

О причине повышения зарядности ионов при наложении продольного магнитного поля на вакуумно-дуговой разряд

И. А. Кринберг

Иркутский государственный университет, г. Иркутск, Россия

Исследован процесс расширения и нагрева катодной плазмы в вакуумной дуге, помещенной в аксиальное магнитное поле. Показано, что наложение внешнего поля приводит к формированию плазменного канала постоянного сечения и повышению электронной температуры и зарядности ионов, если частота кулоновских столкновений становится меньше ларморовой частоты электронов. Модельные расчеты выполнены для вакуумной дуги с катодами из Al, Ta, W и U при силе тока 100–800 А и величине магнитного поля 0–0,5 Тл. Вычисленные значения ионного заряда согласуются с измерениями.

Вакуумно-дуговой разряд часто используется для генерации интенсивных ионных потоков в различных технических приложениях. Как показывают измерения [1–5], наложение на вакуумную дугу внешнего магнитного поля $B = 0,03–1$ Тл, направленного вдоль оси разрядного промежутка, приводит к увеличению среднего заряда ионов Z в 1,2–2,5 раза по сравнению с дугой без магнитного поля. При этом наблюдаются следующие характерные особенности влияния внешнего поля на ионный состав;

- повышение ионного заряда имеет место даже при малой силе разрядного тока $I = 100–300$ А [1, 2, 4];
- ионный заряд Z увеличивается лишь при усилении поля до некоторого предельного значения $B_{\max} \cong 0,5$ Тл, после чего рост Z прекращается [4];
- при большой силе тока $I \geq 3$ кА магнитное поле перестает влиять на ионный заряд [2].

Несмотря на широкое применение внешнего аксиального магнитного поля как средства повышения зарядности ионов, физическая интерпретация данного эффекта по существу отсутствует. В работах [2, 4] предполагается, что магнитное поле обеспечивает большее время пребывания ионов в области интенсивной ионизации *вблизи катодного пятна* и вызывает повышение электронной температуры в этой области на 1–2 эВ (до 5 эВ). При этом значения температуры и плотности электронов подбирались таким образом, чтобы согласовать результаты расчета ионного состава по уравнению Саха (равновесная ионизация) с данными измерений. Каких-либо модельных оценок, связывающих электронную температуру с величиной магнитного поля, не представлено.

В имеющихся моделях вакуумной дуги преимущественно анализируется влияние внешнего

магнитного поля на пространственную структуру плазменной струи и падение напряжения на разряде [6–8]. Лишь в работе [9] были выполнены численные расчеты электронной температуры и ионного состава для фиксированного значения $B/I = \text{const}$. Показано, что повышение зарядности ионов происходит не в прикатодной области дуги, а в основной части разрядного промежутка (вплоть до анода), где электронная температура возрастает до 12 эВ и имеет место неравновесная ионизация. К сожалению, в [9] не представлены расчеты для случая $B = 0$. Поэтому трудно понять, в какой мере полученные значения Z обусловлены влиянием внешнего магнитного поля B , а в какой степени — другими входными параметрами модели (силой тока I , коэффициентом эрозии и др.). Механизм воздействия магнитного поля на температуру и ионный состав в [9] не обсуждаются. Более того, в модели [9] принято, что потоки ионов и электронов изначально направлены вдоль магнитного поля, вследствие чего, как будет показано ниже, эффект воздействия поля на слаботочную плазменную струю оказывается за рамками предложенной модели.

В настоящей работе рассматривается влияние внешнего магнитного поля на параметры плазмы стационарной вакуумной дуги при сравнительно малой силе тока $I < 1$ кА, когда влиянием собственного магнитного поля разрядного тока можно пренебречь [10].

Анализируются основные причины повышения температуры электронов и заряда ионов при наложении продольного магнитного поля на вакуумно-дуговой разряд. Интерпретируется и моделируется зависимость ионного заряда Z от величины поля B .

