

УДК 53.087, 681.2.08

## Проблемы измерения потоков энергии излучения на объектах транспортной инфраструктуры с излучающей плазмой

**В. Ф. Лапшин**

Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, Российская Федерация, 190031, Санкт-Петербург, Московский пр., 9

**Для цитирования:** *Лапшин В. Ф.* Проблемы измерения потоков энергии излучения на объектах транспортной инфраструктуры с излучающей плазмой // Известия Петербургского университета путей сообщения. — СПб.: ПГУПС, 2022. — Т. 19. — Вып. 4. — С. 685–692. DOI: 10.20295/1815-588X-2022-4-685-692

### Аннотация

**Цель:** Объекты транспортной инфраструктуры включают в себя многочисленные технические устройства, содержащие излучающую плазму. К их числу относятся источники видимого и спектрального излучения, коммутационные аппараты на тяговых подстанциях, высокотемпературные теплообменники и камеры сгорания. При экспериментальном исследовании таких устройств проводят измерения мощности и спектрального состава излучения, испускаемого плазмой. Для этого, как правило, используют фотодиоды небольших размеров, устанавливаемые на некотором расстоянии от плазменного образования. Цель настоящей работы состоит в установлении связи между мощностью излучения плазмы и величиной потока излучения, падающего на рабочую поверхность фотодиода. **Методы:** Для решения поставленной задачи в работе используется метод прямого интегрирования уравнения переноса излучения в предположении однородной структуры плазмы, но в отсутствии предположения о наличии локального термодинамического равновесия. Рассматриваются случаи отражающих и поглощающих поверхностей, ограничивающих плазму. **Результаты:** Найдены явные выражения для потока излучения, выходящего с поверхности плазменного образования, и потока, падающего на поверхность фотодиода. Численно исследована зависимость отношения величин этих потоков излучения от геометрических размеров и оптической толщины плазмы. Для случая отражающих поверхностей, ограничивающих плазму, найдено простое асимптотическое выражение для величины отношения потоков и определена область его применимости. **Практическая значимость:** Соотношения, устанавливающие связь между мощностью излучения плазмы и величиной мощности потока излучения, падающего на рабочую поверхность фотодиода, позволяют решить основную задачу экспериментального исследования плазменных образований — восстановления характеристик плазмы по результатам измерения фототока. Результаты, полученные в работе, могут быть использованы при экспериментальном исследовании технических устройств, содержащих излучающую плазму.

**Ключевые слова:** Измерение потока излучения, излучающая плазма, уравнение переноса излучения.

## Введение

Развитие объектов транспортной инфраструктуры требует решения большого числа технических задач. Одной из них является задача обеспечения надежной работы технических устройств, содержащих излучающую плазму. К таким устройствам относятся газоразрядные источники интенсивного видимого и селективного излучения, используемые для освещения объектов железнодорожной инфраструктуры, для обеззараживания воды в системах водоснабжения, для отвердевания строительных смесей в транспортном и гражданском строительстве и других целей. Излучающая плазма используется в высокотемпературных теплообменниках и камерах сгорания. Интенсивно излучающие дуги возникают в силовых электрических цепях: контактной сети электрифицированных железных дорог, в выключателях высокого напряжения, в коммутационных аппаратах на тяговых подстанциях и других устройствах [1–4]. В соответствии с широким применением технических устройств, включающих в себя излучающую плазму, ведется непрерывная работа по исследованию возможности улучшения их характеристик [5–7]. Центральное место в этих исследованиях занимает экспериментальное изучение. Плазменные образования всегда излучают в окружающее пространство значительную часть вложенной в них энергии. Измерения интенсивности и спектрального состава этого излучения позволяют получать разнообразную информацию о процессах, протекающих в технических устройствах. Для измерения мощности и спектра излучаемых плазмой электромагнитных волн используются фотодетекторы [8, 9]. Основной проблемой здесь является установление связи между энергией, поглощаемой фотодиодом, и энергией, излучаемой плазменным образованием. Сложность решения этой задачи связана с тем, что плазменный источник

излучения является протяженным и объемным, имеет конечную оптическую толщину и, кроме того, ограничен поверхностью, которая может быть отражающей или поглощающей. Цель настоящей работы состоит в том, чтобы установить связь между мощностью излучения плазменного образования в техническом устройстве и мощностью излучения, поглощаемого фотодиодом.

