

УДК: 533.9.08

Определение температуры в струе, истекающей из плазмотрона с МЭВ, по молекулярному спектру азота

А.А. Михальченко¹, Е.В. Картаев¹, В.И. Кузьмин¹,
В.И. Наливайко², П.А. Чубаков²

¹Институт теоретической и прикладной механики
им. С.А. Христиановича СО РАН, Новосибирск

²Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск

E-mail: mikhailchen@itam.nsc.ru.

Приведены результаты применения метода измерения распределения температуры в азотной плазменной струе, истекающей из плазмотрона постоянного тока с секционированной межэлектродной вставкой, по относительным интенсивностям молекулярных полос излучения азота 1-ой отрицательной $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$ и 2-ой положительной $N_2(C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+)$ систем. Для регистрации спектра излучения применен малогабаритный спектрометр среднего спектрального разрешения, позволяющий анализировать контуры колебательно-вращательных полос молекулярного спектра. Приведено сравнение полученного распределения с измерениями по линиям излучения атомов меди и среднемассовой температурой в воздушной плазменной струе.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, атомарная, молекулярная спектроскопия, электронная, колебательная, вращательная температура, моделирование молекулярных полос излучения азота.

ВВЕДЕНИЕ

В бестоковой азотной или азотсодержащей плазменной струе, когда интенсивности излучения в линиях атомов азота слабые или отсутствуют, измерение температуры газового потока возможно по атомарным спектрам излучения веществ-добавок с низким потенциалом возбуждения, либо по спектрам излучения молекул N_2 , N_2^+ . Ранее, в работе [1], для измерения температуры в воздушной плазменной струе, истекающей из плазмотрона постоянного тока с секционированными межэлектродными вставками (МЭВ), были выбраны линии атома меди Cu(I), присутствующие в струе вследствие эрозии медного анода. При использовании в качестве плазмообразующего газа азота уровень эрозии на порядок уменьшается, в результате чего уменьшается интенсивность излучения спектральных линий атомов меди, что препятствует использованию их для температурных измерений.

В спектре излучения азотной плазмы в видимом диапазоне присутствуют индивидуальные колебательные полосы молекул азота [2]. Наибольшую силу полос имеют так называемые 1-я отрицательная $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$ и 2-я положительная $N_2(C^3\Pi_u^+ - V^3\Pi_g^+)$ молекулярные эмиссионные спектры. Эти полосы перекрываются в спектральном диапазоне 3400–4400 Å и часто наблюдаются одновременно. Относительная интенсивность полос этих систем очень чувствительна к изменению концентраций $[N_2^+]/[N_2]$ и температуре. Метод, основанный на сравнении экспериментально измеренного спектра с моделируемым, используется для измерения распределения температуры в стационарной электрической дуге [3] и скользящей высоковольтной электрической дуге [4] при атмосферном давлении.

Целью работы было определение распределения температуры в бестоковой азотной плазменной струе, истекающей в атмосферу из плазмотрона постоянного тока по молекулярным эмиссионным спектрам азота, зарегистрированным с применением компактного многоканального спектрометра [1].

ЭКСПЕРИМЕНТ

Для генерации плазменной струи использовался электродуговой плазмотрон постоянного тока номинальной мощностью 50 кВт [1]. Газоразрядная камера плазмотрона представляет собой расширяющийся от катода к аноду канал, набранный из электрически изолированных друг от друга и от электродов секций МЭВ. Электроды плазмотрона представляют собой термохимический катод (медная обойма с запрессованной гафниевой вставкой диаметром 2 мм) и медный цилиндрический анод с выходным диаметром 10 мм. Выходной диаметр сопла плазмотрона — 10 мм.

В качестве плазмообразующего газа использовался азот, защитного газа — аргон. Плазмообразующий газ подавался в канал плазмотрона тангенциально со стороны катода при помощи кольца закрутки. Защитный газ подавался в зазор между последней секцией МЭВ и анодом также тангенциально через кольцо закрутки.

Режимные параметры плазмотрона, при которых проводились измерения, составляли следующие величины: расход плазмообразующего газа — $1,0 \cdot 10^{-3}$ кг/с, расход защитного газа — $0,15 \cdot 10^{-3}$ кг/с, сила тока дуги — 200 А, напряжение на дуге — 220 В.

Для проведения спектральных измерений использовался малогабаритный многоканальный спектрометр с вогнутыми голографическими решетками [1]. Средняя плотность штрихов решетки — 1200 мм^{-1} . Входная щель спектрометра имела размер 120 мкм для получения допустимого соотношения сигнал/шум со спектральным разрешением, достаточным для наблюдения контуров полос N_2 и N_2^+ .

Устройство регистрации излучения включает в себя ПЗС-линейку, операционный усилитель, АЦП, буферную память и микроконтроллер. Усилитель обеспечивает согласование выходных сигналов ПЗС с АЦП. Микроконтроллер генерирует управляющие сигналы для управления ПЗС и считывает сигналы. Передача данных на персональный компьютер осуществляется по каналу USB с гальванической развязкой.

Для калибровки по длинам волн использовалась ртутная лампа марки ДРШ. Абсолютная калибровка проводилась с помощью ленточной вольфрамовой лампы накаливания марки Си 8-200.

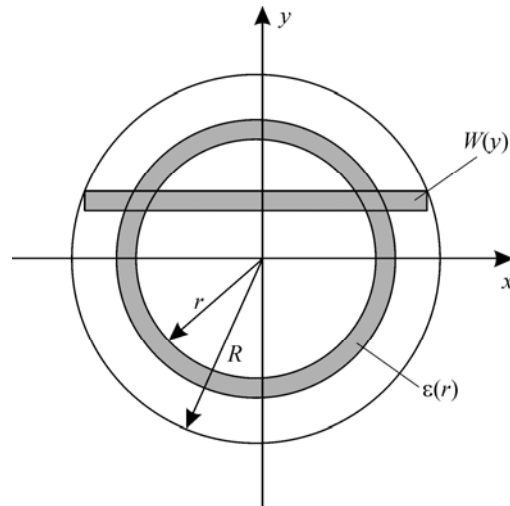
Для неоднородной оптически тонкой плазмы в наблюдаемую интенсивность вносят вклад различные слои плазмы, каждый из которых имеет свою излучательную способность и свою толщину. В случае неоднородности с аксиальной

Рис. 1. Поперечное сечение газовой струи.

