

Развитие методов воспроизведения и передачи единиц спектрорадиометрии с использованием синхротронного излучения

С. И. АНЕВСКИЙ, Ю. М. ЗОЛОТАРЕВСКИЙ, В. Н. КРУТИКОВ,
О. А. МИНАЕВА, Р. В. МИНАЕВ, Д. С. СЕНИН

Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,
Москва, Россия, e-mail: anevsky@vniiofi.ru

Рассмотрен источник синхротронного излучения в качестве первичного эталонного излучателя с широким диапазоном перестройки энергии и числа ускоренных электронов, применение которого открывает новые возможности для развития фундаментальной и прикладной спектрорадиометрии. Результаты компарирования спектральной плотности энергетической освещенности с помощью указанного источника положены в основу разработки метода определения эффективной температуры источников теплового излучения. Описан компаратор, включающий двойной монохроматор с охлаждаемой ПЗС-матрицей, позволяющей регистрировать с высокой точностью сигналы в широком динамическом диапазоне при определении зависимости эффективной температуры от тока излучателя.

Ключевые слова: первичный эталонный излучатель, синхротронное излучение, электронное накопительное кольцо, спектральная плотность энергетической освещенности, эффективная температура, ПЗС-матрица.

The use of synchrotron radiation source as a primary standard source with a wide tuning range of energy and the number of accelerated electrons opens up the new opportunities for development of fundamental and applied spectroradiometry. The spectral irradiance of radiation sources comparison results by means of this source became a basis for developing the method of effective temperature determination of heat radiation. The comparator with double monochromator and cooled CCD-matrix allowing to registrate the signals with high accuracy over a wide dynamic range during determination of effective temperature dependence on source current is described.

Key words: primary standard radiation source, synchrotron radiation, electron storage ring, spectral irradiance, effective temperature, CCD-matrix.

В ведущих национальных метрологических институтах источники синхротронного излучения используют в качестве первичных эталонов спектрорадиометрии, работающих в широких спектральных и динамических диапазонах воспроизведения и передачи единиц (рентгеновском, ультрафиолетовом (УФ), видимом и инфракрасном (ИК), включая диапазон терагерц и экстремальный УФ). Обеспечение широких спектральных и динамических диапазонов возможно в результате оперативной перестройки числа ускоренных электронов от 1 до 10^{11} , а также изменения их энергии, соответствующей значениям яркостной температуры синхротронного излучения от сотен до миллионов Кельвинов. Применение синхротронного излучения электронных накопительных колец открывает новые возможности для развития фундаментальных и прикладных спектрорадиометрических работ, связанных как с увеличением точности при воспроизведении единиц спектрорадиометрии с помощью фундаментальных физических констант, так и с передачей единиц вторичным эталонным источникам излучения, фильтровым радиометрам и спектрорадиометрам. Передача единицы спектральной плотности энергетической освещенности (СПЭО) сопровождается рядом принципиальных трудностей, главными из которых являются рассеянное излучение, люминесценция и деградация приемников под действием коротковолнового УФ-излучения [1—5].

Проведены исследования СПЭО вторичных эталонных источников излучения, включающих водородные, дейтерие-

вые, ксеноновые и тепловые излучатели, с использованием эталонного источника синхротронного излучения в рабочем спектральном диапазоне, соответствующем диапазону длин волн много больше критической длины волны синхротронного излучения. Для измерений СПЭО излучения использовали компаратор, включающий двойной монохроматор и охлаждаемую ПЗС-матрицу, позволяющую накапливать и интегрировать сигналы, пропорциональные СПЭО при максимальном значении 10^5 Вт/м² и времени экспозиции 0,02 с. Результаты подбора аппроксимирующих функций показали, что СПЭО излучения вольфрамовых ламп в области 280—400 нм с высокой точностью описывается законом Планка для равновесного излучения, при этом СПЭО для тепловых источников представлено в виде

$$E_P(\lambda, T) = \frac{c_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{c_2}{\lambda T}\right);$$

$$E_i = \frac{E_P(\lambda_i, T_s)}{E_P(\lambda_0, T_s)} + v_i = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_i}\right)^5 \exp\left[\frac{c_2}{T_s} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_i}\right)\right] + v_i, \quad (1)$$

