

УДК 533.9, 537.52

PACS: 52.80.Mg

EDN: BRZMVV



Определение давления и температуры плазмы излучающей дуги по измеренным значениям фототока, напряжения и тока разряда

В. Ф. Лапшин

Установлено, что давление и температура плазмы излучающей дуги могут быть определены по измеренным значениям напряжения на плазменном столбе, разрядного тока и фототока, обусловленного потоком излучения всего объёма плазмы на фотоприёмник. Для случая аксиально-симметричной однородной дуговой плазмы, находящейся в состоянии локального термодинамического равновесия, сформулированы уравнения, связывающие значения параметров плазмы с результатами измерений. Уравнение для фототока получено на основе решения уравнения переноса излучения в плазме дуги произвольной оптической плотности. Рассмотрены случаи отражающих и поглощающих электромагнитное излучение поверхностей электродов. Показано, что задача определения параметров плазмы дуги сводится к решению системы двух нелинейных относительно давления и температуры уравнений. Описанный метод использован для определения параметров плазмы сильноточной вакуумной дуги на этапе анодной активности. На примере плазмы вакуумной дуги показана устойчивость метода по отношению к погрешностям исходных данных.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, электромагнитное излучение, электрическая дуга, фотоприёмник, параметры плазмы.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-3-10-17

Введение

Излучающая плазма высокого давления играет значительную роль в многочисленных технических приложениях: интенсивных источниках света, коммутаторах электрического тока, сварочных устройствах, приборах для

нанесения покрытий и многих других [1]. При экспериментальном исследовании параметров такой плазмы наиболее информативными являются спектроскопические методы [2]. Отметим здесь, что традиционно в экспериментах используется способ, связанный с усреднением излучения по направлению наблюдения. В этом случае можно выполнить сканирование по радиальной и осевой координатам и получить локальное пространственное распределение мощности излучения для осесимметричного источника. Однако, в ряде случаев, например, в сильноточных вакуумных дугах [3, 4], проведение таких измерений по техническим причинам не представляется возможным. При этом приходится довольствоваться измерениями потоков излучения, создаваемых на поверхности фотоприёмника всем объёмом плазмы. В настоящей работе показывается, что этих измерений, вместе с результатами

Лапшин Владимир Фёдорович^{1,2}, с.н.с., профессор, д.ф.-м.н.

¹ Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе.
Россия, 194021, С.-Петербург, Политехническая ул., 26.
E-mail: lapshin@mail.ioffe.ru

² Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I.
Россия, 190031, С.-Петербург, Московский пр., 9.
E-mail: lapshinvf@mail.ru

Статья поступила в редакцию 16.03.2023

После доработки 27.03.2023

Принята к публикации 31.03.2023

© Лапшин В. Ф., 2023

измерений простейших электрических величин может быть достаточно для определения основных параметров плазмы. С этой целью устанавливается соотношение, связывающее давление и температуру плазмы дуги с величиной фототока I_d , обусловленного излучением всего объёма плазмы. Показывается, что это соотношение, вместе с уравнением закона Ома, позволяет находить давление и температуру плазмы по измеренным значениям силы тока разряда I , напряжения на столбе дуги U_c и фототока I_d . Уравнения, лежащие в основе предлагаемого метода, сформулированы в предположении наличия в плазме дуги локального термодинамического равновесия (ЛТР), однородной структуры и цилиндрической симметрии плазменного столба. Отметим, что, в случае неоднородной плазмы, измеряемые в эксперименте величины I , U_c и фототок I_d , обусловленный излучением всего объёма плазмы, интегральным образом зависят от температуры T и давления p . При этом решение обратной задачи, т. е. нахождение пространственного распределения температуры и давления плазмы дуги по измеренным значениям I , U_c и I_d , перестаёт быть однозначным. В случае однородной плазмы интегральные уравнения сводятся к системе двух нелинейных относительно p и T уравнений. Величина потока энергии, излучаемой дугой, зависит от характера взаимодействия излучения плазмы с поверхностью ограничивающих её электродов. В настоящей работе уравнение

для фототока получено для случаев отражающих и поглощающих электромагнитное излучение поверхностей электродов. Приведённые соотношения использованы для определения давления и температуры плазмы вакуумной дуги на этапе анодной активности в условиях эксперимента [5]. Рассматривается устойчивость предлагаемого метода по отношению к погрешностям измеряемых величин.