## Решение уравнения переноса излучения

В работе рассматривается характерная для технических устройств цилиндрическая геометрия плазменного образования. Кроме того, поскольку в целом ряде случаев [9] свечение плазмы является однородным по объему, то поставленная задача решается в рамках модели однородной плазмы. Геометрия задачи изображена на рис. 1. Ось  $Z$  совмещена с осью плазменного цилиндра радиуса  $R$ , основания которого имеют координаты  $z = -h/2$  и  $z = h/2$ . Фотодиод с небольшой по площади поверхностью  $S_d$  располагается перпендикулярно радиусу плазменного цилиндра на расстоянии  $L$  от его оси. При этом фотодиод расположен напротив плазменного образования так, что координата  $z_d$  его геометрического центра находится в пределах  $-h/2 \leq z_d \leq h/2$ . Размеры рабочей поверхности фотодиода обычно малы по сравнению с размерами излучающей плазмы. По этой причине поверхность  $S_d$  фотодиода можно считать освещенной равномерно. Мощность  $P_d$  потока излучения, падающего на фотодиод, задается в этом случае соотношением [10]:

$$P_d(\lambda) = S_d \int_{\Delta\Omega} (\vec{\Omega} \cdot \vec{n}) I_\lambda(\vec{\Omega}) \Big|_{S_d} d\Omega, \quad (1)$$

где  $I_\lambda$  — спектральная интенсивность излучения, падающего на поверхность фотодиода;  
 $\Delta\Omega$  — телесный угол, в пределах которого фотоны достигают поверхности фотодиода.

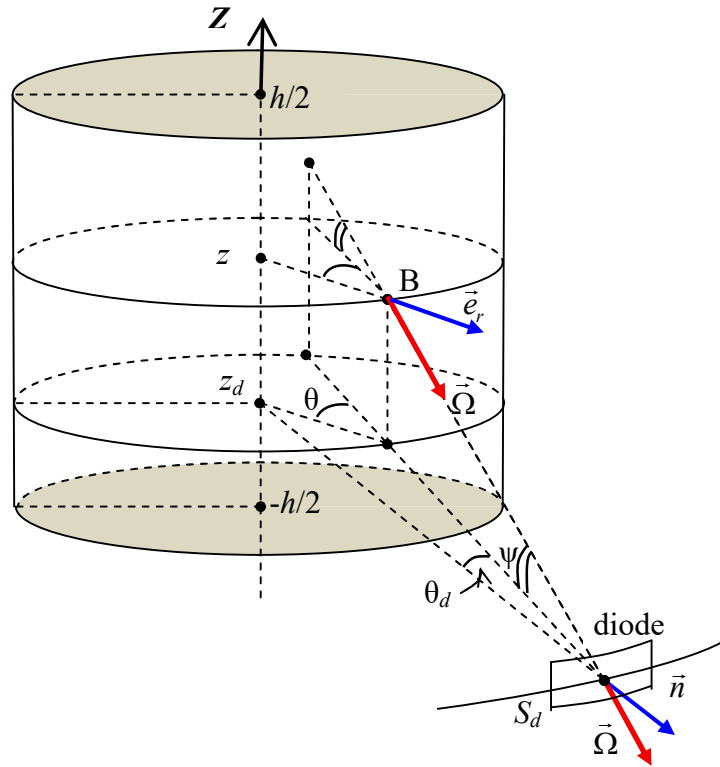


Рис. 1. Геометрия плазменного столба:

$\Omega$  — вектор единичной длины в направлении полета фотона;  $e_r$  — вектор единичной длины в радиальном направлении;  $n$  — нормаль к поверхности фотодиода