где c_1 , c_2 — константы; E_i — измеренные значения относительной СПЭО i -го измерения; λ_i — длина волны i -го измерения; λ_0 — длина волны нормировки СПЭО; T_s — эффективная температура, определяемая по СПЭО (T_s является параметром аппроксимации); v_i — шум i -го измерения.

Введем следующие обозначения:

$$E_{Pi} = E_P(\lambda_i, T_s), E_{P0} = E_P(\lambda_0, T_s).$$

Эффективную температуру T_s определяют из экспериментальных данных по минимуму функционала невязки $\Phi(T)$:

$$T_s = \arg \min_T \Phi(T), \quad (2)$$

$$\text{где } \Phi(T) = \sum_{i=1}^N [E_i - E_P(\lambda_i, T) / E_P(\lambda_0, T)]^2.$$

Значения T_s находят из решения следующего уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi}{\partial T} = 2 \left[E_i - \frac{E_P(\lambda_i, T)}{E_P(\lambda_0, T)} \right] \times \\ \times \sum_{i=1}^N \left\{ - \left[\frac{\partial E_P(\lambda_i, T)}{\partial T} E_P(\lambda_0, T) - \frac{E_P(\lambda_0, T)}{\partial T} E_P(\lambda_i, T) \right] \right\} / \\ \left[E_P(\lambda_0, T)^2 \right] = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Приведем уравнение (3) к виду

$$\begin{aligned} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_i} \right)^5 \exp \left[\frac{c_2}{T_s} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_i} \right) \right] \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_i} \right) \times \\ \times \sum_{i=1}^N \left\{ E_i - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_i} \right)^5 \exp \left[\frac{c_2}{T_s} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_i} \right) \right] \right\} = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Из уравнения (4) итерационными методами находим T_s . Погрешность измерений T_s для модели, описываемой формулой (1), определяют при различных уровнях шума v . Из результатов аппроксимации следует, что СПЭО не только ленточных, но и спиральных ламп накаливания с высокой точностью описывается планковским законом. Подбор аппроксимационных параметров модели излучения методом наименьших квадратов показал, что для ламп типов КГМ 30-300 и СИРШ 8,5-200 T_s составляет 3000 К и 2300 К, средние квадратические отклонения СПЭО от аппроксимирующей функции — 0,9; 0,3 %, соответственно. Температура T_s определена в области спектра, где коэффициент излучения вольфрама слабо зависит от длины волны. Незначительные отклонения экспериментальных данных от аппроксимирующей кривой позволяют описывать СПЭО излучения вольфрамовых ламп с помощью модели излучения, соответствующей формуле (1), что имеет большое практическое значение для спектрорадиометрии.

Для теоретического обоснования T_s использованы следующие подходы. Температура i -й части тела накала вольфрамовой лампы равна T_i , вклад в суммарную СПЭО этой части равен $1/N$, где N — число равных частей, на которые разделено тело накала. Суммарная СПЭО

$$E_\Sigma(\lambda, T_1, \dots, T_N) = \sum_i \frac{\varepsilon(\lambda, T_i)}{N} E_P(\lambda, T_i) = \varepsilon(\lambda, T_s) \frac{c_1}{\lambda^5} \exp \left(- \frac{c_2}{\lambda T_s} \right),$$

где $\varepsilon(\lambda, T_i)$ — коэффициент излучения вольфрама на длине волны λ при температуре T_i .