Физика явления

Как известно, в отсутствие внешнего магнитного поля наблюдается сферическое расширение плазмы из области катодного пятна в пределах конуса с углом $\alpha \approx 20-40^\circ$ [11] (плоский анод) или даже $\alpha \approx 40-70^\circ$ [12] (сферический анод). При наложении на разряд аксиального магнитного поля режим сферического расширения будет сохраняться лишь в основании плазменной струи (вблизи пятна), где концентрация электронов составляет $N_e = 10^{16} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а частота столкновений электронов с ионами $\nu_{ei} \propto N_+ \propto N_e$ существенно превышает ларморову частоту электронов $\omega_e = eB/m_e c$ (e и m_e — заряд и масса электрона, соответственно). При удалении от катода плотность плазмы и частота столкновений уменьшаются как $1/x^2$, где x — расстояние от поверхности катода.

Для слабого магнитного поля B условие $\nu_{ei} \gg \omega_e$ может сохраняться при всех значениях $x \leq L$, т. е. во всем межэлектродном промежутке длиной L . В этом случае проводимость плазмы σ остается изотропной, и влияние поля на параметры плазменной струи отсутствует. Если же на некотором расстоянии $x_1 < L$ начинает выполняться условие $\nu_{ei} \leq \omega_e$, то при $x > x_1$ электроны оказываются замагниченными (рис. 1). Так как поперечная проводимость плазмы $\sigma_{\perp} = \sigma / (1 + \omega_e^2 \tau_e^2)$ становится существенно меньше продольной проводимости σ (здесь $\tau_e = 1/\nu_{ei}$ обозначает время между столкновениями), то ток протекает преимущественно вдоль направления магнитного поля. Хотя ионы вследствие большой массы остаются незамагниченными, они будут двигаться вдоль линий тока (под действием возникающего поляризаационного поля) для сохранения квазинейтральности плазмы. Такое предположение о подобии токового и плазменного каналов высказывалось в [6]. Измерения показывают, что аксиальное магнитное поле действительно приводит к росту продольного и уменьшению поперечного потоков ионов [13].

Таким образом, естественно ожидать, что при $\omega_e \tau_e \gg 1$ расширение плазменной струи прекращается, и она принимает цилиндрическую форму. Данный вывод хорошо согласуется с оптическими измерениями, согласно которым диаметр дугового канала не зависит от расстояния от катода уже при умеренной величине внешнего магнитного поля [14].

При усилении магнитного поля переход к продольному течению плазмы начинается ближе к катоду, так что радиус струи $R \approx R_0 + x_1 \text{tg}\alpha$ (см. рис. 1) становится меньше. Если при некоторой величине поля $B = B_{\text{max}}$ условие $\omega_e \tau_e \geq 1$

выполняется уже у основания плазменной струи, то последняя сразу принимает форму цилиндра радиусом $R \approx R_0$, и дальнейшее увеличение поля ($B = B_{\text{max}}$) не приведет к каким-либо изменениям радиуса струи. В условиях слабого расширения ($S = \pi R^2 \approx \text{const}$) приток энергии $P/\sigma S^2 \propto 1/R^4$ к электронам вызывает повышение их температуры, которое будет тем больше, чем меньше радиус струи. Поэтому за пределами прикатодной области возрастает скорость ионизации ионов электронным ударом и увеличивается ионный заряд.

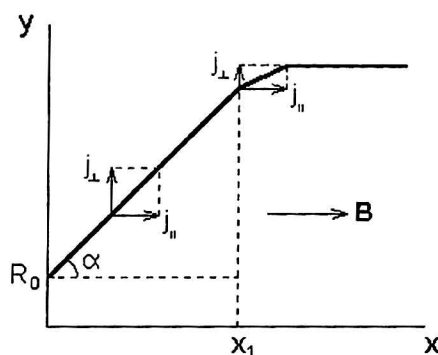


Рис. 1. Схема протекания тока вдоль боковой поверхности катодной плазменной струи

Данный механизм близок к механизму роста зарядности ионов под действием собственного магнитного поля токнесущей плазменной струи [10, 15], однако в отличие от собственного азимутального поля внешнее аксиальное магнитное поле не сжимает плазменную струю, а лишь препятствует ее расширению.

