

УДК 538.6

Магнитное поле, создаваемое в дуговом канале током пластинчатого электрода

В. О. Бушма, В. Ф. Кубарев, Д. В. Калашников

Московский энергетический институт (Технический университет), Россия

Численно определены координатные составляющие магнитного поля, создаваемые в пространстве дугового столба током пластинчатого электрода. Расчет выполнен для средней напряженности магнитного поля в канале проплавления при различных положениях узкого стока тока электрода. Полученные данные будут использованы при создании математической модели дуги с интенсивно расходуемым электродом, помещенной в узкую щелевую разделку.

Для исследования поведения электрической дуги в канале часто необходимо знать величину массовых сил, действующих на части дугового столба как подвижного проводника тока.

Одной из сил, действующих на электрическую дугу в канале проплавления, является объемная электромагнитная сила, определяемая магнитным полем, как внешним, так и собст-

венным. Собственное магнитное поле дуги увеличивает давление в столбе дуги и создает градиент давления, направленный в сторону роста радиуса столба. Внешнее магнитное поле может создавать анизотропию теплопроводности, изменять профиль распределения температуры и напряженности электрического поля столба [1].

В данной работе численно определяется магнитное поле, создаваемое в пространстве дугового столба током дуги, протекающим по пластинчатому электроду. Данные, полученные при математическом моделировании, являются основополагающими при создании модели дуги с интенсивно расходимым электродом, помещенной в узкую щелевую разделку.

Применение экспериментальных способов определения магнитного поля дугового столба сталкивается с практически трудно решаемой задачей. При наличии высокой температуры и давления первичный преобразователь магнитного поля затруднительно поместить непосредственно в канал проплавления и поэтому, как правило, измеряют значения поля вблизи канала.

Если первичный преобразователь магнитного поля и удастся поместить в дуговой канал, то его наличие в узком канале проплавления вносит значительные искажения в характер поведения дуги, что приводит к большим ошибкам при определении величины магнитного поля.

В нашем случае электрическая дуга является высококонцентрированным источником энергии, поэтому, имея даже большое количество точек, определяющих магнитную напряженность вблизи дугового канала, ничего нельзя сказать о величине магнитной напряженности в самом канале.

Задача по определению распределения плотности тока пластинчатого электрода тесно связана с задачей о нахождении составляющих магнитного поля в дуговом канале. В первый момент появления электрической дуги в канале пластинчатый электрод имеет прямоугольную форму, сварочная ванна отсутствует, и горение дуги происходит между торцом пластинчатого электрода и вспомогательной металлической боковой подкладкой, поэтому выполним расчет магнитного поля для такой формы электрода и канала. На рис. 1 показана сборка изделия из двух параллелепипедов для дуговой сварки неподвижным плавящимся электродом (ДС НПЭ).

Магнитное поле в дуговом столбе складывается из двух составляющих: поля, создаваемого током пластинчатого электрода, и поля, создаваемого токами частей изделия. Обе составляющие магнитного поля неразрывно связаны между собой, так как представляют единый процесс, обусловленный протеканием сварочного тока по электроду и изделию.

Для простоты определим сначала проекции магнитного поля на координатные оси, создаваемого в дуговом канале током, протекающим

по пластинчатому электроду. Полагая, что центр дугового канала совпадает с осью y' , при определении магнитного поля в дуговом канале будем искать проекции поля H_z , H_y и H_x (рис. 2). Задача является идеализированной, так как при таком рассмотрении не учитывается влияние наведенных в частях изделия составляющих магнитного поля взаимной индукции [2], возникающих при изменениях тока пластинчатого электрода.

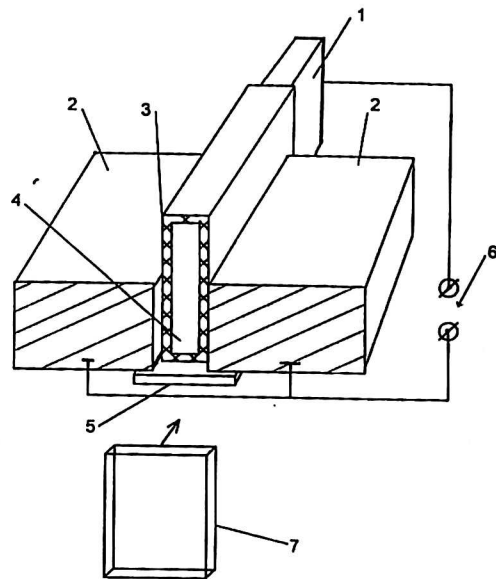


Рис. 1. Сборка свариваемого стыка при дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом:

1 — пластинчатый электрод; 2 — части изделия; 3 — диэлектрическое покрытие электрода; 4 — торец пластинчатого электрода; 5 — корневая подкладка; 6 — место подключения источника; 7 — вспомогательная боковая подкладка

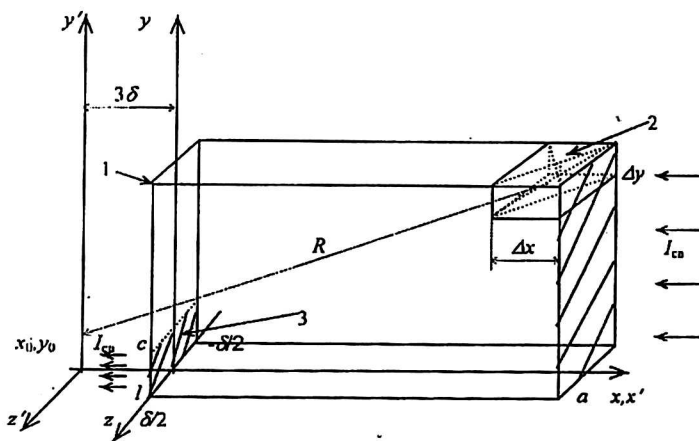


Рис. 2. К определению составляющих магнитного поля, создаваемых в дуговом канале током пластинчатого электрода:

1 — пластинчатый электрод; 2 — элемент объема электрода; 3 — узкий сток сварочного тока

Следует отметить, что магнитное поле, создаваемое в канале током, протекающим по пластинчатому электроду, зависит от формы оплавления торца пластинчатого электрода в процессе сварки. Форма оплавления торца пластинчатого электрода определяется видом внешней характеристики используемого источника питания [3].

Для случая, показанного на рис. 2, внешняя характеристика источника должна быть штыковой (жесткой по току).

Наибольшее влияние на характер движения дуги в канале оказывает составляющая H_z . Составляющая магнитного поля H_y создает дополнительные условия по стабилизации дугового столба в канале, а составляющая магнитного поля H_x влияет на ширину дугового канала и получаемого сварного шва.

Для простоты примем, что среда однородна и изотропна. Магнитные свойства основного металла, окружающего электрод-пластину, учитывать не будем, полагая $\mu \approx 1$. Подобный случай имеет место при сварке аустенитных сталей. Будем считать, что ось дугового канала расположена на расстоянии, приблизительно равном 3δ от торца электрода (δ — толщина электрода), а ширина получаемого сварного шва равна 3δ , что соответствует имеющимся экспериментальным данным.

При сварке сталей, имеющих магнитную проницаемость больше единицы, необходимо перед сваркой выполнять размагничивание изделия, при этом в процессе сварки не будет случайных отклонений дуги от центра стыка из-за остаточной намагниченности изделия. Следует отметить, что после размагничивания влияние остаточной намагниченности изделия скажется незначительно на величине полученного магнитного поля, так как дуговой канал и околошовная зона, определяющие величину магнитного поля в щелевой разделке, нагреты выше точки Кюри [4], и их магнитная проницаемость близка к единице.

