

ЗОНДОВАЯ ДИАГНОСТИКА ПЛАМЕНИ МЕТЕОТРОНА

А. А. Кузнецов

Владимирский государственный университет, 600000 Владимир, leonid-adm@vpti.vladimir.su

С помощью двойного подвижного зонда исследовано крупномасштабное открытое пламя метеотрона. Приведены описание установки, методика эксперимента и результаты измерений. По полученным вольт-амперным характеристикам найдены электронная температура и степень ионизации плазмы пламени. Определен режим работы системы зонд — плазма пламени. Указана возможность положительной поверхностной ионизации атомов калия на частицах сажи в объеме пламени.

Ключевые слова: пламя метеотрона, плазма, зонд, вольт-амперная характеристика, температура, степень ионизации.

ПЛАМЯ МЕТЕОТРОНА

Определение электрофизических и кинетических параметров пламени метеотрона является одной из задач комплексного изучения мощной тепловой струи, образующейся при работе тепловой установки метеотрон [1, 2].

Расчетная тепловая мощность установки $P = 0,4 \cdot 10^6$ кВт на номинальном режиме работы с расходом топлива 8,8 кг/с. Авиационный керосин типа ТС-1 подается под давлением до 15 МПа в специальные устройства [2–4] и истекает из струйных форсунок со скоростью $160 \div 170$ м/с. Область пламени объемом $\approx 10^3$ м³ и высотой до 12 м образуется пересекающимися приподнятыми струйными факелами при открытом сгорании распыленного топлива. Пламя турбулентное, диффузионное, с фронтом, деформированным пульсациями [3, 4]. Сгорание топлива в объеме пламени полное, струя нагретых продуктов сгорания бездымная.

Для низкотемпературной плазмы пламени характерны многокомпонентность состава и присутствие конденсированной фазы [5–9].

ВЫБОР МЕТОДА ДИАГНОСТИКИ ПЛАМЕНИ

Методы исследования ионизированных газов разделяются на бесконтактные (пассивные) и контактные (активные). К наиболее распространенным бесконтактным методам относятся корпускулярная, оптическая и микроволновая диагностики, к контактным — зондовая диагностика.

Применение пассивных методов основано на использовании собственного излучения ионизированного газа или воздействия газа на

электромагнитные волны. Спектральный состав излучения, испускаемого газом, исследуется оптическим методом. Корпускулярная диагностика, так же как и оптический метод, применима к горячим плазмам с высокой концентрацией заряженных частиц: $\geq 10^{15}$ см⁻³ [5, 10]. Для измерения концентраций электронов, не превышающих 10^{15} см⁻³, используют микроволновые методы [5, 11].

В крупномасштабных экспериментах, проводимых в полевых условиях, измерения микроволновыми методами затруднены и наиболее оправдано применение контактных методов [12, 13]. Достоинства зондовых методов в простоте, дешевизне и возможности определения локальных параметров. При исследовании пламен с температурами ниже 2000 К и с концентрацией заряженных частиц ниже 10^{15} см⁻³ возмущения от зондов незначительны и многими эффектами, влияющими на точность определения концентрации заряженных частиц, можно пренебречь [5].

Теория системы плазма — зонд при давлении до нескольких торр разработана Лэнгмюром и Мотт-Смитом, ими же проведен анализ характеристик системы [14]. На погруженный в плазму проводник подают внешнее напряжение, под действием которого в прилегающей области зонда образуется двойной слой пространственного заряда, через который могут пройти только заряженные частицы соответствующего знака, обладающие соответствующей энергией. Слой пространственного заряда исчезает в случае, когда потенциал введенного в плазму зонда совпадает с потенциалом плазмы. При отрицательном напряжении

(смещении) зонда по отношению к потенциалу плазмы преобладает ионный ток, при положительном смещении доминирует электронный ток. Изменяя напряжение, подаваемое на зонд, можно получить вольт-амперную характеристику погруженного в плазму зонда. Микропараметры плазмы определяют анализом отдельных участков указанной характеристики.

Возникновение электрического заряда на поверхности тел, контактирующих с потоком ионизированного газа, отмечается в работах многих авторов [15–18], причем в [15, 18] речь идет о потоках продуктов сгорания реактивных двигателей. Считается, что частицы в реактивной струе становятся заряженными за счет термоэлектронной эмиссии и термоэлектрического эффекта [19, 20].

Введение понятия приэлектродного слоя как электрического граничного слоя, в котором происходит основное падение потенциала [21–24], предполагает наличие границ слоя, замыкание которых вокруг протяженной цилиндрической поверхности радиуса r_p приводит к понятию оболочки радиуса r_s . Граница оболочки принимается за сток положительных ионов, а ее толщина связана с дебаевским радиусом экранирования δ_D .

С другой стороны, твердое тело (зонд) контактирует с движущейся плазмой и, следовательно, в окрестности тела возникает динамический граничный слой [25]. Отличие температур тела и потока газа приводит к появлению теплового пограничного слоя [26]. Соотношение толщин двойного электростатического слоя (δ_D) и толщин теплового и динамического пограничных слоев определяет характер процессов электрического обмена на границе «ионизированный газ — оболочки — проводник» и режим работы системы [27–29].

Для оценки и анализа вольт-амперных характеристик, полученных в диапазоне давлений от 10^{-2} атм до нескольких атмосфер, дополнительное значение приобретают сравнительные размеры зонда и двойного слоя вокруг него, а также величина свободного пробега заряженных частиц [30]. При атмосферном давлении и относительной скорости системы плазма — зонд порядка нескольких метров в секунду рекомендуется использовать теорию нестационарного зонда [27–29].

Потенциал в точке измерения для нестационарных или турбулизированных плазм непрерывно изменяется. Для стандартного одиноч-

ного зонда, который остается под постоянным смещением, потенциал зонда обычно также изменяется со временем. Поэтому уместнее применять в указанных случаях систему двойного зонда, для которой потенциал постоянен.

