

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Г. Д. Смехов, В. А. Полторацкий, А. Б. Бри-  
тан, Обобщенная схема измерения температу-  
ры газа методом обращения спектральных ли-  
ний, *ТВТ*, 1979, том 17, выпуск 3, 598–604

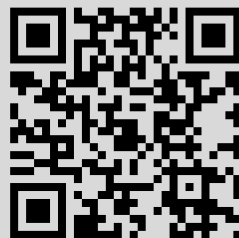
Использование Общероссийского математического портала  
Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с  
пользовательским соглашением

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

Параметры загрузки:

IP: 34.239.153.44

6 ноября 2024 г., 08:35:13



УДК 535.338.3

## ОБОБЩЕННАЯ СХЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА МЕТОДОМ ОБРАЩЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

*Смехов Г. Д., Полторацкий В. А., Британ А. Б.*

Приведена разработка обобщенной схемы измерения температуры газа методом обращения спектральных линий, в которой апертурные углы регистрируемых потоков излучения от нагретого газа и эталонного источника могут быть неравными, приведен метод вычисления соответствующих апертур. Контролируемое изменение апертур осуществляется с помощью плоских щелей. Для проверки методики проведены опыты по измерению температуры смеси газов  $0,15 \text{ CO}_2 + 0,85 \text{ N}_2$ , нагретой в падающей ударной волне. Для измерения всех необходимых параметров в одном опыте применена модуляция светового потока эталонного источника. С точностью метода, оцениваемого в 5%, измеренные температуры газа совпали со значениями, рассчитанными по скорости ударной волны на основании законов сохранения плотностей потоков массы, импульса и энергии.

В простейшей модификации метода обращения спектральных линий температура газа  $T$  определяется путем регистрации момента исчезновения спектральной линии светящегося газа на фоне излучения эталонного источника со сплошным спектром при изменении температуры источника  $T_n$ , т. е. в момент исчезновения линии  $T = T_n$  [1]. Возможности метода значительно возросли после разработки обобщенного метода обращения не требующего непрерывного подбора температуры источника [2]. Фотоэлектрическая регистрация световых потоков позволила успешно применить обобщенный метод для измерения температуры газа, нагреваемого в ударных волнах [3–6].

В использующихся схемах измерений неременным условием является требование равенства угловых апертур световых потоков от изображения источника и излучающего газа. В предлагаемой работе это требование не принципиально, и можно успешно использовать обобщенную схему измерения, в которой апертуры изображения источника и газа разные, при этом контролируемое изменение их соотношения расширяет возможности метода. Контролируемое изменение апертур осуществляется изменением параметров и расположением плоских щелей.

**Интенсивность излучения от плоской поверхности.** Рассмотрим светящуюся поверхность источника  $1$  с яркостной температурой  $T_n$  (рис. 1). Предположим, что световой поток поверхности, проходящий через две плоские щели  $2$  и  $3$ , имеющие ширину  $a$  и  $b$ , полностью регистрируется далее приемником излучения. Будем рассматривать малые апертурные углы, так что можно считать все расстояния от светящихся точек поверхности до различных точек щели  $3$  просто равными кратчайшему расстоянию поверхности до этой щели. Для общности можно учесть также, что приемник снабжен фильтром с функцией пропускания  $\varphi(\nu)$  ( $\nu$  — частота излучения):

Интенсивность светового потока, регистрируемого в приемнике,

$$J_n = I_{\nu p}(T_n) \int \varphi(\nu) dS d\Omega d\nu, \quad (1)$$

где интегрирование происходит по поверхности излучателя  $S$ , телесному углу  $\Omega$ , под которым из элемента светящейся поверхности  $dS$  видна щель  $\beta$ , и ширине спектра  $\Delta\nu$ , определяемой пропускаемостью фильтра. В приведенном выражении функция Планка

$$I_{\nu p} = \frac{2\pi h^2 \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1}$$

определяющая спектральную интенсивность абсолютно черного тела, берется при яркостной температуре светящейся поверхности  $T = T_x$  и средней частоте выделяемого интервала (предполагается, что в ширине интер-

