

УДК 535.338.1

*C. H. Ивашов, H. X. Копыт*

*Одесский национальный университет им. И. И Мечникова.*

## **Определение действительной температуры излучения ряда пламен и тантала. Термодинамика излучения**

Используя моментный подход для описания спектров теплового излучения реальных тел получены выражения для определения действительной температуры излучения ряда пламен и тантала. Он также позволяет построить термодинамику теплового излучения нагретых тел. Определены температурные зависимости свободной энергии, полной энергии, энтропии и т.д. для тантала.

Температура является одним из важнейших параметров многих технологических процессов, а точность ее определения является важной задачей экспериментальной физики. На сегодняшний день весьма эффективными являются контактные методы измерения, применимость которых ограничена средними температурами [1-3]. В случае высоких температур широко используются бесконтактные методы измерения [4-8]. Хотя они и позволяют измерять температуру излучения, их методики не лишены недостатков. Так, при использовании метода обращения спектральных линий (исчезновение спектральной линии на фоне сплошного спектра), метода абсолютных и относительных яркостей спектральных линий и пирометрических методов, экспериментаторы пользуются Виновским законом излучения, применимым в области  $\lambda T \leq 3 \cdot 10^{-3}$  мк. Это, в свою очередь, накладывает ограничения на измерение температуры выше 3000 К. При измерении температуры по доплеровскому уширению спектральных линий не вполне ясно как отделить эффекты, обусловленные за счет самого доплеровского уширения, вызванного явлениями столкновения молекул газа между собой (лоренцевское уширение). О недостатках остальных методов см. в [8].

Общей чертой всех известных методов является то, что они не позволяют достичь желаемой точности измерений. Таким образом, представляется желательным разработка более точных методов измерения температуры. Так в [9,10,15] было показано, что температуру излучения реальных тел можно определить по положению максимума спектральной плотности излучения (аналог закона смещения Вина)

$$v_{\max} = \frac{m_1}{m_0} \left[ 1 - \frac{m_0 \bar{m}_3}{2m_1 m_2} \right], \quad (1)$$

где  $m_n = \int v^n J(v, T) dv$ ,  $\bar{m}_n = \int (v - \bar{v})^n J(v, T) dv$  — начальные и центральные моменты;  $n$  — порядок моментов;  $\bar{v} = m_1 / m_0$  — центр тяжести кривой распределения. Интегрирование производится по всему контуру спектра излучения. Точность метода тем выше, чем большее число моментов определено и чем выше точность определения каждого из них.

В настоящей работе проводятся исследования по определению температуры излучения ряда пламен и тантала. Показано, что для однозначного определения температуры излучения исследуемых веществ необходимы, либо измерения положения максимума спектральной плотности излучения, либо интегральной плотности излучения. Построена термодинамика излучения для реальных тел. В случае тантала получены температурные зависимости теплофизических параметров, характеризующих излучение.

Представим спектральную плотность излучения реальных тел в виде:

$$J(v, T) = \epsilon(v, T) J_p(v, T), \quad (2)$$

где  $\epsilon(v, T)$  — излучательная способность нагретых тел;  $J_p(v, T)$  — спектральная плотность излучения абсолютно черного тела:

$$J_p(v, T) = \frac{8\pi h}{c^3} v^3 \left[ \exp\left(\frac{hv}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}.$$

Здесь  $h$  — постоянная Планка;  $c$  — скорость света;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура.

Для ряда пламен, порождаемых ацетиленом и другими пламенами  $\epsilon(v, T)$  с хорошей точностью аппроксимируется выражением (смотри [11]):

$$\epsilon(v, T) = \mathcal{E}_0 v^\alpha,$$

где показатель  $\alpha$  различен для различных пламен (Таблица 1),  $\mathcal{E}_0$  — константа.

Нетрудно видеть, что  $n$ -й частотный момент для спектральной плотности излучения (2) имеет вид

$$m_n = A_n T^{n+a+1}, \quad A_n = \frac{8\pi \mathcal{E}_0}{c^3} \frac{k^{4+n+a}}{h^{3+n+a}} \int_0^\infty \frac{x^{3+n+a}}{e^x - 1} dx. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (1) находим общее выражение для определения температуры излучения пламен

$$T = A' \frac{hv_{\max}}{k}. \quad (4)$$

Значение коэффициентов  $A'$  для различных типов пламен приведены в таблице 1.