Двойные зонды [5, 28, 31, 32] представляют собой два электрода, обычно одинаковой рабочей площади, смещенные относительно друг друга и электрически изолированные между собой. Возмущение, вносимое этими зондами в плазму, минимально. В этом случае измеряют ток, протекающий в плазме между электродами, в зависимости от приложенного между ними напряжения. В отличие от одиночного зонда при использовании двойного зонда не происходит утечки тока из плазмы, поскольку два электрода и источник питания образуют изолированную замкнутую электрическую цепь. Важное преимущество двойных зондов состоит в том, что полный ток на систему никогда не может быть больше ионного тока насыщения, так как любой электронный ток всегда должен компенсироваться равным ему ионным током [5, 31] и, следовательно, оба зонда всегда находятся под отрицательным потенциалом относительно плазмы.

Метод двойного зонда [31] в отличие от одинарного позволяет избавиться от сильного влияния переменности числа Рейнольдса (Re) в потоке плазмы. Кроме того, применение метода двойного зонда существенно упрощает измерения и увеличивает их точность, поскольку нет необходимости обеспечивать эффективное заземление пламени, что является серьезной задачей в методе одиночного зонда, особенно при больших электронных токах [16].

Метод двойного зонда основан на получении и анализе вольт-амперной характеристики промежутка между двумя проводниками, находящимися под напряжением и погруженными в плазму. Измеряются следующие основные параметры: электронная температура, степень ионизации, пространственный потенциал и ток насыщения. Понятие электронной температуры справедливо лишь при условии максвелловского распределения заряженных частиц по скоростям [33, 34]. Это условие хорошо выполняется в пламенах при небольших значениях напряжения, подаваемого на зонды [27–29, 35, 36].

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И АНАЛИЗА

Пламя метеотрона рассматривается как

низкотемпературная нестационарная плазма высокого давления со скоростями $1 \div 10$ м/с относительно зонда в области измерений системы зонд — плазма. Поэтому в дальнейшем предполагается, используя преимущества метода двойного зонда, следовать рекомендациям работ [27–29].

Предлагаемая в [27–29] критериальная оценка режимов работы системы зонд — плазма (см. таблицу) основана на теоретическом анализе течений [37] при больших числах Рейнольдса ($Re \gg 1$) и на предположении об изотермичности плазмы. Решающим является правильный выбор теоретической модели, описывающей кривые насыщения вольт-амперной характеристики в конкретных условиях.

Используются следующие выражения для подсчета значений критериев:

$$\alpha = \left(\frac{\varepsilon_0 k T_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2} \frac{1}{r_p} = \frac{\delta_D}{r_p},$$

$$\chi = \frac{eV}{kT_e}, \quad Da = \frac{r_p a n_0}{\mu_i (kT_e/e)},$$

$$Re = \frac{v_f 2r_p}{\mu_i (kT_e/e)}.$$

Здесь ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды, T_e — электронная температура, n_0 — равновесная плотность ионизации, e — заряд электрона, V — потенциал зонда, a — коэффициент рекомбинации, Da — число Дамкеллера, l — длина зонда, Re — критерий Рейнольдса, k — постоянная Больцмана, T_0 — ионная и электронная температура изотермической плазмы, v_f — относительная скорость в системе плазма — зонд, μ_i — подвижность ионов, r_p — радиус зонда.

Критерий Re показывает, во сколько раз скорость движения плазмы больше скорости амбиполярной диффузии ионов. При этом скорость диффузии ионов определяется амбиполярным электрическим полем kT_0/er_p и подвижностью ионов μ_i . Критерий α определяет отношение радиуса экранирования зонда к геометрическому радиусу; χ — отношение потенциала изолированного зонда (потенциала плазмы) к потенциалу амбиполярного электрического поля, определяющему скорость диффузии; произведение $\alpha\chi$ качественно определяет толщину оболочки.

При определении значений T_e и n_0 зондовым методом необходимо провести анализ эффектов охлаждения зондом прилегающей области плазмы [5, 27–29, 38, 39]. В случае теплового возмущения среды измеренные зондом температуры могут оказаться значительно меньше фактических. Для воздуха при $\chi \approx 10$, $M_i/m_e \approx 10^5$, $\bar{v}_i/\lambda \approx 5 \cdot 10^{15} p/T_0^{1/2}$ [2] при измерении значений T_e и n_0 без учета эффектов охлаждения должно выполняться одно из двух условий [28]:

$$\frac{v_f}{pr_p} > \frac{5}{T_0^{1/2}}$$

или

$$\frac{v_f}{pr_p} > 10^{-21} n_0 T_0,$$

где M_i/m_e — отношение масс иона и электрона; p — давление, атм; \bar{v}_i — средняя тепловая скорость иона, м/с; λ — средняя длина свободного пробега иона, м; r_p — радиус зонда, м; v_f — относительная скорость в системе плазма — зонд, м/с; T_0 — равновесная температура в объеме плазмы, К.

Эффекта охлаждения избегают, главным образом, обеспечивая выполнение условия $v_f/r_p > 10^4$ (атм·с)⁻¹ [28] и используя качающийся зонд.

УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В условиях натурального эксперимента локального зондирования пламени установки [2–4] метод двойного зонда, перемещающегося в объеме плазмы, становится едва ли не единственным возможным.

Обычно используют три формы зондов: плоский, сферический и цилиндрический [5, 27–33, 35, 36]. Предпочитают цилиндрическую геометрию, так как она позволяет уменьшить возмущения, вносимые зондом в плазму, за счет уменьшения его радиуса [5, 27–29, 35]. Зонды лишь на короткое время вводятся в плазму с определенной частотой (качающиеся зонды), что не позволяет им разогреваться и обеспечивает достаточную точность получаемых результатов [5, 27–29, 35, 39]. При относительном удлинении $l/r_p \gg 1$ влиянием концов зонда можно пренебречь, если потенциал зонда не настолько велик, чтобы толщина слоя объемного заряда становилась сравнимой

Классификация режимов работы системы зонд — пламя [27–29, 37]

