + \int_{\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2} + \frac{l_2}{l_1}h} \left(-\frac{l_1}{l_2}x + 1 + \frac{l_1}{2l_2} \right) \exp\left(-\frac{(x-\epsilon_x)^2}{2\sigma_x^2}\right) dx \right) \quad (7)$$

По выражению (7) рассчитаны нормированные статические характеристики в зависимости рентгеновского излучения от смещения пучка электронов от оптической оси электронно-лучевой пушки, вызванного действием магнитных полей. Нормирование производилось делением полученных из выражения (7) значений на $kk_1 U_0^2 Z I_n$. Расчеты проводились при длине коллимационного канала $l_1 = 10$ мм и расстоянии от коллиматора до поверхности детали $l_2 = 15$ мм. Величина σ_x определена из выражения эффективного диаметра для нормального нормированного распределения [2]:

$$d = \sigma_x \sqrt{2\pi}. \quad (8)$$

Приняв $d = 0,8$ мм, получим

$$\sigma_x = \frac{d}{\sqrt{2\pi}} = 0,32.$$

Интенсивность рентгеновского излучения зависит от положения луча относительно оптической оси электронно-лучевой пушки для различных значений ширины коллиматора рентгеновского датчика (рис. 4). Из этих характеристик видно, что интенсивность рентгеновского излучения максимальна при совмещении электронного луча с оптической осью пушки.

При увеличении ширины коллимационного отверстия датчика интенсивность рентгеновского излучения увеличивается до своего максимального значения, при достижении которого дальнейшее увеличение ширины коллиматора будет приводить к снижению чувствительности датчика. Пригодной для контроля влияния магнитных полей на электронный луч является ширина коллимационного отверстия, обеспечивающая 60–80 % максимальной интенсивности рентгеновского излучения. Этому условию удовлетворяет значение $h = 0,3$ мм.

Для реализации метода синхронного детектирования придадим гармонические колебания параметру ϵ_x в соответствии с выражением

$$\epsilon_x = \epsilon_0 + \epsilon_m \sin \omega t, \quad (9)$$

где ϵ_0 – рассогласование положений пучка и оптической оси электронно-лучевой пушки; ϵ_m – амплитуда сканирования пучка поперек стыка; $\omega = 2\pi/T$ – частота

сканирования поперек стыка (T – период сканирования).

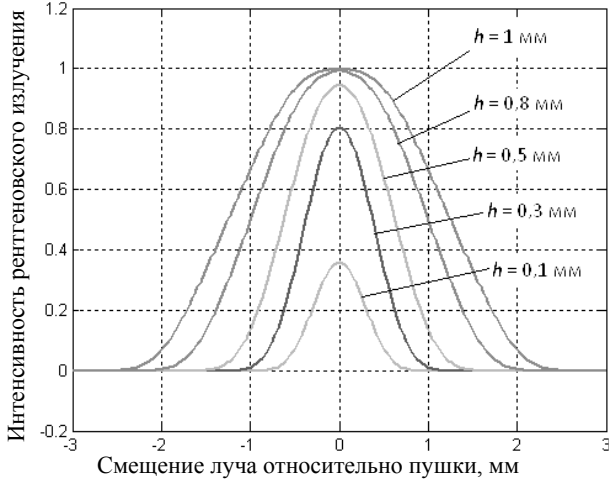


Рис. 4. Зависимость интенсивности рентгеновского излучения от положения луча относительно оптической оси электронной пушки

В этом выражении для простоты начальная фаза гармонической составляющей принята равной нулю, что не оказывает влияния на полученные результаты.

Выражение (5) с учетом (9) будет иметь вид

$$I_d = kk_1 U_0^2 Z I_{II} \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \times \int_{-\infty}^{\infty} f_d(x) \exp\left(-\frac{(x - \varepsilon_0 - \varepsilon_m \sin \omega t)^2}{2\sigma_x^2}\right) dx. \quad (10)$$

Изменение интенсивности рентгеновского излучения во времени можно представить в виде кратного ряда Фурье [8]:

$$I_d(\omega t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{jn\omega t}, \quad (11)$$

где C_n – коэффициенты ряда Фурье.

