

Измерение энергетических параметров интенсивного лазерного излучения профильным тонкопроволочным болометром

В. М. Кузьмичев, В. А. Соловьев, А. В. Лапко

*Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина,
Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4*

Статья поступила в редакцию 26 июня 2000 г.

Обоснован метод измерения энергетических параметров интенсивного лазерного излучения профильным тонкопроволочным болометром в виде двух идентичных решеток с постоянным периодом и взаимно перпендикулярными элементами. Метод исключает систематическую погрешность результата измерения за счет нелинейности характеристики преобразования болометра, а случайная погрешность в полтора раза больше случайной погрешности измерения интенсивности излучения при калибровке прибора.

Обґрунтовано метод вимірювання енергетичних параметрів інтенсивного лазерного випромінювання профільним тонкодротовим болометром у вигляді двох ідентичних решіток із сталим періодом та взаємно перпендикулярними елементами. Метод виключає систематичну похибку результату вимірювання за рахунок нелінійності характеристики перетворення болометра, а випадкова похибка у півтори рази більша за випадкову похибку вимірювання інтенсивності випромінювання при калібровці приладу.

1. Введение

Технологические лазеры с довольно высоким уровнем интенсивности излучения находят все более широкое применение в различных отраслях промышленности, техники, науки и медицины. Основными контролируемыми параметрами излучения являются непрерывная мощность и энергия однократного импульса. Для контроля энергетических параметров широкоапертурного лазерного излучения удобно использовать решетчатые тонкопроволочные болометры, которые являются приборами проходного типа с коэффициентом прохождения близким к единице и с малой постоянной времени. Они обладают высокой оптической стойкостью и способны работать в широком спектральном диапазоне.

Одним из новых направлений применения тонкопроволочных болометров является из-

мерение параметров интенсивного лазерного излучения. Пленочные болометры используются в качестве приемников оптического и инфракрасного излучения [1]. Понижение температуры таких болометров до криогенных приводит к существенному уменьшению пороговой чувствительности к регистрируемой мощности излучения [2]. Проволочные платиновые болометры давно используются для измерения температуры в широком динамическом диапазоне от -260 до 1000 °C [3]. Тонкопроволочные болометры применяются для измерения параметров сверхвысокочастотного электромагнитного поля в волноводных трактах [4].

Одним из недостатков тонкопроволочных болометров лазерного излучения является нелинейность характеристики преобразования [5], возникающая за счет температурной

зависимости основных физических параметров болометра (температурного коэффициента сопротивления α , фактора эффективности поглощения q , коэффициента теплообмена с внешней средой γ , удельной теплоемкости c) и приводящая к систематическим погрешностям измеряемых параметров излучения. Для энергетических параметров излучения эти систематические погрешности могут достигать десятков процентов. Исключить такие систематические погрешности при измерении энергии импульса излучения можно одновременным измерением максимального значения и площади сечения выходного сигнала [6]. Исключить погрешности при измерении непрерывной мощности можно при регистрации переходных процессов болометра [7], что существенно усложняет прибор.

Целью данной работы является обоснование способа измерения энергетических параметров интенсивного и широкоапертурного лазерного излучения профильным тонкопроволочным болометром с исключением систематической погрешности, вызванной нелинейностью характеристики преобразования.

2. Обоснование метода измерения

Болометрический преобразователь интенсивности лазерного излучения состоит из двух идентичных квадратных тонкопроволочных решеток с постоянным периодом α . Элементы одной решетки ортогональны элементам другой (см. рис. 1). Решетки располагаются в близких сечениях оптического пучка. Выходные сигналы i -го и j -го болометрических элементов регистрируются индивидуально, значения индексов i и j изменяются от 1 до n . При измерении энергии импульса излучения по максимуму суммарного выходного сигнала всех болометрических элементов время регистрации должно быть меньше тепловой постоянной времени болометров.

