

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. М. Батенин, В. Ф. Чиннов, Диагностика плазмы  
слаботочного дугового разряда при помощи свето-  
вого зонда (II), *ТВТ*, 1969, том 7, выпуск 3, 401–  
407

Использование Общероссийского математического портала Math-  
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользователь-  
ским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.174

14 января 2025 г., 17:21:17



УДК 537.527

## ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ СЛАБОТОЧНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА ПРИ ПОМОЩИ СВЕТОВОГО ЗОНДА (II)

*В. М. Батенин, В. Ф. Чиннов*

При помощи оптического зонда исследовано поле резонансного излучения положительного столба электрической дуги, горячей в смеси аргон — присадка калия. Получены зависимости лучистого потока и его дивергенции от координаты в оптически неоднородном и неравновесном плазменном столбе. По радиальным распределениям параметров  $T_e$ ,  $N_e$  и  $T_g$  определены основные компоненты энергетического баланса для электронов и установлена их относительная роль в процессе переноса энергии из центральной зоны дуги к периферии.

### II. Резонансное излучение и энергетический баланс.

1. Составленное для электронного газа уравнение баланса в цилиндрически симметричной электрической дуге (без учета диффузионного потока)

$$\sigma E^2 = \left\{ \left[ \sum_j \delta_j \frac{2m_e}{M_j} v_{ej} \right] N_e \frac{3}{2} k (T_e - T_g) \right\} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left( r \lambda_e \frac{dT_e}{dr} \right) + \operatorname{div} F \quad (1)$$

или

$$\sigma E^2 = W_{\text{упр}} + Q_e + Q_r \quad (1a)$$

содержит дивергенции потоков энергии за счет теплопроводности электронного газа  $Q_e$  и радиационного переноса  $Q_r$ . Входящая в  $Q_e$  величина  $\lambda_e$  с достаточной для инженерных целей точностью может быть определена при помощи сравнительно простых оценок [1]. Дивергенцию потока излучения для неосевых точек цилиндрических дуг рассчитать нелегко\*. Оценки по простым формулам для однородных объемов плазмы, состоящей из инертного газа и щелочной присадки [2], обычно приводят к выводу о незначительности лучистых потерь. При этом незаслуженно умалняется роль радиационных процессов, которые во внешнем балансе столба дуги часто действительно малосущественны, тогда как для внутренних областей неизотермических и оптически неоднородных объемов очень важны [3]. Предлагаемое исследование диффузии излучения позволяет уяснить характер перераспределения энергии между частицами и фотонами по мере приближения к границе плазменного объема.

2. Параметры исследуемой дуги постоянного тока в смеси Ar — K несколько отличались от описанной в первой части концентрацией калия ( $C_K = 0,02\%$ ) и температурой электронов ( $T_e(0) = 4000^\circ \text{K}$ ). Необходимые для составления баланса мощности величины  $T_e$ ,  $N_e$ ,  $T_g$  и  $E$  были измерены следующим образом. Из зависимости  $\epsilon_\gamma(r)$  в «голове» 4P-континуума калия, снятой на фотопластинку спектрографа ИСП-30 и одновременно записанной при помощи монохроматора с ФЭУ-18А на ленту самописца ЭПП-09, определялись связанным уравнением Саха значения  $T_e(r)$  и  $N_e(r)$ . Напряженность электрического поля  $E$  измерялась двойным зондом. Молибденовые электроды диаметром 0,2 мм, удаленные на 6 мм друг

\* А. Н. Лагарьков. Канд. дис., Институт высоких температур АН СССР, 1968.

от друга, вводились в плазму в радиальном направлении. При этом цилиндрические поверхности длиной 0,5 мм были открытыми, остальная часть зондов находилась в тонкостенных кварцевых капиллярах. Погрешность измерения  $\delta E \leq 5\%$ .

