

МЕТОДИКА ОЦЕНИВАНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОСЛАБЛЕНИЯ ДВУХСТУПЕНЧАТОГО ФОТОМЕТРИЧЕСКОГО ОСЛАБИТЕЛЯ

Н. К. МАЛЬЦЕВА

*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: maltseva@grv.ifmo.ru*

Представлена методика оценивания коэффициента ослабления фотометрического ослабителя, составленного из двух ступеней — „френелевского“ типа и фотометрического шара.

Ключевые слова: *оптический ослабитель, поток излучения, фотометрический шар.*

Одной из задач при разработке многоступенчатого фотометрического ослабителя (ФМО), входящего в состав многоспектрального имитатора излучения точечных объектов [1], является теоретическая оценка величины обеспечиваемого коэффициента ослабления. С этой целью разработана методика оценивания ослабления оптического сигнала последовательно каждой ступенью схемы ФМО. Данная методика позволяет рассчитать величину потока оптического излучения на выходе ФМО, построенного по схеме двухступенчатого прибора с сохранением исходного угла расходимости пучка лучей. Методика составлена для наиболее общего пространственного и спектрального распределения потока излучения, проходящего через элементы ослабителя.

Для обеспечения широкого диапазона коэффициента ослабления представляется целесообразным построение ФМО по двухуровневой схеме ослабления: первая ступень — „френелевский“ ослабитель (отражающие клинья из оптического стекла), вторая ступень — фотометрический шар (ФМШ). При этом наиболее стабильная „френелевская“ ослабляющая ступень служит эталоном для менее стабильной — ФМШ. Комбинация этих элементов позволяет создать многоступенчатый ослабитель, гарантирующий не только широкий диапазон ослабления (при высоком общем ослаблении), но и мультипликативность общего коэффициента ослабления ФМО. Коэффициент ослабления определяется отношением потока излучения на входе ФМО к входному потоку: $K_{\text{осл}} = \Phi_{e\Delta\lambda, \text{вых}} / \Phi_{e\Delta\lambda, \text{вх}}$.

Оптическая схема одного из вариантов такого ослабителя [1] включает зеркальный сферический объектив, в фокальной плоскости которого расположена излучающая диафрагма абсолютно черного тела [2]. Параллельный пучок лучей падает на оптический клин, отражение от внешней грани которого обеспечивает ослабление потока излучения. После отражения пучок лучей фокусируется сферическим объективом и направляется плоским зеркалом на входную диафрагму ФМШ.

Рассмотрим последовательно преобразование потока излучения, поступающего в схему ослабителя от исходного излучателя O (рис. 1, a), имеющего малую излучающую диафрагму d_n . При заданной индикатрисе $I_e(\alpha, \beta) = I(\alpha, \beta)^*$ и функции спектрального распределения силы

* Здесь и во всех последующих обозначениях подстрочный индекс „ e “ опущен, так как они приводятся в системе энергетических фотометрических величин [3].

излучения источника поток излучения в апертуре пучка размером $4\alpha_0\beta_0$ в плоскости $o_1y_1z_1$ определяется по функции распределения облученности в этой плоскости.

Облученность в некоторой точке плоскости элемента I (см. рис. 1, а) выражается законом обратных квадратов расстояний [3]:

$$E_{\Delta\lambda_1}(y_1, z_1) = \frac{\mathbf{I}_{\Delta\lambda_{\text{пр}}}(\psi + \psi_0)}{l^2}, \quad (1)$$

где $\psi = \arccos \frac{l_1}{l} = \arcsin \left[\left(\frac{l_1}{l} \right)^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta + \sin^2 \gamma \right]^{1/2}$ — угол между вектором $\mathbf{I}_{\Delta\lambda_{\text{пр}}}$ силы излучения и

нормалью к плоскости $o_1y_1z_1$; l_1 — расстояние между излучателем O и плоскостью $o_1y_1z_1$, тогда

$$l = \left[l_1^2 + y_0^2 + z_0^2 + y_1^2 + z_1^2 + 2 \sqrt{(y_0^2 + z_0^2)(y_1^2 + z_1^2)} \cos \left(\operatorname{arctg} \frac{y_0 y_1 - z_0 z_1}{y_1 z_0 + y_0 z_1} \right) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

