

УДК 536.3

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИСТИННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ НАГРЕТОГО ТЕЛА ПО ИНТЕГРОСПЕКТРАЛЬНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С.П. РУСИН

*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН,
Москва*

Рассматривается метод восстановления истинной температуры непрозрачного тела по спектру теплового излучения, зарегистрированного в спектральных полосах определенной ширины. В серии квазиреальных компьютерных экспериментов были исследованы зависимости точности восстановления истинной температуры от числа неизвестных параметров модели излучательной способности тела, а также от числа и ширины спектральных полос. Если число неизвестных параметров полиномиальной модели излучательной способности для платины больше десяти, то решение неустойчиво, даже если входные данные заданы с компьютерной точностью. Показано, что существенное увеличение точности восстановления истинной температуры тела может быть достигнуто путем обработки результатов повторных экспериментов.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, истинная (термодинамическая) температура T свободно излучающего непрозрачного объекта не всегда может быть измерена контактными методами. Например, непосредственный контакт датчика с объектом либо нежелателен, либо невозможен в следующих случаях:

- объект измерения движется;
- объект опасен при контакте (находится под высоким электрическим напряжением, либо химически агрессивен, либо радиоактивен и т. п.);
- объект находится на значительном расстоянии от измерительного прибора;
- температура объекта превышает температуру функционирования контактного датчика;
- размеры объекта таковы, что при контакте существенно искажается температурное поле объекта;
- для быстропротекающих процессов контактный датчик не может зарегистрировать изменение температуры с требуемой точностью в силу своей инерционности.

Поэтому в настоящее время все большее распространение получают бесконтактные методы определения температуры, основанные на регистрации различных участков спектра теплового излучения объекта.

Важно отметить, что при воздействии на объект высокоинтенсивных энергетических потоков возможно изменение его агрегатного состояния, т. е. плавление, кипение и частичное испарение за субсекундные интервалы времени. При этом в каждый момент времени в спектре излучения содержится уникальная информация

о состоянии объекта. Методы извлечения информации об объекте по зарегистрированному спектру излучения широко используются при астрофизических наблюдениях [1]. Кроме того, ряд биологических объектов и природных образований, при одной и той же температуре, имеют сложную внутреннюю структуру и оптически неоднородны. В этом случае идентификация отдельных фрагментов этих объектов может быть проведена по максимуму в спектре излучения или отражения излучения, причем положение максимума собственного излучения содержит информацию как о температуре объекта, так и об оптических свойствах его фрагментов. Этим, в частности, объясняется использование методов наблюдения и фотографирования подобных объектов в различных спектральных интервалах [2].

Методы определения (восстановления) температуры T непрозрачного объекта, а, следовательно, и зависимости излучательной способности $\varepsilon(\lambda)$ от длины волны λ по спектру теплового излучения весьма подробно рассматриваются в [3–9].

Кратко идея этой группы методов заключается в следующем. Полагается, что излучение непрозрачного объекта имеет сплошной спектр в широком спектральном диапазоне длин волн. Среда, в которой находится объект, прозрачна для излучения. Задача рассматривается в пределах применимости формулы Планка или Вина. Тогда, регистрируя интенсивность (яркость) $I_c(\lambda_i)$ площадки визирования свободно излучающего объекта при m длинах волн λ_i , имеем систему из m уравнений вида

$$\varepsilon(\lambda_i) I_0(\lambda_i, T) = I_c(\lambda_i), \quad i = 1, 2, \dots, m, \quad (1)$$

где $I_0(\lambda_i, T) = C_1 / (\lambda_i^5 [\exp(c_2/\lambda_i T) - 1])$ — интенсивность черного излучения, C_1 , c_2 — первая и вторая постоянные излучения соответственно; $\varepsilon(\lambda_i, T)$ — спектральная излучательная способность места визирования в направлении визирования.

Величина $\varepsilon(\lambda_i, T)$ зависит от многих параметров, в том числе от времени и, как правило, неизвестна. Поэтому система (1) имеет $m + 1$ неизвестных ($\varepsilon(\lambda_i)$ и $T = \text{const}$), т. е. физически недоопределена. Как известно, чтобы дополнить определение задачи, необходимо ввести то или иное соотношение связи. Обычно, исходя из априорных соображений, полагают, что ε является параметрической функцией (моделью) от n параметров a_1, a_2, \dots, a_n , т. е. $\varepsilon(\lambda) \approx \varepsilon(\lambda, \mathbf{a})$, где $\mathbf{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n)$ — вектор параметров. Отметим, что это существенное допущение должно быть подвергнуто апостериорной проверке. Тогда при $n + 1 < m$ задача, в принципе, может быть решена, например, методом наименьших квадратов (МНК), и найдены искомые неизвестные T, a_1, a_2, \dots, a_n .

