

Жеенбаев Н.Ж.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО РЕЖИМА ДУГОВЫХ
ГЕНЕРАТОРОВ ПЛАЗМЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЭКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

N.Zh. Zheenbaev

TEMPERATURE REGIME DETERMINATION OF THE PLASMA ARC GENERATOR
TO SOLVE ECOLOGICAL TASKS

УДК: 530:145:539.1(04)

В работе представлены результаты измерений газовой температуры по распределениям вращательных линий молекулярной полосы N_2^+ в области проведения спектрального анализа жидкостей дугового генератора плазмы ДГП-50.

The results of the gas temperature measurements carried out in the area of spectral analysis of liquids in the plasma arc generator DGP-50 are presented in this work. Temperature's measurements are made by distribution of rotational lines in N_2^+ molecular band.

Применение дуговых генераторов плазмы для решения экологических задач, в первую очередь, при проведении спектрального анализа жидких проб, включая природные и питьевые воды, требует знания его температурного режима, включая пространственное распределение, для выбора оптимальной зоны анализа. Среди разнообразных источников возбуждения спектров основным требованиям спектрального анализа природных, питьевых, термальных и иных вод наиболее полно отвечает двухструйный плазматрон ДГП-50 [1]. При спектральном анализе жидкостей в потоке плазмы ДГП-50 к оптимальной рабочей области следует отнести место до слияния плазменных струй [2], формируемой за счет варьирования параметров разряда, прежде всего силы тока, однако измерения температуры газа на данном участке практически не проводились. В этой связи актуальным является знание пространственного распределения температуры газа в рабочей области двухструйного плазматрона ДГП-50 до слияния струй в зависимости от условий в рассматриваемой разрядной зоне.

Для измерения температуры в области ниже слияния струй по распределениям во вращательной структуре электронных спектров молекул использовались полосы первой отрицательной системы молекулярного иона азота. Измерения поступательной (газовой) температуры проводились при силах тока $I=70, 85, 100A$ и расходе плазмообразующего газа $G=4.6$ л/мин. Рабочим и транспортирующим газами являлся аргон. Угол наклона катодного и анодного головок плазматрона составлял $\beta=120^\circ$. Температура измерялась в области протяженного потока плазмы на расстоянии 10 мм от среза сопел

при введении водного раствора. Излучение от приосевых участков разряда через однолинзовую систему освещения фокусировалось на всю высоту ($H=15$ мм) щели спектрографа шириной 20 мкм. Высокая разрешительная способность при регистрации молекулярных спектров достигалась вследствие использования спектрографа ДФС-13-2 (решетка 1200 штр./мм) и фотоэлектронной кассеты (ФЭК-9) с 9 ПЗС. Применение ФЭК-9 также позволило усовершенствовать процесс регистрации спектров за счет его автоматизации.

Газовая температура измерялась по распределениям вращательных линий электронно-колебательной полосы (переход $V^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) первой отрицательной системы молекулярного иона азота N_2^+ . Исследовались вращательные распределения R-ветви колебательной полосы 0-0 первой отрицательной системы молекулярного иона азота N_2^+ . Данная молекулярная система была выбрана для диагностических измерений в связи с тем, что является наиболее яркой в регистрируемых спектрах, а также то, что вращательная структура ее полос надежно разрешается используемой спектральной аппаратурой начиная от линий с вращательным квантовым числом $J=2$ вплоть до линий с $J=50$.

Тщательная работа по идентификации длин волн вращательных линий R-ветви была проведена нами согласно [3]. В таблице 1 приведены данные по длинам волн (до $J=29$) линий R-ветви во вращательной структуре 0-0 полосы, перехода ($V^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$) молекулярного иона азота.

Таблица 1.

Длины волн вращательных линий 0-0 полосы первой отрицательной системы N_2^+ .

№	Вращательная линия R-ветви	Длина волны (Å)	№	Вращательная линия R-ветви	Длина волны (Å)
1	R0	3909.7	16	R15	3894.7
2	R1	3909.0	17	R16	3893.4
3	R2	3908.3	18	R17	3892.0
4	R3	3907.6	19	R18	3890.5
5	R4	3906.7	20	R19	3889.0

6	R5	3905.9	21	R20	3887.5
7	R6	3905.0	22	R21	3885.9
8	R7	3904.0	23	R22	3884.3
9	R8	3903.0	24	R23	3882.6
10	R9	3901.9	25	R24	3880.9
11	R10	3900.8	26	R25	3879.1
12	R11	3899.7	27	R26	3877.3
13	R12	3898.5	28	R27	3875.4
14	R13	3897.3	29	R28	3873.5
15	R14	3896.0	30	R29	3871.6

Пример разрешенного спектра полосы (0-0) первой отрицательной системы полос (переход $N_2^+(B^2\Sigma_u^+, v'=0, J') \rightarrow N_2^+(X^2\Sigma_g^+, v''=0, J'')$), полученный в спектре излучения ДГП-50 приведен на рис. 1. В соответствии с правилами отбора в спектре наблюдаются две интенсивные ветви: R-ветвь и P-ветвь.