При измерении непрерывной мощности суммарный сигнал каждой из решеток в нелинейном режиме работы болометра можно представить в виде:

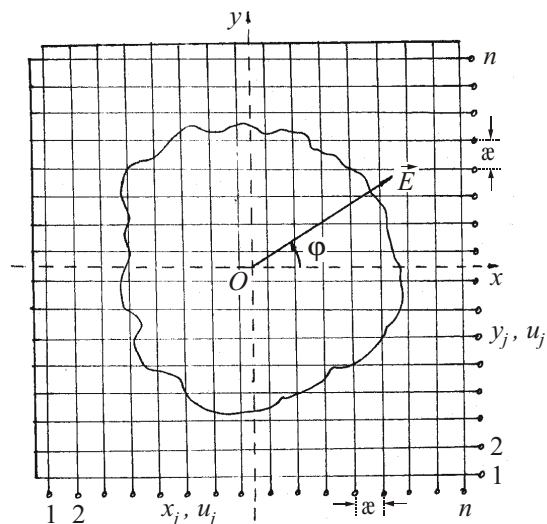


Рис. 1. Схема профильного тонкопроволочного болометрического преобразователя интенсивности лазерного излучения

$$U_{i,j} = \sum_{i,j=1}^n U_{i,j} = \eta_{p0} F (\delta \bar{P} k_{1,2}) \bar{P} k_{1,2}, \quad (1)$$

где

$$k_{1,2} = \cos^2(\varphi - \psi_{1,2}) + K_D \sin^2(\varphi - \psi_{1,2}) \quad (2)$$

есть поляризационные коэффициенты взаимодействия линейно-поляризованного излучения с решетками болометров; φ – угол между направлением вектора поляризации и направлением болометрических элементов первой решетки; $\psi_1 = 0$ и $\psi_2 = \pi/2$ – углы, характеризующие направления болометрических элементов решеток; K_D – коэффициент дихроизма болометров, равный отношению факторов эффективности поглощения для поляризаций излучения перпендикулярной и параллельной оси болометров; η_{p0} – коэффициент преобразования решетки в линейном режиме работы болометров при поляризации излучения параллельной их оси; \bar{P} – средняя погонная мощность излучения, падающего на болометры; $F(\delta \bar{P} k_1)$ –

нормированный на η_{p0} коэффициент преобразования решетки в нелинейном режиме работы болометров; $\delta = 1 + \sigma^2$ – коэффициент неравномерности распределения мощности падающего излучения по площади входной апертуры решетки с относительной дисперсией распределения σ^2 ; $\delta \bar{P}$ – эффективная мощность излучения.

Нормированный коэффициент преобразования [5] может быть представлен зависимостью в виде полинома второй степени

$$F(\delta \bar{P} k_{1,2}) = 1 + a_p \delta \bar{P} k_{1,2} + b_p (\delta \bar{P} k_{1,2})^2. \quad (3)$$

Для платиновых болометров и излучения с длиной волны 10.6 мкм коэффициенты $a_p = -5.236 \cdot 10^{-2}$ см/Вт и $b_p = 2.185 \cdot 10^{-3}$ см²/Вт² получены путем решения усредненного по длине тонкопроволочного болометра уравнения теплового баланса с линейными зависимостями от температуры коэффициента теплообмена с внешней средой $\gamma(T)$, фактора эффективности поглощения $q(T)$ и температурного коэффициента сопротивления $\alpha(T)$ [5]. Уравнение теплового баланса было усреднено по длине болометра. Изменение сопротивления болометра определялось с учетом линейной температурной зависимости удельного сопротивления платины. Коэффициент δ в выражениях (1) и (3) один и тот же, так как площадь облучения в обеих решетках одинакова, но она может различно располагаться относительно направлений болометрических элементов решеток.

Суммарный сигнал болометрических элементов обеих решеток –

$$U = U_1 + U_2 = \eta_{p0} (1 + K_D) F(\delta \bar{P}) \bar{P}, \quad (4)$$

где

$$F(\delta \bar{P}) = 1 + a_p \frac{k_1^2 + k_2^2}{1 + K_D} \delta \bar{P} + b_p \frac{k_1^3 + k_2^3}{1 + K_D} (\delta \bar{P})^2 \quad (5)$$

есть нормированный на $\eta_{p0}(1+K_D)$ коэффициент преобразования двойной решетки. При малых уровнях эффективной мощности падающего излучения $\delta \bar{P}$, когда $F(\delta \bar{P}) \approx 1$, выходной сигнал U не зависит от состояния поляризации излучения. При увеличении значения $\delta \bar{P}$ появляется слабая зависимость коэффициента $F(\delta \bar{P})$ от угла ϕ , которая при максимальном значении $\delta \bar{P} = 5$ Вт/см может достигать $\pm 3\%$ от среднего уровня. Для эллиптической поляризации излучения зависимость коэффициента $F(\delta \bar{P})$ от ϕ будет выражена слабо.