Однако такой подход имеет ряд существенных недостатков. Прежде всего, низкая точность определения (восстановления) температуры. Как показано в [10], даже при отсутствии погрешности модели $\varepsilon(\lambda)$ и однократном измерении, стандартное отклонение может достигать десятков градусов. Кроме того, и это будет показано в настоящей работе, увеличение числа параметров приводит к существенному ухудшению точности их определения. К сожалению, в работах [3–9] не приводится анализ погрешности определения температуры в полном объеме, хотя такой анализ необходим при подобных исследованиях и сравнительно легко выполним на основании данных многократных измерений. Авторы, как правило,

исходя из результатов единичного эксперимента, ограничиваются констатацией, что искомая температура либо совпадает с показаниями термопары [7], либо приводится только итоговая оценка относительной погрешности в 1–2 % [6]. Отметим, что при известной параметрической модели $\varepsilon(\lambda)$ точность определения температуры целиком определяется инструментальной погрешностью прибора. Эта погрешность, в частности, зависит от величины спектрального интервала, в котором регистрируется излучение. Причем, чем уже интервал Δ_i (ширина полосы), тем меньший поток излучения поступает на приемник и с тем меньшей точностью этот поток может быть зарегистрирован. При увеличении интервала Δ_i величина потока, падающего на приемник, увеличивается, причем приемник интегрирует сигнал в полосе Δ_i . В этом случае в качестве исходных данных используются спектральные характеристики излучающего тела, аппаратно проинтегрированные в спектральных полосах Δ_i (интегро-спектральные характеристики). Разумеется, информация о спектре излучения внутри интервала Δ_i частично утрачивается. Поэтому данные о параметрической зависимости ε от λ должны быть предварительно известны либо из специально поставленных экспериментов, либо из литературных источников (см., например, [11]).

Необходимо отметить, что влияние величины спектральных интервалов Δ_i (полос) на точность определения температуры практически не исследовано.

В настоящей работе, на основании данных квазиреального эксперимента, исследовано влияние числа и величины спектральных интервалов, а также количества повторных (параллельных) экспериментов на точность определения истинной температуры по спектру теплового излучения. Полагалось, что параметрическая модель излучательной способности предварительно известна (погрешность модели отсутствует). Полагалось также, что для быстропотекающих процессов излучение в различных спектральных интервалах регистрируется одновременно: либо по многоканальному оптическому тракту, либо с помощью нескольких спектральных приборов. В этом случае зависимость излучательной способности от времени в процессе измерений исключается. Приводятся интервальные оценки погрешности определения истинной температуры T .

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

1.1. Исходная система уравнений

Задача рассматривалась в пределах применимости формулы Планка или Вина. Это означает, что значения λT таковы, что приближение Релея — Джинса не имеет места.

Поскольку измерительный прибор (пирометр или спектрометр) может зарегистрировать излучение объекта только в конечном (возможно, весьма узком) спектральном интервале $\Delta_i = [\lambda_{p_i}, \lambda_{q_i}]$, то на основании (1) имеем:

$$\int_{\Delta_i} \varepsilon(\lambda, T) I_0(\lambda, T) d\lambda = \int_{\Delta_i} I_c(\lambda) d\lambda, \quad i = 1, 2, \dots, m. \quad (2)$$

Малые интервалы Δ_i принадлежат отрезку длин волн от λ_a до λ_b .

Полагалось, что на отрезке $[\lambda_a, \lambda_b]$ для $\varepsilon(\lambda, T)$ справедлива полиномиальная аппроксимация, т. е.

$$\varepsilon(\lambda, T) \cong \varepsilon(\lambda, \mathbf{a}, T) = \sum_{j=1}^n a_j \lambda^{j-1}, \quad (3)$$

где вектор $\mathbf{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n)$, a_j — постоянные коэффициенты.

