

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ В АРГОНЕ, СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ СТЕНКАМИ, С УЧЕТОМ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В. Н. Ветлуцкий, А. Т. Онуфриев, В. Г. Севастьяненко

(Новосибирск)

В работах [1,2] и докладе Э. И. Асиновского и А. В. Кириллина на Научно-технической конференции НИИ высоких температур 1964 г. экспериментально показано, что механизм переноса тепла в стабилизированной стенками канала дуге в аргоне не является чисто кондуктивным при температуре газа, большей 11 000° К. В последней работе показано, что причиной нарушения подобия при построении вольт-амперных характеристик в безразмерном виде является перенос энергии излучением. Вопрос об излучении аргоновой дуги экспериментально исследовался в ряде работ [3-5]. Без учета излучения расчет дуги в аргоне проведен в работе [6].

В настоящей работе проведен расчет дуги в аргоне, стабилизированной охлаждаемыми стенками канала, при учете излучения с использованием теоретически рассчитанных зависимостей, описывающих свойства переноса аргоновой плазмы. Большая часть излучаемой энергии принадлежит спектральным линиям, роль которых исследована в работах Л. М. Бибермана. Авторами использованы данные И. Т. Якубова по излучению аргона, которые будут опубликованы в журнале «Оптика и спектроскопия». Методика расчета и данные по излучению аргоновой плазмы приведены также в работе [7].

В работе [8] изучался вопрос о роли излучения в дуге, горящей в азоте. В частности, из результатов этой работы следует нарушение указанного выше подобия. Однако использованные в этой работе зависимости, описывающие свойства переноса азотной плазмы, получены экспериментальным путем [9].

Обозначения

r_0 — радиус дуги [см];	k — постоянная Больцмана;
r — текущий радиус [см];	e — заряд электрона;
T — температура [°К];	p — давление;
κ — коэффициент теплопроводности [эрг см ⁻¹ сек ⁻¹ град ⁻¹];	α — степень ионизации;
E — напряженность электрического поля [э ^{1/2} см ^{-1/2} сек ⁻¹];	N_e — концентрация электронов [см ⁻³];
σ' — коэффициент электропроводности [сек ⁻¹];	N_0 — концентрация нейтральных атомов;
q_1 — плотность потока тепла, обусловленного теплопроводностью;	Q_{0e} — сечение столкновения электрона с нейтральным атомом;
q_2 — плотность потока тепла, обусловленного излучением;	Q_{ie} — сечение столкновения электрона с ионом [см ²];
u — величина дивергенции плотности потока энергии, переносимой излучением в прозрачной части спектра [эрг см ⁻³ сек ⁻¹];	ν_0 — частота центра линии [сек ⁻¹];
u_2 — то же для части спектра, где учтена реабсорбция	$\Delta\nu_+$ — полуширина линии (расстояние от центра линии до контура при $k_\nu = 1/2 k_{\nu_0}$), обусловленная эффектами, дающими дисперсионный контур;
m_0 — масса атома;	k_ν — коэффициент поглощения [см ⁻¹];
m_e — масса электрона;	$\mathcal{E}$ — энергия, излучаемая полусферическим объемом;
σ — постоянная Стефана — Больцмана;	ε — степень черноты полусферического объема;
h — постоянная Планка;	l — радиус полусферического объема;
	S — сила линии.

1. Уравнение. Расчет проводился для случая ламинарного течения с малыми скоростями, когда дуга представляет цилиндр постоянного радиуса, свойства которого не изменяются по длине. Величина напряженности электрического поля постоянна вдоль оси дуги и по сечению. Предположено существование локального термодинамического равновесия. Процесс теплопередачи в дуге описывается уравнением энергии [10]

$$\sigma' E^2 + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \kappa \frac{dT}{dr} \right) - u = 0 \quad (u = u_1 + u_2) \quad (1.1)$$

Первое слагаемое характеризует величину энергии, выделяющуюся в дуге, второе — перенос энергии за счет теплопроводности, третье — перенос энергии излучением. Вводится функция

$$\Phi = \int_0^T \kappa dT$$

и уравнение (1.1) переписывается в виде

$$\Phi(r') = \Phi(0) + r_0^2 \int_0^{r'} \frac{1}{z} \int_0^z u(t) t dt dz - (r_0 E)^2 \int_0^{r'} \frac{1}{z} \int_0^z \sigma'(t) t dt dz \quad (1.2)$$

Уравнение решается методом последовательных приближений при задании радиуса дуги и температуры газа на оси.

