

СПЕКТРАЛЬНАЯ ПИРОМЕТРИЯ (обзор)

© 2009 г. А. Н. Магунов

НИИ перспективных материалов и технологий

Московского государственного института электроники и математики

Россия, 115054, Москва, ул. Малая Пионерская, 12

Поступила в редакцию 17.02.2009 г.

В спектрах излучения многих объектов имеются участки, где распределение интенсивности подобно спектру черного тела. Это позволяет определять температуру, регистрируя спектр излучения и сравнивая его с планковским спектром. Экспериментальные или расчетные данные о коэффициенте излучения таких объектов не требуются, так как температура определяется как параметр наблюдаемого распределения. Этим свойством характеризуются спектры излучения газовых и твердофазных пламен, эрозионной плазмы поверхностного разряда, металлов, полупроводников и диэлектриков, микро- и наночастиц, а также гетерогенных сред (порошковых смесей, керамик) при температурах, как меньших температуры плавления, так и превышающих ее. Для регистрации спектров применяются спектрометры с линейками фотоприемников, чувствительных в области длин волн 200–1100 нм. Такие спектрометры позволяют за время ~1 мс записать спектр и определить температуру излучателя в диапазоне 800 К–140 кК. В обзоре обсуждаются особенности метода, примеры его применения, измерительные характеристики, нерешенные проблемы и перспективы.

PACS: 44.40.+a, 07.20.Dt

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние 15–20 лет оптическая пирометрия получила новые измерительные возможности, связанные с применением малогабаритных дифракционных спектрометров и многоэлементных детекторов излучения (п.з.с.-линеек). Быстрая (0.1–10 мс) регистрация широкого спектра излучения дает возможность в каждом эксперименте сравнивать форму спектров исследуемого объекта и черного тела и находить участки, где эти спектры подобны. Переход от измерения интенсивности на одной или двух длинах волн к измерению на 1000–2000 длин волн позволил определять температуру таких объектов, облучательной способности которых нет никаких данных.

Появление этой разновидности метода существенно расширяет область применения оптической пирометрии, поскольку в исследованиях часто бывает необходимо измерять температуру в отсутствие каких-либо сведений о коэффициенте излучения объекта.

Вместе с тем возникают вопросы о причинах появления спектров равновесного видимого излучения при нагревании широкозонных диэлектриков (корунда Al_2O_3 , алмаза и др.) и прозрачной плазмы, частиц субмикронных и нанометровых размеров; о возможности различать тепловые спектры плазмы (планковский и тормозной); об

усреднении спектра в случае пространственно неоднородной температуры; о способах разделения спектров при их наложении.

В обзоре представлено состояние нового направления оптической пирометрии, обозначены проблемы и перспективы, приведены примеры измерений температур в диапазоне 800–50000 К в условиях, когда традиционные методы пирометрии неэффективны.

2. ПРОБЛЕМЫ ОПТИЧЕСКОЙ ПИРОМЕТРИИ

Спектр излучения реальных объектов отличается, как правило, от спектра излучения абсолютно черного тела, отличия между ними учитывают введением дополнительной функции $\epsilon(\lambda, T) \leq 1$, называемой коэффициентом излучения [1]. В некоторых случаях зависимость $\epsilon(\lambda, T)$ удастся рассчитать, но чаще всего ее измеряют экспериментально, при этом для измерения коэффициента излучения требуется независимый метод измерения температуры объекта.

В оптической пирометрии измерения интенсивности излучения проводят обычно на одной (λ_0) или двух (λ_1 и λ_2) длинах волн [2]. В первом случае необходимо знать коэффициент излучения $\epsilon(\lambda_0)$, во втором – отношение двух коэффициентов $\epsilon(\lambda_1)/\epsilon(\lambda_2)$. Методы пирометрии позволяют

точно измерять температуру объектов, у которых оптические свойства и спектры излучения изучены. В течение десятилетий усилия многих исследовательских групп направлены на определение коэффициентов излучения материалов, наиболее широко применяемых в технологии [3–5]. Разрабатываются новые методы измерения коэффициентов излучения [6–8].

Однако данные об излучательной способности отсутствуют для значительной части материалов, применяемых в технике и технологии. Обширный класс объектов со сложными и малоизученными оптическими свойствами быстро увеличивается. Невозможно провести систематическое изучение излучательных свойств множества таких объектов, как многокомпонентные смеси, композиционные материалы, тонкопленочные и многослойные структуры, в том числе различные полупроводниковые гетероструктуры, поверхности с гетерогенными свойствами (поверхность интегральной микросхемы состоит из металлических проводников, полупроводниковых элементов и диэлектрической изоляции). При синтезе керамик из порошковых смесей непрерывно изменяются химический состав и микроструктура вещества, происходящая при этом эволюция коэффициента излучения неизвестна. Традиционно трудными для пирометрии являются оптически тонкие объекты, полупрозрачные тела с неоднородной температурой, неплоские тела со сложной геометрией, шероховатые поверхности. Для таких объектов получить достоверные данные о температуре методами одно- или двухволновой пирометрии бывает трудно или невозможно.

Чтобы снизить влияние неопределенности коэффициента излучения, применяется пирометрия на нескольких длинах волн [9–11]. Например, измерив интенсивность излучения на пяти длинах волн и задав спектральную зависимость коэффициента излучения $\epsilon(\lambda)$ в виде полинома 3-й степени, получаем систему из пяти уравнений, в которой число неизвестных (четыре коэффициента в многочлене и искомая температура) равно числу измеренных величин. Основные усилия при этом отводятся решению вспомогательной задачи вычислительного определения $\epsilon(\lambda)$. Создание и усовершенствование пирометрических методов продолжается и в настоящее время [12].

В измерительную процедуру оптической пирометрии обычно не включается проверка гипотезы о соответствии спектра излучения изучаемого объекта спектру черного тела. В ряде случаев (например, в плазменных технологиях) без такой проверки нельзя быть уверенным, что регистрируемое излучение является равновесным и хотя бы приближенно описывается формулой Планка. В средах, где идут химические процессы (горение, экзотермические реакции в смесях твердофазных

реагентов, взрывы), при измерении температуры возникают проблемы, связанные как с неопределенностью коэффициента излучения, так и с присутствием неравновесного излучения, вклад которого необходимо исключать. Почти не проводятся температурные измерения в радиационных технологиях, поскольку в процессе облучения вещества частицами высоких энергий не только изменяются излучательные свойства поверхности, но и возникает интенсивное неравновесное излучение.

Итак, в оптической пирометрии существуют проблемы, ограничивающие область применения этого метода, несмотря на универсальность его физического принципа:

а) для определения температуры необходимо предварительно изучить оптические свойства множества объектов в области тех длин волн, на которых измеряют интенсивность излучения;

б) в эксперименте не регистрируются признаки, указывающие на равновесный характер излучения.

Для увеличения достоверности результатов и расширения области применения пирометрии необходимо:

а) исключить (или существенно снизить) влияние неопределенности коэффициента излучения на результат измерения;

б) непосредственно наблюдать равновесное распределение, параметром которого является искомая температура.

Последнее условие давно и широко применяется в физике газоразрядной плазмы. Известен метод измерения температуры газа в разряде по наблюдаемому распределению интенсивности во вращательной структуре электронных спектров излучения двухатомных молекул [13–15]. В этом случае интенсивность излучения измеряется в достаточно большом числе точек спектра (например, регистрируется интервал спектра шириной 10–20 нм с разрешением 0.01 нм, это соответствует измерению на 1000–2000 длинах волн), что позволяет проверить основную гипотезу метода – наличие равновесного (больцмановского) распределения по энергии в подсистеме вращательных степеней свободы молекул OH, CN, N₂, O₂ и др. Другой метод предназначен для определения температуры электронов в горячей плазме, он состоит в регистрации и обработке спектра тормозного континуума: спектр излучения плазмы в широком интервале спектра представляют в виде зависимости логарифма интенсивности от частоты, спрямление графика происходит в случае максвелловского распределения электронов по энергиям, наклон прямой линии дает электронную температуру [16]. Разработан ряд методов лазерной спектроскопии плазмы и газов, в которых с помощью внешнего излучения возбуждают люми-

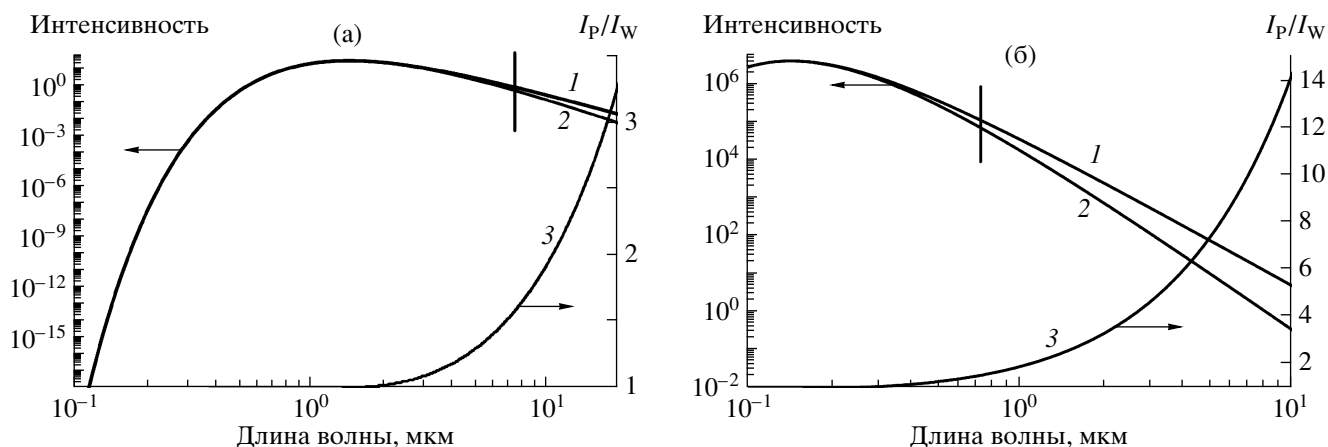


Рис. 1. Интенсивность излучения по моделям Планка (1) и Вина (2) при температуре $T = 2000$ К (а) и $T = 20000$ К (б). 3 – отношение интенсивностей, вычисленных по этим моделям. Вертикальная линия обозначает длину волны $\lambda = C_2/T \approx 7.2$ мкм (а) и 0.72 мкм (б).

несценцию молекул, регистрируют ее спектр и определяют распределение частиц по энергетическим состояниям (параметром распределения является температура) [17].

3. ПИРОМЕТРИЯ ПО СПЕКТРУ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для определения температуры используются обычно малогабаритные дифракционные спектрометры с кремниевыми п.з.с.-линейками, диапазон работы которых включает ближнее у.ф.-, видимое и ближнее и.к.-излучение. Такие спектрометры дают возможность быстро регистрировать интенсивность излучения с помощью нескольких сотен или тысяч пикселей, т.е. получать практически непрерывный спектр, ширина которого составляет по порядку величины 1000 нм. Это позволяет в каждом эксперименте проверять подобие регистрируемого и планковского спектров, т.е. находить участки спектра, в которых имеется подобие. Для оптической пирометрии этим нововведением были открыты качественно новые измерительные возможности, использование которых началось более 20 лет назад в физике высоких давлений для измерения температуры вещества, сжатого в алмазных наковальнях и нагреваемого лазерным излучением [18].

Спектральная интенсивность теплового излучения реального объекта описывается формулой Планка и коэффициентом излучения:

$$I = \epsilon C_1 \lambda^{-5} / [\exp(C_2/\lambda T) - 1], \quad (1)$$

где $C_1 = 37418$ Вт · мкм⁴/см²; $C_2 = 14388$ мкм · К; длина волны в микрометрах; интенсивность в Вт/см²мкм.

Область Вина. После преобразования получаем для области Вина ($C_2/\lambda T \gg 1$)

$$\ln(\lambda^5 I) - \ln(\epsilon C_1) = -C_2/(\lambda T). \quad (2)$$

На рис. 1а, б показано, что модель Вина с высокой точностью выполняется вплоть до длин волн, в 3–4 раза меньших, чем $\lambda = C_2/T$. Максимум интенсивности в спектре при $\lambda_{\max} = 2900/T$ находится в области Вина (выполняется соотношение $C_2/T \approx 5\lambda_{\max}$). Область Вина доступна для регистрации оптическим спектрометром лишь в случаях, когда температура объекта не слишком велика (не превосходит нескольких тысяч кельвин).

В случае “серого” тела, когда $\epsilon(\lambda) = \text{const}$, выражение (2) описывает прямую в координатах $x = C_2/\lambda$ и $y = \ln(\lambda^5 I)$. Наклон прямой определяется температурой.

Приемники с переносом заряда регистрируют не интенсивность света (Вт/см²), а полное число фотоэлектронов за время накопления. Полное число электронов (n) в каждом пикселе связано с интенсивностью в выражении (2) соотношением

$$I = n(h\nu)\Delta t,$$

где $h\nu$ – энергия кванта, h – постоянная Планка, частота $\nu = c/\lambda$ (c – скорость света). Поэтому выражение (2) принимает вид

$$\ln(\lambda^4 n) - \ln(\epsilon C_1/hc) = -C_2/\lambda T, \quad (3)$$

при этом спрямление планковского спектра происходит в координатах $x = C_2/\lambda$ и $y = \ln(\lambda^4 n)$.

Таким образом, построив экспериментальный спектр в координатах (x, y) , можно определить температуру объекта без привлечения гипотез о величине коэффициента излучения. Влияние коэффициента излучения проявляется лишь в параллельном переносе прямой по оси ординат, но наклон остается неизменным. В литературе встречаются оба варианта построения графиков: либо с $y = \ln(\lambda^5 I)$, либо с $y = \ln(\lambda^4 n)$, в зависимости от того, как проводилась калибровка спектро-

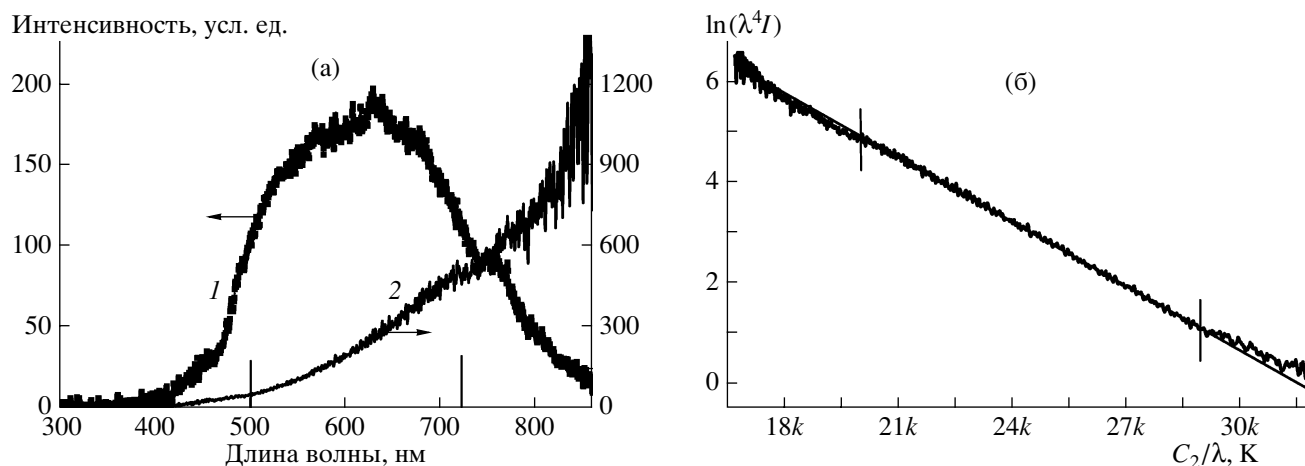


Рис. 2. а – спектр излучения продуктов химической реакции в порошковой смеси Ti + CuO до (1) и после (2) коррекции; вертикальные отрезки 500 и 720 нм обозначают границы интервала, по которому определена температура планковского излучателя; время накопления спектра 3 мс; масса образца ≈ 3 г; б – участок спектра ($\lambda = 450\text{--}860$ нм) в координатах Вина. Вертикальными отрезками обозначен интервал 500–720 нм, по которому определена температура продуктов реакции в порошковой смеси – $T = 2336 \pm 3$ К.