Температура газа была определена при помощи вольфрам-рениевой термопары ВР-5/20, королек которой ( $d = 0,3$  мм) был направлен навстре-

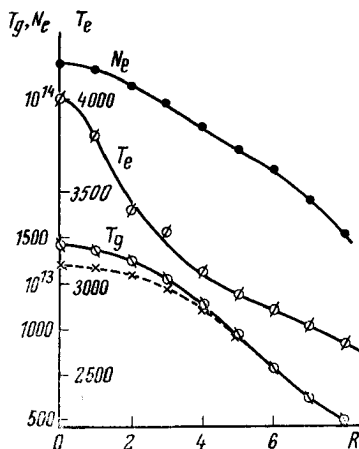


Рис. 1. Распределение параметров по радиусу разряда

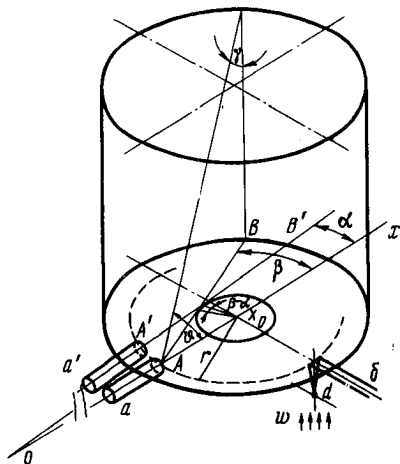


Рис. 2. Схема оптического зондирования (внизу справа показана ориентация термопары)

чу потоку. Это давало преимущество в пространственном разрешении  $T_g(r)$  по сравнению с нагреваемой спиралью. Поправка на лучистые потери определялась из [4] по формуле

$$\Delta_r = \frac{1}{1 + \alpha_k/\alpha_r} = \frac{T_g - T_{ст}}{T_T - T_{ст}}; \quad \alpha_k = \frac{Nu \lambda}{d}, \quad \alpha_r = \epsilon_{вр} \sigma \frac{T_T^4 - T_{ст}^4}{T_T - T_{ст}};$$

$Nu(Re, Pr)$  рассчитывался согласно [5],

$$Nu = 2 + 0,03 Pr^{0,33} Re^{0,51} + 0,35 Pr^{0,356} Re^{0,58}; \quad (2)$$

свойства газообразного аргона взяты из [6],  $\epsilon_{вр}(T)$  — из [7]. С учетом точности градуировки термопары и определения  $\Delta_r$  погрешность измерения  $\delta T_g \leq 6\%$ .

Зависимости  $T_e$ ,  $N_e$  и  $T_g$  от радиуса приведены на рис. 1.

3. Как показано в [8], для однородного столба протяженной цилиндрической дуги дивергенция потока излучения выражается через разность энергетических освещенностей  $B_1$  и  $B_2$  площадки, нормальной к радиусу:

$$Q_r = \text{div } F = \frac{1}{r} \frac{d[(B_1 - B_2)r]}{dr}. \quad (3)$$

Следовательно, величина  $Q_r$ , представляющая собой объемную плотность источников излучения в рассматриваемой координате, требует знания  $B(r)$ . По определению, освещенность

$$B = \int_{\nu(2\pi)} \int I_\nu d\nu \cos \vartheta d\Omega = \int_{(2\pi)} I(\vartheta) \cos \vartheta d\Omega. \quad (4)$$

Для бесконечного цилиндра с большой оптической плотностью  $k_0 R$

$$B(r) = \int_0^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I(r, \vartheta) \sin \gamma \cos \beta \sin \gamma d\gamma d\beta = \frac{\pi}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} I(r, \beta) \cos \beta d\beta. \quad (5)$$

Пользуясь [9], нетрудно показать, что для рассматриваемой нами дуги длиной 80 мм интегрирование по углу  $\gamma$  (рис. 2) дает тот же множитель  $\pi/2$  с точностью не хуже 10% при  $k_0R > 2$  (в исследуемом режиме  $k_0 \geq \geq 10$  см). В работе при помощи оптического зонда находились индикатрисы излучения  $I(r, \beta) \cos \beta$  в различных точках плазменного объема.