Подставив (5) в (4), получим уравнение третьей степени относительно средней погонной мощности излучения, падающего на болометр. Коэффициент преобразования измерителя $\eta_{p0}(1+K_D)$ в линейном режиме работы болометра, когда $F(\delta \bar{P}) \approx 1$, определяется при калибровке прибора для малых уровней эффективной мощности $\delta \bar{P}$. Для решения уравнения (4) относительно \bar{P} необходимо знать величины $k_{1,2}$ и δ . Их можно определить по регистрируемым сигналам с болометрических элементов U_{ij} .

Коэффициент неравномерности распределения мощности падающего излучения δ может принимать значения от минимального, равного 1, и до максимального, близкого к 10, определяемого погрешностью пространственного интегрирования распределения интенсивности излучения каждой болометрической решеткой. Этот коэффициент может быть выражен через коэффициенты неравномерности распределения интенсивности излучения вдоль координатных осей δ_x и δ_y :

$$\delta = \delta_x \delta_y, \quad (6)$$

а коэффициенты δ_x и δ_y определяются выходными сигналами U_{ij} [8]:

$$\delta_{x,y} = \frac{1}{n} \sum_{i,j=1}^n \left(\frac{U_{i,j}}{\bar{U}_{x,y}} \right)^2, \quad (7)$$

где

$$\bar{U}_{x,y} = \frac{1}{n} \sum_{i,j} U_{i,j} \quad (8)$$

есть средние значения выходных сигналов болометрических элементов вдоль осей x и y . Результаты исследований влияния нелинейности характеристики преобразования болометра на измерение коэффициента неравномерности распределения интенсивности гауссова пучка лазерного излучения приведены на рис. 2, где по оси абсцисс отложены эффективная мощность излучения $\delta\bar{P}$ и эффективная удельная энергия импульса излучения $\delta\bar{E}/m$. По оси ординат отложен нормированный коэффициент неравномерности распределения интенсивности лазерного излучения $\delta_n = \delta/\delta_0$, где δ – измеренное значение коэффициента, а δ_0 – его значение при малых величинах интенсивности излучения, когда болометр работает в линейном режиме. Коэффициент δ_n не зависит от значения δ_0 , а определяется только эффективной мощностью $\delta\bar{P}$ или эффективной удельной энергией $\delta\bar{E}/m$.

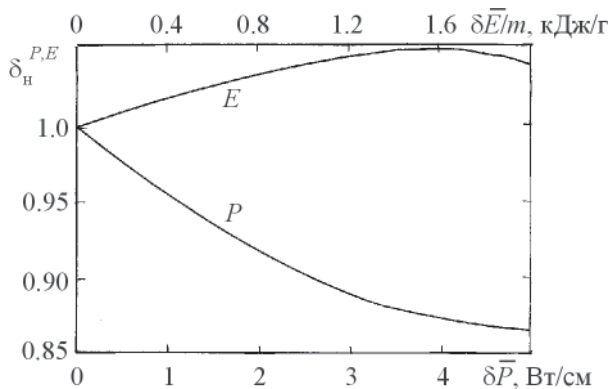


Рис. 2. Зависимости нормированного коэффициента неравномерности распределения интенсивности лазерного излучения от эффективной мощности и эффективной удельной энергии излучения

Поляризационные коэффициенты взаимодействия излучения с болометрами решеток $k_{1,2}^I$ в первом приближении находятся по сигналам $U_{i,j}$ (1), (4) в предположении линейного режима работы болометров, то есть $F(\delta\bar{P}k_1) = F(\delta\bar{P}k_2) = 1$. При этом условия

$$k_1^I = \frac{(1 + K_D)U_1/U_2}{U_1/U_2 + 1}, \quad k_2^I = \frac{(1 + K_D)}{U_1/U_2 + 1}. \quad (9)$$

Нелинейность характеристики преобразования болометра влияет на определяемые значения коэффициентов $k_{1,2}^I$. На рис. 3 приведены зависимости отношения k_1/k_1^I от значения коэффициента k_1^I при различных уровнях эффективной мощности $\delta\bar{P}$. При известном значении величины $\delta\bar{P}$ и найденном k_1^I по приведенным зависимостям определяются отношение k_1/k_1^I , а затем величины k_1 и $k_2 = 1 + K_D - k_1$.