Для проекций плотности тока пластинчатого электрода при решении задачи распределения потенциала этого электрода было получено [5]

$$J_x = J_{x0} + \frac{2I}{(c-l)\delta} \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(\sin \frac{\pi kc}{b} - \sin \frac{\pi kl}{b})}{k\pi} \cos \frac{\pi ky}{b} \frac{sh \frac{\pi k(x-a)}{b}}{sh \frac{\pi ka}{b}}; \quad (1)$$

$$J_y = -\frac{2I}{(c-l)\delta} \times \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin \frac{\pi kc}{b} - \sin \frac{\pi kl}{b}}{k\pi} \sin \frac{\pi ky}{b} \frac{ch \frac{\pi k(x-a)}{b}}{sh \frac{\pi ka}{b}},$$

где $J_{x0} = -\frac{I}{b\delta}$ — нулевой член разложения для плотности тока пластины или постоянная составляющая плотности тока электрода.

Численное интегрирование рядов для проекций плотности тока J_x и J_y показывает, что они плохо сходятся для точек границы, где плот-

ность тока отлична от нуля, т. е. вблизи узкого стока тока (см. рис. 2). Поэтому выполним эквивалентные преобразования найденного для плотностей тока решения. Воспользуемся следующими формулами математического анализа [6]:

$$\frac{1}{sh \frac{\pi ka}{b}} = 2 \sum_{n=0}^{\infty} e^{\frac{-\pi ka(2n+1)}{b}};$$

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\rho^k \sin k\theta}{k} = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{2\rho \sin \theta}{1 - \rho \cos \theta},$$

$$[\rho^2 \leq 1, 0 < \theta < 2\pi].$$

Меняя порядок суммирования в двойных рядах и используя указанные формулы, получим для плотности тока J_x четыре слагаемых

$$J_x + \frac{I}{b\delta} = A1 + A2 - A3 - A4. \quad (2)$$

Каждое из слагаемых $A1-A4$ выражается уже хорошо сходящимися рядами, которые отличаются друг от друга сомножителями $(c+y)$, $(c-y)$, $(l+y)$, $(l-y)$, соответственно. В качестве примера приведем одно из них

$$A1 = \frac{I}{\pi(c-l)\delta} \sum_{n=0}^{\infty} \operatorname{arctg} \times \left[\frac{\sin \frac{\pi(c+y)}{b} (\exp[\frac{\pi}{b}(x-2na-2a)] - \exp[-\frac{\pi}{b}(x+2na)])}{B1} \right], \quad (3)$$

где $B1$ определяется выражением

$$B1 = 1 - \cos \frac{\pi}{b}(c+y) (\exp[\frac{\pi}{b}(x-2na-2a)] + \exp[-\frac{\pi}{b}(x+2na)] + \exp[-\frac{\pi}{b}(4na+2a)]) \quad (4)$$

Формула для J_x , хотя и громоздка, но дает очень хорошую сходимость ряда; численные расчеты, выполненные пакетом MathCAD, показывают, что в дальнейших расчетах можно использовать один член ряда для $n = 0$ (опустить знак суммы), так как члены ряда при $n \geq 1$ отличаются более чем на десять порядков от первого. Использование полученного выражения для расчета плотности тока J_x позволяет значительно уменьшить машинное время и увеличить точность расчета.

На рис. 3, а показано распределение плотности тока J_x , подсчитанное по формулам (2)–(4); для сравнения на рис. 3, б приведено распределение плотности тока по исходной формуле (1) при подсчете 30 членов ряда Фурье.

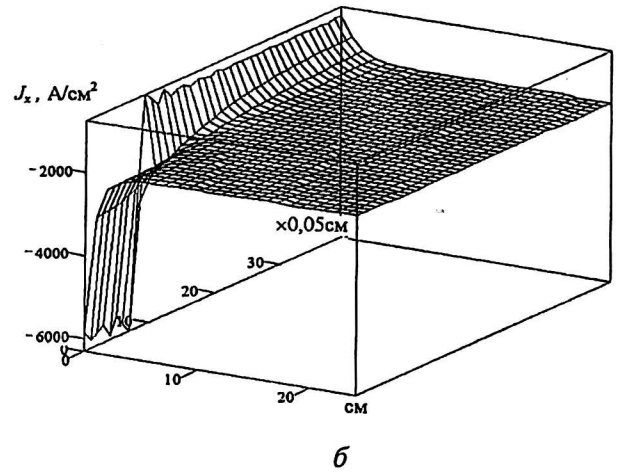
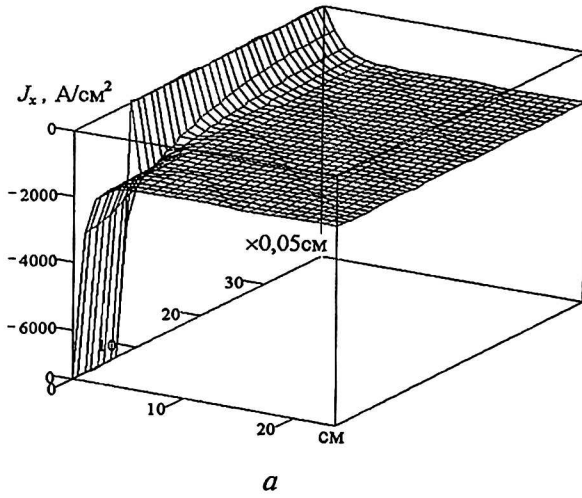


Рис. 3. Распределение плотности тока J_x при токе сварки $I = 600$ А и координатах стока $c = 0,4$ см, $l = 0$ см: а — рассчитанное по формулам (2)—(4); б — рассчитанное по 30 членам исходного ряда Фурье (1)

Поступая аналогично для проекции J_y и используя формулу [6]

$$\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\rho^k \cos k\theta}{k} = \ln \frac{1}{\sqrt{1 - 2\rho \cos \theta + \rho^2}}$$

$$[\rho^2 \leq 1, 0 < \theta < 2\pi],$$

получим

$$J_y = \frac{-I}{2\pi(c-l)\delta} \sum_{n=0}^{\infty} [\ln f(c-y, c+y) + \ln f_l(c-y, c+y) - \ln f(l-y, l+y) - \ln f_l(l-y, l+y)], \quad (5)$$

где

$$f(c-y, c+y) = \frac{ch \frac{\pi}{b} (x - 2na - 2a) - \cos \frac{\pi}{b} (c+y)}{ch \frac{\pi}{b} (x - 2na - 2a) - \cos \frac{\pi}{b} (c-y)}, \quad (6)$$

$$f_l(c-y, c+y) = \frac{ch \frac{\pi}{b} (-x - 2na) - \cos \frac{\pi}{b} (c+y)}{ch \frac{\pi}{b} (-x - 2na) - \cos \frac{\pi}{b} (c-y)}. \quad (7)$$

Для $[(l-y), (l+y)]$ функции f и f_l аналогичны, необходимо лишь выполнить замену переменных.

Полученные ряды для J_y обладают хорошей сходимостью, и общая сумма определяется двумя членами ряда (5).

Вид распределения плотности тока J_y зависит от места положения стока тока на торце электрода. В отличие от распределения J_x , используемого при решении задачи нагрева электрода [7], для определения магнитного поля в дуговом канале необходимо учитывать фазовые соотношения, имеющие место в распределении плотности тока J_y в месте стока тока.