Основные соотношения метода

В работе рассматривается излучающая дуга высокого давления, плазма которой обладает аксиальной симметрией, однородна и находится в состоянии ЛТР. Плазменный столб ограничен двумя цилиндрическими электродами такого же диаметра (см. рис. 1). Предполагается, что для измерения фототока, обусловленного излучением дуги, используется плоский чувствительный элемент фотоприёмника, расположенный вне столба плазмы перпендикулярно радиальному направлению в дуге. Проведём ось Z вдоль оси разряда так, чтобы значение $z = 0$ приходилось на середину межэлектродного промежутка. При этом координата z_d центра чувствительного элемента может принимать любые положительные и отрицательные значения, а расстояние L от него до оси разряда может принимать любые значения $L > R$, где R – радиус столба плазмы.

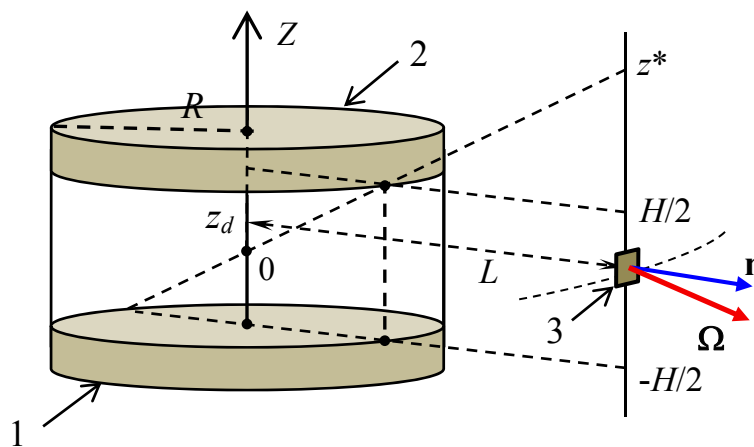


Рис. 1. Геометрия задачи: 1, 2 – электроды; 3 – чувствительный элемент фотоприёмника; Ω – вектор единичной длины в направлении полёта фотона; n – нормаль к поверхности фотоприёмника (перпендикулярна оси цилиндра); L – расстояние между фотозлементом и осью разряда; R – радиус электродов; z_d – аксиальная координата фотозлемента; H – расстояние между электродами

Поверхность небольшого по размерам чувствительного элемента можно считать освещённой равномерно. Мощность Φ_d потока излучения, падающего на фотоприёмник, задаётся в этом случае соотношением

$$\Phi_d(\lambda) = S_d \int_{\Delta\Omega} (\mathbf{\Omega n}) I_\lambda(\mathbf{\Omega}) \Big|_{S_d} d\Omega. \quad (1)$$

Здесь S_d – площадь рабочей поверхности фотоприёмника, $\mathbf{\Omega}$ – вектор, задающий направление полёта фотона, \mathbf{n} – нормаль к поверхности фотоприёмника, $I_\lambda(\mathbf{\Omega}) \Big|_{S_d}$ – спектральная интенсивность излучения, падающего на поверхность фотоприёмника, $\Delta\Omega$ – телесный угол, в пределах которого фотоны, излучаемые всем объёмом плазмы, достигают его поверхности, λ – длина волны. Решение уравнения переноса излучения для условий, соответствующих рис. 1, приведено в [6]. Используя выражение для $I_\lambda \Big|_{S_d}$, найденное в [6], получаем:

$$\Phi_d(\lambda) = F_{\lambda P}(T) S_d \frac{R}{L} \frac{H}{2L} f_\lambda(\zeta_d, \tau_D, p_1, p_2). \quad (2)$$

