

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мансуров З.А. Сажеобразование в процессах горения // Физика горения и взрыва. – 2005. – Т. 41. – № 6. – С. 137–156.
2. Новоселов А.Л., Пролубников В.И., Тубалов Н.П. Совершенствование очистки отработавших газов дизелей на основе СВС-материалов. – Новосибирск: Наука, 2002. – 96 с.
3. Климонтович Ю.Л. Статистическая физика. – М.: Наука, 1982. – 608 с.
4. Гуренцов Е.В., Еремин А.В., Шульц К. Лазерно-индуцированный рост кластеров в газовой среде // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2005. – Т. 3. – С. 1–15.
5. Ахмедов Р.Б., Цириульников Л.М. Технология сжигания горючих газов и жидких топлив. – Л.: Недра, 1994. – 238 с.
6. Баранов Н.А., Смайлес В.И. Исследование высокотемпературной сублимации и дисперсного состава дизельной сажи // Экспериментальные и теоретич. исслед. по созданию новых диз. и агрег.: Труды ЦНИДИ. – Л., 1980. – С. 83–89.
7. Вихерт М.И., Кратко А.П., Рафалькес И.С. и др. Влияние типа рабочего процесса и режимов работы быстроходных дизелей на свойства сажи и отработавших газов // Автомобильная промышленность. – 1975. – № 10. – С. 8–11.
8. Арапов В.В., Вагнер В.А., Грехов Л.В. Рабочие процессы дизелей / Под ред. В.А. Вагнера, Н.А. Иващенко, Д.Д. Матиевского. – Барнаул: Изд-во АлтГТУ, 1995. – 183 с.
9. Стаселько Д.И. Особенности голографической регистрации быстротекущих процессов при использовании импульсного лазера на рубине // Оптическая голография / Под ред. Д.И. Стаселько. – Л.: Наука, 1975. – С. 4–70.
10. Стаселько Д.И., Косниковский В.А. Голографическая регистрация пространственных ансамблей быстро движущихся частиц // Оптика и спектроскопия. – 1973. – Т. 34, Вып. 2. – С. 365–374.
11. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. – М.: Мир, 1973. – 126 с.
12. Бразовский В.В., Вагнер В.А., Евстигнеев В.В., Еськов А.В., Пролубников В.И., Тубалов Н.П. Голографический метод исследования дисперсного состава аэрозоля // Горизонты образования. – 2006. – Вып. 8. – С. 1–9.

Поступила после переработки 06.10.2008 г.

УДК 628.93.000.25

ПОГРЕШНОСТИ ПРИ ТРАДИЦИОННОМ ОПИСАНИИ СВЕТОВОГО ПОЛЯ ДВУХМЕРНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

В.Д. Никитин, К.П. Пашник

Томский политехнический университет
E-mail: ksyshenka@sibmail.com

Оценивается погрешность, если световое поле двухмерного излучателя с косинусно-степенной индикатрисой (элемента) $I_\alpha = I_0 \cos^m \alpha$ описывать формулами Hignbie либо их графическими или иными аналогами, предназначенными для косинусных двухмерных излучателей. Рассматриваются параллельное, перпендикулярное и наклонное положения двухмерного излучателя относительно расчетной поверхности. Исследуются составляющие погрешности, возникающей при стандартном подходе к описанию светового поля двухмерного излучателя с $m > 1$.

Ключевые слова:

Двухмерный излучатель, расчетная плоскость, компоненты светового вектора, диффузный (ламбертов) излучатель, косинусно-степенной излучатель, погрешности расчета.

Введение

Традиционно световое поле (СП) двухмерного излучателя (ДИ) описывается с помощью формул Hignbie (практически широко используются графические интерпретации), предназначенных для косинусных излучателей. Это обуславливает погрешность в оценке освещенности от неламбертовых ($m \neq 1$) ДИ.