Тогда на основании (2) и (3) получаем нелинейную по T систему уравнений

$$\sum_{j=1}^n a_j \int_{\Delta_i} \lambda^{j-1} I_0(\lambda, T) d\lambda = \int_{\Delta_i} I_c(\lambda) d\lambda, \quad i = 1, 2, \dots, m, \quad (4)$$

где i — номер интервала Δ_i .

При $m > n + 1$ искомый вектор параметров $\mathbf{a} = (a_1, a_2, \dots, a_n)$ и величина T могут быть определены по нелинейному методу наименьших квадратов (МНК). Однако для упрощения алгоритма и анализа результатов эта нелинейная задача решалась как последовательность линейных задач для каждого заданного значения температуры из допустимого диапазона температур $[T_{\text{inf}}, T_{\text{sup}}]$. Шаг по температуре задавался, исходя из конкретной специфики задачи.

При заданном значении T_k (k — номер элемента массива) система (4) линейна относительно искомого вектора параметров \mathbf{a} , который в данном случае целесообразно обозначить как вектор \mathbf{x} . Тогда систему (4) можно записать в более компактной матричной форме

$$G \mathbf{x} = \mathbf{h}, \quad (5)$$

где элементы g_{ij} матрицы G и элементы h_i вектора \mathbf{h} задаются соотношениями:

$$g_{ij} = \int_{\Delta_i} \lambda^{j-1} I_0(\lambda, T) d\lambda, \quad h_i = \int_{\Delta_i} I_c(\lambda) d\lambda, \quad i = 1, 2, \dots, m, \quad j = 1, 2, \dots, n. \quad (6)$$

При стремлении всех Δ_i к нулю имеем монохроматическое приближение (1).

1.2. Число обусловленности матрицы A

Как известно [12], решение несовместной системы (5), состоящей из m уравнений с n неизвестными ($m > n$) по МНК, в свою очередь, удовлетворяет линейной системе нормальных уравнений вида

$$A \mathbf{x} = \mathbf{b}, \quad (7)$$

где $A = G^T G$ — матрица порядка m , а $\mathbf{b} = G^T \mathbf{h} - m$ — мерный вектор. Тогда

$$\mathbf{x} = A^{-1} \mathbf{b}, \quad (8)$$

где A^{-1} — матрица, обратная A .

Поскольку правая часть (7) зависит от экспериментальных погрешностей, с которыми определяется вектор \mathbf{h} , вектор \mathbf{b} имеет абсолютную погрешность $\Delta \mathbf{b}$. Эта погрешность, в свою очередь, вызывает абсолютную погрешность $\Delta \mathbf{x}$ решения. Можно показать [13], что в этом случае справедлива оценка

$$\delta_x \leq M_A \delta_b, \quad (9)$$

где $\delta_x = \|\Delta \mathbf{x}\| / \|\mathbf{x}\|$ — относительная погрешность определения вектора \mathbf{x} , $M_A = \|A^{-1}\| \times \|A\|$ — число обусловленности матрицы A (здесь и далее используется евклидова норма), $\delta_b = \|\Delta \mathbf{b}\| / \|\mathbf{b}\|$.

В данной работе число обусловленности M_A определялось по формуле

$$M_A = |\mu_{\max}(A)/\mu_{\min}(A)|, \quad (10)$$

где $\mu_{\max}(A)$ и $\mu_{\min}(A)$ — наибольшее и наименьшее по модулю собственные числа матрицы A соответственно. Число M_A всегда больше 1 и, как будет показано в дальнейшем, может достигать значительной величины.

Из (9) следует, что относительная погрешность δ_x может многократно превышать относительную инструментальную погрешность δ_b .

1.3. Относительная погрешность вектора \mathbf{h}

Полагалось, что абсолютная погрешность $\Delta\mathbf{h}$ экспериментального определения вектора \mathbf{h} обусловлена только случайными инструментальными погрешностями прибора (пирометра или спектрометра), т. е. измерительный прибор не имеет систематических погрешностей. В этом случае относительная погрешность δ_{ex} вектора \mathbf{h} определялась по соотношению

$$\delta_{ex} = \|\Delta\mathbf{h}\|/\|\mathbf{h}_{ex}\| = \left(\sum_{i=1}^m \Delta h_i^2 \right)^{1/2} / \left(\sum_{i=1}^m h_{ex,i}^2 \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где $\Delta h_i = |h_{ex,i} - h_i|$, $h_{ex,i}$ — значение h_i , измеренное экспериментально.