Отметим, что полярный и азимутальный углы  $\theta_d$  и  $\psi_d$  вектора  $\Omega$ , задающего направление полета фотона на поверхности фотодиода  $S_d$ , связаны с углами  $\theta$  и  $\psi$  этого же вектора на поверхности  $S_{pl}$  плазменного цилиндра (см. рис. 1) соотношениями:

$$L \sin \theta_d = R \sin \theta \text{ и } \psi_d = \psi. \tag{2}$$

Как видно из рис. 1, телесный угол  $\Delta\Omega$  определяется возможными значениями азимутального и полярного углов  $\theta_d$  и  $\psi$ :  $-\theta_{d \max} \leq \theta_d \leq \theta_{d \max}$  и  $\psi_{\min} \leq \psi \leq \psi_{\max}$ . Предельные значения углов задаются при этом соотношениями (см. рис. 1):

$$\sin \theta_{d \max} = R / L, \tag{3}$$

$$\operatorname{tg} \psi_{\min} = -\frac{0,5h + z_d}{L \cos \theta_d \mp R \cos \theta}, \tag{4}$$

$$\operatorname{tg} \psi_{\max} = \frac{0,5h - z_d}{L \cos \theta_d \mp R \cos \theta}. \tag{5}$$

Здесь верхний знак в знаменателе соответствует случаю, когда поверхности, ограничивающие плазму сверху и снизу, являются отражающими (коэффициент отражения  $\alpha = 1$ ), то есть когда фотоны могут прилетать на поверхность фотодиода  $S_d$  из любой точки на боковой поверхности плазмы  $S_{pl}$ . Нижний знак соответствует случаю поглощающих поверхностей, ограничивающих плазму (коэффициент отражения  $\alpha = 0$ ). При этом основной вклад в поток излучения на диод вносят только те лучи, которые выходят из

точек на боковой поверхности цилиндра, противоположной от диода.

Для определения спектральной интенсивности  $I_\lambda$  в работе используется стационарное уравнение переноса излучения в однородной плазме [11, 12]:

$$\bar{\Omega}\nabla I_\lambda(r, z, \bar{\Omega}) = u_\lambda - k'_\lambda I_\lambda(r, z, \bar{\Omega}), \quad (6)$$

где  $u_\lambda$  — спектральная испускательная способность единицы объема плазмы в единичный телесный угол;

$r$  — радиальная переменная;

$k'_\lambda$  — коэффициент поглощения плазмы с учетом поправки на вынужденное излучение [13, 14].

Отметим здесь, что поглощением и излучением среды, окружающей плазменный объем, можно пренебречь. В этом случае, как следует из (6), величина спектральной интенсивности  $I_\lambda$  во внешней среде остается постоянной вдоль каждого направления:  $I_\lambda(\Omega) = \text{const}$ . Соответственно, задача определения мощности излучения, падающего на фотодиод, сводится к определению спектральной интенсивности излучения  $I_\lambda$ , выходящего с поверхности плазменного образования.

Для определения  $I_\lambda$  на поверхности плазмы в работе решается уравнение переноса излучения (6). При постановке граничных условий на боковой поверхности  $S_{pl}$  плазменного цилиндра считается, что излучение не входит в плазму через ее боковую поверхность:  $I_\lambda(\Omega)|_{S_{pl}} = 0$  при  $\Omega \cdot e_r < 0$ . При постановке граничных условий на верхней и нижней поверхностях, ограничивающих плазменный столб, рассматриваются два случая: случай полностью отражающих ( $\alpha = 1$ ) и полностью поглощающих ( $\alpha = 0$ ) поверхностей. В этих условиях решение (6) имеет вид:

$$I_\lambda(z, \theta, \psi)|_{S_{pl}} = \frac{u_\lambda}{k'_\lambda} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{k'_\lambda L(z, \theta, \psi)}{\cos \psi}\right) \right], \quad (7)$$

где  $L(z, \theta, \psi) = 2R\cos\theta$  для  $\alpha = 1$ . Для  $\alpha = 0$   $L(z, \theta, \psi) = 2R\cos\theta$  при  $-\psi_1 < \psi < \psi_2$ ,  $L(z, \theta, \psi) = (0,5h + z)\text{ctg}|\psi|$  при  $-\pi/2 < \psi < -\psi_1$ ,  $L(z, \theta, \psi) = (0,5h - z)\text{ctg}|\psi|$  при  $\psi_2 < \psi < \pi/2$ . Здесь  $\text{tg}\psi_1 = -(0,5h + z)/2R\cos\theta$  и  $\text{tg}\psi_2 = (0,5h - z)/2R\cos\theta$ ,  $-0,5h \leq z \leq 0,5h$ .