Здесь H – расстояние между электродами, $F_{\lambda P}(T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} [\exp(ch/\lambda k_B T) - 1]^{-1}$ – равновесный (планковский) спектральный поток излучения при температуре T , h и k_B – постоянные Планка и Больцмана, c – скорость света в вакууме, $\zeta_d = 2z_d/H$, $p_1 = H/2L$, $p_2 = R/L$,

$$f_\lambda(\zeta_d, \tau_D, p_1, p_2) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \cos\theta \int_{\xi_{\min}}^{\xi_{\max}} \frac{d\xi}{(1+p_1^2 \xi^2)^2} [1 - \exp(-\tau_D g)], \quad (3)$$

$\xi_{\max} = (1 - \zeta_d)/\rho$, $\xi_{\min} = -(1 + \zeta_d)/\rho$, где $\rho = (1 - p_2^2 \sin^2 \theta)^{1/2} - p_2 \cos \theta$. Конкретный вид функции g в (3) зависит от свойств поверхности электродов. Если поверхности электродов полностью отражают падающее на них электромагнитное излучение, т. е. если их коэффициент отражения $\alpha = 1$, то $g = (1 + p_1^2 \xi^2)^{1/2} \cos \theta$. В случае, когда падаю-

щее на поверхность электродов излучение полностью поглощается, т. е. $\alpha = 0$, функция g имеет более сложный вид:

$$g(\xi, \theta) = [(1 + \zeta_d) |\xi|^{-1} - \rho] (1 + p_1^2 \xi^2)^{1/2} / 2p_2, \quad (4)$$

$$\xi_{\min} \leq \xi < \xi_1,$$

$$g(\xi, \theta) = (1 + p_1^2 \xi^2)^{1/2} \cos \theta, \quad \xi_1 \leq \xi \leq \xi_2, \quad (5)$$

$$g(\xi, \theta) = [(1 - \zeta_d) \xi^{-1} - \rho] (1 + p_1^2 \xi^2)^{1/2} / 2p_2, \quad (6)$$

$$\xi_2 < \xi \leq \xi_{\max}.$$

Здесь $\xi_1 = -(1 + \zeta_d)/\mu$, $\xi_2 = (1 - \zeta_d)/\mu$, где $\mu = (1 - p_2^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + p_2 \cos \theta$. Отметим здесь, что в силу симметрии задачи, достаточно рассмотреть случаи, когда координата фотоприёмника неотрицательна: $z_d \geq 0$. При этом всегда выполнено неравенство $\xi_1 < 0$. Причём, при $0 \leq z_d < H/2$ выполняется соотношение $\xi_{\min} < \xi_1 < 0 < \xi_2 < \xi_{\max}$ и во внутреннем интеграле в (3) область интегрирования включает в себя три интервала значений (ξ_{\min}, ξ_1) , (ξ_1, ξ_2) , (ξ_2, ξ_{\max}) и, соответственно, используются все три вида функции g : (4), (5) и (6). В случае, когда $H/2 \leq z_d < z^* = HL/2R$ (см. рис. 1), выполняются неравенства $\xi_{\min} < \xi_1 < \xi_{\max} \leq \xi_2$ и область интегрирования в (3) включает в себя только два интервала (ξ_{\min}, ξ_1) и (ξ_1, ξ_{\max}) , в которых для g используются выражения (4) и (5) соответственно. В случае $z_d \geq z^*$ выполнены неравенства $\xi_{\min} < \xi_{\max} \leq \xi_1 < \xi_2$ и область интегрирования во внутреннем интеграле сводится к интервалу (ξ_{\min}, ξ_{\max}) , в котором для g используется представление (4).