метра. Измерительная процедура включает следующие этапы [19]:

- регистрацию и коррекцию спектра излучения (рис. 2а);

- представление данных в координатной плоскости, в которой виновская область планковской кривой спрямляется (рис. 2б);

- определение искомой температуры по наклону прямой, для этого проводят подгонку полученной зависимости линейной функцией методом наименьших квадратов.

Необходимость коррекции первичного спектра обусловлена тем, что его форма искажена вследствие падения чувствительности фотоприемника как в области коротковолнового, так и в области длинноволнового края. Относительную спектральную чувствительность фотоприемника определяют с помощью источника света с известным распределением интенсивности по спектру (например, модели черного тела). Отличие первичного и скорректированного спектров, как показано на рис. 2а, весьма существенно.

Для определения температуры используется участок спектра с низкой интенсивностью шумов, достаточно удаленный как от коротковолнового, так и от длинноволнового края чувствительности. На рис. 2б построение проведено для участка спектра 450–860 нм, на фоточувствительной линейке этот участок регистрируется с помощью 1400 пикселей. Определение температуры проведено для участка спектра 500–720 нм, занимающего 680 пикселей. Получено значение температуры $T = 2336 \pm 3$ К. Среднеквадратичное отклонение от среднего характеризует близость точек экспериментального спектра и планковской

функции. При расширении интервала, по которому определяется температура, увеличивается интенсивность шумов, при этом растет и среднеквадратичное отклонение.

Если имеется спектральная зависимость коэффициента излучения $\epsilon(\lambda)$, то ее влияние на наклон зависимости $y(x)$ проявляется лишь логарифмически, т.е. намного слабее, чем $I(\lambda)$ – это особенность области Вина, в которой интенсивность излучения экспоненциально зависит от температуры. Влияние зависимости $\epsilon(\lambda)$ на результат измерений температуры снижается при переходе в коротковолновую область спектра. Для использования преимуществ термометрии в области Вина необходимо применять чувствительные фотоприемники, так как интенсивность излучения в этой области быстро падает с уменьшением длины волны: например, в спектральном диапазоне $\lambda \leq 2898/2T$ (т.е. для длин волн, более коротких, чем половина длины волны, соответствующей максимуму функции Планка) заключен лишь 1% всей мощности, излучаемой черным или серым телом. Возможность накопления сигнала в п.з.с.-фотоприемниках позволяет регистрировать чрезвычайно слабые световые потоки.

Таким образом, если в спектре излучения объекта имеются спектральные участки, где распределение интенсивности ведет себя подобно функции Планка (т.е. спрямляется в соответствующих координатах), возможно определение температуры по наклону полученного отрезка прямой. Если полученная зависимость заметно отклоняется от прямой, т.е. проявляется зависимость $\ln\epsilon(\lambda)$, приближенное определение температуры необходимо проводить на коротковолновом участке графика, при этом погрешность уменьшается с

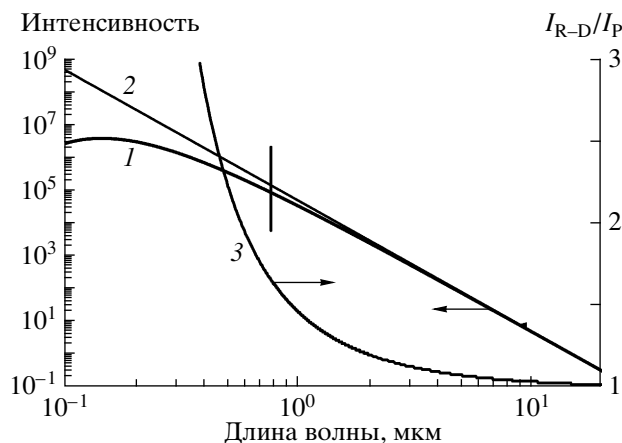


Рис. 3. Интенсивность излучения по моделям Планка (1) и Рэля–Джинса (2) при температуре $T = 20000$ К. 3 – отношение интенсивностей, вычисленных по этим моделям. Вертикальная линия обозначает длину волны $\lambda = C_2/T \approx 0.72$ мкм.

уменьшением длин волн: $\Delta T/T = (\Delta \epsilon/\epsilon)(C_2/\lambda T)^{-1}$. Поскольку для определения температуры необходимо регистрировать лишь относительную интенсивность излучения на разных длинах волн, геометрические факторы (размеры объекта, расстояние до него) не влияют на результат.

Упрощенный вариант спектральной пирометрии заключается в измерении интенсивности излучения на нескольких длинах волн и подгонке полученных дискретных данных непрерывной функцией Планка. Например, применяется 6 спектральных каналов (каждый с полосой пропускания по 5 нм) в диапазоне 450–905 нм [20] или 12 каналов (каждый с полосой пропускания по 10 нм) в диапазоне длин волн 400–1050 нм [21].

Переходная область. Если температура исследуемого объекта составляет 10–100 кК, то в спектральный диапазон 300–1000 нм, доступный обычно для регистрации, попадает участок спектра, лежащий между областями Вина и Рэля–Джинса (рис. 1б и рис. 3). В этой переходной области, при $\lambda \sim C_2/T$, зависимости $I(\lambda)$ имеют форму, зависящую от температуры. Спектры, полученные при разных температурах, не совмещаются друг с другом при параллельном переносе по оси ординат и при изменении масштаба по этой оси. Благодаря этому можно определять температуру путем подгонки экспериментального спектра планковской кривой, при варьировании температуры как свободного параметра.

В работе [22] проведено определение температуры по распределению интенсивности в непрерывном спектре. Проводилось облучение поверхности кварцевого стекла импульсным неодимовым лазером в режиме свободной генерации (длина волны 1.06 мкм, длительность импульса 1 мс, энергия 400 Дж), при этом вблизи поверхно-

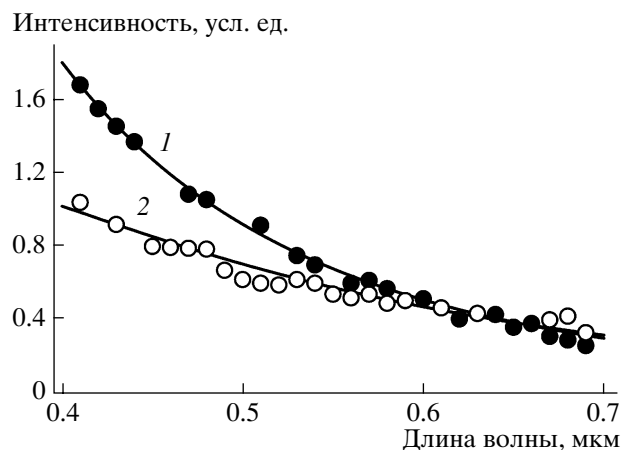


Рис. 4. Спектры излучения кратера (1) и факела (2) при воздействии лазерного импульса на поверхность кварцевого стекла [22]. Найденная температура: 20 кК (1) и 10 кК (2).

сти возникал факел, а в кварце формировался кратер. Оптические спектры в диапазоне 400–700 нм регистрировали на фотопленку. Спектр излучения факела содержит континуум и линии ионов Si^{1+} , Si^{2+} и O^{1+} . В спектре излучения кратера имеется только континуум. После фотометрирования построены спектры континуумов (рис. 4). Найденная температура кратера, образующегося в плавленном кварце при воздействии лазерного излучения, составляет 20 кК, температура плазмы факела 10 кК. Для спектра излучения кратера $C_2/\lambda T \geq 1$, для спектра факела $C_2/\lambda T \geq 2$, т.е. оба спектра относятся к переходной области.

Для длинноволнового края переходной области, при $\lambda \approx (5-10)C_2/T$, чувствительность формы спектра к температуре невелика (по сравнению с областью Вина), поэтому здесь трудно обеспечить высокую точность спектральной пирометрии.

Область Рэля–Джинса. Из (1) получаем для области Рэля–Джинса ($C_2/\lambda T \ll 1$)

$$I = \epsilon(C_1/C_2)\lambda^{-4}T. \quad (4)$$

Относительное распределение интенсивности в спектре одинаково ($I \sim \lambda^{-4}$) для любой температуры, и по наклону зависимости (4) в координатах $x = \ln \lambda$ и $y = \ln I$ температуру не определить, поскольку зависимости не имеют в этой области индивидуальных особенностей, связанных с температурой. Таким образом, при очень высоких температурах ($T > 10C_2/\lambda$, где λ лежит в видимом диапазоне), спектральная пирометрия не применима. В области Рэля–Джинса определять температуру можно только с помощью яркостной пирометрии, которая предполагает знание коэффициента излучения объекта.

Условия и результаты измерений температуры при сжатии и нагреве материалов

Материал	Метод сжатия	Размер образца	Давление, ГПа	Длина волны лазера, мкм	Спектральный диапазон, нм	Температура, К	Источник
Fe (пленка на алмазе)	Ударная волна	Толщина пленки 2 мкм	160–340 330	–	350–750	4400–8400 $T_{пл} = 6830 \pm 500$	[25]
Fe	Алмазные наковальни	$100 \times 100 \times 15$ мкм ³	10–19	1.064	650–800	1500–3200	[26]
Fe	Алмазные наковальни		≤58	1.053	650–830	1100–1700	[27]
Pt	Алмазные наковальни		25	1.053	650–830	$T_{пл} = 2060 \pm 30$	[28]
KBr и CsBr (диски)	Ударная волна	∅25.4 мм, толщина 6 мм	≤70	–	400–1050	2500–8800	[21]
SiC	Алмазные наковальни	$120 \times 120 \times 10$ мкм ³	12	10.6	500–800	6700 ± 30	[29]
MgSiO ₃	Алмазные наковальни	$120 \times 120 \times 10$ мкм ³	100	10.6	500–800	3000 ± 10	[29]
Гематит Fe ₂ O ₃	Алмазные наковальни	∅50–100 мкм	24	1.053 (пучок ∅40 мкм)	670–830	1360 ± 120 (среднее значение по площади пучка)	[30]
Fe _x Mg _y O $x = 0.25$ $y = 0.75$	Алмазные наковальни	Размер 80 мкм	28	1.053	600–800	1400–4000	[31]

4. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПИРОМЕТРИИ

4.1. Конденсированные среды

Больше всего измерений температуры методом спектральной пирометрии проведено в области геофизики и физики высоких давлений. Исследуемый образец подвергают сжатию в алмазных наковальнях до давлений 10–340 ГПа и определяют температуры фазовых переходов. Диапазон давлений соответствует условиям как в мантии, так и внутри земного ядра (расчетное значение ≈350 ГПа). Образец нагревают лазерным излучением, для этого используют лазеры импульсного или непрерывного действия с длиной волн 1.06–10.6 мкм. Мощность применяемых лазеров непрерывного действия составляет обычно 20–150 Вт, диаметр лазерного пучка на поверхности образца 20–50 мкм. Характерные размеры образцов, сжимаемых в алмазных наковальнях, порядка 100 мкм, их толщины от 1 до десятков микрометров. Время пребывания образца в сжатом и нагретом состоянии достигает в некоторых случаях нескольких часов [23]. Обзор применений и основных результатов по сжатию и нагреву веществ в алмазных наковальнях дан в [24]. В отдельных случаях сжатие образца достигается под действием удара металлической пластиной, разогнанной до скоростей 1–8 км/с.

Тепловое свечение образца регистрируется в достаточно широком интервале спектра (как правило ≥150 нм), при этом спектры спрямляются в виновских координатах, что позволяет определить температуру образца. Таким образом были измерены температуры металлов и диэлектриков, находящихся в твердом или расплавленном состоянии.

В таблице приведены данные для некоторых изученных материалов: метод сжатия и давление, длина волны греющего лазера, спектральный диапазон, в котором зарегистрирован планковский спектр, найденное значение температуры.

Температуры образцов, сжимаемых в алмазных наковальнях, чаще всего лежат в интервале 1100–3500 К, при этом регистрируется виновский край теплового спектра. Наивысшая температура, измеренная методом спектральной пирометрии в алмазных наковальнях, составляет 6700 К [29], при этом максимум интенсивности в спектре приходится на длину волны $\lambda_{max} \approx 430$ нм. При сжатии веществ с помощью ударной волны достигаются температуры ~9000 К [21, 25]. На рис. 5 показано, как соотносятся экспериментально регистрируемые спектры и планковские кривые для SiC и MgSiO₃ [29].

Фотоприемник регистрирует суммарное излучение исследуемого образца и алмазной наковальни. Для нахождения температуры образца, в

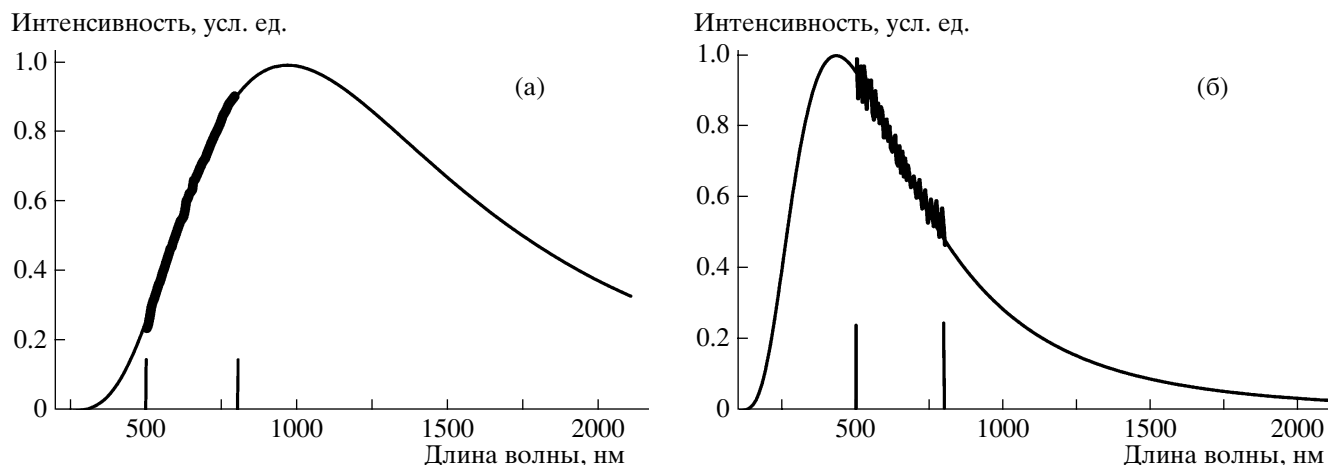


Рис. 5. Участок спектра излучения и планковская кривая: **а** – MgSiO_3 при давлении 100 ГПа, температура образца $T = 3000 \pm 10$ К; **б** – SiC при давлении 12 ГПа, $T = 6700 \pm 30$ К. Вертикальными отрезками выделен диапазон 500–800 нм.

