

РАДИАЦИОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОТОКА ВОЗДУХА, НАГРЕТОГО В БЕЗЭЛЕКТРОДНОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПЛАЗМОТРОНЕ

Э. Б. ГЕОРГ, Ю. А. ПЛАСТИНИН, Г. Ф. СИПАЧЕВ,
М. И. ЯКУШИН

(Москва)

Рассматриваются экспериментальные результаты измерения радиационных параметров высокотемпературного потока воздуха. Спектральными методами измерены температура, концентрация электронов и коэффициент поглощения. Установлено наличие в плазме локального термодинамического равновесия.

Проводится сравнение измеренного спектрального коэффициента поглощения плазмы при $T=8500^\circ\text{K}$ в диапазоне длин волн $0.26\text{--}0.9\text{ мк}$ с расчетными значениями.

В исследованиях взаимодействия плазмы с веществом определяющую роль играет наличие химически чистого высокотемпературного потока. Этому требованию в большей мере отвечают установки с индукционным высокочастотным нагревом. Для решения многих задач прикладного характера возникает необходимость в тщательном изучении параметров потока высокотемпературного газа, полученного в этих установках.

Цель работы — экспериментальное изучение радиационных свойств воздушной плазмы, полученной на безэлектродном плазмотроне. Исследования включали получение спектров воздушной плазмы [1], измерения температур по атомным линиям кислорода и азота и по молекулярным полосам $\text{N}_2(2+)$ и $\text{N}_2^+(1-)$. На основе анализа спектрограмм излучения воздушной плазмы сделан вывод о существовании химически чистого потока плазмы. Совпадение температур в пределах точности измерений позволило установить наличие локального равновесия в исследуемой области струи. Полученные радиальные и продольные распределения температур в струе указывают на ее высокие тепловые качества. Измерение спектрального коэффициента поглощения воздушной плазмы основывалось на знании температурных характеристик плазмы и ее прозрачности.

Для получения высокотемпературного потока воздушной плазмы применялась установка с индукционным нагревом [2].

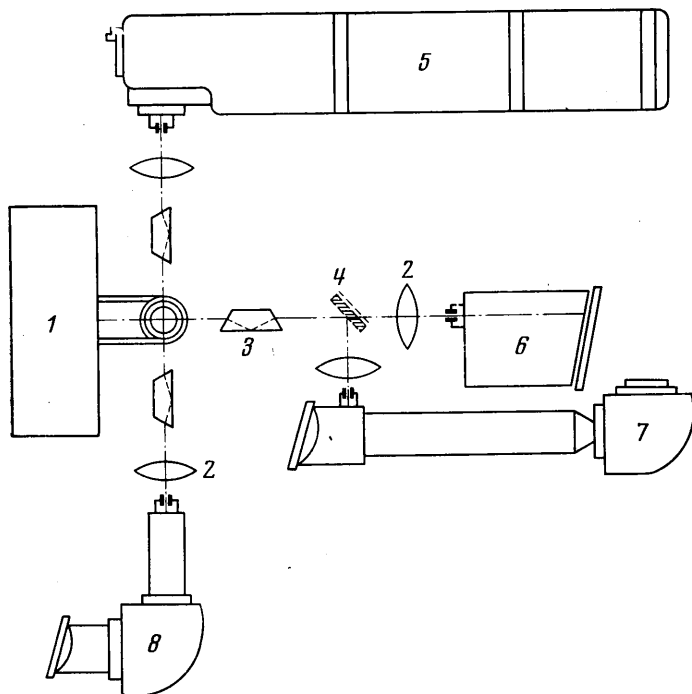
Основные спектральные измерения выполнены в рабочем участке струи, характеризуемом постоянством теплового потока в поперечном сечении.

Исследования заключались в фотографировании и отождествлении спектра воздушной плазмы в спектральном интервале $2200\text{--}9450\text{ \AA}$ при давлении $p=1\text{ атм}$; в измерении колебательной, вращательной и электронной температур по молекулярным полосам $\text{N}_2(2+)$ и $\text{N}_2^+(1-)$; в измерении температуры электронов и температуры возбуждения по линиям атомов; а также в определении спектрального коэффициента поглощения воздушной плазмы и сравнении его с расчетными данными.