Для упрощения расчетов примем период сканирования $T = 2\pi$, тогда, с учетом того, что $\omega = 2\pi/T = 2\pi/2\pi = 1$, формула (11) примет вид

$$I_d(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n e^{jnt}, \quad (12)$$

где коэффициенты ряда Фурье определяются формулой

$$C_n = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_d(t) e^{-jnt} dt \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots). \quad (13)$$

С учетом выражения (10), получим

$$C_n = \frac{1}{2\pi} kk_1 U_0^2 Z I_{II} \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \times \int_{-\pi}^{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_d(x) \exp\left(-\frac{(x - \varepsilon_0 - \varepsilon_m \sin t)^2}{2\sigma_x^2}\right) dx \cdot e^{-jnt} dt. \quad (14)$$

Соотношения (12) и (14) выражают математическую модель рентгеновского датчика как элемента, обладающего частотным спектром выходного сигнала при наличии периодического сигнала сканирования электронного пучка. Математическая модель позволяет выявить составляющие сигнала датчика с частотами, кратными частоте сканирования.

В тригонометрической форме ряд (12) будет иметь вид

$$I_d(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nt + b_n \sin nt), \quad (15)$$

где коэффициенты ряда определяются выражениями:

$$a_0 = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_d(t) dt, \quad (16)$$

$$a_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_d(t) \cos ntdt, \quad (17)$$

$$b_n = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} I_d(t) \sin ntdt. \quad (18)$$

В этом случае

$$C_n = \frac{a_n - jb_n}{2}.$$

Согласно выражениям (16)–(18) видим, что интенсивность рентгеновского излучения можно представить суммой постоянной составляющей (16) и гармонических составляющих (17), (18).

Если сканирование отсутствует, т. е. $\omega = 0$, то ряды (12), (15) вырождаются в соотношение (5).

Нечетные и четные гармоники зависят от положения электронного луча относительно оптической оси пушки (рис. 5, 6). Расчет соответствующих гармоник производился по формулам (17) и (18) с учетом формул (6) и (10).

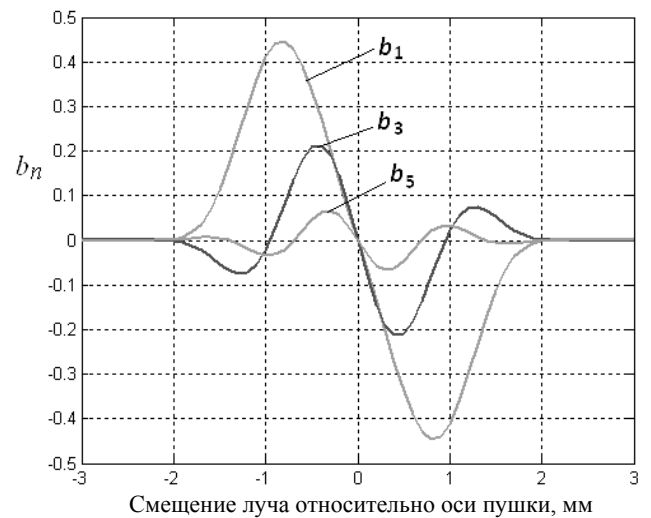


Рис. 5. Зависимость $b_n(\varepsilon_0)$ при $\varepsilon_m = 1$

Из указанных характеристик видно, что наиболее подходящей для контроля влияния магнитных полей

на электронный луч является первая гармоника b_1 (рис. 5), имеющая наибольшую амплитуду и однозначность фазы в зависимости от направления действия магнитных полей.

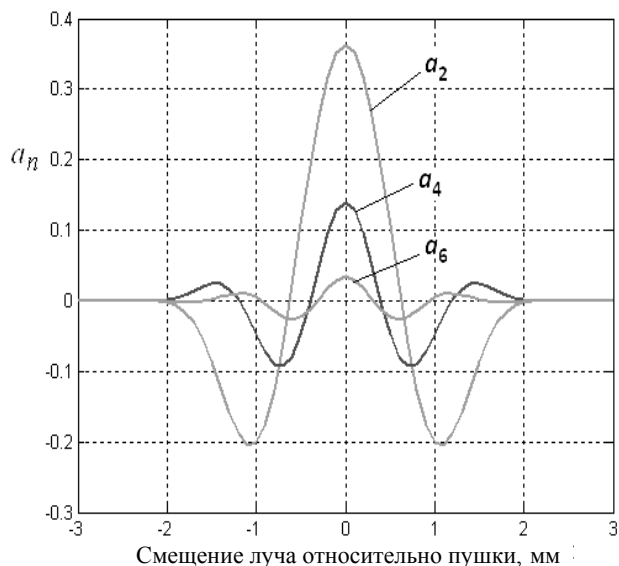


Рис. 6. Зависимость $a_n(\epsilon_0)$ при $\epsilon_m = 1$

Амплитуды четных гармоник a_n (рис. 6) с частотами, кратными 2ω , максимальны при $\epsilon_0 = 0$. Амплитуды четных гармоник с частотами, кратными частоте сканирования ω , равны нулю. Наибольшую амплитуду и пригодность для целей контроля и управления процессом ЭЛС имеет вторая гармоника с частотой 2ω .