Режимы работы зондов	Критерии режимов	Ток зонда (индекс 1 — сферического, 2 — цилиндрического)	Примечания
Диффузионно-конвекционный	$Re\alpha^2\chi^2 \ll 1$, $Da < 1$	$I_1 \cong 4\pi e^{1/2}\mu_i^{1/2}r_p^{3/2}v_f^{1/2}(kT_e)^{1/2}n_0$ $I_2 \cong 4e^{1/2}\mu_i^{1/2}r_p^{1/2}lv_f^{1/2}(kT_e)^{1/2}n_0$	Толщина оболочки меньше толщин всех граничных слоев. Влияние оболочки не учитывается, ток обусловлен диффузионными и конвективными эффектами
Рекомбинация	$an_0\frac{r_p}{v_f} = \frac{Da}{Re} \gg 1$ $Da > 1$	$I_1 \cong 4\pi n_0^{3/2}(\mu_i\varepsilon_0)^{1/4}V^{1/2}e^{3/4}r_p$ $I_2 \cong 4n_0^{3/2}(\mu_i\varepsilon_0)^{1/4}V^{1/2}e^{3/4}l$	Толщина оболочки больше толщин теплового и динамического граничных слоев; эффекты охлаждения незначительны. Конвективными эффектами пренебрегают. Ток обусловлен процессами образования ионов внутри оболочки
Конвективно-полевой	$Re\alpha^2\chi^2 \gg 1$, $Re\alpha^2 < 1$, $Da < Re$	$I_1 \cong 12(\mu_i\varepsilon_0)^{1/4}(n_0ev_f)^{3/4}r_p^{5/4}V_p^{1/2}$ $I_2 \cong \frac{12}{\pi}(\mu_i\varepsilon_0)^{1/4}(n_0ev_f)^{3/4}r_p^{1/4}lV_p^{1/2}$	По мере расширения оболочки ток зонда растет. Толщина оболочки больше толщин всех пограничных слоев, но меньше r_p . Скорость потока неоднородна
		$I_1 \cong \pi(n_0ev_f)^{0,6}(6\varepsilon_0\mu_i)^{0,4}(V_p r_p)^{0,8}$ $I_2 \cong (n_0ev_f)^{0,6}(6\varepsilon_0\mu_i)^{0,4}V_p^{0,8}r_p^{-0,2}l$	Ток зонда определяется толщиной оболочки. Оболочка толще зонда. Скорость в каждой точке границы оболочки однородна. Ион, попавший в область оболочки, достигает зонда
«Е-поле»-конвективный	$Re\alpha^2 > 1$	$I_1 \cong 4\pi\mu_i n_0 e r_p V_p$ $I_2 \cong 2\pi\mu_i n_0 e l V_p$	Оболочка толстая. Скорость движения иона в оболочке под действием поля меньше скорости потока. Почти все ионы, входящие в оболочку по дальним траекториям, выносятся из нее. Плотность ионизации внутри оболочки однородна

с длиной зонда [29]. Для измерения электрических характеристик пламени метеотрона использовались двойные цилиндрические качающиеся стальные зонды диаметром 1 мм, длиной 10 мм, с зазором 1 мм (симметричный зонд). Разные режимы работы зондов обеспечиваются соответствующим значением относительной скорости v_f в системе зонд — плазма пламени.

Основные критерии работоспособности установки следующие: перемещение зондов в объеме пламени и вне его; теплозащита подводных кабелей и узлов установки; термическая стабильность сопротивления изолятора.

Механическая часть установки схематически представлена на рис. 1, а. На трубу, за-

битую в грунт перпендикулярно поверхности земли, последовательно надеты кольцо и труба высотой 2 м. К нижнему концу трубы приварена петля с пальцем, на который одета зондовая труба длиной 11 м. Трос посредством крюка фиксирует необходимый угол наклона зондовой трубы. Поворот фермы (рис. 1, б) производится при помощи рычага. Часть установки, контактирующая с пламенем, покрыта слюденитом и отожжена в пламени установки для предотвращения образования факела на зондовой трубе. Трос и узел крепления покрыты асбестом.

Два одинаковых коаксиальных кабеля типа РК-75 покрыты асбестом по длине зондовой трубы и протянуты внутри нее. На одном кон-

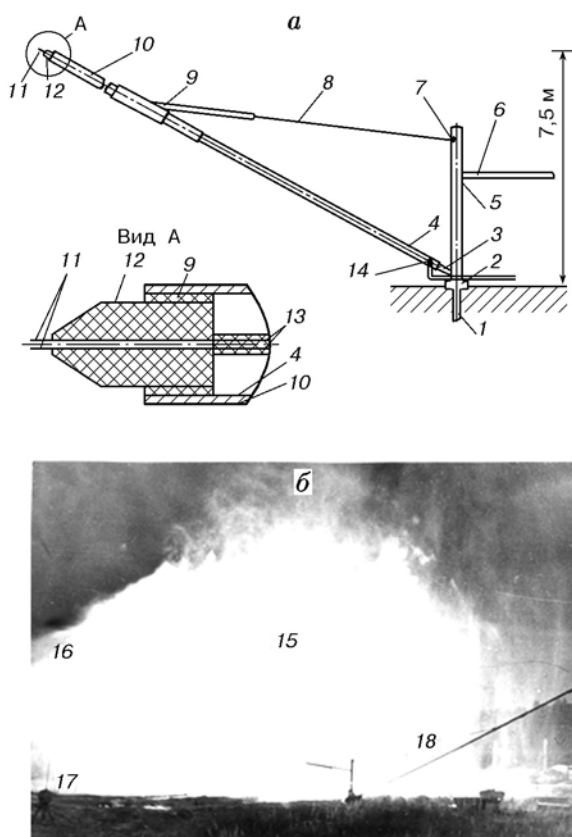


Рис. 1. Схема установки (а) и фотография пламени (б):

1 — осевая труба, 2 — кольцо, 3 — петля с пальцем, 4 — зондовая труба, 5 — основная труба, 6 — рычаг, 7 — крюк с петлей, 8 — трос, 9 — асбест, 10 — слюденит, 11 — двойной зонд, 12 — изолятор, 13 — кабели, покрытые асбестом, 14 — отверстие для кабелей, 15 — пламя метеотрона, 16 — область взаимодействия пламени и распыленной водяной струи [40], 17 — блок приемной антенны для регистрации составляющей E_z электромагнитного поля при работе метеотрона [3], 18 — механическая часть установки с зондами (рис. 1, а)

це они присоединяются к зондам, а с другого конца выходят наружу через отверстие около оси установки, где присоединяются к кабельной коммуникации, ведущей к пульту управления.