общем случае, необходимо вычитать спектр излучения наковальни из суммарного спектра, либо обосновывать малость излучения наковальни по сравнению с образцом. В литературе отсутствуют количественные данные о спектре и интенсивности теплового излучения света монокристаллическим алмазом при его нагреве до высоких температур [32], но известно, что нагретые монокристаллы алмаза (в частности, алмазные наковальни) светятся при $T \approx 1100$ К – это наблюдается как красное свечение. Измерения излучательной способности пленки поликристаллического алмаза толщиной 0.1 мм на длине волны 655 нм дают значение $\epsilon \approx 0.7\text{--}0.9$ при температурах 1100–1400 К [33]. При воздействии импульса гиротрона (140 ГГц) мегаваттной мощности длительностью 100 мс на окна из чистых CVD-алмазов ($\varnothing 10$ см) возникают ярко светящиеся участки размером < 1 мм [34]. При этом регистрируются непрерывные спектры излучения в диапазоне 450–1000 нм, с максимумом интенсивности при 770 нм.

Вероятно, излучательная способность монокристаллов высокой чистоты, из которых изготовляют наковальни, в видимой и ближней и.к.-области спектра существенно (на 1–2 порядка) меньше, чем у CVD-алмазов, иначе излучение лазеров с длинами волн 1.053 и 1.064 мкм поглощалось бы не образцом, а нагретым алмазом. При сжатии алмазные наковальни остаются прозрачными вплоть до давлений 300 ГПа [25]. В некоторых случаях между исследуемым веществом и алмазной наковальней помещают теплоизолирующее прозрачное вещество (корунд, периклаз, NaCl, KBr и др.), препятствующее остыванию образца и нагреву алмаза.

В случаях, когда исследуемое вещество является прозрачным и не поглощает лазерное излучение (например, излучение 1.06 мкм очень слабо

поглощают стишовит SiO_2 и перовскит MgSiO_3), нагрев осуществляется с помощью вспомогательного вещества, поглощающего излучение, при этом исследуемый образец приводится в тепловой контакт с вспомогательным веществом [35]. В таком случае оптическое излучение, регистрируемое при нагревании, испускается, главным образом, вспомогательным веществом, при этом считается, что температуры обоих веществ одинаковы. Чтобы не применять дополнительное поглощающее вещество, исследуемые образцы, прозрачные в видимой и ближней и.к.-области, облучают светом среднего и.к.-диапазона ($\lambda = 10.6$ мкм), где поглощение многих диэлектриков велико.

Ряд экспериментов по измерению температуры конденсированных сред выполнен при атмосферном и более низких давлениях. Во всех случаях спектры были непрерывными, бесструктурными и хорошо аппроксимировались планковской кривой.

По спектру излучения в диапазоне 600–1000 нм определена температура нагретой подложки из молибдена при плазмостимулированном осаждении пленки алмаза из газовой фазы, температура равна 1002 К [36].

При фотостимулированном травлении монокристаллического кремния в атмосфере Cl_2 при давлении вблизи 1 Па и облучении эксимерным Xe–HCl-лазером ($\lambda = 308$ нм) с частотой следования импульсов 4 Гц и длительностью импульса 27 нс зарегистрированы спектры излучения кристалла в спектральном диапазоне 400–1000 нм. При изменении давления хлора в реакторе от 10^{-7} до 10^{-2} Па и плотности энергии лазерного излучения от 0.55 до 1.4 Дж/см² температура поверхности кремния изменялась в диапазоне 1600–3650 К [37].

При определении излучательной способности монокристалла GaAs проводили нагревание об-

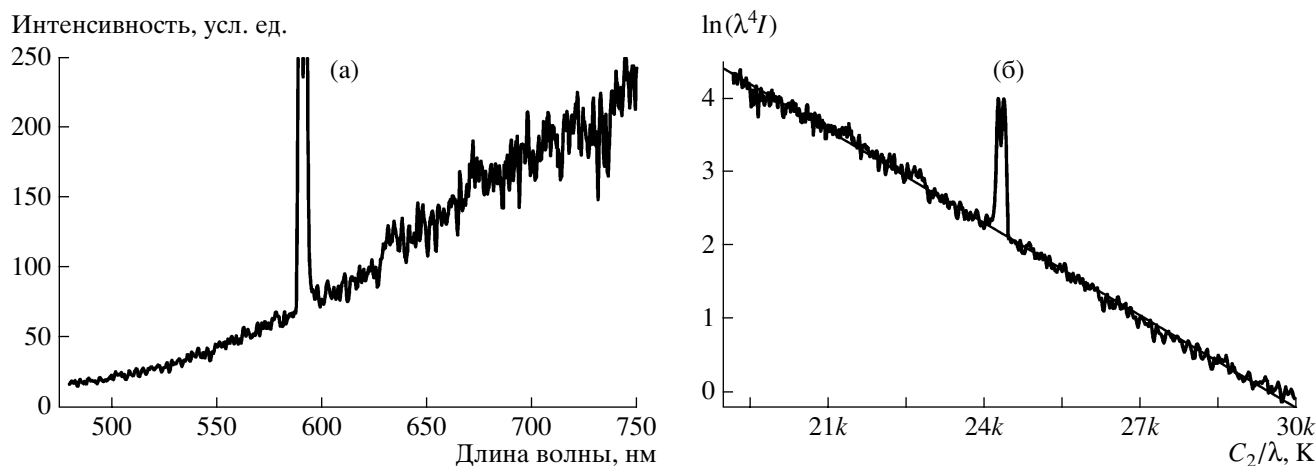


Рис. 6. а – спектр излучения (после коррекции) алунодой трубки, нагретой в аргоновой плазме; б – участок спектра излучения трубки (480–750 нм). Температура 2388 ± 5 К.

разца размером 5×5 мм² и толщиной 0.485 мм электронным пучком, регистрировали спектр излучения кристалла в спектральном диапазоне 0.95–1.3 мкм. Спектр спрямлялся в виновских координатах. Температура кристалла изменялась от 450 до 630°C [38] – это самые низкие температуры, определение которых проведено с помощью спектральной пирометрии.

Измерена температура поверхности стали и платины при воздействии сфокусированного лазерного излучения с длиной волны 1.06 мкм; длительность импульса 70 нс, энергия 2.5 мДж, диаметр пятна на образце 16–20 мкм. Регистрировался спектр излучения образца в интервале 660–750 нм. Рассеянное лазерное излучение, падающее на входную щель спектрометра, вырезалось узкополосным режекторным фильтром. При изменении мощности лазера температура поверхности стали изменялась в диапазоне 1200–1800 К, температура поверхности платины 1500–2050 К [39]. Статистическую погрешность измерения температуры авторы оценили значением ± 4 К.

Измерена температура поверхности двуокиси циркония, стабилизированной окисью магния, во время шлифовки [40]. Излучение регистрировали в спектральных интервалах 200–850 нм или 717–980 нм, источник свечения – точки контакта образца ZrO_2 –MgO с вращающимся шлифовальным кругом. Абразивные частицы – карбид кремния и алмаз. При разных условиях обработки образца температура светящихся участков поверхности изменялась в диапазоне 2900–3400 К.

На рис. 6а приведен спектр излучения алунодой (на основе корунда Al_2O_3) трубки, нагреваемой прозрачным аргоновым плазменным факелом при атмосферном давлении [41]. Видна посторонняя спектральная линия $\lambda = 590$ нм (принадлежат атомарному натрию, который является здесь некон-

тролируемой примесью). Микроволновый факел работает в импульсно-периодическом режиме с частотой 50 Гц (включение магнетрона на 8 мс, затем пауза 12 мс). На рис. 6б участок этого же спектра (интервал 580–750 нм) построен в виновских координатах. Температура керамики, определенная по наклону прямой, составляет 2388 ± 4 К (линию натрия при проведении вычислений исключили из спектра). Температура плавления корунда 2320 К. Помещая трубку на разных расстояниях от сопла, получили температуры от 2100 до 2400 К. Аналогичные спектры (рис. 7) получены [42] при нагревании микроволновым факелом кварцевой трубки $\varnothing 8$ мм с толщиной стенки 0.5 мм. При увеличении расстояния от сопла до трубки от 5 до 10 мм температура ее поверхности уменьшается от 1690 до 1420 К.

В работе [43] применены различные спектральные диапазоны (0.5–2.5, 1.3–4.5 и 1.5–14.5 мкм) для пирометрии ряда материалов (ZrO_2 , Al_2O_3 , BeO и стекла). Например, керамику BeO (трубка $\varnothing 6$ мм), обладающую очень низкой излучательной способностью, нагревали в пламени, регистрировали спектр излучения в диапазоне длин волн 0.5–2.5 мкм; в двух экспериментах получены температуры 1360 и 1745 К. Метод обработки спектра, применяемый в этой работе, отличается от описанного в разделе 3: строится зависимость $\ln(C_1/\lambda^5 R)/(C_2/\lambda)$ от длины волны (это прямая), наклон определяет излучательную способность, точка на оси y (при $\lambda = 0$) определяет величину $1/T$. Постоянство наклона прямой в широком спектральном интервале свидетельствует о постоянстве излучательной способности, т.е. о соответствии регистрируемого спектра модели “серого” тела.

При распространении лазерного излучения в волоконном световоде может возникать оптический разряд, движущийся навстречу источнику

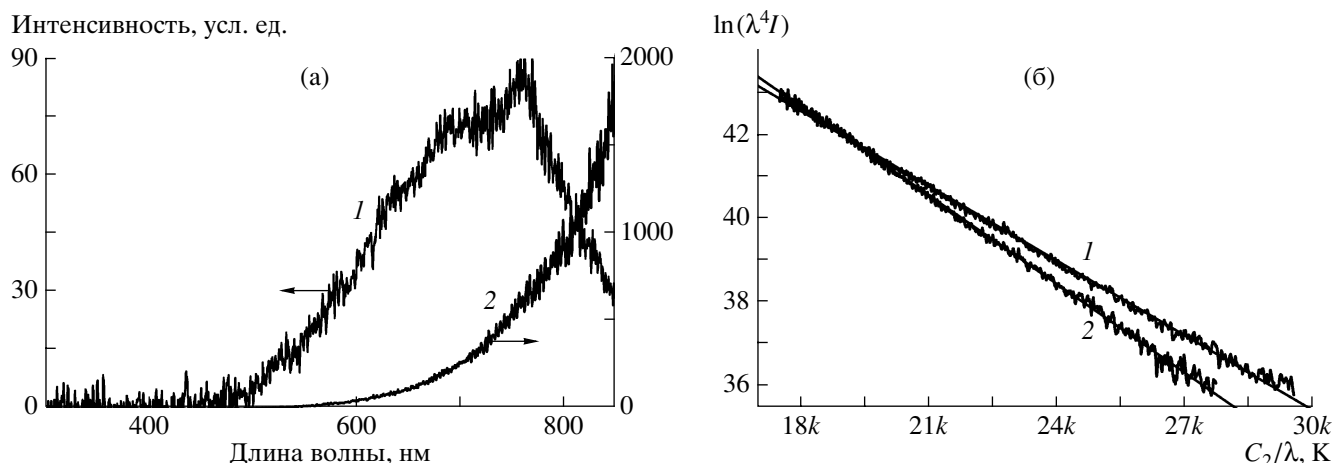


Рис. 7. а – спектр излучения кварцевой трубки в прозрачной плазме до (1) и после (2) коррекции; время накопления спектра 3 мс; расстояние от сопла 10 мм; б – спрямленные участки спектров излучения кварцевой трубки на расстояниях 5 мм (1) и 10 мм (2) от сопла микроволнового факела; температуры поверхности трубки: 1692 ± 3 К (1) и 1421 ± 4 К (2); спектральный интервал 480–800 нм (1) и 520–850 нм (2).

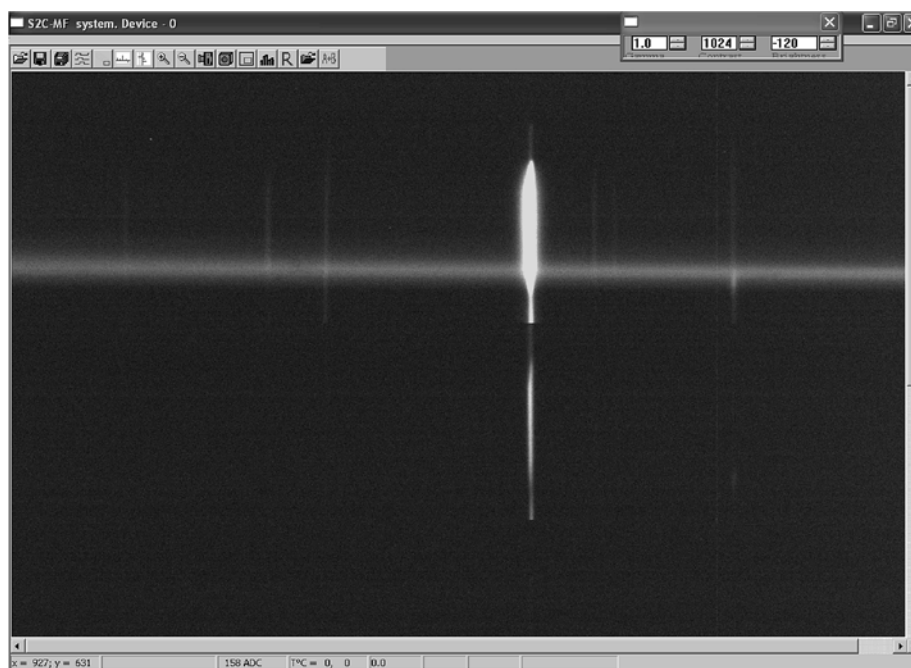


Рис. 8. Участок спектра, зарегистрированного через окно стелларатора. Континуум (горизонтальная светлая полоса) обусловлен нагревом металлической стенки камеры. Спектральные линии (вертикальные отрезки) излучает плазма. Наиболее яркая линия принадлежит атомарному водороду (H_{α} , $\lambda = 656.3$ нм).

света в виде волны медленного горения [44]. Область разряда ярко светится, спектр свечения является непрерывным и приблизительно подобен планковскому. Температура области разряда, определенная по распределению интенсивности в спектре излучения, составляет ~ 5400 К [45].

На рис. 8 показан участок спектра свечения плазмы, зарегистрированного через окно стелла-

ратора Л-2М [46] с помощью спектрометра с п.з.с.-линейкой. Нагрев плазмы осуществляется с.в.ч.-излучением гиротрона ($\lambda = 4$ мм, мощность в импульсе 200 кВт, длительность импульса ~ 10 мс). В области, где удерживающая плазму магнитная поверхность касается стенки камеры, происходит контакт плазмы (температура $T \approx 1$ кэВ) со стенкой и теплообмен. Непрерывный спектр (горизонталь-

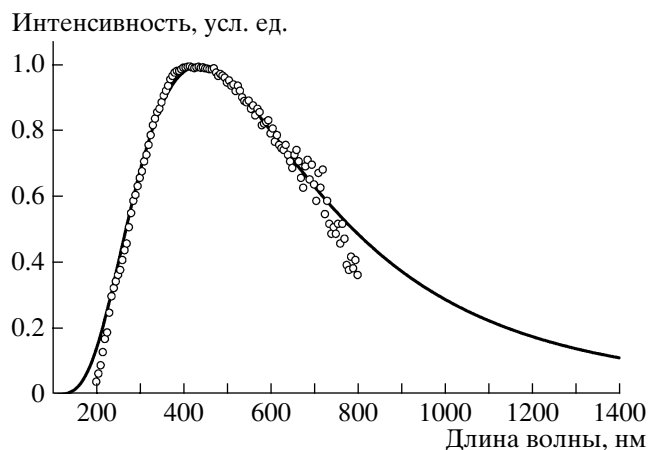


Рис. 9. Спектр излучения водородных пузырьков в воде (200–800 нм) и планковская кривая. Температура излучателя 6644 К.

