

04

## Диаграммы состояния стационарного дугового разряда в водороде и гелии

© Е.Н. Васильев

Институт вычислительного моделирования СО РАН,  
660036 Красноярск, Россия  
e-mail: ven@icm.krasn.ru

(Поступило в Редакцию 13 декабря 2013 г.)

Для различных значений силы тока и радиуса рассчитаны температура, напряженность электрического поля, удельные и интегральные мощности энергетических механизмов осесимметричного стационарного равновесного дугового разряда, горящего в водороде и гелии при атмосферном давлении. Результаты расчетов представлены в виде диаграмм состояния, предназначенных для оценки основных энергетических характеристик электрических дуг.

### Введение

Современный уровень вычислительной техники позволяет проводить многомерное численное моделирование динамики разрядов с учетом всех основных физических механизмов [1]. Однако такие расчеты требуют больших затрат вычислительных ресурсов, а анализ влияния отдельных факторов затруднен из-за сложности математических моделей. В то же время на практике во многих случаях оправданно применение более простых расчетных моделей. Так, для положительного столба тлеющего разряда низкого и среднего давлений в работах [2,3] предложены простые аналитические соотношения, позволяющие с приемлемой точностью оценить параметры пространственных распределений концентраций заряженных частиц и энергетические параметры плазмы. Для столба стационарного равновесного дугового разряда в работах [4,5] были проведены расчеты структуры осесимметричного дугового разряда на основе решения уравнения Эленбааса–Хеллера и определены границы радиационного режима для воздуха, аргона и углекислого газа в зависимости от радиуса  $R$  и силы тока  $I$ . Для этих же газов в работах [6,7] построены диаграммы состояния, которые позволяют оперативно оценивать такие характеристики газоразрядной плазмы, как температура, напряженность электрического поля, мощность джоулевой диссипации, интегральные и удельные мощности радиационных и теплопроводных энергопотерь. В настоящей работе представлены диаграммы состояния для дугового разряда в водороде и гелии при атмосферном давлении.

### Постановка задачи

Распределение температуры в разряде, горящем в цилиндрическом объеме и имеющем осевую симметрию, описывается уравнением Эленбааса–Хеллера следую-

щего вида:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + q_J - q_R = 0, \quad (1)$$

где  $r$  — радиус,  $T$  — температура,  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности газа,  $q_J = \sigma E^2$  — мощность джоулевой диссипации,  $q_R$  — объемная мощность радиационных энергопотерь. Напряженность электрического поля  $E$  зависит от силы тока и распределения электропроводности  $\sigma(r)$  по радиусу

$$E = I/2\pi \int_0^R \sigma(r) r dr. \quad (2)$$

Уравнение (1) дополняется граничными условиями в центре разрядной области и на внешней границе