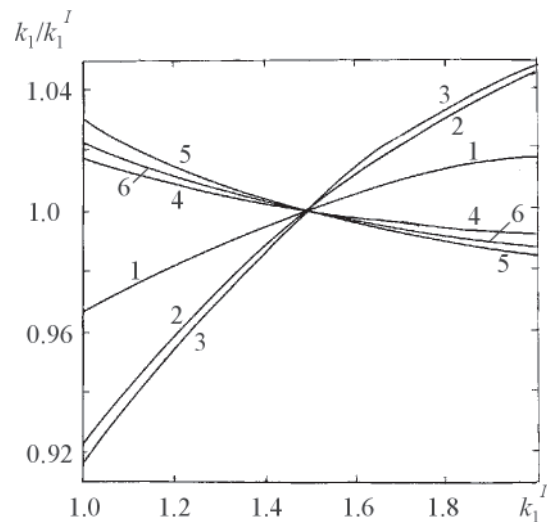


Рис. 3. Зависимость поляризационного коэффициента взаимодействия болометра k_1 от измеренного значения k_1^I при различных $\delta\bar{P}$ и $\delta\bar{E}/m$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют $\delta\bar{P} = 1; 3; 5$ Вт/см, кривые 4, 5, 6 соответствуют $\delta\bar{E}/m = 0.4; 1.2; 2.0$ кДж/г

Уравнение (4) может быть представлено в виде:

$$a\bar{P}^3 + b\bar{P}^2 + c\bar{P} + d = 0, \quad (10)$$

$$\text{где } a = b_p \frac{k_1^3 + k_2^3}{1 + K_D} \delta^2, \quad b = a_p \frac{k_1^2 + k_2^2}{1 + K_D} \delta, \quad c = 1,$$

$$d = -\frac{U}{\eta_{p0}(1 + K_D)}.$$

Действительное решение уравнения (10) имеет вид:

$$\bar{P}^I = (-q_3 + \sqrt{D})^{1/3} + (-q_3 - \sqrt{D})^{1/3} - \frac{b}{3a}, \quad (11)$$

где

$$2q_3 = \frac{2b^3}{27a^3} - \frac{bc}{3a^2} + \frac{d}{a}, \quad (12)$$

$$3p = \frac{3ac - b^2}{3a^2}, \quad D = q_3^2 + p^3.$$

Для платиновых болометров при длине волны излучения 10.6 мкм дискриминант $D > 0$.

Другие два корня уравнения (10) являются комплексными и для решения нашей задачи не подходят.

Полученное значение погонной мощности падающего излучения \bar{P}^I есть начальное приближение решения уравнения (10), так как в нем присутствуют систематические погрешности измеренных величин δ^I и $k_{1,2}^I$ за счет нелинейности характеристики преобразования болометра.

Для уточнения результата измерения определяют начальное значение эффективной мощности падающего излучения $\delta^I \bar{P}^I$ и по зависимостям рис. 2 и рис. 3 находят значения δ и $k_{1,2}$, по которым затем рассчитывают

коэффициенты a и b . Решение уравнения (10) с уточненными коэффициентами дает уточненное значение величины \bar{P} с исключением систематической погрешности за счет нелинейности характеристики преобразования болометра.

Для проверки правильности описанной методики измерения средней погонной мощности излучения, падающего на болометрическую решетку, \bar{P} был выполнен следующий численный эксперимент. На болометр, состоящий из двух решеток (каждая содержит 16 элементов), падает гауссов пучок непрерывного лазерного излучения с эффективной мощностью $\delta \bar{P} = 1$ Вт/см и относительным средним квадратическим радиусом $\sigma_0 = 2\alpha$, где $\alpha = 0.125$ – период решетки, нормированный на половину ее линейного размера. Угол линейной поляризации излучения $\varphi = 0$. Для рассматриваемой решетки коэффициент неравномерности распределения падающего излучения составляет $\delta = 1/\pi\sigma_0^2 = 5.093$, а значение

$\bar{P} = 0.1964$ Вт/см. Для непрерывной мощности коэффициент преобразования платиновой решетки $\eta_{p0} = \alpha_0 q_0 / \gamma_0$, где $\alpha_0 = 3.98 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ – температурный коэффициент сопротивления болометра; $q_0 = 3.8 \cdot 10^{-2}$ – фактор эффективности поглощения болометра; $\gamma_0 = 3.0 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см} \cdot \text{K}^{-1}$ – погонный коэффициент теплообмена болометра с внешней средой. Приведенные значения коэффициентов взяты для температуры окружающей среды близкой к комнатной. С учетом зависимостей (3) и (7) были вычислены относительные приращения всех болометрических элементов, которые позволили определить $\delta^I = 4.8586$, $k_{1,2}^I = 1.0332$ и $k_2^I = 1.9668$. Решение (11) уравнения (10) дает