ная светлая полоса), зарегистрированный в течение 1 мс в конце нагревающего импульса, обусловлен излучением нагретой поверхности металла (размер светящейся области не определяли, но по эрозионному следу можно оценить, что он ~ 1 мм). Спектральные линии (вертикальные отрезки) излучает прозрачная плазма. Непрерывный спектр в интервале длин волн 400–700 нм подобен планковскому спектру. Вычисленная по наклону прямой температура $T = 1780 \pm 80$ К близка к температуре плавления стали, из которой изготовлена камера. На других установках управляемого термоядерного синтеза также наблюдаются элементы камеры, нагретые до температур 2000–3000 К [47, 48].

Итак, в многочисленных экспериментах показана возможность определения температуры твердых и расплавленных веществ по спектру оптического излучения. Во всех случаях данные об излучательной способности объектов отсутствуют. Возможность считать спектр объектов “серым” проверяется в каждом эксперименте путем представления данных в соответствующих координатах, спрямление получаемой зависимости означает подобие зарегистрированного и планковского спектров.

4.2. Плазма

Определение температуры по непрерывным спектрам излучения проводилось в ряде работ по сонолюминесценции (свечению микроскопических газовых пузырьков в жидкости при кавитации). Термин “люминесценция” в названии явления возник в 30-е годы XX века, когда о механизме свечения пузырьков не было еще никаких данных. Позднее (в 1950 г.) была предложена гипотеза о равновесном характере свечения и план-

ковской форме спектров сонолюминесценции (противоречие в терминологии состоит здесь в том, что люминесценция – это неравновесное свечение). Первая оценка температуры, достигаемой при адиабатическом сжатии пузырька, дала значение $\sim 10^4$ К.

Современные представления о кинетике и механизмах сонолюминесценции обсуждаются в обзорах [49, 50]. При прохождении интенсивной звуковой волны в жидкости, в которой имеется газовый пузырек, в фазе, соответствующей повышенному давлению, происходит сжатие пузырька, и при достижении им размеров ~ 1 мкм возникает вспышка света длительностью 10–1000 пс. Давление в пузырьке во время вспышки составляет от сотен до нескольких тысяч атмосфер. Можно создавать условия, при которых в пузырьке возникает либо холодное свечение (люминесценция), либо тепловое свечение сжатых газов и паров. Систематические температурные измерения по спектрам излучения начали проводить в 90-е годы, когда был разработан метод получения в жидкости единичного пузырька и управления его размером посредством акустической волны [51]. Свечение пузырька происходит с частотой акустической волны, пузырек существует достаточно долго, что позволяет регистрировать спектр, суммированный по многим вспышкам.

Непрерывный бесструктурный спектр импульсного излучения в диапазоне длин волн 240–700 нм зарегистрирован в однопузырьковой системе в воде [52]. Интенсивность излучения увеличивается с уменьшением длины волны. Считая, что зарегистрирован участок чернотельного спектра, авторы определили температуру излучения $T \approx 25$ кК при температуре воды 22°C . При понижении температуры воды спектр свечения пузырька смещается в коротковолновую область, при этом увеличивается число фотонов, испускаемых пузырьком в одной вспышке. При температуре воды 10°C получена температура излучения пузырька $T \approx 50$ кК.

Зарегистрированы непрерывные спектры излучения (в диапазоне длин волн 200–800 нм) пузырьков в воде с растворенным водородом [53]. При сжатии в пузырьках достигаются температуры 6200–6600 К, при этом в диапазон чувствительности спектрометра попадает максимум интенсивности вблизи 400 нм (рис. 9). Наблюдается хорошее соответствие зарегистрированных и планковских спектров. Диаметр излучающей поверхности черного тела оценивается (по измеренной интенсивности излучения) в 0,4–0,5 мкм, т.е. близок к длине волны излучения. Увеличение интенсивности свечения, сдвиг спектра в коротковолновую область и повышение температуры пузырька наблюдаются при понижении температуры воды от 20 до 0°C .

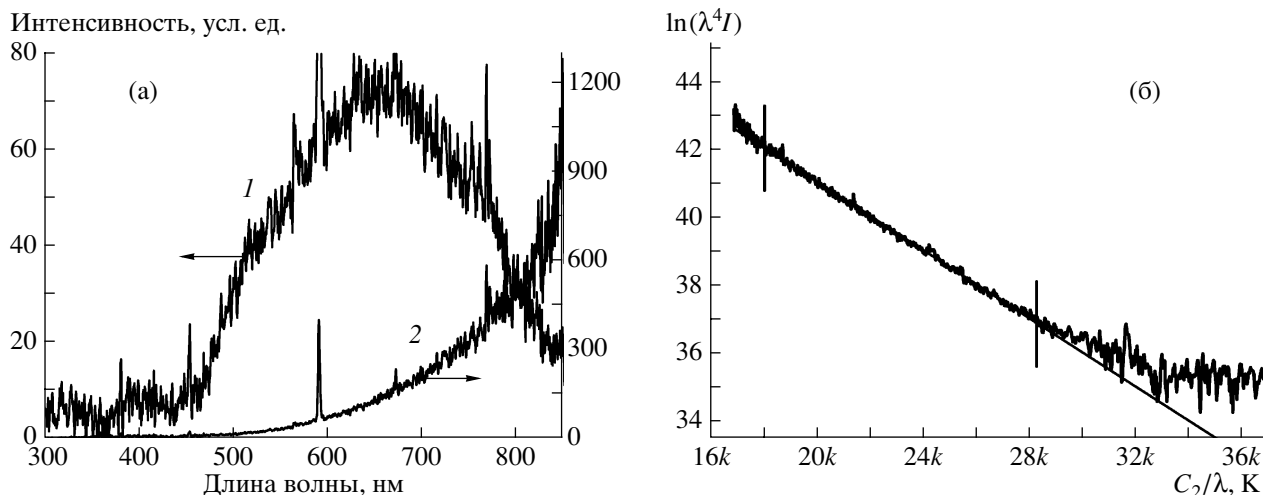


Рис. 10. а – спектр с.в.ч.-разряда в порошковой смеси Sn + Al₂O₃ до (1) и после (2) коррекции; б – спектр с.в.ч.-разряда в порошковой смеси Sn + Al₂O₃. Определение температуры проведено по интервалу $\lambda = 505\text{--}795$ нм (обозначен вертикальными отрезками). $T = 1993 \pm 5$ К.

Спектр свечения пузырька в водном растворе серной кислоты с аргоном в диапазоне 200–700 нм является непрерывным и бесструктурным, при подгонке планковским спектром полученных температуры излучения от 9000 до 12300 К [54]. Температура внутри пузырька, определенная по относительной интенсивности эмиссионных линий Ag с разными потенциалами возбуждения, лежащих в диапазоне длин волн 700–850 нм, при тех же условиях составляет 8000–15000 К.

Поскольку размеры сжатых газовых пузырьков лежат в субмикронной области и сравнимы с длиной волны видимого света, высказано мнение, что эти пузырьки являются наименьшими природными объектами, спектр излучения которых подобен планковскому [55]. Однако, как будет показано в разделе 4.5, существуют чернотельные излучатели, размер которых на два порядка меньше длины волны.

Температура плазмы в пузырьках сравнительно большого размера ($\varnothing 0.6$ мм), создаваемых в воде с помощью лазерного импульса (длина волны 1.064 мкм, длительность импульса 6 нс, фокальное пятно $\varnothing 10$ мкм), лежит в диапазоне 8100–9400 К [56]. Спектры регистрировались в интервале длин волн 200–700 нм и подгонялись планковской функцией. Максимум интенсивности в регистрируемых спектрах находится вблизи 300 нм. Статистическая погрешность подгонки спектра планковской функцией, обусловленная значительными флуктуациями интенсивности в спектрах, оценивается в интервале $\pm 50 \dots \pm 110$ К.

Температуру плазмы микроволнового факела в аргоне при атмосферном давлении определяли по спектру излучения в области длин волн $\lambda = 450\text{--}650$ нм [41]. При удалении от сопла в интер-

вале расстояний 1 мм–1 см температура плазмы падает от 5000 до 3000 К. Плазма на выходе из сопла имеет $\varnothing 5$ мм и является оптически тонкой. Полученные спектры (регистрацию проводили в диапазоне $\lambda = 200\text{--}800$ нм) характеризуются значительной изрезанностью, природа которой не изучалась.

Проведены измерения температуры эрозионной плазмы атмосферного давления, образующейся при фокусировке мощного с.в.ч.-пучка (длина волны 4 мм, мощность в импульсе до 200 кВт) на поверхность порошковых металлodieлектрических смесей [57, 58]. Плазма является оптически тонкой: ее геометрическая толщина составляет ~ 0.1 мм, концентрация электронов не превышает 10^{17} см⁻³. Тем не менее, плазма излучает непрерывный спектр, подобный планковскому. Спектр регистрировали в интервале длин волн 300–850 нм (рис. 10).

Таким образом, плазма микроскопических размеров, образующаяся при сжатии газовых пузырьков акустическими волнами, а также оптически тонкая плазма с.в.ч.-разрядов излучают непрерывный спектр планковского типа. Это дает возможность определять температуру плазмы без привлечения данных о коэффициенте излучения.

4.3. Пламя

Непрерывные спектры газового пламени позволяют определить температуру оптически тонких пламен. В [59] по спектру, зарегистрированному в интервале длин волн 300–450 нм, путем подгонки планковской функцией определена температура бутанового пламени, она лежит в диапазоне 1200–1350 К.

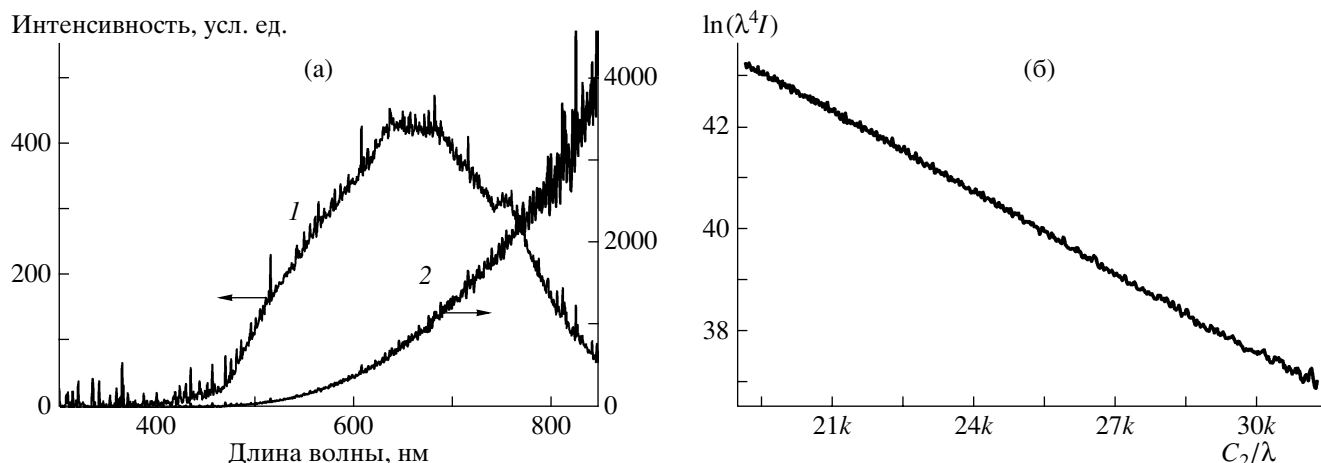


Рис. 11. а – спектр излучения прозрачного пропанового пламени до (1) и после (2) коррекции; б – спрямленный участок спектра пламени в интервале длин волн 460–750 нм. $T = 1915 \pm 4$ К.

В [60] зарегистрирован спектр (450–850 нм) прозрачного пропанового пламени объемом ~ 1 см³, получена температура 1902 ± 3 К (рис. 11). Особенность метода спектральной пирометрии в области Вина состоит в том, что определяемая температура близка к максимальной, а не средней (как в области Рэлея–Джинса) температуре исследуемого объекта.

Методом спектральной пирометрии определяли температуру продуктов реакции твердофазного горения в порошковых смесях (Ti + CuO, Ti + V) [16, 61]. Полученные температуры лежат в интервале 2000–3200 К. Например, температура, достигаемая при химической реакции в смеси Ti + V составляет, по результатам трех измерений, $T = 3150 \pm 130$ К, тогда как табличное значение температуры в ходе этой хорошо изученной реакции равно 3190 К [62].

Работы по спектральной пирометрии газовых и твердофазных пламен малочисленны, хотя в этой области применение нового метода весьма перспективно. Использование традиционных методов пирометрии для исследования пламен бывает неэффективно, поскольку коэффициенты черноты оптически тонких пламен и порошковых смесей всегда неизвестны и выбираются произвольно. Источником непрерывного спектра в оптически тонких пламенах являются обычно микро- и наночастицы сажи [63], концентрация которых в пламени существенно зависит от состава смеси (соотношения горючего и окислителя).

Работ по спектральной пирометрии взрывов очень мало, хотя и для этой области метод перспективен. Например, непрерывные спектры, подобные планковским, зарегистрированы в интервале 400–800 нм при взрывах тринитротолуола [64]. В работе [65] непрерывные спектры в области 650–1100 нм наблюдаются при взрывах ази-

да серебра (AgN_3), инициируемых облучением прессованного образца ($\varnothing 3$ мм, толщина 0.2 мм) электронами с энергией 250 МэВ и длительностью импульса 10 нс. При аппроксимации спектров функцией Планка получены температуры 3000–3500 К.

4.4. Микро- и наночастицы, кластеры

Широкое применение малых частиц в исследованиях и технологии требует развития методов термометрии этих частиц. При высоких температурах (>1000 К) методы лазерной термометрии [66] преимущественно перед эмиссионной оптической пирометрией, видимо, не имеют. При использовании активных методов (фотолюминесценции и комбинационного рассеяния) для термометрии микро- и наночастиц в газовых потоках и плазме, в области высоких температур трудно выделить полезный сигнал на фоне сильного температурного излучения частиц.

В прозрачную плазму микроволнового факела вводились частицы вольфрама размером ~ 30 мкм, при этом существенно увеличивалась интенсивность свечения факела в видимой области спектра [41]. Регистрировали спектр в диапазоне длин волн 200–850 нм. По распределению интенсивности в интервале $\lambda = 450$ –650 нм, свободном от шумов, линий и полос излучения, определяли температуру излучающих частиц, она изменялась при удалении от сопла вдоль оси факела от 4000 до 6500 К. В этом эксперименте суммировались интенсивности излучения многих частиц (их концентрация в объеме факела <10 см⁻³), температура которых могла различаться.

При облучении лазером Ar^+ ($\lambda = 488$ нм) частиц диоксида церия (CeO_2) диаметром 5 мкм зарегистрированы непрерывные спектры излучения

[67]. Температура определена путем подгонки спектров в интервале 490–950 нм планковской функцией, она составляет 1500–1700 К.

В плазме в.ч.-разряда в смеси Ag и CF_2Cl_2 при давлении 0.2 Торр образуются полимерные частицы размером ~ 1 мкм, которые при облучении YAG:Nd-лазером нагреваются и излучают непрерывный спектр, подобный планковскому [68]. При подгонке зарегистрированного спектра планковской кривой получена температура частиц ≈ 3500 К.

В ряде работ [69–71] показано, что спектры излучения нагретых частиц субмикронных и нанометровых размеров подобны планковскому спектру, и температуру частиц можно определять методом спектральной пирометрии. Особенностью наночастиц является зависимость коэффициента излучения от длины волны: $\epsilon \sim 1/\lambda$ [72].