Регистрирующая аппаратура и пульт управления отнесены от тепловой установки на расстояние более 40 м, соединены с установкой зондовых измерений через двойной коаксиальный кабель. Электрическая схема зондовых измерений представлена на рис. 2. На двойной зонд подается переменное синусоидальное напряжение частотой 10 Гц с низкочастотного звукового генератора ГЗ-47. Напряжение и

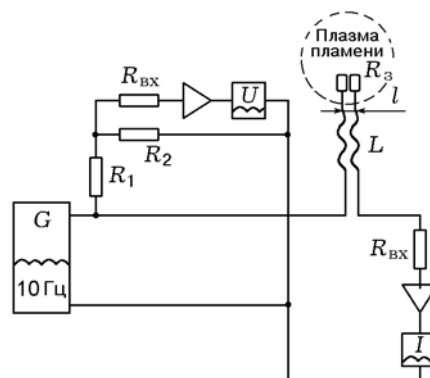


Рис. 2. Функциональная электрическая схема зондовых измерений:

сопротивление воздушного зондового промежутка $R_3 \approx 10^{12}$ Ом; входное сопротивление ЭЭГУ $R_{вх} = 3 \cdot 10^6$ Ом; $R_1 = 3 \cdot 10^4$ Ом; $R_2 = 2 \cdot 10^2$ Ом; длина $L \approx 40$ м; расстояние между зондами $l = 2$ мм

ток с зондов при работе схемы регистрируются прибором ЭЭГУ-16-02 с входным сопротивлением $R_{вх} = 3 \cdot 10^6$ Ом. Калибровка выходного напряжения генератора и напряжения на входе регистратора проводилась осциллографом С8-13. Напряжение с генератора записывали с использованием делителя напряжения (R_1 , R_2). Расчетная емкость измерительного тракта L составляет 1 пФ.

ПОДГОТОВКА И ПРОВЕДЕНИЕ ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Перед каждым опытом предпринимались меры для обеспечения чистоты поверхностей зондов и изолятора, а также минимально возможной величины электрической емкости внешней цепи измерений.

Концы каждого зонда оплавливались с целью уменьшения концевых эффектов, а сам зондовый блок ориентировали по потоку пламени и фиксировали так, чтобы при задержке блока в пламени поток пламени проходил через оба зонда одновременно, с тем чтобы один зонд не оказался «в тени» другого.

В качестве изолятора испытывались два материала: алунд и фторопласт Ф4-Т. В обычных разрядах для этого чаще всего применяют стекло или кварц; в мощных разрядах необходим более стойкий материал. Рекомендуются в [5] в качестве материала изолятора плотный чистый алунд (алундовые труб-

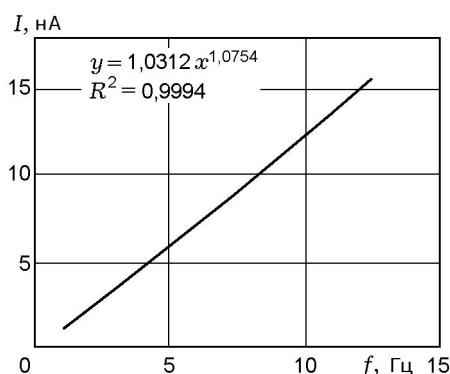


Рис. 3. Зависимость емкостного тока от частоты сигнала, подаваемого на разомкнутые воздушным промежутком зонды

ки) обладает достаточно большим сопротивлением ($\approx 10^9$ Ом) и хорошей температурной стойкостью. Однако, как оказалось, импеданс зондового участка сильно зависит от частоты подаваемого сигнала, а фаза емкостного тока сдвинута относительно напряжения; все это затрудняет обработку результатов измерений. Кроме того, алунд быстро теряет изоляционные свойства при нагреве.

Исходя из результатов сравнительных испытаний в качестве материала изолятора был выбран фторопласт Ф4-Т с сопротивлением 10^{12} Ом. Кратковременное присутствие фторопластового изолятора (до 5 с) в плазме пламени с температурой до $1600 \div 1800$ К не разрушает его поверхности и сохраняет сопротивление не менее 10^{10} Ом. Падение сопротивления на зондовом участке электрической цепи объясняется появлением налета копоти на поверхностях изолятора и зондов. Поэтому перед каждым экспериментом копоть на зондах и изоляторе сжигали пламенем паяльной лампы, работающей на том же топливе ТС-1.

Для нестационарной плазмы вместо постоянного напряжения зонда целесообразно использовать переменное напряжение. На зонды при их работе подавался синусоидальный сигнал вида $U = U_0 \sin 2\pi ft$. Величина емкостного тока менялась в зависимости от подаваемого на зонды напряжения при выбранной частоте (рис. 3). Максимальное напряжение подбиралось при работе зондов в пламени паяльной лампы, работающей на том же топливе, что и установка. Предполагалось получить следующие участки зондовой характеристики: участки ионного и электронного насыще-

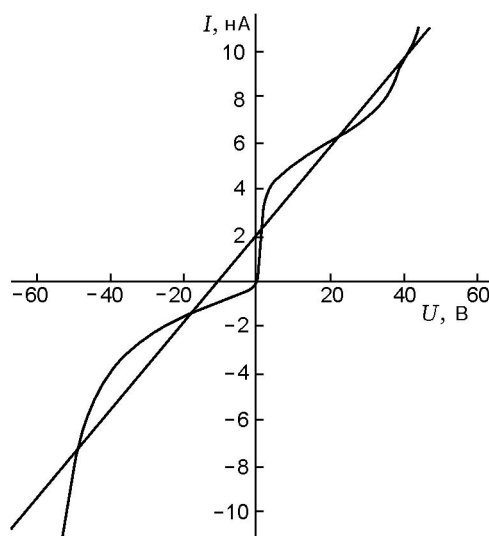


Рис. 4. Вольт-амперная характеристика чистых зондов вне пламени

ния, переходный участок, участок термоэмиссии электронов с поверхности зондов. При указанных геометрии и размерах зондов и расстоянии между ними 1 мм в качестве линейного был принят участок амплитудной характеристики, ограниченный максимальным значением напряжения: $U_0 = \pm 60$ В.

Частоту сигнала следует выбирать с большой осторожностью, так как в случае очень низкой частоты изменение свойств плазмы произойдет за более короткий срок по сравнению с временем, которое требуется для анализа характеристик [5, 27–29]. Частоту напряжения $f = 10$ Гц, подаваемого с генератора на зонды, подбирали экспериментально, исходя из минимального времени работы системы зонд — плазма и максимально допустимого отношения сигнал/шум. Развитые коммуникации (до 40 м) электрической схемы измерения, обусловленные необходимостью уменьшать действие сильного теплового излучения, не позволяют увеличивать частоту сигнала более $10 \div 15$ Гц. Частота подаваемого на зонды напряжения определяется сверху величиной «паразитного» тока (рис. 3, 4), возникающего в цепи при зондах, разомкнутых воздушным промежутком, снизу — относительной скоростью перемещения зонда в плазме пламени.