Зависимость потока излучения $\Phi_d(\lambda)$ от оптических свойств плазменного столба описывается одним параметром $\tau_D = 2k'_\lambda R$, где k'_λ – коэффициент поглощения плазмы с учётом поправки на вынужденное излучение. Отметим здесь, что используя оптические фильтры и фотоприёмники с соответствующей спектральной чувствительностью, можно добиться того, чтобы фототок был обусловлен излучением дуги в той части спектрального диапазона, в котором коэффициент поглощения вычисляется наиболее просто. В этом случае реальный поток излучения, достигающий

фотоприёмника, будет равен $\tau(\lambda)\Phi_d(\lambda)$, где $\tau(\lambda)$ – спектральный коэффициент пропускания используемой оптической системы. С учётом (2) соотношение, связывающее параметры плазмы и величину фототока I_d , обусловленного излучением дуги, имеет вид:

$$I_d = \int_0^\infty S(\lambda)\tau(\lambda)\Phi_d(\lambda)d\lambda = S_d \frac{R}{L} \frac{H}{2L} \int_{F_{\lambda P}}^\infty (T) S(\lambda)\tau(\lambda) f_\lambda d\lambda. \quad (7)$$

Здесь $S(\lambda)$ – спектральная чувствительность фотоприёмника. Ещё одно соотношение, связывающее параметры плазмы с измеряемыми величинами, можно получить, используя закон Ома для однородного столба дуги:

$$I / U_c = \pi R^2 \sigma_e / H, \quad (8)$$

где I – сила тока дуги, U_c – напряжение на столбе дуги, σ_e – коэффициент электронной электропроводности плазмы в дуге. В условиях ЛТР величины σ_e и k'_λ полностью определяются значениями давления p и температуры T плазмы. В результате, при известных геометрических параметрах эксперимента и химическом составе плазмы, правые части уравнений (7) и (8) зависят только от p и T . Это значит, что полученные соотношения могут быть использованы для нахождения давления и температуры плазмы дуги. При этом задача определения параметров плазмы сводится к решению двух нелинейных относительно p и T уравнений (7) и (8) при известных значениях I , U_c и I_d .

Определение давления и температуры плазмы вакуумной дуги

Предлагаемый в настоящей работе метод определения параметров плазмы применяется для сильноточной вакуумной дуги, стабилизированной аксиальным магнитным полем. В такой дуге, на этапе анодной активности, межэлектродный промежуток заполняется интенсивно излучающей плазмой паров меди [5, 7, 8]. Плазма дуги на этом этапе практиче-

ски полностью ионизована. Ниже для расчётов использовались результаты измерений, приведённые в работе [5]. Отметим, что в условиях эксперимента [5], излучение дуги, прежде чем попасть на фотодиод, последовательно проходит через кварцевое окно и жёлтый фильтр. В этом случае коэффициент пропускания $\tau(\lambda) = \tau_{qw}\tau_f$, где τ_{qw} – коэффициент пропускания кварцевого стекла, τ_f – коэффициент пропускания фильтра. На рис. 2 приведены спектральные зависимости относительной чувствительности фотодиода $S(\lambda)/S_{max}$ [5], коэффициента пропускания фильтра $\tau_f(\lambda)$ (данные [9]) и их произведения $\tau_f(\lambda)S(\lambda)/S_{max}$. Здесь $S_{max} = 0,387$ А/Вт – максимальное значение чувствительности фотодиода. Хорошо видно, что регистрируемый в [5] фототок обусловлен излучением в диапазоне длин волн 400–1200 нм. В этом интервале длин волн коэффициент пропускания кварца практически постоянен и, с учётом напыления на его поверхность испаряющегося материала электродов, оценивается в [5] как $\tau_{qw} = 0,7$.