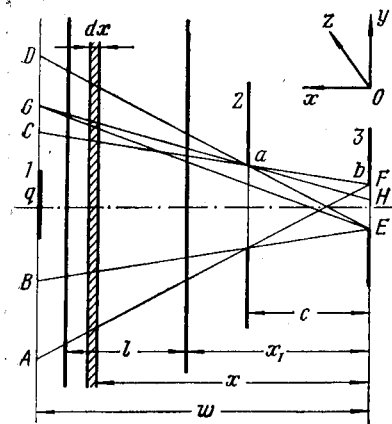


Рис. 1

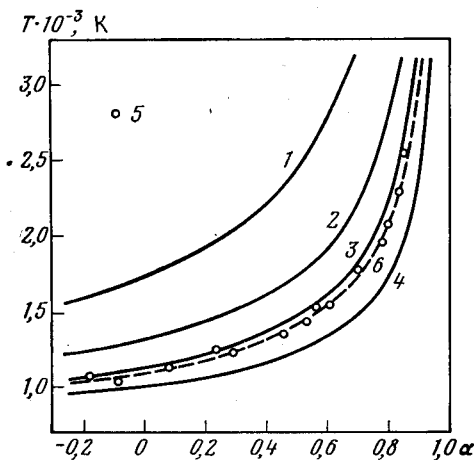


Рис. 2

Рис. 1. Оптическая схема измерения температуры газа

Рис. 2. Семейство кривых, описываемых уравнением (11): 1 -  $\Gamma=1$ ; 2 - 2; 3 - 3; 4 - 5; 5 - эксперимент; 6 -  $\Gamma=3,25$

вала  $\Delta\nu$  функция Планка изменяется достаточно слабо). Результат интегрирования существенно зависит от размеров светящейся поверхности, ее расположения относительно щелей и параметров щелей.

Пусть светящаяся поверхность источника расположена в плоскости  $yz$  на расстоянии  $w$  вдоль оси  $x$  от плоскости щели  $\beta$  (рис. 1). Интегрирование (1) по поверхности источника излучения  $S$  и телесному углу  $\Omega$  при малых апертурных углах можно свести к независимому интегрированию вдоль каждой координатной оси светящейся поверхности:

$$\int dS d\Omega = \int dy d\omega_y \int dz d\omega_z, \quad (2)$$

где  $d\omega_y$ ,  $d\omega_z$  - плоские углы, элементы телесного угла  $d\Omega$ , а  $dS = dy dz$ .

Рассмотрим для определенности интегрирование вдоль оси  $y$  источника излучения. Обозначим апертурный угол, образованный лучами  $AF$  и  $DE$ , проходящими через противоположные края щелей 2 и 3, через  $\beta$ , а угол, образованный лучами  $BE$  и  $CF$ , проходящими через края щелей одной стороны, - через  $\gamma$ . Значения углов  $\beta$ ,  $\gamma$  определяются шириной щелей  $a$  и  $b$  и расстоянием между ними  $c$ . Для точек отрезка  $BC$ , находящихся внутри апертурного угла  $\gamma$ , видимая ширина щели 3 равна ее действительной ширине  $b$ , и поэтому величина плоского угла, под которым щель 3 видна из этих точек, равна  $\omega_{y1} = b/w$ . Для точек на отрезках  $AB$  и  $CD$  видимая ширина щели 3 меньше действительной вследствие экранирующего действия краев щели 2; так, для точки  $G$  эффективная ширина щели 3 определяется величиной отрезка  $EH$ . Эффективная ширина щели обращается в нуль для точек  $A$  и  $D$ , лежащих на ограни-

вающих лучах  $AF$  и  $DE$  апертурного угла  $\beta$ , в точках  $B$  и  $C$  значения эффективной ширины равно полной ширине щели  $b$ . Средняя величина плоского угла, под которым щель  $\mathcal{Z}$  видна из точек отрезков  $AB$  и  $CD$ , равна  $\omega_{y2} = b/(2w)$ .

Рассмотрим два случая. В первом будем считать, что в направлении оси  $y$  размеры источника излучения  $q \leq BC$ , в этом случае значение интеграла

$$\int dy d\omega_y = qb/w, \quad (3)$$

отсюда следует, что размеры щели  $\mathcal{Z}$  не играют роли. Во втором случае будем считать размеры источника излучения  $q \geq AD$ , тогда, выражая значения величин отрезков  $AB$ ,  $BC$  и  $CD$  через параметры системы  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $w$ , нетрудно вычислить:

$$\int dy d\omega_y = BC\omega_{y1} + (AB + CD)\omega_{y2} = ab/c, \quad (4)$$

следовательно, в этом случае значение величины интеграла зависит только от параметров системы щелей — ширины щелей и расстояния между ними и не зависит от размеров светящейся поверхности излучателя.