Первый опыт серии начинался с радиационного прогрева чистых зондов на расстоянии до 10 м от кромки пламени. Каждый опыт со-

стоял из следующей последовательности операций: быстрый ввод зондов в пламя на глубину $0,5 \div 1$ м, выдержка в пламени до $1 \div 2$ с, быстрый выход и отвод зондов на расстояние до 20 м от кромки пламени. Таким образом, использовались качающиеся зонды с продленной паузой вне пламени до 1 мин для охлаждения. Серии состояли из $4 \div 5$ опытов, каждый из которых проводился аналогично первому. Уставка метеотрон при этом не выключалась и продолжала работать в стационарном режиме подачи топлива на форсунки [2–4].

Время нахождения зондов в пламени для проведения измерений определялось в основном устойчивостью изолятора к загрязнению (после чего следует пробой через слой сажи на поверхности изолятора) и в меньшей степени — его термоустойчивостью. Выбранная частота подачи напряжения на зонды требует не менее десятка периодов для проведения осреднения по выборке при обработке. Поэтому полное время нахождения зондов в пламени составило ≈ 3 с.

ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Обработка результатов предварительных экспериментов и построение вольт-амперной (зондовой) характеристики системы «электрод — плазма пламени — электрод» проводилась после табулирования диаграмм переменного напряжения и зондового тока. При обработке одного периода колебаний зондового тока и напряжения обнаружено явление гистерезиса, вызванное наличием емкостной составляющей внешней электрической цепи. Изменение частоты подаваемого на зонды напряжения приводит к изменению ширины петли и изменению угла наклона ее средней линии, причем зависимость тангенса угла наклона средней линии от частоты почти линейная. Явление гистерезиса характерно для зондов высокого давления [29, 35] и его также связывают с текущим загрязнением поверхности зондов. В сильнонеоднородной (турбулизированной) плазме быстрое перемещение зонда относительно плазмы со скоростью $v_f = 20 \div 30$ м/с, или $2 \div 3$ м/период, также может привести к размыванию вольт-амперной характеристики.

Для выявления лэнгмюровского участка потребовалось десятикратное увеличение масштаба диаграмм (рис. 5) с соответствующим увеличением радиуса кривизны вертикальной

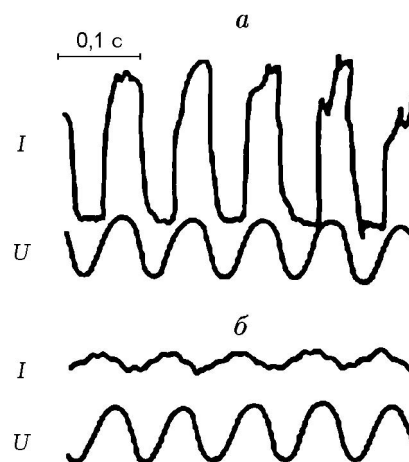


Рис. 5. Компьютерная версия диаграммы зондовых измерений первой серии опытов:

a — зонды в пламени, *б* — зонды чистые, разомкнутые воздушным промежутком

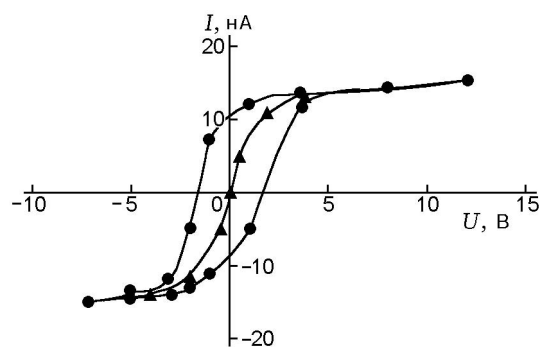


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика диаграммы зондовых измерений первой серии опытов

оси, определяемой ходом пера самописца, а также их обработка осреднением одного параметра (в данном случае зондового тока) относительно другого (напряжения). При этом использовались участки реализации, состоящие не менее чем из четырех периодов колебаний напряжения. Каждая пара значений I и U получалась путем осреднения по току не менее восьми значений. Таким образом, и значение плавающего потенциала как потенциала плазмы пламени оказывается осредненным по четырем — десяти периодам ($0,4 \div 1$ с). Погрешность напряжения оценивалась полушириной линии пера самописца ($\pm 0,5$ В), относительная погрешность измерения зондового тока составляла 10 % и определялась непосредственными измерениями.

