

УДК 621.791

doi: 10.18698/0536-1044-2021-2-18-25

# Влияние структуры столба дугового разряда в вакууме на энергетическую эффективность процесса сварки

**В.М. Неровный**

МГТУ им. Н.Э. Баумана

## Influence of the Structure of the Arc Discharge Column in Vacuum on the Energy Efficiency of the Welding Process

**V.M. Nerovniy**

Bauman Moscow State Technical University

Дуговой разряд с полым катодом в вакууме имеет две формы устойчивого состояния: диффузную (размытый внешний столб) и контрагированную (видимый столб цилиндрической формы, обеспечивающий высокую направленность переноса энергии разряда с минимальным рассеиванием в радиальном направлении). Рассмотрена зависимость концентрации энергии в пятне нагрева, а следовательно, и энергетической эффективности процесса сварки, от структуры столба дугового разряда с полым катодом при изменении его параметров режима. На базе зондовых исследований получены распределения локальных параметров плазмы дугового разряда с полым катодом в широком диапазоне его режимов. На их основе удалось достаточно полно представить картину физических процессов в плазме внешнего столба разряда и влияние его структуры на энергетическую эффективность сварки. Показано, что дуговой разряд с полым катодом в вакууме, внешний столб которого имеет структуру плазменного пучка, является сравнительно высококонцентрированным источником энергии и по удельным энергетическим показателям может достигать концентрации энергии, уступающей лишь ее лучевым источникам.

**Ключевые слова:** дуговой разряд в вакууме, полый катод, структура внешнего столба, энергетическая эффективность сварки

An arc discharge with a hollow cathode in a vacuum has two forms of a steady state: diffuse ("blurred" external column) and contracted (visible column of a cylindrical shape, providing a high directionality of the discharge energy transfer with minimal dispersion in the radial direction). The energy in the heating spot, therefore, and the energy efficiency of the welding process from the structure of the arc discharge with a hollow cathode column when changing its mode parameters. On the basis of probe studies, the distributions of the local parameters of the arc discharge with a hollow cathode plasma in a wide range of its modes have been shown and, on their basis, it was possible to fairly fully represent the picture of physical processes in the plasma of the external discharge column and the effect of its structure on the energy efficiency of the welding process. It is shown that a arc discharge with a hollow cathode in a vacuum, the outer column of which has the structure of a plasma beam, is a relatively highly concentrated energy source and, in terms of its specific energy indicators, can achieve an energy concentration that is inferior only to beam energy sources.

**Keywords:** arc discharge in vacuum, hollow cathode, structure of the external column, energy efficiency of the welding

Известно, что энергетическая эффективность рабочего процесса существенно повышается, если при сварке плавлением использовать концентрированный источник энергии, плотность мощности которого в пятне нагрева достигает порядка  $5 \cdot 10^4 \dots 1 \cdot 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> [1]. Такой уровень плотности мощности, выделяемой на изделии, присущ в основном лучевым источникам энергии (лазерным и электронным лучам).

Из дуговых источников энергии только дуговой разряд с полым катодом (ДРПК) в вакууме может обеспечить в зоне сварки примерно такие же значения плотности мощности. Вместе с тем на практике далеко не всегда используют режимы ДРПК, обеспечивающие при неизменной тепловой мощности наиболее высокую эффективность сварочного процесса, которая во многом зависит от направленности переноса энергии от катода к аноду-изделию, и обусловлена главным образом структурой внешнего столба ДРПК.

Например, при силе тока разряда (далее сила тока)  $I = 30 \dots 35$  А, длине дугового промежутка 15 мм и диаметре полости катода 2 мм в центре пятна нагрева плотность мощности ДРПК достигает  $1 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>. При увеличении силы тока на 70...75 % (55...60 А) эффективная мощность ДРПК остается практически неизменной, а плотность мощности повышается почти на порядок (до  $1 \cdot 10^4$  Вт/см<sup>2</sup>).

Это обусловлено в первую очередь тем, что внешний столб ДРПК в указанном диапазоне силы тока резко изменяет форму. Из слабо различимого на вид и размытого по объему камеры столб переходит в ярко видимый цилиндрический шнур, диаметром примерно равным диаметру полости катода (рис. 1).