Учитывая, что $\varepsilon(\lambda, T)$ слабо зависит от температуры, получим

$$\sum_{i=1}^N \left[\exp \left(- c_2 (T_s - T_i) / (\lambda T_s T_i) \right) \right] / N = 1. \quad (5)$$

При использовании разложения в ряд Тейлора по малому параметру $c_2(T_s - T_i) / (\lambda T_s T_i)$, запишем выражение (5) как

$$\sum_{i=1}^N \frac{1}{N} \left\{ 1 - \frac{c_2 (T_s - T_i)}{\lambda T_s T_i} + \frac{1}{2} \left(\frac{c_2 (T_s - T_i)}{\lambda T_s T_i} \right)^2 + \bar{o} \left(\frac{c_2 (T_s - T_i)}{\lambda T_s T_i} \right)^2 \right\} = 1;$$

$$\begin{aligned} T_s = N / \sum_i T_i^{-1} + \frac{[\lambda T_s / (2c_2)] \sum_{i=1}^N (c_2 (T_s - T_i) / (\lambda T_s T_i))^2}{\sum_i T_i^{-1}} + \\ + \bar{o} \left(\frac{c_2 (T_s - T_i)}{\lambda T_s T_i} \right)^2 = T_s^{(1)} + T_s^{(2)}(T_s, \lambda) + \bar{o} \left(c_2 (T_s - T_i) / (\lambda T_s T_i) \right)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Первый член разложения $T_s^{(1)}$ зависит от распределения температуры вдоль тела накала, а второй член $T_s^{(2)}$ является функцией длины волны и может быть найден итерационно для каждой длины волны. Второй член разложения $T_s^{(2)}$ определяет отклонение реального спектра излучения вольфрамовой лампы от планковского спектра излучения.

Для описания СПЭО излучения с помощью T_s необходимо выполнение условия

$$N \gg \frac{\lambda T_s}{2c_2} \sum_{i=1}^N (c_2 (T_s - T_i) / (\lambda T_s T_i))^2. \quad (7)$$

Обозначим: $\max_i |T_s - T_i| = \alpha T_s$ — максимальное отклонение температуры элемента излучающей области от T_s ; $\lambda_{\min}$ — минимальная длина волны при определении T_s ; $T_{s\min}$ — минимальное значение эффективной температуры.

Условие (7) примет вид

$$N \gg N \frac{c_2 \alpha^2}{2\lambda_{\min} T_{s\min} (1 - \alpha)^2} > \frac{\lambda T_s}{2c_2} \sum_{i=1}^N \left(\frac{c_2 (T_s - T_i)}{\lambda T_s T_i} \right)^2.$$

Следовательно, условие применения $T_s^{(1)}$ для определения T_s запишем как

$$\alpha / (1 - \alpha) \ll \sqrt{2\lambda_{\min} T_{s\min} / c_2}. \quad (8)$$

Так как для УФ-диапазона $\sqrt{2\lambda_{\min} T_{s\min} / c_2} \ll 1$, то (8) можно преобразовать:

$$\alpha \ll \sqrt{2\lambda_{\min} T_{s\min} / c_2}.$$

Для случая двух излучающих элементов тела накала формула (6) примет вид

$$T_s = 2T_1 T_2 / (T_1 + T_2),$$

и T_s можно определить как отношение квадрата среднего геометрического значения температур элементов тела накала к среднему арифметическому значению.

При переходе к непрерывному распределению температуры по излучающей области выражение для T_s запишем как

$$T_s = L / \int_{-L/2}^{L/2} [T(x)]^{-1} dx,$$

где L — длина тела накала.

Если тело накала имеет линейное распределение температуры $T(x)$ вдоль оси x с постоянной температурой T_c в центральной области и линейно спадающей до температур T_a , T_b на краях с координатами соответственно $x = 0$, $x = b$, то $T(x)$ описывают аналитически:

$$T(x) = \begin{cases} T_a + x(T_c - T_a)/a, & 0 \leq x \leq a; \\ T_c, & a < x \leq (a+c); \\ T_c + (x-a-c)(T_b - T_c)/b, & a+c < x \leq a+c+b, \end{cases}$$

где a , b , c — координаты точек тела накала.