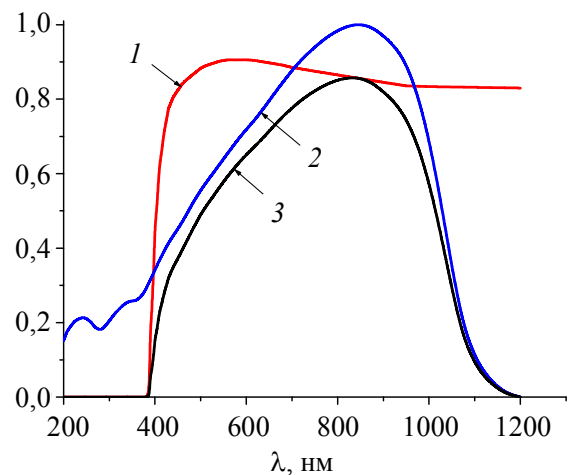


Рис. 2. Зависимость от длины волны коэффициента пропускания жёлтого фильтра $\tau_f(\lambda)$ и чувствительности фотодиода $S(\lambda)$: 1 – $\tau_f(\lambda)$; 2 – $S(\lambda)/S_{max}$; 3 – $\tau_f(\lambda)S(\lambda)/S_{max}$

В вакуумной дуге плазма паров меди практически полностью ионизована и её излучение в указанной части спектра формируется, в основном, за счёт процессов фоторекомбинации и тормозного излучения. При этом энергия квантов в диапазоне длин волн 400–

1200 нм существенно меньше энергии ионизации атомов меди $E_i = 7,726$ эВ. Кроме того, в плазме дуги выполнено соотношение $k_B T \ll E_i$. В этом случае для процессов фотоионизации возбуждённых состояний атомов и ионов можно использовать водородоподобное приближение, а для коэффициента обратного тормозного поглощения формулу Крамерса. Пренебрегая в рассматриваемом диапазоне длин волн поглощением в линиях, получаем [10]

$$k'_\lambda = \left(\frac{2}{3}\right)^{3/2} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^3 \times \times \frac{2\pi^{1/2}}{hc^4 m_e^{3/2}} \frac{Z_{eff} n_e^2}{(k_B T)^{1/2}} \lambda^3 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right]. \quad (9)$$

Здесь эффективное зарядовое число иона Z_{eff} определяется уравнением $Z_{eff} n_e = \sum_k k^2 n_k$, где n_e и n_k – концентрации электронов и ионов k -й кратности (в работе учитывались значения $k = 1, 2, 3, 4$), ϵ_0 – электрическая постоянная, e и m_e – заряд и масса электрона. Для вычисления концентраций частиц при заданных значениях давления и температуры плазмы использовалась система уравнений, включающая в себя уравнение состояния идеальной плазмы, условие квазинейтральности и соотношения Саха [11]. Значения статистических весов основных состояний атомов и ионов меди и потенциалы их ионизации заимствованы из [12].

Коэффициент электропроводности плазмы находился из соотношений, полученных в [13] на основе 13-моментного приближения Грэда:

$$\sigma_e = \frac{n_e e^2 \tau_0}{m_e (1 - \Delta_0)}, \quad (10)$$

где $\Delta_0 = 2,5 v_0^2 \tau_0^*$. В процессе вычислений транспортное сечение упругих e - a столкновений считалось постоянным и равным $Q_{ea} = 2 \times 10^{-18} \text{ м}^2$ [14]. В этом случае $\tau_0^{-1} = v_e^* [n_a Q_{ea} + Z_{eff} n_e Q_{ee}]$, $v_0 = v_e^* [0,2 n_a Q_{ea} - 0,6 Z_{eff} n_e Q_{ee}]$, $(\tau_e^*)^{-1} = v_e^* [1,3 n_a Q_{ea} + (0,4\sqrt{2} + 1,3 Z_{eff}) n_e Q_{ee}]$.

Здесь $Q_{ee} = 0,5\pi e^4 \ln \Lambda / (4\pi\epsilon_0 k_B T)^2$, $\ln \Lambda$ – кулоновский логарифм, $v_e^* = 16(k_B T / 2\pi m_e)^{1/2} / 3$.