значение $\bar{P}^I = 0.1954$ Вт/см, которое занижено на -0.5% относительно действительного значения \bar{P} за счет систематических погрешностей величин $k_{1,2}^I$ и δ^I , вызванных нелинейностью характеристики преобразования болометра. Для введения поправок было вы-

численно значение $\delta^I \bar{P}^I = 0.9492$ Вт/см, по рис. 2 найдены значения $\delta_n = 0.96$ и $\delta_0 = 5.061$, а по рис. 3 – $k_1/k_1^I = 0.97$ и $k_1 = 1.002$, $k_2 = 1.998$. Корректировка коэффициентов в (10) и (12) приводит к уточненному значению $\bar{P} = 0.1962$ Вт/см, полученному из выражения (11) и отличающемуся от действительного значения на -0.1% .

Проведенный численный эксперимент подтверждает правильность рассмотренного метода измерения энергетических параметров лазерного излучения.

3. Измерение энергии импульса излучения

Измерение энергии однократного импульса лазерного излучения можно выполнять по регистрации максимума суммарного выходного сигнала болометрических элементов обеих решеток, если длительность оптического импульса намного меньше тепловой постоянной времени тонкопроволочных болометров. Уравнения измерений решеток будут аналогичными (1):

$$U_{1,2} = \sum_{i,j=1}^n U_{i,j} = \eta_{E0} F \left(\delta \frac{\bar{E}}{m} k_{1,2} \right) \frac{\bar{E}}{m} k_{1,2}, \quad (13)$$

где \bar{E} – средняя погонная энергия излучения, падающего на болометр; m – погонная масса болометра; $\delta \bar{E}/m$ – эффективная удельная энергия; η_{E0} – коэффициент преобразования решетки в линейном режиме работы боло-

метров; $F \left(\delta \frac{\bar{E}}{m} k_{1,2} \right)$ – нормированный на η_{E0}

коэффициент преобразования решетки в нелинейном режиме работы болометров. Для платиновых болометров и излучения с длиной волны 10.6 мкм нормированный коэф-

фициент преобразования $F \left(\delta \frac{\bar{E}}{m} k_{1,2} \right)$ может

быть представлен аналогично (3) в виде полинома второй степени от оптических парамет-

ров излучения $\delta \frac{\bar{E}}{m} k_{1,2}$ со следующими значе-

ниями коэффициентов: $a_E = 7.61 \cdot 10^{-2}$ г/кДж и $b_E = -9.68 \cdot 10^{-3}$ г²/кДж². Эти коэффициенты были получены в результате решения усредненного по длине болометра уравнения теплового баланса с учетом линейных температурных зависимостей удельной теплоемкости платины $c(T)$, фактора эффективности поглощения $q(T)$ и температурного коэффициента сопротивления $\alpha(T)$. Уравнение измерения двойной решетки будет аналогичным (10), с коэффициентами a_E и b_E вместо a_P и b_P .

Особенностью кубического уравнения в данном случае является то, что его дискриминант D – отрицательная величина, и уравнение имеет три действительных корня. Решением для нашей задачи будет следующий корень:

$$\frac{\bar{E}^I}{m} = 2r \cos \left(60^\circ + \frac{\varphi}{3} \right), \quad (14)$$

где $r = \pm \sqrt[3]{|p|}$ и знак r совпадает со знаком q_3 , а $\cos \varphi = q_3/r^3$.

Уточнение значений коэффициентов $k_{1,2}$ и δ производится так же, как и для \bar{P} , затем находится уточненное значение средней удельной энергии излучения \bar{E}/m .

4. Соотношение для случайной погрешности результата измерения

Для оценки случайной погрешности измерения средней погонной мощности падающего излучения \bar{P} будем считать, что абсолютное среднее квадратическое отклонение (СКО) регистрируемых сигналов болометрических элементов $U_{i,j}$ есть величина постоянная и равная σ . В выражение (13) входят измеряемые величины: суммарный выходной сигнал болометрических элементов U , поляризационные коэффициенты взаимодействия

боллометрических элементов с излучением $k_{1,2}$ и коэффициент неравномерности распределения падающей интенсивности излучения δ , а также коэффициент преобразования решеток η_{p0} и коэффициенты a_p и b_p , входящие в нормированный коэффициент преобразования решеток. Случайные погрешности измерения этих величин определяют случайную погрешность \bar{P} .