Основные уравнения и предположения

Для моделирования влияния внешнего магнитного поля на электронную температуру и ионный состав будем использовать квазиодномерную модель, позволяющую установить связь между параметрами плазмы, усредненными по сечению струи $S(x)$, и расстоянием x от поверхности катода. В стационарных условиях в силу законов сохранения потоки массы и заряда, эмитируемые из катодного пятна, остаются постоянными вдоль оси плазменной струи, т. е.

$$G = mN_+VS = \text{const}; \tag{1}$$

$$I = eN_e(V_e - V)S = \text{const}, \tag{2}$$

где V и N_+ — скорость и концентрация ионов с массой m ;

V_e — скорость электронов.

Уравнение теплового баланса электронов можно взять в виде [16]:

$$\frac{3}{2} P_e V_e \frac{d}{dx} \ln \left(\frac{P_e}{N_e^{5/3}} \right) = \frac{I^2}{\sigma S^2} - Q_{in}, \quad (3)$$

где $P_e = N_e k T_e$ — электронное давление;
 k — постоянная Больцмана;

$\sigma = k_\sigma (k T_e)^{3/2} / Z$ — электропроводность плазмы (где $k_\sigma = 3 \cdot 10^{13}$ эВ^{-3/2}с⁻¹ при типичном значении кулоновского логарифма $\ln \Lambda \approx 8$);

Q_{in} — скорость потерь энергии электронами при неупругих столкновениях с ионами.

Для расчета ионного состава можно использовать следующее уравнение [10]:

$$V = \frac{df_n}{dx} = k_n f_{n-1} N_e - k_{n+1} f_n N_e, \quad (4)$$

где $f_n = N_n / N_+$ — доля ионов n -й зарядности с концентрацией N_n ;

k_n — коэффициент ионизации для образования n -кратно-заряженного иона (значения коэффициентов $k_n(T_e)$ даны в [10, 15]).

Средний ионный заряд определяется как $Z = \sum_{n=1} n f_n$, причем в силу квазинейтральности

плазмы $N_e = Z N_+$. Если считать, что при неупругих столкновениях энергия электронов расходуется в основном на ионизацию ионов, то скорость потерь определяется соотношением $Q_{in} = N_e N_+ \sum_{n=1} E_{n+1} k_{n+1} f_n$ (где E_{n+1} — энергия

образования $(n+1)$ -кратнозаряженного иона), т. е. также выражается через относительные доли ионов.

В рассматриваемой модели будем полагать скорость ионов V неизменной вдоль плазменной струи, распространяющейся в однородном магнитном поле $B = \text{const}$. Согласно измерениям [17], при наложении на дуговой разряд внешнего поля наблюдалось как повышение, так и уменьшение скорости ионов. Обнаруженные вариации скорости авторы [17] связывают с различными типами изменения магнитного поля $B(x)$ вдоль оси плазменной струи.

Как следует из выражений (1), (2), скорость электронов можно представить в виде $V_e = V(1 + 1/Z\delta)$, где $\delta = eG/mI$ — безразмерный коэффициент эрозии, значение которого можно взять из результатов измерений, тогда начальное значе-

ние электронной концентрации при $x = 0$, согласно (2), определится соотношением $N_0 = I Z_0 \delta / (e V S_0)$, где $S_0 = \pi R_0^2$.

Систему уравнений (1)–(4) следует дополнить уравнением для определения сечения струи R_0 , радиус $R(x)$ которой можно получить из следующих соображений. Для элемента dr , направленного вдоль границы плазменной струи, из условия отсутствия тока через боковую поверхность струи следует $j_x dr = 0$. Тогда в декартовой системе координат имеем $j_x dy - j_y dx = 0$, где $j_x = -j_{||} = \sigma E_x$ и $j_y = j_{\perp} = \sigma_{\perp} E_y$ — плотности продольного и поперечного тока. Изменение радиуса струи $R = y$ будет определяться уравнением $dR/dx = \sigma_{\perp} E_y / \sigma E_x = E_y / E_x / (1 + \omega_e^2 \tau_e^2)$. Вычисление пространственного распределения электрического поля в плазме представляет весьма сложную задачу. На начальном участке струи, когда $\sigma_{\perp} = \sigma$, имеем $E_y / E_x = j_{||} / j_{\perp} = \text{tg} \alpha$ (см. рис. 1), где α — угол раскрытия струи. Поэтому для приближенных оценок примем $E_y / E_x \approx \text{tg} \alpha \approx 1$. В итоге имеем

$$\frac{dR}{dx} = \frac{\text{tg} \alpha}{1 + \omega_e^2 \tau_e^2}, \quad (5)$$

где время между столкновениями определяется соотношением [16]

$$\tau_e = \frac{3}{4} \sqrt{m_e / 2\pi} (k T_e)^{3/2} / (e^4 Z^2 N_+ \ln \Lambda). \quad (6)$$