Кремниевые наночастицы, образующиеся в плазме в.ч.-разряда в силане (SiH_4), имеют сферическую форму и диаметр от 10 до 200 нм. Тепловое излучение возбуждали с помощью пучка аргонового лазера ($\lambda = 488$ нм), нагревающего наночастицы. При этом в интервале длин волн 0.6–2.3 мкм зарегистрирован непрерывный спектр, который авторы интерпретировали как тепловой. Температура частиц при мощности лазера 8 мВт, по оценке авторов [72], составила 650–700 К.

Зарегистрированы спектры (диапазон 0.4–0.7 мкм) излучения наночастиц кремния размерами 5–25 нм, образующихся при лазерной абляции монокристалла Si [70]. Длительность импульса Ti:Al₂O₃-лазера составила $\tau = 100$ фс. Регистрацию спектров излучения проводили с запаздыванием относительно лазерного импульса $\Delta t = 10, 70$ и 150 мкс. Величина запаздывания соответствует расстоянию, пройденному разлетающимися наночастицами. Все спектры после коррекции спрямляются в координатах $\lambda^{-1} - \lg(I\lambda^5)$, т.е. подобны планковским спектрам. При удалении от поверхности температура наночастиц падает: $T = 2270$ К на расстоянии $h = 1$ мм, 2050 К ($h = 5$ мм) и 1750 К ($h = 10$ мм).

В монокристаллах CaF₂ при воздействии электронами образуются наночастицы Ca размером ~ 10 нм. При облучении такого кристалла лазерным импульсом (YAG:Nd, $\lambda = 1.064$ мкм, $\tau = 7$ нс), в диапазоне 350–900 нм регистрируются непрерывные спектры излучения, подобные планковским [73]. Концентрацию наночастиц в кристалле авторы не сообщают. Коррекция спектров в работе не проводилась, но спектры кристалла сравнивались с нескорректированными спектрами вольфрамовой лампы. При температуре нити накаливания 2700 К спектр лампы совпадает со спектром излучения кристалла, т.е. температура наночастиц кальция при нагреве лазерным им-

пульсом (плотность энергии 30 мДж/см²) составляет ~ 2700 К. Здесь не учтена спектральная зависимость излучательной способности наночастиц ($\epsilon \sim 1/\lambda$), поэтому вычисленное значение содержит систематическую ошибку $\sim 10\%$ (температура наночастиц ниже, чем 2700 К).

При лазерном нагревании углеродных наночастиц $\varnothing 50$ нм получены непрерывные спектры планковского типа в интервале длин волн 500–1000 нм, по которым проведена оценка температуры $T \approx 2700$ К [71].

Наночастицы формируются фотолитическим разложением ферроцена $\text{Fe}(\text{C}_5\text{H}_5)_2$ в аргоне под действием излучения эксимерного лазера ArF ($\lambda = 193$ нм) [74]. Частицы $\varnothing 10$ –20 нм состоят из железного ядра и углеродной оболочки. В спектральном интервале 400–700 нм зарегистрирован спектр, подобный планковскому. При увеличении мощности лазера температура частиц растет от 2000 до 3000 К, при этом происходит насыщение температуры из-за испарения атомов железа.

Спектры излучения кластеров ниобия, нагретых при окислении, зарегистрированы в диапазоне длин волн 480–780 нм, при подгонке спектров планковской функцией получены температуры кластеров от 3670 до 3000 К в зависимости от времени их остывания [69]. Обзор работ по регистрации теплового излучения кластеров и определения их температуры приведен в [75].

Самыми малыми частицами, для которых считается установленным планковский характер теплового свечения, являются молекулы фуллерена C₆₀ ($\varnothing 0.75$ нм) [76]. Зарегистрированы спектры излучения молекул C₆₀, облучаемых электронным пучком, в диапазоне длин волн 300–800 нм [77]. По спектрам определена температура молекул, она изменяется от 2200 до 3100 К при увеличении энергии электронов пучка от 30 до 100 эВ. Авторы считают, что планковский спектр характерен для излучения каждой отдельной молекулы фуллерена, а не является усреднением непланковских спектров многих молекул.

Представляется, что спектральная пирометрия позволит решить задачу, которая обсуждается уже полвека в отсутствие экспериментальных данных: по спектрам теплового излучения можно, вероятно, определить температуру треков (их диаметр не превышает 1 нм) при взаимодействии ионных пучков (энергия ионов от сотен килоэлектронвольт до сотен мегаэлектронвольт) с прозрачными материалами (алмаз, сапфир, ZnO и др.), в которых излучение видимого диапазона не поглощается.

5. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

5.1. Температурный диапазон

С помощью кремниевой п.з.с.-линейки, чувствительной в диапазоне спектра $\lambda = 300\text{--}850$ нм, возможно измерение температур, превышающих 1000–1200 К. При температурах <1000 К спектр теплового излучения смещается в область больших длин волн, лежащих за пределами чувствительности прибора. При этом увеличение времени накопления слабого сигнала становится неэффективным, так как одновременно происходит накопление и шумового сигнала.

При расширении диапазона чувствительности до $\lambda = 1100$ нм считается возможным измерение температур >700 К [36]. Температуру монокристалла GaAs ($T = 720$ К) определяли по спектру, длинноволновый край которого находился при $\lambda = 1.3$ мкм [38]. Измерение температур в диапазоне $T \geq 500$ К возможно с помощью германиевой п.з.с.-линейки, спектральная чувствительность которой имеет длинноволновую границу вблизи $\lambda = 1.6$ мкм. Для спектральной пирометрии в области Вина при комнатной температуре необходимо применять охлаждаемую линейку фотоприемников с красной границей фоточувствительности вблизи $\lambda = 3$ мкм.

Верхняя граница диапазона температур, измеряемых методом спектральной пирометрии, превышает десятки тысяч кельвинов. Для оценки этой границы будем считать, что определение температуры по спектру возможно, если длинноволновый край спектра лежит на границе переходной области и области Рэлея–Джинса. Отсюда получаем для спектрометра с длинноволновой границей чувствительности при $\lambda \approx 1$ мкм максимальную измеряемую температуру: $T \approx 140000$ К.

5.2. Погрешности спектральной пирометрии

Для проверки метода спектральной пирометрии проведено одновременное определение температуры образца (Fe) в алмазных наковальнях по отношению интенсивностей стоксовой и антистоксовой линий рассеянного γ -излучения с энергией 14.4 кэВ [27] (это излучение слабо поглощается в алмазе, линейный коэффициент поглощения 3 см^{-1}). В исследованном температурном интервале (1100–1700 К) наблюдается хорошее совпадение результатов, полученных двумя методами. Например, при давлении 54.7 ГПа по рассеянию γ -излучения получена температура 1500 ± 100 К, тогда как по оптическому спектру 1450 ± 120 К.

По оптическим спектрам определены температуры плавления ряда материалов при атмосферном давлении. Во всех случаях проводилась подгонка участка спектра, зарегистрированного с помощью п.з.с.-спектрометра, функцией Планка. Эксперимент проводили по несколько раз, затем

определяли среднее значение температуры и среднеквадратичное отклонение от среднего. Для платины получены значения $T_{\text{пл}} = 2060 \pm 30$ К [28] и $T_{\text{пл}} = 2039 \pm 42$ К [78], эти результаты совпадают с табличными данными ($T_{\text{пл}} = 2045$ К). Для вольфрама по результатам шестнадцати измерений получена температура плавления $T_{\text{пл}} = 3671 \pm 90$ К (табличное значение 3680 К) [29]. Температура плавления кремния, определенная при облучении монокристалла импульсным излучением эксимерного лазера ($\lambda = 308$ нм), составляет $T_{\text{пл}} = 1670 \pm 50$ К [37] (табличное значение $T_{\text{пл}} = 1688$ К). Во всех случаях неопределенность не превышает 2–3%. Таким образом, метод спектральной пирометрии обеспечивает достаточно высокую воспроизводимость определения температуры.

В некоторых экспериментах [28] неопределенность температуры значительно меньше, чем 1%, эта оценка получена при подгонке экспериментального спектра, включающего несколько сот точек, планковской кривой по методу наименьших квадратов. Например, по приведенному в [28] спектру излучения нагретой платины получена температура $T = 1622.3 \pm 1.9$ К. Там же построены участки планковской кривой при температурах выше на 15 К и ниже на 15 К, их ход заметно отличается от экспериментального графика. Другие оценки [35] дают значения погрешности измерений $\sim 1\%$ при температуре 4000 К и $\sim 3\%$ при 6000 К.

Высказано утверждение [78], что погрешности пренебрежимо малы при температурах $T \leq 4000$ К. Однако среднеквадратичное отклонение от среднего, получаемое методом наименьших квадратов, характеризует только подобие регистрируемого (в достаточно узком интервале длин волн) и планковского спектров, а также уровень шумов в экспериментальном спектре. Как характеристика погрешности определения температуры исследуемого объекта эта величина, полученная в единичном эксперименте, неинформативна. Реальная температура объекта может отличаться от измеренной температуры на сотни кельвинов.

Рассмотрим происхождение систематических ошибок метода. Одна из причин состоит в том, что применяемая при обработке данных модель “серого” тела не выполняется строго.

Излучательная способность металлов заметно меняется с длиной волны. Например, для вольфрама при температуре 2000 К в интервале $\lambda = 500\text{--}1000$ нм величина ϵ изменяется на $\geq 20\%$ [4, с. 780], зависимость $\epsilon(\lambda)$ близка к линейной: $\epsilon = 0.547\text{--}1.746 \cdot 10^{-4}\lambda$ (нм). При определении температуры металлов методом спектральной пирометрии во всех работах используется модель излучения “серого” тела ($\epsilon = \text{const}$). Влияние слабой зависимости $\epsilon(\lambda)$ проявляется в небольшом изме-

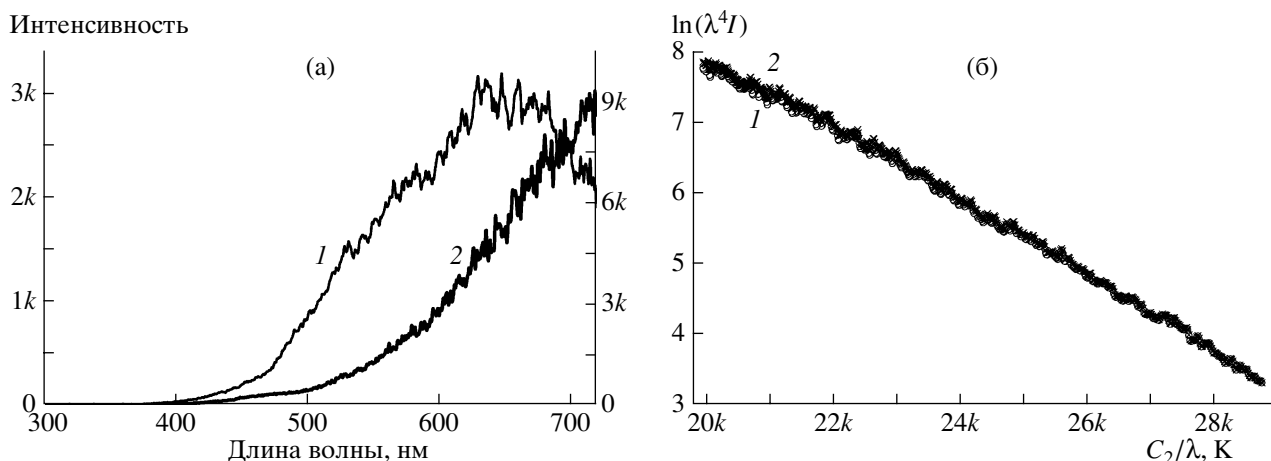


Рис. 12. а – спектр излучения вольфрамовой спирали в лампе накаливания до (1) и после (2) коррекции; б – спектры излучения вольфрамовой спирали (интервал 500–720 нм). 1 – модель “серого” тела, 2 – модель линейной спектральной зависимости $\epsilon(\lambda)$.

нении наклона прямой, при этом возникает неучтенная систематическая ошибка.

На рис. 12а приведен спектр излучения лампы накаливания с вольфрамовой спиралью. Обработка спектра выполнена двумя способами: без учета и с учетом спектральной зависимости $\epsilon(\lambda)$. Учет проведен следующим образом: при построении спрямленного графика по оси ординат отложена не величина $\ln(\lambda^4 I)$, а величина $\ln[\lambda^4 I / (\epsilon / \epsilon_{\max})]$, где относительная спектральная излучательная способность нормирована на ее максимальное значение для данного спектрального интервала. При этом интенсивность растет с длиной волны сильнее, чем в случае “серого” излучателя. На рис. 12б показаны оба спектра – без учета и с учетом зависимости $\epsilon(\lambda)$. В коротковолновой области спектра графики совпадают, в длинноволновой области (малые значения C_2/λ) несколько расходятся. Наклон зависимости, учитывающей изменение $\epsilon(\lambda)$, больше, чем для “серого” тела, что соответствует меньшей температуре. По наклону зависимостей определены температуры спирали: $T = 1965 \pm 4$ К (в предположении $\epsilon = \text{const}$) и $T = 1927 \pm 4$ К (в предположении линейного уменьшения ϵ с длиной волны). Таким образом, при использовании одного и того же спектра излучения и разных моделей получаются результаты, отличающиеся на 2%. Применение модели “серого” тела для обработки спектра излучения вольфрама привело к систематической погрешности в сторону завышения температуры.

Видимо, неучтенная систематическая погрешность порядка нескольких процентов имеется во всех работах, где коэффициент излучения металла [25–28, 36, 39] или полупроводника [37] считается постоянным по спектру. Для многих исследовательских задач такая погрешность вполне приемлема.

Газоразрядная плазма излучает планковский спектр в случае, если выполняется приближение большой оптической толщины $\alpha h \gg 1$ (α , см^{-1} – линейный коэффициент поглощения света, h – геометрическая толщина слоя плазмы). Это условие реализуется в лабораторных условиях не слишком часто. Например, известно, что спектр лазерной плазмы в диапазоне 400–1050 нм не соответствует излучению черного тела, поскольку при увеличении длины волны яркостная температура возрастает в несколько раз [79]. Модель планковского излучателя применительно к сонолюминесценции считают неподтвержденной авторы обзора [50]. Высказано предположение, что непрерывный спектр световой вспышки при сжатии пузырька описывается тормозным, а не планковским, спектром [80]. В длинноволновой области спектра зависимость интенсивности излучения от длины волны имеет вид $I \sim \lambda^{-2.5}$, что не соответствует ни планковскому, ни тормозному спектрам.

Планковский и тормозной спектры по своей форме мало отличаются в коротковолновой области, где основную роль играет множитель $\exp(C_2/\lambda T)$. Заметные отличия спектров проявляются в положении максимума интенсивности и спаде интенсивности в длинноволновой области:

1) длина волны, соответствующая максимуму интенсивности в планковском спектре, связана с температурой соотношением $\lambda \approx 2900/T$, тогда как максимум в тормозном спектре находится при λ [мкм] $\approx 7200/T$ [К];

2) спад интенсивности тормозного спектра более пологий ($I \sim \lambda^{-2}$), чем планковского ($I \sim \lambda^{-4}$).

Однако в регистрируемых спектрах, как правило, отсутствуют признаки, позволяющие различать планковское и тормозное излучение. При

обработке спектров с.в.ч.-разряда на поверхности порошковых смесей спрямление достигается как в координатах, соответствующих планковской модели, так и в координатах, соответствующих модели тормозного излучения. Отношение интенсивностей тормозного и планковского излучений в коротковолновой области пропорционально λ^3 , и это различие спектров проявляется в том, что результат вычисления температуры существенно зависит от используемой модели.