В эксперименте использовалась оптическая схема, показанная на фиг. 1. Источник излучения 1 проектировался с помощью однолинзового конденсора 2, призмы Дове 3 и поворотного зеркала 4 на щели дифракционного спектрографа ДФС-8 5 (рабочий диапазон $2000\text{--}10\,000\text{ \AA}$, дис-

персия в первом порядке $3 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$); кварцевого спектрографа ИСП-30 6 (рабочий диапазон $2000-6000 \text{ \AA}$, дисперсия $3.5-100 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$); ИСП-51 с камерой УФ-90 7 (диапазон $3600-10\,000 \text{ \AA}$, линейная дисперсия $2-37 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$); ИСП-51 с камерой $f=120$ 8 (рабочий диапазон $3600-10\,000 \text{ \AA}$, дисперсия $24-770 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$).

Измерения спектрального коэффициента поглощения плазмы проводились на спектрографе ДФС-13 с дисперсией $2 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$ в первом порядке. С помощью призмы Дове изображение источника было повернуто в плоскости щели спектрографа и ориентировано перпендикулярно щели.



Фиг. 1

По узким линиям железа была определена форма и ширина аппаратной функции ДФС-8. Форма оказалась близкой к гауссовской кривой с шириной $0.05-0.06 \text{ \AA}$. Ширина входной щели в экспериментах на ДФС-8 составляла $0.01-0.02 \text{ мм}$, на ДФС-13— 6 мм . Для идентификации наблюдавшихся линий рядом со спектром излучения плазмы регистрировался спектр железа от искрового генератора ИГ-3.

В качестве эталонов применялись вольфрамовые лампы: СИ-8-200 со стеклянным окном, ЛЛС-07 с лейкосапфировым окном. При съемках спектров использовались различные фотопластинки как отечественных марок УФС-4,3, так и фирмы ORWO (UV-1, WU-1, WP-1, I-750, I-850, I-950). По маркам почернения от эталонных ламп для всех применяемых выше фотоматериалов были построены характеристические кривые с интервалом 100 \AA в диапазоне спектра $2200-9450 \text{ \AA}$. Фотометрирование спектрограмм излучения плазмы и непрерывного спектра от эталонных ламп проводилось на регистрирующем микрофотометре ИФО-451. Было установлено, что источник обладает строгой цилиндрической симметрией.

С целью проверки реабсорбции излучения с противоположной от ДФС-8 стороны столба плазмы на двойном фокусном расстоянии устанавли-

ливалось сферическое зеркало. Наблюдавшиеся молекулярные и атомные линии не испытывали сколько-нибудь заметного самопоглощения.

Были получены микрофотограммы, соответствующие изменению по чернения вдоль диаметра струи. Эти микрофотограммы представляли собой изменение интенсивности излучения поперечного сечения столба плазмы вдоль диаметра. Микрофотограмма имела хорошую осевую симметрию и вдоль диаметра разбивалась на 50 одинаковых зон. Значения интенсивности, найденные для каждой зоны, использовались для подстановки в систему алгебраических уравнений, полученных для численных расчетов на основе уравнений Абея [3]. Эта система решалась на ЭВЦМ по стандартной программе. Подобные исследования радиального распределения интенсивности в струе показали, что интенсивность излучения плазменного столба имеет строго аксиальную симметрию с широкой плоской вершиной и резким спадом в узком внешнем слое. Как показали дальнейшие измерения распределения температуры по радиусу, в центре струи наблюдается протяженная зона с постоянной температурой. Радиус однородной зоны составляет 60% радиуса струи и равен примерно 10 мм, что позволило в большинстве случаев избежать весьма трудоемкой обработки спектров с учетом радиального распределения.

Спектры излучения воздушной плазмы, полученные на спектрографе ДФС-8 с дисперсией $3 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$ во всем исследуемом интервале длин волн 2200–9450 Å, представлены в [4].