Потоки излучения, покидающие плазменный объем ( $F \cdot 10^9$  вт/см)

Переход	$\lambda, \text{Å}$	ФЭУ-22	ФЭУ-17 А	ФЭУ-17 А	ФЭУ-18 А	$\bar{F}, \text{отн. ед}$
6P — 4S	3446 3447				0,03	0,04
5P — 4S	4044 4047	0,55	0,55	0,35	0,50	0,8
4P-континуум К	$\lambda_{\text{гр}} =$ 4560				0,45	0,7
9S — 4P	5084, 5099				0,06	0,08
7D — 4P	5097, 5112					
8D — 4P	5323, 5340				0,1	0,15
6D — 4P	5343, 5360					
7S — 4P	5782, 5802	3	2,5	2	2	3,5
5D — 4P	5812, 5832					
3P — 3S(Na)	5890, 5896					
6S — 4P	6911, 6939	0,7				1
4D — 4P	6936, 6964		60	90	60	
4P — 4S	7665 7699	90				100

Результаты исследования спектрального состава излучения плазмы, представленные в таблице, указывают на то, что резонансное излучение калия составляет не менее 90% от полного излучения (линии Ag при  $T_e < < 5000^\circ \text{K}$  в спектре отсутствуют). Это распределение получено при помощи монохроматора ЗМР-2 со стеклянной (ФЭУ-22 и ФЭУ-17А) и кварцевой (ФЭУ-17А и ФЭУ-18А) призмами в интервале длин волн от 3000 до 8000 Å; рекомбинационный континуум на основной уровень калия 4S ( $\lambda_{\text{гр}} = 2870 \text{ Å}$ ) не исследовался, оценки с использованием известных сечений [10, 11] показали, что  $\epsilon_{v_{\text{гр}}}(4S) \ll \epsilon_{v_{\text{гр}}}(4P)$ . Натриевый резонансный дублет наблюдался вследствие присутствия натрия в используемом нами техническом калии. В таблице даны лучистые потоки (вт/см длины дуги), выносимые в выделенных группах спектральных линий и 4P-континууме калия. Исследуемый спектральный интервал содержит все наиболее интенсивные линии щелочной присадки, за исключением линий  $\lambda$  11690, 11770, 12432 и 12522 Å, соответствующих переходам 5S — 4P и 3D — 4P, суммарная интенсивность которых по оценкам для осевой точки составляет ~2% от интенсивности резонансного дублета.

Резонансное излучение калия в нашем режиме является оптически плотным ( $k_0R \geq 10$ ); излучение остальных спектральных линий и континуума — оптически тонкое, и с точки зрения диффузии излучения особого интереса не представляет. Поэтому нами исследовалась дивергенция потока резонансного излучения, определяющая происходящие в объеме радиационные процессы.

4. Измерение дивергенции лучистого потока осуществлялось следующим образом. Световой зонд, представляющий собой стальную трубку диаметром 1,6 мм, перемещался в плазменной струе по различным хордам (рис. 2), и изображение его входного отверстия проектировалось на щель монохроматора ЗМР-2 со стеклянной призмой, на выходе которого помещался ФЭУ-22. На диаграммную ленту потенциометра ЭПП-09 при фиксированной координате ( $x, a$ ) плазменного объема записывался контур резонансного дублета калия  $I_v(x, a)$ . Принципиальная оптическая схема исследования поля излучения показана на рис. 3. При переходе к зонди-

рованию по хорде  $AB$  осуществлялся поворот установки вокруг ее оси на угол  $\alpha = \delta / x_0$  и сдвиг ее на величину  $\delta$  в направлении, перпендикулярном оптической оси. Правильность юстировки проверялась при помощи просвечивающего источника  $L$ . После перехода на новую хорду восстанавли-