2. Состав и свойства переноса аргоновой плазмы. Определение степени ионизации проводилось по формуле Саха с учетом снижения потенциала ионизации [11]. Величина потенциала ионизации U_i и другие необходимые данные взяты по работе [12].

Коэффициент электропроводности рассчитывался по формуле [13,14]

$$\sigma' = 0.532 \frac{N_e e^2}{(m_e kT)^{1/2}} \frac{1}{N_0 Q_{0e} + N_i Q_{ie}} \quad (2.1)$$

где

$$Q_{ei} = 0.90 \left(\frac{e^2}{kT} \right)^2 \ln \left[\frac{3}{\sqrt{8} e^3} \left(\frac{kT^3}{\pi N_e} \right)^{1/2} \right] \quad (2.2)$$

Величина сечения столкновения электрона с атомом Q_{0e} , определяемая по измерениям подвижности электронов, взята из работы [13].

Коэффициент теплопроводности определяется суммой

$$\kappa = \kappa_0 + \kappa_e + \kappa_1$$

Здесь κ_0 — коэффициент теплопроводности смеси тяжелых частиц, κ_e — коэффициент электронной теплопроводности, κ_1 — коэффициент теплопроводности, обусловленный переносом энергии ионизации.

Расчет κ_0 проводился по формуле [10]

$$\kappa_0 = \sum_s \frac{1}{3} N_s \lambda_s v_s \left(\frac{5}{2} c_s^{\circ} + c_s^1 \right) \quad \left(c_s^{\circ} = \frac{3k}{2} \right) \quad (2.3)$$

Здесь c_s° — теплоемкость, соответствующая поступательным степеням свободы, c_s^1 — теплоемкость, соответствующая внутренним степеням свободы, v_s — средняя скорость теплового движения частиц, λ_s — длина свободного пробега

$$\frac{1}{\lambda_s} = \left(1 - \frac{1}{2} P_{ss} \right) N_s Q_{ss} \left(\frac{1}{m_s} + \frac{1}{m_s} \right)^{1/2} + \left(1 - \frac{1}{2} P_{sp} \right) N_p Q_{sp} \left(\frac{1}{m_s} + \frac{1}{m_p} \right)^{1/2}$$

$$P_{sp} = \frac{m_s - 0.2m_p}{m_s + m_p}$$

Вычисления κ_e по формуле [10] и κ_1 по формуле [15] дают $\kappa_e = 2/3 N_e \lambda_e v_e (1 + \alpha)$ при $\alpha \ll 1$, $v_e = \sqrt{3kT/m_e}$, $\lambda_e = (N_0 Q_{0e} + N_i Q_{ie})^{-1}$

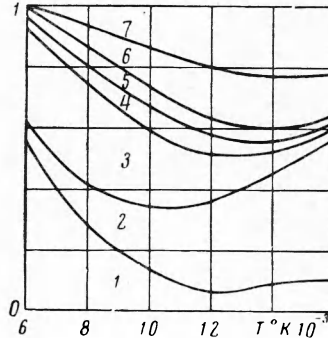
$$\alpha = N_e / (N_0 + N_e) \quad (2.4)$$

$$\kappa_e = 0.397 \cdot 10^{-2} (kT)^{1/2} / Q_{ie} \quad (2.5)$$

$$\kappa_1 = \left(\frac{5}{2} kT + U_i \right) D_1 \frac{\rho}{m_0} \frac{d\alpha}{dT} \quad (2.6)$$

$$D_1 = \frac{3\sqrt{2\pi}}{8} \frac{\sqrt{kT (m_0^{-1} + m_i^{-1})}}{(N_i + N_0) Q_{oi}} \quad (2.7)$$

Полное сечение столкновения иона с атомом при энергии порядка 1 эВ взято по данным работы [16]: $Q_{oi} = 90 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.