Изменение формы столба ДРПК безусловно связано с изменением его структуры. С точки зрения феноменологического подхода принято даже по этому признаку различать две формы устойчивого состояния ДРПК — диффузную (размытый внешний столб) и контрагированную (видимый столб цилиндрической формы) [2]. Объяснению формирования столба ДРПК в виде цилиндрического шнура посвящено много работ, из которых можно выделить следующие.

В статье [3] впервые была выдвинута гипотеза об электронно-лучевой структуре столба разряда, сжатие которого происходило в основном за счет автогазовой фокусировки. В работе [4] установлено, что наряду с автогазовой

фокусировкой эффективным механизмом, обеспечивающим цилиндрическую форму и пространственную устойчивость столба ДРПК (и особенно при больших значениях силы тока), является его сжатие собственным магнитным полем тока разряда — пинч-эффект.

Однако, как показали эксперименты по отклонению столба ДРПК поперечным магнитным полем на угол 90° и более, его близкая к цилиндрическому шнуру форма сохраняется, и после отклонения столба его положение остается стабильным в пространстве и во времени (рис. 2). Значит, фокусировку столба нельзя объяснить только наличием пинч-эффекта, так как при его деформации обязательно должны возникнуть продольная и поперечная неустойчивости пинч-эффекта [5].

Следовательно, сохранить стабильное положение деформированного столба в пространстве не представляется возможным, что противоречит действительности. Сжатие столба нельзя объяснить и стабилизирующим действием газовой струи [6], поскольку она не может отклониться под действием магнитного поля. Кроме того, известно [7], что получение газовых струй с малой угловой расходимостью

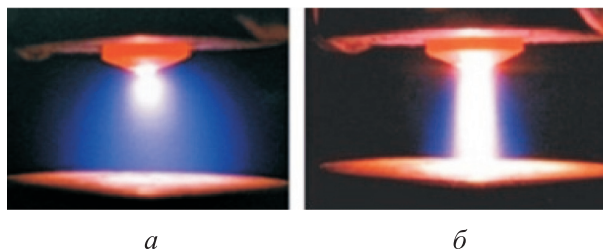


Рис. 1. Внешний вид ДРПК в вакууме:  
а — в диффузной форме при силе тока  $I < 50$  А;  
б — в контрагированной форме при силе тока  $I > 60$  А



Рис. 2. Внешний вид ДРПК под воздействием поперечного магнитного поля при подаче аргона через полость катода  $G = 0,5$  мг/с, длине дугового промежутка  $l = 80$  мм, силе тока  $I = 75$  А и напряжении разряда  $U = 22$  В

при их истечении в вакуум связано с большими трудностями.

Исследование плазмы внешнего столба ДРПК позволило выдвинуть в работе [8] предположение о существовании в ней разряда двух групп электронов: быстрых с энергией  $\epsilon = 8,0 \dots 28,0$  эВ и медленных с  $\epsilon = 1,5 \dots 8,0$  эВ). Теоретические исследования в трудах [9, 10] позволили качественно объяснить, каким образом в плазме внешнего столба наряду с медленными (тепловыми) электронами появляются быстрые (так называемые убегающие).

Однако информации качественного характера о структуре внешнего столба разряда явно недостаточно, так как с позиции сварки плавлением она не позволяет определить зависимость концентрации энергии в пятне нагрева, а следовательно, и энергетической эффективности сварки, от структуры столба ДРПК при изменении его параметров режима.

Цель работы — установление влияния структуры столба ДРПК на энергетическую эффективность сварки при различных параметрах режима ДРПК.

**Методика проведения экспериментов.** Опыты выполняли в вакуумной камере объемом  $0,4 \text{ м}^3$ . Питание ДРПК осуществляли от сварочного преобразователя постоянного тока ТИР-315. Параметры режима ДРПК варьировали в следующих диапазонах: сила тока  $I = 10 \dots 150$  А; подача аргона через полость катода  $G = 0,5 \dots 4,0$  мг/с; длина дугового промежутка  $l = 5 \dots 80$  мм; давление в камере  $p_k = (5 \dots 9) \cdot 10^{-2}$  Па.

Полые катоды изготавливали из танталовой фольги толщиной 50 мкм и прутков иттрированного вольфрама с внутренней полостью диаметром 2...5 мм, толщиной стенки 0,5...2,0 мм и длиной 20...40 мм. Эксперименты выполняли с использованием как изолированного от камеры водоохлаждаемого анода, так и неизолированного, находящегося под одним потенциалом с камерой и являющегося в данном случае технологическим изделием.