## Вывод основных соотношений

Расчетную формулу для мощности  $P_d$  потока излучения, падающего на фотодиод, получим, подставляя в исходное выражение (1) решение уравнения переноса излучения (7):

$$P_d(\lambda) = 2 \frac{u_\lambda}{k'_\lambda} S_d \int_0^{\theta_d \max} d\theta_d \cos \theta_d \int_{\psi_{\min}}^{\psi_{\max}} d\psi \cos^2 \psi \times \left[ 1 - \exp\left(-\frac{k'_\lambda L(z, \theta, \psi)}{\cos \psi}\right) \right]. \quad (8)$$

Как видно из (4) и (5), пределы интегрирования в (8) имеют величину порядка  $\psi_{\min} \sim \psi_{\max} \sim h/L$ . При дальнейшем рассмотрении учтем, что в экспериментах обычно располагают фотодиод на расстоянии существенно большем, чем размеры плазменного образования, т. е. что  $h/L \ll 1$ . По этой причине во внутреннем интеграле в (8) с точностью до членов порядка  $(h/L)^2$ , можно положить  $\cos \psi \approx 1$ . Тогда, переходя с помощью (2) к интегрированию по переменной  $\theta$ , получаем:

$$P_d(\lambda) = \frac{S_d}{4\pi L^2} \pi \frac{u_\lambda}{k'_\lambda} S_{pl} f_\lambda. \quad (9)$$

Здесь

$$f_\lambda = 4\pi^{-1} (1-b^2)^{-1} \int_0^{\pi/2} d\theta \cos \theta [1 - \exp(-\tau_D \cos \theta)] \times \left[ (1-b^2 \sin^2 \theta)^{1/2} \pm b \cos \theta \right],$$

где  $\tau_D = 2Rk'_\lambda$  — оптическая толщина плазменного столба;

$b = R/L$ . Знак «±» в последнем выражении по-прежнему означает два случая граничных условий: знак «+» соответствует случаю  $\alpha = 1$ , а знак «-» — случаю  $\alpha = 0$ .

Теперь найдем мощность потерь энергии на излучение  $P_{pl}$  через боковую поверхность плазменного столба  $S_{pl}$ . Величина  $P_{pl}$  выражается через спектральную интенсивность излучения на этой поверхности:

$$P_{pl}(\lambda) = \int_{S_{pl}} dS \int_{(2\pi)} (\vec{\Omega} \cdot \vec{e}_r) I_\lambda(z, \vec{\Omega}) \Big|_{S_{pl}} d\Omega.$$

Используя здесь для величины  $I_\lambda$  выражение (7), получаем:

$$P_{S_{pl}} = \pi S_{pl} \frac{u_\lambda}{k'_\lambda} \varepsilon_\lambda, \quad (10)$$

где  $S_{pl} = 2\pi R h$  — площадь излучающей поверхности плазмы. Величина  $\varepsilon_\lambda$  имеет смысл спектральной степени черноты и для случая отражающих поверхностей, ограничивающих плазму ( $\alpha = 1$ ), имеет вид

$$\varepsilon_\lambda(\tau_D) = 1 - \frac{4}{\pi} \int_0^{\pi/2} d\theta \cos \theta \int_0^{\pi/2} d\psi \cos^2 \psi \exp \times \left( -\frac{\tau_D \cos \theta}{\cos \psi} \right), \quad (11)$$

а для поглощающей поверхности ( $\alpha = 0$ ):

$$\varepsilon_\lambda(\tau_D, \delta) = \frac{2}{\pi} \int_0^1 dx \int_0^{\pi/2} d\theta \cos \theta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \cos^2 \psi \times [1 - \exp(-\tau_D g(x, \theta, \psi))]. \quad (12)$$

Здесь  $\delta = h/4R$ ,  $x = z/(0,5h)$ ,  $g = \delta(1+x)/\sin(|\psi|)$  при  $-\pi/2 < \psi < -\psi_1$ ,  $g = \cos\theta/\cos\psi$  при  $-\psi_1 < \psi < \psi_2$  и  $g = \delta(1-x)/\sin\psi$  при  $\psi_2 < \psi < \pi/2$ .