при этом $\vartheta = \operatorname{arctg} \frac{z_0 - z_1}{l_1}$ и $\gamma = \arcsin \frac{y_0 - y_1}{l}$ — составляющие угла ψ в меридиональной и са-

гиттальной плоскостях пучка, ориентированных сечением плоскости $o_1y_1z_1$; ψ_0 — угол между вектором \mathbf{I}_0 максимальной силы излучения и нормалью к плоскости $o_0y_0z_0$;

$$\mathbf{I}_{\Delta\lambda_{\text{пр}}}(\psi + \psi_0) = I_{\lambda_{\text{max}}}(\psi + \psi_0) \int_{\Delta\lambda} i_{\lambda}(\lambda, \psi + \psi_0) \tau_{l_1}(\lambda) d\lambda \quad (3)$$

— приведенная к плоскости $o_1y_1z_1$ сила излучения источника O ; $I_{\lambda_{\text{max}}}(\psi + \psi_0)$ — максимальная спектральная плотность силы излучения; $i_{\lambda}(\lambda, \psi + \psi_0)$ — нормированная функция спектральной плотности силы излучения; $\tau_{l_1}(\lambda)$ — спектральный коэффициент пропускания среды (область Oo_1).

Рассмотрим поток излучения, падающий на плоскость элемента I :

$$\Phi_{\Delta\lambda_1} = \int_{-y_{\text{п}}}^{y_{\text{п}}} \int_{-z_{\text{п}}}^{z_{\text{п}}} E_{\Delta\lambda_1}(y_1, z_1) dy_1 dz_1. \quad (4)$$

Тогда с учетом изложенного выражение (1) преобразуется к виду

$$E_{\Delta\lambda_1} = I_{\lambda_{\text{max}}}(\psi + \psi_0) \frac{\int_{\Delta\lambda} i_{\lambda}(\lambda, \psi + \psi_0) \tau_{l_1}(\lambda) d\lambda}{l^2} = \frac{I_{\lambda_{\text{max}}}(\psi + \psi_0) \Delta\lambda_{\text{пр}}(\psi + \psi_0)}{l^2}, \quad (5)$$

где

$$\Delta\lambda_{\text{пр}}(\psi + \psi_0) = \int_{\Delta\lambda} i_{\lambda}(\lambda, \psi + \psi_0) \tau_{l_1}(\lambda) d\lambda \quad (6)$$

— эквивалентный интервал длин волн излучения, падающего на элемент I ; $y_{\text{п}}$, $z_{\text{п}}$ — линейные размеры пятна на элементе I (см. рис. 1, а).

Если спектральный состав излучения не изменяется в пределах рассматриваемой апертуры пучка, т.е. $i_{\lambda}(\lambda, \psi + \psi_0) = i_{\lambda}(\lambda)$, то согласно выражению (6)

$$\Phi_{\Delta\lambda_1} = \Delta\lambda_{\text{пр}} I_{0, \lambda_{\text{max}}} \int_{-y_{\text{п}}}^{y_{\text{п}}} \int_{-z_{\text{п}}}^{z_{\text{п}}} \frac{F_I(\psi + \psi_0) dy_1 dz_1}{l^2}, \quad (7)$$

где $I_{0, \lambda_{\text{max}}}$ — максимальная спектральная плотность силы излучения в направлении, совпадающем с вектором \mathbf{I}_0 ; $F_I(\psi + \psi_0)$ — нормированная индикатриса излучения.

При круглой входной апертуре элемента l выражение (4) целесообразно записывать в полярных координатах [1]:

$$\Phi_{\Delta\lambda_1} = \int_0^{r_a} \int_0^{2\pi} E_{\Delta\lambda_1}(\rho, \psi) \rho d\rho d\psi, \quad (8)$$

где

$$\rho = \sqrt{y_1^2 + z_1^2}, \quad \psi = \arctg \frac{y_1}{z_1}, \quad (9)$$

т.е. в выражение (5) следует подставить уравнение (9) и величину r_a (радиус пятна рассматриваемого пучка в плоскости $o_1y_1z_1$).

