

УДК 537.527

О ВЛИЯНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПРОФИЛЬ
ИНДУКЦИОННОГО РАЗРЯДА В АРГОНЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ
ДАВЛЕНИИ

*В. Н. Сошников, Е. С. Трехов, А. Ф. Фоменко
Ю. М. Хошев*

(*Москва*)

В работе проводится количественный анализ влияния излучения на параметры длинного индукционного разряда в аргоне при атмосферном давлении. Рассмотрен лучистый теплообмен в оптически прозрачных (в слоях плазмы толщиной порядка нескольких сантиметров) и реабсорбированных спектральных интервалах. Обсуждаются погрешности расчетов, обусловленные неточным знанием переносных и оптических свойств плазмы. Оценивается влияние конвекции на радиальный температурный профиль.

Температурный профиль индукционного безэлектродного разряда определяется пространственным распределением выделения джоулевой энергии, уходом этой энергии из разряда и ее перераспределением внутри разряда посредством процессов теплопроводности, светового излучения и конвекции. Несмотря на значительное количество работ (см. [1-4]), до настоящего времени нет четкого представления о степени влияния отдельных механизмов на температурный профиль и другие параметры индукционного разряда [5-7].

Авторы [5] склоняются к мнению, что излучение не оказывает значительного влияния на параметры разряда и при расчете разряда излучением можно пренебречь. Появление приосевого провала в радиальном распределении температуры в таком случае обусловлено исключительно наличием торцового теплоотвода. Однако расчеты этих же авторов [8] показывают, что обусловленный осевым теплоотводом приосевой провал в радиальном температурном профиле в центральном сечении трубы не превышает $\sim 100^{\circ}\text{K}$ уже при $l \geq 2\rho_0$, где l — длина индуктора, ρ_0 — радиус разрядной трубы. Кроме того, в [9] отмечается, что приосевой провал выражен резче в газах, характеризующихся большей мощностью излучения.

Авторы же [7] считают совершенно необходимым при расчете параметров разряда учитывать не только уход излучения в оптически прозрачных (в слоях толщиной $1 \div 10\text{ см}$) спектральных интервалах, но и перенос излучения в реабсорбированных спектральных участках. Действительно, степень влияния переноса излучения на приосевой провал до настоящего времени не была выяснена [1]; принципиальная же возможность сглаживания температурного профиля этим механизмом не исключалась и в [6].

В данной работе производится анализ влияния выхода оптически прозрачного излучения и перераспределения реабсорбированного излучения на радиальное распределение температуры в индукционном разряде при атмосферном давлении в аргоне. Ввиду резкого усложнения задачи об индукционном разряде при учете конечной длины разряда [8] и продувки газа через разрядную камеру [10, 11] расчеты производятся для наиболее простого случая бесконечно длинного термически равновесного разряда в

неподвижной плазме. Результаты расчетов сопоставляются с экспериментальными данными [1].

Расчет без излучения. В большинстве расчетных работ пренебрегается излучением плазмы. Не касаясь пока вопроса законности такого подхода, рассмотрим результаты численных расчетов системы уравнений разряда [12-16] без учета излучения с целью выявления особенностей поведения разряда, не связанных с излучением. Помимо этого сопоставим выполненные в данной работе расчеты с результатами работы [17], наивысшей широкое развитие в последующих работах Р. Е. Ровинского и А. П. Соболева [18, 19].

На фиг. 1 приведены зависимости максимальной температуры T^* от числа ампер-витков на единицу длины индуктора Iw , полученные численным расчетом уравнений разряда [12-16] при мощности излучения, равной нулю, и расчетом по формуле, предложенной Р. Е. Ровинским и А. П. Соболевым в работах [17-19]