Связь между мощностью  $P_{pl}$  излученной плазменным образованием, и мощностью  $P_d$ , поглощаемой фотодиодом, задается соотношением:

$$\frac{P_d}{P_{pl}} = \frac{S_d}{4\pi L^2} \gamma(\tau_D, R/L, \delta), \quad (13)$$

где  $\gamma = f_\lambda/\varepsilon_\lambda$  — безразмерная функция, зависящая от оптической толщины  $\tau_D$  и геометрических параметров  $R/L$  и  $\delta = h/4R$ .

Теперь отметим, что в экспериментах по исследованию излучения плазменных образований фотодетекторы располагают, как правило, на значительных расстояниях от плазмы. Сама плазма, имея небольшие размеры, в большинстве случаев является оптически прозрачной. Это позволяет, используя малость величин  $R/L$  и  $\tau_D$ , разложить подынтегральные функции в (11) и (12) в ряды по этим параметрам. Соответствующие интегралы вычисляются и в случае  $\alpha = 1$  приводят к явному выражению для  $\gamma$ :

$$\gamma = \frac{c_0 - c_1 \tau_D + c_2 \tau_D^2}{(1 - 2\tau_D/3 + 0,125\tau_D^2(a - \ln \tau_D))}. \quad (14)$$

Здесь  $c_0 = 1 + 8b/3\pi + 7b^2/8$ ,  $c_1 = 4(1 + 9\pi b/32 + 0,9b^2)$ ,  $c_2 = 0,125(1 + 128b/45 + 11b^2/12)$ ,  $a = 1,25 + 2\ln 2 - C_E = 2,059079$ ,  $C_E = 0,5772157$  — постоянная Эйлера. Отметим, что при выводе выражения (13) пренебрегалось членами порядка  $(h/L)^2$ , а при записи (14), кроме того, опущены величины порядка  $(R/L)^4$  и  $(\tau_D)^3$ .

## Результаты вычислений и обсуждение

Приступая к обсуждению результатов, прежде всего отметим, что величина  $S_d/4\pi L^2$  в (13) представляет из себя зависимость отношения  $P_d/P_{pl}$  от расстояния  $L$  для простейшего случая точечного изотропного источника. Соответственно, величина  $\gamma$  в (13) характеризует отличие этой зависимости от простейшего случая, обусловленное конечностью геометрических размеров и оптической толщины плазмы, а также свойствами поверхностей, ограничивающих плазму. На рис. 2 приведены результаты расчета зави-