На рис. 4, а—б показано распределение плотности тока J_y при различных положениях стока тока на торце электрода, подсчитанное по фор-

мулам (5)—(7). Очевидно, что вклад плотности тока J_y в среднюю напряженность магнитного поля в центре дугового канала в середине электрода близок к нулю, но ее разнополярные части так влияют на электроны и ионы дугового столба, что увеличивают пространственную устойчивость дуги [8].

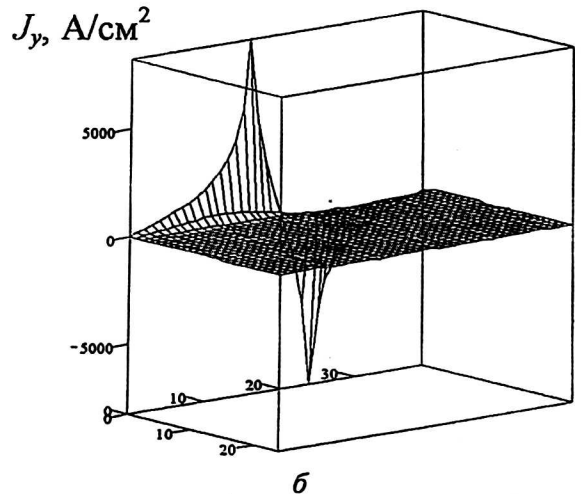
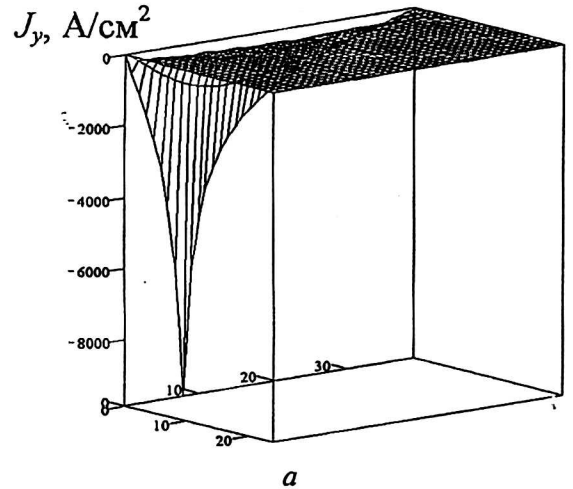


Рис. 4. Распределение плотности тока J_y при различных положениях стока тока ($I = 600$ А, $b = 2$ см): а — в начале электрода ($l = 0$, $c = 0,4$ см); б — в середине электрода ($l = 0,8$ см, $c = 1,2$ см)

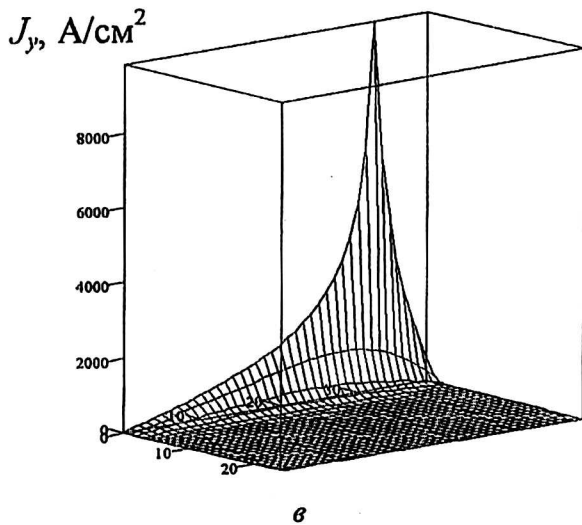


Рис. 4. Продолжение:
в — в конце электрода ($l = 1,6$ см, $c = 2$ см)

Проекции магнитного поля на координатные оси, создаваемые в дуговом канале током пластинчатого электрода (см. рис. 2), определяются как

$$H_x = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{[j \times R]_x}{R^3} dV;$$

$$H_y = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{[j \times R]_y}{R^3} dV;$$

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{[j \times R]_z}{R^3} dV,$$

где $dV = \delta dx dy$ — элемент объема пластины;

$[j \times R]_x, [j \times R]_y, [j \times R]_z$ — проекции на оси x, y, z векторного произведения радиуса-вектора R и плотности тока j ;

δ — толщина элемента объема пластины;

V — объем пластины.

Координаты радиуса-вектора определяются как

$$R = \{R_x, R_y, R_z\} = \{(x_0 - x), (y_0 - y), (z_0 - z)\},$$

где x, y, z — координаты элемента объема пластины;

x_0, y_0, z_0 — координаты, принадлежащие пространству дугового канала; в рассмотренном случае для нештрихованной системы отсчета $x_0 = -3\delta$, координата y_0 соответствует середине дугового канала, координата z_0 изменяется по ширине сварного шва в пределах $-1,5\delta \leq z_0 \leq 1,5\delta$.

Проекции векторного произведения на координатные оси определяются

$$[j \times R] = i(j_y R_z - j_z R_y) + j(j_z R_x - j_x R_z) + k(j_x R_y - j_y R_x),$$

где i, j, k — единичные орты на координатные оси.

Так как пластина тонкая, то для потенциала пластины решалась плоская задача, поэтому проекция плотности тока пластины $j_z = 0$.

Из экспериментальных данных известно, что зона сплавления зависит от режима сварки. Для режимов с хорошим сплавлением зона сплавления пропорциональна ширине дугового канала и приблизительно равна $(2-3)\delta$, где δ — толщина электрода. В результате для составляющих магнитного поля в канале получаем

$$H_x = \frac{1}{4\pi} \int_0^a \int_{-0,5\delta}^{0,5\delta} \int_{-3\delta}^{3\delta} \frac{-j_y(z - z_0)}{[(-3\delta - x)^2 + (y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2]^{\frac{3}{2}}} dx dy dz;$$

$$H_y = \frac{1}{4\pi} \int_0^a \int_{-0,5\delta}^{0,5\delta} \int_{-3\delta}^{3\delta} \frac{j_x(z - z_0)}{[(-3\delta - x)^2 + (y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2]^{\frac{3}{2}}} dx dy dz;$$

$$H_z = \frac{1}{4\pi} \int_0^a \int_{-0,5\delta}^{0,5\delta} \int_{-3\delta}^{3\delta} \frac{j_x(y_0 - y) + j_y(3\delta + x)}{[(-3\delta - x)^2 + (y_0 - y)^2 + (z_0 - z)^2]^{\frac{3}{2}}} dx dy dz, \quad (8)$$

где j_x, j_y — упрощенные выражения (2—4), (5—7) для плотности тока пластины.

На рис. 5 показана зависимость средней напряженности магнитного поля H_x от координаты z в дуговом канале при прямоугольной форме электрода. Следует отметить, что в случае тонкой пластины ($j_z = 0$) составляющая средней напряженности магнитного поля H_x распределена неравномерно по длине канала. В центре дугового канала она равна нулю, а в верхней и нижней частях канала проплавления имеет противоположные знаки, причем значения напряженности $H_x(z)$ возрастают по абсолютной величине при удалении стока тока от центра дугового канала к верху или к низу электрода. В зависимости от положения стока тока эта составляющая магнитного поля может хорошо описываться кубическим полиномом

$$H_x(z) = Az^3 + Bz^2 + Cz + D,$$

где коэффициенты A, B, C, D определяются положением стока тока.