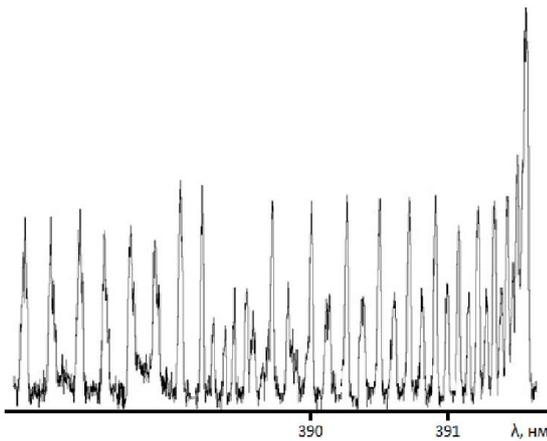


Рис. 1. Общий вид вращательного распределения R-ветви колебательной полосы 0-0 первой отрицательной системы молекулярного иона азота N_2^+ в спектре излучения плазмы ДГП-50 при вводе жидкости.

Анализ вращательной структуры спектра позволил выбрать линии свободные от переналожений и, следовательно пригодные для измерений. Для определения температуры была выбрана R-ветвь, поскольку наиболее интенсивные вращательные линии P-ветви образуют кант молекулярной полосы (кант полосы – 3914.4 Å) и плохо разрешены. В спектре происходит чередование интенсивностей, связанное с ядерным спином.

Фактор Хенля-Лондона для исследуемой электронно-колебательной полосы первой отрицательной (1⁻) системы молекулярного иона азота

определяется равенством $S_{kk}=k$ [4], где k – вращательное квантовое число, характеризующее момент импульса молекулы без учета спина. Для молекулярного иона азота (N_2^+) расстояние между двумя соседними подуровнями с $j_1=k+1/2$ и $j_2=k-1/2$ для данного k очень мало по сравнению с расстоянием между двумя соседними вращательными уровнями. Другие значения констант молекулярного перехода $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ использовались из [5] и представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Молекулярные константы $B^2\Sigma_u^+$ и $X^2\Sigma_g^+$ – состояний (в см⁻¹).

Состояние $B^2\Sigma_u^+$		Состояние $X^2\Sigma_g^+$	
ν	0	ν	0
B_ν	2.073	B_ν	1.92229
D_ν	-	D_ν	0.00592
B_e	2.085	B_e	1.932
α	-0.002	α	-
τ_ν	$0.063 \cdot 10^{-6}$		-
$A_{\nu\nu'}$	$1.24 \cdot 10^7$		

Вращательный терм $F^\nu(k)$ имеет вид:

$$F^\nu(k) = B_\nu k(k+1) - D_\nu k^2(k+1) \quad (1)$$

где k – квантовое число полного момента импульса без спина; B_ν, D_ν – параметры не зависящие от k . A_ν – вероятность перехода из состояния $B^2\Sigma_u^+$ в $X^2\Sigma_g^+$ в сек⁻¹; τ_ν – время жизни состояния $B^2\Sigma_u^+$ в сек.

Вращательная постоянная B_ν определяется следующим выражением:

$$B_\nu = B_e + \alpha(v+1/2) \quad (2)$$

На рис. 2. представлена характерная для всех режимов измерений зависимость величины $\ln(I_{kk^l} / S_{kk^l})$ от $k(k+1)$, где I_{kk^l} – интенсивность вращательной линии перехода $k \rightarrow k^l$, S_{kk^l} – фактор Хенля-Лондона, k и k^l – квантовые вращательные числа. Прямолинейный характер зависимости на рис. 2 говорит в пользу больцмановского распределения молекул в электронно-возбужденном состоянии, что и позволяет ввести понятие вращательной температуры в возбужденном состоянии. Учитывая, далее то, что при атмосферном давлении в данном виде разряда время между последовательными столкновениями молекул гораздо меньше радиационного времени жизни τ_ν состояния $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$, можно говорить о совпадении вращательной температуры молекул $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ и молекулярных ионов азота $N_2(X^1\Sigma_g^+)$ в основных электронных состояниях, которую в дальнейшем отождествляем с поступательной температурой тяжелых частиц.