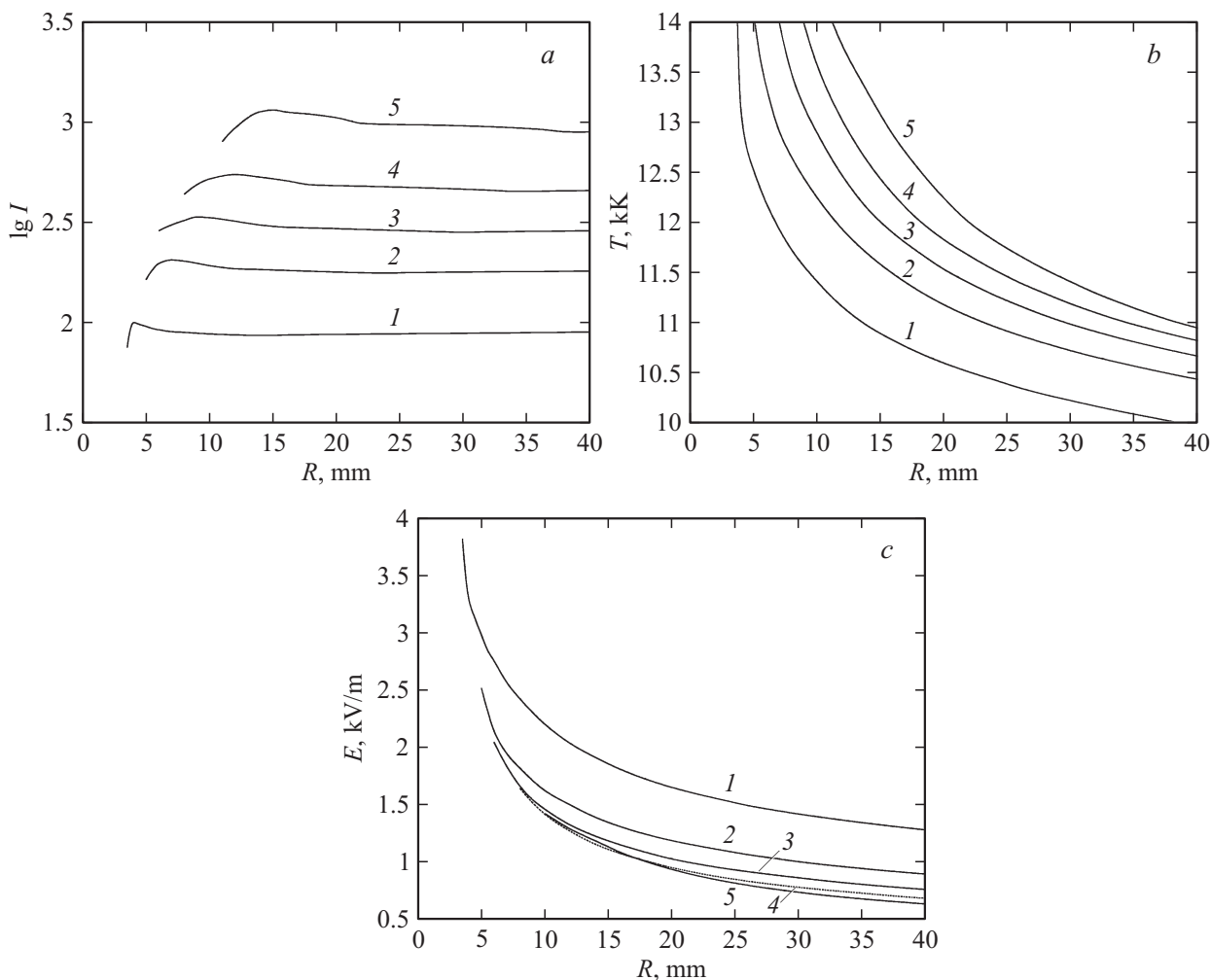
$$\left[ \frac{\partial T}{\partial r} \right]_{r=0} = 0, \quad [T]_{r=R} = T_0. \quad (3)$$

Электрические дуги при поперечном размере высокотемпературной зоны порядка 1 см имеют малую оптическую толщину, поэтому для расчета величины  $q_R$  было использовано приближение объемного излучателя [4].

Решение краевой задачи (1)–(3) проводилось численно с учетом температурных зависимостей свойств газов, которые вводились в программу в виде таблиц для степеней черноты  $\varepsilon(T)$ , коэффициентов электропроводности  $\sigma(T)$  и теплопроводности  $\lambda(T)$ . Для водорода использованы данные  $\varepsilon$  из [8],  $\sigma$  из [9] и  $\lambda$  из [9,10], для гелия —  $\varepsilon$  из [8],  $\sigma$  и  $\lambda$  из [11]. Данные по степеням черноты  $\varepsilon(T)$  в [8] приведены до температур  $1.2 \cdot 10^4$  К, при проведении расчетов в области более высоких температур была использована экстраполяция. Величина пространственного шага в расчетах принималась равной 0.5 мм.

### Анализ результатов расчета

Решение уравнений (1)–(3) для заданных значений  $R$  и  $I$  позволяет определить температурный профиль  $T(r)$