Для решения системы уравнений (1)–(6) требуется задать граничные условия $N_e = N_0$, $T_e = T_0$, $R = R_0$, $n = f_n^0$ (и, следовательно, $Z = Z_0$) при $x = 0$. Значения ионных долей f_n^0 могут быть взяты из измерений в слаботочных дугах ($I < 1$ кА) без магнитного поля, так как в этом случае дополнительная ионизация практически отсутствует [10], и плазма сохраняет свой первичный ионный состав, соответствующий прикатоде области [18]. Начальное значение электронной температуры T_0 должно быть несколько меньше значения максимальной температуры $T_c \approx 1-4$ эВ [18] в катодном пятне. Расчеты показали, что величина T_0 слабо влияет на распределение $T_e(x)$ и других параметров плазмы в межэлектродном промежутке, поэтому далее во всех случаях принято $T_0 = 1$ эВ. Значения использованных при модельных расчетах параметров для различного материала катода приведены в таблице.

Параметры плазмы в прикатоде области вакуумной дуги

Материал катода	V , м/с [17]	$Z_0 \delta$ [19]	Z_0	f_1^0	f_2^0	f_3^0	f_4^0
Al (алюминий)	15 400	0.10	1.30 [4]	0.72	0.26	0.02	—
Ta (титан)	12 000	0.07	2.66 [4]	0.06	0.31	0.56	0.07
Bi (висмут)	4700	0.07	1.10 [3]	0.89	0.11	—	—
U (уран)	11 400	0.07	3.25 [5]	—	0.07	0.61	0.32

Результаты расчета и сравнение с экспериментом

При токах $I \leq 100$ А на катоде вакуумной дуги присутствует только одно пятно с характерным значением радиуса $R_0 \approx 0,2$ мм [20]. Поэтому детальные расчеты распределения параметров плазмы вдоль оси плазменной струи были выполнены для случая катода из тантала (Та-катода) именно при $I = 100$ А. На рис. 2—4 представлены результаты вычислений для широкого диапазона значений аксиального магнитного поля.

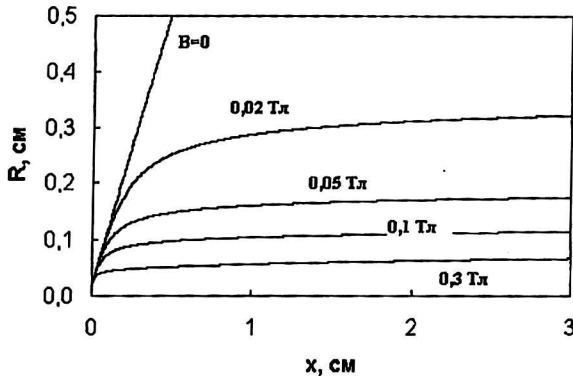


Рис. 2. Изменение радиуса плазменной струи по мере удаления от катода при различных значениях магнитного поля (Та-катод, $I = 100$ А, $R_0 = 0,2$ мм)

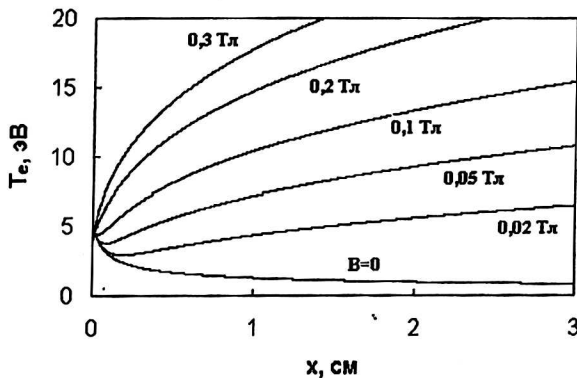


Рис. 3. Изменение электронной температуры вдоль плазменной струи при различных значениях магнитного поля (Та-катод, $I = 100$ А, $R_0 = 0,2$ мм)