За базовую методику выбрали зондовую [11], дающую возможность определять такие важные параметры плазмы, как энергия  $\epsilon$  и концентрация  $n_e$  электронов, потенциал плазмы  $U_0$ , напряженность электрического поля  $E$  и вид функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ). Для нахождения ФРЭЭ использовали один из современных математических методов, позволяющий определять ее непосред-

ственно из зондовых характеристик путем решения обратной некорректно поставленной задачи с применением метода регуляризации по М.А. Лаврентьеву с численной реализацией на ЭВМ [12].

В результате были построены распределения локальных параметров плазмы ДРПК в широком диапазоне его режимов, на основе которых впервые удалось достаточно полно представить картину физических процессов в плазме внешнего столба разряда и влияние его структуры на энергетическую эффективность процесса сварки.

Дифференциальную напряженность продольного электрического поля в столбе разряда измеряли с помощью двойного зонда.

### Результаты экспериментов и их обсуждение.

Обработка зондовых характеристик при силе тока  $I = 10 \dots 45$  А показала, что ФРЭЭ близка к максвелловской. Свойства плазмы столба ДРПК в диффузной форме определяются в основном термализованными электронами. При этом температура электронов  $T_e = 1,5 \dots 8,5$  эВ, а концентрация  $n_e = 2 \cdot 10^{11} \dots 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Характерные радиальные распределения энергии, концентрации электронов и потенциала плазмы во внешнем столбе ДРПК при подаче аргона через полость катода  $G = 0,5$  мг/с, длине дугового промежутка  $l = 15$  мм и различных значениях силы тока  $I$  и напряжения  $U$  разряда приведены на рис. 3, где  $r$  — радиус внешнего столба разряда. Плазма высокой плотности сосредоточена на оси разряда. Спад концентрации заряженных частиц в радиальном направлении имеет экспоненциальный характер.

Для диффузного разряда характерно, что с повышением силы тока до 30...45 А температура электронов возрастает. С достижением ею максимального значения появляются интенсивные колебания параметров плазмы. При дальнейшем росте силы тока ДРПК переходит в другое устойчивое состояние, характеризующееся резким снижением амплитуды колебаний параметров плазмы и изменением структуры внешнего столба. Так, в его центральной части, радиус которой составляет примерно 0,2...0,3 радиуса полости катода, ФРЭЭ существенно отличается от распределений Максвелла и Дрювестейна.

Анализ вида ФРЭЭ в этой зоне плазмы внешнего столба ДРПК показал, что при увели-

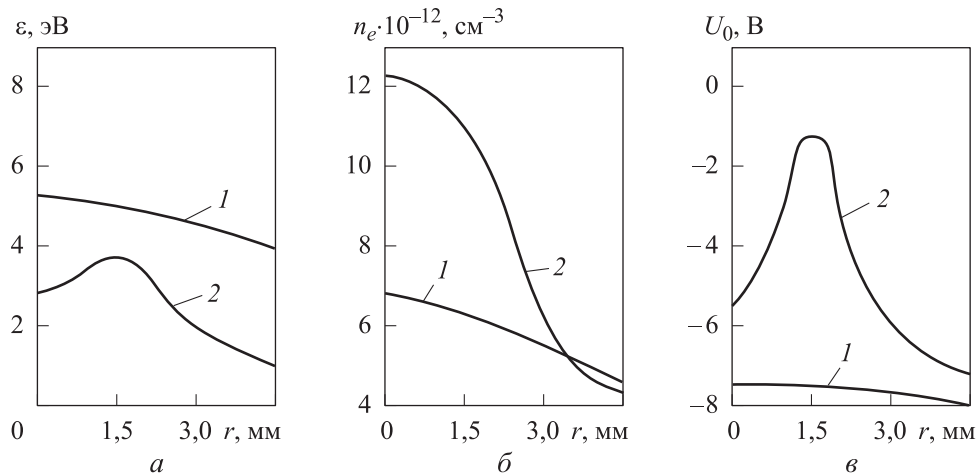


Рис. 3. Характерные радиальные распределения энергии  $\epsilon$  (а), концентрации  $n_e$  (б) электронов и потенциала плазмы  $U_0$  (в) во внешнем столбе ДРПК при  $G = 0,5$  мг/с,  $l = 15$  мм и различных значениях силы тока и напряжения разряда:  
1 —  $I = 10$  А,  $U = 28$  В; 2 —  $I = 53$  А,  $U = 22$  В

чении силы тока с 50 до 100 А и более происходит смещение вправо максимума ФРЭЭ в области низких энергий электронов (4...6 эВ), а при  $I > 60$  А появляется второй максимум в области высоких энергий (16...20 эВ) и наблюдается обеднение ФРЭЭ электронами с  $\epsilon = 10...12$  эВ (рис. 4).

