

Литература

1. **Zwinkels J. C. e. a.** Photometry, radiometry and «the candela»: evolution in the classical and quantum world // *Metrologia*. 2010. V. 47. N 5. P. R15—R32.
2. **Heiss D.** Charge and spin readout scheme for single self-assembled quantum dots // *Phys. Rev.* 2008. V. B 77. N 23. P. 235442.
3. **Migdall A. L. e. a.** Tailoring single-photon and multiphoton probabilities of a singlephotonon-demand source. *Phys. Rev.* 2002. A 66. P. 053805.
4. **Yuan Z. e. a.** Electrically Driven Single-Photon Source // *Sci.* 2002. V. 295. P. 102.
5. **Heindl T. e. a.** Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34 % overall efficiency // *Appl. Phys. Lett.* 2010. V. 96. P. 011107.
6. **Городецкий М. Л., Фомин А. Е.** Собственные частоты и добротность в геометрической теории мод шепчущей галереи // *Квантовая электроника*. 2007. V. 37. P. 167—172.
7. **Brokmann X. e. a.** Colloidal CdSe/ZnS quantum dots as single-photon sources // *New J. Phys.* 2004. V. 6. P. 99.
8. **Bandilla A.** Simple Analytical Formulae for Squeezing in Unsaturated Two-photon Absorption // *J. Modern Opt.* 1987. V. 34. P. 903.

9. **Fujiwara M. e. a.** Highly Efficient Coupling of Photons from Nanoemitters into Single-Mode Optical Fibers // *Nano Lett.* 2011. V. 11. P. 4362—4365.
10. **Wang L. W. e. a.** Theory of Auger Processes in CdSe Quantum Dots // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 056404.
11. **Bethe H. A.** Theory of Diffraction by Small Holes // *Phys. Rev.* 1944. V. 66. P. 163.
12. **Moharam M. G. e. a.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach // *J. Opt. Soc. Am.* 1995. V. A 12. P. 1077.
13. **Yee S. K.** Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Trans. Antennas and Propagation*. 1966. V. 14. P. 302.
14. **Taflove, Hagness S. C.** Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method. Boston: Artech House, 2000.
15. **Ежов А. А., Илюшин Я. А., Федянин А. А.** Поляризационные характеристики наноструктурированных оптических материалов // *Распространение радиоволн: Сборник докл. XXIII Всерос. науч. конф. Йошкар-Ола, 2012. С. 321.*

Дата принятия 01.11.2012 г.

553.535.2

Диффузный формирователь равномерного распределения интенсивности в поперечном сечении пучка лазерного излучения

К. Ш. АБДРАХМАНОВ*, А. М. РАЙЦИН**

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

** Московский технический университет связи и информатики, Москва, Россия, e-mail: arcadiyram@rambler.ru

Дано описание устройства для формирования равномерного распределения интенсивности в поперечном сечении пучка лазерного излучения. Представлены результаты расчетов и экспериментов. Приведены рекомендации по выбору оптимальных геометрических размеров формователя.

Ключевые слова: энергия, диаметр пучка, расходимость пучка, интенсивность, диффузия, рассеяние.

The device for formation of uniform distribution of intensity in the cross-section of laser radiation is described. The results of calculations and experiments are presented. The recommendations on the choice of shaper optimum geometrical sizes are given.

Key words: energy, beam diameter, beam divergence, intensity, diffusion, dispersion.

Современные средства измерений пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения (ПЭХЛИ) часто содержат в своем составе многоэлементные измерительные преобразователи (МИП). Цифровая обработка сигналов, измеренных МИП, регламентирована стандартом [1] и позволяет найти все требуемые в эксперименте ПЭХЛИ. Для определения погрешности их измерения такие МИП должны быть метрологически аттестованы [2].

Для аттестации МИП на его вход удобно подавать излучение, имеющее равномерное распределение интенсивности по сечению пучка, создаваемое специальными формирова-

телями. Формирователь равномерного распределения интенсивности (ФРПИ) в общем случае представляет собой оптическое устройство, преобразующее произвольное распределение интенсивности в поперечном сечении лазерного пучка в равномерное.