$$\int_0^{T^*} \kappa(T) \sigma(T) dT = 2(Iw/2)^2 \quad (1)$$

Здесь $\kappa(T)$ и $\sigma(T)$ — коэффициенты теплопроводности и электропроводности соответственно — те же, что и в работе [16]. Формула (1) является точным интегралом уравнений электромагнитного поля и энергетического баланса в разряде (без учета излучения) при $H^2(0) \ll H^2(\rho_0)$, где H — напряженность магнитного поля. Расчеты выполнены для аргона при $\rho_0 = 1.5 \text{ см}$ и $f = 10 \text{ МГц}$. Кривые 1 — расчет [12-16] с исходными данными [16] в пренебрежении излучением, 2 — расчет [19] с исходными данными [16], 3 — расчет [19] с исходными данными [20], 4 — расчет [12-16] с исходными данными [16] с учетом излучения; удельная мощность излучения та же, что и в работе [16], 5 — расчет [12-16] с исходными данными [16], но с уменьшенной вдвое по сравнению с [16] мощностью излучения. Выполненный в данной работе численный расчет хорошо согласуется с расчетом по формуле (1) при $T \geq 9000^\circ \text{К}$ ¹. В то же время заметим, что условие справедливости формулы (1) $\beta \equiv 2\rho_0^2/\delta^2 \gg 1$, (где δ — толщина скин-слоя, соответствующая максимальной температуре), введенное в [17], является не совсем точным. Толщина скин-слоя Δ , соответствующая спаду магнитного поля в e раз, существенно зависит от радиального профиля температуры и может сильно отличаться от δ , рассчитанной по максимальной температуре. Так, уже при $T = 7200^\circ \text{К}$ $\beta \simeq 10 \gg 1$.

При пренебрежении излучением максимальная температура достигается на оси разряда; при осевой провал в радиальном распределении температуры отсутствует.

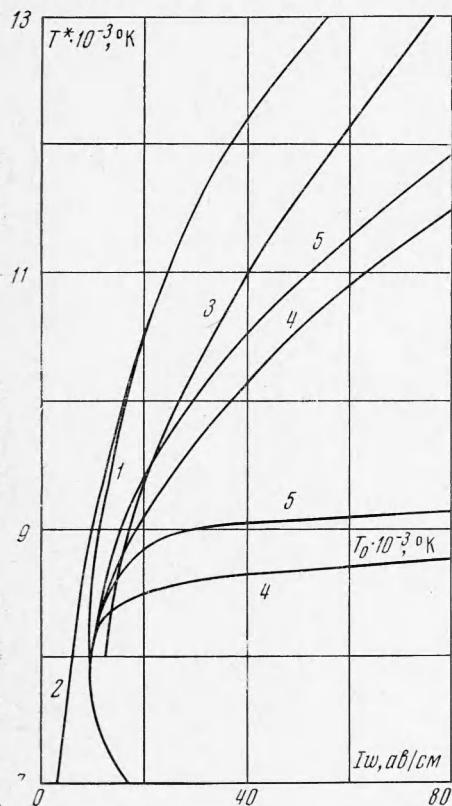
При $\Delta \sim \rho_0$ ампер-витки проходят через минимум, существование которого следует из самых общих соображений [16]. В этой области формула (1) несправедлива. Отметим, что минимальное значение Iw существенно зависит от радиуса разрядной камеры, частоты возбуждающего поля и рода плазмообразующего газа [16].

Выбор исходных данных. На фиг. 1 приводится предложенная в [19] зависимость максимальной температуры от ампер-витков. Сильное отличие ее от зависимости, рассчитанной в настоящей работе по той же формуле (1), обусловлено исключительно использованием в [19] отличных от принятых в [12-16] данных по электропроводности и теплопроводности.

¹ Отмечавшееся ранее [21] несогласие данных численных расчетов без учета излучения с [17-19], как было выяснено позже, объяснялось использованием в [17-19] амплитудных значений ампер-витков вместо общепринятых среднеквадратичных по времени эффективных значений.

В работе [19] использовались экспериментальные данные Эммоиса [20], в работах [12-16] — расчетные данные [12-14] и [22], приведенные в [16].

Расчетные данные Кринберга [22] и Девото [23] по теплопроводности хорошо согласуются между собой во всей области температур. Соответствующие температурные зависимости коэффициента теплопроводности аргоновой плазмы при атмосферном давлении приведены на фиг. 2.