симметрией измеряемая интенсивность излучения $W(y)$ связана с излучательной способностью $\varepsilon(r)$ соотношением:

$$W(y) = \frac{\int_{-\sqrt{R^2 - y^2}}^{\sqrt{R^2 - y^2}} \varepsilon(\sqrt{x^2 + y^2}) dx,}{-\sqrt{R^2 - y^2}}$$

где $(x^2 + y^2)^{1/2} = r, 0 \leq r \leq R, \varepsilon(r \geq R) = 0, W(y \geq R) = 0, R$ — радиус границы плазменной струи (рис. 1).



Характерный вид сигналов молекулярного спектра излучения азота в спектральном диапазоне $3400 \div 4400 \text{ \AA}$ приведен на рис. 2. В исследуемом спектральном диапазоне выделяются три канта колебательно-вращательных полос (1,0), (0,0) и (0,1) 1-й отрицательной N_2^+ системы (3582, 3914, 4278 \AA), разрешенные с длинноволновой стороны [2]. В основании полосатого спектра излучения азота лежит непрерывный спектр излучения плазменной струи. В случае, когда интенсивности молекулярного спектра азота и сплошного спектра сопоставимы, вклад непрерывного спектра проявляется как наклонная линия основания молекулярного спектра, причем обе составляющие соприкасаются в основании разрешенных кантов. В дальнейшем корректировка полосатого спектра излучения азота на величину сплошного фона проводилась аппроксимацией фона по значениям сигналов в основании разрешенных кантов.

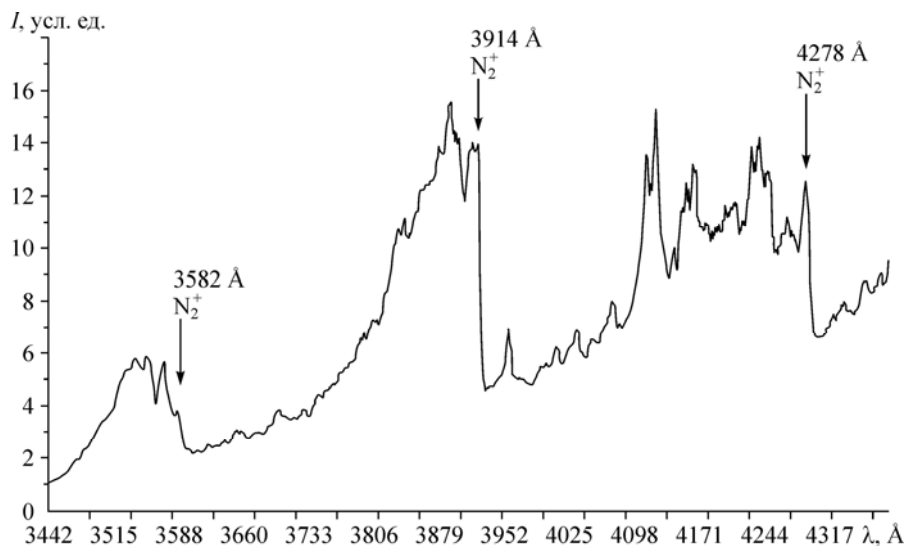


Рис. 2. Характерный вид сигналов спектра излучения азота.

МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СПЕКТРЫ N₂ И N₂⁺

Спектр двухатомных молекул

Полосатые спектры двухатомных молекул в видимой и ультрафиолетовой областях спектра обусловлены электронными переходами в молекулах. В каждом устойчивом электронном состоянии атомы молекулы могут совершать колебания относительно положения равновесия и вращаться. Полная энергия молекулы с очень хорошим приближением равна сумме электронной E_n , колебательной E_v и вращательной энергий E_j [5]:

$$E = E_n + E_v + E_j = hc(T_n + G + F) = hcT,$$

причем для модели колеблющегося ротатора

$$G = (v+1/2)\omega_e - (v+1/2)^2 \chi_e \omega_e + (v+1/2)^3 \gamma_e \omega_e + \dots$$

$$F = B_v J(J+1) - D_v J^2 (J+1)^2 + \dots, \quad (1)$$

где h , c — постоянная Планка и скорость света, T_n , G , F — электронный, колебательный и вращательный термы (см^{-1}), ω_e , $\chi_e \omega_e$, $\gamma_e \omega_e$, B_v , D_v — молекулярные константы для данного электронного состояния.

При переходе молекулы из верхнего состояния с энергией E' в нижнее состояние E'' волновое число σ (см^{-1}) спектральной линии, испускаемой или поглощаемой молекулой, выражается следующим образом:

$$\sigma = T' - T'' = (T'_n + G' + F') - (T''_n + G'' + F''). \quad (2)$$

Для данного электронного перехода $\sigma_e = (T'_n - T''_n)$ является постоянной величиной, и рассмотрение переходов между состояниями, для которых вращение не имеет места, т. е. $F' = F'' = 0$, дает картину грубой, так называемой колебательной структуры с волновыми числами:

$$\sigma_{v'v''} = \sigma_e + (G' - G'') = \sigma_e + [(v'+1/2)\omega_e' - (v'+1/2)^2 \chi_e' \omega_e' + (v'+1/2)^3 \gamma_e' \omega_e' + \dots] - [(v''+1/2)\omega_e'' - (v''+1/2)^2 \chi_e'' \omega_e'' + (v''+1/2)^3 \gamma_e'' \omega_e'' + \dots]. \quad (3)$$

Это уравнение дает все возможные переходы между колебательными уровнями двух электронных состояний.

Для данного колебательного перехода $(v' - v'')$ $\sigma_{v'v''}$ есть постоянная величина, и вращательная структура описывается выражением

$$\sigma = \sigma_{v'v''} + \sigma_R = \sigma_{v'v''} + F'(J') - F''(J'')$$

с правилом отбора

$$\Delta J = J' - J'' = 0, \pm 1, \quad J' = J'' \Rightarrow J', J'' \neq 0. \quad (4)$$

Каждое ΔJ определяет ветвь: P -ветвь для $\Delta J = -1$, Q -ветвь $\Delta J = 0$ и R -ветвь для $\Delta J = +1$.