Для источника Ламберта [3] справедливо $F_I(\psi + \psi_0) = \cos(\psi + \psi_0)$, тогда выражение (8) в линейных координатах плоскости $o_1y_1z_1$ примет вид

$$\Phi_{\Delta\lambda_1} = I_{\Delta\lambda_0} \int_{-y_n}^{y_n} \int_{-z_n}^{z_n} \frac{\cos(\psi + \psi_0) dy_1 dz_1}{l^2}, \quad (10)$$

где $I_{\Delta\lambda_0} = I_{0, \lambda_{\max}} \Delta\lambda_{\text{пр}}$, или в полярных координатах плоскости $o_1y_1z_1$ — вид

$$\Phi_{\Delta\lambda_1} = I_{\Delta\lambda_0} \int_0^{r_a} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\psi + \psi_0) \rho d\psi d\rho}{l^2(\rho, \psi)}. \quad (11)$$

Заметим, что в схеме ослабителя предполагается осевая юстировка эталонного излучателя O , поэтому в расчетных формулах можно принять $y_0 = z_0 = 0$ с погрешностью юстировки.

С учетом точного согласования апертур ($\beta_0/l, r_a, d_n/2$) пучков по нулевым лучам β_0, α_0 исходного пучка поток на выходе первой ступени ослабителя определяется по величине входного сигнала и спектральному коэффициенту пропускания первой ступени ослабителя $\tau_1(\lambda)$:

$$\tau_1(\lambda) = \tau_{l_2}(\lambda) R_1(\lambda) R_2(\lambda),$$

где τ_{l_2} — спектральный коэффициент пропускания для области o_1o_1 ; $R_1(\lambda), R_2(\lambda)$ — спектральные коэффициенты отражения первого и второго элементов оптической схемы (см. рис. 1, а).

В предположении, что спектральный состав потока излучения не изменяется в зависимости от направления лучей в пучке, целесообразно далее перейти (при условии согласования апертур) к нормированным спектральным характеристикам излучения. Относительное спектральное распределение потока излучения на выходе первой ступени ослабителя найдем по исходному распределению силы излучения $i_\lambda(\lambda)$ и спектральным коэффициентам пропускания τ_{l_1}, τ_{l_2} и $\tau_1(\lambda)$:

$$i_{\lambda 1}(\lambda) = i_\lambda(\lambda) \tau_{l_1}(\lambda) \tau_{l_2}(\lambda) \tau_1(\lambda). \quad (12)$$

Тогда, определив по формуле (10) или (11) величину потока $\Phi_{\Delta\lambda_1}$, можно перейти от нормированной функции $\phi_{\lambda 1}(\lambda)$ к функции

$$\Phi_{\Delta\lambda 1} = \frac{\Phi_{\Delta\lambda_1} \phi_{\lambda 1}}{d\lambda \sum_{m=1}^n (\phi_{\lambda 1})_m}, \quad (13)$$

где n — число элементарных участков равной протяженности, на которые разбивается весь значимый диапазон длин волн $\Delta\lambda$ функции $\Phi_{\lambda}(\lambda)$.