Фиг. 1



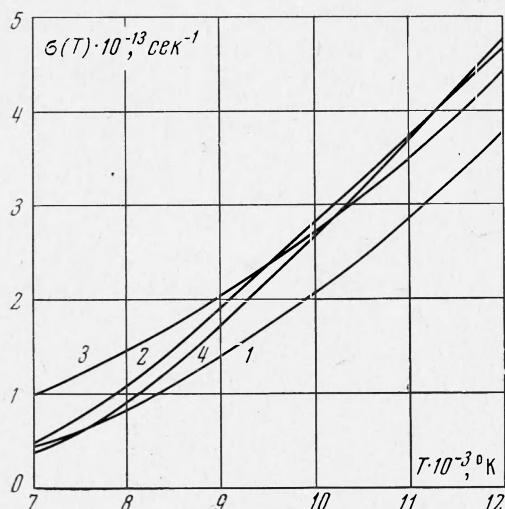
Фиг. 2

Кривые 1 — расчет [22], 2 — расчет [23], 4 — расчет [24], согласующийся в пределах погрешности ($30 \div 50\%$) с экспериментом, который проведен в той же работе, 3 — эксперимент [20]. Данные, полученные из экспериментов [20] и [24], значительно отличаются друг от друга при $T > 10000^\circ$ К. Ниже 10000° К экспериментальные данные [20], по-видимому, менее надежны, чем расчетные, так как получены на границе области измерений при наличии большого разброса экспериментальных точек [20].

Поскольку экспериментальные данные по электропроводности неоднозначны и требуют дальнейшего уточнения, использовались расчетные коэффициенты электропроводности аргоновой плазмы при атмосферном давлении [12-14], приведенные на фиг. 3. Кривые 1 — расчет [12-14] (результаты приведены в [16] с учетом электрон-электронных столкновений), 2 — расчет [12-14] (без учета электрон-электронных столкновений), 3 — эксперимент [20], 4 — расчет [23]. Данные [12-14] согласуются с результатами Девото [23] с точностью до использованного в [12-14] коэффициента, учитывающего межэлектронные соударения [25].

Учет ухода излучения. Ввиду того что первый возбужденный уровень атома лежит высоко ($I_1 = 11.5$ эв при потенциале ионизации $I^* = 15.8$

з), излучение аргоновой плазмы при атмосферном давлении в слоях толщиной порядка сантиметров разбивается на полностью прозрачное, соответствующее свободно-связанным и связально-связанным переходам на возбужденные уровни атомов и свободно-свободным переходам в полях нейтральных и ионизованных атомов ($\lambda \geq 2000 \text{ \AA}$), и сильно реабсорбированное: ионизационный континуум ($\lambda \leq 790 \text{ \AA}$) [26, 27] и линии, соответствующие переходам на основной уровень атома ($790 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 1066 \text{ \AA}$). Ввиду малости длины пробега сильно реабсорбированное излучение в первом приближении находится в равновесии с веществом.



Фиг. 3

Мощность прозрачного излучения, полностью выходящего из плазмы разряда, можно найти, воспользовавшись результатами расчета степени черноты полусферы с радиусом R при различных температурах [28]. В работах [12–16] пересчет от степени черноты полусферы ϵ с радиусом $R = 0.1 \text{ см}$ к мощности излучения единицы объема плазмы $\varphi(T)$ осуществляется по формуле

$$\varphi(T) = \frac{4\epsilon}{R} \sigma T^4$$

(σ — постоянная Стефана — Больцмана), полученной в предположении оптически тонкой полусферы. Однако в [12–16] использовались данные [28] для полной степени черноты, включающие в себя и реабсорбированные участки. Для исключения их из рассмотрения, как указывалось в [1], данные по мощности излучения [12–16] следует уменьшить примерно вдвое [28]. Отметим, что расчетные данные [28] хорошо согласуются с экспериментальными [20, 24, 29].

На фиг. 1 приводятся зависимости максимальных T^* и осевых T_0 температур от ампер-витков, рассчитанные по методике [12–16] с прежними данными по мощности излучения [12–16] и вдвое уменьшенными. При низких температурах (в данном случае при $T < 8000^\circ \text{ K}$) излучение практически не оказывает влияния на профиль температуры, максимальная температура достигается непосредственно у оси разряда и совпадает с температурой, рассчитанной без учета излучения. При повышении температуры излучение начинает играть все большую роль; образуется приосевой провал в радиальном температурном распределении, увеличивающийся при повышении числа ампер-витков на единицу длины индуктора. На фиг. 1 это иллюстрируется разветвлением зависимостей максимальной и осевой температур от Iw при $\Delta \sim \rho_0$ (нижняя ветвь на фиг. 1 соответствует осевой температуре, верхняя — максимальной).