Исходя из выражения (10), относительное СКО коэффициентов $k_{1,2}$ будет определяться через абсолютное СКО σ регистрируемых сигналов боллометрических элементов следующим соотношением:

$$\sigma_{k_{1,2}} = \sigma \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{k_{1,2}} \frac{\partial k_{1,2}}{\partial U_i} \right)^2 + \sum_{j=1}^n \left(\frac{1}{k_{1,2}} \frac{\partial k_{1,2}}{\partial U_j} \right)^2 \right]^{1/2} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \frac{(\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2)^{1/2}}{\bar{U}_x + \bar{U}_y}, \quad (15)$$

где $\bar{U}_{x,y}$ – средние значения выходных сигналов боллометрических элементов вдоль координатных осей x и y в соответствии с (9). Из выражения (15) следует, что относительные СКО $\sigma_{k_{1,2}}$ в несколько раз меньше относительных СКО $\sigma/\bar{U}_{x,y}$ средних выходных сигналов $\bar{U}_{x,y}$ и уменьшаются с увеличением мощности падающего излучения.

Выражения (6)-(8) позволяют определить относительное СКО коэффициента неравномерности распределения интенсивности падающего излучения:

$$\sigma_{\delta} = \frac{2\sigma}{\sqrt{n}} \left[\frac{1}{\bar{U}_x^2} \left(1 + \frac{1}{\delta_x} \right) + \frac{1}{\bar{U}_y^2} \left(1 + \frac{1}{\delta_y} \right) \right]^{1/2}. \quad (16)$$

Для аксиального оптического пучка с $\bar{U}_x \approx \bar{U}_y = \bar{U}$ и $\delta_x = \delta_y \approx 1$ относительное СКО

σ_{δ} близко к относительному СКО среднего значения сигнала вдоль координатной оси $\sigma/\bar{U}_{x,y}$. С увеличением коэффициентов $\delta_{x,y}$ и мощности падающего излучения будет уменьшаться значение σ_{δ} .

Относительное СКО суммарного выходного сигнала боллометрических элементов

$$\sigma_U = \sqrt{\frac{2}{n}} \frac{\sigma}{\bar{U}_x + \bar{U}_y}, \quad (17)$$

что примерно в $\sqrt{2n}$ раз меньше значения $\sigma/\bar{U}_{x,y}$.

Относительное СКО измеренного значения средней погонной мощности \bar{P} будет определяться выражением:

$$\sigma_{\bar{P}} = \left[\left(\frac{\eta_{p0}}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta_{p0}} \right)^2 \sigma_{\eta_{p0}}^2 + \left(\frac{a_p}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial a_p} \right)^2 \sigma_{a_p}^2 + \left(\frac{b_p}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial b_p} \right)^2 \sigma_{b_p}^2 + \sum_{i=1}^2 \left(\frac{k_i}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial k_i} \right)^2 \sigma_{k_i}^2 + \left(\frac{\delta}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial \delta} \right)^2 \sigma_{\delta}^2 + \left(\frac{U}{\bar{P}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial U} \right)^2 \sigma_U^2 \right]^{1/2}, \quad (18)$$

где \bar{P} задается выражением (11) с учетом соотношений (10) и (12), относительные дисперсии величин $k_{1,2}$, δ и U рассчитываются по соотношениям (15)-(17), а относительные дисперсии величин η_0 , a_p и b_p определяются при калибровке измерителя.

5. Калибровка боллометрического измерителя

Калибровка профильного боллометра состоит в определении входящих в кубическое уравнение (4) величин η_{p0} , a_p и b_p , которые в конкретном приборе могут несколько отличаться от вышеприведенных значений. Калибровка выполняется при подаче на боллометр линейно поляризованного непрерывного излучения

лазера, мощность которого P измеряется с относительным СКО σ_p .

Производится m измерений. При каждом измерении определяется коэффициент преобразования η_l :

$$\eta_l = \frac{U_l}{P_l} = xP_l + yP_l^2 + z, \quad l=1, 2, \dots, m, \quad (19)$$

где U_l – регистрируемый суммарный сигнал болометрических элементов обеих решеток;

$$x = a_p \eta_0 (k_1^2 + k_2^2); y = b_p \eta_0 (k_1^3 + k_2^3); z = \eta_0 (1 + K_D);$$

$P_l = \delta_l \bar{P}_l$ – эффективная мощность излучения в l -ом измерении; m – число измерений.