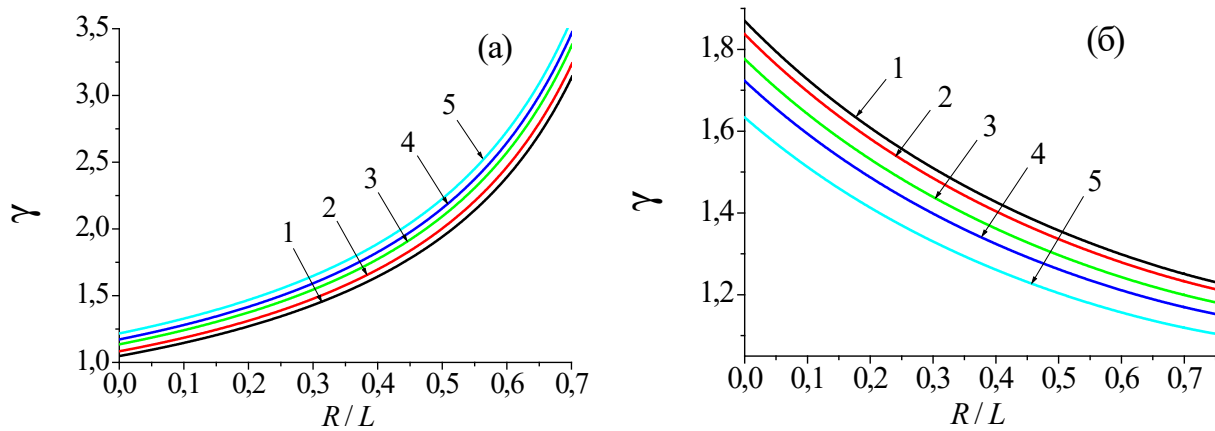


Рис. 2. Зависимость величины  $\gamma$  от отношения  $R/L$  в случае отражающих (а) и поглощающих (б) оснований плазменного цилиндра при разных значениях оптической толщины столба плазмы  $\tau_D$ : 1 — 0,1; 2 — 0,5; 3 — 1,0; 4 — 1,5; 5 — 2,5

симости величины  $\gamma = f_\lambda / \epsilon_\lambda$  от геометрического параметра  $R/L$  для случаев, когда поверхности, ограничивающие плазменный цилиндр сверху и снизу, являются отражающими (рис. 2, а,  $\alpha = 1$ ) и поглощающими (рис. 2, б,  $\alpha = 0$ ,  $h = R$ ). Хорошо видно, что величина  $\gamma$  слабо зависит от оптической толщины столба плазмы  $\tau_D$ : при изменении  $\tau_D$  в 25 раз (от 0,1 до 2,5)  $\gamma$  меняется в пределах 20 %. Также отметим здесь, что характер зависимости от расстояния  $L$  для случаев  $\alpha = 0$  и  $\alpha = 1$  существенно отличается. По мере удаления фотодиода от излучающей плазмы, при  $\alpha = 1$  (отражающие основания плазменного цилиндра) отношение  $P_d / P_{pl}$  стремится к значению, соответствующему точечному источнику. При  $\alpha = 0$  (поглощающие основания), наоборот, при удалении от плазменного излучателя величина  $P_d / P_{pl}$  все более отличается от значения для точечного источника.

### Заключение

В настоящей работе рассмотрена задача, возникающая при измерении потерь энергии на излучение в технических устройствах, содержащих излучающую плазму. Решено уравнение переноса излучения в условиях, характерных для экспериментального исследования излучательных

свойств плазмы. Получены соотношения, устанавливающие связь между мощностью излучения плазмы и величиной мощности потока излучения, падающего на рабочую поверхность фотодиода. Выполнены расчеты зависимости отношения этих мощностей от геометрических размеров плазменного образования и его оптической толщины. Для случая отражающих поверхностей, ограничивающих плазму, получена простая асимптотическая формула. Результаты, полученные в работе, могут быть использованы при экспериментальном исследовании технических устройств, содержащих излучающую плазму.

### Библиографический список

1. Райзер Ю. П. Физика газового разряда / Ю. П. Райзер. — Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2009. — 736 с.
2. Lapshin V. F. Eco-friendly sun lamp for railway facilities / V. F. Lapshin // J. Phys.: Conf. Ser. — 2021. — Vol. 2131(4). — P. 042092.
3. Zabello K. K. Anode Surface State and Anode Temperature Distribution after Current Zero for Different AMF-Contact Systems / K. K. Zabello, I. N. Poluyanova, A. A. Logachev et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. — 2019. — Vol. 47. — № 8(1). — Pp. 3563–3571.
4. Logachev A. A. Cathode Surface State and Cathode Temperature Distribution after Current Zero of Different

AMF-Contacts / A. A. Logachev, I. N. Poluyanov, K. K. Zabello et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* — 2019. — Vol. 47. — № 8(1). — Pp. 3516–3524.

5. Wang L. J. Simulation results of influence of constricted arc column on anode deformation and melting pool swirl in vacuum arcs with AMF contacts / L. J. Wang, X. Zhang, X. Huang et al. // *Phys. Plasmas.* — 2017. — Vol. 24(11). — P. 113511

6. Li T. Simulation of Electric Arc Characteristics Based on MATLAB/Simulink / T. Li, H. Li // *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* — 2018. — Vol. 452(4). — P. 042080.