Условие же $\Delta \ll \rho_0$, использованное при выводе (1), означает существенность выхода излучения. Ввиду отсутствия омического выделения энергии в больших по объему внутренних областях разряда лучистые потери в значительной степени определяют температурные характеристики

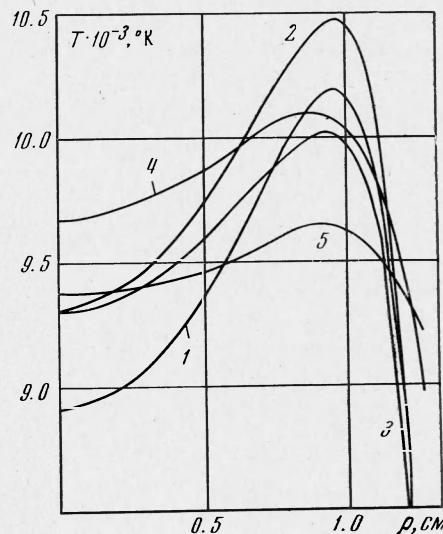
разряда. Так, в частности, для рассмотренного в работах [1, 2] режима $\rho_0 = 1.3 \text{ см}$, $f = 9 \text{ МГц}$, $Iw = 40 \text{ аэ/см}$ на фиг. 4 приведен радиальный профиль индукционного разряда в аргоне при атмосферном давлении. Кривые 1 — расчет согласно [12—16] с исходными данными [16], 2 — расчет согласно [12—16] с вдвое уменьшенной мощностью излучения [16], $(\chi(T)$ и $\sigma(T)$ из [16]), 3 — расчет согласно [12—16] с вдвое уменьшенной мощностью излучения [16], $(\chi(T)$ и $\sigma(T)$ из [20]), 4 — температура ионизации, измеренная по абсолютной интенсивности сплошного спектра аргоновой плазмы [1], 5 — температура заселения ряда уровней Ar I из конфигурации $3p^55p$ [1], измеренная по абсолютным интенсивностям линий. Проведенный в работе расчет с учетом выхода оптически прозрачного излучения дает значение максимальной температуры $T = 10000 \div 10500^\circ \text{K}$ (в зависимости от используемых данных по оптическим свойствам плазмы), хорошо согласующееся с экспериментальным значением ($9800 \pm 400^\circ \text{K}$). В то же время расчет без учета излучения с теми же данными по электропроводности $\sigma(T)$ и теплопроводности $\chi(T)$ плазмы дает $T = 12200^\circ \text{K}$ (см. фиг. 1).

Как уже отмечалось, погрешность результатов расчетов температурных характеристик разряда, обусловленная неточным значением переносных свойств плазмы, в случае расчета без учета излучения велика и достигает, как следует из фиг. 1, сотен и тысяч градусов. В случае же учета излучения погрешность уменьшается. Действительно, использование, допустим, заниженных данных по $\sigma(T)$ и $\chi(T)$ должно привести к повышению расчетного значения температуры; однако при этом увеличиваются лучистые потери, снижающие температуру. Так, например, изменение данных по $\chi(T)$ и $\sigma(T)$, приводящее при расчете без учета излучения к изменению расчетной температуры разряда на 1200°K (фиг. 1), при расчете с учетом излучения приводит к изменению в температуре всего лишь на 200°K (фиг. 4). Данные по излучательным способностям аргона известны с точностью до десятков процентов. Для иллюстрации вносимой при этом погрешности на фиг. 4 приведены расчетные профили температур при мощностях излучения, отличающихся вдвое (погрешность $\leq 500^\circ \text{K}$).

Как следует из фиг. 4, расчет по данным Эммонса [20] дает лучшее согласие с экспериментом как по относительному контуру, так и по абсолютным значениям температур. Тем не менее остается примерно двухкратное завышение расчетной величины приосевого провала по сравнению с экспериментальной.