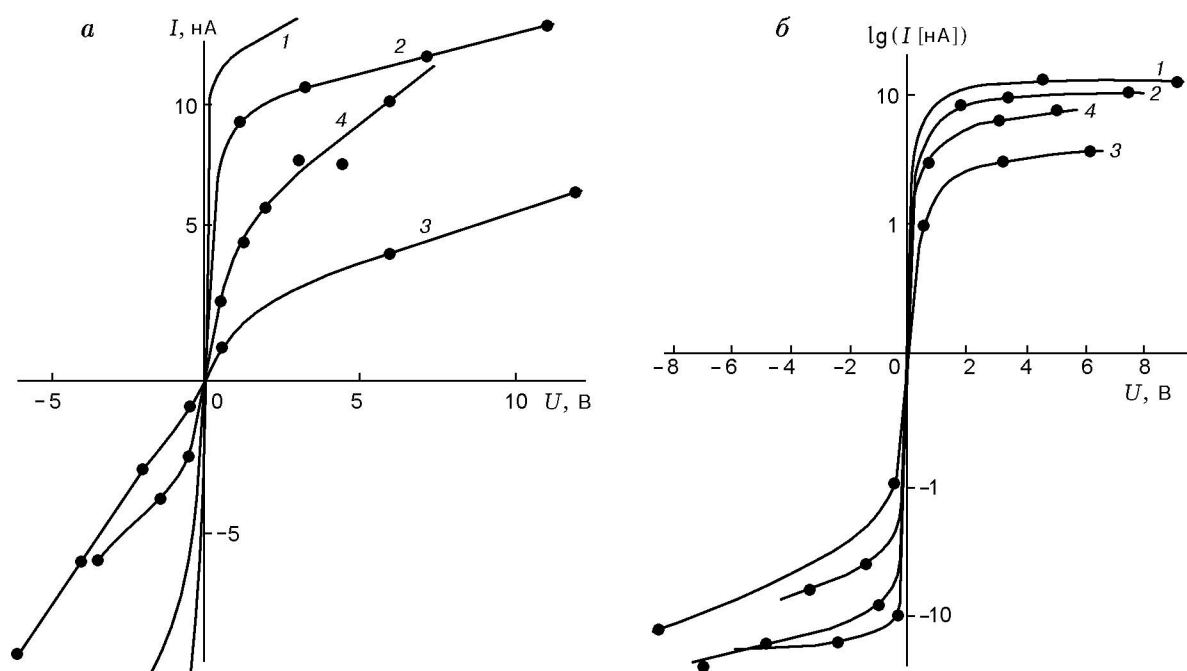


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики системы «зонд — плазма пламени — зонд»: номера кривых соответствуют номерам опытов

Распределение плотности вероятности по току при каждом фиксированном значении напряжения имеет форму «шапо». Это указывает на наличие гистерезиса в зависимости $I(U)$. Одна кривая петли гистерезиса (рис. 6) соответствует чистому зонду, другая — грязному, покрытому сажей [29, 35].

Несимметричность характеристик устраняется использованием метода двух точек лэнгмюровского участка [31]. Полученные зондовые характеристики перемещали в координатах (I, U) таким образом, чтобы они стали симметричными относительно нуля (рис. 6, 7). Уравнение прямой, описывающей переходный участок, решается методом наименьших квадратов. При этом касательная в точке $(0, 0)$ определяет угол наклона прямой в этой точке. Электронная температура T_e находится методом эквивалентного сопротивления по наклону переходного участка вольт-амперной характеристики [5, 27–32, 35, 41]. Для симметричного зонда $T_e = |e| \sum IR_0 / 4k$. Значения тангенсов углов наклона R_0 правой и левой частей петли гистерезиса переходного участка определяют границы доверительного интервала полученного значения $T_e (\pm 300 \text{ K})$ и относительную погрешность этой температуры (20 %). Электронная температура, рассчитанная для

четырёх опытов первой серии (см. рис. 7), составляет: $T_{e1} = 1,65 \cdot 10^3 \text{ K}$, $T_{e2} = 2 \cdot 10^3 \text{ K}$, $T_{e3} = 4,3 \cdot 10^3 \text{ K}$ и $T_{e4} = 2,8 \cdot 10^3 \text{ K}$.

Значения T_e по данным серий опытов лежат в диапазоне $10^3 \div 5 \cdot 10^3 \text{ K}$, характерном для нестационарной плазмы высокого давления [28]. Полученные результаты позволяют согласиться с мнением авторов работы [42] об изотермичности плазм открытых углеводородных пламен. Определенный по зондовым характеристикам потенциал ионизации $V_p = 1 \div 2 \text{ В}$.

Прямая участка насыщения строится по данным двух участков тока насыщения. При этом данные прямой насыщения области отрицательных значений вольт-амперной характеристики переносятся зеркально в область положительных значений с дальнейшей обработкой (рис. 8) и построением осредняющей линии методом наименьших квадратов.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ИХ АНАЛИЗ

Режим работы системы зонд — плазма определялся качественно на основе следующих оценок:

$$\text{Re} = \frac{v_f 2r_p}{\mu_i (kT_e/e)} = (1,5 \div 5,8) v_f > 1;$$

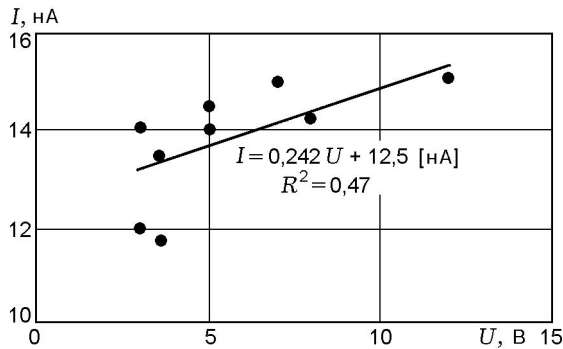


Рис. 8. К определению электронной температуры и тока насыщения по вольт-амперной характеристике диаграммы зондовых измерений первой серии опытов

$$\alpha = \left(\frac{\epsilon_0 k T_e}{n_0 e^2} \right)^{1/2} \frac{1}{r_p} = \frac{\delta_D}{r_p} \approx 0,6,$$

$$\chi = \frac{|e| V_p}{k T_e} \geq 10, \quad \alpha \chi \approx 6.$$

Даже минимальные значения критериев $Re\alpha^2 \chi^2 \approx 540 \gg 1$ и $Re\alpha^2 \approx 5 > 1$ позволяют определить режим работы системы зонд — плазма как «E-поле»-конвективный режим (см. таблицу). Данный режим исследован слабо [28]. Его характерные особенности — очень слабая зависимость величины зондового тока от скорости потока плазмы; наличие толстой оболочки с относительно однородной степенью ионизации n_α внутри нее. Плотность тока на зонд определяется соотношением Холта [28] $j \propto \mu_i n_\alpha |e| V_p r_p^{-1}$.

Определив полный ток насыщения для каждого из четырех рассматриваемых случаев, получаем $n_\alpha = (1 \div 2) \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$.

На наличие избыточного нескомпенсированного заряда углеводородного пламени указывали многие авторы [16, 43–45]. Даже ламинарное заземленное пламя может быть заряжено [16]. Большинство исследователей считают хемоионизацию основным процессом ионообразования в ламинарных пламенах [44], справедливо полагая, что для пламен с температурой $T < 2 \cdot 10^3 \text{ К}$ и высокими давлениями процесс термической ионизации слабо выражен. Значительные расхождения экспериментальных данных с теоретической оценкой разности концентраций ионов разных знаков ($n_e - n_i$) они объясняют присутствием «горячих» электронов из хвоста распределения.