Амплитуда выходного сигнала датчика зависит от амплитуды сканирования луча ϵ_m . Для определения оптимального значения ϵ_m , обеспечивающего максимальную амплитуду выходного сигнала, были построены зависимости амплитуды первой гармоники b_1 от смещения луча относительно оптической оси электронной пушки, вызванного действием магнитных полей, при различных значениях амплитуды сканирования ϵ_m (рис. 7).

Здесь видим, что максимальная амплитуда первой гармоники выходного сигнала рентгеновского датчика соответствует амплитуде сканирования $\epsilon_m = 0,7$ мм.

Таким образом, предложен метод контроля и компенсации влияния магнитных полей на положение электронного пучка относительно геометрической оси электронно-лучевой пушки.

В соответствии с разработанной математической моделью рентгеновского датчика первая гармоника частоты сканирования позволяет определять отклонение электронного пучка от оси электронно-лучевой пушки. Амплитуда второй гармоники пропорциональна чувствительности измерительного преобразователя и может быть использована для стабилизации коэффициента усиления системы компенсации влияния магнитных помех.

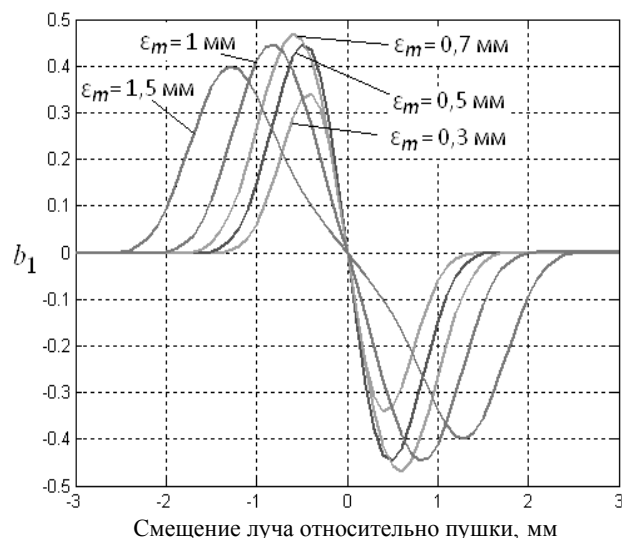


Рис. 7. Зависимости $b_1(\epsilon_0)$ при различных значениях амплитуды сканирования ϵ_m

Библиографические ссылки

1. Драгунов В. К., Гончаров А. Л., Слива А. П. Пространственные параметры электронного пучка при взаимодействии с намагниченной мишенью // Сварочное производство. 2008. № 12. С. 20–24.
2. Управление электронно-лучевой сваркой / В. Д. Лаптенко, А. В. Мурыгин, Ю. Н. Серегин, В. Я. Браверман; Сиб. аэрокосмич. акад. Красноярск, 2000.
3. Automatische Steuerung des Elektronenstrahlschweißprozesses mit Schweißzusatz in Abhängigkeit von der Werkstückabmessung und magnetischen Storfeldern / P. Anderl, C. Monk, W. Paul, K. Steigerwald / DVS-Berichte 63/ Steigerwald Strahltechnik GmbH Puchheim. München, 1963. P. 3–10.
4. Рентгеновские лучи / пер. с англ. и нем. Л. Н. Бронштейн. М.: Изд-во иностр. лит, 1960.
5. Балакирев Е. Н., Майоров Л. Н., Лившиц М. Л. Устройство для получения изображения с помощью вторичных электронов из зоны электронно-лучевой сварки // Сварочное производство, 1979. № 6. С. 73–78.
6. Баня Е. Н., Киселевский Ф. Н., Назаренко О. К. Анализ сигналов датчиков вторичной эмиссии, применяемых в системах автоматического направления электронного пучка по стыку // Автоматическая сварка. 1973. № 3.
7. Башенко В. В., Мауер К. О., Миткевич Е. А. Использование отраженных электронов для контроля установки луча на стык и параметров стыка при электронно-лучевой сварке // Труды ЛПИ. 1974. № 336. С. 97–100.
8. Математические основы теории автоматического регулирования: учеб. пособие. В 2 т. / под ред. Б. К. Чемоданова. 2-е изд., доп. М.: Высш. шк., 1977.