Существующие устройства ФРПИ можно разделить на две группы: *активные*, при использовании которых равномерное распределение достигается уже на выходе лазера подбором оптимальных условий накачки и концентрации активной среды, использованием зеркал резонатора специальной формы [3] либо внесением в резонатор различ-

ных светоделиителей с неоднородным профилем пропускания или отражения [4, 5]; *пассивные*, при которых преобразование пучка происходит за пределами лазера с помощью вносимых в пучок различных оптических элементов.

Пассивные формователи представляют собой дополнительные устройства, на выходе которых степень равномерности распределения, как правило, выше, чем у активных. При выборе ФРПИ для конкретных применений необходимо учитывать совокупность следующих характеристик: степень неравномерности формируемого распределения интенсивности; степень ослабления излучения; зависимость выходного распределения формователя от распределения интенсивности во входном пучке; уровень сложности изготовления и юстировки системы.

В данной работе рассматривается формователь, основанный на принципе диффузного рассеивания. Как известно, некоторые среды (молочные стекла и т. д.) обладают способностью диффузно рассеивать падающий на них свет (при отражении или пропускании) [6], что позволяет использовать их в качестве ФРПИ.

Одним из формователей такого типа является фотометрический шар [7], представляющий собой сферу, внутренняя поверхность которой выполнена из диффузно отражающего материала. Такой ФРПИ имеет ряд недостатков: отклонение излучения от диффузного, отраженного от покрытия внутренних стенок; сложность нанесения качественного покрытия на внутренние стенки сферы; зависимость характеристик покрытия от факторов окружающей среды; потеря части падающего и отраженного излучения, связанная с наличием отверстий в фотометрическом шаре; необходимость установки дополнительного экрана для защиты от прямого попадания излучения на приемную площадку МИП; значительное ослабление рассеиваемого внутри сферы потока излучения. Устранение этих недостатков приводит к усложнению технологии изготовления интегрирующих сфер, а также к тому, что они становятся более громоздкими.

Одним из наиболее перспективных устройств среди диффузных формователей является фотометрический ци-

линдр. По результатам исследования он при определенном подборе размеров и материалов может создать равномерное распределение с высоким уровнем равномерности и малым ослаблением. Фотометрический цилиндр прост в изготовлении и юстировке.

В качестве модели для исследования был выбран усеченный фотометрический конус (ФМК) с произвольными радиусами оснований R_1 , R_2 и высотой H , представляющий собой конический светопровод, жестко скрепленный с пластиной (см. рисунок) [8]. Пластина и светопровод — диффузно рассеивающие молочные стекла различных марок. Пластина, изготовленная из стекла МС-23 толщиной 2 мм, обеспечивает на выходе равномерное диффузное пропускание, а светопровод из стекла МС-20 — равномерное диффузное отражение. После прохождения излучения через пластину, расположенную во входной плоскости ФМК, его интенсивность распределяется по закону, близкому к закону Ламберта [7]. Отражаясь от каждой точки внутренней поверхности конуса, излучение также распределяется по этому закону. В результате многократных отражений от поверхности светопровода на выходе ФМК устанавливается распределение интенсивности, близкое к равномерному.

При проведении расчетов для оценки степени равномерности и коэффициента передачи сделаны некоторые допущения, в частности, учтен вклад в результирующее значение интенсивности только двух составляющих излучения, проходящего через ФМК: с однократным отражением от поверхности светопровода и без отражения от стенок. Предполагалось, что на вход ФМК поступает остросфокусированный пучок лазерного излучения.

Расчет интенсивности на выходном окне ФМК выполняли в два этапа. На первом — рассчитывали вклад от излучения $E_c(x_1, y_1, H)$, отраженного от внутренних стенок ФМК, на втором — учитывали интенсивность прямого излучения $E_n(x_1, y_1, H)$, падающего на выходное окно без отражения от стенок (см. рисунок).

Уравнение внутренней усеченной конической поверхности светопровода можно записать в виде

$$z = \frac{H}{a} \left(\sqrt{x^2 + y^2} - R_1 \right), \quad (1)$$

где $a = R_2 - R_1$.