Интенсивность излучения линии I_{ul} [$\text{Вт м}^{-3} \text{стер}^{-1}$] при переходе, обозначаемом $u \rightarrow l$, с верхнего состояния $u \equiv [n', v', J']$ в нижнее состояние $l \equiv [n'', v'', J'']$ дается выражением [4, 5]:

$$I_{ul} = \frac{1}{4\pi} N_{n'v'J'} hc \sigma_{n'v'J', n''v''J''} A_{n'v'J', n''v''J''}, \quad (5)$$

где h, c — стандартные физические постоянные, $N_{n'v'j'}$ — концентрация молекул в верхнем состоянии [м^{-3}], $\sigma_{n'v'j'}$ — волновое число [см^{-1}] излучаемой спектральной линии, $A_{n'v'j'}$ — вероятность перехода [с^{-1}], $hc\sigma_{n'v'j'}$ — энергия, высвобождаемая в результате перехода.

Полное описание интенсивности спектральных линий с учетом выражений коэффициентов в излучении двухатомных молекул для переходов из верхнего в нижнее состояние приведено в работах [4, 6] и получено в предположении Больцмановского равновесия вращения молекул с температурой T_r для данного электронного и колебательного состояния, Больцмановского равновесия по колебательным состояниям с температурой T_v для того же электронного состояния и Больцмановского равновесия по электронным состояниям с температурой T_e :

$$I_{ul} = C_{\Lambda'} \frac{\overline{R}_e^2 q_{v'v''} \exp(-hcG_{v'} / kT_v) S_{JJ''} \sigma_{ul}^4 \phi_{p'} \exp(-hcF_{J'} / kT_r)}{Q(T_e, T_v, T_r)},$$

$$C_{\Lambda'} = \frac{16\pi^3 c}{9} N_0 \exp(-E_{n'} / kT_e), \quad (6)$$

где $\overline{R}_e^2 q_{v'v''}$ — сила полосы; $S_{JJ''}$ — сила линии; $Q(T_e, T_v, T_r) = Q_e(T_e)Q_v(T_v)Q_r(T_r)$ — сумма по состояниям молекулы (функция распределения), представляемая в виде комбинации электронной $Q_e(T_e)$, колебательной $Q_v(T_v)$ и вращательной $Q_r(T_r)$ функций распределения; N_0 — полная концентрация молекул; $\phi_{p'}$ — коэффициент, учитывающий ядерное спиновое вырождение.

Различные вращательные моменты в молекуле — электронный спин \vec{S} , электронный орбитальный момент \vec{L} , момент вращения ядер \vec{N} — образуют результирующий момент \vec{J} . Влияние вращательного и электронного движений одного на другое определяет, какими квантовыми числами можно описать вращательные уровни в электронных состояниях различных типов связи и как будут энергии этих состояний зависеть от этих квантовых чисел [5]. Силы $S_{JJ''}$ вращательных линий для всех типов связей приведены в работе [7].

Первая отрицательная система N_2^+

Первая отрицательная система иона молекулы N_2^+ соответствует радиационному переходу между $B^2\Sigma_u^+$ и $X^2\Sigma_g^+$ электронными состояниями ($\Lambda = 0$ — проекция электронного орбитального момента на межъядерную ось молекулы) с электронными энергиями 18,7 и 15,6 eV. Состояния $^2\Sigma$ относятся к типу связи случай (*b*) Гудна, вращательный терм F_J состоит из двух компонент (дуплетное расщепление) и определяется выражениями из работы [5].

Интенсивность вращательной линии определяется выражением:

$$I_{ul} = C_{N_2^+} \frac{\overline{R}_e^2 q_{v'v''} \exp(-hcG_{v'} / kT_v) S_{JJ''} \sigma_{ul}^4 \exp(-hcF_{J'} / kT_r)}{Q_{N_2^+}(T_e, T_v, T_r)},$$

$$C_{N_2^+} = \frac{32\pi^3 c}{9} [N_2^+] \exp(-E_{n'} / kT_e), \quad (7)$$

где $Q_{N_2^+}(T_e, T_v, T_r)$ — функция распределения иона молекулы азота N_2^+ , $N_0 \equiv [N_2^+]$ — полная плотность частиц N_2^+ при электронной температуре T_e .

Вторая положительная система N_2

Вторая положительная система молекулы N_2 соответствует радиационному переходу между $C^3\Pi_u^+$ и $B^3\Pi_g^+$ электронными состояниями ($\Lambda = 1$) с энергией 11,1 и 7,39 eV соответственно. В результате спин-орбитального взаимодействия каждый вращательный терм F_J расщепляется на три, выражения которых даны в [7]. При слабом вращении ($J < 15$) имеет место случай (a) Гудна типа связи вращательного и электронного движений, при увеличении скорости вращения ядер ($J \geq 15$) — случай (b) Гудна.

Абсолютная интенсивность вращательных линий определяется выражением:

$$I_{ul} = C_{N_2} \frac{\overline{R_e}^2 q_{v'v''} \exp(-hcG_{v'}/kT_v) S_{JJ'} \sigma_{ul}^4 \exp(-hcF_{J'}/kT_r)}{Q_{N_2}(T_e, T_v, T_r)},$$

$$C_{N_2} = \frac{16\pi^3 c}{9} [N_2] \exp(-E_{n'}/kT_e), \quad (8)$$

где $Q_{N_2}(T_e, T_v, T_r)$ — функция распределения молекулы азота N_2 , $N_0 \equiv [N_2]$ — полная плотность частиц N_2 при электронной температуре T_e .