Аналогичное рассмотрение можно провести для оценки интеграла (2) вдоль оси  $z$  источника излучения. Пусть в направлении этой оси размеры источника равны  $t$ , ширина щели  $\mathcal{Z} - m$ , щели  $\mathcal{Z} - n$ , расстояние между ними —  $p$  (в общем случае щели в плоскостях  $xy$  и  $xz$  могут быть разные, в случае одних и тех же щелей  $p = c$ ).

Используя вычисленное значение интеграла (2), найдем величину регистрируемого приемником светового потока от эталонного источника излучения

$$J_{\pi} = Q_{\pi} I_{\nu p}(T_{\pi}) \int \varphi(\nu) d\nu, \quad (5)$$

где значение геометрического фактора  $Q_{\pi}$ , характеризующего проходящий поток, определяется в рассмотренных выше случаях выражениями (3), (4). Так, например, если величина проходящего потока определяется размерами и расположением источника и щели  $\mathcal{Z}$ , то  $Q_{\pi} = qtb n/w^2$ , если только параметрами щелей, то  $Q_{\pi} = abmn/(pc)$ .

**Интенсивность излучения от плоского слоя газа.** Рассмотрим плоский светящийся слой газа толщиной  $l$  (рис. 1). Будем считать, что слой однороден в пространстве и его размеры в направлении, перпендикулярном оси  $x$ , таковы, что светящийся объем газа полностью заполняет апертурный угол  $\beta$ , определяемый в плоскости  $xy$  лучами  $AF$  и  $DE$ . Интенсивность светового потока, проходящего через систему щелей  $\mathcal{Z}$  и регистрируемого приемником, определяется выражением

$$J_{\pi} = \int j_{\nu} \varphi(\nu) \exp[-k_{\nu}(x-x_1)] dV d\Omega d\nu, \quad (6)$$

где величины  $j_{\nu}$  — спектральная излучательная способность газа и  $k_{\nu}$  — его коэффициент поглощения связаны законом Кирхгофа  $j_{\nu}/k_{\nu} = I_{\nu p}(T)$ ; интегрирование проводится по всему объему светящегося конуса, по спектральной ширине линии и по телесному углу, под которым из элементарного объема  $dV = dx dy dz$  видна щель  $\mathcal{Z}$ . Поскольку поверхность элементарного светящегося слоя толщиной  $dx$  полностью заполняет максимальные апертурные углы щелей в плоскостях  $xy$  и  $xz$ , то, согласно (4), значение интеграла

$$\int dy dz d\Omega = \frac{abmn}{pc} \quad (7)$$

полностью определяется параметрами системы щелей. Используя (7), выражение для закона Кирхгофа и производя интегрирование в (6) по  $x$

в пределах ширины слоя газа, можно найти

$$J_r = Q_r I_{vp}(T) \int \varphi(\nu) [1 - \exp(-k_\nu l)] d\nu, \quad (8)$$

где значение геометрического фактора, характеризующего проходящий поток,  $Q_r = abmn/\rho c$ .

**Обобщенная схема измерения температуры газа.** Принципиальная схема измерения температуры газа методом обращения спектральных линий представлена рис. 1. Как показано в [2], для определения температуры газа следует измерить три величины: интенсивность излучения эталонного источника  $J_\pi$  с заданной яркостной температурой  $T_\pi$ , интенсивность излучения светящегося слоя газа  $J_r$  и интенсивность излучения, регистрируемого приемником, при просвечивании источником светящегося газа, т. е. при одновременном свечении источника и газа  $J_{r\pi}$ .