Таблица 1

**Расчетные значения константы  $A'$ , входящей в выражение (4), для ряда пламен**

Тип пламен	$\alpha$	$A', 10^{-1}$
Пламя Гефнера	1.35	2.31
Светильный газ-воздух	1.3	2.35
Стеариновая свеча	1.2	2.44
Масло	1.05	2.55
Ацетилен-воздух	0.8	2.94
Ацетон	1.43	2.29
Бензин-воздух	1.23	2.43

Для расчета частотных моментов используется интеграл (смотри [12])

$$\int_0^{\infty} \frac{z^{y-1}}{e^{z-1}} dz = \Gamma(y) \xi(y),$$

где  $\Gamma(y)$  — гамма-функция,  $\xi(y)$  — функция Римана.

Применительно к излучению абсолютно черного тела формула (4) существенно упрощается и имеет вид

$$T = \frac{h\nu_{\max}}{2,829k}$$

и только в тысячном знаке отличается от точного результата  $T = h\nu_{\max} / 2,822k$  [13]. Положение максимума можно определить и непосредственно по формуле (2), вычисляя производную по частоте  $\nu$ . Однако, получаемое таким путем трансцендентное уравнение для  $h\nu / kT$  значительно менее удобно для анализа по сравнению с (4).

Из таблицы 1 и уравнения (4) видим, что для однозначного определения температуры из экспериментальных данных необходимы прецизионные измерения лишь положения максимума спектральной плотности излучения.

В качестве следующего примера рассмотрим определение действительной температуры излучения тантала. В отличие от пламен, для которых излучательная способность как функция частоты задана аналитически,  $\varepsilon(\nu, T)$  для тантала затащирована [14]. Значения моментов спектральной плотности для тантала были рассчитаны на ПЭВМ и представлены в таблице 2.

Как видим, из рисунка 1, с использованием метода наименьших квадратов, температура излучения тантала представима в виде

$$T = 8,5 \cdot 10^3 \left( 1 - \sqrt{1 - 0,67 \cdot 10^{-15} \nu_{\max}} \right). \quad (5)$$

Таблица 2

**Температурная зависимость начальных моментов спектральной плотности излучения тантала**

T, K	$m_0 * 10^{-4}$ Дж*с <sup>-1</sup> м <sup>-3</sup>	$m_1 * 10^{11}$ Дж/с <sup>-1</sup> м <sup>-3</sup>	$m_2 * 10^{25}$ Дж/с <sup>2</sup> *м <sup>-3</sup>	$m_3 * 10^{38}$ Дж/с <sup>3</sup> *м <sup>-3</sup>	$m_4 * 10^{52}$ Дж/с <sup>4</sup> *м <sup>-3</sup>
1600	6,99	1,17	2,32	5,34	1,41
1800	13,2	2,44	5,35	13,7	4,06
2000	23,2	4,66	11,2	31,7	10,3
2200	38,3	8,31	21,7	66,6	23,5
2400	59,9	13,9	39,2	130	49,2

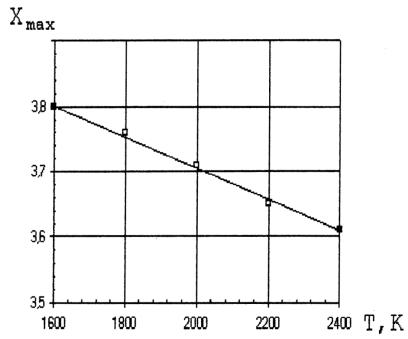


Рис. 1. Температурная зависимость положения максимума спектральной плотности излучения тантала  $X_{max} = h\nu_{max}/kT$ .

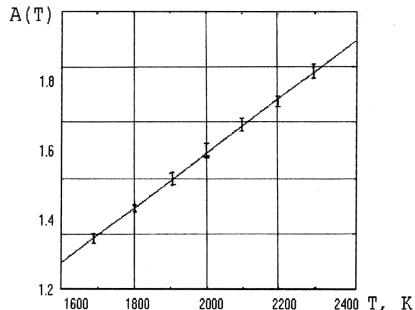


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента  $A(T) = J(T)/\sigma T^4$

Из (5) видим, что как и для пламен, для определения действительной температуры излучения тантала необходимы измерения лишь положения максимума спектральной плотности излучения.