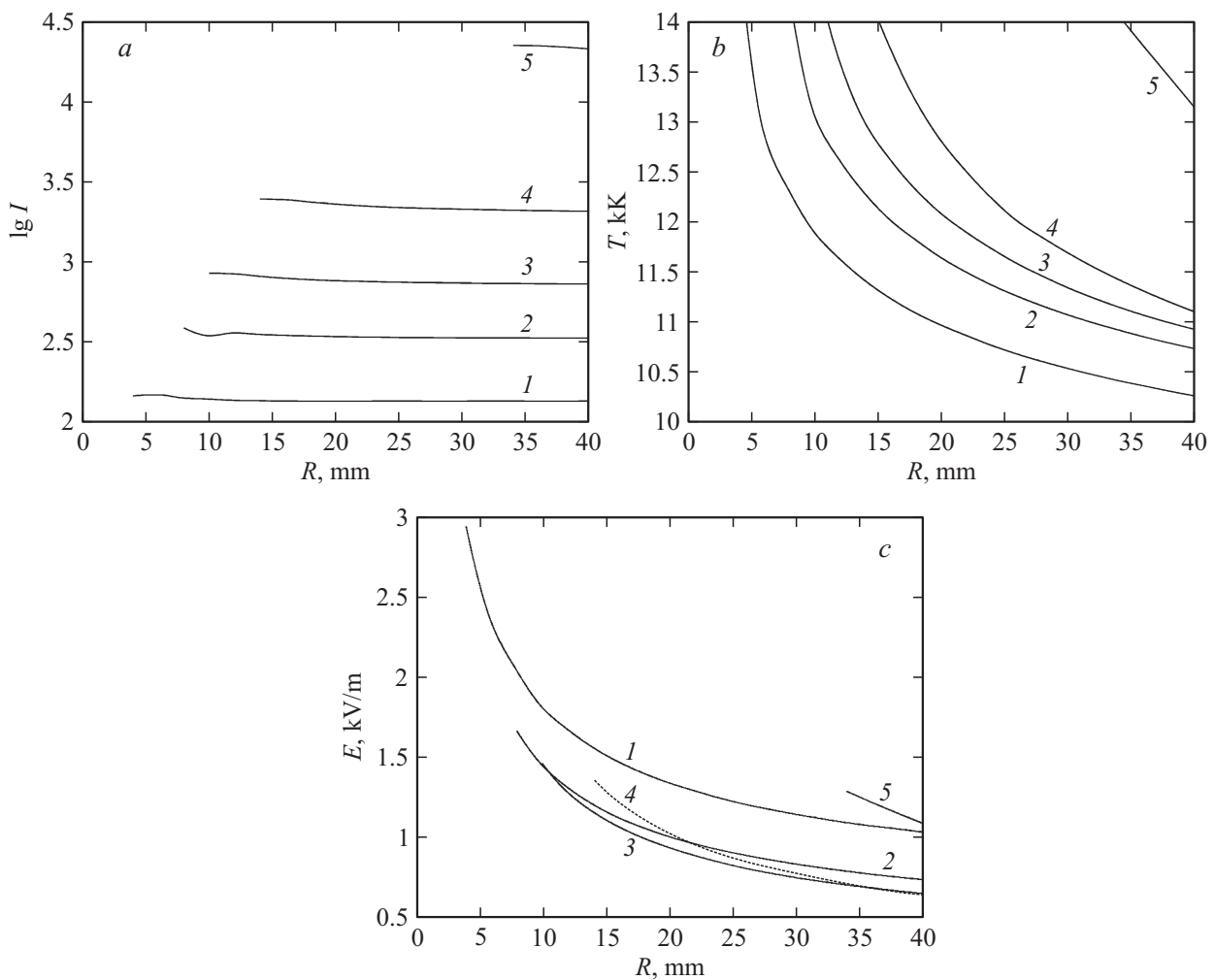


**Рис. 1.** *a* — зависимости  $I(R)$ , соответствующие значениям  $k_L = 0.1$  (кривая 1), 0.3 (2), 0.5 (3), 0.7 (4), 0.9 (5) в водороде. *b* — зависимости  $T(R)$  для  $k_L = 0.1$  (1), 0.3 (2), 0.5 (3), 0.7 (4), 0.9 (5) в водороде. *c* — зависимости  $E(R)$  для  $k_L = 0.1$  (1), 0.3 (2), 0.5 (3), 0.7 (4), 0.9 (5) в водороде.

и рассчитать удельные и интегральные энергетические характеристики разряда. Удельные мощности механизмов излучения  $q_R$ , теплопроводности  $q_T$  и джоулевой диссипации  $q_J$  рассчитывались для центра разряда. Интегральные мощности лучистых энергопотерь  $Q_R$  и джоулева тепловыделения  $Q_J$  суммировались по всему объему разряда, а теплопроводная мощность  $Q_T$  по площади боковой стенки. По удельным и интегральным энергетическим характеристикам рассчитывались отношения  $k_L = q_R/q_J$  и  $k_I = Q_R/Q_J$ , на диаграммах состояния для водорода отображены изолинии для значений  $k = 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$  и  $0.9$  (рис. 1 и 2).