Интенсивность излучения источника определяется выражением (5), светящегося слоя газа — (8); при одновременном свечении источника и газа приемник регистрирует излучение газа и непоглощенную долю излучения источника

$$J_{r\pi} = Q_r I_{vp}(T) \int \varphi(\nu) [1 - \exp(-k_\nu l)] d\nu + Q_\pi I_{vp}(T_\pi) \int \varphi(\nu) \exp(-k_\nu l) d\nu. \quad (9)$$

Введем в рассмотрение величину  $\alpha = (J_{r\pi} - J_\pi) / J_r$ . Используя выражения (5), (8), (9), можно найти

$$\alpha = [Q_r I_{vp}(T) - Q_\pi I_{vp}(T_\pi)] / Q_r I_{vp}(T). \quad (10)$$

Тогда выражение для спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела дает возможность из (10) вычислить температуру газа

$$T = \theta / \ln \{1 + \Gamma(1 - \alpha) [\exp(\theta/T_\pi) - 1]\}, \quad (11)$$

где  $\Gamma = Q_r / Q_\pi$  и  $\theta = h\nu/k$  — выраженное в градусах К значение кванта излучения в середине спектрального интервала, занимаемого наблюдаемой линией.

В обычно используемом методе обращения спектральных линий для вычисления температуры газа используется выражение (11) со значением коэффициента  $\Gamma = 1$ . Этот случай реализуется тогда, когда равны значения апертурных углов от эталонного источника и слоя газа, т. е. при  $Q_r = Q_\pi$ . Выражение (11) более общее, оно может использоваться при различном соотношении апертур источника и газа. Значения рассчитанных по формуле (11) температур в зависимости от величины  $\alpha$  при разных значениях параметра  $\Gamma$  приведены на рис. 2. Кривые рассчитаны для яркостной температуры эталонного источника  $T_\pi = 1720$  К и значении  $\theta = 3280$  К, соответствующего длине волны инфракрасного излучения  $\lambda = 4,4$  мкм.

Использование различных соотношений апертур светящегося слоя газа и эталонного источника расширяет возможности метода обращения спектральных линий. Измерения температуры газа при одной и той же температуре эталонного источника можно провести в более широкой области путем контролируемого изменения величины  $\Gamma$ . Изменением  $\Gamma$  можно также подбирать необходимые значения экспериментально измеряемой величины  $\alpha$  для проведения измерения температуры с наибольшей точностью. Применение значений параметра  $\Gamma$ , больших единицы, расширяет возможности измерения в низкотемпературной области за счет увеличения регистрируемого излучения слоя газа вследствие увеличения апертуры его наблюдения.

**Экспериментальная схема измерения.** В проведенных опытах измерялась температура смеси газов  $0,15\text{CO}_2 + 0,85\text{N}_2$ , нагретой в падающей ударной волне. В качестве линий обращения, как и в работе [7], служили спектральные линии колебательно-вращательной полосы асимметричной

моды молекул  $\text{CO}_2$ , расположенной в спектральном интервале 4,2–4,6 мкм. Для одновременного измерения интенсивностей трех световых потоков применялась модуляция светового потока эталонного источника.

Экспериментальная схема измерения приведена на рис. 3. Измерительная секция ударной трубы 1 снабжена окнами из флюорита, пропускающими фиксируемое инфракрасное излучение. Источник излучения 2 с помощью линз 3 и 4 проектировался внутрь ударной трубы. Конструкция инфракрасного источника описана в работе [8], источником излучения в нем служит высокотемпературный полый графитовый стержень с вырезанной в нем прямоугольной полостью размерами  $2 \times 10$  мм, излучающей согласно расчетам, приведенным в [9], практически как абсолютно черное тело.

Линза 3 обеспечивала несколько уменьшенное действительное изображение источника, в месте расположения которого находился вращающийся диск модулятора 5 с прорезанными в нем прямоугольными щелями. Щели равномерно заполняли поверхность диска, ширина щелей равнялась 4 мм, расстояние между щелями было равно ширине щели. Диск мог вращаться со скоростью до 8000 об./мин, при этом происходила модуляция светового потока источника, поток попеременно проходил сквозь щели в диске и прерывался через интервалы времени  $\sim 100$  мкс.

Линза 4 обеспечивала получение действительного изображения источника 6 внутри секции ударной трубы, размеры изображения  $3,5 \times 17,5$  мм, и находилось оно на расстоянии 1088 мм от щели 8. Оптические щели 7 и 8 служили для контроля угловых апертур регистрируемых световых потоков. Ширина щелей составляла 3,5 мм, щель 7 имела высоту 12 мм, щель 8 — 6 мм, расстояние между щелями 522 мм.