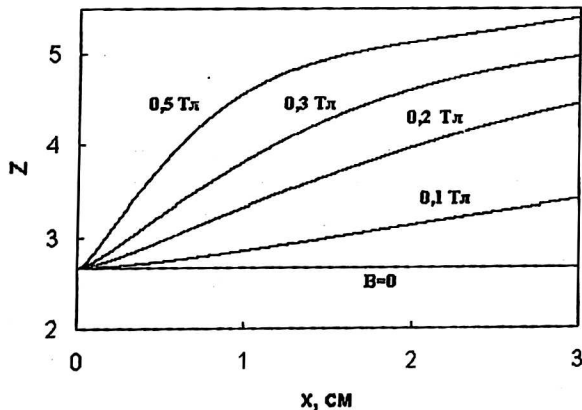


Рис. 4. Изменение среднего заряда ионов вдоль плазменной струи при различных значениях магнитного поля (Та-катод, $I = 100$ А, $R_0 = 0,2$ мм)

Как видно из рис. 2, уже при умеренной величине поля $B \geq 0,05$ Тл плазменная струя принимает цилиндрическую форму, начиная с расстояний от катода $x = 1-2$ мм, что согласуется с оптическими измерениями при $I = 100$ А [14]. Усиление поля приводит к уменьшению радиуса струи без заметного изменения ее формы. Естественным следствием уменьшения сечения токового канала при фиксированном токе $I = \text{const}$ становится повышение электронной температуры (см. рис. 3). Если в вакуумной дуге без магнитного поля ($B = 0$) температура уменьшается из-за расширения плазмы, то в отсутствие существенного расширения ($S \approx \text{const}$ для поля $B > 0,01$ Тл) температура увеличивается вдоль плазменной струи. Однако заметное увеличение ионного заряда Z начинается лишь при величине поля $B \geq 0,1$ Тл (см. рис. 4), когда электронная температура достигает величины $T_e \geq 10$ эВ. Вычисленные значения Z , представленные на рисунке, достаточно близки к ионному заряду $Z = 4,2$, наблюдавшемуся в [3] для Та-катода при $I = 220$ А и $B = 0,375$ Тл. Данные рис. 4 демонстрируют почти двукратное увеличение ионного заряда при наложении внешнего магнитного поля $B = 0,5$ Тл на слаботочную вакуумную дугу с $I = 100$ А. Подобный рост в 1,7 раза наблюдался в [1] при такой же силе тока для катода из урана (U-катода) и $B = 0,34$ Тл.

На рис. 5, а сопоставлены расчетная и наблюдавшаяся зависимости ионного заряда от величины внешнего магнитного поля для силы тока $I = 300$ А. В качестве начального радиуса струи использовалось типичное значение $R_0 \approx 1,5$ мм для группового пятна [20], характерного для токов $I = 200-500$ А и представляющего собой совокупность нескольких обычных катодных пятен. Так как в экспериментальной установке [4] магнитное поле менялось вдоль межэлектродного промежутка, то в качестве значений B при построении экспериментальной зависимости $Z(B)$ использовались значения поля у поверхности катода.

Из рис. 5, б видно, что полученная модельная зависимость ионного заряда от величины магнитного поля качественно согласуется с измерениями [4]: заряд вначале быстро растет при усилении поля до $B \approx 0,1-0,2$ Тл, затем увеличение прекращается. В случае Та-катода хорошо согласуются с наблюдениями и абсолютные значения ионного заряда. В случае катода из алюминия (Al-катода) расчетные значения Z при $B > 0,1$ Тл на 30 % выше измеренных.

На рис. 5, б представлена зависимость $Z(B)$ для U-катода ($I = 800$ А) и катода из висмута (Bi-катода) ($I = 600$ А). При вычислениях в качестве начального радиуса струи использовался

тот же размер группового пятна, что и в предыдущем случае. Согласие с измерениями в работах [2, 3, 5] представляется достаточно приемлемым.