Фиг. 1

3. Излучение. На фиг. 1 приведен график из работы И. Т. Якубова при $p = 1 \text{ атм}$ и $l = 0.1 \text{ см}$, показывающий относительные доли излучаемой энергии, обусловленные различными переходами: 1 — резонансные линии, 2 — остальные переходы в основное состояние, 3 — переходы на $4s$ -уровни, 4 — переходы на $4p$ -уровни, 5 — переходы между всеми более высокими уровнями, 6 — рекомбинационное (с образованием возбужденных атомов) и тормозное излучение, 7 — рекомбинация в основное состояние. При радиусе дуги до 3—4 мм области 4, 5, 6 можно считать прозрачными. Область 3 соответствует переходам на $4s$ уровни. Для наиболее сильных линий $4s - 4P$ были построены контуры линий и сделаны оценки энергии, переносимой в прозрачной области спектра (при $k_\nu r_0 < 1$). Оказалось, что при диаметре до 3 мм ($p = 1 \text{ атм}$) все линии можно считать прозрачными, при диаметре до 1 см это будет справедливо с погрешностью до 20% от энергии, излучаемой этими сильными линиями. При $p = 10 \text{ атм}$ и диаметре дуги 6 мм энергия, приходящаяся на прозрачную часть линий, составляет до 70% от области 3. Остальные переходы на $4s$ при рассматриваемых параметрах принадлежат прозрачной части спектра.

Для областей 1, 2 были проделаны специальные оценки. В пределах линии есть участки спектра, в которых нужно учитывать ре-абсорбцию. Строго следует воспользоваться интегральными представлениями для учета переноса энергии излучением, но это чрезвычайно усложняет задачу, поэтому желательно ввести разумные упрощения. Разобьем частотный интервал в пределах линии (рассматривается симметричная линия) на три области: интервал от ν_0 (центр линии) до ν_1 , где применимо приближение лучистой теплопроводности; интервал от ν_2 до ∞ , где применимо приближение объемного излучения, и промежуточную область, где указанные приближения несправедливы. Для оценки граничных частот ν_1 и ν_2 подсчитаем потоки энергии при разных значениях $k_\nu r_0$ (принимая коэффициент поглощения постоянным по радиусу, что достаточно для оценок в центральной части дуги) в приближениях:

а) объемного излучения

$$q_{\nu'} = \frac{1}{\sqrt{3}x} \int_0^x \Phi_{\nu'}(\xi) \xi d\xi \quad (3.1)$$

б) лучистой теплопроводности

$$q_{\nu''} = -\frac{1}{3k_\nu r_0} \frac{d\Phi_{\nu''}}{dT} \frac{dT}{dr'} \quad (3.2)$$

в) в диффузионном приближении (первый член разложения в методе сферических гармоник [17]); диффузионное приближение правильно дает предельные случаи и достаточно точно описывает промежуточную область.

Уравнение переноса энергии излучением в диффузионном приближении имеет вид

$$\frac{1}{k_v r_0} \frac{1}{r'} \frac{d}{dr'} (r' q_v) = \varphi_v^0 - \varphi_v, \quad q_v = -\frac{1}{3k_v r_0} \frac{d\varphi_v}{dr'} \quad (3.3)$$

где φ_v / c — плотность излучения, φ_v^0 / c — плотность равновесного излучения, q_v — плотность потока энергии, $r' = r / r_0$. Граничные условия

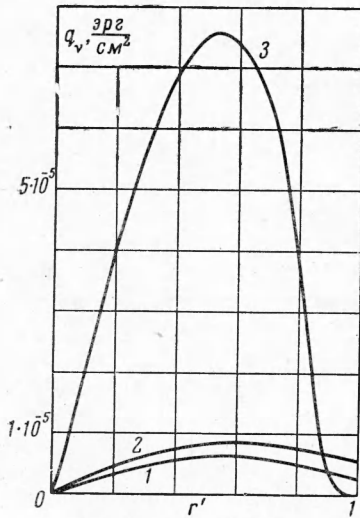
$$\frac{d\varphi_v}{dr'} = 0 \quad \text{при } r' = 0, \quad -\frac{0.76}{k_v r_0} \frac{d\varphi_v}{dr'} = \varphi_v \quad \text{при } r' = 1 \quad (3.4)$$