Регистрируемый эмиссионный спектр колебательно-вращательной полосы является результатом свертки аппаратной функции спектрометра и колебательно-вращательных линий полосы, имеющих собственный профиль распределения интенсивности, и может быть записан в виде свертки:

$$W_{v''}^{v'}(\lambda) = \sum_{J''} I_{v''J''}^{v'J'} \int_0^\infty \Phi(\lambda', \lambda_{v''J''}^{v'J'}) P(\lambda, \lambda') d\lambda', \quad (9)$$

где $\Phi(\lambda, \lambda_{v''J''}^{v'J'})$ — профиль спектральной линии, $P(\lambda, \lambda')$ — аппаратная функция спектрометра. Поскольку в условиях данного эксперимента профиль спектральной линии много уже ширины аппаратной функции, его можно аппроксимировать дельта-функцией, а распределение интенсивности спектра, например молекулы N_2 (аналогично для N_2^+), в пределах колебательной полосы можно записать в виде:

$$W_{v''}^{v'}(\lambda) = C_{N_2} \frac{A_{v''}^{v'} \exp(-hcG_{v'}/kT_v)}{Q_{N_2}(T_e, T_v, T_r)} \sum_{J''} \sigma_{v''J''}^{v'J'} S_{JJ'} P(\lambda, \lambda_{v''J''}^{v'J'}) \exp(-hcF_{J'}/kT_r). \quad (10)$$

Здесь $A_{v''}^{v'} = \overline{R_e}^2 q_{v'v''} (\sigma_{ul})^3$ — вероятность колебательного перехода $v' - v''$.

Полный эмиссионный спектр излучения, состоящий из более чем одной колебательно-вращательной полосы, может быть получен суммированием уравнения (10) по каждой из полос, представленной в спектре излучения.

Для изучения влияния температуры плазмы на перекрытие (наложение) излучения колебательно-вращательных полос 1-ой отрицательной $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$ и 2-ой положительной $N_2(C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+)$ систем были промоделированы относительные интенсивности полос этих систем в диапазоне длин волн 3400÷4400 Å.

Силы $S_{JJ'}$ вращательных линий для типов связей случаи (a) и (b) Гудна взяты из работы [7], коэффициенты Эйнштейна для колебательных переходов — из работы [8]. Все спектральные постоянные взяты из работы [9]. Поскольку при регистрации молекулярного спектра излучения плазменной струи использовалась широкая входная щель спектрометра размером 120 мкм, при моделировании была использована щелевая аппаратная функция вида:

$$P(\lambda, \lambda_{v'J'}) = \begin{cases} 0, & \text{если } \lambda \notin \left[\lambda_{v'J'} - \delta\lambda_a / 2, \lambda_{v'J'} + \delta\lambda_a / 2 \right] \\ \frac{1}{\delta\lambda_a}, & \text{если } \lambda \in \left[\lambda_{v'J'} - \delta\lambda_a / 2, \lambda_{v'J'} + \delta\lambda_a / 2 \right] \end{cases}, \quad (11)$$

где $\delta\lambda_a = \left(\frac{d\lambda}{dx} \right) \left\{ S_{\text{вх}} \left(\frac{F_2}{F_1} \right) \right\}$ — спектральная ширина изображения входной щели $S_{\text{вх}}$ спектрометра, F_1 и F_2 — фокусные расстояния вогнутой дифракционной решетки спектрометра.

Кроме того, при моделировании предполагалось равенство колебательной (T_v) и вращательной (T_r) температур, поскольку источником плазмы является дуговой разряд при атмосферном давлении, для которого справедливы условия локального термодинамического равновесия. Результаты моделирования относительных интенсивностей излучения колебательно-вращательных полос 1-ой отрицательной $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$ и 2-ой положительной $N_2(C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+)$ систем при температуре $T_v = T_r = 6000$ К приведены на рис. 3 и 4.

В спектре излучения 1-ой отрицательной N_2^+ системы наиболее выделяющимися являются колебательные переходы (0,0), (1,1), (2,2), (3,3), обладающие наибольшей силой и лежащие в спектральном диапазоне 3800÷3920 Å. В спектре

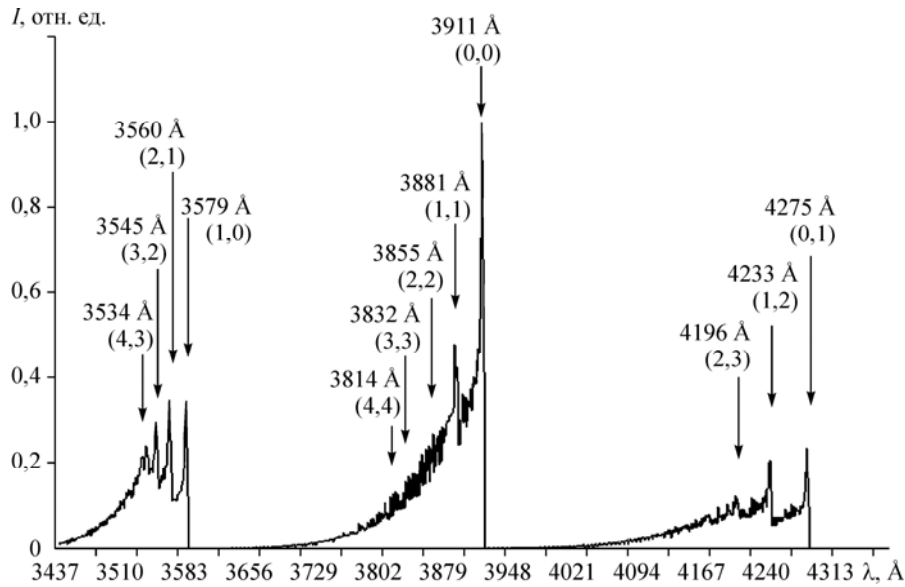


Рис. 3. Результаты моделирования относительной интенсивности излучения колебательно-вращательных полос 1-ой отрицательной $N_2^+(B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+)$ системы при температуре $T_v = T_r = 6000$ К.