Интегральную плотность излучения реальных тел (аналог закона Стефана-Больцмана) определим выражением [9,10,15]

$$J(T) = \frac{m_0}{\sqrt{2\pi}} \left\{ \frac{\sqrt{2\pi}}{2} \operatorname{erfc} \left( \frac{\bar{v}}{\sqrt{2\sigma}} \right) - \frac{\gamma_1}{\sigma} e^{-\frac{1}{2} \left( \frac{\bar{v}}{\sigma} \right)^2} \right. \\ \left. * \left[ 1 + \frac{3\gamma_\epsilon}{\gamma_1} \left( 1 - \frac{5}{3} \frac{\gamma_1^\epsilon}{\gamma_\epsilon} \right) \left( \frac{\bar{v}}{\sigma} \right) + \left( \frac{\bar{v}}{\sigma} \right)^\epsilon - \frac{\gamma_\epsilon}{4\gamma_1} \left( \frac{\bar{v}}{\sigma} \right)^3 - \frac{\gamma_1}{12} \left( \frac{\bar{v}}{\sigma} \right)^5 \right] \right\}$$

где  $\sigma$  — дисперсия,

$$\gamma_1 = \frac{\bar{m}_3}{\bar{m}_2^{3/2}} \sqrt{m_0}; \gamma_e = \frac{\bar{m}_4}{\bar{m}_e^\varepsilon} m_0 - 3. \quad (6)$$

Знание интегральной плотности излучения (6) позволят построить термодинамику излучения реальных тел:

- a)  $F = -\frac{V}{3} J(T)$  — свободная энергия;
- б)  $E = \frac{V}{3} \left( T \frac{\partial J(T)}{\partial T} - J(T) \right)$  — полная энергия излучения;
- в)  $S = \frac{V}{3} \frac{\partial J(T)}{\partial T}$  — энтропия;
- г)  $C_V = \frac{V}{3} \left( \frac{\partial^2 J(T)}{\partial^2 T} \right)_V$  — теплоемкость при постоянном объеме;
- д)  $P = \frac{1}{3} J(T)$  — давление.

В случае абсолютно черного тела выражение (6) переходит в известный закон Стефана-Больцмана [13]. Ошибка аппроксимации при этом не превышает 5%.

Найдем температурную зависимость  $J(T)$  для тантала. Представляя  $J(T)$  для (6) в виде

$$J(T) = A(T) \sigma_0 T^4, \quad (7)$$

где  $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Bm/m}^2 \text{ K}^4$  — постоянная Стефана-Больцмана и используя таблицу 2 для моментов получим температурный ход  $A(T)$  представленный на рисунке 2. Как видим из рисунка 2,  $A(T)$  хорошо аппроксимируется уравнением вида

$$A(T) = BT^\alpha, \quad (8)$$

где  $B = 7,4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1,01}$ ,  $\alpha = 1,01$ .

Подставляя (8) в (7), окончательно для интегральной плотности излучения тантала получаем следующее выражение

$$J(T) = CT^\beta, \quad (9)$$

$$C = 4,2 \cdot 10^{-11} \text{ Bm/M}^\varepsilon \text{ K}^{5,01} \text{ и } \beta = 5,01.$$

Здесь уместно отметить следующее обстоятельство. Температуру излу-

чения тантала можно определять как согласно (1), так и по экспериментально измеренной интегральной плотности излучения (9). В этом случае в интервале  $1600K \leq T \leq 2400K$  имеем

$$T = D^{5,01} \sqrt{J(T)},$$

где  $D = \sqrt{1/C}$ . Для термодинамических функций, описывающих излучение тантала, получаем следующие температурные зависимости для термодинамических функций характеризующих излучение