Перенос излучения. Оценки, проведенные в [1] в приближении лучистой теплопроводности, показали, что перенос излучения в сильно реабсорбированных ионизационных континууме и центральных частях резонансных линий аргона при атмосферном давлении и $T \sim 10000^\circ \text{K}$ несуществен.

Для окончательного выяснения роли переноса излучения необходимо рассмотреть перенос излучения в далеких крыльях линий, соответствующих переходам в основное состояние атома. Дивергенция лучистого по-



Фиг. 4

тока в спектральной линии на оси бесконечно длинного цилиндрического объема термически равновесной плазмы равна

$$\operatorname{div} F(0) = 4\pi B_{v_0}(0) S(0) - \\ - 2\pi \int_0^\infty dv \int_0^R \rho d\rho \int_{-\infty}^\infty dz k_v(\rho) k_v(0) B_{v_0}(\rho) (\rho^2 + z^2)^{-1} \exp\left(-\frac{\sqrt{\rho^2 + z^2}}{\rho} \int_0^\rho k_v(\rho') d\rho'\right)$$

Здесь $S(\rho) \equiv \int_0^\infty k_v(\rho) dv$ — полное поглощение в линии; ρ и z — радиальная и осевая координаты; $k_v(\rho)$ — спектральный показатель поглощения; $B_{v_0}(\rho)$ — функция Планка, рассчитанная на один стерadian; v_0 — частота перехода; R — радиус цилиндра.

Произведя замену переменных

$$\rho^2 + z^2 = \rho^2 \sin^2 \vartheta, \quad dz = -\rho \sin^2 \vartheta d\vartheta$$

интегрируя в (2) интеграл по ρ по частям и учитывая, что на стенке

$$T(R) = B_{v_0}(R) = 0$$

получаем

$$\operatorname{div} F(0) = \\ = -4\pi \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta d\vartheta \int_0^\infty k_v(0) dv \int_0^R \frac{\partial B_{v_0}(\rho)}{\partial \rho} \exp\left(-\sin^{-1} \vartheta \int_0^\rho k_v(\rho') d\rho'\right) d\rho$$

Из (3) следует, что в дугах, где всегда $\partial T / \partial \rho < 0$, дивергенция лучистого потока отрицательна, т. е. лучистая энергия уходит из осевых точек дуги. В индукционных разрядах, где имеются участки с $\partial T / \partial \rho > 0$, может появиться поток лучистой энергии к оси.

На оси разряда $\partial T / \partial \rho = 0$, $dB_{v_0} / d\rho = 0$, так что интегрирование в (3) ведется с некоторого $\rho^* \ll \Delta l$, где Δl — характерная длина изменения параметров разряда в приосевой области. Учитывая, что для сильно реабсорбированных резонансных линий аргона выполняется соотношение $k_0^{-1} \sim 10^{-5} \text{ см} \ll \rho^* \ll \Delta l \sim 0.1 \text{ см}$, с очень большой степенью точности можно заменить в (3) истинный контур поглощения в линии асимптотическими выражениями для далеких крыльев линии. При этом ни допплеровское уширение, ни сдвиг линии неказываются на результате интегрирования (3), так как существенно изменяют контур линии лишь вблизи центра линии.

Для линии с дисперсионными крыльями

$$k_v(\rho) \approx \pi^{-1} S(\rho) \Delta v(\rho) (v - v_0)^{-2} \quad (4)$$

получаем

$$\operatorname{div} F(0) = \\ = -\pi^{3/2} \frac{\Gamma(5/4)}{\Gamma(7/4)} \frac{W(0, R)}{R} \int_0^1 \left(\int_0^\xi S_*(\xi') \Delta v_*(\xi') d\xi' \right)^{-1/2} \frac{\partial B_{v_0}(\xi)}{\partial \xi} d\xi$$

Здесь $\Gamma(x)$ — гамма-функция, $\Delta v(\rho)$ — ударная полуширина, W — эквивалентная ширина дисперсионной линии в слое толщиной R (в сек^{-1})

$$S_*(\xi) \equiv S(\xi)/S(0), \Delta v_*(\xi) \equiv \Delta v(\xi)/\Delta v(0), \xi \equiv \rho/R$$

$$W(0, R) \equiv 2(S(0) \Delta v(0) R)^{1/2}$$

Заметим, что соотношение (5) можно получить и из более сложных формул, предложенных в [30] (с точностью до опущенного в [30] близкого к единице множителя).