При условии $T_c \gg |T_c - T_a|$ и $T_c \gg |T_c - T_b|$ выражение для T_s примет вид

$$\begin{aligned} T_s &= L / \int_0^L [T(x)]^{-1} dx = L / \left\{ \int_0^L [T(x)^{-1} - T_c^{-1}] dx + L/T_c \right\} \approx \\ &\approx T_c / \left\{ 1 + \frac{1}{T_c L} \int_0^L [T_c - T(x)] dx \right\} = T_c / \left[1 + \frac{a\Delta_a}{2LT_c} + \frac{b\Delta_b}{2LT_c} \right] \approx \\ &\approx T_c \left[1 - (a\Delta_a + b\Delta_b)/(2LT_c) \right], \end{aligned}$$

где $\Delta_a = T_c - T_a$, $\Delta_b = T_c - T_b$.

Таким образом, результирующая СПЭО характеризуется единственной эффективной температурой T_s , определяемой током излучателя.

Метод определения температуры T_s по СПЭО с учетом коэффициента излучения может быть использован и за пределами интервала длин волн 280—400 нм, где коэффициент излучения вольфрама слабо зависит от длины волны. В этом случае необходимо учесть коэффициент излучения вольфрама $\varepsilon(\lambda, T)$:

$$E_i = \frac{\lambda_0^5 \varepsilon_i}{\lambda_i^5 \varepsilon_0} \exp \left[\frac{c_2}{T_s} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda_i} \right) \right] + v_i, \quad \lambda_i \in [\lambda_1, \lambda_2],$$

где $\varepsilon_i = \varepsilon(\lambda_i, T_s)$, $\varepsilon_0 = \varepsilon(\lambda_0, T_s)$.

Эффективную температуру T_s определим из уравнения

$$\begin{aligned} \left[E_i - \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} \frac{E_{P_i}}{E_{P_0}} \right] \sum_{i=1}^N \left\{ - \left[\left(\frac{\partial E_{P_i}}{\partial T} \varepsilon_i + \frac{\partial \varepsilon_i}{\partial T} E_{P_i} \right) \varepsilon_0 E_{P_0} - \right. \right. \\ \left. \left. - \left(\frac{\partial E_{P_0}}{\partial T} \varepsilon_0 + \frac{\partial \varepsilon_0}{\partial T} E_{P_0} \right) \varepsilon_i E_{P_i} / (\varepsilon_0 E_{P_0})^2 \right] \right\} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где $E_P(\lambda, T) = \exp[-c_2/(\lambda T)] c_1/\lambda^5$.

Исключив из рассмотрения незначительную зависимость коэффициента ε от температуры ($\varepsilon_i \partial E_{P_i} / \partial T \gg E_{P_i} \partial \varepsilon_i / \partial T$ для любого i), уравнение (9) можно существенно упростить:

$$\sum_{i=1}^N \left[E_i - \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} \frac{E_{P_i}}{E_{P_0}} \right] \left\{ - \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0 E_{P_0} \partial E_{P_i} / \partial T - \varepsilon_i \varepsilon_0 E_{P_i} \partial E_{P_0} / \partial T}{(\varepsilon_0 E_{P_0})} \right\} = 0.$$

По результатам измерений относительной СПЭО лампы типа СИРШ 8,5-200 в диапазоне длин волн 300—400 нм рассчитана температура T_s и проведена экстраполяция СПЭО в диапазоне длин волн 400—800 нм с учетом коэффициента ε . Проверка результатов расчета СПЭО показала соответствие результатам измерений в пределах 1 %. Измерения T_s в области 300—400 нм с использованием абсолютизации по синхротронному излучению на любой длине волны позволяет определить абсолютную СПЭО лампы в видимом, широком УФ-, и ИК-диапазонах.