Двухгрупповое распределение электронов по энергиям связано с высокой плотностью тока и резким изменением давления в прикатодной области. Так, при плотности тока более  $500$  А/см<sup>2</sup>, средней энергии электронов 3...6 эВ и их концентрации  $1 \cdot 10^{12}...1 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> направленная скорость электронов всегда превышает хаотическую (тепловую). При этом действие электрического поля не может быть компенсировано силой динамического трения. Деформация ФРЭЭ вызвана в основном наличием эффекта убегания электронов.

Периферийная часть столба ДРПК во многом идентична таковой для разряда в диффузной форме. Между периферийной частью столба и центральной в плазме существует зона, в которой по сравнению с максвелловским распределением ФРЭЭ обеднена электронами с энергией, превышающей 8 эВ, и она практически близка к моноэнергетическому распределению с  $\epsilon = 3...6$  эВ.

В основном это связано с тем, что у тепловых электронов диффузия в радиальном направлении больше, чем у высокоэнергетических, имеющих высокую направленную скорость в сторону анода. Спад концентрации электронов плазмы от центра к периферии

столба разряда увеличивается резко по сравнению со спадом ДРПК в диффузной форме.

Дальнейшие исследования по структуре столба ДРПК показали, что она несколько изменяется по длине дугового промежутка. Причиной этого являются процессы релаксации энергии убегающих электронов. Уже на расстоянии 15...35 мм от катода ФРЭЭ близка к максвелловскому распределению с локальным максимумом около 6 эВ.

Резко нелинейный характер распределения параметров неравновесной плазмы внешнего столба ДРПК всегда характеризуется наличием двойных электрических слоев как в радиальном направлении, так и в осевом. Зондовые исследования показали, что приосевая часть столба разряда как бы изолирована от периферийной

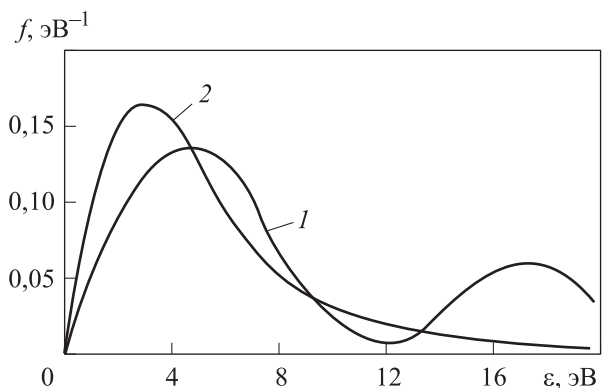


Рис. 4. Функция распределения электронов  $f$  по энергии  $\epsilon$  в плазме вдоль оси стола ДРПК при силе тока  $I = 90$  А и длине дугового промежутка  $l = 8$  мм:  
1 — ФРЭЭ ДРПК; 2 — ФРЭЭ по Максвеллу

цилиндрической оболочкой, т. е. двойными электрическими слоями, которые и способствуют сохранению столба в виде цилиндрического шнура (рис. 5).

На основании результатов, полученных при экспериментальных исследованиях можно заключить следующее. При силе тока менее 60 А структура столба ДРПК схожа с таковой для традиционных дуговых разрядов как при низком давлении, так и при атмосферном. Это подтверждают и сравнительно невысокие значения плотности мощности в центре пятна нагрева (менее  $2 \cdot 10^3$  Вт/см<sup>2</sup>).

При силе тока более 60 А структура столба ДРПК начинает резко изменяться главным образом потому, что наряду с тепловыми электронами ( $\epsilon = 3...6$  эВ) в приосевой части столба появляются высокоэнергетичные ( $\epsilon = 16...20$  эВ), хотя концентрация вторых почти в 10 раз ниже, чем у первых. Тем не менее они существенно влияют на свойства столба ДРПК.