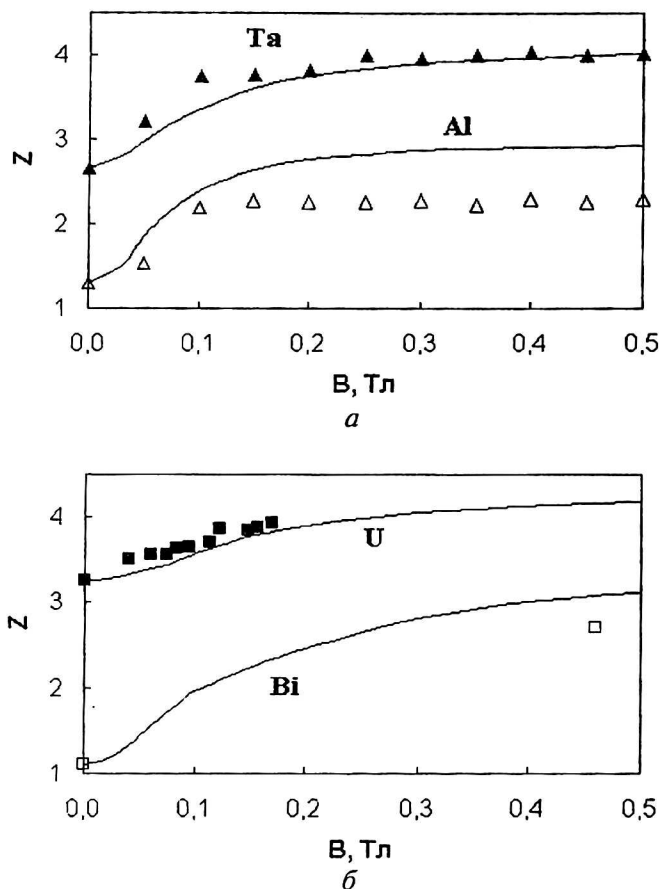


Рис. 5. Зависимость среднего заряда ионов от величины внешнего магнитного поля:

a — катод Та- и Al-катод при $I = 300$ А, $L = 3$ см:
 — — расчет при $R_0 = 1,5$ мм; Δ , \blacktriangle — измерения [4];
б — U-катод при $I = 800$ А, $L = 1$ см и Bi-катод при $I = 600$ А, $L = 1$ см: — — расчет при $R_0 = 1,5$ мм;
 \square , \blacksquare — измерения для U [5] и Bi [2, 3]

Обсуждение и заключение

Проведенный анализ показал, что наложение аксиального магнитного поля на вакуумно-дуговой разряд приводит к существенному изменению пространственной структуры катодной плазменной струи: первоначальное квазисферическое расширение плазмы из области катодного пятна сменяется движением плазмы вдоль внешнего магнитного поля, т. е. образуется плазменный (токовый) канал постоянного сечения. Так как минимальный поперечный размер канала не может быть меньше размера катодного пятна (или группы пятен), из которого эмитируется плазма, то можно ожидать наибольшее увеличение заряда в вакуумных дугах с единственным катодным пятном.

На основании развитой модели можно сделать следующие выводы:

- диаметр плазменного канала уменьшается при усилении внешнего магнитного поля, начиная от значений $B > 0,01$ Тл;
- после уменьшения диаметра плазменного канала до предельного значения, соответствующего начальному диаметру плазменной струи, усиление магнитного поля перестает влиять на размер канала;
- уменьшение диаметра плазменного канала сопровождается повышением электронной температуры и среднего ионного заряда, причем рост последнего становится особенно существенным при полях $B \geq 0,1$ Тл;
- электронная температура и ионный заряд увеличиваются вдоль оси плазменной струи вследствие продолжающегося нагрева идущей от катода плазмы в отсутствие расширения (при постоянном сечении канала).

Для повышения величины ионного заряда в катодных плазменных струях, используемых в различных технологических установках, можно рекомендовать следующие значения параметров вакуумно-дугового разряда:

1. Для существенного повышения ионного заряда требуется наложение на разряд продольного магнитного поля величиной $0,3-1,0$ Тл.
2. Целесообразно использовать вакуумную дугу с единственным катодным пятном, что имеет место при токах $50-100$ А.
3. В случае применения разряда с большой силой тока желательно использовать катоды малого диаметра, чтобы ограничить область распределения катодных пятен.
4. Следует применять разряд с достаточно протяженным межэлектродным промежутком (расстояние между катодом и анодом порядка $3-10$ см).