Полученные результаты позволяют провести исследование обратной задачи по высокоточному определению коэффициента ε . Для этого в диапазоне длин волн 300—400 нм определяется температура T_s . С использованием источника синхротронного излучения измеряются абсолютные значения СПЭО теплового излучателя и определяется спектральная излучательная способность как отношение СПЭО к аппроксимирующей функции с температурой T_s .

Использование экспериментальной зависимости относительной СПЭО от тока излучателя позволяет определить зависимость T_s от силы тока лампы I . Относительная СПЭО E_i для различных I_i описывается системой уравнений

$$E_i/E_0 = \exp \left[(c_2/\lambda) (T_{s0}^{-1} - T_{si}^{-1}) \right], \quad i = \overline{1, N},$$

где $E_0 = E(\lambda, T_{s0})$, T_{s0} — относительная СПЭО и эффективная температура для начального значения силы тока I_0 .

После преобразований найдем

$$T_{si} = \left[\frac{1}{T_{s0}} - \frac{\lambda}{c_2} \ln \frac{E_i}{E_0} \right]^{-1}. \quad (10)$$

По относительному СПЭО лампы типа СИ 10-300 определена температура $T_{s0} = 2550$ К° для $I_0 = 25$ А и измерена зависимость T_s от силы тока на фиксированных длинах волн 300; 247 нм. Результирующая зависимость температуры T_s от силы тока, рассчитанная в соответствии с выражением (10), аппроксимируется полиномом 1-й степени. Использование линейной зависимости $T_s(I)$ позволяет определить значения T_s для всего рабочего диапазона токов. В окрестности точки I_0 изменение T_{s0} пропорционально изменению силы тока и аппроксимирующая функция имеет вид

$$E(I) = c_1 \varepsilon(\lambda, T_{s0}) / \lambda^5 \exp \left\{ -c_2 / [\lambda (T_{s0} + a(I - I_0))] \right\}. \quad (11)$$

После преобразований уравнение (11) примет вид

$$\frac{c_2}{\lambda} \left[\ln \frac{\varepsilon(\lambda_0, T_{s0}) E(I_i)}{\varepsilon(\lambda_0, T_{si}) E(I_0)} \right]^{-1} = \frac{T_{s0}^2}{a} (I_i - I_0)^{-1} + T_{s0}.$$

Эффективная температура T_{s0} и параметр a определяют методом наименьших квадратов.

Если ввести обозначения

$$u_i = \frac{c_2}{\lambda} \left[\ln \frac{\varepsilon(\lambda_0, T_{s0}) E(I_i)}{\varepsilon(\lambda_0, T_{si}) E(I_0)} \right]^{-1}, \quad x_i = (I_i - I_0)^{-1}.$$

то

$$T_{s0} = \sum u_i (< x^2 > - x_i < x >) / \sum (x_i - < x >)^2;$$

$$a = T_{s0}^2 \sum (x_i - \langle x \rangle)^2 / \sum u_i (x_i - \langle x \rangle),$$

$$\text{где } \langle x \rangle = n^{-1} \sum x_i, \langle x^2 \rangle = n^{-1} \sum x_i^2.$$

Так как относительная погрешность измерений силы тока намного меньше относительной погрешности измерений E_p , то погрешность определения параметров аппроксимации можно представить как

$$\sigma_{T_0}^2 = \sigma_u^2 \sum x_i^2 / \sum (x_i - \langle x \rangle)^2;$$

$$\sigma_a^2 = T_{s0}^2 \left/ \left(\frac{\sum u_i (x_i - \langle x \rangle)}{\sum (x_i - \langle x \rangle)^2} \right)^2 \right. \times$$

$$\times \left[4\sigma_{Ts0}^2 + \left[\sigma_u^2 / \sum (x_i - \langle x \rangle)^2 \right] \left[T_{s0}^2 \left/ \left(\frac{\sum u_i (x_i - \langle x \rangle)}{\sum (x_i - \langle x \rangle)^2} \right)^2 \right] \right].$$

Таким образом, экспериментальные исследования зависимости относительной СПЭО от силы тока на фиксированной длине волны позволяют с высокой точностью получить значения эффективной температуры T_s для любого фиксированного значения силы тока излучателя и повысить точность и достоверность спектрорадиометрических работ при воспроизведении и передаче вторичным эталонам спектрорадиометрических единиц.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (соглашение от 22 августа 2014 г. № 14.592.21.0001).