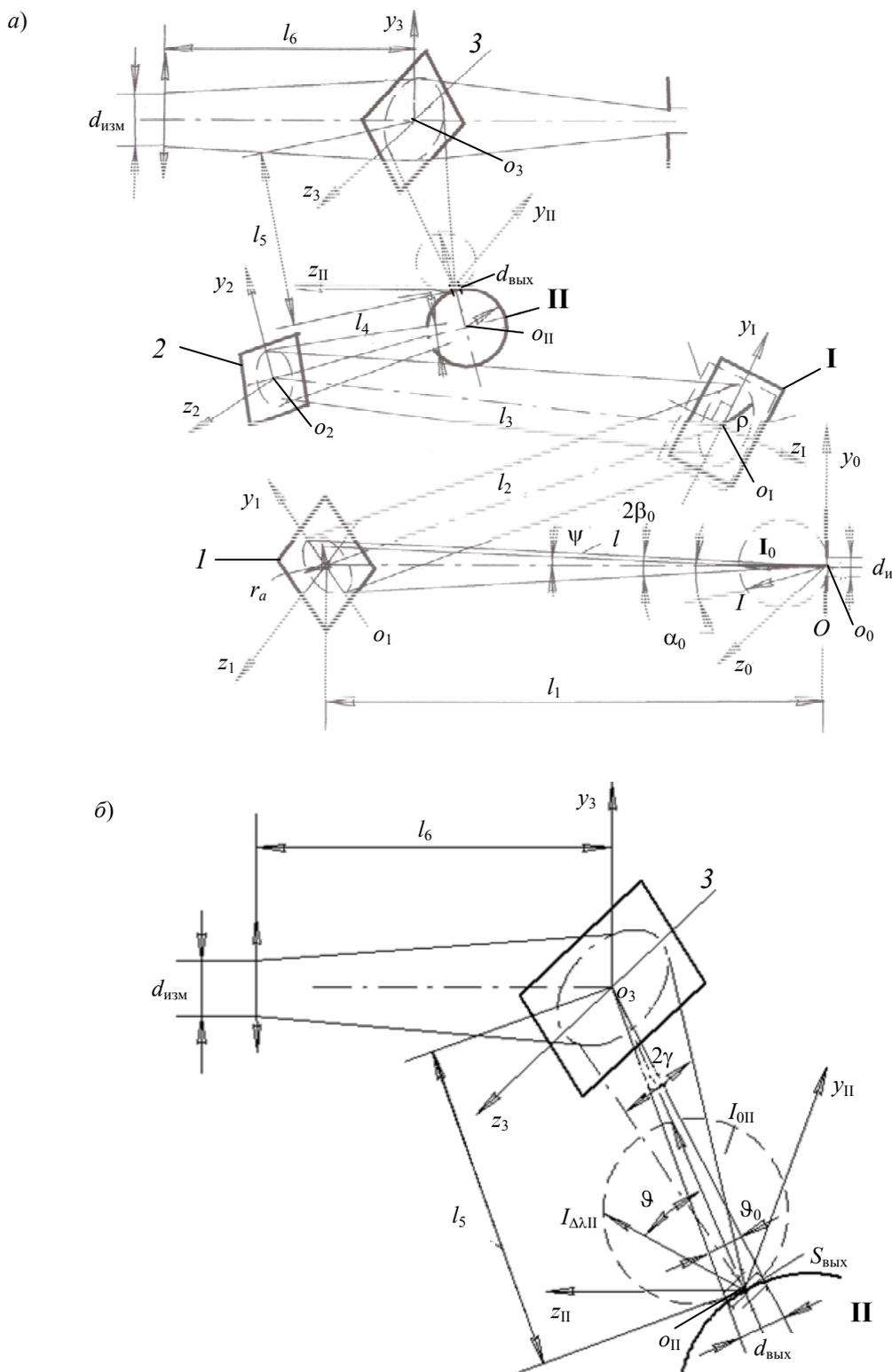


Рис. 1

Поток на входе второй ступени ослабителя определяется выражением

$$\Phi_{\Delta\lambda II} = \int_{\Delta\lambda} \Phi_{\Delta\lambda I}(\lambda) \tau_{l_3}(\lambda) \tau_{II}(\lambda) \tau_{l_4}(\lambda) d\lambda = \sum_{q=1}^p \Phi_{\lambda_q II}, \quad (14)$$

где $\Phi_{\lambda_q\Pi}$ — монохроматический поток излучения, сосредоточенный в малом q -м интервале длин волн $d\lambda$ (рис. 2).