Результаты расчётов и обсуждение

В расчётах использовались результаты эксперимента [5], в котором $R = 15$ мм, $H = 4$ мм, $L = 520$ мм, $S_d = 1,13 \text{ мм}^2$ и $z_d = H/2$. В качестве исходных данных были выбраны значения тока дуги $I = 16100$ А и напряжения на столбе дуги $U_c = 14,5$ В, соответствующие моменту времени, когда фототок максимален и равен $I_d = 0,274$ мА. Указанное значение величины U_c учитывает, что, как показано в [7, 8], приэлектродное падение потенциала в эксперименте [5] составляет 19 В. Коэффициент пропускания кварца принимался равным $\tau_{qw} = 0,7$. В процессе решения для каждого из уравнений (7) и (8) находились удовлетворяющие этим уравнениям зависимости давления плазмы p от её температуры T . Графики этих зависимостей приведены на рис. 3а, б. Пересечение кривых на рис. 3а, б определяет значения p и T , являющиеся решением системы уравнений (7)–(8). Для случая отражающих электродов (рис. 3а) решением являются значения $p = 0,972$ атм и $T = 13665$ К. Для случая поглощающих электродов (рис. 3б) решением будут значения $p = 0,988$ атм и $T = 13650$ К.

Как видим, характер взаимодействия излучения с поверхностью электродов фактически не влияет на значения параметров плазмы. Это объясняется тем, что в условиях эксперимента [5] $H \ll L$ и лучи, отражённые от электродов, практически не вносят вклада в поток излучения на фотоприёмник. Отметим здесь, что при найденных значениях параметров плазмы степень ионизации паров меди равна 0,96 и плазма практически полностью ионизована. Наибольшую неопределённость в экспериментальных данных [5] имеют значения τ_{qw} и U_c . Для оценки влияния погрешностей этих величин на результаты расчётов, решение системы (7)–(8) было выполнено для значений τ_{qw} равных $0,7 \pm 0,1$ и для значений U_c равных $(14,5 \pm 0,5)$ В. Результаты таких вычислений показаны на рис. 3 пунктиром. Отметим, что

относительная ошибка 3,5 % в значении U_c приводит к отклонению в значениях p и T не более, чем на 3 %. Относительная ошибка 14 % в значении τ_{qv} приводит к отклонению

значений p и T менее, чем на 7 %. Это говорит об устойчивости решения уравнений (7)–(8) по отношению к погрешностям исходных данных.