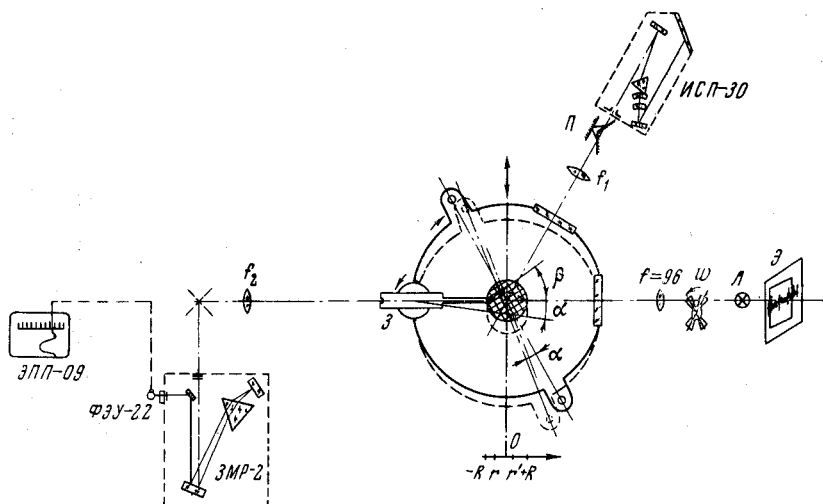


Рис. 3. Общая схема спектральных измерений. З — оптический зонд, Э — экран для отсчета эксцентриситета  $\delta$

валась величина потока просвечивающего сквозь зонд излучения вне спектрального интервала, охватывающего резонансный дублет. Используя простую связь между рассматриваемой координатой  $x(r)$ , эксцентриситетом  $\delta$  и углом  $\beta$  (эквивалентность хорд  $AB$  и  $A'B'$  рис. 2), по набору характеристик  $\int I_\nu(x, \alpha) d\nu$  были построены индикатрисы излучения  $I(r, \beta) \cos \beta$ .

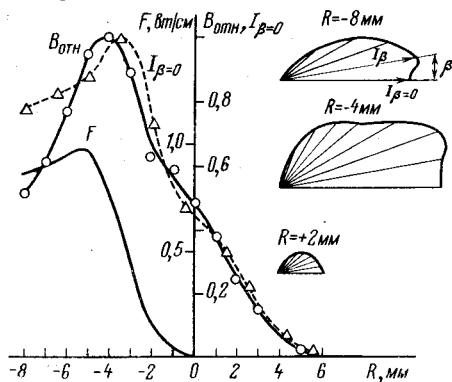


Рис. 4. Радиальный ход освещенности и лучистого потока. Вид индикатрис излучения

Индикатрисы для нескольких радиусов показаны на рис. 4; они отличаются от ламбертовской и существенно меняются с координатой.

Для определения энергетической освещенности  $B(r)$  при помощи анодного кратера угольной дуги производилось эталонирование: излучение эталона через зонд подавалось на ЗМР-2 с использованием той же оптической схемы, что и при зондировании электрического разряда. При этом эталон находился на расстоянии 10 мм от входного отверстия зонда, размеры анодного пятна с учетом апертуры превосходили размеры торца

зонда, так что телесные углы, в которые излучал эталон, и плазменный объем, были одинаковы.

Интегральная интенсивность  $I(r, \beta)$  выражалась в энергетических единицах с использованием спектральной плотности потока излучения эталона  $\mathcal{J}_{\nu}^{эт}$  [12] и соотношения входной  $\Delta_1$  и выходной  $\Delta_2$  щелей при записи резонансного дублета и эталона; вследствие малого изменения  $\mathcal{J}_{\nu}^{эт}$  и дисперсии монохроматора в спектральном интервале, охватывающем дублет  $\lambda$  7665, 7699 Å, интегральная интенсивность

$$I(r, \beta) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I_\lambda d\lambda = \frac{k \mathcal{I}_{\nu} \sigma T D}{i_{\text{эт}}} S. \quad (6)$$

Здесь  $D$  — дисперсия для рассматриваемой длины волны,  $\text{\AA}/\text{см}$  ленты,  $i_{\text{эт}}$  — интенсивность эталона,  $\text{см}$  ленты,  $S$  — площадь под контуром резонансного

дублета,  $\text{см}^2$ . Энергетическая освещенность  $B(r) = \pi \int_0^{\pi/2} I(r, \beta) \cos \beta d\beta$  в зависимости от радиуса разряда показана на рис. 4. Для сравнения нанесена зависимость  $I_{\beta=0} = \int_{\nu} I_{\nu} d\nu |_{\beta=0}$  (зондирование по диаметру). Здесь же

представлена величина потока резонансно-го излучения  $F_{\text{рез}} = 2\pi r \Delta B$ , выходящего из цилиндра длиной 1 см и радиусом  $r$ .