Плотность потока энергии из (3.3) и (3.4) есть

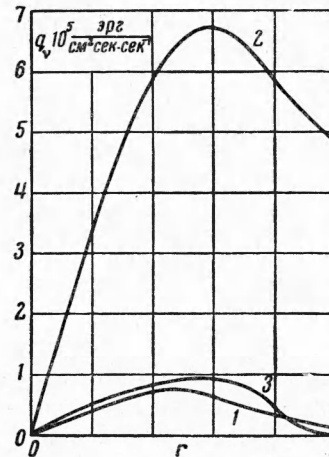
$$q_v = \frac{K_1(x)}{\sqrt{3}} \int_0^x \varphi_v^0(\xi) I_0(\xi) \xi d\xi - \frac{I_1(x)}{\sqrt{3}} \left\{ \frac{0.76 \sqrt{3} K_1(x_0) - K_0(x_0)}{0.76 \sqrt{3} I_1(x_0) + I_0(x_0)} \times \right. \\ \left. \times \int_0^{x_0} \varphi_v^0(\xi) I_0(\xi) \xi d\xi + \int_x^{x_0} \varphi_v^0(\xi) K_0(\xi) \xi d\xi \right\} \quad (3.5)$$

Здесь K_0 , K_1 , I_0 , I_1 — функции Бесселя $x = \sqrt{3} k_v r$.

Чтобы выяснить, при каких значениях $k_v r_0$ можно пользоваться тем или иным приближением, построим зависимость $q_v(r)$ для заданного профиля температуры (кривая 1 на фиг. 6). На фиг. 2 в качестве примера приведены такие зависимости при $k_v r_0 = 0.577$: кривая 1 — диффузионное приближение, 2 — приближение объемного излучения, 3 — приближение лучистой теплопроводности. Приближение лучистой теплопроводности на порядок превышает плотность потока энергии,



Фиг. 2



Фиг. 3

а приближение объемного излучения достаточно хорошо совпадает с «точным» решением. При $k_v r_0 = 4.62$ (фиг. 3) картина обратная: приближение объемного излучения во много раз превышает результат, а приближение лучистой теплопроводности уже достаточно точно. Так как выбранный профиль температуры типичен для рассматриваемой задачи, то на основании проведенных оценок сделан вывод, что приближение лучистой теплопроводности можно использовать, начиная с длины пробега излучения, в 4—5 раз меньшей радиуса, а границу прозрачной области можно поставить при условии $k_v r_0 \approx 1$.

Между границами $k_v r_0 = 1$ и $k_v r_0 = 4$ лежит промежуточная область, в которой можно воспользоваться диффузионным приближением.

Для определения коэффициента лучистой теплопроводности нужно проинтегрировать выражение (3.2) в интервале частот, где $k_\nu r_0 > 4$. Тогда

$$\kappa' = \int_{\nu_0}^{\nu_1} \frac{2}{3k_\nu} \frac{d\varphi_{\nu_0}}{dT} d\nu \quad (3.6)$$

Для линии $d\varphi_{\nu_0}/dT = d\varphi_{\nu_0}/dT$

$$\kappa' = \frac{2}{3} \frac{d\varphi_{\nu_0}}{dT} \int_{\nu_0}^{\nu_1} \frac{d\nu}{k_\nu} \quad (3.7)$$

В случае сильной реабсорбции в центре линий (что имеет место в рассматриваемом случае) граница области ν_1 лежит достаточно далеко от центра по сравнению с полушириной линии, поэтому для контура линии можно воспользоваться асимптотикой. Для аргона линии имеют дисперсно-доплеровский контур, для которого асимптотическое выражение имеет вид

$$k_\nu = \frac{S\Delta\nu_+}{\pi} \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2} \quad (3.8)$$

Это выражение перестает быть справедливым вблизи центра линии, что, однако, несущественно, так как основной вклад в интеграл (3.7) вносит область вблизи границы. Из (3.7) и (3.8) получаем (для $h\nu / kT \gg 1$)

$$\kappa' = \frac{\varepsilon' \sigma T^4}{9} \frac{h\nu_0}{kT^2} r_0 \quad (3.9)$$