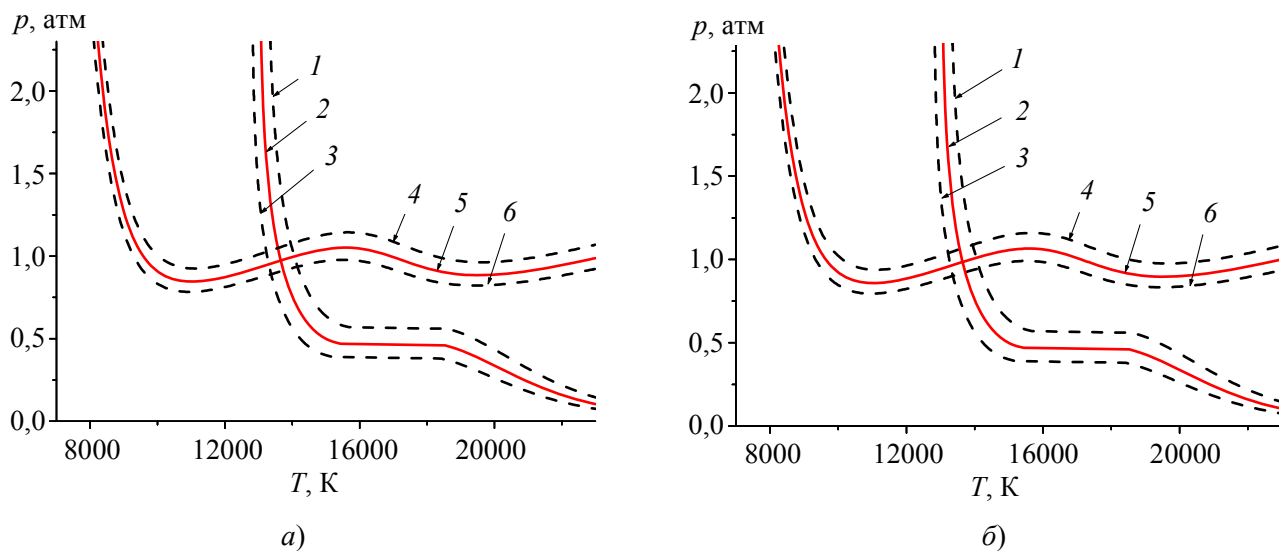


Рис. 3. Зависимости давления p от температуры плазмы T , удовлетворяющие уравнению (8) – кривые 1, 2, 3 и уравнению (7) – кривые 4, 5, 6. Расчёты выполнены для значений напряжения на столбе дуги U_c равных 1 – 14 В, 2 – 14,5 В, 3 – 15 В и значений коэффициента пропускания кварцевого окна τ_{qv} равных 4 – 0,8, 5 – 0,7 и 6 – 0,6. Результаты расчётов приведены отдельно для электродов отражающих (а) и поглощающих (б) излучение плазмы

Заключение

В настоящей работе показана возможность определения давления и температуры плазмы излучающей дуги высокого давления по измеренным значениям полного тока дуги, напряжения на столбе дуги и величине фототока, обусловленного потоком излучения всего объёма плазмы на фотоприёмник. С этой целью получено уравнение, связывающее фототок с параметрами плазмы. Показано, что в случае однородной аксиально-симметричной плазмы дуги, находящейся в состоянии локального термодинамического равновесия, уравнение для фототока вместе с законом Ома составляют систему из двух нелинейных относительно p и T уравнений. При записи уравнений рассмотрены два случая взаимодействия излучения дуги с поверхностью электродов, ограничивающих плазму: случай полного отражения и случай полного поглощения излучения электродами. Предложен-

ный метод использован для определения параметров плазмы сильноточной вакуумной дуги на этапе анодной активности. Рассмотрено влияние погрешностей исходных экспериментальных данных на результаты расчётов и показана устойчивость процедуры вычислений.

Результаты, полученные в настоящей работе, могут быть использованы для определения параметров плазмы при экспериментальном исследовании излучающих газовых разрядов высокого давления любой оптической плотности.

Автор выражает благодарность заведующему лабораторией физики низкотемпературной плазмы ФТИ им. А. Ф. Иоффе С. М. Школьнику и сотрудникам лаборатории Ю. А. Баринову, К. К. Забелло и А. А. Логачёву за полезные обсуждения данной статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. – Долгопрудный: Издательский дом «Интеллект», 2009.
2. Очкин В. Н. Спектроскопия низкотемпературной плазмы. – М.: Физматлит, 2010.
3. Wang L., Yan C., Yang Z., Zhang T., Wang K., Jia S. / Phys. Plasmas. 2020. Vol. 27. № 8. P. 083506.
4. Barinov Y. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N., Sherstnev E. V., Bogdanov A. A., Shkol'nik S. M. / IEEE Trans. Plasma Sci. 2022. Vol. 50. № 9. P. 2729–2735.
5. Баринов Ю. А., Забелло К. К., Логачёв А. А., Полюянова И. Н., Шерстнев Е. В., Школьник С. М. / Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 3. С. 18–20.
6. Лапшин В. Ф. / Прикладная физика. 2022. № 5. С. 25–31.
7. Logachev A. A., Poluyanov I. N., Klochko S. V. / IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. Vol. 47. № 8. P. 3572–3578.
8. Logachev A. A., Poluyanov I. N., Zabello K. K., Shkol'nik S. M. / IEEE Trans. Plasma Sci. 2021. Vol. 49. № 5. P. 1654–1660.
9. Цветное оптическое стекло и особые стёкла. Каталог / Под ред. Г. Т. Петровского. – М.: Дом оптики, 1990.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: Физматлит, 2008. С. 211–222.
11. Фортон В. Е., Храпак А. Г., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы. – М.: Физматлит, 2004.
12. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Параметры атомов и атомных ионов: справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1986.
13. Жданов В. М. Процессы переноса в многокомпонентной плазме. – М.: Физматлит, 2009. С. 142–146.
14. Levko D. / Phys. Plasmas. 2020. Vol. 27. № 2. P. 023505.