1.4. Генерирование данных для квазиреального эксперимента

Компоненты h_i вектора \mathbf{h} вычислялись на основании (6) при фиксированной температуре T_0 . Так, например, для платины, в соответствии с экспериментальными данными работы [14], полагалось, что при $T_0 = 2041,3$ К имеет место параметрическая зависимость $\varepsilon(\lambda) = 0,5304 - 0,3394\lambda + 0,1013\lambda^2$ (λ в мкм). Затем значения h_i возмущались с помощью генератора случайных чисел, распределенных по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием и единичным стандартным отклонением. Тогда квазиреальные величины $h_{ex,i}$ вычислялись по соотношению

$$h_{ex,i} = h_i + \delta_{ex} \frac{r_i}{\|\mathbf{r}\|} \|\mathbf{h}\|, \quad (12)$$

где r_i — случайное число.

Значения $h_{ex,i}$ в качестве входных данных использовались затем при проведении квазиреального эксперимента.

На основании (11) стандартное отклонение σ_k распределения величины $h_{ex,i}$ вычислялось по формуле

$$\sigma_h = \sqrt{\sum_{i=1}^m (h_{ex,i} - h_i)^2 / (m-1)} = \delta_{ex} \|\mathbf{h}_{ex}\| / \sqrt{m-1}. \quad (13)$$

1.5. Относительная невязка δ системы уравнений (5)

Величина относительной невязки δ определялась по соотношению

$$\delta = \|G\mathbf{x}_{ex} - \mathbf{h}_{ex}\| / \|\mathbf{h}_{ex}\| = \left(\sum_{i=1}^m \left(\sum_{j=1}^n g_{ij} x_{ex,j} - h_{ex,i} \right)^2 \right)^{1/2} / \left(\sum_{i=1}^m h_{ex,i}^2 \right)^{1/2}, \quad (14)$$

где \mathbf{x}_{ex} — вектор, найденный в результате решения системы (5) по МНК.

По одному из критериев за истинную температуру принималось то значение T_k , при котором величина δ была наименьшей.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ КВАЗИРЕАЛЬНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве исходных данных для квазиреального эксперимента были взяты экспериментальные данные по измерению спектра излучения платины при температуре плавления $T_0 = 2041,3$ К [14].

Полагалось, что все измерения проводились в спектральном диапазоне от 0,5 до 1,5 мкм, причем погрешностью измерения длин волн, по сравнению с другими инструментальными погрешностями прибора, пренебрегалось. Полагалось также, что параметрическая зависимость для спектральной излучательной способности в направлении нормали для платины известна (погрешность модели отсутствует): $\varepsilon(\lambda) = a_1 + a_2\lambda + a_3\lambda^2$ [14]. Считалось, что эксперимент проведен, когда спектр излучения объекта в заданном спектральном диапазоне (от 0,5 до 1,5 мкм) и в заданных спектральных интервалах Δ_i зарегистрирован. В целях упрощения вычислений вместо I_0 использовалась относительная интенсивность I_0/C_1 . Было принято, что $c_2 = 14388$ мкм·К. Во всех случаях диапазон допустимых температур зависел от точности экспериментальных данных и находился в пределах 1800–2400 К. Шаг по температуре составлял 1 К (если не оговорено противное), причем значение 2041,3 К также принадлежало указанному диапазону.

2.1. Влияние ширины спектрального интервала Δ_i и количество интервалов m на точность определения температуры

Сначала был проведен квазиреальный эксперимент для четырех спектральных интервалов ($m = 4$, $\Delta_i = 0,25$ мкм). Для определения неизвестных a_1 , a_2 , a_3 и T , вообще говоря, достаточно системы из четырех уравнений. Зависимость относительной невязки δ от температуры T при различных δ_{ex} для однократных экспериментов представлена на рис. 1, *a*, *b*.