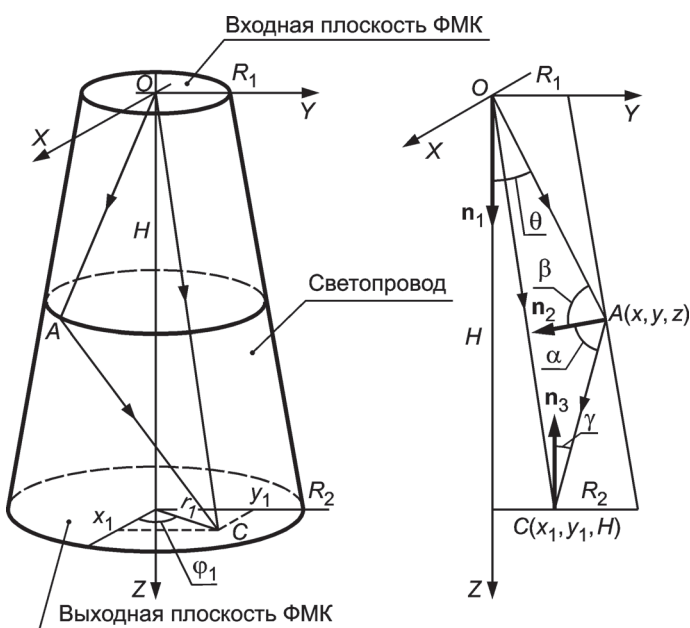
Обозначим единичные векторы нормали к входной и выходной плоскостям ФМК соответственно $\mathbf{n}_1 = (0, 0, 1)$ и $\mathbf{n}_3 = (0, 0, -1)$, а вектор нормали к поверхности светопровода $\mathbf{n}_2 = (-dz/dx, -dz/dy, 1)$. С учетом (1)

$$\mathbf{n}_2 = \left(-Hx / \left(a\sqrt{x^2 + y^2} \right), -Hy / \left(a\sqrt{x^2 + y^2} \right), 1 \right).$$

Для расчета интенсивности $dE_c(x_1, y_1, H)$ излучения в точке $C(x_1, y_1, H)$, полученной от элементарной площадки светопровода ds , воспользуемся известным соотношением [7]:

$$dE_c(x_1, y_1, H) = E_A(x, y, z) \frac{\varepsilon \cos \alpha \cos \gamma}{\pi |\mathbf{AC}|^2} ds, \quad (2)$$

где $E_A(x, y, z)$ — интенсивность излучения в точке A элементарной площадки ds ; ε — коэффициент отражения от стенки светопровода; $\cos \alpha$, $\cos \gamma$ — косинусы углов между векторами нормалей $\mathbf{n}_2$, $\mathbf{n}_3$ и векторами $\mathbf{AC}$, $\mathbf{CA}$, соответственно.



Модель фотометрического конуса

В свою очередь, величину E_A определим из соотношения

$$E_A(x, y, z) = E_0 \frac{\tau \cos \theta \cos \beta}{\pi |\mathbf{OA}|^2},$$

где E_0 — интенсивность падающего на ФМК излучения; τ — коэффициент пропускания пластины входного окна ФМК; $\cos \theta$, $\cos \beta$ — косинусы углов между векторами нормалей $\mathbf{n}_1$, $\mathbf{n}_2$ и векторами $\mathbf{OA}$, $\mathbf{AO}$, соответственно.

Тогда (2) запишем в виде

$$dE_c(x_1, y_1, H) = E_0 \frac{\tau \epsilon \cos \theta \cos \beta \cos \alpha \cos \gamma}{\pi^2 |\mathbf{OA}|^2 |\mathbf{AC}|^2} ds,$$

а интенсивность излучения в точке $C(x_1, y_1, H)$ от всей поверхности светопровода определим по формуле

$$E_c(x_1, y_1, H) = E_c = \frac{E_0 \tau \epsilon}{\pi^2} \iint_S \frac{\cos \theta \cos \beta \cos \alpha \cos \gamma}{|\mathbf{OA}|^2 |\mathbf{AC}|^2} ds, \quad (3)$$

где двойной интеграл вычисляется по всей поверхности S светопровода.