Излучение воздушной плазмы в исследуемом диапазоне длин волн содержит большое число атомных линий кислорода и азота и разветвленные системы полос двухатомных молекул: $\text{N}_2^+(1-)$ — первая отрицательная система молекулы N_2^+ ; $\text{N}_2(1+)$ и $\text{N}_2(2+)$ — первая и вторая положительные системы полос молекулы N_2 ; $\text{NO}(\beta)$ и $\text{NO}(\gamma)$ — β и γ — системы полос окиси азота NO . В спектре плазмы наблюдаются линии H_α , H_β , линия нейтрального углерода 2478.6 Å, а также следы фиолетовой системы CN , что указывает на присутствие в плазме продуктов разложения водяных паров и углекислого газа, содержащихся в лабораторном воздухе в виде примеси. В то же время в спектре отсутствуют линии, принадлежащие элементам разрядного устройства или элементам, которые обычно попадают со стенок плазмодетона (линии K , Na , Ba , CaO и др.)

Наиболее интенсивна в спектре первая отрицательная система полос молекулы N_2^+ , для которой наблюдаются последовательности полос +1, +2, 0, -1, -2, -3. Система полос второй положительной системы молекулы N_2 представлена последовательностями +2, +1, 0, -1, -2. В спектре видны двойные канты полос β и γ — системы окиси азота, принадлежащие последовательностям +6, +5, +4, +3, +2, +1, 0. Спектр первой положительной системы молекулы азота представлен сложным набором вращательных линий. В кантах полос $\text{N}_2(2+)$, $\text{N}_2^+(1-)$, $\text{NO}(\beta)$, $\text{NO}(\gamma)$ имеется полное перекрытие вращательных линий, в то время как в хвостах полос линии не перекрываются. Между линиями заметно непрерывное излучение, весьма значительное по интенсивности. Результаты проведенного выше отождествления спектра воздуха были использованы для определения температуры по вращательному и колебательному спектрам двухатомных молекул N_2 и N_2^+ , а также по линейчатому спектру атомов кислорода и азота.

Для определения температуры возбуждения по линейчатому спектру атомов и молекул при больцмановском распределении частиц по энергетическим состояниям использовалось квантовомеханическое соотношение, связывающее интенсивность линии I_{mn} с температурой T

$$(1) \quad I_{mn} = h\nu_{mn} A_{mn} g_m Q^{-1} e^{-E_m/(kT)^{-1}} N$$

Здесь g_m — статистический вес верхнего уровня энергии, ν_{mn} — частота перехода, A_{mn} — вероятность перехода, N — число частиц в 1 см^3 , Q — статистическая сумма, E_m — энергия верхнего уровня, k — постоянная Больцмана, T — температура возбуждения, которая совпадает с температурой газа в состоянии локального термодинамического равновесия.

Для определения температуры возбуждения выбирались линии или группы линий атомного и молекулярного спектра, удовлетворяющие следующим условиям: ширина линии больше ширины аппаратной функции спектрального прибора; спектральная линия изолирована; самопоглощение отсутствует; имеются надежные данные вероятностей переходов.

Тщательный анализ молекулярного и атомного спектра с точки зрения требований, изложенных выше, а также имеющихся литературных данных по вероятностям переходов, позволил выбрать для определения температуры возбуждения атомов линии OI 6156.8 Å (переход $3p^5P-4d^5D$), OI 9260.8 Å ($3p^5P_1-3d^5D_{0,1,2}$), OI 9262,8 Å ($3p^5P_2-3d^5P_{1,2,3}$), OI 9266,0 Å ($3p^5P_3-3d^5D_{3,4}$), NI 8680.3 Å ($3s^4P_{3/2}-3p^4D_{7/2}$), NI 8629 Å ($3s^4P_{3/2}-3p^4D_{5/2}$).