7. Litvinova V. V. Stochastic model of thermal processes in the contact network at arc discharges occurring at high speeds of movement / V. V. Litvinova, V. I. Moiseev, E. V. Runev // *CEUR Workshop Proceedings.* — 2020. — Vol. 2803. — Pp. 84–91.

8. Poluyanov I. N. Measurements of Thermal Radiation Brightness of Anode Surface After Current Zero for a Range of Current Levels / I. N. Poluyanov, K. K. Zabello, A. A. Logachev et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* — 2017. — Vol. 45. — № 8(2). — Pp. 2119–2125.

9. Баринов Ю. А. Мощность излучения сильноточной вакуумной дуги, стабилизированной аксиальным магнитным полем, в видимой и ультрафиолетовой областях спектра / Ю. А. Баринов, К. К. Забелло, А. А. Логачев и

др. // *Письма в ЖТФ.* — 2021. — Т. 47. — Вып. 3. — С. 18–20

10. Lapshin V. F. Radiative heat transfer in plasma of pulsed high pressure caesium discharge / V. F. Lapshin // *J. Phys.: Conf. Ser.* — 2016. — Vol. 669. — P. 012035.

11. Зельдович Я. Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений / Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. — М.: Физматлит, 2008. — 656 с.

12. Abaszadeh M. Analysis of radiative heat transfer in two-dimensional irregular geometries by developed immersed boundary-lattice Boltzmann method / M. Abaszadeh, A. Safavinejad, A.A. Delouei et al. // *JQSRT.* — 2022. — Vol. 280. — P. 108086.

13. Baksht F. G. Modeling of the Plasma Waveguide on the Basis of the Pulse-Periodic High-Pressure Cesium Discharge / F.G. Baksht, V.F. Lapshin // *Plasma Phys. Rep.* — 2020. — Vol. 46. — Pp. 846–849.

14. Loginov A. V. Radiative Constants in the W VII Ion Spectrum / A. V. Loginov, V. I. Nikitchenko // *Optics and Spectroscopy.* — 2020. — Vol. 128(8). — Pp. 1078–1081.

Дата поступления: 21.06.2022

Решение о публикации: 08.08.2022

#### Контактная информация:

ЛАПШИН Владимир Федорович — д-р физ.-мат. наук, проф.; lapshinvf@mail.ru

## Problems of Radiation Energy Flux Measurement at Transport Infrastructure Facilities with Radiating Plasma

### V. F. Lapshin

Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, 9, Moskovsky pr., Saint Petersburg, 190031, Russian Federation

**For citation:** Lapshin V. F. Problems of Radiation Energy Flux Measurement at Transport Infrastructure Facilities with Radiating Plasma // *Proceedings of Petersburg Transport University*, 2022, vol. 19, iss. 4, pp. 685–692. (In Russian). DOI: 10.20295/1815-588X-2022-4-685-692

### Summary

**Purpose:** Transport infrastructure objects comprise numerous technical devices containing radiating plasma. They include visible and spectral radiation sources, switching devices at traction substations, high-temperature heat exchangers and combustion chambers. During experimental study of such devices, the measurements of power and spectral composition of radiation emitted by plasma are carried out. For this, as a rule, photodiodes of small sizes are used, installed at a certain distance from plasma formation. The purpose of the present work is to establish relationship between plasma emission power and radiation flux amount incident on photodiode working surface. **Methods:** To solve the set task, the method of direct integration of radiation transfer equation

in homogeneous plasma structure assumption, but in the absence of local thermodynamic equilibrium presence assumption, is used. The cases of reflecting and absorbing surfaces, limiting a plasma, are considered. **Results:** Explicit expressions are found for radiation flux which exits plasma formation surface and for flux incident on photodiode surface. The dependence for the ratio of the values of these radiation fluxes to plasma geometric sizes and optical thickness is numerically studied. For the case of reflecting surfaces that bound plasma, simple asymptotic expression is found for ratio value for the fluxes and applicability field of the expression is determined. **Practical significance:** The ratios, which establish relationship between plasma radiation power and power value for radiation flux incident on photodiode working surface, make it possible to solve the main task of the experimental study of plasma formations — the restoration of plasma characteristics according to photocurrent measurement results. Obtained in the work results can be used at experimental study of technical devices containing emitting plasma.