При $\delta_{ex} = 0$ (см. рис. 1, *a*) инструментальные погрешности прибора равны нулю (абсолютно точный прибор) и задача может быть решена с компьютерной точностью. Как и следовало ожидать, решение — единственно. При $\delta_{ex} = 0$, в пределах точности компьютерных вычислений, значения искомых параметров совпадают с заданными. При $\delta_{ex} \neq 0$ искомые значения температур образуют множество, принадлежащее отрезку $[T_L, T_R]$, где T_L и T_R — абсциссы точек пересечения графика функции $\delta = f(T)$ с прямой $\delta_{ex} = \text{const}$ слева и справа от точки минимума невязки δ соответственно (см. рис. 1). Абсцисса точки минимума

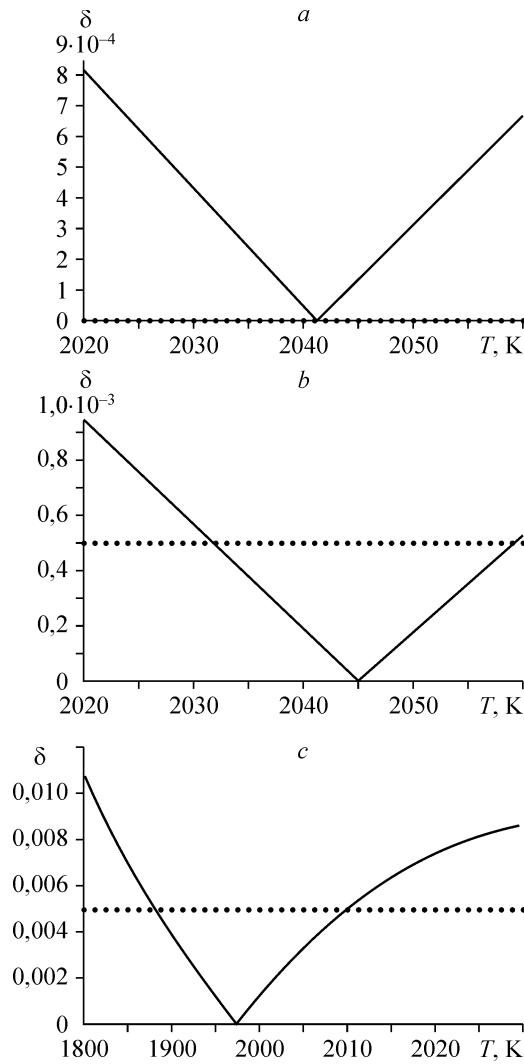


Рис. 1. Относительная невязка δ в зависимости от T при $m = 4$, $\Delta_i = 0,25$ мкм и различных значениях δ_{ex} : линии — δ , точки — δ_{ex} .
 $\delta_{ex} = 0$ (a), $0,0005$ (b), $0,005$ (c).

невязки обозначена как T_{dis} ($T_L < T_{dis} < T_R$). Многократные квазиреальные эксперименты показывают, что величины T_L , T_R и T_{dis} от опыта к опыту меняются в широких пределах, причем тем больше, чем больше значение δ_{ex} . Как уже отмечалось, это объясняется плохой обусловленностью матрицы A и, следовательно, большой величиной числа обусловленности M_A .

Аналогичная ситуация имеет место при разбиении заданного спектрального интервала на 100 частей ($m = 100$, $\Delta_i = 0,01$ мкм). Результаты случайного однократного квазиреального эксперимента представлены на рис. 2, a-d. Однако в этом случае, как правило, интервалы $[T_L, T_R]$ при тех же значениях δ_{ex} уже, чем при $m = 4$.