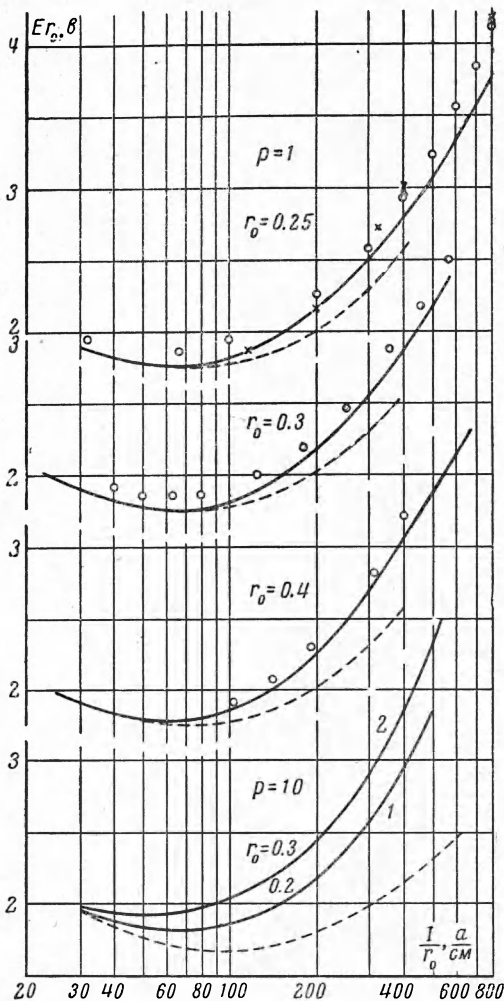
Здесь ε' — степень черноты непрозрачного участка спектра. Средняя величина пробега фотона в три раза меньше пробега при граничной частоте.

В литературе часто приводится значение энергии, излучаемой системой реабсорбированных линий из изотермического полусферического объема. По этим данным можно найти как объемную долю, так и величину $\varepsilon' \sigma T^4$. Энергия, излучаемая полусферическим объемом радиуса l , в линии с центром при ν_0 пропорциональна величине

$$A = \int_{\nu_0}^{\infty} [1 - \exp(-k_\nu l)] d\nu \quad (3.10)$$

Согласно приведенному выше разбиению, доли энергии, излучаемые в прозрачной и непрозрачной областях, равны

$$\frac{1}{A} \int_{\nu_2}^{\infty} [1 - \exp(-k_\nu l)] d\nu, \quad \frac{1}{A} \int_{\nu_0}^{\nu_1} [1 - \exp(-k_\nu l)] d\nu \quad (3.11)$$



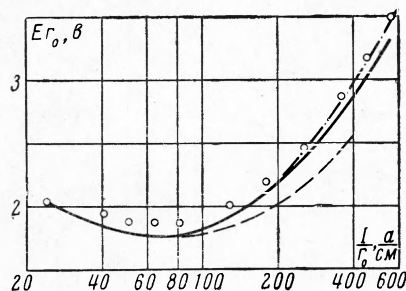
Фиг. 4

В случае, когда частоты ν_1 и ν_2 лежат в области дисперсионных крыльев, интегралы (3.11) дают соответственно 0.5 и 0.28. Таким образом, умножив энергию совокупности реабсорбированных линий на 0.28, получим $\epsilon' \sigma T^4$, а умножая указанную энергию на $0.5 \cdot 4 / l$, получим вклад соответствующих линий в дивергенцию для объемного излучения.

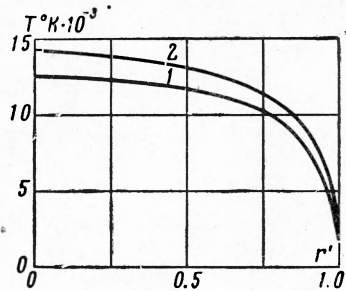
Ниже даны оценки для областей 1, 2 для дуги радиуса 0.3 см

$T = 12\ 000$	14 000	16 000
$\epsilon' = 0.9 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-4}$
$\kappa' = 0.05 \cdot 10^5$	$0.23 \cdot 10^5$	$0.35 \cdot 10^5$
$\kappa' / \kappa = 0.03$	0.08	0.13

Таким образом, при рассмотренных радиусах дуги $r_0 \approx 0.3$ см и до температур 15 000° К величина коэффициента лучистой теплопроводности сравнима и меньше по-



Фиг. 5



Фиг. 6

грешности, с которой известен коэффициент кондуктивной теплопроводности. При больших значениях параметров величина коэффициента лучистой теплопроводности становится заметной, и ее следует учитывать.

Доля энергии в прозрачной части области 2 не учитывалась. Полный учет ее увеличивает величину u примерно на 20%, однако ввиду перекрытия крыльев линии в области 2 эта величина завышена. Чтобы сделать более точные оценки, необходимо знать величины сил осцилляторов рассматриваемых линий. То же самое относится и к промежуточной области указанных линий. Энергия же, переносимая в промежуточной области частот резонансных линий, дает вклад в величину u порядка 5%.