Аналогично можно получить выражение для дивергенции потока излучения в сильно реабсорбированной линии с дисперсионной формой далеких крыльев в случае сферической симметрии

$$\operatorname{div} F(0) = -2\pi \frac{W(0, R)}{R} \int_0^1 \left(\int_0^\xi S_*(\xi') \Delta v_*(\xi') d\xi' \right)^{-1/2} \frac{\partial B_{v_0}(\xi)}{\partial \xi} d\xi \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует закон подобия: при изменении радиуса плазменного объема при сохранении относительного профиля температуры (пока не нарушается $k_0^{-1} \ll \Delta l$)

$$\frac{\operatorname{div} F_{R_1}(0)}{\operatorname{div} F_{R_2}(0)} = \frac{W(0, R_1) R_2}{W(0, R_2) R_1} = \sqrt{\frac{R_2}{R_1}}$$

Отметим, что участки, где $\partial B_{v_0}(\xi) / \partial \xi = 0$, вообще не дают вклад в (5), (6).

Данные по уширению аргоновых резонансных линий, уширенных в основном электронами, заимствовались из [31]

$$\Delta v(\rho) \approx CN_e(\rho)$$

где $\Delta v(\rho)$ в сек^{-1} , N_e — концентрация электронов, $C = 1,3 \cdot 10^{-7} \text{ сек}^{-1} \cdot \text{см}^3$.

Силы осцилляторов в поглощении принимались равными 0.2 и 0.05 для линий Ar I 1049 Å и 1067 Å соответственно [32–34]. Из всех линий, соответствующих переходам в основное состояние, эти линии наиболее существенны.

Номер кривой (см. фиг. 5)	$T_0, ^\circ\text{K}$	$T^*, ^\circ\text{K}$	$\Phi(T), \text{эн/см}^3$ [16]	$\operatorname{div} F(0), \text{эн/см}^3$
1	8500	8800	11	+0.030
2	8600	9500	13.5	-0.080
3	8660	10700	15.5	-0.75
4	8700	12500	17.5	-2.90
5	9600	10100	90	+0.096
6	9300	10400	53	-0.44

Результаты расчета дивергенций лучистых потоков в резонансных линиях аргона для различных температурных профилей по формуле (5) представлены в таблице. Соответствующие радиальные распределения температуры, для которых рассчитывалась дивергенция потока излучения в резонансных линиях Ar I в осевой точке разряда $\operatorname{div} F(0)$, приведены на фиг. 5. Цифрами указаны номера профилей, данные для которых представлены в таблице. Контур 5 — экспериментальный [1]. Лучистый перенос оказывается несущественным вплоть до перепадов в температурах в несколько тысяч градусов.

В экспериментальных условиях в спектре излучения разряда в аргоне часто наблюдается интенсивное свечение линий атомарного водорода, присутствующего в плазме в виде небольшой добавки. Линии бальмеровской серии прозрачны, перенос излучения может быть только в линиях лаймановской серии. Учет переноса излучения в наиболее интенсивной линии L_α производился по той же формуле (2) с использованием затабулированного в [31] контура. Окончательная формула для расчета дивергенции потока излучения в линии на оси разряда при атмосферном давлении в аргоне с небольшой примесью атомарного водорода имеет вид

$$\operatorname{div} F_{L_\alpha}(0) = -9.75 \frac{S^{1/2}(0) N_e^{1/3}(0)}{R^{1/2}} \int_0^{\xi} \left(\int_0^{\xi'} S_*(\xi') N_{e*}^{2/3}(\xi') d\xi' \right)^{-1/3} \frac{\partial B_{\nu_\alpha}(\xi)}{\partial \xi} d\xi$$