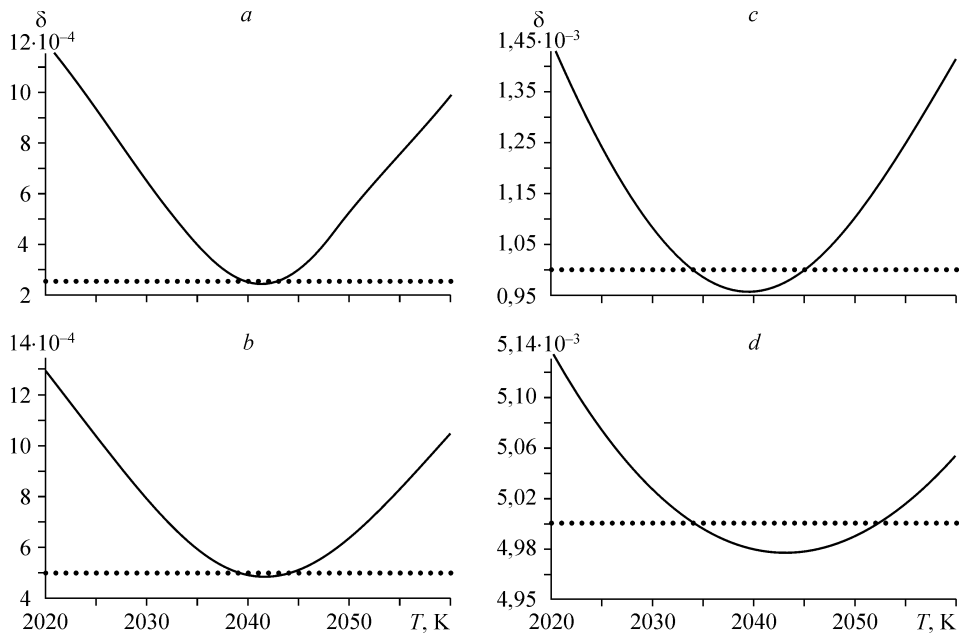


Рис. 2. Относительная невязка δ в зависимости от T при $m = 100$, $\Delta_l = 0,01$ мкм и различных значениях δ_{ex} : линии — δ , точки — δ_{ex} .
 $\delta_{ex} = 0,00025$ (a), $0,0005$ (b), $0,001$ (c), $0,005$ (d).

2.2. Влияние количества n_t экспериментов на точность определения температуры

Из (9) следует, что при однократном эксперименте значения искомым параметров должны иметь значительный разброс, причем роль коэффициента усиления играет число M_A . Возникает вопрос: какова величина разброса искомой величины температуры и насколько реален эффект увеличения точности определения этой величины в результате многократных экспериментов при осреднении?

Для выявления влияния плохой обусловленности матрицы A на точность определения температуры были проведены многократные эксперименты и, как это принято в экспериментальной практике, величины $T_{LR} = (T_L + T_R)/2$ и T_{dis} осреднялись по всем n_t опытам, как среднее арифметическое.

В таблице приведены осредненные результаты по n_t квазиреальным опытам. В ней использованы обозначения: черта сверху означает среднюю арифметическую величину, осредненную по n_t квазиреальным опытам, ΔT_{dis}^{\max} и ΔT_{LR}^{\max} — максимальный разброс искомым температур T_{dis} и T_R в n_t опытах соответственно, σ — стандартное отклонение от соответствующей средней величины, $\delta_{dis} = \sigma_{dis}/\bar{T}_{dis}$, $\delta_{LR} = \sigma_{LR}/\bar{T}_{LR}$. Число обусловленности M_A слабо менялось в диапазоне допустимых температур и определялось при $T_0 = 2041,3$ К.

Таблица

Параметры распределения и число M_A при различных значениях δ_{ex} и m в n_i квазиреальных опытах для платины при температуре плавления $T_0 = 2041,3$ К

δ_{ex}	m	M_A	n_i	$\bar{T}_{dis}, \text{ К}$	$\Delta T_{dis}^{max}, \text{ К}$	$\sigma_{dis}, \text{ К}$	δ_{dis}	$\bar{T}_{LR}, \text{ К}$	$\Delta T_{LR}^{max}, \text{ К}$	$\sigma_{LR}, \text{ К}$	δ_{LR}
0	4	40536	50	2041,3	0,0	1,8e-12	9,0e-16	2041,3	0,0	1,8e-12	9,0e-16
5,0e-4	4	40536	50	2042,1	25	6,6	3,2e-3	2042,5	29	6,7	3,3e-3
0,001	4	40536	50	2041,5	47	13,3	6,6e-3	2041,3	61	13,7	6,7e-3
2,5e-4	10	26965	20	2041,8	5	1,2	6,1e-4	2041,7	9	1,3	6,3e-3
5,0e-4	10	26965	20	2041,8	12	2,7	1,3e-3	2041,9	18	2,8	1,4e-3
0,001	10	26965	20	2042,6	27	7,0	3,4e-3	2042,9	36	7,0	3,4e-3
0,002	10	26965	20	2042,7	48	13,0	6,4e-3	2044,5	76	13,5	6,6e-3
0,005	10	26965	20	2037,7	110	29,9	1,5e-2	2049,2	219	34,4	1,7e-2
0,001	25	25558	8	2039,1	13	4,7	2,3e-3	2039,3	21	4,6	2,3e-3
0,002	25	25558	8	2045,4	17	5,5	2,7e-3	2045,8	38	5,4	2,7e-3
0,005	25	25558	8	2043,5	76	24,5	1,2e-2	2042,1	105	17,5	8,6e-3
3,0e-4	100	25320	20	2041,2	2	0,6	2,8e-4	2041,2	3	0,6	3,1e-4
5,0e-4	100	25320	20	2041,4	3	0,7	3,6e-4	2041,3	6	0,8	4,2e-4
0,005	100	25320	20	2039,2	50	11,2	5,5e-3	2040,1	70	11,3	5,6e-3