Полученные в данной работе значения степени ионизации и потенциала ионизации реакционной зоны очень малы и не показательны для процессов ионообразования типа хемоионизации. Вероятно, при температуре поверхности двойного зонда, приближающейся к температуре пламени, и при нарастающем от опыта к опыту слое сажи на поверхности зонда повышенное ионообразование в системе «зонд — плазма — зонд» не может быть объяснено хемоионизацией. Превалирующим механизмом в таких случаях может быть поверхностная ионизация калия (технологическая присадка топлива ТС-1 [3, 46, 47]) на частицах сажи на поверхности зонда [2].

Поэтому в работе для определения параметров плазмы использовались данные первых опытов серий. В дальнейшем необходимо уже по данным серии опытов определить и исследовать механизм зарядки частиц сажи с точки зрения механизма положительной поверхностной ионизации адатомов калия на частицах сажи, отложенных на поверхности зондов [48, 49].

Известно [50, 51], что покрытие 70 % поверхности адсорбата (частицы сажи) монослоем адатомов калия вызывает резкое падение потенциала ионизации. Данный механизм ионообразования, вероятно, сможет объяснить как падение потенциала ионизации, так и уменьшение значений T_e с ростом слоя сажи на зондах. Такое предположение согласуется с известными данными [52, 53] о корреляции количества сажи и концентрации ионов в пламенах, а также с тем, что увеличение полноты сгорания топлива приводит к уменьшению скорости ионообразования [16].

ВЫВОДЫ

1. Показано, что при локальном измерении параметров плазмы пламени метеотрона эффективен метод контактного зондирования погружным качающимся двойным зондом. Наименьшее возмущение вызывает цилиндрический зонд, расположенный по направлению потока плазмы.

2. Определено, что система зонд — плазма работает в реакционной турбулентной области пламени в конвективном режиме.

3. Наличие даже малой примеси атомов калия в объеме пламени, отложение частиц сажи на твердой поверхности зондов, относительно малые значения степени ионизации и потенциала ионизации определенно указывают на воз-

возможность ионообразования в системе «зонд — плазма — зонд» по механизму положительной поверхностной ионизации адатомов калия на частицах сажи.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. с. 938831 СССР. Метеотрон / Н. Г. Конопасов, В. Н. Кунин. Заявл. 15.04.80, № 291469/30-15; Опубл. Б. И. 1982. № 24. А 01 15/00.
2. Кузнецов А. А. Исследование тепло- и электрофизических свойств мощной тепловой струи: Дис. ... канд. физ.-мат. наук. Одесса: ОГУ, 1988.
3. Кузнецов А. А., Бухарова О. Д. Динамика макропроцессов в пламени и нагретой струе // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 35–41.
4. Кузнецов А. А., Конопасов Н. Г. Установка для создания мощных вертикальных нагретых струй // Прикладные проблемы механики жидкости и газа: Материалы X Междунар. науч.-техн. конф. Севастополь: СевГТУ, 2001. С. 116–122.
5. Хаддлстоун Р., Леонард С. Диагностика плазмы. М.: Мир, 1976.
6. Бузуков А. А., Тимошенко Б. П., Копыт Н. Х. Рентгеноимпульсная диагностика внутренней структуры потоков полидисперсной κ -фазы // III Всесоюз. совещ. по физике низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой: Тез. докл. Одесса: ОГУ, 1988. С. 96.
7. Ватажин А. Б., Ильюшенкова И. И., Рушайло А. М. Электростатический метод диагностики заряженной дисперсной фазы // Там же. С. 64.
8. Аравин Г. С., Власов П. А., Карасевич Ю. К. и др. Зондовая диагностика низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой // Там же. С. 59.
9. Гладышев М. К., Горелов В. А. О зондовых измерениях в потоке газа, содержащего примесь макроскопических частиц // Теплофизика высоких температур. 1976. Т. 14, № 4. С. 888–890.
10. Подгорный И. М. Лекции по диагностике плазмы. М.: Атомиздат, 1968.
11. Павлова Л. С., Поляков В. М., Рубашевский В. Д. Определение параметров низкотемпературной плазмы по СВЧ излучению // Вопросы физики низкотемпературной плазмы. Минск: Наука и техника, 1971.
12. Иванов Ю. А., Лебедев Ю. А., Поллак Л. С. О зондовых измерениях в микроволновой плазме // Журн. техн. физики. 1976. Т. 46, № 7. С. 1459–1464.
13. Иванов Н. Н., Иванов А. Н. Приборы и установки контактной диагностики и их использование в исследовании высокотемпературных двухфазных потоков // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 6. С. 87–101.
14. Langmuir I. Collected Works of Irving Langmuir / G. Suits (Ed.). Long Island City, NY: Pergamon, 1961. V. 4, 5.
15. Леб Л. Статическая электризация. М.; Л.: Госэнерго, 1962.
16. Богословский В. П., Зайчиков В. В., Самойлов И. Б. О зондовых измерениях ионизации в пламени // Физика горения и взрыва. 1974. Т. 10, № 5. С. 705–710.
17. Kaufman, Maxime G. Force field acttction of object in space // JEEE Intern. Convent Rec. 1966. V. 14, N 10. P. 100–111.
18. Sabaroff S. Sources and effects of electrical charge accumulation and dissipation on spacecraft // JEEE Trans. Electromagnetic Compability. December 1965. V. EMC-7. P. 437–444.
19. Boumans A. A. Streaming currents in turbulent flows and metal cappilaries // Physica. November 1957. V. 23. P. 1007–1026.
20. Sahni Omesh. The calor-electric effect in atmospheric flame plasmas at thermodynamic equilibrium // Intern. J. Electron. 1969. V. 25, N 6. P. 547–556.
21. Ульянов К. Н. Теория электрических зондов в плотной плазме // Журн. техн. физики. 1970. Т. 40, № 4. С. 790–798.
22. Cohen J. U. Asymptotic theory of electrostatic probes in a slightly ionized collision dominated gas // Phys. Fluids. 1963. V. 6. P. 1492.
23. Михайлов В. Н. К расчету приэлектродной области в плазме с присадкой щелочного металла // ПМТФ. 1971. № 4. С. 3–12.
24. Johnson R. A. and de Boer P. C. T. Theory of ion boundary layers // AIAA Journal. 1972. V. 10, N 5. P. 664–670.
25. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987.
26. Мойжес Б. Я., Пикус Г. Г. К теории плазменного термоэлемента // Физика твердого тела. 1960. Т. 2, № 4. С. 756–774.
27. Clements R. M. and Smy P. R. Electrostatic-probe studies in a flame plasmas // J. Appl. Phys. 1969. V. 40, N 11. P. 4553–4558.
28. Smy P. R. Application of Langmuir probes for research of high pressure plasma // Adv. Phys. 1976. V. 25. P. 517. (Смай П. Р. Применение зондов Лэнгмюра для исследования плазмы высокого давления / ВЦП. Пер. № В-32169. М., 1979.)
29. Clements R. Plasma diagnostics with electric probes // J. Vacuum Sci. Technol. 1978. V. 15, N 2. P. 193–198. (Клементс Р. Диагностика плазмы с помощью электрических зондов. ВЦП/ Пер. с англ. № 80/7457. М., 1980).
30. Бакшт Ф. Г., Митрофанов Н. К., Рыбаков А. Б., Школьник С. М. Зондовая диагностика сильноионизированной плазмы инертных газов при атмосферном давлении // Журн. техн. физики. 1998. Т. 68, № 6. С. 51–55.