Температура возбуждения электронных состояний N_2 определялась по абсолютной интенсивности линий R-ветви (0-0) полосы второй положительной системы $N_2(2+)$ с вращательными квантовыми числами $K=15$ ($\lambda=3357.9 \text{ Å}$), $K=34$ ($\lambda=3330.3 \text{ Å}$). Температура возбуждения электронных состояний молекулы N_2^+ определялась по абсолютной интенсивности линий P-ветви (0-0) полосы первой отрицательной системы $N_2^+(1-)$ с $K=30$ ($\lambda=3909.8 \text{ Å}$) и линии полосы (0-2) с $K=20$ ($\lambda=4705.4 \text{ Å}$). Интенсивность широкой спектральной линии, которая на фотопластинке занимала интервал от x_1 до x_2 , рассчитывалась по формуле

$$(2) \quad I=4\pi l^{-1} \int_{x_1}^{x_2} \tau I_1 DF/F_1 dx$$

где I_1 — яркость эталонной лампы, D — обратная линейная дисперсия прибора, F/F_1 — отношение интенсивностей исследуемого спектра и эталонной лампы, найденное по кривым почернения, l — толщина излучающего слоя, τ — пропускание окна эталонной лампы. Коэффициент излучения вольфрама взят из работы [4].

Найденные по формуле (2) интенсивности излучения подставлялись в уравнение (1). В дальнейшем значение температуры определялось методом последовательных приближений. При этом использовались данные по составу воздуха из таблиц [5]. Статистическая сумма Q молекул N_2 и N_2^+ и атомов N и O рассчитывалась с использованием приведенных термодинамических потенциалов молекул и атомов из справочника [6].

Для определения температуры возбуждения атомов кислорода по методу Орнштейна использовалось отношение интенсивностей линий OI λ 6156.8 Å и OI λ 8680.3 Å [7].

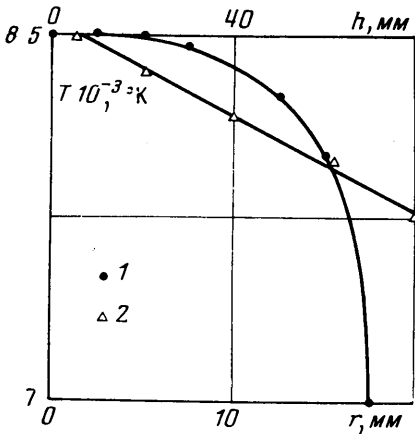
Колебательная температура определялась по формуле (1). Для этой цели измерялись отношения интенсивностей в кантах полос $N_2^+(1-)$ (0-0)/(3-5); (0-0)/(3-4); (0-0)/(2-3) и $N_2(2+)$ (0-0)/(1-1).

Значения необходимых констант брались из [6-8].

Температура возбуждения вращательных уровней молекул N_2^+ и N_2 определялась по наклону графика зависимости логарифма интенсивности вращательных линий от энергии их возбуждения. Для этой цели находилось отношение интенсивностей линий P-ветви (0-0) полосы системы $N_2^+(1+)$ с вращательными квантовыми числами 20-140.

В спектре воздушной плазмы наблюдаются линии атомов кислорода и азота, имеющие достаточно большую ширину, что позволяет надежно определить концентрацию электронов по наблюдаемому контуру линий

кислорода и азота. Отметим, что распространенный метод определения концентрации электронов по ширине линии $H\beta$ в данных условиях без добавки водорода в плазму воздуха был неприменим ввиду малой интенсивности этой линии в исследуемом спектре. Поэтому концентрация электронов определялась по линиям кислорода и азота.



Фиг. 2

Для определения концентрации электронов измерялись полуширины линий атомов кислорода и азота, которые ранее использовались для измерения температуры возбуждения. Постоянные C_i для кислорода и азота рассчитаны на ЭЦВМ Ю. А. Пластиным и Г. Г. Баула.

Результаты определения температур возбуждения атомов и молекул, а также температуры электронов на срезе кварцевой трубки приведены в таблице. Там же даны оценки точности определения температур.

Температура возбуждения атомов	Температура возбуждения молекул			Температура возбуждения электронов
	вращательная	колебательная	электронная	
8400±150 8250±150	8600±1000	8300±500	8500±200	8700±500

Концентрация электронов в этих условиях $N_e \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Из сравнения значений температур следует вывод о совпадении в пределах точности измеренных температур возбуждения атомов, молекул и электронов в струе плазмы на срезе кварцевой трубки. Аналогичное совпадение температур имеет место и в других сечениях струи плазмы. Это свидетельствует о том, что плазма безэлектродного высокочастотного разряда в потоке воздуха при $p=1 \text{ атм}$ находится в состоянии локального термодинамического равновесия.