Учитывая, что $\mathbf{AC} = (x_1 - x, y_1 - y, H - z)$, $\mathbf{OA} = (x, y, z)$ и используя координаты векторов нормалей $\mathbf{n}_1$, $\mathbf{n}_2$, $\mathbf{n}_3$ найдем выражения для косинусов углов, входящих в (3):

$$\cos \theta = \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{OA} / (|\mathbf{n}_1| |\mathbf{OA}|) = z / \sqrt{x^2 + y^2 + z^2};$$

$$\cos \beta = \mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{AO} / (|\mathbf{n}_2| |\mathbf{AO}|) = (H \sqrt{x^2 + y^2} - az) /$$

$$\sqrt{(H^2 + a^2)(x^2 + y^2 + z^2)} = HR_1 / \sqrt{(H^2 + a^2)(x^2 + y^2 + z^2)};$$

$$\cos \alpha = \frac{\mathbf{n}_2 \cdot \mathbf{AC}}{|\mathbf{n}_2| |\mathbf{AC}|} =$$

$$= \frac{Hx(x - x_1) + Hy(y - y_1) + a(H - z)\sqrt{x^2 + y^2}}{\sqrt{(H^2 + a^2)((x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (H - z)^2)(x^2 + y^2)}};$$

$$\cos \gamma = \mathbf{n}_3 \cdot \mathbf{CA} / (|\mathbf{n}_3| |\mathbf{CA}|) =$$

$$= (H - z) / \sqrt{(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (H - z)^2}.$$

При этом $|\mathbf{AC}| = \sqrt{(x_1 - x)^2 + (y_1 - y)^2 + (H - z)^2}$ и $|\mathbf{OA}| = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

Подставляя приведенные выше выражения в (3) и учитывая, что $ds = dxdy \sqrt{(\partial z / \partial x)^2 + (\partial z / \partial y)^2 + 1} = dxdy \sqrt{H^2 + a^2} / a$, после упрощений получаем

$$E_c = E_0^* \iint_S \frac{zHR_1(H - z) \left(H(x^2 + y^2 - xx_1 - yy_1) + (x^2 + y^2 + z^2) \sqrt{x^2 + y^2} \times \right. \\ \left. + (H - z)a\sqrt{x^2 + y^2} \right) dxdy}{\left(x_1^2 + y_1^2 - 2(xx_1 + yy_1) + x^2 + y^2 + (H - z)^2 \right)^2},$$

где $E_0^* = E_0 \tau \epsilon / (\pi^2 a \sqrt{H^2 + a^2})$, а z определяется выражением (1).

Для вычисления интеграла перейдем к полярной системе координат: $x = r \cos \varphi$, $y = r \sin \varphi$, $R_1 \leq r \leq R_2$, $x_1 = r_1 \cos \varphi_1$, $y_1 = r_1 \sin \varphi_1$. При этом $z = H(r - R_1)/a$, $xx_1 + yy_1 = rr_1 \cos(\varphi - \varphi_1)$. Запишем

$$E_c(r_1, \varphi_1) = E_0^* \int_0^{2\pi} \int_{R_1}^{R_2} \frac{zHR_1(H - z)(rH - r_1H \cos(\varphi - \varphi_1) + a(H - z)) r dr d\varphi}{(r^2 + z^2)^2 (r_1^2 + r^2 - 2rr_1 \cos(\varphi - \varphi_1) + (H - z)^2)^2}.$$

Проведем в последнем выражении замену переменной

$$r = R_2 - au \Rightarrow dr = -adu; z = H(1 - u).$$

После преобразований запишем

$$E_c(r_1, \varphi_1) = E_0^* R_1 H^4 \int_0^1 \frac{u(1 - u)(R_2 - au)}{(R_2 - au)^2 + H^2(1 - u)^2} \times \\ \times \left(\int_0^{2\pi} \frac{(R_2 - r_1 \cos(\varphi - \varphi_1)) d\varphi}{(A - B \cos(\varphi - \varphi_1))^2} \right) du,$$

где $A = r_1^2 + (R_2 - au)^2 + (Hu)^2$, $B = 2r_1(R_2 - au)$.