В этом случае плазма столба переходит из двухкомпонентной системы (содержащей термализованные электроны и ионы) в трехкомпонентную (состоящую из ионов, высокоэнергетичных и термализованных электронов). Трехкомпонентную систему принято называть плазменным пучком [13], так как она приобретает одно из важных свойств, присущих электронным и ионным пучкам, — высокую направленность переноса энергии.

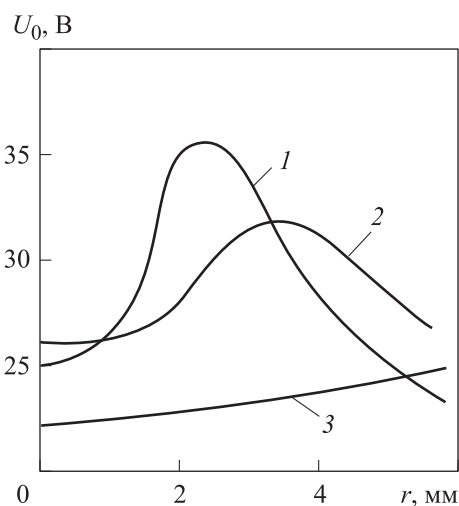


Рис. 5. Радиальные профили потенциала плазмы  $U_0$  относительно катода во внешнем столбе ДРПК при  $I = 120$  А,  $G = 2,0$  мг/с,  $l = 50$  мм и различных значениях расстояния от выходного сечения катода до зонда: 1 —  $l_{к-з} = 2$  мм; 2 —  $l_{к-з} = 4$  мм; 3 —  $l_{к-з} = 25$  мм

Для количественной оценки степени направленности переноса энергии в столбе ДРПК в зависимости от параметров его режима введен так называемый коэффициент направленности

$$K_n = \sqrt{\frac{\epsilon_{ср}}{\epsilon_{ср.м}}},$$

где  $\epsilon_{ср}$  — средняя энергия электронов, рассчитанная по экспериментальной ФРЭЭ;  $\epsilon_{ср.м}$  — средняя энергия электронов, соответствующая максвелловскому распределению с температурой  $T_e$ .

Коэффициент направленности в какой-то степени характеризует расходимость плазменного пучка (чем больше  $K_n$ , тем меньше различаются диаметры пятна нагрева и полости катода).

Анализ результатов исследований показал, что коэффициент направленности в столбе ДРПК, имевший структуру плазменного пучка, растет с увеличением силы тока, диаметра полости катода и уменьшается с ростом подачи аргона через полость катода и длины дугового промежутка. Так, в диапазоне силы тока 30...100 А коэффициент направленности повышается с 1,0 до 2,0.

Плотность мощности в пятне нагрева существенно зависит от плотности тока, которой наиболее рационально управлять в ДРПК изменением силы тока. При увеличении  $I$  с 50 до 70 А пропорционально возрастает плотность плазмы в приосевой части столба разряда. В этом случае высокоэнергетичные электроны ионизируют находящиеся в столбе нейтральные атомы аргона.

При силе тока более 70...80 А его плотность и, соответственно, плотность мощности в пятне нагрева преимущественно растут вследствие повышения доли высокоэнергетичных электронов.

Направленность плазменного пучка можно оценить по отношению плотностей тока в приосевой области вблизи выходного сечения катода и анода. Плотность дрейфового тока определяется выражением

$$j = e \left( \frac{n_{e1}}{4} \sqrt{\frac{2\epsilon_1}{m_e}} + \frac{n_{e2}}{4} \sqrt{\frac{2\epsilon_2}{m_e}} \right),$$

где  $e$  — заряд электрона;  $n_{e1}$ ,  $n_{e2}$  и  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  — концентрации и энергии тепловых и высокоэнергетичных электронов соответственно;  $m_e$  — масса электрона.

Оценочные расчеты показывают, что несмотря на малую долю высокоэнергетичных элек-



тронов в плазменном пучке ДРПК при силе тока более 150...160 А они до 50...70 % обеспечивают плотность тока в приосевой области. Обусловлено это главным образом высокой направленностью потока высокоэнергетичных электронов

В данном случае в приосевой области столба объемного отрицательного заряда как вдоль разряда, так и поперек его в плазме возникает самосогласующееся электрическое поле, которое вытягивает из полого катода ровно столько положительных ионов, сколько их необходимо для нейтрализации объемного заряда в межэлектродном промежутке и, соответственно, для поддержания плазменного пучка в виде цилиндрического шнура.