В силу ряда упрощающих предположений, используемых в модели, желательна экспериментальная проверка некоторых полученных результатов. Прежде всего вызывает определенные сомнения полученный в модели непрерывный рост электронной температуры плазмы по мере ее удаления от катода (см. рис. 3). Возможно, что такое изменение температуры связано с пренебрежением в энергетическом балансе электронов потерями энергии на возбуждение тяжелых частиц. Данный процесс должен приводить к выносу энергии излучением за пределы плазменного канала и к стабилизации электронной температуры на некотором постоянном уровне.

Поэтому было бы полезным проведение измерений ионного состава и спектроскопических исследований для вакуумной дуги с переменной длиной межэлектродного промежутка ($L = 0,5\text{--}10$ см), находящегося в сильном продольном магнитном поле ($B \approx 1$ Тл). Однако несмотря на желательность проверки и уточнения модели, сделанные на ее основе рекомендации представляются достаточно обоснованными.

Литература

1. Brown I. G., Galvin J. E.//IEEE Trans. Plasma Sci. 1989. V. 17. № 5. P. 679.
2. Oks E. M., Anders A., Brown I. G. et al.//Ibid. 1996. V. 24. № 3. P. 1174.
3. Николаев А. Г., Окс Е. М., Юшков Г. Ю.//ЖТФ. 1998. Т. 68. № 5. С. 39.
4. Anders A., Yushkov G. Y., Oks E. M. et al.//Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. № 3. P. 1332.
5. Hollinger R., Galonska M., Heymach F. et al.//Proc. XX Int. Symp. Discharges and Electr. Insulation in Vacuum (Tours, France). 2002. P. 447.
6. Немчинский В. А. // ЖТФ. 1983. Т. 53. № 2. С. 235.
7. Beilis I. I., Keidar M., Voxman R. L., Goldsmith S.// J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 2. P. 709.
8. Keidar M., Schulman M. B.//Proc. XIX Int. Symp. Discharges and Electr. Insulation in Vacuum (Xi'an, China). 2000. V. 1. P. 211.
9. Shmelev D. L.//Ibid. V. 1. P. 218.
10. Зверев Е. А., Кринберг И. А.//Прикладная физика. 2002. № 5. С. 50.
11. Лунев В. М., Овчаренко В. Д., Хороших В. М.//ЖТФ. 1977. Т. 47. № 7. С. 1486.
12. Anders A., Yushkov G. Y.//Appl. Phys. Lett. 2002. V. 80. № 14. P. 2457.
13. Heberlein J. V. R., Porto D. R.//IEEE Trans. Plasma Sci. 1983. V. 11. № 3. P. 152.
14. Schellekens H.//Ibid. 1985. V. 13. № 5. P. 291.
15. Кринберг И. А.//Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. № 2. С. 9.
16. Брагинский С. И.//Вопросы теории плазмы. — М: Госатомиздат, 1963. С. 183—272.
17. Anders A., Yushkov G. Y.//J. Appl. Phys. 2002. V. 91. № 8. P. 4824.
18. Anders A.//Phys. Rev. E. 1997. V. 55. № 4. P. 969.
19. Daalder J. E.//Physica B+C. 1981. V. 104. № 1—2. P. 91.
20. Siemroth P., Schulke T., Witke T.//IEEE Trans. Plasma Sci. 1997. V. 25. № 4. P. 571.

Origin of enhancement of the ion charge states under imposition of an axial magnetic field on the vacuum arc discharge

I. A. Krinberg

Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

The expansion and heating of the cathodic plasma in a vacuum arc subjected to an axial magnetic field were studied theoretically. It is found that the imposition of the external field leads to the formation of the plasma channel of an invariable cross section and to an increase in the electron temperature and in the mean ion charge state if the Coulomb collision frequency becomes less than the electron gyrofrequency. The model calculations have been carried out for Al, Ta, Bi, and U-cathode at current range of 100—800 A and magnetic field strength varying from zero to 0.5 T. The calculated mean ion charge state agrees with experiments.