Можно показать, что внутренний интеграл после вычисления выражается как

$$\int_0^{2\pi} \frac{(R_2 - r_1 \cos(\varphi - \varphi_1)) d\varphi}{(A - B \cos(\varphi - \varphi_1))^2} = \frac{2\pi(AR_2 - r_1 B)}{(A^2 - B^2)^{3/2}}. \quad (4)$$

Введем для удобства новые обозначения: $\gamma = R_1/R_2$, $m = R_2/H$, $\rho = r_1/R_2$, $y = 1 - (1 - \gamma)u$. Тогда с учетом (4) получим выражение

$$E_c(\rho) = \frac{2E_0 \gamma m^3 \tau \epsilon}{\pi H^2 \sqrt{1 + m^2(1 - \gamma)^2}} \times \\ \times \int_0^1 \frac{u(1 - u) y \left[m^2(y^2 - \rho^2 + 2\rho^2(1 - \gamma)u) + u^2 \right] du}{(m^2 y^2 + (1 - u)^2)^2 \left[(m^2(\rho^2 + y^2) + u^2)^2 - 4m^4 \rho^2 y^2 \right]^{3/2}}.$$

Интенсивность прямого излучения $E_n(\rho)$ в точке C определим по формуле

$$E_n(\rho) = E_0 \tau \cos^2 \psi / (\pi |\mathbf{OC}|^2),$$

где $\mathbf{OC} = (x_1, y_1, H)$; $\cos \psi = \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{OC} / (|\mathbf{n}_1| |\mathbf{OC}|) = H / \sqrt{r_1^2 + H^2}$.

С учетом введенных ранее обозначений найдем

$$E_n = E_0 \tau / \left(\pi H^2 (m^2 \rho^2 + 1)^2 \right).$$

Распределение плотности интенсивности на выходном окне ФМК

$$E(\rho) = E_c(\rho) + E_n(\rho). \quad (5)$$

Для проведения расчетов умножим обе части выражения (5) на H^2 и представим его в развернутом виде

$$E^*(\rho) = \tilde{E}_0 \left\{ \frac{2\gamma m^3 \varepsilon}{\sqrt{1 + m^2(1 - \gamma)^2}} \times \int_0^1 \frac{u(1-u) \gamma [m^2(y^2 - \rho^2 + 2\rho^2(1-\gamma)u + u^2)] du}{(m^2 y^2 + (1-u)^2)^2 \left[(m^2(\rho^2 + y^2) + u^2)^2 - 4m^4 \rho^2 y^2 \right]^{3/2}} + \frac{1}{(m^2 \rho^2 + 1)^2} \right\}; \quad E^*(\rho) = H^2 E(\rho); \quad \tilde{E}_0 = E_0 \tau / \pi. \quad (6)$$

Из (6) следует, что наибольшая степень равномерности интенсивности обеспечивается при малых значениях $m \approx 0$.

В этом случае составляющая отраженного излучения $E_c(\rho)$ мала, а из прямой составляющей излучения $E_n(\rho)$ выделяется небольшая часть распределения из области, где оно практически равномерное.

С ростом m величина $E_c(\rho)$ увеличивается, достигая своего наибольшего значения, и далее уменьшается до нуля, причем ее значение зависит и от отношения радиусов ФМК: $\gamma = R_1/R_2$.

В табл. 1 представлены результаты расчета по (6) $\tilde{E}(\rho) = E^*(\rho)/E_{\max}$, где $E_{\max} = E^*(0)$, $E_0 = 1$, $\tau = 0,61$, $\varepsilon = 0,965$. Первая строка соответствует случаю отсутствия светопровода, т. е. $E_c(\rho) = 0$. Наличие светопровода существенно увеличивает интенсивность излучения $E_{\max}$ на выходе ФМК, обеспечивая высокую равномерность распределения (см. табл. 1). Наибольшее значение интенсивности достигается для значений $m = 0,3$, $\gamma = 1,2$. Значение интенсивности при отсутствии светопровода приблизительно в 1,8 раза меньше. При $\gamma = 1$, что соответствует случаю $R_1 = R_2 = R$ фотометрического цилиндра (ФЦ), результат не сильно отличается от оптимального. В связи с тем, что ФЦ проще в изготовлении, в дальнейшем будем рассматривать его.