Вместе с тем ярко выраженная группа высокоэнергетичных электронов приводит к увеличению в межэлектродном пространстве электропроводности плазмы в несколько раз при изменении средней направленной скорости электронов от нуля до средней тепловой [14]. При этом приосевая часть плазменного пучка становится высокоэффективным каналом проводимости, через который проходит основная часть разрядного тока. Это явление и определяет главным образом переход ДРПК из диффузной формы в контрагированную.

Эффективный канал электропроводности плазменного пучка является и каналом переноса с высокой направленностью энергии ДРПК, которая в значительной мере выделяется в плазме внутри полости катода, поскольку потенциал  $U_0$  в этой области достигает значений, близких к напряжению разряда. Вся эта энергия практически без потерь достигает анода.

Следовательно, при неизменной эффективной мощности ДРПК для получения максимальной концентрации энергии необходимо исполь-

зовать такое сочетание параметров режима разряда, при котором его столб в прианодной области имел бы структуру плазменного пучка высокой плотности, близкой к насыщению, а средняя энергия электронов достигала максимально возможного значения за счет повышения доли высокоэнергетичных электронов.

Такого рода режимы можно получать при использовании катодов с диаметром полости на их выходе 1,5...3,0 мм при поддержании длины дугового промежутка  $l = 8...15$  мм и подаче аргона  $G = 0,8...2,0$  мг/с. Соблюдение перечисленных параметров режима ДРПК при силе тока 300...320 А позволяет, например, сваривать встык без разделки кромок листы из титанового сплава ВТ20 толщиной 10...12 мм за один проход со скоростью 10...14 мм/с [15, 16]. При этом удельная энергия процесса сварки находится в пределах  $\epsilon_{св} = 48...52$  Дж/мм<sup>2</sup>.

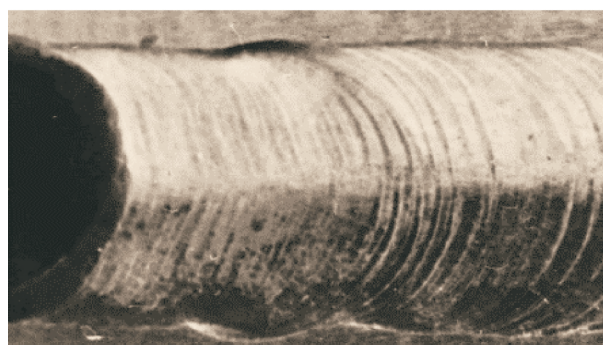
Для сравнения отметим, что при автоматической сварке погруженным вольфрамовым электродом (АСПВЭ) в среде аргона при силе тока 800...1200 А листов из титанового сплава ВТ20 без разделки кромок со сквозным проплавлением толщиной 10...12 мм за один проход со скоростью 6...8 мм/с удельная энергия процесса достигает 140...160 Дж/мм<sup>2</sup> [17], что почти в 3 раза больше, чем при сварке в оптимальном режиме ДРПК в вакууме.

Следует отметить, что лицевой валик шва при сварке ДРПК в вакууме гладкий и его ширина примерно в 2,5–3,0 раза меньше, чем при АСПВЭ в среде аргона (рис. 6).

Таким образом, ДРПК в вакууме, внешний столб которого имеет структуру плазменного пучка, является сравнительно высококонцентрированным источником энергии и по удельным энергетическим показателям занимает



а



б

Рис. 6. Внешний вид швов, сваренных ДРПК в вакууме (а) и АСПВЭ в среде аргона (б) встык без разделки кромок листов титанового сплава ВТ20 в режиме сквозного проплавления толщиной листа 12 мм

промежуточное положение между дугой в среде аргона и электронным лучом.

## Выводы

1. При силе тока более 60 А плазма внешнего столба ДРПК в вакууме приобретает контрагированную форму и характеризуется в приосевой области двухгрупповым распределением электронов по энергиям: первый максимум ФРЭЭ находится в области низких энергий электронов (4...6 эВ), второй — в области высоких (16...20 эВ).

2. Целесообразно рассматривать структуру внешнего столба ДРПК контрагированной формы, плазма которого является трехкомпонентной системой, как плазменный пучок, характеризующийся высокой направленностью переноса энергии.