Изолинии удельных энергетических соотношений  $k_L$  представлены в плоскости  $R - \lg I$  на рис. 1, *a*. По изолиниям оценивается относительный вклад излучения и теплопроводности в энергобалансе электродуговой плазмы в центре разряда. На рисунке кривая 3, отвечающая отношению  $q_R = q_T$ , делит плоскость на две области, в верхней области находятся режимы, в энергобалансе которых вклад излучения больше, в нижней —

режимы с более сильным влиянием теплопроводности. Соответственно выше кривой 5 расположены режимы, в энергетическом балансе которых доминирует излучение  $q_R \gg q_T$ , а под кривой 1 находятся теплопроводные режимы, когда  $q_T \gg q_R$ . На рис. 2, *a* приведены изолинии интегральных энергетических соотношений  $k_I$ . Здесь взаимное расположение областей, относящихся к теплопроводному и радиационному режимам, такое же, как и на диаграмме для удельных характеристик (рис. 1, *a*), но в данном случае переход к радиационному режиму происходит при более высоких значениях  $I$ . Это обусловлено, во-первых, тем, что последовательное увеличение силы тока приводит к наибольшему росту температуры на оси разряда, поэтому вклад излучения сначала начинает доминировать локально в центре, затем в прилегающих областях, а в конечном итоге в интегральном энергобалансе всего разряда. Во-вторых, у водорода локальный максимум теплопроводности соответствует температуре  $4 \cdot 10^3$  К, которую имеют периферийные области разряда, прилегающие к стенке.



**Рис. 2.** *a* — зависимости  $I(R)$  для  $k_I = 0.1$  (1), 0.3 (2), 0.5 (3), 0.7 (4), 0.9 (5) в водороде. *b* — зависимости  $T(R)$  для  $k_I = 0.1$  (1), 0.3 (2), 0.5 (3), 0.7 (4), 0.9 (5) в водороде. *c* — зависимости  $E(R)$  для  $k_I = 0.1$  (1), 0.3 (2), 0.5 (3), 0.7 (4), 0.9 (5) в водороде.

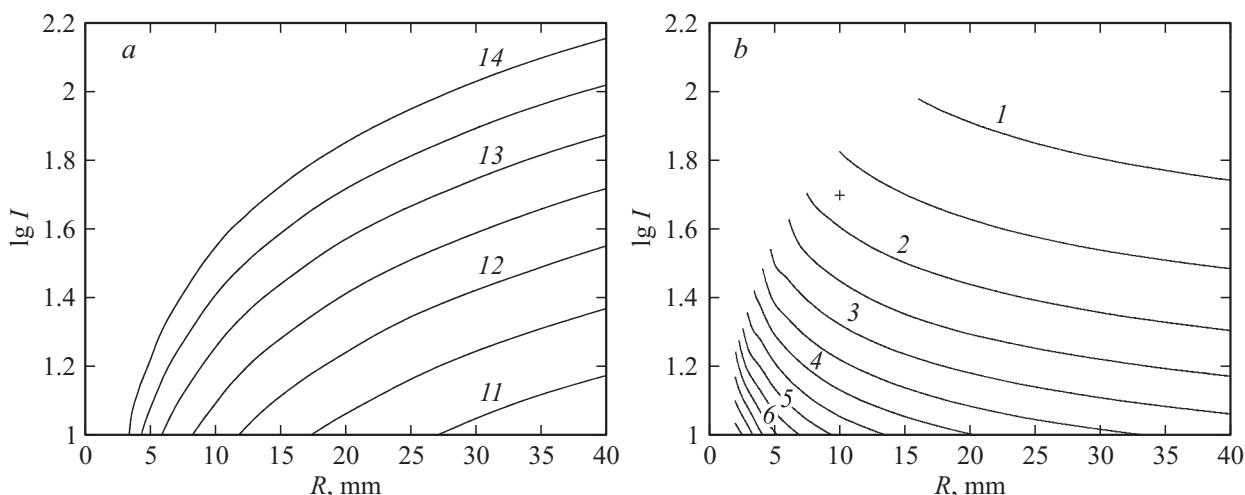
Это способствует интенсивному кондуктивному теплообмену со стенкой канала, что приводит к увеличению интегральных теплопроводных энергопотерь.