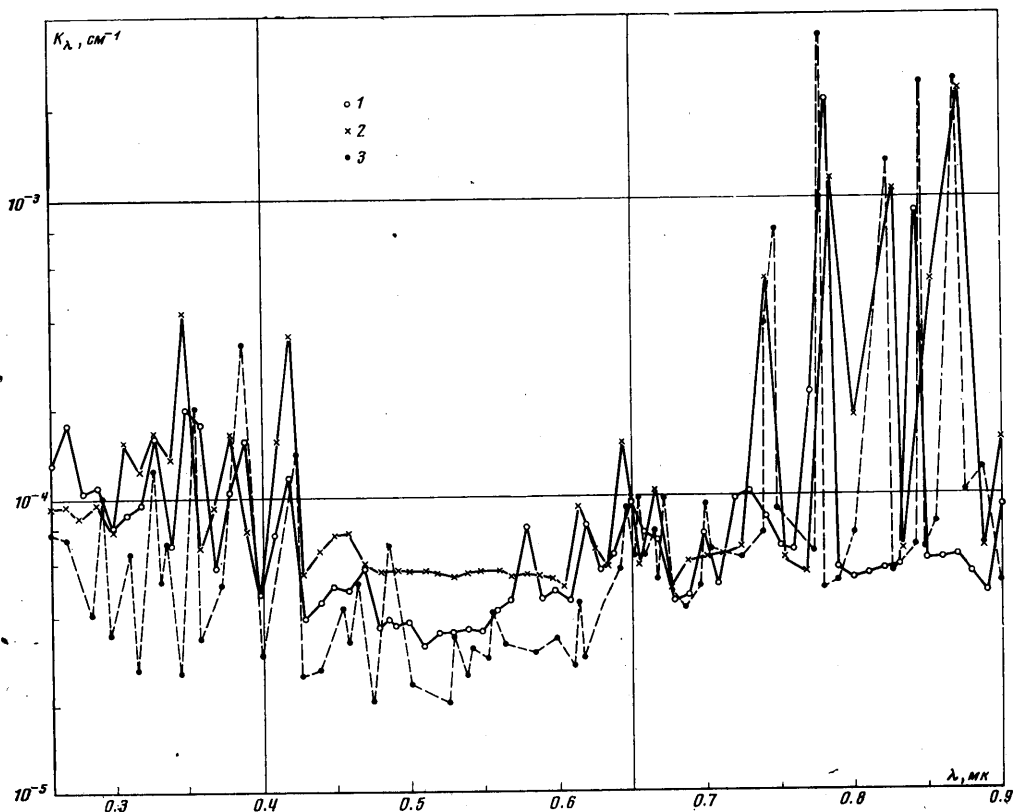
Полученное радиальное распределение температуры, представленное на фиг. 2 кривой 1, указывает на существование в центральной области столба плазмы протяженного ядра с постоянной температурой. Зависимость температуры на оси струи от расстояния вниз по потоку показана кривой 2 на фиг. 2. Наиболее характерной особенностью этой зависимости является незначительный температурный градиент $\sim 10^2 \text{ град} \cdot \text{см}^{-1}$ вдоль по потоку, что типично для ламинарного течения.

Процессы поглощения в газе можно описать с помощью коэффициента поглощения K_λ . Выражение для спектрального коэффициента поглоще-

Известно, что в условиях плазмы при $p=1 \text{ атм}$ и $T=10\,000^\circ$ основным механизмом уширения является уширение линий атомов при их взаимодействии с электронами. Согласно теории [9] в неадиабатическом приближении, которое реализуется в данном случае ($\beta < 1$), ширина линии равна $\gamma \text{ (см}^{-1}\text{)}$

$$(3) \quad \gamma = 9.14 \cdot 10^{-17} T^{1/2} C_i N_e$$

Здесь C_i — постоянная, зависящая от константы квадратичного эффекта Штарка, N_e — концентрация электронов, T — температура в $^\circ\text{К}$.