Область 7 дает заметный вклад в перенос энергии излучением. Коэффициент поглощения в нужном интервале частот практически постоянен (сечение фотоионизации $3.3 \cdot 10^{-17}$), его величина такова, что следует учитывать реабсорбцию. С этой целью было использовано диффузионное приближение. Уравнение энергии интегрировалось вначале без учета влияния области 7. По полученному профилю температуры находилась величина дивергенции потока энергии u_2 в диффузионном приближении

$$\begin{aligned} \operatorname{div} q_v = k_v \left[\varphi_v^\circ(x) + I_0(x) \int_0^x \varphi_v^\circ(\xi) K_0(\xi) \xi d\xi - K_0(x) \int_0^x \varphi_v^\circ(\xi) I_0(\xi) \xi d\xi - \right. \\ \left. - I_0(x) \left(\frac{\sqrt{3} \Lambda K_1(x_0) - K_0(x_0)}{\sqrt{3} \Lambda I_1(x_0) + I_0(x_0)} \int_0^{x_0} \varphi_v^\circ(\xi) I_0(\xi) \xi d\xi + \int_0^{x_0} \varphi_v^\circ(\xi) K_0(\xi) \xi d\xi \right) \right] \quad (3.12) \end{aligned}$$

Эта величина использовалась затем при решении уравнения энергии.

Имея данные по величине $\mathcal{E}$ энергии, излучаемой полусферическим объемом радиуса l в прозрачной области спектра, величину дивергенции потока энергии подсчитываем по формуле

$$u_1 = \frac{4}{l} \mathcal{E} \quad (3.13)$$

Данные по составу и свойствам переноса аргоновой плазмы сведены в табл. 1.

Таблица 1

T, (°K)	6000	7000	8000	9000	10 000	12 000	14 000	17 000
<i>p</i> = 1 атм (<i>l</i> = 0.1 см)								
<i>N_e</i>	3.16·10 ¹³	2.86·10 ¹⁴	1.60·10 ¹⁵	5.81·10 ¹⁵	1.73·10 ¹⁶	7.52·10 ¹⁶	1.66·10 ¹⁷	2.02·10 ¹⁷
<i>Q_{0e}</i>	3·10 ⁻¹⁷	3.7·10 ⁻¹⁷	4.4·10 ⁻¹⁷	5.3·10 ⁻¹⁷	6.0·10 ⁻¹⁷	7.9·10 ⁻¹⁷	10·10 ⁻¹⁷	
<i>σ'</i>	2.78·10 ¹²	9.62·10 ¹²	1.74·10 ¹³	2.42·10 ¹³	3.20·10 ¹³	4.81·10 ¹³	6.30·10 ¹³	
<i>κ</i>	0.138·10 ⁵	0.230·10 ⁵	0.352·10 ⁵		0.733·10 ⁵	1.710·10 ⁵	2.74·10 ⁵	
<i>ε</i>	2.8·10 ⁻⁸		3.8·10 ⁻⁸		7.9·10 ⁻⁸	5.1·10 ⁻⁸	1.3·10 ⁻⁸	1.3·10 ⁻⁸
<i>u</i>			1.93·10 ⁷		0.98·10 ⁸	1.1·10 ¹⁰	3.7·10 ¹⁰	
<i>p</i> = 10 атм (<i>l</i> = 1 см)								
<i>N_e</i>	0.995·10 ¹⁴	0.926·10 ¹⁵	5.01·10 ¹⁵	1.96·10 ¹⁶	5.77·10 ¹⁶	2.99·10 ¹⁷	0.855·10 ¹⁸	
<i>σ'</i>	1.02·10 ¹²	6.18·10 ¹²	1.52·10 ¹³	2.53·10 ¹³	3.53·10 ¹³	5.62·10 ¹³	8.16·10 ¹³	1.125·10 ¹⁴
<i>κ</i>	0.120·10 ⁵	0.191·10 ⁵	0.332·10 ⁵	0.509·10 ⁵	0.696·10 ⁵	1.31·10 ⁵	2.35·10 ⁵	4.93·10 ⁵
<i>ε</i>	1.5·10 ⁻⁸		2.7·10 ⁻⁸		4.5·10 ⁻⁸	2.6·10 ⁻⁸	6.7·10 ⁻⁸	9.3·10 ⁻⁸
<i>u</i>			2.1·10 ⁸		0.96·10 ¹⁰	1.19·10 ¹¹	5.4·10 ¹¹	1.33·10 ¹²