PACS: 52.80.Mg

Determination of the pressure and temperature of the radiating arc plasma from the measured values of photocurrent, voltage and discharge current

V. F. Lapshin^{1,2}

¹ Ioffe Institute

26 Polytekhnicheskaya st., St. Petersburg, 194021, Russia

E-mail: lapshin@mail.ioffe.ru

² Emperor Alexander I St. Petersburg State Transport University

9 Moskovsky pr., St. Petersburg, 190031, Russia

E-mail: lapshinvf@mail.ru

Received 16.03.2023; revised 27.03.2023; accepted 31.03.2023

It is shown that the pressure and temperature of the radiating arc plasma can be determined from the measured values of the voltage on the plasma column, the discharge current and the photocurrent caused by the radiation flux of the entire volume of plasma to the photodetector. For the case of axially symmetric homogeneous arc plasma in a state of local thermodynamic equilibrium, equations are formulated that connect the values of plasma parameters with the measurement results. The equation for photocurrent is obtained from the solution of the radiation transfer equation in arc plasma of arbitrary optical density. Cases of electrode surfaces reflecting and absorbing electromagnetic radiation are considered. It is shown that the problem of determining the parameters of the arc plasma is reduced to solving a system of two non-linear equations with respect to pressure and temperature. The described method is used to determine plasma parameters of a high-current vacuum arc at the stage of anode activity. Using the example of vacuum arc plasma, the stability of the method with respect to the errors of the initial data is shown.

Keywords: low temperature plasma, electromagnetic radiation, electric arc, photodetector, plasma parameters.

DOI: 10.51368/1996-0948-2023-3-10-17

REFERENCES

1. Raizer Yu. P., Gas Discharge Physics, Berlin Heidelberg, Springer, 1991.
2. Ochkin V. N., Spectroscopy of Low Temperature Plasma, Weinheim, John Wiley & Sons, 2009.
3. Wang L., Yan C., Yang Z., Zhang T., Wang K. and Jia S., Phys. Plasmas. **27** (8), 083506 (2020).
4. Barinov Y. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N., Sherstnev E. V., Bogdanov A. A. and Shkol'nik S. M., IEEE Trans. Plasma Sci. **50** (9), 2729–2735 (2022).
5. Barinov Y. A., Zabello K. K., Logachev A. A., Poluyanov I. N., Sherstnev E. V. and Shkol'nik S. M., Tech. Phys. Lett. **47** (2), 118–121 (2021).
6. Lapshin V. F., Applied Physics, № 5, 25–31 (2022) [in Russian].
7. Logachev A. A., Poluyanov I. N. and Klochko S. V., IEEE Trans. Plasma Sci. **47** (8), 3572–3578 (2019).
8. Logachev A. A., Poluyanov I. N., Zabello K. K. and Shkol'nik S. M., IEEE Trans. Plasma Sci. **49** (5), 1654–1660 (2021).
9. Colored optical glass and special glasses. Catalogue / Edited by G. T. Petrovsky. Moscow, House of Optics, 1990 [in Russian].
10. Zel'dovich Ya. B. and Raizer Yu. P., Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena, New York, Dover Publications, Inc., 2002. pp. 258–271.
11. Fortov V. E. and Yakubov I. T., The Physics of Non-ideal Plasma, World Scientific, 1999.
12. Radzig A. A. and Smirnov B. M., Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions, Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, 2012.
13. Zhdanov V. M., Transport processes in multicomponent plasma, New York – London, Taylor & Francis, 2002, pp. 131–137.
14. Levko D., Phys. Plasmas **27** (2), 023505 (2020).