Л и т е р а т у р а

1. Anevsky S., Krutikov V., Minaeva O., Minaev R., Senin D., Hollandt J., Taubert D. Method for the calibration of the spectral irradiance of tungsten filament transfer standard sources traceable to synchrotron radiation // Appl. Opt. 2013. V. 52. P. 5152—5157.
2. Hollandt J., Jans W., Kühne M., Lindenlauf F., Wende B. A beam line for radiant power measurements of vacuum ultraviolet and ultraviolet sources in the wavelength range 40—400 nm // Rev. Sci. Instrum. 1992. N. 63 (1). P. 1278—1281.
3. Hollandt J., Becker U., Paustian W., Richter M., Ulm G. New developments in the radiance calibration of deuterium lamps in the UV and VUV spectral range at the PTB // Metrologia. 2000. N. 37. P. 563—566.
4. Richter M., Hollandt J., Kroth U., Paustian W., Rabus H., Thornagel R., Ulm G. Source and detector calibration in the UV and VUV at BESSY II // Metrologia. 2003. N. 40. P. S107—S110.
5. Ojanen M., Karha P., Ikonen E. Spectral irradiance model for tungsten halogen lamps in 340—850 nm wavelength range // Appl. Opt. 2010. V. 40. N. 5. P. 714—721.

Дата принятия 02.12.2014 г.

681.2-2

Исследование точностных характеристик устройства на основе пентапризм для параллельного переноса пучка лазерного излучения

Т. С. ПИСКУНОВ, Н. В. БАРЫШНИКОВ, И. В. ЖИВОТОВСКИЙ

Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия, e-mail: thedistorted@yandex.ru

Рассмотрены точностные характеристики устройств на основе двух пар пентапризм для параллельного переноса пучка лазерного излучения. Исследована структура погрешности таких устройств. Предложены математическая модель, позволяющая определить требования по точности начальной установки пентапризм, и алгоритм компенсации погрешности параллельного переноса с помощью начальной юстировки системы.

Ключевые слова: лазер, оптико-электронная система, юстировка оптических осей, параллельный перенос пучка излучения.

The accuracy parameters of various laser beam parallel transfer devices based on pentaprisms has been considered. The structure of error of this device has been studied. The mathematical model of the device allowing to determine the accuracy requirements for the pentaprisms initial installation and the error compensating algorithm for parallel transfer by means of initial adjustment of the system have been suggested.

Key words: laser, optical-electronic system, adjustment of optical axes, laser radiation beam parallel transfer.

Современные лазерные оптико-электронные системы позволяют решить широкий круг задач, связанных с измерениями параметров объекта исследования либо непосредственно лазерного излучения. Обоснование точностных характеристик таких систем — важный этап их разработки. Анализ характеристик связан со стремлением разработчика создать такую оригинальную функциональную схему, которая, во-первых, вносит в результаты измерений минимальные собственные погрешности, которые можно оценить, а во-вторых, инвариантна к внешним возмущающим воздей-

ствиям. Это особенно актуально для высокоточных лазерных оптико-электронных систем — лидаров, локационных станций, измеряющих угловые характеристики с погрешностью, не превышающей единицы секунд [1—5].

При разработке, сборке и юстировке многоканальных систем возникает необходимость линейного смещения лазерного пучка на значительные расстояния с запоминанием информации об угловом направлении его оси [6]. Для этого нужно сохранять либо угловое направление оси смещаемого пучка, либо информацию о его угловом направле-