- а) свободная энергия  $F = -aVT^{5,01}$ ,  $a=1,4 * 10^{-11} Bm/m^2 K^{5,01}$ ;
- б) полная энергия  $E=bVT^{5,01}$ ,  $b=5,6 * 10^{-11} Bm/m^2 K^{5,01}$ ;
- в) энтропия  $S=CVT^{4,01}$ ,  $C=2,1 * 10^{-10} Bm/m^{-10} K^{4,01}$ ;
- г) теплоемкость при  $V=\text{const}$   
 $C_v = dVT^{4,01}$ ,  $d=3,5 * 10^{-10} Bm/m^2 K^{4,01}$ ;
- д) давление  $P=aT^{5,01}$   $a=1,4 * 10^{-11} Bm/m^2 K^{5,01}$ .

В заключение нужно отметить, что данная методика может быть использована для веществ любой природы имеющих тепловой спектр излучения.

#### Литература

1. Методы измерения температур в промышленности // Гордов А.Н., Аржанов А.С. и др. — М. 1952.
2. Саченко А.А., Мильченко В.Ю., Кочан В.В. Измерение температуры со встроенными калибраторами. — М. 1986.
3. Николаенко В.А., Карпухин В.И. Измерение температуры с помощью облученных материалов. — М. 1986.
4. Снопко В.Н. Спектральные методы оптической пирометрии нагретой поверхности. — Минск. 1988.
5. Объективные методы пирометрии излучения металлов // Д.Я. Свет. — М. 1976.
6. Свет Д.Я. Объективные методы высокотемпературной пирометрии при непрерывном спектре излучения. — М. 1968.
7. Поскачей А.А., Чарихов Л.А. Пирометрия объектов с изменяющейся излучательной способностью. — М. 1978.
8. Температурные измерения // Геращенко О.А. и др. — Киев. 1989.
9. Ивашов С.Н., Фисенко А.И. Обработка спектров теплового излучения карбидов циркония и титана при высоких температурах // ЖПС. — Т. 48, Вып. 6. — 1988. — С. 1024 — 1025.
10. Ивашов С.Н., Фисенко А.И. Оптические и излучательные характеристики вольфрама при высоких температурах // ИФЖ, 1989. — Т. 57, Вып. 1. — С. 131 — 134.
11. Кадышевич А.Е. Измерение температуры пламени. — М., 1961.
12. Прудников А.П. и др. Интегралы и ряды. — М., 1981., 799 с.

13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. — М. 1976., 484 с.
14. Излучательные свойства твердых материалов // Под ред. Шейндлина А.Е. — М., 1974. 578 с.
15. Fisenko A.I., Ivashov S.N. Determination of the true temperature of emitted radiation bodies from generalizet Wien's displacement law// J. Phys. 32 (1998) P. 2882-2885. ( Printed in the UK)

*C. M. Ivashov, M. X. Kopit*

**Визначення дійсної температури випромінювання  
деяких полум'їв і tantalу. Термодинаміка випромінювання**

**АНОТАЦІЯ**

В роботі представлені дослідження дійсної температури випромінювання ряду полум'їв та tantalу. Основна ідея полягає в тому, що температура реальних тіл визначається по положенню максимуму спектральної густини випромінювання. Остання визначається через частотні моменти спектральної густини випромінювання. Точність метода тим вище, чим точніше визначені кожен із моментів.

Побудована термодинаміка теплового випромінювання реальних тіл. Одержані температурні залежності для вільної енергії, повної енергії, енергії, теплосмкості при постійному об'ємі для tantalу.

Результати роботи застосовано для речовин які мають тепловий спектр випромінювання.

**Ivashov S. N., Kopyt N. Kh.**

**Determination of the actual temperature of radiation of some flames and  
tantalum. Thermodynamics of radiation**

**SUMMARY**

In this work was realizing investigation of determination of the actual temperature of radiation of some flames and tantalum. Main idea deduces in that, that the temperature of the real bodies determinate by position of maximum of the radiation spectrum density. The latter take the form of frequent moments of the radiation spectrum density. Exactness of this metod is highest, the highest exactness of determination of every one of the moments.

Was built the thermodynamics of the heat radiation of real bodies and received temperature dependences for free energy, entropy, heat capacity with constant volume for tantalum.

Results of this work applicable for substances with heat radiation spectrum.