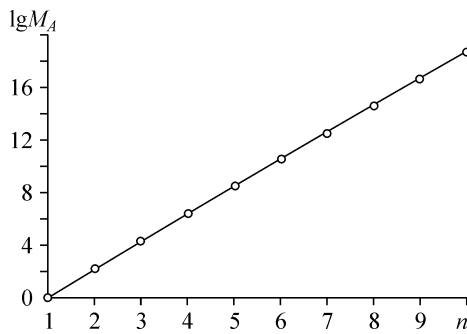


Рис. 3. Зависимость $\lg(M_A)$ от числа n искоемых коэффициентов a_j (спектр регистрируется в диапазоне от 0,505 до 1,495 мкм с шагом 0,01 мкм, $m = 100$).

2.3. Влияние количества искоемых параметров n на число обусловленности M_A и точность определения температуры

На рис. 3 представлена зависимость $\lg M_A$ от числа параметров n линейной модели $\varepsilon(\lambda_i)$. Хотя число n принимает дискретные значения, расстояния между соседними точками соединены прямыми линиями. Как следует из рис. 3, в интервале изменения n от 1 до 10 тангенс угла наклона этих прямых не менее 2. Это верхняя предельная оценка. В связи с этим, согласно (9), увеличение числа параметров n на единицу влечет увеличение относительной погрешности δ_{ex} более чем в 100 раз. Это плата за увеличение числа параметров модели $\varepsilon(\lambda_i)$.

В качестве иллюстрации, на рис. 4, *a*, *b* в виде графиков представлены результаты квазиреального эксперимента при $m = 200$, $\Delta_i = 1/m$, мкм и $n = 10$ (см. рис. 4, *a*) и $n = 11$ (см. рис. 4, *b*), причем вектор \mathbf{h}_{ex} задавался соотношению $\varepsilon(\lambda) = 0,5304 - 0,3394\lambda + 0,1013\lambda^2$, со стандартной точностью персонального компьютера типа Pentium. Шаг по температуре составлял 0,1 К, значения T_k принадлежали интервалу от 2020 до 2060 К. Как следует из рис. 4, *b* ($n = 11$), даже при такой высокой, недостижимой в экспериментальной практике точности задания входных данных найденное значение температуры $T_{dis} = 2039,2$ К, что значительно отличается от величины $T_0 = 2041,3$ К, принятой при формировании вектора \mathbf{h}_{ex} входных данных. Вместе с тем, при $n = 10$ (см. рис. 4, *a*), найденное значение температуры 2041,3 К еще совпадает с T_0 в пределах точности компьютерных вычислений. Этот результат еще раз говорит о том, что параметрическая модель $\varepsilon(\lambda)$ должна содержать как можно меньшее число параметров n .

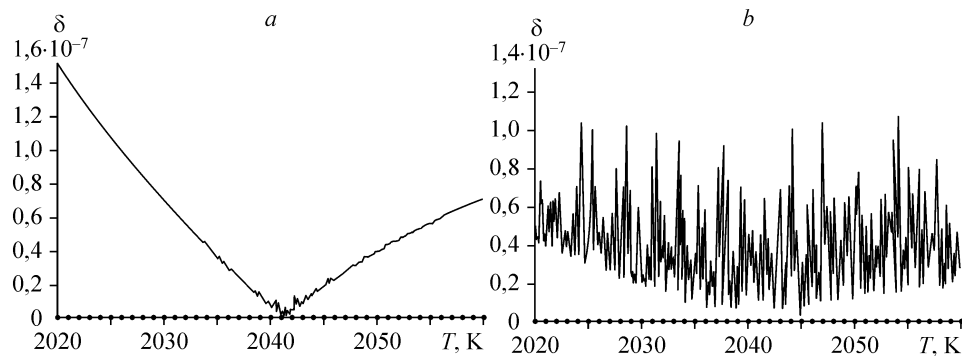


Рис. 4. Относительная невязка δ в зависимости от T при $m = 200$ и различных значениях n $T_0 = 2041,3$ К, $\varepsilon(\lambda) = 0,5304 - 0,3394\lambda + 0,1013\lambda^2$ заданы с компьютерной точностью.
 $n = 10$ (*a*), 11 (*b*).