Зависимости максимальной температуры в центре разряда  $T_{\max}(R)$  (рис. 1, *b* и 2, *b*) и напряженности электрического поля  $E(R)$  (рис. 1, *c* и 2, *c*) приведены для совокупности режимов, соответствующих изолиниям энергетических соотношений. Часть кривых  $E(R)$  расположены достаточно близко друг к другу, для улучшения их идентификации кривые 4 на рис. 1, *c* и 2, *c* проведены пунктирными линиями. Экстраполяция зависимости  $\varepsilon(T)$  до значения температуры  $1.4 \cdot 10^4$  K позволила отобразить на рис. 2, *a* изолинию состояния при  $k_I = 0.9$  и соответствующие ей кривые 5 для зависимостей  $T_{\max}(R)$  и  $E(R)$  на рис. 2, *b* и 2, *c*.

Сравнение диаграмм состояния, приведенных на рис. 1 и 2, с аналогичными диаграммами для воздуха [6] показывает, что для водорода изолинии энергетического состояния слабо зависят от радиуса и расположены выше, т.е. рост влияния излучения в энергобалансе разряда наблюдается при более высоких значениях силы

тока. Это вызвано прежде всего тем, что у разряда в водороде теплопроводные потери существенно больше. Так, зависимость  $\lambda(T)$  для водорода имеет локальный максимум  $\lambda_{\max} = 15.1$  W/(m · K) при  $4 \cdot 10^3$  K, для воздуха  $\lambda_{\max} = 4.2$  W/(m · K) при  $7 \cdot 10^3$  K.

Отличительными особенностями свойств гелия являются очень низкие величины степени черноты  $\varepsilon(T)$  и коэффициента электропроводности  $\sigma(T)$  в рассматриваемом диапазоне температур. Температурная зависимость коэффициента теплопроводности  $\lambda(T)$  гелия по сравнению с другим инертным аргоном подобна по характеру, но имеет более высокие значения. Существенное различие в транспортных и радиационных свойствах этих газов наглядно иллюстрирует разница значений при  $T = 10^4$  K, у гелия  $\varepsilon = 4.4 \cdot 10^{-7}$ ,  $\sigma = 38.3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ ,  $\lambda = 2.5$  W/(m · K), у аргона  $\varepsilon = 7.9 \cdot 10^{-5}$ ,  $\sigma = 2.9 \cdot 10^3 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ ,  $\lambda = 0.6$  W/(m · K). Сочетание высоких теплопроводных свойств и низкой излучательной способности гелия обуславливает доминирующую роль теплопроводности в энергобалансе разряда, во всем диапазоне рассматриваемых значений  $T$



**Рис. 3.** *a* — изолинии температуры в гелии, значения приведены в кК. *b* — изолинии напряженности электрического поля в гелии, значения приведены в кВ/м.

и  $R$  доля радиационных энергопотерь как в удельных, так и интегральных величинах не превышает 1%. В данном случае электродуговая плазма находится только в теплопроводном энергетическом состоянии ( $q_T \gg q_R$ ), поэтому изолинии иных энергетических состояний на диаграммах не могут быть отображены. Для оценки значений максимальной температуры и напряженности электрического поля разряда в гелии на плоскости  $R - \lg I$  представлены их изолинии на рис. 3, *a* и 3, *b*. Зависимости приведены до значений температуры  $1.4 \cdot 10^4$  К, возможная погрешность экстраполяции  $\varepsilon(T)$  в данном случае не оказывает какого-либо влияния, поскольку вклад излучения в энергобалансе дуги пренебрежимо мал.

Различие транспортных и радиационных свойств газов определяет соответствующее отличие характеристик разрядов. Значения напряженности электрического поля для разряда в гелии (рис. 3, *b*) существенно выше, чем при аналогичных условиях в других газах. Этот факт подтверждается экспериментальными исследованиями [12]. В этой работе для аргона, гелия и их смеси определены ВАХ горизонтально ориентированного разряда, горящего в камере с диаметром 15 см. В гелии при величине межэлектродного промежутка 0.8–1.8 см и силе тока 50 А было зафиксировано значение  $E = 2.01$  кВ/м. Для сопоставления расчетных данных с экспериментом необходимо предварительно определить поперечный размер разряда. В эксперименте разряд не контактирует непосредственно со стенками камеры, теплота от разрядного столба отводится восходящим обтекающим потоком, формируемым механизмом естественной конвекции, при этом происходит непрерывный унос газа с периферии разряда. Оценка поперечного размера по изображению светящейся области с учетом существования и более холодной несветящейся зоны дает значение  $R \approx 10$  мм. В данном случае из расчета получена величина  $E = 1.77$  кВ/м, на рис. 3, *b*

это значение отмечено крестиком. При тех же условиях в аргоне экспериментальное значение  $E = 0.28$  кВ/м, расчетная величина  $E = 0.25$  кВ/м. Высокие значения  $E$  для разряда в гелии объясняются его низкой электропроводностью, необходимая мощность джоулевой диссипации для компенсации энергопотерь может быть обеспечена только за счет увеличения напряженности электрического поля.