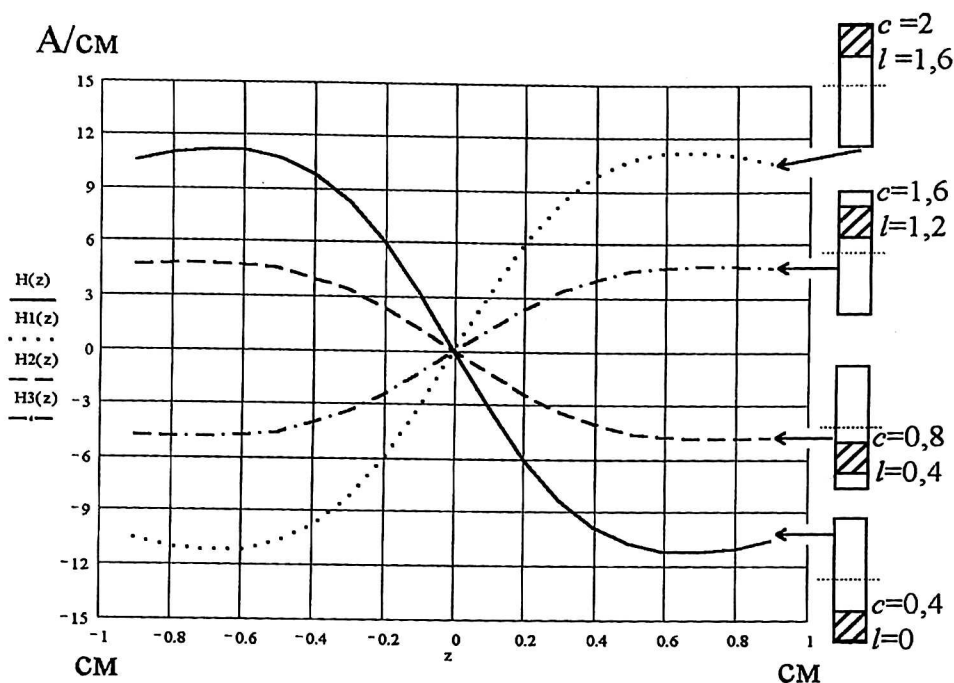


Рис. 5. Зависимость средней напряженности магнитного поля H_x , создаваемой током электрода, от координаты z в дуговом канале при различных положениях стока тока (ток сварки $I = 600$ А, высота электрода $b = 2$ см):
 $H(z)$ — дуга находится в низу электрода ($c = 0,4$ см; $l = 0$);
 $H1(z)$ — дуга находится в верху электрода ($c = 2,0$ см; $l = 1,6$ см);
 $H2(z)$ — дуга находится на нижней половине электрода ($c = 0,8$ см; $l = 0,4$ см);
 $H3(z)$ — дуга находится на верхней половине электрода ($c = 1,6$ см; $l = 1,2$ см)

Под термином “средняя” в случае рис. 5 предполагается, что численный расчет проводился для середины стока тока ($y_0 = (c+l)/2$) и середины предполагаемого дугового канала ($x_0 = -3\delta$).

На рис. 6 приведена зависимость средней напряженности магнитного поля H_x , создаваемого током электрода, от координаты y для трех раз-

личных координат оси измерения. Магнитная составляющая H_x возрастает по абсолютной величине при удалении от центра дугового канала в направлении основного металла частей изделия. Численный расчет в этом случае производился для середины предполагаемого дугового канала ($x_0 = -3\delta$).

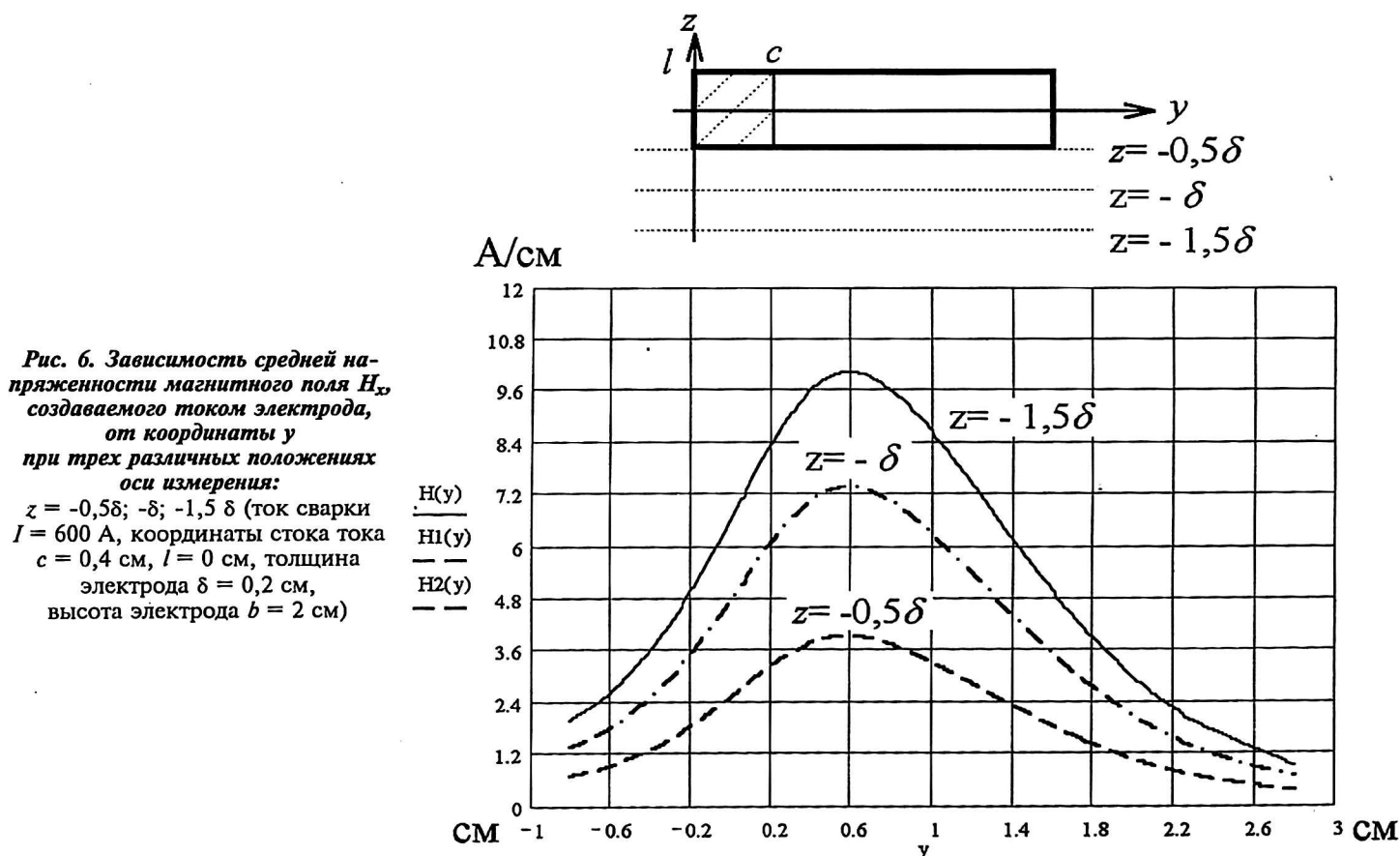


Рис. 6. Зависимость средней напряженности магнитного поля H_x , создаваемого током электрода, от координаты y при трех различных положениях оси измерения:
 $z = -0,5\delta$; -8 ; $-1,5\delta$ (ток сварки $I = 600$ А, координаты стока тока $c = 0,4$ см, $l = 0$ см, толщина электрода $\delta = 0,2$ см, высота электрода $b = 2$ см)

На рис. 7 представлена динамика изменения составляющей напряженности магнитного поля H_x , создаваемой током электрода, в дуговом канале при движении катодного пятна по торцу пластинчатого электрода.