Дивергенция лучистого потока, согласно уравнению (3), находилась путем графического дифференцирования зависимости  $\Delta B r(r)$ . В точке  $r = 0$  дивергенция определялась из выражения [8]

$$\text{div } F(0) = Q_r(0) = 2 \left. \frac{d(B_1 - B_2)}{dr} \right|_{r=0}$$

Изменение  $Q_r$  с радиусом показано на рис. 5. Зависимость  $Q_r(r)$  не монотонна: максимальная величина  $Q_r$  достигается в области наибольшей концентрации излучающих атомов, обращение ее в нуль примерно соответствует точке пересечения кривых  $T_e(r)$  и  $T_3(r)$  (см. рис. 6 в работе [13]), на большем удалении от оси разряда дивергенция становится отрицательной.

5. Установим теперь относительную роль различных механизмов энергопереноса в зависимости от координаты рассматриваемого неоднородного объема плазмы. Для определения вкладываемой в плазму электрической мощности  $\sigma E^2$  электропроводность была рассчитана по формуле:

$$\sigma = 0,339 \cdot 10^{-9} \frac{K_\sigma N_e}{\sqrt{T_e} (\langle Q_{eAr} \rangle N_{Ar} + \langle Q_{ei} \rangle N_i)}$$

Коэффициент  $K_\sigma \left( T_e, p = \frac{\langle v_{ei} \rangle}{\langle v_{ea} \rangle} \right)$  заимствован из (14), сечения

$\langle Q_{eAr} \rangle (T_e)$  и  $\langle Q_{ei} \rangle (T_e)$  взяты из [15]. Заметим, что определенный нами ход  $\sigma(r)$  приводит к хорошей выполнимости закона полного тока:

$$2\pi \int_0^R \sigma(r) r dr = 1,1; \quad I/E = 3,15/2,74 = 1,15.$$

Потери энергии электронами в упругих соударениях рассчитывались по формуле

$$W_{\text{упр}} = 3k(T_e - T_g) N_e \frac{m_e}{M_{Ar}} \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}} (\langle Q_{eAr} \rangle N_{Ar} + \langle Q_{ei} \rangle N_e) \quad (8)$$

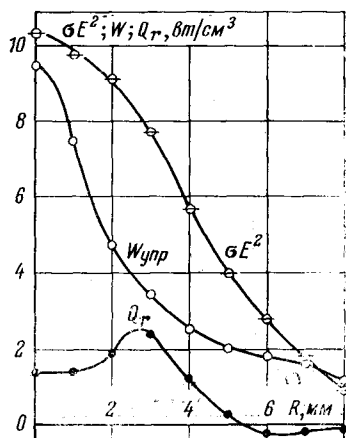


Рис. 5. Энергетический баланс дуги

с использованием радиальных распределений  $T_e$ ,  $N_e$  и  $T_g$ . Дивергенция кондуктивного потока  $Q_e$ , обусловленного электронной теплопроводностью [4], равной

$$\lambda_e = \sigma \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{K_\lambda}{K_\sigma} \left( \frac{k}{e} \right)^2 T_e, \quad (9)$$

как показали расчеты, не играет существенной роли в балансе энергии из-за малости величины  $\lambda_e$ .

Полученные зависимости  $\sigma E^2$  и  $W_{\text{упр}}$  от радиуса изображены на рис. 5. Видно, что для внутренней зоны разряда ( $r = 2-3$  мм) перенос энергии в резонансном дублете калия играет существенную роль. В полном балансе мощности столба разряда вклад резонансного излучения вследствие его «запирания» на периферии невелик:

$$F_{\text{рез}}(R) / IE = 0,86/3,15 \cdot 2,74 = 0,1.$$

Отметим, что в пределах погрешности определения величин  $\sigma E^2$  ( $\delta = 35\%$ ),  $W_{\text{упр}}$  ( $\delta \simeq 30\%$ ) и  $Q_r$  ( $\delta \simeq 30\%$ ) составленный для электронов баланс мощности (1) выполняется.