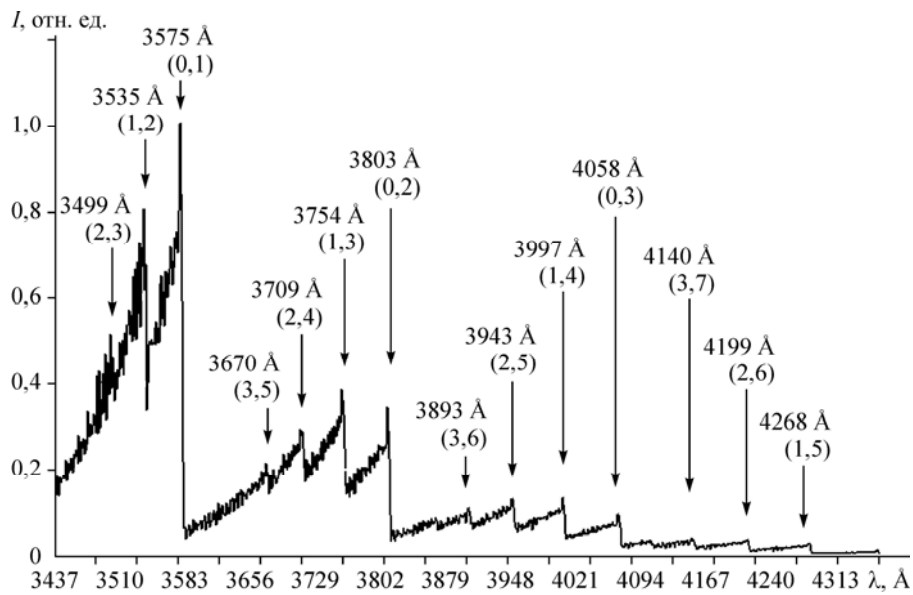


Рис. 4. Результаты моделирования относительной интенсивности излучения колебательно-вращательных полос 2-ой положительной $N_2(C^3\Pi_u^+ - B^3\Pi_g^+)$ систем при температуре $T_v = T_r = 6000$ К.

излучения 2-ой положительной N_2 системы в выбранном спектральном диапазоне наибольшей силой обладают переходы (0,1), (1,2), (2,3) в области длин волн $3450 \div 3580$ Å. Кроме того, на колебательно-вращательные полосы (3,5), (2,4), (1,3), (1,4), (2,5) не накладывается спектр излучения 1-ой отрицательной N_2^+ системы. Далее для измерения температуры плазмы был выбран спектральный диапазон $3450 \div 4000$ Å.

Суммарный спектр излучения плазменной струи является линейной комбинацией спектров излучения 1-ой отрицательной N_2^+ и 2-ой положительной N_2 систем. Для измерения температуры использовалось сравнение относительных интенсивностей молекулярных полос измеренного и моделируемого спектров излучения в спектральном диапазоне $3450 \div 3800$ Å.

Экспериментально измеренный и моделируемый спектры нормировались на максимальное значение головы полосы (0,0) N_2^+ ($\lambda = 3911$ Å). При моделировании суммарный нормированный спектр излучения являлся комбинацией нормированного спектра излучения 1-ой отрицательной N_2^+ системы и 2-ой положительной N_2 системы, деленной на коэффициент

$$\alpha = 2 \frac{[N_2^+]/Q_{N_2^+}}{[N_2]/Q_{N_2}} \exp \left\{ - \frac{(18,7 - 11,1) \times 1,6 \times 10^{-19}}{kT_e} \right\}. \quad (12)$$

Данный коэффициент, помимо определяемой температуры $T_v = T_r$, является вторым параметром при нахождении невязки между экспериментально измеренным и моделируемым спектром. Зная диапазон изменения электронной температуры T_e плазмы, можно оценить диапазон изменения коэффициента α , используя уравнение Саха, связывающего концентрации $[N_2]$, $[N_2^+]$, электронов n_e и температуры T_e .

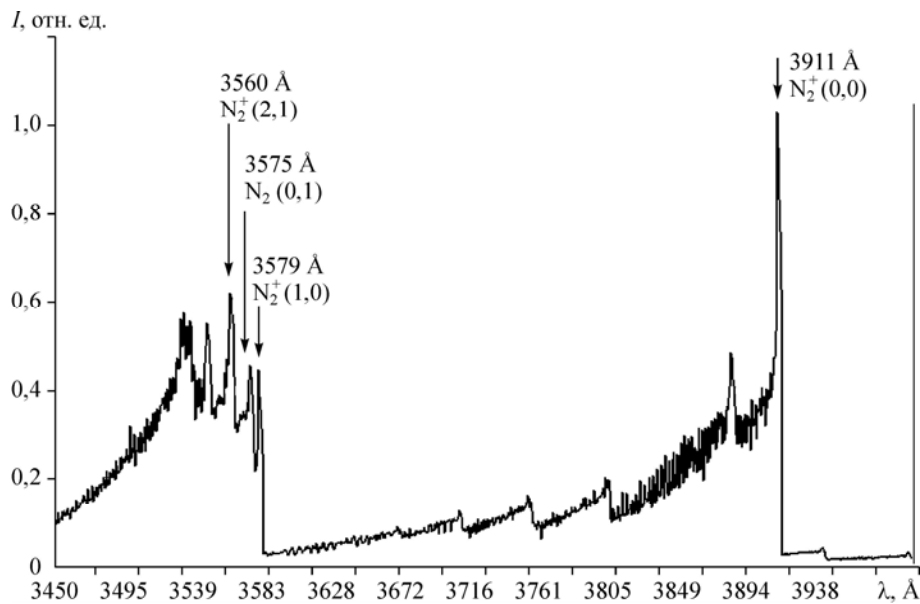


Рис. 5. Модельный суммарный спектр излучения азотной струи для $T_v = T_r = 6000$ К и $\alpha = 1$.

На рис. 5 приведен суммарный спектр излучения для $T_v = T_r = 6000$ К и $\alpha = 1$ и показаны наиболее характерные линии спектра, используемые в дальнейшем при идентификации и обработке спектров: канты полос (0,0) и (1,0) системы N_2^+ , разрешенные с длинноволновой стороны; максимумы интенсивностей голов полос (0,1) N_2 и (2,1) N_2^+ .