Перемещение катодного пятна по торцу электрода изменяет условия вытекания (втекания) сварочного тока из стока, при этом создается изменяющееся по величине и знаку магнитное поле H_x , не влияющее на частицы столба, движущиеся вдоль оси x . На положительные и отрицательные частицы дугового столба, движущиеся в других направлениях, действие такого поля оценивается неоднозначно.

На рис. 8 показана зависимость средней напряженности составляющей магнитного поля H_y

от координаты z при перемещении стока тока по торцу пластинчатого электрода. Средняя напряженность магнитного поля $H_y(z)$ является нечетной функцией относительно координаты $z = 0$. В пространстве дугового столба и околошовной зоне основного металла характер этого распределения не изменяется при изменении положения стока тока. Это связано с тем, что при тонком электроде ($j_z = 0$) эта составляющая магнитного поля определяется плотностью тока j_x , которая при изменении положения стока тока не изменяет своего направления. Использование термина "средняя" означает, что расчет поля проводился для середины стока тока ($y_0 = (c+l)/2$).

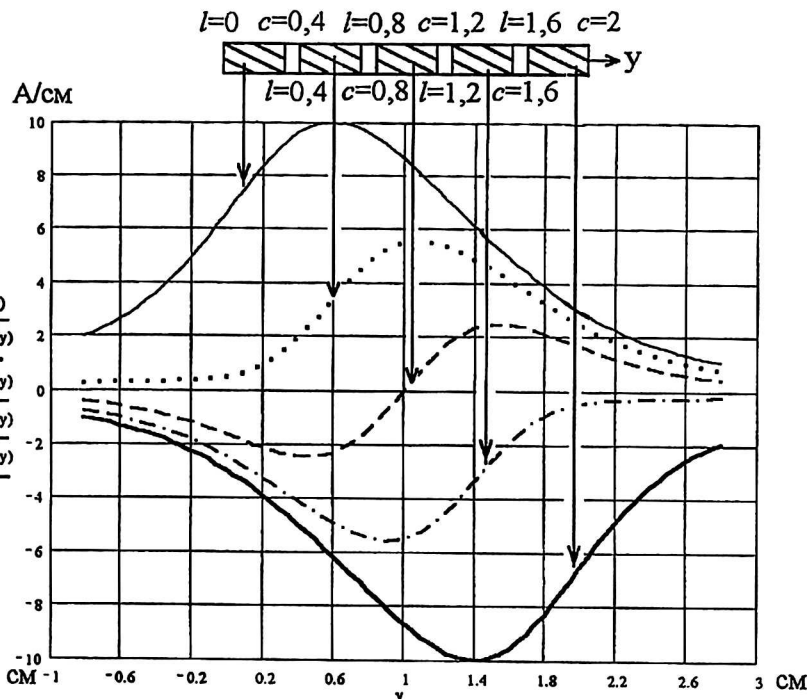
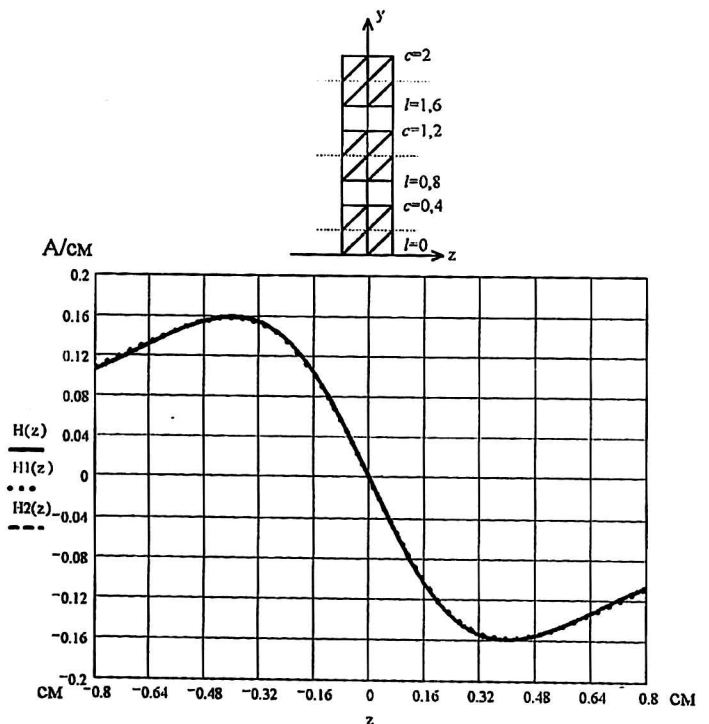


Рис. 7. Динамика изменения составляющей напряженности магнитного поля H_x в дуговом канале при изменении положения стока тока пластины (ток сварки $I = 600$ А, координата $z = -1,5 \delta$, толщина электрода $\delta = 2$ мм, размер стока $(c - l) = 0,4$ см, высота электрода $b = 2$ см)

Рис. 8. Зависимость средней напряженности составляющей магнитного поля H_y от координаты z в дуговом канале при трех различных положениях стока тока: в низу, в середине и в верху электрода



На рис. 9 показано пространственное распределение составляющей магнитного поля H_y , создаваемой током пластинчатого электрода, в дуговом канале в плоскости координат y, z . Можно отметить, что максимальная величина этой составляющей невелика и при токе сварки $I_{вел} = 600$ А и стоке $(c - l) = 0,4$ см не превышает значения $0,2$ А/см.

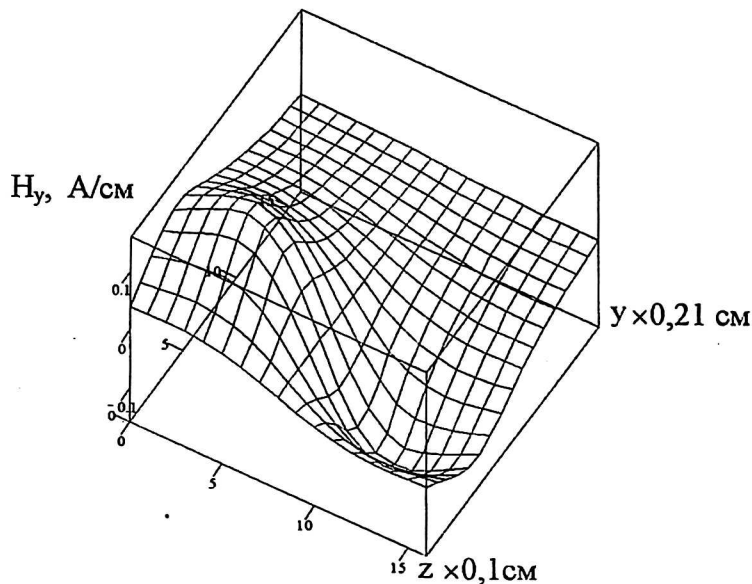


Рис. 9. Пространственное распределение напряженности магнитного поля H_y , создаваемой током электрода в дуговом канале и околошовной зоне (ток сварки $I = 600$ А, толщина электрода $\delta = 2$ мм, размер стока $(c - l) = 0,4$ см, высота электрода $b = 2$ см)