ВЫВОДЫ

1. Для повышения чувствительности прибора, регистрирующего излучение нагретого тела, предложено использовать вместо спектральных характеристик, типа интенсивностей, интегроспектральные характеристики, которые представляют собой спектральные интенсивности, аппаратно проинтегрированные в различных спектральных интервалах (полосах) Δ_i .

2. С помощью квазиреального вычислительного эксперимента исследованы специфические особенности восстановления температуры нагретых тел по набору интегроспектральных характеристик теплового излучения, определенных в интервалах (полосах) Δ_i .

3. Показано, что погрешность определения истинной температуры в несколько раз превышает инструментальную погрешность измерительного прибора. Вместе с тем, представленный алгоритм позволяет оценить как интервал возможных значений искомой температуры, так и соответствующее стандартное отклонение.

4. Проведено численное исследование влияния увеличения числа n искомых параметров на точность восстановления истинной температуры. На примере полиномиальной параметрической зависимости излучательной способности платины от длины волны λ при температуре плавления показано, что при увеличении числа n на единицу число обусловленности M_A и, соответственно, погрешность определения вектора параметров увеличивается в 100 раз. Это может привести к плохой обусловленности соответствующей матрицы и даже потере устойчивости решения. Так, при $n > 10$ подобная неустойчивость возникает даже при условии, что входные данные имеют компьютерную точность. Поэтому в природе существуют материалы, температура которых по спектру теплового излучения предложенным способом может быть определена сравнительно точно (n мало), и материалы, температуру которых подобным способом определить практически невозможно, даже если спектр излучения зарегистрирован с высокой точностью (n велико).

5. Показано, что точность восстановления температуры может быть значительно улучшена на основании информации, полученной при проведении повторных (параллельных) экспериментов.

Автор выражает благодарность профессору А.С. Леонову за участие в обсуждении некоторых аспектов работы и ряд полезных советов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гончарский А.В., Черепашук А.М., Ягола А.Г. Численные методы решения обратных задач астрофизики. — М.: Наука, 1978. — 336 с.
2. Мишев Д. Дистанционные исследования Земли из космоса. — М.: Мир, 1985. — 232 с.
3. Nutter G.D. General considerations influencing the design of a high accuracy pyrometer // Temperature. Its measurement and control in science and industry. — N. Y.: Reynolds publishing corporation. Chapman & Hall, 1962. — Vol. 3, Pt 1. — P. 537–550.
4. Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур. — М.: Наука, 1982. — 295 с.
5. Снопко В.Н. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. — Минск: Институт физики НАН Беларуси, 1999. — 224 с.
6. Латыев Л.Н., Чеховской В.Я., Шестаков Е.Н. Определение истинной температуры веществ со сплошным спектром излучения // Метрология. — 1982. — № 1. — С. 35–41.
7. Khan M.A., Allemand C., Eagar T.W. Noncontact temperature measurement. II. Least squares based techniques // Rev. Sci. Instrum. — 1991. — Vol. 62, No. 2. — P. 403–409.
8. Свет Д.Я., Пырков Ю.Н., Плотниченко В.Г. Определение температуры и спектральной излучательной способности веществ, недоступных для непосредственного контакта // ДАН. 1998. — Т. 361, № 5. — С. 626–629.

9. **Леонов А.С., Русин С.П.** О решении обратной задачи определения температуры по спектру излучения нагретых тел // Теплофизика и аэромеханика. — 2001. — Т. 8, № 3. — С. 475–486.
10. **Русин С.П.** О точности определения температуры и излучательной способности непрозрачного тела по спектру теплового излучения // Приборы. — 2004. — № 11(53). — С. 57–61.
11. **Излучательные** свойства твердых материалов // Спр. под ред. А.Е. Шейндлина. — М.: Энергия. 1974. — 470 с.
12. **Стренг Г.** Линейная алгебра и ее применения. — М.: Мир, 1980. — 454 с.
13. **Самарский А.А., Гулин А.В.** Численные методы. — М.: Наука, 1989. — 432 с.
14. **McClure J.L., Cezairliyan A., Kaschnitz E.** Radiance temperature (in the wavelength range 527 to 1500 nm) of palladium and platinum at their melting points by pulse-heating technique // Int. J. of Thermophysics. — 1999. — Vol. 20, No. 4. — P. 1149–1161.

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2005 г.