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для определения температуры экспериментальные данные сравнивались с моделируемым спектром и находился минимум среднеквадратической невязки χ^2 как функции параметров T_v , T_r , α :

$$\chi^2(T_v, T_r, \alpha) = \frac{\sum_{i=1}^N [W_i^r - W_i^c(T_v, T_r, \alpha)]^2}{N(N-1)}, \quad (13)$$

где W_i^r, W_i^c — измеренные и рассчитанные интенсивности с i -ой ячейки фотодиодной линейки, нормированные на максимум интенсивности головы полосы $N_2^+(0,0)$, N — число точек спектра сравнения. Для определения невязки использовался спектральный диапазон $\lambda = 3450 \div 3800$ Å, который включал как область с наложением полос N_2 и N_2^+ ($\lambda = 3450 \div 3585$ Å) так и свободную от наложения ($\lambda = 3585 \div 3800$ Å). Данная процедура предполагает знание диапазона изменения температуры и коэффициента α и построение расчетной сетки по этим параметрам. При нахождении среднеквадратичной невязки предполагалось, что $T_v = T_r$, диапазон изменения: температуры $T = 2000 \div 8000$ К (с шагом 100 К), $\alpha = 0,1 \div 5,0$ (с шагом 0,1).

Для измерения распределения температуры проводилось сканирование по диаметру плазменной струи путем механического перемещения плазмотрона с шагом 1 мм снизу вверх. При обработке полученных молекулярных спектров

излучения для определения температуры струи инверсия Абеля не проводилась ввиду высокой чувствительности численной процедуры преобразований к пульсациям интенсивности. Полученные значения температуры для каждого положения регистрации являются осредненными вдоль линии регистрации.

На рис. 6, *a*, *b* приведены наложения экспериментально зарегистрированных спектров (1) излучения азотной струи в сечении 5 мм от среза сопла для двух положений линий регистрации и расчетных спектров (2) при значениях параметров $T_v = T_r$ и α , дающих минимальное значение невязки $\chi(T, \alpha)$. Для нахождения среднеквадратической невязки по формуле (13) использовался двойной вложенный цикл, внешним параметром которого являлась температура $T = T_v = T_r$. Для каждого значения внешнего параметра T находилось минимальное значение невязки по параметру α , которое сравнивалось со значениями при другой температуре. На рис. 6, *c*, *d* приведены зависимости χ от температуры. Данные зависимости являются монотонными и имеют единственное минимальное значение. Зависимо-

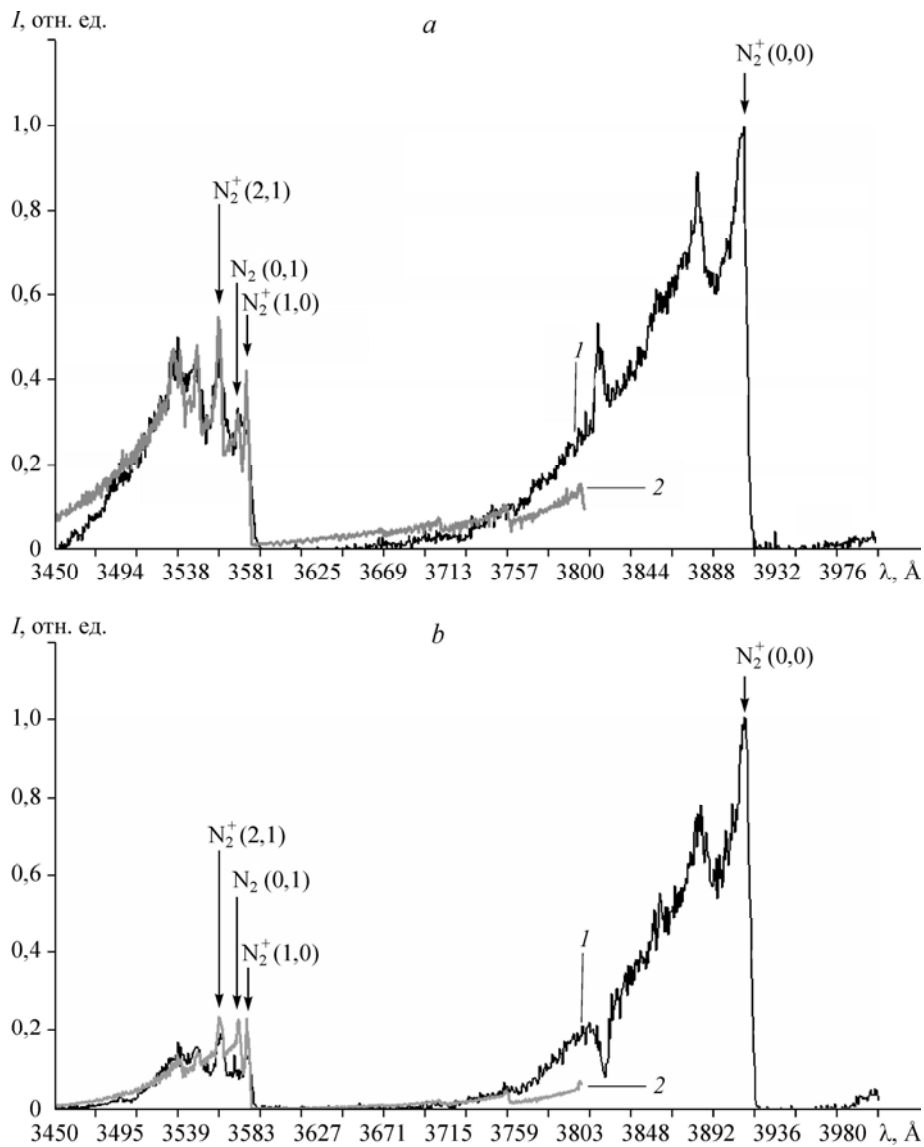
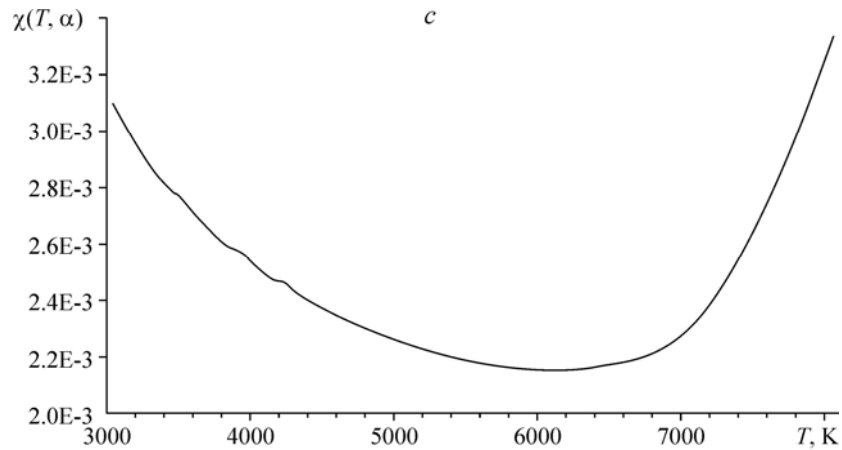


Рис. 6.