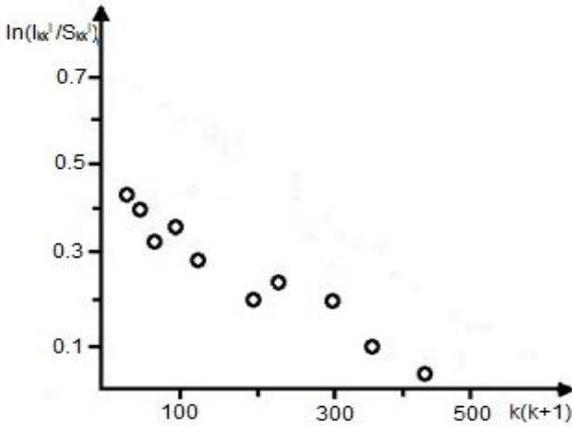


Рис. 2. Зависимость величины $\ln(I_{kk} / S_{kk})$ от $k(k+1)$ для вращательной структуры молекулярного иона азота.

Измерив относительную интенсивность вращательных линий и используя соответствующие факторы интенсивности, по углу наклона прямой, являющейся графиком зависимости натурального логарифма отношения интенсивностей линий к факторам Хенля-Лондона от вращательной энергии уровней можно определить температуру газа [6].

На рис. 3. представлены результаты измерений поступательной (газовой) температуры в потоке плазмы в зависимости от различных величин силы тока, подаваемой в ДПП-50 в области до слияния плазменных струй. За точку измерений взято расстояние 10 мм от среза сопел.

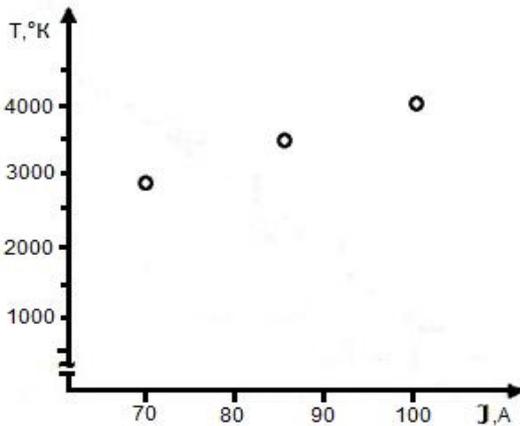


Рис. 3. Зависимость температуры потока плазмы от силы

тока в области до слияния струй на расстоянии от среза сопел $H = 10$ мм.

Таким образом, измерено распределение температуры в области до слияния плазменных струй в зависимости от силы тока. Температура газа в нижней точке измерений (10 мм) изменяется от порядка 3000°K при 70А до 4000°K при силе тока 100А. Результаты определения температурного режима, полученные в настоящей работе могут быть использованы, главным образом, при проведении спектрального анализа экологических объектов на плазматроне ДПП-50. Это объясняется тем, что в данной работе рассмотрен практический пример с реализацией оптимальных условий для его успешного решения. Конечно же, использование полученных температурных данных далеко не ограничивается этим примером и может быть расширено за счет использования в других областях деятельности. Поэтому следует учитывать, что в работе представлен общий подход с обоснованием методов измерения необходимых для решения поставленных задач.

Литература:

1. Урманбетов К., Таштанов Р.А., Жеенбаев Ж. Атомно-эмиссионный спектральный анализ природных вод на установке «НУР» // Известия НАН КР. 1998. № 4. С. 23-27.
2. Доржуева Г.Ж. Атомно-эмиссионное определение тяжелых металлов в жидкой пробе с возбуждением спектров на установке «НУР» // Наука и новые технологии. 2006. № 1. С. 13-18.
3. Robben F., Taubot L. Measurements of rotational temperatures in a low density wind tunnel. // Phys.Fluids., 1966, v.9, №44, p.644-652
4. А.Гейдон. Энергии диссоциации и спектры двухатомных молекул. пер. с англ. под ред. М.Волькенштейна. // М.:Издательство иностранной литературы., 1949, стр.38-39.
5. А.А.Радциг. Справочник по атомной и молекулярной физике. / А.А.Радциг, Б.М.Смирнов – М.: Атомиздат, 1980, 240 стр.
6. Жеенбаев Н.Ж. Диагностика неравновесной плазмы капиллярного разряда волноводного CO₂ лазера. // Б., Илим, 1995, 95 стр.

Рецензент: д.ф.-м.н. Кидибаев М.