Для ФЦ формула (6) примет следующий вид:

$$E(\rho) = \frac{E_0 \tau}{\pi H^2} \left\{ \int_0^1 \frac{2\varepsilon m^3 u(1-u) [m^2(1 - \rho^2) + u^2] du}{(m^2 + (1-u)^2)^2 \left[(m^2(\rho^2 + 1) + u^2)^2 - 4m^4 \rho^2 \right]^{3/2}} + \frac{1}{(m^2 \rho^2 + 1)^2} \right\}.$$

Таблица 1

Результаты расчета интенсивности $\tilde{E}(\rho)$ при $E_0 = 1$, $\tau = 0,61$, $\varepsilon = 0,965$

Значения параметра	$\tilde{E}(\rho)$ при значениях ρ										
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$E_{\max} = 0,194$ $m = 0,3$ $E_c(\rho) = 0$	1,0	0,998	0,993	0,984	0,972	0,956	0,938	0,917	0,894	0,869	0,842
$E_{\max} = 0,251$ $m = 0,1$ $\gamma = 1$	1,0	1,0	0,999	0,997	0,994	0,991	0,987	0,982	0,976	0,969	0,924
$E_{\max} = 0,3506$ $m = 0,3$ $\gamma = 1$	1,0	0,998	0,991	0,979	0,962	0,942	0,916	0,886	0,852	0,812	0,695
$E_{\max} = 0,351$ $m = 0,3$ $\gamma = 1,2$	1,0	0,998	0,991	0,980	0,965	0,945	0,921	0,892	0,859	0,820	0,694
$E_{\max} = 0,314$ $m = 0,5$ $\gamma = 1$	1,0	0,996	0,985	0,967	0,942	0,911	0,873	0,830	0,780	0,723	0,554

Определим коэффициент передачи ФЦ на апертуре радиусом $\rho^* = \rho/R (0 \leq \rho^* \leq 1)$ как

$$K_n(\rho^*) = E_{\text{вых}}(\rho^*) / E_0,$$

$$\text{где } E_{\text{вых}}(\rho^*) = 2\pi R^2 \int_0^{\rho^*} \rho E(\rho) d\rho.$$

После вычисления интеграла, определяющего $E_{\text{вых}}(\rho^*)$, коэффициент передачи равен

$$K_n(\rho^*) = \tau \left\{ \int_0^{\rho^*} \frac{\varepsilon m u (1-u)}{[m^2 + (1-u)^2]^2} \left(\frac{u^2 + m^2 (1 + \rho^{*2})}{\sqrt{(m^2 (1 + \rho^{*2}) + u^2)^2 - 4m^4 \rho^{*2}}} - 1 \right) du + \frac{m^2 \rho^{*2}}{1 + m^2 \rho^{*2}} \right\}. \quad (7)$$

При использовании полной апертуры ФЦ, когда $\rho^* = 1$, формула (7) примет вид

$$K_n(1) = \tau \left\{ \int_0^1 \frac{\varepsilon m (1-u)}{[m^2 + (1-u)^2]^2} \left(\frac{u^2 + 2m^2}{\sqrt{u^2 + 4m^2}} - u \right) du + \frac{m^2}{1 + m^2} \right\}.$$

В табл. 2 представлены результаты расчета коэффициента передачи $K_n(\rho^*)$ по (7). С ростом m значение $K_n(\rho^*)$ также увеличивается, но при этом не гарантирована заданная степень равномерности распределения интенсивности на выходном окне ФЦ. Наибольшее отношение коэффициентов передачи для случаев ФЦ при $m = 0,3$ при наличии и отсутствии светопровода составляет около 1,8.

Для проведения эксперимента был изготовлен образец ФЦ со следующими размерами: $R = 20$ мм, $H = 40$ мм. Входное окно и сам цилиндр выполнены соответственно из стекла МС-23 и МС-20. На вход ФЦ подавалось лазерное излучение длиной волны $\lambda = 1064$ нм и энергиями в импульсе $Q_1 = 719,36$ мДж, $Q_2 = 711,54$ мДж, $Q_3 = 714,15$ мДж, $Q_4 = 712,84$ мДж, $Q_5 = 718,06$ мДж. С помощью пирозлектрического джоульметра с апертурой приемного элемента 8 мм были измерены пять значений энергий на выходном окне ФЦ:

$$Q_1^* = 4,4 \text{ мДж}, Q_2^* = 4,5 \text{ мДж}, Q_3^* = 4,6 \text{ мДж}, Q_4^* = 4,6 \text{ мДж},$$