Представленные диаграммы энергетического состояния плазмы равновесного дугового разряда для водорода позволяют установить примерное соотношение мощностей радиационных и теплопроводных энергопотерь  $k$  (рис. 1, *a*, 2, *a*), значение максимальной температуры  $T_{\max}$  (рис. 1, *b*, 2, *b*), напряженности электрического поля (рис. 1, *c*, 2, *c*). Дополнительно к этим характеристикам по значению  $T_{\max}$  (рис. 1, *b*) с учетом температурной зависимости коэффициента электропроводности  $\sigma(T)$  рассчитывается величина  $\sigma_{\max}$ , далее удельные мощности джоулевой диссипации  $\sigma_{\max} E^2$ , радиационных  $k_L \sigma_{\max} E^2$  и теплопроводных энергопотерь  $(1 - k_L) \sigma_{\max} E^2$  на оси разряда. При расчете интегральных характеристик из рис. 2, *b* сначала определяется значение напряженности электрического поля  $E$ , затем вычисляются значения мощностей джоулева тепловыделения  $IE$ , радиационных  $k_I IE$  и теплопроводных  $(1 - k_I) IE$  энергопотерь на единицу длины дугового столба. Для гелия в рассмотренном диапазоне параметров преобладает теплопроводный механизм энергопотерь. В данном случае по рис. 3, *a* и 3, *b* определяются значения максимальной температуры  $T_{\max}$  и напряженности электрического поля  $E$ , по которым рассчитываются электропроводность  $\sigma_{\max}$ , удельные мощности джоулевой диссипации  $q_J = \sigma_{\max} E^2$  и теплопроводных энергопотерь  $q_T \approx q_J$ , значения интегральных мощностей джоулева тепловыделения  $Q_J = IE$  и теплопроводных энергопотерь  $Q_T \approx Q_J$  на единицу длины дугового столба. Таким образом, с помощью диаграмм состояния определяются основные энергетиче-

ские характеристики стационарной электрической дуги, горящей в цилиндрическом канале.

## Заключение

В настоящей и предыдущих [6,7] работах приведены результаты расчетов энергетических параметров столба осесимметричного стационарного равновесного дугового разряда для газов, наиболее часто используемых в качестве рабочей среды в различных научных и технических приложениях (синтез материалов, сварка и пр.). Расчетные данные представлены в виде диаграмм состояния, которые для заданных условий позволяют оперативно оценивать в разряде температуру, напряженность электрического поля разряда, удельные и интегральные мощности отдельных энергетических механизмов, а также дают общую картину энергетического состояния электродуговой плазмы в зависимости от рода газа, силы тока и поперечного размера.

## Список литературы

- [1] *Васильев Е.Н., Нестеров Д.А.* // Изв. РАН. МЖГ. 2013. № 2. С. 127–136.
- [2] *Головицкий А.П., Цендин Л.Д.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 3. С. 44–49.
- [3] *Головицкий А.П.* // ЖТФ. 2014. Т. 84. Вып. 3. С. 50–55.
- [4] *Васильев Е.Н.* // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. Вып. 3. С. 441–449.
- [5] *Васильев Е.Н.* // Журн. Сибирского фед. ун-та. Сер. Техника и технология. 2013. Т. 6. № 2. С. 183–191.
- [6] *Васильев Е.Н.* ЖТФ. 2012. Т. 82. Вып. 12. С. 47–51.
- [7] *Васильев Е.Н.* // ЖТФ. 2013. Т. 83. Вып. 10. С. 26–31.
- [8] *Москвин Ю.В.* // ТВТ. 1968. Т. 6. Вып. 1. С. 1–9.
- [9] *Devoto R.S.* // J. Plasma Phys. 1968. Vol. 2, № 4. P. 617–631.
- [10] *Копански Ю.* // ТВТ. 1973. Т. 11. Вып. 3. С. 644–652.
- [11] *Devoto R.S., Li C.P.* // J. Plasma Phys. 1968. Vol. 2. N 1. P. 17–32.
- [12] *Skolnik Merrill, Jones T.B.* // J. Appl. Phys. 1952. Vol. 23. N 6. P. 643–652.