сти невязки $\chi(T)$ являются достаточно пологими и интервал ΔT значений температуры, внутри которого заведомо лежит минимальное значение невязки, может характеризовать погрешность определения температуры. Приведенные зависимости позволяют оценить расчетную погрешность при определении температуры, которая не превышает 10 %.

На рис. 7 приведено распределение температуры в азотной плазменной струе, полученное по молекулярным спектрам излучения азота (1). Здесь же для сравнения приведены распределения температуры в воздушной плазменной струе, полученные в работе [1] для этого же плазмотрона по атомным спектрам меди (2 и 3) при близких параметрах работы плазмотрона: $I = 200$ А, $U = 240$ В, $G_{\text{Air}} = 1,2$ г/с, $G_{\text{Air}} = 0,27$ г/с. Распределения получены по распределениям относительных интенсивностей линий, приведенных на рис. 8, с применением преобразований Абеля, позволяющим определять локальные значения температуры (электронной T_e) (2 — по $\lambda_1 = 5106,6$, $\lambda_2 = 5153,2$, 3 — по $\lambda_1 = 5106,6$, $\lambda_3 = 5218,2$ Å). На этом же рисунке приведены полученные в работе [1] значения среднемассовой температуры



$$T_v = T_r = 6000 \text{ K}, \alpha = 2,3$$

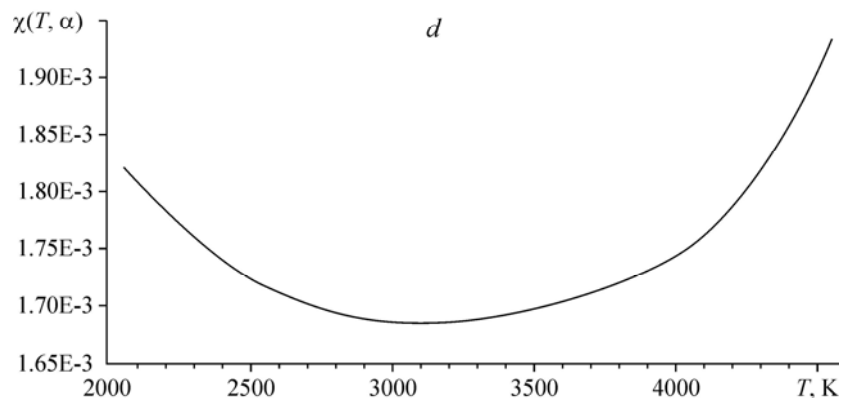


Рис. 6. а, б — экспериментально зарегистрированный (1) и расчетный (2) спектры излучения азотной струи в сечении 5 мм от среза сопла для двух положений линии регистрации; с, d — расчетные значения невязки $\chi(T, \alpha)$ при $\alpha = 2, 3$ для: $T_v = T_r = 6000$ (с), 3100 (d) К.

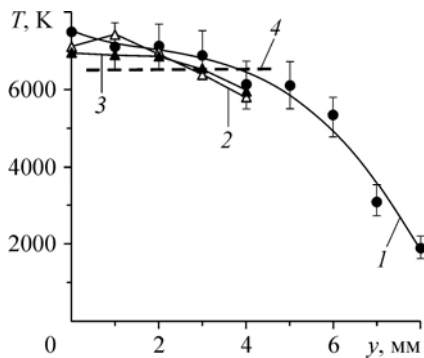


Рис. 7. Распределения температуры в плазменной струе, полученные в сечении $z = 5$ мм.

По молекулярным спектрам азота в азотной плазменной струе с аргоновой завесой анода (параметры плазмотрона: $I = 200$ А, $U = 220$ В, $G_{N_2} = 1$ г/с, $G_{Ar} = 0,15$ г/с) (1), по атомарным линиям меди с использованием преобразования Абеля ($\lambda_1 = 5106,6$, $\lambda_2 = 5153,2$ Å) (2), ($\lambda_1 = 5106,6$, $\lambda_3 = 5218,2$ Å) (3), в воздушной плазменной струе с завесой анода воздухом (параметры плазмотрона: $I = 200$ А, $U = 240$ В, $G_{Air} = 1,2$ г/с, $G_{Air} = 0,27$ г/с) [1], средне-массовая температура (4).

воздушной плазменной струи с помощью калориметрирования тепловых потерь в охлаждаемые элементы плазмотрона (4).

Распределения интенсивностей (рис. 8) имеют ярко выраженный максимум при положении линии наблюдения $y = 4$ мм от верхней границы струи. В дальнейшем положение $y = 4$ мм было принято за положение оси симметрии распределений интенсивностей излучения, а для преобразований Абеля использовалась левая часть распределения (верхняя часть струи).

Проведенные измерения показывают, что в области высокотемпературного ядра струи распределения температур, полученные по молекулярным и атомарным спектрам, совпадают в пределах точности измерения электронной (± 400 К) [1], колебательной (вращательной) температур (± 600 К) и согласуются со средне-массовой температурой, что возможно при выполнении гипотезы локального термодинамического равновесия. Регистрация молекулярного спектра позволяет измерять температуру газового потока от 2000 К, что вероятно связано с достаточно большой концентрацией ионов молекул азота N_2^+ при охлаждении плазмы вследствие рекомбинации ионов и атомов азота.