Световой поток, проходящий через выходную щель 8, с помощью вогнутого зеркала 9 фокусировался на чувствительном элементе приемника излучения 10 — охлаждаемого фотосопротивления из германия, легированного золотом. Светофильтр 11 с максимумом пропускания при  $\lambda = 4,6$  мкм и шириной пропускания 0,8 мкм служил для выделения из сплошного спектра источника области, близкой к колебательно-вращательной полосе молекулы  $\text{CO}_2$ .

При выбранных геометрических параметрах оптической схемы измерения угловая апертура для светового потока нагретого газа определялась параметрами системы щелей, для потока излучения источника — размерами изображения, шириной щели 8 и расстоянием между изображением и этой щелью. Таким образом, входящая в (11) величина

$$\Gamma = \frac{am}{qt} \left( \frac{w}{c} \right)^2, \quad (12)$$

рассчитанное значение этой величины  $\Gamma = 3,0$ .

Яркостная температура изображения эталонного источника измерялась оптическим пирометром. При этих измерениях вынималось окно из ударной трубы со стороны приемника излучения и пирометр располагался в месте расположения приемника излучения для того, чтобы учесть потери светового потока эталонного источника в линзах и окне ударной трубы со стороны источника. Значение эффективной яркостной температуры изображения эталонного источника составляло 1720 К.

Изображение наблюдаемого сигнала на экране осциллографа представлено на рис. 4, а. До прихода ударной волны в сечение ударной трубы, проходящее через оптическую ось схемы (времена  $t < 0$ ), наблюдается модулированный сигнал излучения  $J_{\text{л}}$  эталонного источника. После прихода фронта ударной волны в сечение регистрации (времена  $t > 0$ ) наблюдаются сигналы  $J_{\text{г}}$  и  $J_{\text{г.л}}$ . Сигнал  $J_{\text{г}}$  соответствует моментам времени, когда модулятор перекрывает световой поток источника, сигнал  $J_{\text{г.л}}$ , когда излучение источника проходит сквозь газ. Для определения температуры

в разных точках ударной волны проводились огибающие кривые этих сигналов (пунктирные кривые на рис. 4, а).

**Результаты измерений.** В проведенных опытах начальное давление исследуемого газа в камере низкого давления ударной трубы составляло 10 мм рт. ст., скорость ударной волны изменялась в пределах 1,0–2,3 км/с. Описание ударной трубы и методика эксперимента приведены в [10]. Предварительные расчеты показали, что в условиях опытов процесс колебательной релаксации молекул  $\text{CO}_2$  можно считать завершенным. Для сравнения с измерениями рассчитывались значения температуры газа по скорости ударной волны на основании законов сохранения плотности потоков массы, импульса и энергии.

На рис. 4, б показаны вычисленные по (11) значения температуры газа в разных точках ударной волны, исходя из наблюдаемых сигналов,

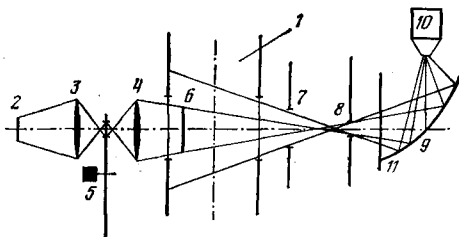


Рис. 3

Рис. 3. Экспериментальная схема измерения температуры газа

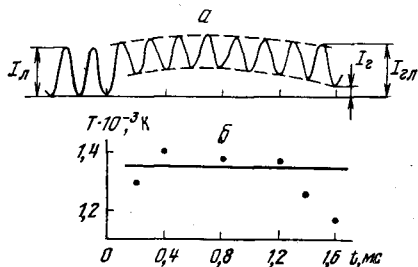


Рис. 4

Рис. 4. Пример измерения температуры в ударной волне,  $T_0=293$  К,  $P_0=10$  мм рт. ст.,  $v_0=1,59$  км/с: а – наблюдаемый сигнал; б – распределение температуры в ударной волне,  $\Gamma=3,25$ .

приведенных на рис. 4, а. Сплошная кривая на рисунке показывает рассчитанное значение температуры по скорости ударной волны. Можно констатировать, что измеренные значения температуры соответствуют рассчитанному значению газа в ударной волне в течение  $\sim 1,2$  мс. Последующее снижение температуры связано, по-видимому, с приходом области толкающего газа.