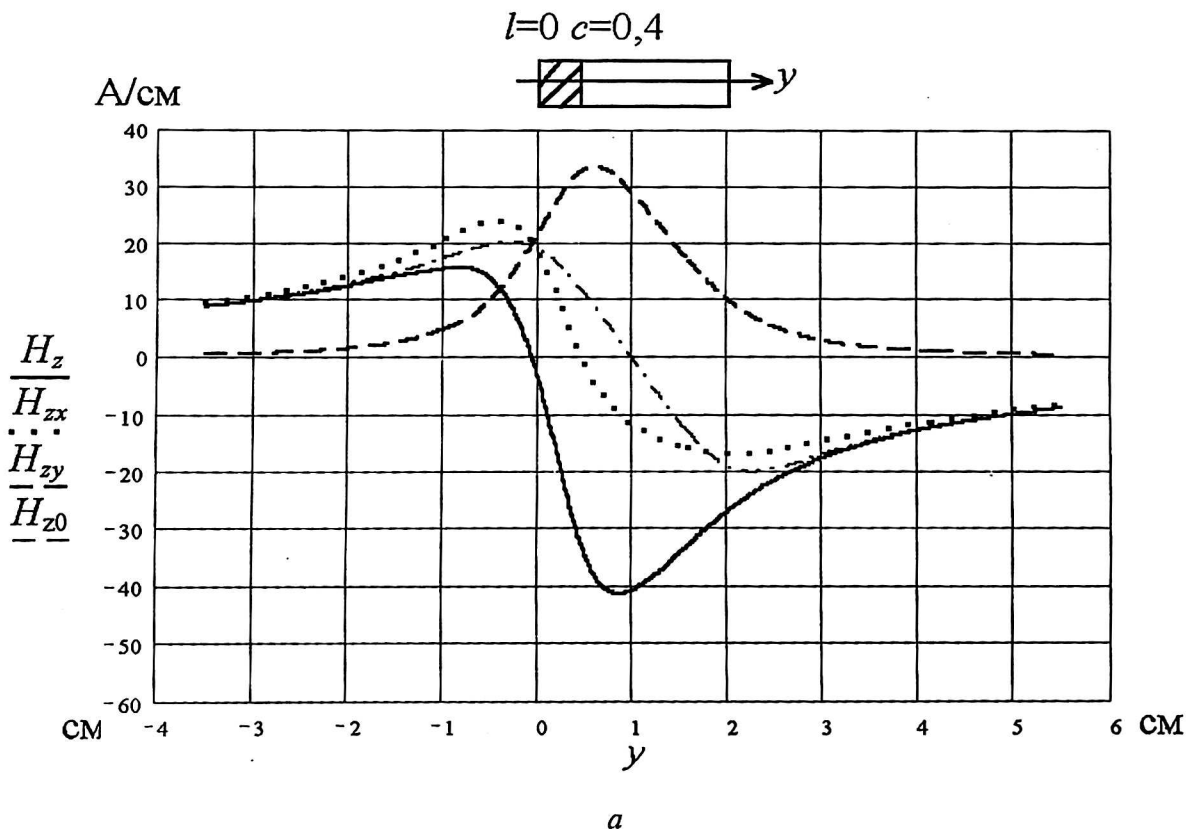
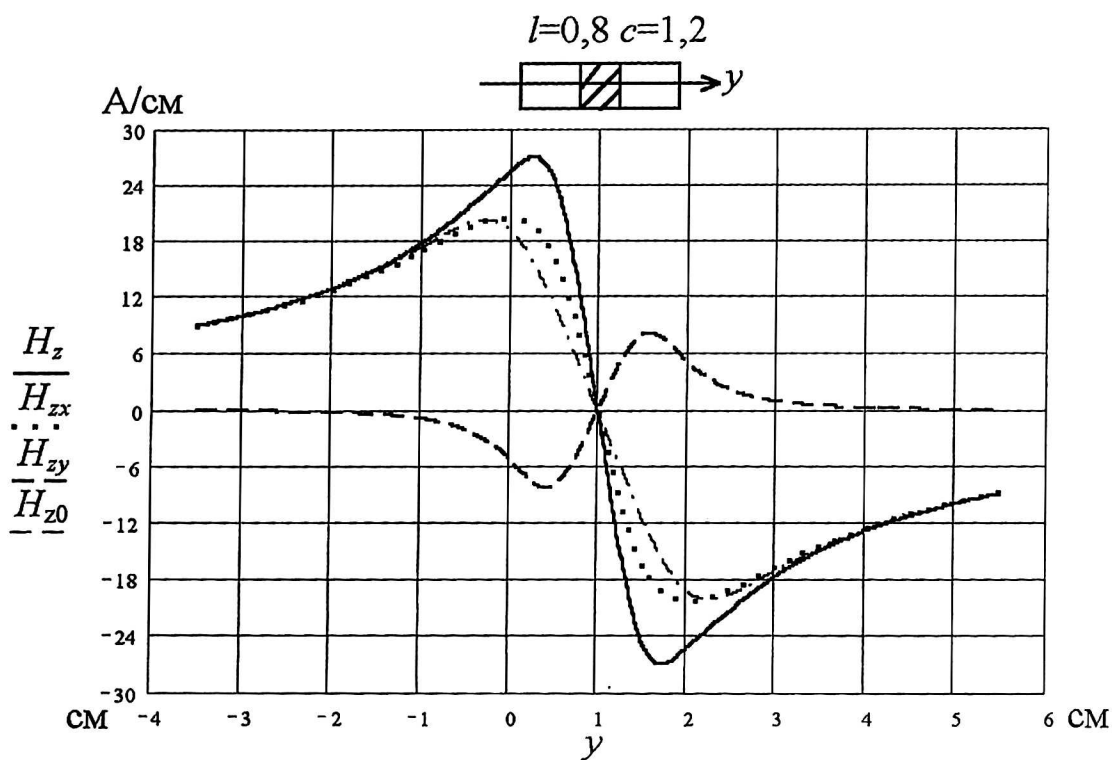
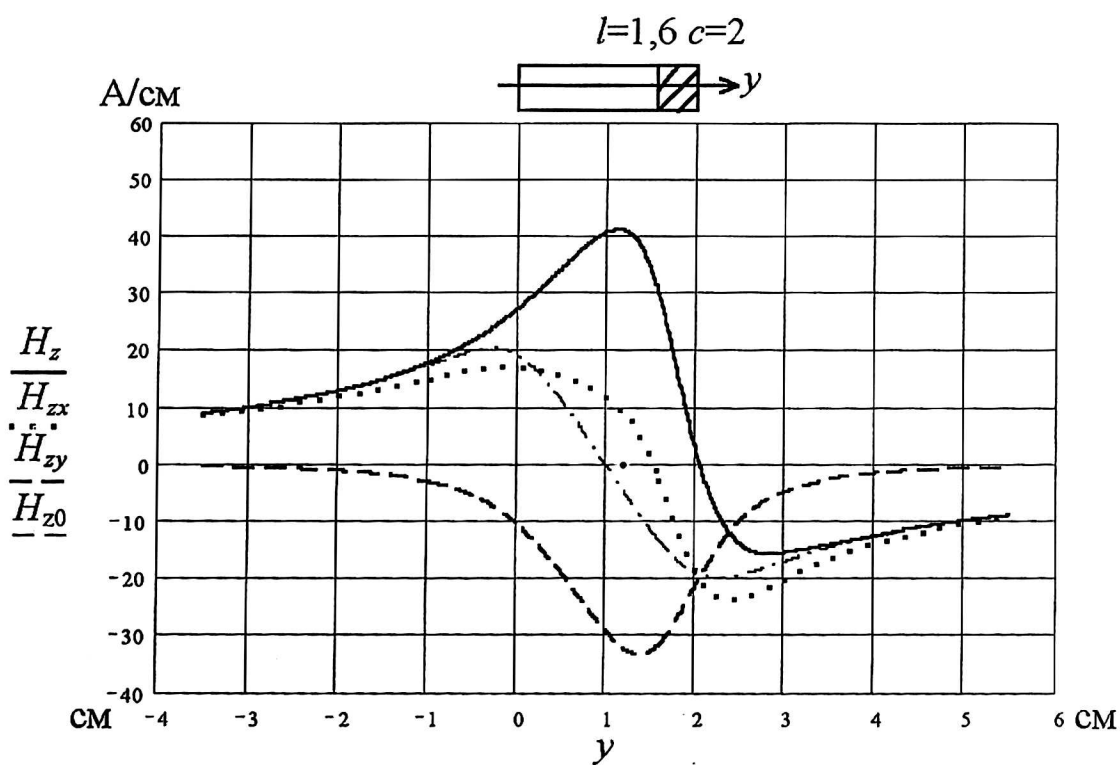