Кроме того, в работе [1] были получены распределения температуры в воздушной плазменной струе по относительным интенсивностям линий атомов меди с применением так называемого метода локализации, определяющего максимальную по линии регистрации температуру. Данный метод не требует симметрии струи вдоль направления сканирования (направление y , рис. 1). Результаты проведенных измерений приведены на рис. 9 (2 — по $\lambda_1 = 5106,6$, $\lambda_2 = 5153,2$ Å, 3 — по $\lambda_1 = 5106,6$, $\lambda_3 = 5218,2$ Å). Характерно, что в выбранном сечении наибольшее значение температуры имеет место не на оси струи, а смещено на 2 мм к периферии, что свидетельствует об односторонней привязке дуги на аноде.

Распределение, полученное в азотной струе с аргоновой завесой анода (рис. 9, кривая 1), симметрично, в отличие от распределений,

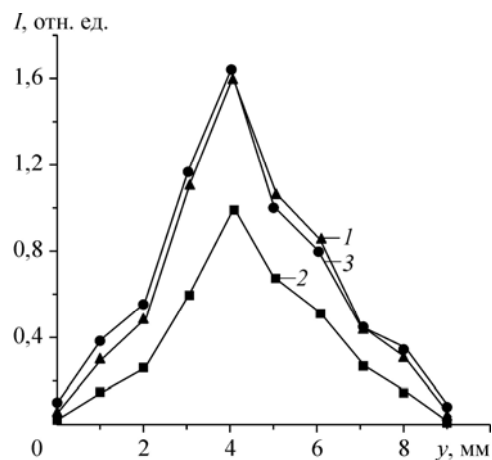
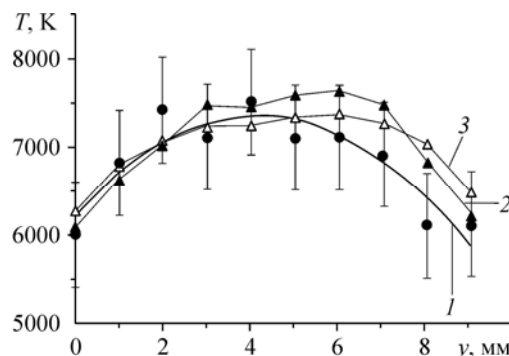


Рис. 8. Распределения зарегистрированных интенсивностей спектральных линий меди.

$\lambda_1 = 5106,6$ (1), $\lambda_2 = 5153,2$ (2), $\lambda_3 = 5218,2$ (3) Å.

Рис. 9. Распределения температуры в плазменной струе, полученные в сечении $z = 5$ мм.

По молекулярным спектрам азота в азотной плазменной струе с аргоновой завесой анода (параметры плазматрона: $I = 200$ А, $U = 220$ В, $G_{N_2} = 1$ г/с, $G_{Ar} = 0,15$ г/с) (1), по атомарным линиям меди ($\lambda_1 = 5106,6$, $\lambda_2 = 5153,2$ Å) (2), ($\lambda_1 = 5106,6$, $\lambda_3 = 5218,2$ Å) (3), в воздушной плазменной струе с завесой анода воздухом (параметры плазматрона: $I = 200$ А, $U = 240$ В, $G_{Air} = 1,2$ г/с, $G_{Air} = 0,27$ г/с) [1].



полученных в воздушной плазменной струе. Данное отличие может быть связано с более равномерно распределенной привязкой дуги на аноде.

Проведенные исследования позволяют сделать вывод, что малогабаритный спектрометр с голографическими решетками в условиях среднего спектрального разрешения (для получения достоверного сигнала необходимая ширина входной щели равнялась 120 мкм) обеспечил регистрацию молекулярных полос излучения азота и получение распределения температуры в плазменной струе с требуемой точностью.

Моделирование спектра излучения двухатомных молекул и численное сравнение измеренного и моделируемого спектров позволяют анализировать условия протекания газофазных химических реакций в присутствии широкого спектра двухатомных молекул: H_2 , C_2 , CH , CN , NH , O_2 , CO , OH и др. Методы молекулярной спектроскопии в УФ и видимом диапазоне могут применяться в наиболее важном для протекания химических реакций температурном диапазоне от 2000 до 6000 К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Наливайко В.И., Чубаков П.А., Покровский А.Н., Михальченко А.А., Кузьмин В.И., Картаев Е.В. Малогабаритный спектрометр для эмиссионного анализа потоков низкотемпературной плазмы // Теплофизика и аэромеханика. 2007. Т. 14, № 2. С. 257–267.
2. Pearse R.W.B., Gaydon A.G. Identification of molecular spectra / 4th ed. Wiley, New York, 1976. 240 p.
3. Williamson James M., DeJoseph Charles A. Determination of gas temperature in an open-air atmospheric pressure plasma torch from resolved plasma emission // J. of Applied Physics. 2003. Vol. 93, No. 4. P. 1893–1898.
4. Nassar H., Pellerin S., Musiol K., Martinie O., Pellerin N., Cormier J-M. N_2^+/N_2 ratio and temperature measurements based on the first negative N_2^+ and second positive N_2 overlapped molecular emission spectra // J. Phys.D: Appl.Phys. 2004. Vol. 37, No. 14. P. 1904–1916.
5. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул / Пер.с англ., под ред. В.Н. Кондратьева. М.: Ин. литер.1949. 413 с.
6. Pellerin S., Musiol K., Motret O., Pokrzywka B., Chapelle J. Application of the (0,0) Swan band spectrum for temperature measurement // J. Phys.D: Appl. Phys. 1996. Vol. 29, No. 11. P. 2850–2865.
7. Kovacs I. Rotational structure in the spectra of diatomic molecules. Budapest: Akademiai Kiado, 1966. 320 p.
8. Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J. Franck-Condon factors, r-Centroids, Electronic transition moments and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1992. Vol. 21, No. 5. P. 1005–1107.
9. Хьюбер К.П., Герцберг Г. Константы двухатомных молекул: в 2-х ч. Ч. 2. Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 368 с.

Статья поступила в редакцию 25 августа 2010 г.