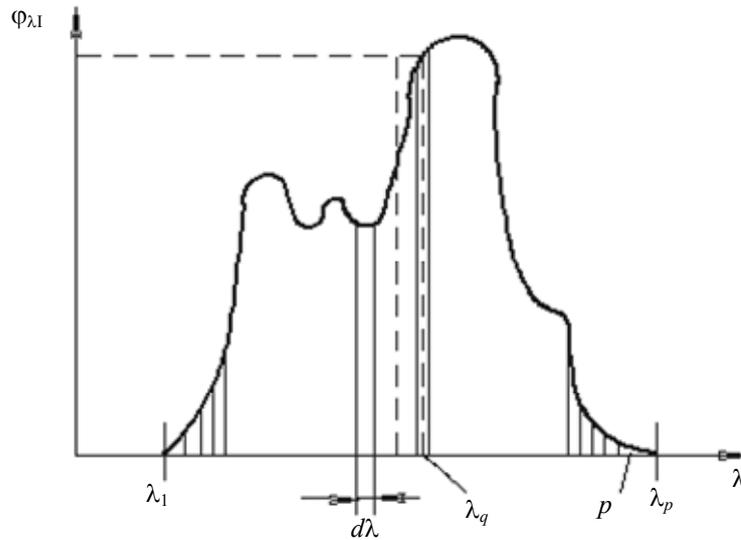


Рис. 2

Монохроматическая облученность выходной диафрагмы второй ступени ослабителя при $\lambda = \lambda_q$

$$E_{d\lambda\Pi} = \frac{\Phi_{\Delta\lambda\Pi}}{S_{\Pi}} \tau_{\Pi}(\lambda), \tag{15}$$

где $\Phi_{\Delta\lambda\Pi}$ определяется в виде ряда p значений по формуле (14); S_{Π} — площадь внутренней поверхности фотометрического шара (ступени II); $\tau_{\Pi}(\lambda)$ определяется для каждого q -го из p малых интервалов $d\lambda$.

Используя результат расчетов (15), можно далее получить функцию спектрального распределения облученности выходной диафрагмы $d_{\text{ВЫХ}}$ второй ступени в абсолютных значениях как серию p значений монохроматической (в малом интервале длин волн $d\lambda$) облученности:

$$E_{\lambda_q\Pi}(\lambda) = \frac{E_{d\lambda\Pi}}{d\lambda_q}. \tag{16}$$

Если известно распределение облученности по площади диафрагмы $d_{\text{ВЫХ}}$ (рис. 1, б), т.е. известна функция $E_{d\lambda\Pi}$, то построив согласно выражению (16) функцию $E_{\lambda_q\Pi}(\lambda)$, можно определить интегральную (энергетическую) облученность диафрагмы $d_{\text{ВЫХ}}$.

Поскольку для определения потока излучения на выходе элемента 3 (см. рис. 1, а) потребуется переход к индикатрисам излучения выходной диафрагмы $d_{\text{ВЫХ}}$ в форме четырехмерного распределения спектральной энергетической яркости от координат y_{Π}, z_{Π} и углов ϑ, γ (см. рис. 1, б) или двумерной индикатрисы силы излучения $I_{\Delta\lambda\Pi}(\vartheta, \gamma)$ с выходной диафрагмы $d_{\text{ВЫХ}}$ площадью $S_{\text{ВЫХ}}$, если телесный угол, определяемый углом ϑ_0 , мал, то можно с достаточной точностью принять диафрагму $d_{\text{ВЫХ}}$ за точечный излучатель.

Тогда индикатриса силы излучения

$$I_{\Delta\lambda\Pi}(\gamma) = KI_{0\Pi}F_{\Pi}(\gamma), \tag{17}$$

где $K = I_{\Delta\lambda\Pi} / I_{0\Pi}$ — нормированная по величине максимального вектора силы излучения $I_{0\Pi}$ индикатриса излучающей диафрагмы $d_{\text{вых}}$.

Расчет величины потока излучения, проходящего через входной зрачок $d_{\text{изм}}$ измерительного устройства, согласованного с апертурой проходящего пучка, осуществляется по формулам (1)—(14) применительно к элементу \mathcal{Z} , т.е. в координатах $o_3y_3z_3$ (см. рис. 1, а).

Здесь также предполагается согласование диаметра входной диафрагмы $d_{\text{изм}}$ с апертурой исходного пучка 2γ при достаточно малом значении $d_{\text{вых}}$.