6. Проведенные нами измерения дивергенции лучистого потока с разрешением по координате находятся в хорошем согласии с результатами первой части работы [13].

В осевой точке, для которой расчет  $Q_r$  не представляет значительной трудности [3], измеренная величина  $\text{div } F_{7665} = \text{div } F_{21}$  с точностью  $\sim 15\%$  совпадает с расчетной. Значения величины  $\theta_{21}(0)$ , извлеченные из двух независимых измерений, — из приближенного равенства, справедливого в близких к равновесию условиях (см. диссертацию А. Н. Лагарькова)

$$\theta_{21}(0) \simeq \frac{\text{div } F(0)_{\text{эксп}}}{A_{21} h \nu_{21} N_2^0 y_2^{\text{эксп}}(0)}, \quad \text{и из приближенного решения для относительной концентрации}$$

$$y_2(0) = N_2(0) / N_2^0(0) = \beta_{21}(0) / [\beta_{21}(0) + \theta_2(0)],$$

близки друг к другу (вероятность ударов второго рода  $j_{21}$  рассчитывалась согласно [16] с использованием сечения возбуждения линии  $\lambda 7665 \text{ \AA}$  [17]). Для осевой зоны в условиях сравнительно небольших оптических толщин при равноценности радиационных и ударных процессов выход излучения приводит к некоторому обеднению заселенности I возбужденного уровня калия.

Измерение дивергенции в периферийной зоне разряда также подтверждает измерение температуры заселения  $T_3$ : области с  $T_3 > T_e$  соответствует отрицательная величина  $\text{div } F$ . Небольшое превышение заселенности над равновесными значениями, обусловленное эффективным «пленением» идущего из горячей зоны излучения, тушится ударными процессами, которые в этой области преобладают над радиационными.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность В. А. Фабриканту, Э. И. Асиновскому, В. С. Воробьеву и А. Н. Лагарькову за полезные советы и обсуждения работы.

Институт высоких температур  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
5 IV 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Ширмер, Т. Фридрих. Движущаяся плазма. Изд. иностр. лит., 1961.
2. I. L. Kerrebrock. AIAA J., 3, № 4, 1965.
3. Э. И. Асиновский, Е. В. Дреханова, А. В. Кириллин, А. Н. Лагарьков. Теплофизика высоких температур, 5, № 4, 1967.
4. Э. Р. Эккерт, Р. М. Дрейк. Теория тепло- и массообмена. Госэнергоиздат. М.—Л., 1961.

5. С. С. Кутателадзе. Основы теории теплообмена. Машгиз, М.—Л., 1962.
  6. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Физматгиз, 1963.
  7. В. Э. Пелецкий, В. Ю. Воскресенский. Теплофизика высоких температур, 4, № 2, 1966.
  8. В. А. Фабрикант. Ж. эксперим. и теор. физ., 17, вып. 12, 1947.
  9. А. А. Гершун. Избранные труды по фотометрии и светотехнике. Физматгиз, 1958.
  0. Атомные и молекулярные процессы (под ред. Д. Бейтса). «Мир», 1964.
  1. A. Burgess, M. J. Seaton. Mon. Not. Roy Astr. Soc., 120, 1960.
  2. J. Euler. Arbeitsmethoden optische Pyrometrie. Leipzig, 1960.
  3. В. М. Батенин, В. Ф. Чиннов. Теплофизика высоких температур, 6, № 6, 1968.
  4. Э. И. Асиновский, В. М. Батенин. Теплофизика высоких температур, 6, № 6, 1968.
  5. В. Н. Колесников. Тр. ФИАН, 30, 1964.
  6. В. А. Фабрикант. Ж. эксперим. и теор. физ., 2, вып. 5, 1938.
  7. Л. М. Волкова, А. М. Девятков. Изв. АН СССР. Сер. физ., 27, № 8, 1963.
-