3. При неизменной эффективной мощности ДРПК в вакууме только за счет изменения структуры плазменного пучка можно снизить удельную энергию процесса при сварке в 2–3 раза и достичь концентрации энергии, уступающей лишь лучевым источникам.

## Литература

- [1] Неровный В.М., ред. *Теория сварочных процессов*. Москва, Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2016. 702 с.
- [2] Чередниченко М.В. Электрофизические и теплофизические процессы в дуговом разряде вакуумных плазмотронов с полыми катодами. *Научный вестник НГТУ*, 2001, № 2(11), с. 159–170.
- [3] Чередниченко В.С., Юдин Б.И. *Вакуумные плазменные электроды*. Новосибирск, Изд-во НГТУ, 2010. 586 с.
- [4] Коринец В.Р. Исследование влияния внешнего магнитного поля на разряд с полым катодом. *Труды Московского энергетического института*, 1981, вып. 513, с. 39–46.
- [5] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. *Физика плазмы для физиков*. Москва, Атомиздат, 1979. 315 с.
- [6] Чередниченко В.С., Косинов В.А. Дуговой разряд с полым катодом. *Известия СО АН СССР. Серия технических наук*, 1980, вып. 3, № 3, с. 22–30.
- [7] Лукьянов Г.А. *Сверхзвуковые струи плазмы*. Ленинград, Машиностроение, Ленингр. отд-ние, 1985. 264 с.
- [8] Болотин В.С., Петров А.В. Электрические характеристики дугового разряда с полым неплавящимся электродом. *Сварочное производство*, 1976, № 7, с. 1–4.
- [9] Кручинин А.М. Исследование характеристик проводимости электронно-плазменных печей. *Труды Московского энергетического института*, 1981, вып. 513, с. 11–20.
- [10] Shobako S., Ohta M., Ohji T. Characteristics of an arc column in a hollow cathode arc. *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*, 2005, vol. 23, no. 2. pp. 270–275, doi: 10.2207/qjws.23.270
- [11] Демидов В.И., Колоколов Н.Б., Кудрявцев А.А. *Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы*. Москва, Энергоатомиздат, 1996. 240 с.
- [12] Неровный В.М., Ямпольский В.М., Кацья К.В. Исследование дугового разряда с полым катодом как источника энергии для сварочных процессов. *Известия Сибирского отделения Академии наук СССР. Серия технических наук*, 1985, № 2, с. 57–63.
- [13] Незлин М.В. *Динамика пучков в плазме*. Москва, Энергоиздат, 1982. 264 с.
- [14] Живлюк Ю.Н. Зависимость проводимости плазмы от функции распределения электронов по скоростям. *Журнал технической физики*, 1971, т. 41, № 7, с. 1353–1356.
- [15] Неровный В.М. Повышение эффективности дуговой сварки в вакууме титановых сплавов. *Сварка и диагностика*, 2012, № 5, с. 18–22.
- [16] Xu J., Qi H., Wang J., He J., Tian X., Gong C., Li C. Welding technology and melting characteristics on vacuum arc with hollow cathode. *Hanjie Xuebao/Transactions of the China Welding Institution*, 2018, vol. 39, no. 6. pp. 47–52.
- [17] Долотов Б.И. *Сварка погруженным вольфрамовым электродом*. Москва, Машиностроение-1, 2004. 206 с.

## References

- [1] *Teoriya svarochnykh protsessov* [Theory of welding processes]. Ed. Nerovnyy V.M. Moscow, Bauman Press, 2016. 702 p.