Результаты расчета коэффициента передачи $K_n(\rho^*)$

Параметр	$K_n(\rho^*)$ при значениях ρ^*									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$m = 0,3$ $E_c(\rho) = 0$	0,001	0,002	0,005	0,009	0,013	0,019	0,026	0,033	0,041	0,050
$m = 0,3$	0,001	0,002	0,006	0,011	0,019	0,029	0,041	0,055	0,072	0,088
$m = 0,5$	0,002	0,006	0,015	0,029	0,048	0,073	0,102	0,136	0,171	0,204

$Q_5^* = 4,5$ мДж. Соответственно вычисленные коэффициенты передачи составили $K_{n1} = 6,11 \cdot 10^{-3}$; $K_{n2} = 6,32 \cdot 10^{-3}$; $K_{n3} = 6,44 \cdot 10^{-3}$; $K_{n4} = 6,45 \cdot 10^{-3}$; $K_{n5} = 6,26 \cdot 10^{-3}$, а его среднее значение — $K_{n, \text{ср}} = 6,3 \cdot 10^{-3}$. Найденное значение хорошо согласуется со значением $K_n = 6,4 \cdot 10^{-3}$, полученным по (7) при $m = 0,5$ и $\rho^* = 0,2$.

В табл. 3 приведены экспериментальные результаты определения зависимости $E(\rho)/E_{\text{max}}$, $\rho = x/\cos \varphi$. Они соответствуют распределению интенсивности излучения на выходе ФЦ в его поперечном сечении и получены путем сканирования пироприемником с диафрагмой ≈ 1 мм вдоль оси X при $u = 0$, что в полярной системе координат эквивалентно двум направлениям сканирования для $\varphi = 0$ и π . В пятой строке табл. 1 для тех же исходных данных приведены результаты расчета. Видно, что расчетная неравномерность на краю составляет около 8,9 %, а усредненная по значению на краях экспериментальная примерно 9,4 %.

Близкие результаты расчета и эксперимента подтверждают правильность полученных данных. Для достижения более высокой равномерности распределения следует применять ФЦ с оптимальными параметрами и использовать центральную часть его окна, соответствующую размерам аттестуемого МИП.

Так, из табл. 1 для варианта $m = 0,5$, $\gamma = 1$ следует, что для обеспечения неравномерности распределения не более 1,5 % надо рассматривать излучение на выходе ФЦ на апертуре радиуса $\rho^* = r/R \approx 0,2$. Если радиус входного окна круглой формы аттестуемого МИП составляет порядка $r = 10$ мм, то радиус ФЦ должен быть равен $R \approx 50$ мм, а высота $H = R/m = 100$ мм. Коэффициент передачи такого ФЦ на данной апертуре порядка $6,4 \cdot 10^{-3}$ (см. (7)), а плотность распределения интенсивности на выходе при $E_0 \approx 715$ мДж приближенно составляет $K_n E_0 / (\pi r^2) \approx 14,57$ мкДж/мм².

На основании полученных результатов было разработано программное обеспечение, позволяющее определять геометрические размеры ФЦ для заданных пользователем рабочей длины волны излучения, материалов изготовления и степени неравномерности на выходном окне.

Таблица 3

Экспериментальные результаты определения зависимости $E(\rho)/E_{\text{max}}$ при $m = 0,5$, $\gamma = 1$

Параметр	$E(\rho)/E_{\text{max}}$										
x , мм	−10	−8	−6	−4	−2	0	2	4	6	8	10
x/R	−0,5	−0,4	−0,3	−0,2	−0,1	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\tilde{E}(x/R)$	0,874	0,921	0,960	0,985	0,993	1,0	0,984	0,982	0,997	0,954	0,938

Л и т е р а т у р а

1. **ГОСТ Р ИСО 11146-1—2008.** Лазеры и лазерные установки (системы). Методы измерений ширин, углов расходимости и коэффициентов распространения лазерных пучков. Ч. 1. Стигматические (гомоцентрические) и слабоастигматические пучки.