С помощью метода наименьших квадратов вычисляют коэффициенты a_p , b_p , η_0 . По сигналам болометрических элементов $U_{i,j,l}$ и в соответствии с выражениями (6)-(8) определяют величины $\delta_{x,l}$, $\delta_{y,l}$ и δ_l^I . По размерам входной апертуры решеток и используемому диаметру болометрических элементов – значения средней погонной мощности падающего излучения \bar{P}_l и эффективной мощности $\delta_l^I \bar{P}_l$. По сигналам U_{1l} и U_{2l} в соответствии с формулами (1) и (9) – значения поляризационных коэффициентов взаимодействия излучения с болометрическими элементами k_{1l}^I и k_{2l}^I . Зная $\delta_l^I \bar{P}_l$, в соответствии с графиком на рис. 2 уточняют значение δ_l , а в соответствии с зависимостями на рис. 3 – значения коэффициентов k_{1l} и k_{2l} . По уточненному значению δ_l находят значение эффективной мощности $P_l = \delta_l \bar{P}_l$ в l -ом измерении. Таким образом, определяются все условные уравнения (19).

После составления суммы квадратов невязок условных уравнений и минимизации по неизвестным, получаем следующую систему нормальных линейных уравнений:

$$\begin{cases} x \sum_{l=1}^m P_l^2 + y \sum_{l=1}^m P_l^3 + z \sum_{l=1}^m P_l = \sum_{l=1}^m \eta_l P_l, \\ x \sum_{l=1}^m P_l^3 + y \sum_{l=1}^m P_l^4 + z \sum_{l=1}^m P_l^2 = \sum_{l=1}^m \eta_l P_l^2, \\ x \sum_{l=1}^m P_l + y \sum_{l=1}^m P_l^2 + mz = \sum_{l=1}^m \eta_l. \end{cases} \quad (20)$$

Неизвестные могут быть определены из выражений:

$$x = \frac{\Delta_x}{\Delta}, \quad y = \frac{\Delta_y}{\Delta}, \quad z = \frac{\Delta_z}{\Delta}, \quad (21)$$

где Δ – определитель системы уравнений (20), а Δ_x , Δ_y и Δ_z – определители соответствующих неизвестных.

Относительное СКО σ_x величины x выражается через относительные СКО σ_{P_l} и σ_{η_l} величин P_l и η_l следующим образом:

$$\sigma_x^2 = \sum_{l=1}^m \left(\frac{P_l}{x} \frac{\partial x}{\partial P_l} \right)^2 \sigma_{P_l}^2 + \sum_{l=1}^m \left(\frac{\eta_l}{x} \frac{\partial x}{\partial \eta_l} \right)^2 \sigma_{\eta_l}^2. \quad (22)$$

Аналогичными будут выражения для относительных СКО σ_y и σ_z .

Численный эксперимент был выполнен для платиновых болометров и излучения с длиной волны 10.6 мкм. Средняя погонная мощность падающего излучения $\bar{P}_l = 0.5$ Вт/см оставалась постоянной во всех измерениях, а коэффициент δ_l изменялся от 1 до 10 с шагом 1. Эффективная мощность излучения $P_l = \delta_l \bar{P}_l$ изменялась от 0.5 Вт/см до 5 Вт/см. Параметры α_0 , q_0 , γ_0 , a_p и b_p приведены выше. Вычисления относительных СКО по формуле (22) при $\sigma_{P_l} = 0.01$ и $\sigma_{\eta_l} = 0.01$ дали следующие результаты:

$$\sigma_x = 0.10, \quad \sigma_y = 0.23 \quad \text{и} \quad \sigma_z = 0.011.$$

Исходя из выражений для x , y и z и учитывая, что $\sigma_{k_{1,2}}$ значительно меньше σ_{P_1} , получаем: $\sigma_{\eta_1} = \sigma_z$, $\sigma_{a_p} = \sigma_x$ и $\sigma_{b_p} = \sigma_y$.

6. Оценка случайной погрешности результата измерения

Для приведенного численного эксперимента определим значения коэффициентов влияния при относительных дисперсиях величин, входящих в выражение (18) для относительного СКО $\sigma_{\bar{P}}$. На ЭВМ были вычислены следующие значения:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \eta_{p0}} = -0.424, \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial a_p} = -0.387 \text{ Вт}^2/\text{см}^2,$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial b_p} = -0.698 \text{ Вт}^3/\text{см}^3, \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial k_1} = 7.6 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см},$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial k_2} = 0.014 \text{ Вт/см}, \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial \delta} = 3.385 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/см},$$

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial U} = 0.782 \text{ Вт/см}.$$