Например, для плазмы с.в.ч.-разряда на поверхности порошковой смеси Mo + CuO зарегистрирован спектр в интервале $\lambda = 460\text{--}620$ нм и получена температура 2787 ± 3 К при использовании модели тормозного излучения и 3847 ± 7 К при использовании модели тормозного излучения. Для разряда на поверхности Fe + Al₂O₃ зарегистрирован участок спектра $\lambda = 450\text{--}750$ нм и получена температура 2427 ± 5 К для планковской модели и 3448 ± 12 К для модели тормозного излучения. Такие же различия температур, вычисленных на основе разных моделей, получены для разрядов во всех (>10) исследованных порошковых смесях. Таким образом, в зависимости от модели, результат изменяется на 30–40%. Для выбора модели необходимы дополнительные данные. В данном случае указанием на возможность выбора планковской модели является меньшее значение среднеквадратичного отклонения, т.е. более точное соответствие спектра и планковской модели. Для получения прямых доказательств необходимо, кроме области Вина, зарегистрировать участок спектра в области Рэлея–Джинса, или в области максимума интенсивности.

6. ПРОБЛЕМЫ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПИРОМЕТРИИ

6.1. Тепловое излучение прозрачных твердых тел

Идеальный кристалл с достаточно большой шириной запрещенной зоны E_g не поглощает (в рамках линейной оптики) и не излучает квантов с энергией $h\Omega < h\nu < E_g$ ($h\Omega$ – энергия кванта в полосе решеточного поглощения) поскольку: а) в запрещенной зоне отсутствуют электронные уровни, необходимые для оптических переходов; б) внутрizonные переходы не происходят, так как валентная зона заполнена, а зона проводимости пуста.

Например, такой кристалл, как корунд ($E_g \approx 9$ эВ), в нагретом состоянии не должен излучать видимого света ($1.7 < h\nu < 3.1$ эВ). Однако опыт показывает, что при нагревании до температур 1500–2500 К визуально наблюдается свечение любой разновидности корунда: монокристаллического синтетического сапфира, поликристаллического корунда (поликор), алундовой керами-

ки на основе Al₂O₃. Полосы поглощения света решеткой корунда лежат в средней и.к.-области спектра, и к излучению в видимой области отношения не имеют. Для формирования спектра излучения, подобного планковскому, необходимо либо непрерывное распределение разрешенных уровней по энергиям в пределах запрещенной зоны, либо высокая ($10^{16}\text{--}10^{17}$ см⁻³) концентрация электронов в зоне проводимости.

По спектрам излучения проведены измерения температур ряда веществ, прозрачных в видимой области спектра, при их ударном сжатии: монокристаллов KBr и CsBr [21], MgSiO₃ и SiC [29], Al₂O₃ [81]. При сжатии образцов в ударной волне или в алмазных наковальнях до высоких давлений и высоких температур происходит генерация дислокаций и точечных дефектов, при этом в запрещенной зоне образуются энергетические уровни, которые могут обеспечить появление свободных электронов, поглощение и излучение света. Возникновение электронных уровней в запрещенной зоне и увеличение оптического поглощения изучались для ударно сжатых ионных кристаллов [82]. Было установлено, что при нормальных условиях коэффициенты поглощения видимого света щелочно-галогенидными кристаллами составляют ~ 0.05 см⁻¹, но при сжатии и нагревании увеличиваются в 30–100 раз за счет образования свободных электронов в зоне проводимости (концентрация составляет $\sim 10^{18}$ см⁻³). Это, очевидно, приводит и к увеличению излучательной способности кристаллов в видимой области спектра.

Однако для достаточно чистых широкозонных кристаллов при нормальном давлении механизмы оптического излучения при нагревании не изучены. Для лейкосапфира выполнен ряд измерений коэффициентов поглощения в видимой и и.к.-области спектра, данные сведены в обзоре [83]. Показано, что для длины волны $\lambda = 500$ нм коэффициент поглощения света растет от $\alpha = 0.0049$ см⁻¹ при $T = 300$ К до $\alpha = 0.039$ см⁻¹ при $T = 1700$ К и $\alpha = 0.39$ см⁻¹ при $T = 2300$ К. Для $\lambda = 800$ нм $\alpha = 0.0031$ см⁻¹ при 300 К и $\alpha = 0.30$ см⁻¹ при 2300 К. В диапазоне температур $T = 300\text{--}1700$ К зависимость $\alpha(T)$ для сапфира в видимой области близка к экспоненциальной, при более высоких температурах (вблизи 1900 К) происходит резкий рост коэффициента поглощения. Механизмы поглощения света видимой области в [83] не обсуждаются, как и в более позднем обзоре [84]. Для оптически тонкого слоя ($\alpha h \ll 1$) коэффициент излучения $\epsilon \approx \alpha h$. На основе данных, приведенных в [83, 84], получаем, что нагретая сапфировая пластинка толщиной 1 мм при температуре 1700 К излучает в видимой области по нормали к поверхности мощность, в 250 раз меньшую, а при $T = 2300$ К в 25 раз меньшую, чем черное тело. Такие уровни излучения можно наблюдать визуально. Однако

почему широкозонный кристалл излучает видимый свет, неясно.

Оценки показывают, что при нагревании кристаллов с шириной запрещенной зоны 5–8 эВ до температуры 2000 К концентрация электронов в зоне проводимости не достигает уровня, достаточного для заметного поглощения света. При нагревании кварцевого стекла коэффициент оптического поглощения также растет экспоненциально с температурой, и при температуре плавления достигает очень большой величины ($\alpha \approx 1000 \text{ см}^{-1}$), но природа этого явления также не вполне понятна [85].

Непрерывный спектр поглощения квантов с энергией, меньшей ширины запрещенной зоны, при комнатной температуре обеспечивают дислокации, что проявляется в появлении коричневой окраски алмазов после их пластической деформации [86]. Можно ли объяснить непрерывный спектр излучения широкозонных кристаллов (алмаз, сапфир и др.) их легированием дислокациями при нагревании, неизвестно.

В некоторых случаях источником непрерывного излучения при нагревании прозрачных диэлектриков могут быть малые частицы металлов, всегда присутствующие в материале, это было показано при изучении лазерной прочности кристаллов (сапфира, рубина, щелочно-галогидных) и стекол еще в 70-е годы [87–89]. Механизм поглощения света наночастицами, присутствующими в кристаллах, считается одним из основных в объяснении лазерного разрушения кристаллов и в настоящее время [90]. Например, наночастицы кальция ($\varnothing_{\text{средн}} 20 \text{ нм}$) в монокристалле CaF_2 при облучении импульсным лазером ($\lambda = 1.064 \text{ мкм}$, длительность импульса 7 нс) нагреваются до температуры $T \approx 2700 \text{ К}$ и излучают планковский спектр [73].

6.2. Излучение оптически тонкой плазмы

Известно [91], что спектры излучения газоразрядной плазмы при атмосферном давлении и даже при давлениях в десятки атмосфер существенно отличаются от планковского спектра, поскольку оптическая толщина такой плазмы мала для того, чтобы падающее на нее излучение полностью поглощалось, а выходящее излучение многократно поглощалось и переизлучалось на пути к поверхности. Эти данные надежно обоснованы для объемной плазмы разрядов различных типов. При малой оптической толщине (≤ 0.01) излучение разряда практически всегда состоит из атомарных линий и молекулярных полос излучения, при этом интенсивность непрерывного фона пренебрежимо мала.

Поэтому причины, по которым оптически тонкая низкотемпературная плазма, тем не ме-

нее, может излучать непрерывный спектр планковского типа, недостаточно понятны. Непрерывные спектры излучения оптически тонкой плазмы впервые были зарегистрированы в импульсном вакуумном разряде [92, 93]: вблизи поверхности электрода наблюдалось свечение с непрерывным спектром, тогда как при удалении от поверхности на несколько миллиметров наблюдалось только линейчатое излучение. В последние годы непрерывные спектры наблюдались в поверхностных с.в.ч.-разрядах [57, 58], в лазерной плазме при облучении металлической поверхности [94].

Во всех рассмотренных случаях плазма является эрозионной, т.е. возникает в парах испаренного материала электродов или поверхности, облучаемой микроволнами или светом. Возможно, источником непрерывного излучения оптически тонкой эрозионной плазмы являются микрочастицы металлов, образующиеся при разлете испаренного вещества. Если это предположение справедливо, то аналогичные планковские спектры должны наблюдаться в излучении эрозионной плазмы вблизи поверхности при любом способе испарения материалов – при взрыве проволок, лазерном облучении поверхности и т.д.

Например, в формировании сплошного спектра, многократно наблюдавшегося в плазме конденсированного разряда через кварцевые и стеклянные капилляры (обзор этих работ дан в [95]), заметную роль могут играть частицы, образовавшиеся при испарении стенок капилляров, однако такая возможность обычно не рассматривается.

Интенсивность непрерывного спектра может характеризовать объемную концентрацию частиц в прозрачной плазме. При низкой температуре частиц в плазме проводится их нагрев с помощью лазера, после чего частицы излучают планковский спектр заметной интенсивности, этот способ применяли для обнаружения пылевых частиц в плазме в.ч.-разряда [96].

В отдельных случаях [41] спектральную пирометрию применяют для термометрии прозрачной плазмы с.в.ч.-разряда в аргоне. Диаметр плазменного факела на расстоянии 1–2 см от сопла не превышает 7–10 мм. Эрозионная компонента в этом случае, видимо, отсутствует. Тем не менее, зарегистрирован непрерывный спектр, по которому определена температура. В данном случае непонятно, является ли спектр факела температурным. Спектр, построенный в виновских координатах (т.е. в полулогарифмическом масштабе), может выглядеть похожим на отрезок прямой линии потому, что использован узкий интервал длин волн (450–650 нм).

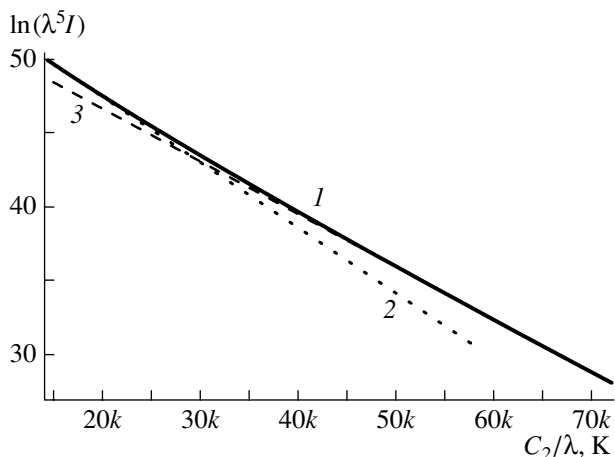


Рис. 13. Спектр излучения при гауссовом распределении температуры по поверхности (1). Экстраполяция длинноволнового (2) и коротковолнового (3) краев спектра. Температуры: 1 – 2616 К по всему спектру (200–1000 нм), 2 – 2264 К по длинноволновому участку спектра (600–800 нм), 3 – 2810 К по коротковолновому участку (200–300 нм).

6.3. Неоднородно нагретые объекты

Практически все проведенные измерения температур относятся к объектам, для которых характерна пространственная и временная неоднородность температуры. Регистрируемый спектр излучения обычно усреднен по времени и по светящейся площади образца, при этом изменения температуры могут достигать 100%. Например, при нагревании алундовой и кварцевой трубок в плазме микроволнового факела (спектры на рис. 6 и 7) неоднородность наблюдается визуально: светится небольшой участок поверхности, обращенной к факелу, тогда как противоположная поверхность кажется темной, хотя ее температура ниже всего лишь на несколько сотен градусов. Значительная неоднородность температуры характерна для пламени. При нагревании образца в алмазных наковальнях градиент температуры может достигать 100 К/мкм: температура падает от 3000 К на оси лазерного пучка до 1500 К на его периферии, на расстоянии 15 мкм [97]. Тем не менее, спектр излучения в большинстве случаев спрямляется, и результатом является единственное значение температуры. Возможность получения такого результата при усреднении заранее неочевидна и требует объяснения.

Чтобы выяснить, как происходит усреднение температуры по площади неоднородного излучателя, проведено численное моделирование с использованием разных распределений температуры по радиусу образца [57]. Применялись модели гауссова, ступенчатого и треугольного распределений температуры при постоянной излучательной способности вдоль радиуса. Вычислив рас-

пределение полной интенсивности излучения в диапазоне длин волн 200–1000 нм и построив спектр в координатах, заданных выражением (2), получали среднюю температуру, восстановленную по всему спектральному диапазону. Установлено, что при измерениях по спектру в области Вина всегда получается температура, достаточно близкая к максимальной. В этом состоит отличие от измерений в области Релея–Джинса, где в результате усреднения по неоднородному температурному профилю определяется среднеарифметическая (или среднемассовая) температура.

При усреднении спектра для неоднородного источника с гауссовым распределением ($T_{\max} = 3000$ К) получена температура 2616 ± 10 К (рис. 13). Температура, определенная для коротковолновой области спектра, больше, чем для длинноволновой. Различие температур достигает 10–25% (в зависимости от ширины спектрального интервала). Возможность более точного нахождения максимальной температуры состоит в проведении расчета только для коротковолновой области спектра, где определяющий вклад в полную интенсивность излучения неоднородного источника в области Вина дают участки с максимальной температурой. Например, для участка спектра 200–300 нм получена температура $T = 2810 \pm 5$ К, отличающаяся от максимальной на $\leq 10\%$. В длинноволновом диапазоне заметный вклад в полную интенсивность дают (за счет их большей площади) участки с более низкой температурой, что приводит к понижению средней температуры, определяемой по этому диапазону спектра.

Для неоднородного распределения температуры графики, построенные в виновских координатах, не спрямляются (рис. 13). Однако для достаточно узких интервалов спектра (шириной 150–250 нм), обычно применяемых для определения температуры, с высокой точностью получается прямая. Например, для спектра на рис. 13 участок 600–800 нм спрямляется с коэффициентом корреляции $r = 0.99997$. Таким образом, можно считать, что спрямление спектра и единственное значение температуры для неоднородно нагретого объекта получается вследствие того, что при вычислении температуры используется узкий спектральный интервал.

Аналогичным образом изучено соотношение между средней температурой, определяемой по спектру излучения, и температурой в максимуме для различных временных профилей лазерного импульса при облучении поверхности стали [39]. Проведено моделирование для гауссова, экспоненциального, треугольного импульсов. Показано, что средняя температура, вычисленная по спектру излучения, отличается от температуры в максимуме на $\leq 2\%$ при $T = 800$ К и на $\leq 10\%$ при $T = 3500$ К.