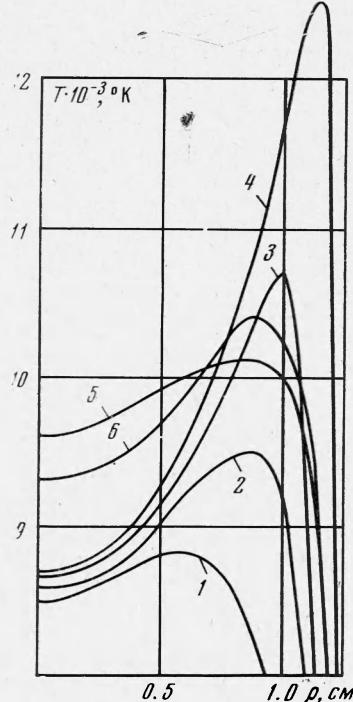
где $N_{e*}(\xi) = N_e(\xi) / N_e(0)$, $S(\xi)$ — полное поглощение в линии, N_e — концентрация электронов в 1 см^3 . Формула справедлива при радиусе разряда $\rho_0 \approx 1 \div 2 \text{ см}$, температурах порядка 10000° К .

Оценки для случая молярной концентрации атомарного водорода в аргоне $\sim 1\%$ показывают, что лучистый перенос в линиях водорода мал и не может приводить к заметному изменению радиального профиля температуры в условиях эксперимента [1].

Влияние конвекции. Поскольку экспериментальные температурные профили имеют менее резко выраженный провал в центре, чем предсказывается теорией [12-16], и перенос излучения в этих условиях не играет существенной роли, должен существовать иной механизм выравнивания температур в индукционном разряде. Естественно предположить, что причиной выравнивания является конвекция, существенная при

$$\kappa \Delta T / (\Delta \rho)^2 \leq c_p v \rho_m \Delta T / \Delta \rho$$

где коэффициент теплопроводности $\kappa \approx 4 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}\cdot\text{сек}\cdot\text{град}$, теплоемкость $c_p \approx 0,2 \text{ кал/г}\cdot\text{град}$, плотность аргона $\rho_m \approx 5.3 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}^3$ ($T \sim 9500^\circ \text{ К}$), характерная радиальная длина $\Delta \rho \sim 1 \text{ см}$ [1], что приводит к скорости конвективного



Фиг. 5

потока $v \gtrsim 10^2 \text{ см/сек}$. Такие скорости конвективных потоков могут достигаться и наблюдались даже в маломощных угольных дугах небольших размеров [35].

Поступила 22 II 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Трехов Е. С., Фоменко А. Ф., Хошев Ю. М. Температурный профиль плазменного столба индукционного разряда в аргоне при атмосферном давлении. Теплофизика высоких температур, 1970, т. 8, вып. 4.
2. Трехов Е. С., Фоменко А. Ф., Хошев Ю. М. Температурные характеристики индукционного разряда в воздухе при атмосферном давлении без прото-ка. Термофизика высоких температур, 1971, т. 9, вып. 2.
3. Райзер Ю. П. Высокочастотный индукционный разряд высокого давления и безэлектродный плазмотрон. Усп. физ. н., 1969, т. 99, вып. 4.
4. Яшин М. И. Получение высоких температур газа в безэлектродном высокочастотном разряде (обзор). ПМТФ, 1969, № 3.
5. Ровинский Р. Е., Соболев А. П. Письмо в редакцию. Термофизика высоких температур, 1968, т. 6, вып. 3.
6. Сопников В. Н., Трехов Е. С., Хошев Ю. М. О расчетах параметров вихревых разрядов. Термофизика высоких температур, 1968, т. 6, вып. 3.
7. Абрамов Ю. Ю., Напартович А. П. Письмо в редакцию. Термофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 4.
8. Ровинский Р. Е., Соболев А. П. Анализ двумерных эффектов в теории индукционного разряда. Сб. «Физика, техника и применение низкотемпературной плазмы», Алма-Ата, 1970, стр. 732.