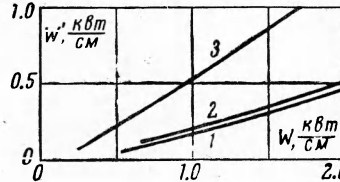
N_e [см⁻³], *Q_{0e}* [см²], *σ'* [сек⁻¹], *κ* [эрг/см сек град], *u* [эрг/см²сек]

4. **Результаты расчетов.** а) Расчеты проводились для давления в 1 и 10 атм при радиусах дуги 0.25, 0.30 и 0.40 см и различных температурах на оси дуги. Результаты в виде зависимости $Er_0[\epsilon]$ от I/r_0 [а/см] показаны на фиг. 4 и на фиг. 5 ($r_0 = 0.3$ см): пунктирная кривая — расчет без учета излучения, сплошная кривая — расчет с учетом только объемного излучения, штрих-пунктирная кривая (фиг. 5) — полный учет излучения; точки в виде кружочков и крестиков — экспериментальные данные для значений $r_0 = 0.25$ [3,18], $r_0 = 0.30$ [18], $r_0 = 0.40$ [1].

При учете излучения кривые в координатах $Er_0, I/r_0$ расслаиваются при высоких температурах в зависимости от радиуса дуги.

На фиг. 4 приведены зависимости Er_0 от I/r_0 при $p = 10$ атм для радиусов дуги 0.2 см (кривая 1) и 0.3 см (кривая 2), пунктирная кривая — расчет без учета излучения. На фиг. 7 приведена зависимость энергии W (на единицу длины): 1 — $p = 1$ атм, $r_0 = 0.25$ см [3], 2 — $p = 1$ атм, $r_0 = 0.3$ см, расчет, 3 — $p = 10$ атм, $r_0 = 0.3$ см, расчет. При рассмотрении результатов расчетов для энергии, излучаемой с поверхности дуги, нужно иметь в виду, что энергия, переносимая в части спектра с большим значением коэффициента поглощения и в промежуточной части спектра, не учитывалась, а энергия, переносимая в учитываемой части спектра, определялась по формулам, справедливым для приближения объемного излучения; как видно из фиг. 2, приближение объемного излучения может несколько завысить величину излучаемой энергии.

Измерение излучаемой дугой в аргоне энергии при высоком давлении проводилось в работах [4,5], для сравнения данных одной работы с другой и с расчетами необходимо знать, кроме давления и силы тока, диаметр дуги. В указанных работах такие данные не приводятся, поэтому можно сделать лишь оценки. Расчеты дают меньшую долю



Фиг. 7

для излучаемой энергии по сравнению с полученной в работе [3], но показывают, что уже при давлении 10 атм перенос энергии излучением играет определяющую роль в процессе теплопередачи в дуге.

Роль излучения в окрестности оси канала, характеризуемая величиной $u(0)/\sigma'(0)E^2$, больше, чем интегрально по всей дуге, это видно из данных табл. 2 и 3.

На фиг. 6 приведена зависимость температуры от радиуса при $r_0 = 0.3$ см, $E = 8.2$ а/см, $p = 1$ атм: 1 — с учетом излучения, 2 — без учета излучения.

Результаты расчетов приведены также в табл. 2 и 3.

В докладе Э.И. Асиновского и А.В. Кириллина по измеренному профилю температуры определялся коэффициент теплопроводности без учета переноса энергии излучением. Получено, что величина коэффициента теплопроводности κ' растет с увеличением радиуса дуги. Тот же способ определения коэффициента теплопроводности с исполь-

Таблица 2

<i>p</i> = 1 атм				
T, °K	12 500	12 500	10 000	15 000
<i>r₀</i> см	0.3	0.4	0.3	0.3
<i>W</i> вт/см	731	877	161	2280
<i>W'</i> / <i>W</i>	0.17	0.27	0.021	0.25
<i>Er₀</i> (ε)	2.56	2.76	1.79	3.66
<i>I</i> / <i>r₀</i> а/см	287	318	90	623
<i>u</i> (0) / <i>σ'</i> (0) <i>E</i> ²	0.526	0.705	0.071	0.76
<i>κ'</i> / <i>κ₀</i>	1.90	3.4	—	—

зованием профилей температуры, полученных в результате расчетов, дал величины

$$\frac{\kappa^+}{\kappa_0} = \left[1 - \frac{u(0)}{\sigma'(0)E^2} \right]^{-1}$$

приведенные в последней строке табл. 2 ($\kappa_0 = 1.9 \cdot 10^5$ эрг/см сек град). Кажущийся рост коэффициента теплопроводности объясняется влиянием излучения. Отметим, что с увеличением радиуса погрешность в $u(0)/\sigma'(0)E^2$ начинает сильно влиять на κ^+ .