A. A. Druzhinina, V. D. Laptенок, A. V. Murygin, Yu. N. Seregin

METHOD FOR MONITORING OF IMPACT OF MAGNETIC FIELDS IN THE PROCESS OF ELECTRON-BEAM WELDING BY X-RAY RADIATION FROM TREATMENT AREA

Method for monitoring of impact of magnetic fields on the electron beam in the process of electron-beam welding is proposed. The mathematical model of collimated X-ray sensor of the effect of magnetic fields monitoring is developed.

Keywords: electron-beam welding, magnetic field, X-ray radiation.

© Дружинина А. А., Лаптенко В. Д., Мурыгин А. В., Серегин Ю. Н., 2012

УДК 544.18, 538.91

Н. С. Елисеева, А. А. Кузубов, П. О. Краснов, А. С. Федоров, А. О. Лыхин

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОРБЦИИ И ДИФФУЗИИ ВОДОРОДА В ИНТЕРМЕТАЛЛИДЕ Mg_2Ni *

Представлено теоретическое исследование интерметаллида Mg_2Ni как потенциального материала для абсорбирования водорода. Рассмотрены процессы сорбции и диффузии водорода в объеме данного материала. Изучено влияние структурных характеристик на энергию сорбции атомов водорода.

Ключевые слова: водородная энергетика, сорбция, диффузия, Mg_2Ni , теория функционала плотности (DFT).

Важное значение для решения проблем водородной энергетике имеют гидриды интерметаллических соединений (ИМС) общей формулы $A_mB_nH_x$, где A_mB_n – соединение двух или более металлов из ряда ИМС, один из которых (А) образует стабильный бинарный гидрид, а другой (В) в обычных условиях с водородом не взаимодействует, но является катализатором диссоциации молекул H_2 . Гидридообразующие интерметаллиды принято классифицировать, исходя из соотношения m/n их компонентов. Из большого числа семейств гидридообразующих ИМС наиболее практическое значение имеют AB_5 (структура типа $CaCu_5$), AB_2 (фаза Лавеса), AB (структура типа $CsCl$) и A_2B (структура типа B_2Al). В соединениях AB_5 в качестве компонента А используют редкоземельные металлы (РЗМ) или кальций, в AB_2 и AB – элементы подгруппы титана, в A_2B – главным образом магний. Компонент В во всех семействах преимущественно включает переходные металлы (Fe, Co, Ni, V, Mn, Cr) [1].

Интерметаллические гидриды имеют подходящую для прикладного использования кинетику поглощения/выделения водорода в мягких условиях и поэтому в наибольшей мере подходят для создания систем хранения водорода [2; 3]. Однако практическое хранение водорода в таких связанных состояниях сталкивается с рядом сложностей. Основные трудности, которые необходимо решить для этих материалов – это увеличение скорости процессов сорбции-десорбции водорода и повышение циклической устойчивости материала адсорбента. Для их преодоления требуются углубленные теоретические и экспе-

риментальные исследования в области физико-химических свойств интерметаллидов и гидридов на их основе.

Интерметаллиды на основе магния считаются наиболее перспективными материалами для хранения водорода за счет их высокой емкости, широкой распространенности магния в земной коре и его низкой стоимости по сравнению с альтернативными материалами [4]. Из всех сплавов на основе магния интерметаллическое соединение Mg_2Ni , обладающее гексагональной кристаллической решеткой, может быть легко синтезировано. При этом оно быстро реагирует с водородом, образуя гидрид Mg_2NiH_4 , что делает его перспективным материалом для хранения водорода [5; 6]. После гидрирования Mg_2Ni претерпевает структурную перегруппировку, переходя в гидрид Mg_2NiH_4 [7]. Под давлением 1 атм. этот гидрид переходит из высокотемпературной (ВТ) кубической фазы в низкотемпературную (НТ) моноклинную фазу, температура перехода составляет 518–483 К [8–10].

Ввиду того, что для практического применения адсорбентов водорода наиболее подходящим является материал, поглощающий водород при низком давлении и невысоких температурах, низкотемпературная фаза Mg_2NiH_4 привлекает большее внимание исследователей в области водород-аккумулирующих материалов [11–14]. Myers и другие [11] исследовали термодинамические, электронные и оптические свойства моноклинной НТ- Mg_2NiH_4 на основе ab-initio расчетов. Было установлено, что геометрия комплекса NiH_4 в НТ-фазе близка к правильному тетраэдру, что согласуется с данными нейтронной дифракции [15].

*Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение № 8194.