Возможны некоторые упрощения вычислений, если считать, что в каждой точке диафрагма $d_{\text{вых}}$ излучает по закону Ламберта [3], и спектральный состав излучения не зависит от направления вектора яркости $\mathbf{L}_{\Delta\lambda}$. Если, кроме того, угол 2γ малый (см. рис. 1, б), тогда можно принять:

$$\Phi_{\Delta\lambda} = S_3 L_{\Delta\lambda\Pi} \int_{-y_{\text{ш}}}^{y_{\text{ш}}} \int_{-z_{\text{ш}}}^{z_{\text{ш}}} \frac{\cos(J(y_{\text{II}}, z_{\text{II}}))}{l_5^2(y_{\text{II}}, z_{\text{II}})} dy_{\text{II}} dz_{\text{II}}, \quad (18)$$

где S_3 — площадь элемента \mathcal{Z} ; $l_5 = l_5(y_{\text{II}}, z_{\text{II}})$; $J = J(y_{\text{II}}, z_{\text{II}})$ — угол падения лучей на элемент \mathcal{Z} ; $y_{\text{ш}}, z_{\text{ш}}$ — линейные размеры излучающей диафрагмы шара.

При последнем предположении и сравнительно большом угле 2γ выражение (18) примет следующий вид:

$$\Phi_{\Delta\lambda} = L_{\Delta\lambda\Pi} \int_{-y_{\text{ш}}}^{y_{\text{ш}}} \int_{-z_{\text{ш}}}^{z_{\text{ш}}} dy_{\text{II}} dz_{\text{II}} \int_{-y_3}^{y_3} \int_{-z_3}^{z_3} \cos(J_{\text{II}}(y_3, z_3, y_{\text{II}}, z_{\text{II}})) dy_3 dz_3,$$

где y_3, z_3 — линейные размеры пятна на элементе \mathcal{Z} .

Представленная методика оценивания величины потока излучения последовательно при прохождении отдельных элементов ослабителя является основой для расчета спектральных коэффициентов ослабления ФМО, составленного из двух ступеней — „френелевского“ типа и фотометрического шара.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ильинский А. В., Мальцева Н. К. Метод многоспектральной имитации излучения точечных объектов // Оптик. журн. 2010. Т. 77, № 2. С. 74—78.
2. А. с. 1242719, МКИ GOI J 1/02. Фотометрический ослабитель / А. В. Ильинский, Г. Г. Ишанин, Н. К. Мальцева. 1989.
3. Ишанин Г. Г., Козлов В. В. Источники излучения. СПб: Политехника, 2009. 325 с.

Сведения об авторе

Надежда Константиновна Мальцева — канд. техн. наук, доцент; Университет ИТМО; кафедра оптико-электронных приборов и систем; E-mail: maltseva@grv.ifmo.ru

Рекомендована кафедрой
оптико-электронных приборов и систем

Поступила в редакцию
12.02.14 г.

Ссылка для цитирования: Мальцева Н. К. Методика оценивания коэффициента ослабления двухступенчатого фотометрического ослабителя // Изв. вузов. Приборостроение. 2015. Т. 58, № 3. С. 207—213.

METHOD FOR ESTIMATING OPTICAL FLUX ATTENUATION BY TWO-STAGE OPTICAL ATTENUATOR

N. K. Maltseva

ITMO University, 197101, Saint Petersburg, Russia

E-mail: maltseva@grv.ifmo.ru

A method is proposed for evaluating optical flux attenuation by each stage of the two-stage photometric attenuator involving a Fresnel-type component and integrating sphere.

Keywords: optical attenuator, radiation flux, integrating sphere photometer.

Data on author

Nadezhda K. Maltseva — PhD, Associate Professor; ITMO University; Department of Optoelectronic Systems and Devices; E-mail: maltseva@grv.ifmo.ru

Reference for citation: *Maltseva N. K.* Method for estimating optical flux attenuation by two-stage optical attenuator // *Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedeniy. Priborostroenie*. 2015. Vol. 58, N 3. P. 207—213 (in Russian).

DOI: 10.17586/0021-3454-2015-58-3-207-213