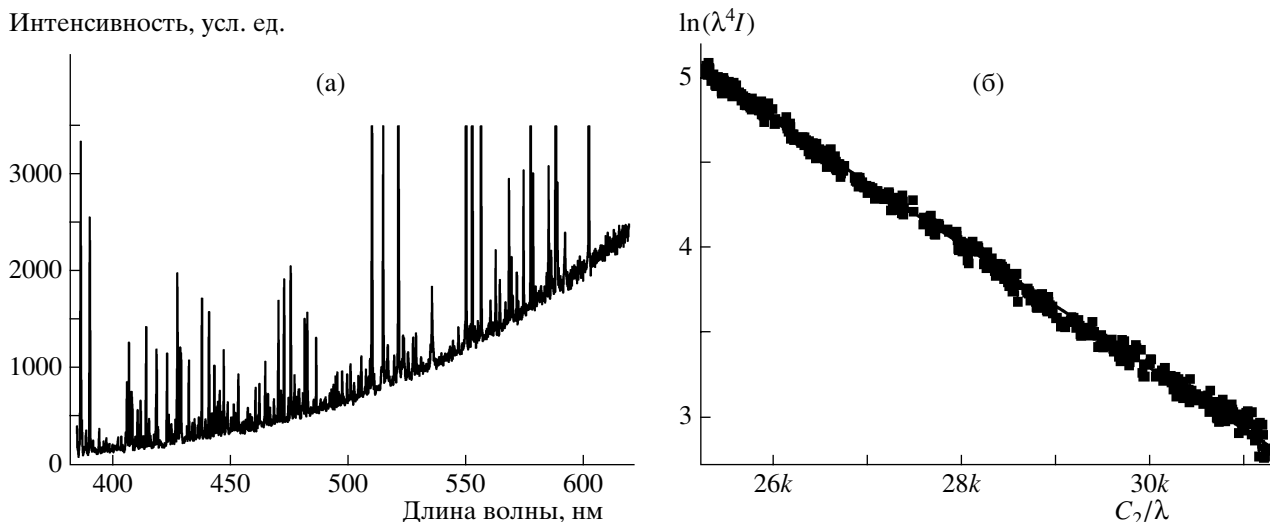


Рис. 14. а – спектр излучения с.в.ч.-разряда на поверхности порошковой смеси Mo + CuO. На фоне континуума видны три сильные линии Cu (510, 515 и 525 нм) и несколько десятков линий Mo; б – спрямленный участок спектра разряда в интервале длин волн 380–620 нм. $T = 2920 \pm 7$ К.

В некоторых случаях (пламена, плазма) области с более высокой температурой характеризуются и существенно более высоким коэффициентом излучения, вследствие этого наиболее нагретые области вносят основной вклад в регистрируемый спектр, тогда как вклад менее нагретых областей пренебрежимо мал. Вопрос о способе усреднения спектра и смысле единственного значения температуры в случае заведомо неоднородной температуры объекта требует дальнейшего изучения.

6.4. Наложение спектров

В спектрах пламен и плазмы часто наблюдается наложение спектров различного происхождения. Из-за присутствия неравновесного излучения (люминесценции атомов, молекул, твердых тел) пирометрические измерения усложняются. Для точного определения температуры объекта необходимо разделить вклады равновесного (температурного) и неравновесного излучений, попадающих на фотоприемник пирометра. Например, в спектрах газового пламени на фоне непрерывного спектра видны полосы, излучаемые молекулами C_2 (полосы Свана вблизи 474, 516 и 565 нм), CN (вблизи 390 и 430 нм), OH (вблизи 280 и 310 нм), CO_2 (континуум в интервале 350–500 нм) [63]. В низкотемпературной эрозионной плазме на фоне непрерывного спектра наблюдаются как молекулярные полосы, так и атомарные линии [57, 58].

В случаях, когда неравновесное излучение имеет вид перекрывающихся друг с другом линий и полос, разделение температурного и неравновесного спектров не представляет трудностей. Для спектра с.в.ч.-разряда на поверхности порошковой смеси Mo + CuO, показанного на рис. 14а,

понятно, как надо провести линию с использованием лишь тех точек, которые относятся к температурному континууму. На рис. 14б показан тот же спектр в виновских координатах после удаления спектральных линий.

Если полосы и линии излучения перекрываются, но занимают только часть спектрального диапазона, разделение спектров и определение температуры также возможно. Например, спектр свечения микроволнового разряда на поверхности порошка CrO_3 (рис. 15а) [57] содержит сильную спектральную линию атома Cr (неразрешенный триплет $\lambda = 520.6, 520.63$ и 520.8 нм), а также ряд молекулярных полос, идентифицировать которые не удалось. Спектр после коррекции не спрямляется в той области, где имеются молекулярные полосы (рис. 15б). Прямую в данном случае можно провести, используя те участки спектра, в которых нет полос излучения. Такими участками являются $\lambda = 430$ – 500 нм (в этом диапазоне 200 точек) и $\lambda = 750$ – 840 нм (300 точек). Точки, лежащие в интервале $\lambda = 500$ – 750 нм, содержащем полосы излучения, не использовались при построении прямой. Температура, определенная таким образом, равна $T = 2192 \pm 6$ К.

В тех случаях, когда перекрывающиеся полосы и линии расположены во всем регистрируемом диапазоне, задача разделения спектров очень усложняется, если качественные признаки и количественные характеристики спектров неизвестны. При этом точное определение температуры методом спектральной пирометрии становится невозможным. Однако оценка температуры возможна и в этом случае, поскольку линии и полосы накладываются на виновский край теплового спектра,

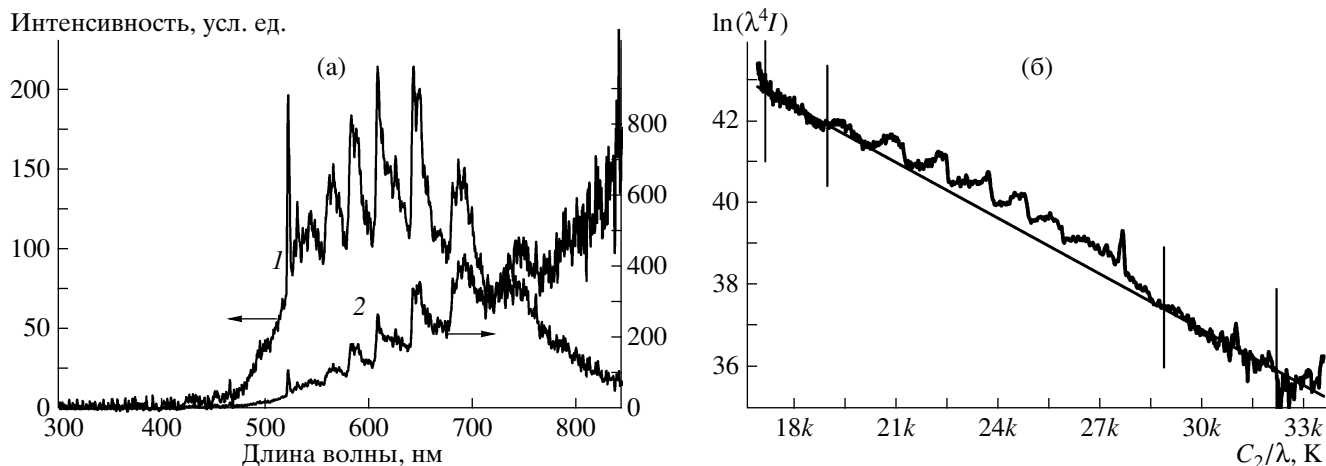


Рис. 15. а – спектр излучения с.в.ч.-разряда в порошке CrO_3 до (1) и после (2) коррекции; б – спектр излучения с.в.ч.-разряда в порошке CrO_3 . Вертикальными отрезками указаны диапазоны 430–500 нм и 750–840 нм, по которым проводилось определение температуры.

где зависимость интенсивности излучения от температуры является экспоненциальной, и небольшие температурные изменения приводят к большим изменениям интенсивности. Можно ожидать, что увеличение интенсивности за счет неравновесных полос излучения не слишком сильно изменяет искомую температуру при обработке неразделенного спектра. Например, если для подгонки (рис. 15б) использовать все точки спектра, включая и диапазон 500–700 нм, получим температуру 2227 ± 9 К.

Иногда температуры, полученные по спектру излучения сложного объекта, не удается интерпретировать. При облучении микроволновым импульсом (длина волны 4 мм, мощность 200 кВт, длительность импульса 8 мс) запаянной кварцевой трубки, наполненной ксеноном при давлении

100 Торр, происходит разряд не только в трубке, но и в окружающем ее атмосферном воздухе (в трубке развивается самостоятельный разряд, в воздухе за кварцевой стенкой – несамостоятельный, вероятно инициированный, у.ф.-излучением ксеноновой плазмы). При этом в спектре этого двойного разряда на фоне континуума наблюдаются сильные спектральные линии ксенона, а также слабые линии атомарного кислорода и полосы молекулярного азота. После обработки спектра получены три прямолинейных участка (рис. 16), по которым определены температуры: $T_1 = 2609$ К, $T_2 = 4034$ К и $T_3 = 3929$ К. При этом неясно, которая из температур соответствует разряду в ксеноне. Разделение интегрального спектра, содержащего наложенные друг на друга континуумы, провести не удастся.

6.5. Ширина спектра

От ширины спектрального интервала, используемого для определения температуры, во многом зависит информативность полученного спектра. Однако в большинстве работ для определения температуры используется узкий участок спектра (в несколько раз более узкий, чем диапазон чувствительности спектрометра). Основной причиной этого является экспоненциальный характер регистрируемой зависимости. Вследствие этого динамический диапазон фотоприемника дает возможность зарегистрировать спектр либо только вблизи максимума, либо только вблизи минимума интенсивности. Значительная часть информации всегда либо теряется в шумах, либо искажена вследствие нелинейности фотоприемника.

На рис. 2 и 17 показаны спектры излучения продуктов реакции в порошковой смеси $\text{Ti} + \text{CuO}$

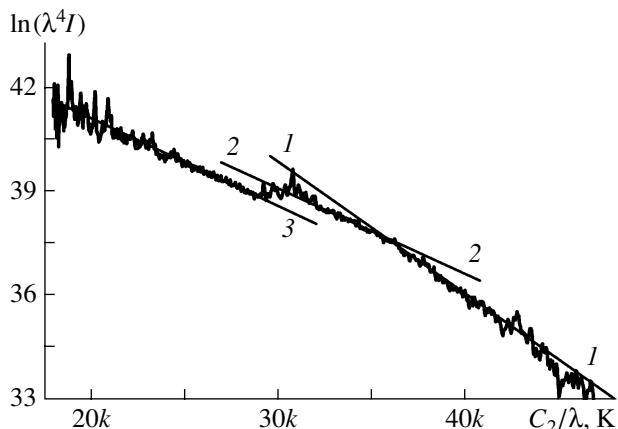


Рис. 16. Спектр излучения с.в.ч.-разряда в ксеноне и воздухе. Определены температуры: 1 – $T_1 = 2609 \pm 25$ К (на участке 325–400 нм); 2 – $T_2 = 4034 \pm 70$ К (400–450 нм); 3 – $T_3 = 3929 \pm 35$ К (490–600 нм).

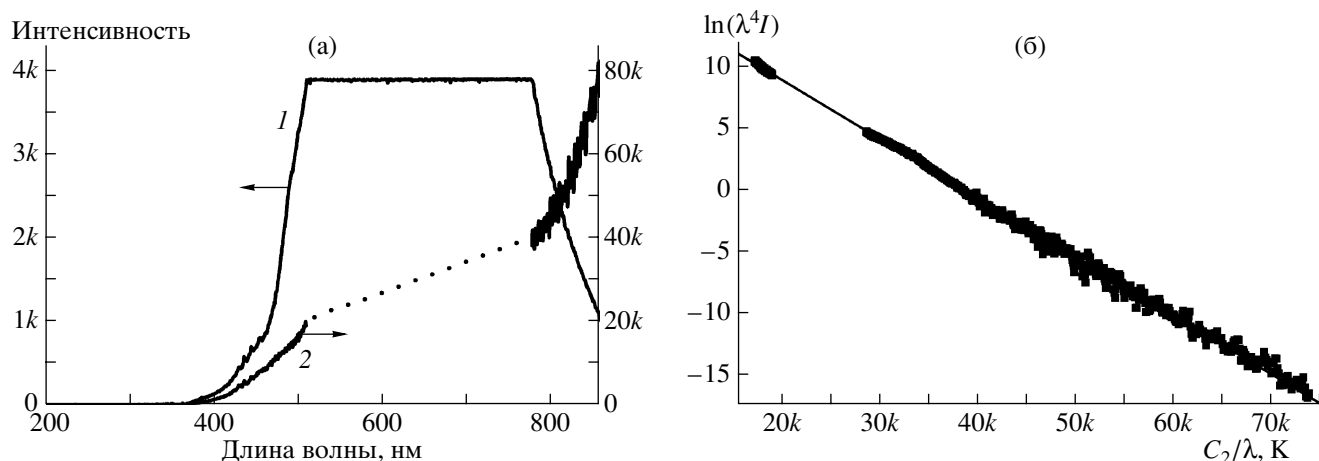


Рис. 17. а – спектр излучения до (1) и после (2) коррекции порошковой смеси Ti + CuO в процессе химической реакции. Масса образца – 30 г. Для участка спектра 200–510 нм значения ординат кривой 2 увеличены в 10 раз; б – участок спектра в координатах Вина для интервала длин волн 200–860 нм. Температура продуктов реакции в порошковой смеси 2100 ± 3 К.

при иницировании реакции мощным микроволновым импульсом. Условия получения спектров в обоих случаях одинаковы, но облучению подвергались образцы разных размеров, отличающихся по площади более чем на порядок. В поле зрения спектрометра попадает излучение со всей площади образца. Для образца большего размера величина сигнала выросла в 30 раз, и в области длин волн 510–780 нм произошло насыщение. Видно, как быстро растет сигнал с изменением длины волны в области 400–500 нм.

Для определения температуры здесь доступны лишь края спектра. Большая величина сигнала позволяет полнее использовать коротковолновый диапазон, где обычно сигнал не превышает уровня шума. Если для образца малого размера (рис. 2) заметная интенсивность регистрируется вблизи 400 нм, то для большого образца (рис. 17) величина сигнала существенно превышает уровень шумов уже при 200 нм. При построении спектра в координатах Вина получена температура 2100 ± 3 К.

Чтобы зарегистрировать тепловой спектр с высоким отношением сигнал/шум во всем интервале 200–850 нм, необходим существенно больший динамический диапазон, либо использование двух спектрометров, отличающихся, например, временем накопления сигнала.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вопрос о том, можно ли проводить измерение температуры по тепловому излучению, не имея априорных данных о коэффициенте излучения объекта, активно обсуждается несколько десятилетий. Ряд авторов отвечает на этот вопрос утвердительно, ими разрабатывается метод, в ко-

тором температура и излучательная способность объекта определяются одновременно, в рамках единой измерительно-вычислительной процедуры [98–100].

Обсуждаемый в данном обзоре метод спектральной пирометрии основан на отказе от использования вспомогательной функции $\epsilon(\lambda, T)$ для описания спектра (исключением является спектр наночастиц). Логическим завершением этого метода была бы регистрация всего спектра излучения (например, в пределах двух-трех порядков длин волн, включая область Вина и переходную область) и сравнение полученного спектра с планковским. Подобие спектров хотя бы в некоторых участках позволяет определить температуру исследуемого объекта.

Во многих работах последних десятилетий используется метод, предполагающий возможность определения температуры при незнании коэффициента излучения исследуемого объекта. Спрямление экспериментальных спектров в соответствующих координатах позволяет считать достоверными, в первом приближении, следующие утверждения: а) распределение интенсивности излучения соответствует (с точностью до множителя) закону Планка, т.е. излучение является тепловым; б) по сравнению с зависимостью $I(\lambda)$ зависимость $\epsilon(\lambda)$ является слабой, и ее влияние пренебрежимо мало. Многочисленность объектов, спектры излучения которых подобны спектру черного тела, позволяет считать, что “серые” тела действительно существуют. Эксперименты показывают, что излучательными свойствами, близкими к свойствам “серого” тела, обладают полупроводники и диэлектрики как ниже, так и выше точки плавления; малые частицы, в том числе наночастицы; кавитационные пузырьки в

жидкости; оптически тонкое пламя; оптически тонкая эрозионная плазма.

Метод спектральной пирометрии позволяет определять температуру объектов, о коэффициентах излучения которых нет ни экспериментальных, ни расчетных данных. Выполнение приближения “серого” тела проверяется в каждом эксперименте, и температура вычисляется как параметр наблюдаемого распределения интенсивности излучения. Именно таким образом определяется “цветная температура” в [1]: это “температура черного тела, которая в видимом спектре имеет то же относительное распределение, что и изучаемый источник”.