2. **Арбеков В. И. и др.** Поверочная установка для средств измерений ОРПЭ в поперечном сечении потока излучения импульсных лазеров // Измерительная техника. 1986. № 11. С. 27—28; **Arbekov V. I. et al.** Apparatus for calibration testing of means of relative energy density distribution (REDD) measurements in emission flux cross section of pulsed lasers // Measurement Techniques. 1986. V. 29. N 11. P. 1032—1035.

3. **Турин В. И. и др.** Получение пучка с равномерным распределением интенсивности в CO_2 -лазере с обобщенным конфокальным резонатором // Квантовая электроника. 1998. Т. 25. № 5. С. 424—428.

4. **Матизен Ю. Э., Троицкий К. Э.** Получение пучка с равномерным распределением интенсивности в лазере с внутрирезонаторным неоднородным светоделителем // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 3. С. 604—609.

5. **Матизен Ю. Э., Троицкий К. Э.** Получение негауссовых световых пучков в лазере с выходным зеркалом, имеющим плавную амплитудную неоднородность // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. № 7. С. 1437—1441.

6. **Панов В. А. и др.** Справочник конструктора оптико-механических приборов. Л.: Машиностроение, 1980.

7. **Гуревич М. М.** Фотометрия (теория, методы и приборы). Л.: Энергоатомиздат, 1983.

8. **Осипенкова М. В., Райцин А. М.** Исследование формирования равномерного пространственного распределения энергии в поперечном сечении пучка лазерного излучения // Фотометрия и ее метрологическое обеспечение: Тез. докл. VII Всесоюз. науч.-техн. конф. М., 1988. С. 15.

Дата принятия 13.09.2012 г.

МЕХАНИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

53.082.54:53.089.68:681.2.089

Роль ключевых сличений в обеспечении единства измерений в области виброметрии

В. В. ОКРЕПИЛОВ, А. Ю. СМЕРНОВ

ФБУ «Тест-С.-Петербург», С.-Петербург, Россия, e-mail: smirnov@rustest.spb.ru

Описана техническая реализация методики калибровки эталонного вибропреобразователя, соответствующей протоколу ключевых сличений и позволяющей держателям вторичных эталонов обеспечивать единство измерений в области виброметрии.

Ключевые слова: виброметрия, ключевые сличения, вторичный эталон, абсолютный метод, лазерный интерферометр, эталонный вибропреобразователь.

The technical realization for the procedure of calibration of the standard vibration transducer is described. This procedure corresponds to the key comparisons protocol and allows the holders of secondary standards to ensure the uniformity in vibration measurements.

Key words: vibration measurements, key comparisons, uniformity of measurements, secondary standard, absolute method, laser interferometer, vibration transducer.

Четко наметившаяся к началу 90-х годов XX в. тенденция децентрализации воспроизведения размеров единиц длины, скорости и ускорения при колебательном движении твердого тела [1], выразившаяся в создании ряда вторичных эталонов в ведущих государственных и ведомственных метрологических центрах России, привела в начале XXI в. к расходимости результатов калибровок эталонных виброизмерительных преобразователей абсолютным методом. Так, если при калибровке эталонного вибропреобразователя на базовой частоте 160 Гц при базовом ускорении 10 м/с^2 , как правило, удается обеспечить удовлетворительную сходимость результатов измерений на государственном и вторичных эталонах (не более 0,5 %), то в области высоких частот (от 1000 Гц и выше) расхождения могут достигать более 5 %.

После одобрения на третьем совещании Консультативного комитета по акустике, ультразвуку и вибрации в 2002 г. заключительного протокола ключевых сличений в области виброметрии (воспроизведение единицы ускорения) [2] держатели вторичных эталонов получили четкие рекомендации относительно методики проведения сличений применяемых эталонов сравнения, технологии подготовки измерений, диапазонов применения различных методов воспроизведения единицы ускорения, интерпретации результатов измерений. Главным итогом сличений следует считать признание 12 странами опорных значений коэффициента преобразования эталонов сравнения в диапазоне частот 40 — 5000 Гц, стандартной неопределенности его измерения (0,04 — 0,08 %) и допускаемой степени эквивалентности результатов измерений.