**Keywords:** Measurement of radiation flux, radiating plasma, radiative transfer equation.

## References

1. Rayzer Yu. P. *Fizika gazovogo razryada* [Physics of gas discharge]. Dolgoprudnyy: «Intellekt» Publ., 2009. 736 p. (In Russian)
2. Lapshin V. F. Eco-friendly sun lamp for railway facilities. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2021, vol. 2131(4), pp. 042–092.
3. Zabello K. K., Poluyanov I. N., Logachev A. A., Begal D. I., Shkol'nik S. M. Anode Surface State and Anode Temperature Distribution after Current Zero for Different AMF-Contact Systems. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2019, vol. 47, I. 8 (1), pp. 3563–3571.
4. Logachev A. A., Poluyanov I. N., Zabello K. K., Barinov Yu. A., Shkol'nik S. M. Cathode Surface State and Cathode Temperature Distribution after Current Zero of Different AMF-Contacts. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2019, vol. 47, I. 8 (1), pp. 3516–3524.
5. Wang L. J., Zhang X., Huang X., Jia S. L. Simulation results of influence of constricted arc column on anode deformation and melting pool swirl in vacuum arcs with AMF contacts. *Phys. Plasmas.* 2017, vol. 24 (11), pp. 113–511.
6. Li T., Li H. Simulation of Electric Arc Characteristics Based on MATLAB/Simulink. *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.* 2018, vol. 452 (4), p. 042080.
7. Litvinova V. V., Moiseev V. I., Runev E. V. Stochastic model of thermal processes in the contact network at arc discharges occurring at high speeds of movement. *CEUR Workshop Proceedings.* 2020, vol. 2803, pp. 84–91.
8. Poluyanov I. N., Zabello K. K., Logachev A. A., Yakovlev V. V., Shkol'nik S. M. Measurements of Thermal Radiation Brightness of Anode Surface After Current Zero for a Range of Current Levels. *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2017, vol. 45, I. 8(2), pp. 2119–2125.
9. Barinov Yu. A. Moshchnost' izlucheniya sil'notochnoy vakuumnoy dugi, stabilizirovannoy aksial'nym magnitnym polem, v vidimoy i ul'trafioletovoy oblastiakh spektra [Radiation power of a high-current vacuum arc stabilized by an axial magnetic field in the visible and ultraviolet regions of the spectrum]. *Pis'ma v ZhTF* [Letters to ZhTF]. 2021, vol. 47, I. 3, pp. 18–20. (In Russian)
10. Lapshin V. F. Radiative heat transfer in plasma of pulsed high pressure caesium discharge. *J. Phys.: Conf. Ser.* 2016, vol. 669, pp. 012–035.
11. Zel'dovich Ya. B., Rayzer Yu. P. *Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh yavleniy* [Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena]. Moscow: Fizmatlit Publ., 2008. 656 p. (In Russian)
12. Abaszadeh M., Safavinejad A., Delouei A. A., Amiri H. Analysis of radiative heat transfer in two-dimensional irregular geometries by developed immersed boundary–lattice Boltzmann method. *JQSRT.* 2022, vol. 280, pp. 108086.
13. Baksht F. G., Lapshin V. F. Modeling of the Plasma Waveguide on the Basis of the Pulse-Periodic High-Pressure Cesium Discharge. *Plasma Phys. Rep.* 2020, vol. 46, pp. 846–849.
14. Loginov A. V. Radiative Constants in the W VII Ion Spectrum. *Optics and Spectroscopy.* 2020, vol. 128(8), pp. 1078–1081.

Received: June 21, 2022

Accepted: August 08, 2022

### Author's information:

Vladimir F. LAPSHIN — Dr. Sci. in Physics and Mathematics, Professor; lapshinvf@mail.ru