Фиг. 3

ния получено из уравнения переноса с учетом закона Кирхгофа и оптической прозрачности излучающего объема плазмы

$$(4) \quad K_{\lambda} = I_{\lambda} (B_{\lambda} l)^{-1}$$

Здесь I_{λ} , B_{λ} — измеряемая спектральная интенсивность и интенсивность абсолютно черного тела в $вт \cdot см^{-2} \cdot стер^{-1} \cdot \text{Å}^{-1}$, l — толщина излучающего слоя в $см$.

Определение абсолютной интенсивности излучения единичного слоя I_{λ} осуществлялось с помощью метода гетерохромной фотометрии с учетом плотности излучения в непрерывном спектре и в отдельной линии. Спектральная интенсивность I_{λ} и коэффициент поглощения K_{λ} усреднены по спектральному интервалу 12 Å.

При проектировании столба разряда на щель спектрографа основное внимание уделялось выделению излучающего столбика плазмы малой копусности с поперечным размером, много меньшим характерной длины изменения температуры по радиусу, и высотой, ограниченной рабочим участком струи. Для этого выбиралось достаточно большое расстояние от источника до щели, а для проектирования использовался объектив типа «Индустар» с ирисовой диафрагмой. Это, а также наличие у оси довольно протяженной зоны длиной 2 $см$ с постоянной температурой (фиг. 2, кривая 1), дало возможность измерять интенсивность излучения столба плазмы, однородного по оптической оси спектрографа, не применяя трудоем-

кую операцию пересчета полученной величины с помощью преобразования Абеля.

Результатом исследования излучательных свойств воздушной плазмы при $T=8500^\circ\text{K}$ и $p=1\text{ атм}$ было определение спектрального коэффициента поглощения K_λ в диапазоне длин волн $\lambda\lambda$ 2600–9000 Å, представленного на фиг. 3 кривой 3. Точность измерения K_λ составляла 15%. Во всем спектральном интервале компоненты плазмы характеризуются незначительным коэффициентом поглощения ($K_\lambda \ll 10^{-2}\text{ см}^{-1}$). Как видно из графика, в ультрафиолетовой и видимой областях спектра $\lambda\lambda$ 3000–5000 Å основной вклад в поглощение дают молекулярные системы N_2^+ и NO; в инфракрасной области поглощение обусловлено атомами азота и кислорода.

Сравнение экспериментальных значений спектрального коэффициента поглощения воздуха с расчетными [7, 10] (точки 1 и 2 на фиг. 3) показывает, что между ними наблюдается хорошее совпадение, особенно в диапазоне 0.7–0.9 мк. В других спектральных интервалах максимальное различие составляет 30%.

В заключение отметим, что надежность экспериментальных данных обусловлена стабильностью, пространственной однородностью разряда, отсутствием в нем примесей, а также применением аппаратуры с высоким спектральным разрешением.

Авторы благодарят Ю. К. Рулева за помощь в проведении эксперимента.

Поступила 10 I 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Буевич Ю. А., Николаев В. М., Пластинин Ю. А., Сипачев Г. Ф., Якушин М. И. Оптические свойства плазмы безэлектродного разряда в воздушном потоке. ПМТФ, 1968, № 6.
2. Георг Э. Б., Рулев Ю. К., Якушин М. И. Исследование теплового потока в передней критической точке тел, обтекаемых высокотемпературным дозвуковым потоком. Изв. АН СССР, МЖГ, 1973, № 5.
3. Nestor O. H., Olsen H. N. Numerical methods for reducing line and surface probe data. SIAM Rev., 1960, vol. 2, No. 3.
4. De Vos I. C. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon. Physica, 1954, vol. 20, No. 10.
5. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Стаханов И. П., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха. М., Изд-во АН СССР, 1957.
6. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. М., Изд-во АН СССР, 1962.
7. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. М., «Машиностроение», 1971.
8. Zare R. N., Larsson E. O. Frank-Condon factors for electronic band systems of molecular nitrogen. J. Molecular Spectroscopy, 1965, vol. 15, No. 2.
9. Визе В. Ширина спектральных линий. В сб. «Диагностика плазмы». М., «Мир», 1967.
10. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С., Замалин В. М., Кобзев Г. А., Лагарьков А. Н., Мнацаканян А. Х., Норман Г. Э. Оптические свойства горячего воздуха. М., «Наука», 1970.