9. Ровинский Р. Е., Груздев В. А., Гутенмacher Т. М., Соболев А. П. Определение температуры в стационарном высокочастотном индукционном разряде. Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, вып. 4.
10. Райзер Ю. П. Высокочастотный разряд высокого давления в потоке газа как процесс медленного горения. ПМТФ, 1968, № 3.
11. Сошников В. Н., Трехов Е. С., Хошев Ю. М. Вихревой разряд в аргоне при атмосферном давлении с продувом. Сб. «Физика газоразрядной плазмы», М., Атомиздат, 1968.
12. Сошников В. Н., Трехов Е. С. К теории высокочастотного вихревого разряда высокого давления. I. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, вып. 2.
13. Сошников В. Н., Трехов Е. С. К теории высокочастотного вихревого разряда высокого давления. II. Теплофизика высоких температур, 1966, т. 4, вып. 3.
14. Сошников В. Н., Трехов Е. С. К теории вихревого разряда высокого давления в воздухе и аргоне. III. Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, вып. 3.
15. Сошников В. Н., Трехов Е. С., Хошев Ю. М. О расчетах параметров вихревых разрядов. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, вып. 3.
16. Сошников В. Н., Трехов Е. С., Хошев Ю. М. Теория вихревого разряда (скин-эффекта) при атмосферном давлении в воздухе и аргоне. Сб. «Физика газоразрядной плазмы», вып. 1, М., Атомиздат, 1968.
17. Груздев В. А., Ровинский Р. Е., Соболев А. П. Приближенное решение задачи о стационарном индуцированном высокочастотном разряде в замкнутом объеме. ПМТФ, 1967, № 1.
18. Ровинский Р. Е., Соболев А. П. Оптимальный частотный диапазон стационарного индуцированного разряда. Теплофизика высоких температур, 1968, т. 6, вып. 2.
19. Ровинский Р. Е., Соболев А. П. К расчету параметров индуцированного высокочастотного разряда высокого давления. Теплофизика высоких температур, 1969, т. 7, вып. 2.
20. Emmons H. W. Arc measurement of high-temperature gas transport properties. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 6.
21. Сошников В. Н., Трехов Е. С., Фоменко А. Ф., Хошев Ю. М. О влиянии излучения на температурный профиль индукционного разряда при атмосферном давлении в аргоне. Сб. «Физика, техника и применение низкотемпературной плазмы», Алма-Ата, 1970.
22. Криеберг И. А. Расчет теплопроводности некоторых газов при температуре 1000—2000° К и атмосферном давлении. Теплофизика высоких температур, 1965, т. 3, вып. 4.
23. Devoto R. S. Transport coefficients of partially ionized argon. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 2.
24. Асиновский Э. И., Кирilloв А. В. Опытное определение коэффициента теплопроводности плазмы аргона. Сб. «Низкотемпературная плазма», М., «Мир», 1967.
25. Гицбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле. Усп. физ. н., 1960, т. 70, вып. 2; 1960, т. 70, вып. 3.
26. Cole Weissler G. L. Absorption cross section of helium and argon in the extreme ultraviolet. Phys. Rev., 1955, vol. 99, No. 2.
27. Wainfan N., Walker W. C., Weissler G. L. Photoionization efficiencies and cross sections in O₂, N₂, CO₂, A, H₂O, H₂ and CH₄. Phys. Rev., 1955, vol. 99, No. 2.
28. Якубов И. Г. Энергия, излучаемая аргоновой плазмой в спектральных линиях. Оптика и спектроскопия, 1965, т. 19, вып. 4.
29. Evans D. L., Tankin R. S. Measurement of emission and absorption of radiation by an argon plasma. Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 6.
30. Асиновский Э. И., Дроханова Е. В., Кирilloв А. В., Лагариков А. Н. Экспериментальное и теоретическое исследование коэффициента теплопроводности и полного излучения плазмы азота. Теплофизика высоких температур, 1967, т. 5, вып. 5.
31. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., Атомиздат, 1969.
32. Kpoх R. S. Excited-state wave functions, excitation energies and oscillator strengths for argon (3p⁵4s). Phys. Rev., 1958, vol. 110, No. 2.
33. Груздев П. Ф. Силы осцилляторов линий резкой серии в спектрах атомов элементов II-й группы. Оптика и спектроскопия, 1967, т. 22, вып. 2.
34. Lawrence G. M. Radiance lifetimes in the resonance series of Ar I. Phys. Rev., 1968, vol. 175, No. 1.
35. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М., Изд-во иностр. лит., 1961.