После подстановки в (18) численных значений получаем следующую зависимость $\sigma_{\bar{P}}$ от относительных СКО величин, определяющих значение \bar{P} :

$$\begin{aligned} \sigma_{\bar{P}} = & \left(1.18\sigma_{\eta_{p0}}^2 + 0.011\sigma_{a_p}^2 + 6.1 \cdot 10^{-5}\sigma_{b_p}^2 + \right. \\ & + 1.52 \cdot 10^{-3}\sigma_{k_1}^2 + 2.03 \cdot 10^{-2}\sigma_{k_2}^2 + \\ & \left. + 7.7 \cdot 10^{-3}\sigma_{\delta}^2 + 1.18\sigma_U^2 \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (27)$$

При использовании современных АЦП относительное СКО средних значений сигналов решеток вдоль координатных осей $\sigma_{\bar{U}_{x,y}}$ составляет около 10^{-3} . Как следует из выражения (15), значения $\sigma_{k_{1,2}} < 10^{-3}$. Из (16) следует, что $\sigma_{\delta} \approx 10^{-3}$, а из (17) – $\sigma_U < 10^{-3}$.

Значение $\sigma_{\eta_{p0}} \approx \sigma_P$, где $\sigma_P \approx 10^{-2}$ – относительное СКО измеряемой оптической мощности лазера P при калибровке измерителя.

Тогда значение $\sigma_{a_p} \approx 10\sigma_P$, а $\sigma_{b_p} \approx 20\sigma_P$. Но коэффициенты при σ_{a_p} и σ_{b_p} имеют значения около 10^{-2} и меньше. Учитывая оценки относительных СКО и коэффициентов влияния, входящих в выражения (18) и (27), получаем, что основной вклад в относительное СКО измеряемой средней погонной мощности падающего излучения $\sigma_{\bar{P}}$ вносят величины $\sigma_{\eta_{p0}}$ и σ_{a_p} , тогда

$$\sigma_{\bar{P}} \approx 1.5\sigma_{\eta_{p0}}. \quad (28)$$

7. Заключение

Таким образом, обоснован метод измерения энергетических параметров интенсивного лазерного излучения профильным тонкопроволочным болометром, состоящим из двух идентичных решеток с постоянным периодом и взаимно перпендикулярными элементами. Выходные сигналы регистрируются с каждого болометрического элемента, что позволяет определить коэффициент неравномерности распределения интенсивности падающего излучения и поляризационные коэффициенты взаимодействия решеток. Нелинейность характеристики преобразования болометра описывается полиномом второй степени, уравнение измерения является кубическим относительно средней погонной мощности излучения, падающего на болометр. Параметры кубического уравнения определяются в процессе калибровки измерителя. Решение кубического уравнения определяет среднюю погонную интенсивность излучения с исключением систематической погрешности измерения за счет нелинейности характеристики преобразования болометра. Случайная погрешность результата измерения в 1.5 раза больше случайной погрешности измерения интенсивности излучения при калибровке тонкопроволочного болометра.

Литература

1. Р. Смит, Ф. Джонс, Р. Чесмер. Обнаружение и измерение инфракрасного излучения. Москва, ИЛ, 1959, 448 с.
2. А. ван дер Зил. Шумы при измерениях. Москва, Мир, 1979, 294 с.
3. Т. Куин. Температура. Москва, Мир, 1985, 448 с.
4. В. Г. Чуйко. Праці II міжнародної науково-технічної конференції "Метрологічне забезпечення в галузі електричних, магнітних та радіовимірювань" (Метрологія в електроніці-97). Том 1. Харків, ДНВО "Метрологія", 1997, с. 16-20.
5. В. М. Кузьмичев, А. В. Золотайкин. Измерительная техника. 1990, №12, с. 20-21.
6. В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько. Український метрологічний журнал. 1997, №4, с. 33-35.
7. В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько. Измерительная техника. 1996, №9, с. 29-32.
8. В. М. Кузьмичев, С. Н. Похилько. Измерительная техника. 2000, №3, с. 39-42.

Measurement of Energy Parameters of Intensive Laser Radiation by Profile Thin-Wire Bolometer

V. M. Kuzmichov, V. A. Solovyov,
A. V. Lapko

The measurement method of energy parameters of intensive laser radiation by profile thin-wire bolometer in a form of two identical gratings with constant period and orthogonal elements is justified. The method excludes the systematic error of result measuring for account of non-linear characteristics of the bolometer transformation, the random error being one and a half times greater than the random error due to the measuring of radiation intensity during the apparatus calibration.