Рис. 10. Средняя составляющая магнитного поля H_z при различных положениях стока тока (ток сварки $I = 600$ А, $\delta = 2$ мм, $b = 2$ см):
 a — в начале электрода ($c = 0,4$ см, $l = 0$)



б



в

Рис. 10. Продолжение:

б — в середине электрода ($c = 1,2 \text{ см}, l = 0,8 \text{ см}$); в — в конце электрода ($c = 2 \text{ см}, l = 1,6 \text{ см}$)

Величина проекции магнитного поля H_z складывается из двух слагаемых (8): H_{zx} — составляющая, определяемая плотностью тока j_x , H_{zy} — составляющая, определяемая плотностью тока j_y . Как правило, характер распределения

составляющей H_{zx} определяет общее распределение поперечного магнитного поля H_z , в которое вносит возмущение составляющая магнитного поля H_{zy} . При выбранной геометрии электрода, существующей в начале сварки, име-

ет место симметрия в распределении поперечного магнитного поля H_z , причем осью симметрии является середина длины дугового канала ($y = 1$), а составляющие H_{zx} и H_{zy} инвертированы для противоположных концов канала.

Для сравнения на рис. 10, а–в приведен график постоянного поперечного магнитного поля H_{z0} , создаваемого постоянной составляющей тока пластинчатого электрода J_{x0} . Наличие в решении для потенциала пластины членов, описывающих неравномерное распределение сварочного тока по электроду, приводит к изменению поперечного магнитного поля H_z в дуговом канале по сравнению с постоянным значением H_{z0} , при этом вид распределения поля в зазоре сохраняется. Изменение положения места стока тока электрода как бы поднимает или опускает кривую распределения поперечного магнитного поля H_z в дуговом канале.

На рис. 11 показано распределение среднего поперечного магнитного поля $H_{z\text{mid}}$, рассчитанное для середины стока тока пластинчатого электрода — $(c + l)/2$. Для сравнения на этом же графике показано постоянное поперечное магнитное поле H_{z0} . Значения поля вне канала соответствуют двум различным положениям стока тока: $c = 0,4$ см, $l = 0$ и $c = 2$ см, $l = 1,6$ см.

На основании рис. 11 можно сделать заключение, что для начального момента времени (“холодный” электрод) распределения среднего поперечного магнитного поля и постоянного поперечного магнитного поля противоположны в дуговом канале.

На рис. 12 приведено объемное распределение поля H_z , создаваемого током электрода, в плоскости координат дугового канала y и z . Следует отметить, что при неизменной координате y значение поля H_z слабо зависит от координаты z .

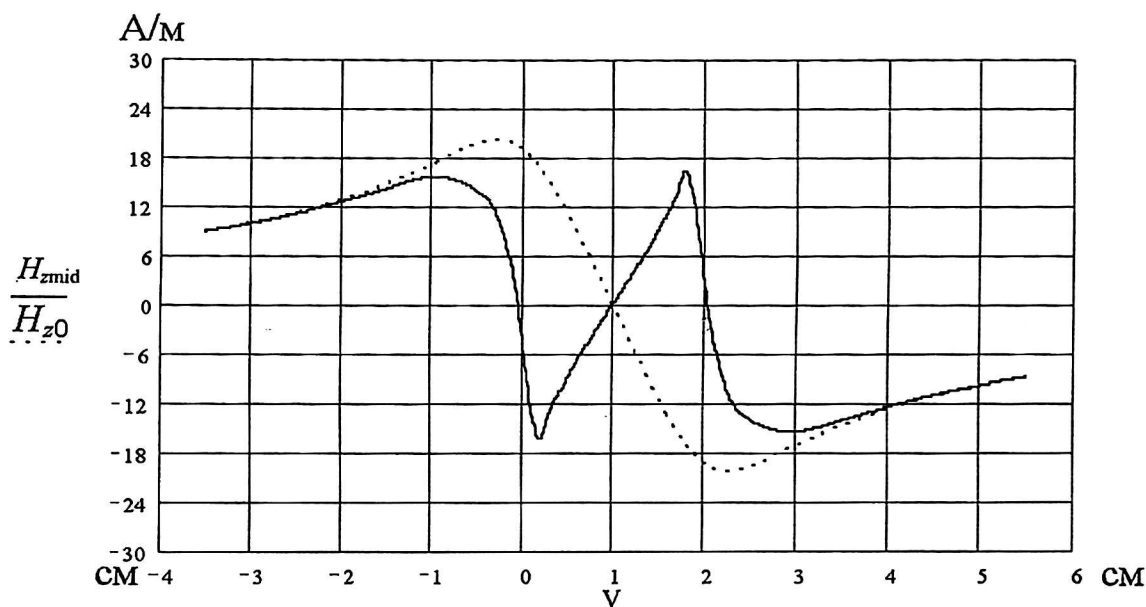


Рис. 11. Среднее поперечное магнитное поле дугового канала, рассчитанное для середины стока тока $y_0 = (c + l)/2$

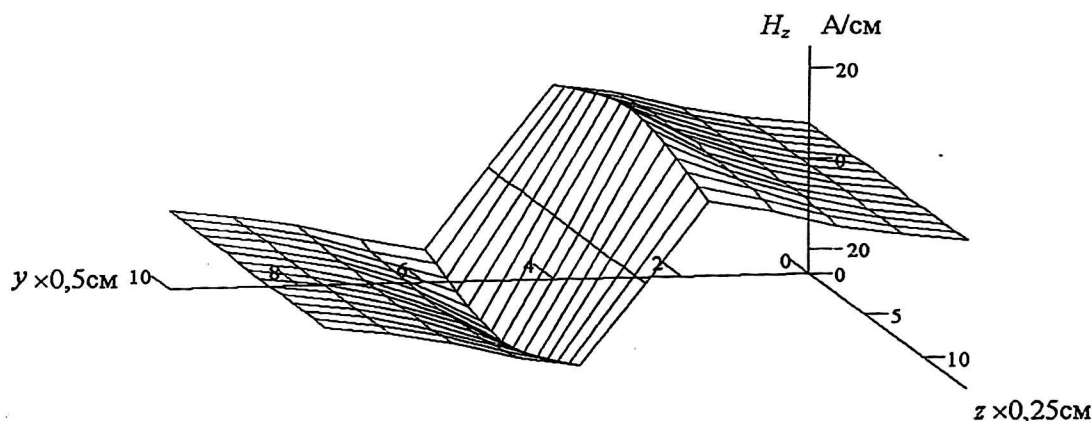


Рис. 12. Объемное распределение составляющей магнитного поля H_z в координатах y , z (ток сварки $I_{\text{wel}} = 600$ А, координаты стока $c = 1,2$ см, $l = 0,8$ см)

Экспериментальные данные по использованию в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом прямой (пластинчатый электрод является катодом) или обратной полярности (пластинчатый электрод является анодом) свидетельствуют, что процесс протекает во многом одинаково, получаемое качество сварных швов отличается незначительно, имеется лишь отличие в скорости сварки (на обратной полярности скорость сварки выше).