31. **Johnson E. O., Malter I.** A Floating double probe method for measurements in gas discharges // *Phys. Rev.* 1950. V. 80, N 1. P. 58–68.
32. **Bradley D. and Matthews K. J.** Double spherical electrostatic probe continuum theory and electron temperature measurement // *Phys. Fluids.* 1967. V. 10, N 6. P. 1336–1341.
33. **Swift J. D.** Effects of finite probe size in the determination of electron energy distribution functions // *Proc. Phys. Soc.* 1962. V. 79, N 4. P. 697–701. (Свифт Дж. Д. Влияние конечных размеров зонда на результаты измерения энергетического распределения электронов в плазме. ВЦП/ Пер. с англ. № В-52502. М., 1980).
34. **Васильева И. А.** Влияние вида функции распределения электронов по энергиям на вольтамперную характеристику двойного зонда и потенциал нулевого тока в плазме // *Теплофизика высоких температур.* 1974. Т. 12, № 6. С. 1149–1154.
35. **Bito J., Volla I., Antal K.** Aktiv plazma-diagnosztikai. Vizsga'laty mo'dszerec // *Műszaki Tudomány.* 1976. É'vf. 51, N 1–2. Old. 27–60. (Бито Й. Активная плазмодиагностика. Обзор зондовой диагностики. ВЦП/ Пер. № А-182996. М., 1977).
36. **Чанг П., Тэлбот Л., Турян К.** Электрические зонды в неподвижной и движущейся плазме (теория и применение) / Пер. с англ. под ред. С. Л. Вишневецкого. М.: Мир, 1978.
37. **Лэм С. М.** Общая теория слабо ионизированных газов // *Ракетная техника и космонавтика.* 1964. Т. 2, № 2. С. 43–51.
38. **Ашин Н. И., Васильева И. А., Нефедов А. П.** Исследование влияния температуры ленгмюровского зонда на измеряемую температуру // *Вопросы физики низкотемпературной плазмы.* Минск: Наука и техника, 1970. С. 33–36.
39. **Вишняков В. И., Протас С. К.** Влияние температуры электродов на зондовые измерения // III Всесоюзн. совещ. по физике низкотемпературной плазмы с конденсированной дисперсной фазой: Тез. докл. Одесса: ОГУ, 1988. С. 66.
40. **Кузнецов А. А., Конопасов Н. Г.** Установка для создания влажной струи // *Прикладные проблемы механики жидкости и газа: Материалы X Междунар. науч.-техн. конф. Севастополь: СевГТУ, 2001. С. 114–116.*
41. **Дьячков Б. Г., Пацков Е. А., Полонский И. Я.** Расчет вольтамперных характеристик электрогазовых горелок // *Физика горения и взрыва.* 1981. Т. 17, № 2. С. 148–152.
42. **Иващенко Ю. С., Коробченко Ю. Г., Бондаренко Т. С.** Об электронной температуре углеводородного пламени // *Физика горения и взрыва.* 1975. Т. 11, № 6. С. 825–830.
43. **Ботова В. И., Оспанов Б. С., Фиалков Б. С.** Идентификация и изучение распределений активных центров и отрицательных ионов в плоском диффузионном углеводородном пламени // *Физика горения и взрыва.* 1989. Т. 25, № 3. С. 45–47.
44. **Калькот.** Процессы образования ионов в пламени // *Вопросы ракетной техники.* М.: Изд-во иностр. лит., 1958. № 3(45). С. 78–96.
45. **Груздев В. Н., Тавгер М. Д., Талантов А. В.** Самовоспламенение керосина в потоке неравновесных продуктов сгорания // *Физика горения и взрыва.* 1979. Т. 15, № 4. С. 84–88.
46. **Нефтепродукты** / Под ред. Б. В. Лосикова. М.: Химия, 1966.
47. **Зрелов В. Н., Пискунов В. А.** Реактивные двигатели и топливо. М.: Машиностроение, 1968.
48. **Кузнецов А. А., Конопасов Н. Г., Дорожков В. В., Фуров Л. В.** Диагностика пламени метеотрона // *Прикладные проблемы механики жидкости и газа: Материалы VIII Междунар. науч.-техн. конф. Севастополь: СевГТУ, 1999. С. 28–30.*
49. **Кузнецов А. А., Конопасов Н. Г.** К обсуждению результатов зондовой диагностики пламени // *Прикладные задачи математики и механики: Материалы XI Междунар. науч.-практ. конф. Севастополь: СевГТУ, 2002. С. 16–20.*
50. **Зандберг Э. Я., Ионов Н. И.** Поверхностная ионизация // *Успехи физ. наук.* 1959. Т. LXVII, вып. 4. С. 581–623.
51. **Зандберг Э. Я., Ионов Н. И.** Поверхностная ионизация. М.: Наука, 1969.
52. **Льюис Б., Эльбе Г.** Горение, пламя и взрывы в газах / Пер. с англ. под ред. и с дополнением Д. А. Франк-Каменецкого. М.: Изд-во иностр. лит., 1948.
53. **Гейдон А. Г., Вольфгард Х. Г.** Пламя, его структура, излучение и температура / Пер. с англ. под ред. С. Л. Гольденберга. М.: Металлургия, 1959.

*Поступила в редакцию 14/XII 2001 г.,
в окончательном варианте — 31/VII 2002 г.*