В случае, когда имеется пространственная или временная неоднородность и регистрируется суммарный спектр, определяемое значение близко к максимальной температуре. В [101] тот же вывод для цветовой пирометрии сделан с помощью простой модели, состоящей из двух участков с разными температурами.

Подобие спектров может наблюдаться не во всем исследованном диапазоне длин волн, а в отдельных интервалах. При этом также возможно определение температуры по тем интервалам, где справедлива модель “серого” тела. Если же в зарегистрированном спектре нет участков, где наблюдается подобие с планковским спектром, необходимо делать вывод, что пирометрия не позволяет определить температуру такого объекта, и надо применять другой метод термометрии.

Спектральная пирометрия в течение двух десятилетий применяется для измерений в области геофизики и физики высоких давлений, газоразрядной плазмы, пламен и взрывов, твердофазных химических реакций, быстрых термических процессов микротехнологии. Одним из новых направлений является термометрия наночастиц в процессах их синтеза и обработки, где спектральная пирометрия является перспективным методом. Возможность проводить термометрию объектов, для которых она ранее не проводилась, является большим достоинством метода.

Имеются разновидности спектральной пирометрии. Несколько десятилетий назад метод определения длины волны, соответствующей максимуму интенсивности в спектре, применялся для термометрии лазерной плазмы [79]. С использованием новой техники в настоящее время развиваются сходные методы, основанные на определении длин волн, соответствующих двум особым точкам планковской кривой – точке перегиба в области Вина и максимуму кривой [102, 103]. В этих методах также нет необходимости привлекать данные о коэффициенте излучения исследуемого объекта. Однако и в этих методах необходимо регистрировать достаточно широкие интервалы спектра, чтобы усреднить шумы и с высокой точ-

ностью определить положение особых точек в спектре. Ограничением этих методов является то, что точки перегиба и максимумы могут наблюдаться и в спектрах, существенно отличных от планковского.

Большинство измерений спектров излучения проведено с помощью малогабаритных спектрометров Ocean Optics и Avantes, оснащенных фотоприемной п.з.с.-линейкой (1024 или 2048 пикселей) на основе кремния, с областью чувствительности 200–1100 нм. Выпускаются также спектропирометры с диапазоном чувствительности 1000–1700 нм [104], такие приборы позволяют проводить измерения температур, превышающих 600 К.

При анализе результатов ряда исследований выявились проблемы, решение которых необходимо для получения достоверных результатов. Причины подобия спектров исследуемых объектов планковскому спектру в некоторых случаях непонятны. Не всегда выглядит обоснованной интерпретация спектра, зарегистрированного в узком интервале длин волн, как температурного. Недостаточно изучены механизмы формирования планковских спектров излучения широкозонных кристаллов, наночастиц, оптически прозрачной плазмы. Мало внимания уделялось природе систематических погрешностей и методам их устранения. До настоящего времени не проведено определение реальной точности метода, а также предельно достижимой точности, для этого необходимы измерения температуры эталонных объектов (моделей черных тел).

Автор благодарит Г.М. Батанова, Н.К. Бережецкую, С.И. Грицинина, И.А. Коссого, С.П. Русина, Д.Я. Света за полезные обсуждения и Г.С. Воронова за предоставление данных по тепловому излучению стенки стелларатора Л-2М.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рибо Г. Оптическая пирометрия. М.–Л.: ГТТИ, 1934.
2. Температурные измерения. Справочник/Под ред. О.А. Геращенко. Киев: Наук. думка, 1989. С. 447.
3. Излучательные свойства твердых материалов/Под ред. А.Е. Шейндлина. М.: Энергия, 1974.
4. Физические величины. Справочник/Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. С. 766.
5. Ravindra N.M., Sopori B., Gokce O.H. et al. // Int. J. Thermophys. 2001. V. 22. № 5. P. 1593.
6. Rozenbaum O., De Sousa Meneses D., Auger Y. et al. // Rev. Sci. Instrum. 1999. V. 70. № 10. P. 4020.
7. Tanaka H., Sawai S., Morimoto K., Hisano K. // Int. J. Thermophys. 2000. V. 21. № 4. P. 927.
8. Xi F., Xiaogang S., Righini F. // Int. J. Thermophys. 2003. V. 24. № 3. P. 849.
9. Gardner J.L., Jones T.P., Davies M.R. // High Temperatures – High Pressures. 1981. V. 13. P. 459.

10. Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур. М.: Наука, 1982.
11. Hunter G.B., Allemand C.D., Eagar T.W. // Opt. Eng. 1985. V. 24. № 6. P. 1081.
12. Duvaut Th. // Infrared Phys. Technol. 2008. V. 51. P. 292.
13. Герцберг Г. Спектры и строение двухатомных молекул. М.: ИИЛ, 1949.
14. Хохлов М.З. // Опт. и спектр. 1958. Т. 4. № 4. С. 438.
15. Touzeau M., Vialle M., Zellaoui A. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1991. V. 24. № 1. P. 41.
16. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. М.: Мир, 1971. С. 335.
17. Muraoka K., Maeda M. Laser-Aided Diagnostics of Plasmas and Gases. Bristol: IOP Publ., 2001.
18. Heinz D.L., Jeanloz R. // In: High Pressure Research in Mineral Physics/Ed. M.H. Manghani, Y. Syono. Terra Sci. Publ. Tokyo/Amer. Geophys. Union, Washington. 1987. P. 113.
19. Копьев В.А., Косский И.А., Магунов А.Н., Тарасова Н.М. // ПТЭ. 2006. № 4. С. 131.
20. Gupta S.C., Love S.G., Ahrens T.J. // Earth and Planetary Science Letters. 2002. V. 201. P. 1.
21. Boness D.A., Brown J.M. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. № 18. P. 2931.
22. Морачевский Н.В. // Тр. ФИАН. М.: Наука, 1978. Т. 103. С. 118.
23. Subramanian N., Chandra Shekar N.V., Sanjay Kumar N.R., Sahu P.Ch. // Current Sci. 2006. V. 91. № 2. P. 175.
24. Chandra Shekar N.V., Sahu P.Ch., Govindra Rajan K. // J. Mater. Sci. Technol. 2003. V. 19. № 6. P. 518.
25. Yoo C.S., Holmes N.C., Ross M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. № 25. P. 3931.
26. Deemyad S., Sterer E., Barthel C., Rekhi S. // Rev. Sci. Instrum. 2005. V. 76. 125104.
27. Lin J.-F., Sturhahn W., Zhao J. et al. // Geophys. Res. Lett. 2004. V. 31. P. L14611.
28. Shen G., Rivers M.L., Wang Y., Sutton S.R. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. № 2. P. 1273.
29. Boehler R. // Hyperfine Interactions. 2000. V. 128. P. 307.
30. Zhao J., Sturhahn W., Lin J.-F., Shen G. et al. // High Pressure Research. 2004. V. 24. № 4. P. 447.
31. Kunz M., Caldwell W.A., Miyagi L., Wenk H.-R. // Rev. Sci. Instrum. 2007. V. 78. 063907.
32. Zaitsev A. Optical Properties of Diamond: A Data Handbook. Berlin: Springer, 2001.
33. Herchen H., Cappelli M.A. // Proc. SPIE. 1991. V. 1534. P. 158.
34. Heidinger R., Dammertz G., Steinbock L., Thumm M. // Proc. XII Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating (ECE 2002). Aix-en-Provence, France, 2002. P. 499.
35. Sweeney J.S., Heinz D.L. // Pure Appl. Geophys. 1993. V. 141. № 2-4. P. 497.
36. McCauley T.S., Israel A., Vohra Y.K. // Rev. Sci. Instrum. 1997. V. 68. № 4. P. 1860.
37. Baller T.S., Kools J.C.S., Dieleman J. // Appl. Surf. Sci. 1990. V. 46. P. 292.
38. Timans P.J. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72. № 2. P. 660.
39. Rekhi S., Tempere J., Silvera I.F. // Rev. Sci. Instrum. 2003. V. 74. № 8. P. 3820.
40. Curry A.C., Shih A.J., Kong J. et al. // J. Am. Ceram. Soc. 2003. V. 86. № 2. P. 333.
41. Бархударов Э.М., Грицинин С.И., Дрейден Г.В. и др. // Физ. плазмы. 2004. Т. 30. № 6. С. 575.
42. Грицинин С.И., Косский И.А., Магунов А.Н. // Тез. XII Рос. конф. по теплофизич. свойствам веществ (РКТС-XII). М.: Интерконтакт, 2008. С. 103.
43. Ng D., Fralick G. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. № 2. P. 1522.
44. Буфетов И.А., Дуанов Е.М. // УФН. 2005. Т. 175. № 1. С. 100.
45. Hand D.P., Russell P.St.J. // Opt. Lett. 1988. V. 13. № 9. P. 767.
46. Стеллараторы/Под ред. Л.М. Коврижного/Тр. ИОФАН. М.: Наука, 1991. Т. 31.
47. Ulrickson M. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. V. 4. № 3. P. 1805.
48. Araki M., Kobayashi M. // Rev. Sci. Instrum. 1996. V. 67. № 1. P. 178.
49. Маргулис М.А. // УФН. 2000. Т. 170. № 3. С. 263.
50. Brenner M.P., Hilgenfeldt S., Lohse D. // Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. P. 425.
51. Gaitan D.F., Crum L.A., Church C.C., Roy R.A. // J. Acoust. Soc. Amer. 1992. V. 91. P. 3166.
52. Hiller R., Putterman S.J., Barber B.P. // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 69. P. 1182.
53. Vazquez G., Camara C., Putterman S.J., Weninger K. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. 197402.
54. Flannigan D.J., Suslick K.S. // Nature. 2005. V. 434. P. 52.
55. Vazquez G., Camara C., Putterman S., Weninger K. // Opt. Lett. 2001. V. 26. P. 575.
56. Brujan E.A., Hecht D.S., Lee F., Williams G.A. // Phys. Rev. E. 2005. V. 72. 066310.
57. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев В.А. и др. // Теплофизика высоких температур. 2008. Т. 46. № 1. С. 135.
58. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев В.А. и др. // Физ. плазмы. 2008. Т. 34. № 4. С. 361.
59. Obertacke R., Wintrich H., Wintrich F., Leipertz A. // Comb. Sci. Technol. 1996. V. 121. № 1-6. P. 133.
60. Горохов Е.В., Магунов А.Н., Феценко В.С., Алтухов А.А. // ПТЭ. 2008. № 2. С. 131.
61. Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев В.А. и др. // Доклады РАН. 2006. Т. 407. № 6. С. 752.
62. Левашов Е.А., Рогачев А.С., Юхвид В.И., Боровинская И.П. Физико-химические и технологические основы самораспространяющегося высокотемпературного синтеза. М.: Бином, 1999.
63. Docquier N., Candel S. // Progr. Energy Combustion Sci. 2002. V. 28. P. 107.
64. Goroshin S., Frost D.L., Levine J. et al. // Propellants, Explosives, Pyrotechnics. 2006. V. 31. № 3. P. 169.

65. Белокуров Г.М., Тупицын Е.В., Алукер Д.Э. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32. № 1. С. 45.
66. Магунов А.Н. Лазерная термометрия твердых тел. М.: Физматлит, 2001.
67. Robinson R.D., Spanier J.E., Zhang F. et al. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. № 4. P. 1936.
68. Stoffels E., Stoffels W.W., Vender D. et al. // IEEE Trans. Plasma. Sci. 1994. V. 22. № 2. P. 116.
69. Frenzel U., Roggenkamp A., Kreisle D. // Chem. Phys. Lett. 1995. V. 240. № 1–3. P. 109.
70. Schou J., Amoroso S., Lunney J.G. // In: Laser Ablation and its Applications (Springer Series in Optical Sciences)/Ed. C.R. Phipps. Berlin: Springer, 2006. P. 89.
71. Osswald S., Behler K., Gogotsi Y. // J. Appl. Phys. 2008. V. 104. P. 074308.
72. Costa J., Roura P., Morate J.R., Bertran E. // J. Appl. Phys. 1998. V. 83. № 12. P. 7879.
73. Cramer L.P., Schubert B.E., Petite P.S. et al. // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. 074307.
74. Landström L., Elihn K., Boman M. et al. // Appl. Phys. A. 2005. V. 81. № 4. P. 827.
75. Макаров Г.Н. // УФН. 2008. Т. 178. № 4. С. 337.
76. Hansen K., Campbell E.E.B. // J. Chem. Phys. 1996. V. 104. № 13. P. 5012.
77. Востриков А.А., Азарков А.А., Дубов Д.Ю. // ЖТФ. 2000. Т. 70. № 7. С. 102.
78. Campbell A.J. // Rev. Sci. Instrum. 2008. V. 79. 015108.
79. Бойко В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. // Тр. ФИАН. М.: Наука, 1974. Т. 76. С. 186.
80. Jeon J.-S., Yang I.-J., Na J.-H., Kwak H.-Y. // J. Phys. Soc. Jap. 2000. V. 69. № 1. P. 112.
81. Oganov A.R., Ono S. // Proc. Nat. Acad. Sci. 2005. V. 102. № 31. P. 10828.
82. Кормер С.Б. // УФН. 1968. Т. 94. № 4. С. 641.
83. Лингарт Ю.К., Петров В.А., Тихонова Н.А. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 5. С. 872.
84. Битюков В.К., Петров В.А. // Микроэлектроника. 2004. Т. 33. № 6. С. 403.
85. Яковленко С.И. // Квантовая электрон. 2004. Т. 34. № 9. С. 787.
86. Природные алмазы России/Под ред. В.Б. Кваскова. М.: Полярон, 1997. С. 33.
87. Маненков А.А. // Тр. ФИАН. Т. 101. М.: Наука, 1978. С. 3.
88. Данилейко Ю.К., Маненков А.А., Нечитайло В.С. // Тр. ФИАН. Т. 101. М.: Наука, 1978. С. 29.
89. Горшков Б.Г. // Тр. ФИАН. Т. 137. М.: Наука, 1982. С. 79.
90. Маненков А.А. // Квантовая электрон. 2003. Т. 33. № 7. С. 639.
91. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. М.: Энергоатомиздат, 1991.
92. Деревщиков В.А., Дерябина М.А. // ТВТ. 1966. Т. 4. № 1. С. 20.
93. Деревщиков В.А. // ЖТФ. 1970. Т. 40. № 7. С. 1546.
94. Головин А.Ф. // Квантовая электрон. 1994. Т. 21. № 2. С. 175.
95. Овечкин Г.В. // УФН. 1992. Т. 162. № 6. С. 161.
96. Stoffels W.W., Stoffels E., Kroesen G.M., de Hoog F.J. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. V. 14. № 2. P. 588.
97. Kavner A., Panero W.R. // Phys. Earth&Planet. Inter. 2004. V. 143–144. P. 527.
98. Свет Д.Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. М.: Наука, 1968.
99. Михляев С.В., Мухин Ю.Д., Нежевенко Е.С. // Автометрия. 1998. № 1. С. 39.
100. Леонов А.С., Русин С.П. // Теплофизика и аэромеханика. 2001. № 3. С. 475.
101. Киренков И.И. Метрологические основы оптической пирометрии. М.: Изд-во стандартов, 1976.
102. Бодров В.Н., Мухина В.И. // Вестник МЭИ. 2000. № 2. С. 87.
103. Dai J., Wang X., Liu X. // Int. J. Thermophys. 2008. V. 29. № 3. P. 1116.
104. Felice R.A. // Proc. SPIE. 2004. V. 5405. P. 36.