На величину найденных значений составляющих магнитного поля, создаваемых в дуговом канале током пластинчатого электрода, могут повлиять характер распределения плотности тока в катодном (анодном) пятне и форма оплавления торца электрода при сварке.

Обсудим влияние характера распределения плотности тока в приэлектродном пятне стока тока на магнитное поле дугового канала.

Определяющими характеристиками высококонцентрированных сварочных источников тепла являются распределения плотности теплового потока и плотности тока в сварочной дуге.

При решении задачи распределения потенциала пластинчатого электрода в граничных условиях Неймана [5] предполагалось, что плотность тока для стока тока (см. рис. 2) имеет равномерное распределение. Реальное распределение плотности тока в катодном пятне может отличаться от принятого. Поэтому необходимо обратиться к литературным и экспериментальным данным.

Современные методы определения плотности теплового потока $q(r)$ и плотности тока $j(r)$ основаны на использовании различных типов калориметров.

Наиболее распространенная методика измерения плотности теплового потока $q(r)$ основана на применении разрезного калориметра [9]. При этом используется метод, применяемый в спектроскопии: по известному интегралу от функции находится неизвестная функция распределения. Такая методика приводит к значительным ошибкам при определении функции распределения. Кроме того, использование разрезного электрода означает, что исследуется не реальный процесс дуговой сварки неподвижным плавящимся электродом, а вообще некоторый подобный процесс.

Если в качестве основного инструмента при измерении распределений $q(r)$ и $j(r)$ использовать точечный калориметр, совмещенный с электрическим зондом, то в условиях узкой щелевой разделки измерительный инструмент будет вносить значительные искажения в исходный дуговой процесс, и полученные распределения будут сильно отличаться от реальных.

В большинстве работ, посвященных изучению сварочных источников тепла и тепловых процессов при сварке [10], отмечается, что распределение плотности теплового потока с доста-

точной степенью точности может быть описано нормальным распределением Гаусса. В этом случае граничное условие для пластинчатого электрода на стоке тока примет вид

$$-\sigma_m \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=0} = J_0 \exp\left[-k(y-m)^2\right],$$

где k — коэффициент сосредоточенности нормально распределенной плотности тока;

σ_m — проводимость металла пластины.

Максимальная плотность тока нормального распределения J_0 и координата стока, соответствующая математическому ожиданию m в принятых ранее обозначениях, определяются соотношениями

$$J_0 = \frac{I}{(c-l)\delta},$$

$$m = \frac{(c+l)}{2}.$$

Экспериментально установлено, что электрическая дуга при дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом горит не по всему фронту плавления электрода, а лишь на его части. Плотность тока в катодном (анодном) пятне с учетом характера горения дуги составляет $(1-2) \cdot 10^4$ А/см² [11].

В начале сварки, для того чтобы нормальное распределение плотности тока занимало не весь торец пластинчатого электрода и соответствовало экспериментальным данным, необходимо иметь высокие значения коэффициента сосредоточенности ($k \geq 20$).

В имеющихся литературных данных [9, 11] отмечается, что сварочная дуга может иметь такие высокие коэффициенты сосредоточенности лишь при малых токах ($I_D \leq 20$ А), и с возрастанием дугового тока коэффициент сосредоточенности падает. Большим дуговым токам ($I_D \geq 100$ А) должны соответствовать малые коэффициенты сосредоточенности ($k < 5$). Возникшее противоречие может быть разрешено, если отказаться от нормального распределения плотности тока в катодном (анодном) пятне и принять, что плотность тока электрода на стоке тока распределена равномерно, как и предполагалось ранее.

В работе [12] отмечается, что плотность тока в пятне зависит от интенсивности испарения анода и сечения анодной струи. Если струя перекрывает всю площадь пятна, как в нашем случае, то распределение тока в пятне практически равномерное.

Выводы

1. Составляющая средней напряженности магнитного поля $H_x(z)$ при изменении положения стока тока электрода является нечетной

функцией относительно координаты центра дугового канала ($z = 0$) и имеет максимальные противоположные значения при крайних положениях стока тока.

При неподвижном стоке тока электрода средняя напряженность $H_x(y)$ возрастает по абсолютной величине при удалении от центра дугового канала в направлении основного металла изделия (изменении координаты z).

2. Средняя напряженность магнитного поля $H_y(z)$ при изменении положения стока тока электрода является нечетной функцией относительно координаты центра канала ($z = 0$).

Максимальная величина напряженности $H_y(y, z)$ в канале при выбранных значениях тока электрода и величине стока тока не превышает значения $0,2$ А/см.

3. Составляющая магнитного поля $H_z(y)$ определяется двумя слагаемыми $H_{zy}(y)$, $H_{zx}(y)$, значения которых инвертированы для крайних положений стока тока электрода.

Для начального момента времени составляющая среднего поперечного магнитного поля $H_{zmid}(y)$, рассчитанная для середины стока тока электрода ($y = (c + l)/2$), имеет противоположное направление в канале по сравнению с направлением постоянного поперечного магнитного поля, определяемого постоянной составляющей плотности тока электрода J_{x0} .

Работа выполнена при поддержке грантом по фундаментальным исследованиям в области транспортных наук 2003 г. Министерства образования России.

Magnetic field, created in the arc channel by a plate electrode's current

V. O. Bushma, V. F. Kubarev, D. V. Kalashnikov
Moscow Power Engineering Institute (Technical University), Moscow, Russia

There are numerically determined coordinates of a magnetic field, created in arc space by means of plate electrode's current. The account is carried out for average intensity of a magnetic field in arc channel at various directions of a narrow drain of electrode's current. The received data will be used in the process of mathematical model's creation of an arc with a heavily spent electrode, placed in narrow slot-hole.

Литература

1. Жуков М. Ф., Урюков Б. А., Энгельшт В. С. и др. Теория термической электродуговой плазмы. Ч. 1. Методы математического исследования плазмы. — Новосибирск: Наука, 1987. — 288 с.
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. В 9 томах. — М.: Мир, 1966. Т. 5. — 296 с.
3. Бушма В. О. Источник питания для дуговой сварки в целевую разделку // Прикладная физика. 2000. № 1. С. 37—44.
4. Гуляев А. П. Металловедение. — М.: Металлургия, 1986. — 542 с.
5. Бушма В. О. Нагрев пластинчатого электрода равномерно распределенным источником тепла в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом // Прикладная физика, 2001. № 2. С. 75—85.
6. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Наука, 1971. — 1108 с.
7. Бушма В. О. Нагрев пластинчатого электрода протекающим током в дуговой сварке неподвижным плавящимся электродом // Прикладная физика. 2003. № 2. С. 41—46.
8. Жуков М. Ф., Девятов Б. Н., Новиков О. Я. и др. Теория термической электродуговой плазмы. Ч. 2. Нестационарные процессы и радиационный обмен в термической плазме. — Новосибирск: Наука, 1987. — 288 с.
9. Зражевский В. А., Игнатченко Г. Н. Оценка коэффициента сосредоточенности нормально распределенного сварочного источника тепла // Автоматическая сварка. 1981. № 5. С. 25—28.
10. Рыкалин Н. Н. Расчеты тепловых полей при сварке. — М.: Машгиз, 1951. — 296 с.
11. Гвоздецкий В. С. О функции распределения плотности тока в анодном пятне дуги // Автоматическая сварка. 1973. № 12. С. 20—24.
12. Кулагин И. Д., Николаев А. В. Тепловой баланс сварочной дуги постоянного тока в период формирования капли // Известия АН СССР, ОТН, 1958. № 11. С. 97—110.