- [2] Cherednichenko M.V. Electrophysical and thermophysical processes in the arc discharge of vacuum plasma torches with hollow cathodes. *Scientific Bulletin of NSTU*, 2001, no. 2(11), pp. 159–170 (in Russ.).
- [3] Cherednichenko V.S., Yudin B.I. *Vakuumnyye plazmennyye elektropечи* [Vacuum plasma electric furnaces]. Novosibirsk, NSTU publ., 2010. 586 p.
- [4] Korinets V.R. Investigation of the effect of an external magnetic field on a discharge with a hollow cathode. *Trudy Moskovskogo energeticheskogo instituta*, 1981, iss. 513, pp. 39–46 (in Russ.).
- [5] Artsimovich L.A., Sagdeyev R.Z. *Fizika plazmy dlya fizikov* [Plasma physics for physicists]. Moscow, Atomizdat publ., 1979. 315 p.
- [6] Cherednichenko B.S., Kosinov V.A. Hollow cathode arc discharge. *Izvestiya SO AN SSSR. Seriya tekhnicheskikh nauk*, 1980, vol. 3, no. 3, pp. 22–30 (in Russ.).
- [7] Luk'yanov G.A. *Sverkhzvukovyye strui plazmy* [Supersonic plasma jets]. Leningrad, Mashinostroyeniye publ., Leningr. otd-niye, 1985. 264 p.
- [8] Bolotin B.C., Petrov A.V. Electrical characteristics of an arc discharge with a hollow non-consumable electrode. *Svarochnoye proizvodstvo*, 1976, no. 7, pp. 1–4 (in Russ.).
- [9] Kruchinin A.M. Investigation of the conductivity characteristics of electron-plasma furnaces. *Trudy Moskovskogo energeticheskogo instituta*, 1981, iss. 513, pp. 11–20 (in Russ.).
- [10] Shobako S., Ohta M., Ohji T. Characteristics of an arc column in a hollow cathode arc. *Quarterly Journal of the Japan Welding Society*, 2005, vol. 23, no. 2. pp. 270–275, doi: 10.2207/qjws.23.270
- [11] Demidov V.I., Kolokolov N.B., Kudryavtsev A.A. *Zondovyye metody issledovaniya nizkotemperaturnoy plazmy* [Probe methods for studying low-temperature plasma]. Moscow, Energoatomizdat publ., 1996. 240 p.
- [12] Nerovnyy V.M., Yampol'skiy V.M., Katsiya K.V. Investigation of a hollow cathode arc discharge as an energy source for welding processes. *Izvestiya Sibirskogo otdeleniya Akademii nauk SSSR. Seriya tekhnicheskikh nauk*, 1985, no. 2, pp. 57–63 (in Russ.).
- [13] Nezlin M.V. *Dinamika puchkov v plazme* [Dynamics of beams in plasma]. Moscow, Energoizdat publ., 1982. 264 p.
- [14] Zhivlyuk Yu.N. Dependence of plasma conductivity on the electron velocity distribution function. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki*, 1971, vol. 41, no. 7, pp. 1353–1356 (in Russ.).
- [15] Nerovnyy V.M. Improving the efficiency of vacuum arc welding of titanium alloys. *Svarka i diagnostika*, 2012, no. 5, pp. 18–22 (in Russ.).
- [16] Xu J., Qi H., Wang J., He J., Tian X., Gong C., Li C. Welding technology and melting characteristics on vacuum arc with hollow cathode. *Hanjie Xuebao/Transactions of the China Welding Institution*, 2018, vol. 39, no. 6. pp. 47–52.
- [17] Dolotov B.I. *Svarka pogrzhennym vol'framovym elektrodom* [Submerged tungsten electrode welding]. Moscow, Mashinostroyeniye-1 publ., 2004. 206 p.

Статья поступила в редакцию 15.10.2020

## Информация об авторе

**НЕРОВНЫЙ Вячеслав Михайлович** — доктор технических наук, профессор кафедры «Технология сварки и диагностики». МГТУ им. Н.Э. Баумана (105005, Москва, Российская Федерация, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1, e-mail: vmn@bmstu.ru).

## Information about the author

**NEROVNIY Vyacheslav Michailovich** — Doctor of Science (Eng.), Professor, Technology of Welding and Diagnostics Department. Bauman Moscow State Technical University (105005, Moscow, Russian Federation, 2<sup>nd</sup> Baumanskaya St., Bldg. 5, Block 1, e-mail: vmn@bmstu.ru).

### Просьба сослаться на эту статью следующим образом:

Неровный В.М. Влияние структуры столба дугового разряда в вакууме на энергетическую эффективность процесса сварки. *Известия высших учебных заведений. Машиностроение*, 2021, № 2, с. 18–25, doi: 10.18698/0536-1044-2021-2-18-25

### Please cite this article in English as:

Nerovnyy V.M. Influence of the Structure of the Arc Discharge Column in Vacuum on the Energy Efficiency of the Welding Process. *BMSTU Journal of Mechanical Engineering*, 2021, no. 2, pp. 18–25, doi: 10.18698/0536-1044-2021-2-18-25