О степени соответствия между измеренными и рассчитанными значениями температуры можно судить по рис. 2. На этом рисунке кружками показаны значения температуры, рассчитанные по скоростям ударной волны, величина параметра  $\alpha$  бралась при этом из измерений в опытах с соответствующими значениями скорости ударной волны. Из рисунка видно, что зависимость рассчитанных по законам сохранения температур от  $\alpha$  удовлетворительно описывается зависимостью (11), однако лучшее соответствие обеспечивается кривой со значением  $\Gamma=3,25$  (на рисунке показана пунктиром).

Отличие данного эффективного значения  $\Gamma=3,25$  от рассчитанного значения  $\Gamma=3,0$  свидетельствует либо о превышении измеренного значения температуры газа в ударной волне от рассчитанной по скорости волны, либо о наличии систематической ошибки величиной  $\sim 5\%$  в определении температуры по формуле (11) со значением  $\Gamma=3,0$ . Поскольку величина систематической ошибки находится в пределах точности метода, следует считать, что измеренные и рассчитанные значения температур в падающей ударной волне совпадают, а значение параметра  $\Gamma=3,25$  более точно отражает соотношение апертурных углов.

Точность вычисления температуры по расчетной формуле (11) определяется ошибками измерения величин  $\Gamma$ ,  $\alpha$ ,  $T_n$ , а также неопределенностью в выборе величины  $\theta$ . Оценку среднеквадратичной ошибки в определении температуры можно провести по формулам теории ошибок,

приведенным, например, в [11]. Так, при значениях параметров  $l=3,0$ ,  $\alpha=0,6$ ,  $\theta=3280$  К,  $T_{\text{д}}=1720$  К и ошибках измерения величин  $\delta\Gamma/\Gamma=5\%$ ,  $\delta\alpha/\alpha=5\%$ ,  $\delta T_{\text{д}}/T_{\text{д}}=3\%$  случайная ошибка вычисленного значения температуры составляет  $\delta T/T=5\%$ . Неопределенность в выборе величины  $\theta$ , составляющая  $\sim 5\%$ , приводит к систематической ошибке в температуре  $< 0,5\%$ , ее можно не учитывать.

В заключение следует отметить, что значение параметра  $\Gamma$  при заданной температуре источника может быть определено путем калибровки применяемой оптической схемы в падающей ударной волне. Поскольку параметр  $\Gamma$  отражает геометрические соотношения схемы, найденное его значение в каких-либо определенных условиях может быть использовано в последующих экспериментах.

Авторы выражают благодарность С. А. Лосеву за обсуждение полученных результатов.

Институт механики  
МГУ

Поступила в редакцию  
10 V 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Ch. Fery. Compt. rend.*, 137, 909, 1903.
2. А. Г. Свиридов, Н. Н. Соболев. ЖЭТФ, 24, 93, 1953.
3. Н. Н. Соболев, А. В. Поганов, В. Ф. Китаева, Ф. С. Файзуллов, В. Н. Алямовский, Е. Т. Антропов, И. Л. Исаев. Изв. АН СССР, сер. физ., 22, 730, 1958.
4. Ф. С. Файзуллов, Тр. Физич. института АН СССР, 18, 105, 1962.
5. Е. М. Кудрявцев, Н. Н. Соболев, Л. Н. Туницкий, Ф. С. Файзуллов, Тр. Физич. института АН СССР, 18, 159, 1962.
6. J. G. Clouston, A. G. Gaudon, I. R. Hurlle. Proc. Roy. Soc., 252A, 143, 1959.
7. И. И. Галактионов, Т. Д. Коровкина, В. Д. Михалевский, И. В. Подмошенский. ТВТ, 7, № 1, 85, 1969.
8. С. М. Чернин, А. А. Мальцев. ПТЭ, № 4, 188, 1964.
9. М. А. Брамсон. Инфракрасное излучение нагретых тел. «Наука», 1964.
10. С. А. Лосев, В. Н. Макаров, В. А. Павлов, О. П. Шагалов. Физика горения и взрыва, № 4, 1973.
11. А. Н. Зайдель. Элементарные оценки ошибок измерений. «Наука», 1968.