Таблица 3

$p = 10$ атм

$T, ^\circ K$	11 000	12 500	8000	10 000	11 000	12 500
r_0	0.2	0.2	0.3	0.3	0.3	0.3
$\dot{W}$	383	1780	34	175	717	4260
W'/W	0.283	0.560	—	0.292	0.485	0.714
Er_0	2.12	3.44	2.64	2.02	2.74	5.01
I/r_0	181	517	12.9	86.2	262	850
$u(0)/\sigma'(0)E^2$	0.686	0.94	—	0.507	0.93	0.995

Проведенные расчеты подтверждают выводы, сделанные на основе экспериментальных работ о большой роли переноса энергии излучением в аргоновой дуге при температуре, большей $11\,000^\circ K$ ($p = 1$ атм), и о возрастании этой роли с увеличением радиуса дуги и давления.

Авторы признательны И. Т. Якубову за предоставление данных по излучению аргоновой плазмы.

Поступила 5 IV 1965

ЛИТЕРАТУРА

- Emmons H. W., Land R. I. Poiseuille Plasma Experiment. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 12, p. 1489—1500.
- Emmons H. W. Recent Developments in Plasma Heat Transfer from «Modern Developments in Heat Transfer» (ed. W. Ibele), 1963, N. Y., p. 401—478.
- Maescker H. Messung und Auswertung von Bogencharakteristiken, Z. Phys., 1960, B. 158, H. 4, S. 392—404.
- Neumann W. Bestimmung des absoluten Strahlungsanteils von Hochdruckbögen in schweren Edelgasen. Beitr. Plasma Phys., 1962, B. 2, H. 4, S. 252—256.
- Князев Ю. Р., Митин Р. В., Петренко В. И., Боровик Е. С. Излучение аргоновой дуги высокого давления. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, № 7, стр. 1224—1230.
- Даутов Г. Ю. Цилиндрическая дуга в аргоне. ПМТФ, 1963, № 2, стр. 21—30.
- Севастьяненко В. Г., Якубов И. Т. Радиационное охлаждение газа, нагретого сильной ударной волной. Оптика и спектроскопия, 1964, т. 16, № 1, стр. 3—10.
- Schmitz G., Patti H. J., Uhlenbusch J. Eigenschaften und Parameterabhängigkeit der Temperaturverteilung und der Charakteristik eines Zylindersymmetrisch Sticksstoffbogens. Z. Phys., 1963, B. 173, S. 552.
- Schmitz G., Patti H. J. Die Bestimmung von Materialfunktion eines Stickstoffplasma bei Atmosphärendruck bis $15\,000^\circ K$. Z. Phys., 1963, B. 171, S. 449.
- Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма, Изд. иностр. лит., 1961.
- Ecker G., Weisel W. Zustandssumme und effective Ionisierungsspannung eines Atoms im Inneren des Plasmas. Ann. Phys., 1956, B. 17, H. 2—3, S. 126.
- Moore C. E. Atomic energy levels, v. 1. Washington, 1949.
- Lin S. C., Resler E. L., Kantorowitz A. Electrical Conductivity of highly ionized Argon, produced by shock waves. J. Appl. Phys., 1955, vol. 26, p. 95.
- Scherman A. Calculation of electrical conductivity of ionised gases. Amer. Rock. Soc. J., 1960, vol. 30, No. 6, p. 41.
- Neumann W. Über der radialen Temperaturverlauf im stationären und im impulsmodulierten Argon-Hochtemperaturbogen. Beitr. Plasma Phys., 1962, B. 2, H. 2, S. 80—115.
- Zeigler B. Der Wirkungsquerschnitt sehr Langsamer Ionen. Z. Phys., 1953, B. 136, H. 1, S. 108.
- Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. Изд. иностр. лит., 1960.
- Шейндлин А. Е., Асиновский Э. И., Батурин В. А., Батенин В. М. Установка для получения плазмы и изучения ее свойств. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, № 10, стр. 1169—1172.