В работе ставятся задачи:

- получить аналитическое описание поля ДИ с косинусно-степенным светораспределением как основу для изучения погрешности;
- оценить компоненты погрешности, возникающей при описании СП ДИ по традиционной методике.

В работе рассматриваются параллельное (\parallel), перпендикулярное (\perp) и наклонное (ξ) положения ДИ относительно расчетной плоскости (РП).

1. Параллельное положение

1.1. Для расчета освещенности в поле ДИ широко используются номограммы Е.С. Ратнера [1]. Будучи графическими аналогами формул Hignbie(–Lewin), эти номограммы и материалы А.А. Гершуна, А.М. Данилюка, Р. Моон’а [2], Л.Я. Шинделя [3] и др. справедливы только при диффузных (синонимы: косинусные $I_\alpha = I_0 \cos \alpha$, равномерные $L_\alpha = \text{const}$, ламбертовы, где I_α – сила света; I_0 – осевое значение силы света; α – угол с осью; L_α – яркость) ДИ. Если индикатриса излучения (элемента) ДИ отличается от косинусной ($I_\alpha = I_0(m) \cos^m \alpha$ при $m \neq 1$), использование

Таблица 1. Сравнение не- и ламбертовых излучателей и погрешность при расчете поля ДИ по традиционной методике

Факторы	Светотехнические	Геометрические			
Излучатель косинусный (Lambertian), $m=1, E=q \cdot M$	Светимость ДИ $M = \Phi \cdot S^{-1}$ (описаны установки, в которых «брутто» – светимость ДИ $M > 1$ клм/м ²)	Коэффициент освещенности q зависит от размеров ДИ и положения РП в поле ДИ; $q = q(a', b')$ по номограммам Ратнера или графикам Moon'a; $\pi q(a', b') = f_{m=1}(a', b')$			
Излучатель косинусно-степенной, $m \neq 1, E = L_0 \cdot f_m(a', b')$	Яркость в осевом направлении $L_0 = l_0 \cdot S^{-1}$ (при «скважности» потолка надо ввести «брутто» – значения L_0)	Коэффициент $f(m, a', b')$ учитывает: размеры и форму ДИ; взаимное положение ДИ и РП; значение m , характеризующее индикатрису			
Составляющие погрешности при расчете поля ДИ с $m \neq 1$ как от косинусного: $\Delta = 1 - F_1 \cdot F_2 = 1 - \omega' q(a', b') \cdot [f(a', b')]^{-1}$ (1)	F_1 учитывает: традиционный (для $m=1$) расчет с использованием светимости M в случае $m > 1$ дает «сбой» ввиду зависимости эквивалентного телесного угла (по Блонделю) $\omega' = (m+1)^{-1}$, в результате чего $l_0 = l_0(m)$	F_2 определяется отношением двух коэффициентов q и f ; при внешнем сходстве коэффициенты q (к светимости M) и f (к яркости L_0) принципиально различны, поскольку $f = f(m)$, т. е. зависит от значения m . В частности, различны предельные значения: $\lim_{a' \rightarrow \infty, b' \rightarrow \infty} q = 1/4$; $\lim_{a' \rightarrow \infty, b' \rightarrow \infty} f = \pi/4$			
Индикатриса (элемента) $I(\alpha)$ при m , равном		2	3	4	8
Погрешность Δ , %, для положения $\parallel \perp$		17 \ -11,6	22,5 \ -14,2	29 \ -11	45 \ -12

Φ – поток излучения; E – освещенность; S – площадь; a', b' – относительные геометрические параметры

Таблица 2. Составляющая ε_z светового поля ДИ [$l_a = l_0(m) \cos^n \alpha, L_0 = 1$ кд/м²]

m, n	$(m+1)\varepsilon_z = (m+1)f(a', b')$	
$m=2n-1, n=1,2,3...$	$\frac{1}{4} \sum_{K=1}^{\frac{m+1}{2}} C_{m+1}^K \frac{(-2)^{K+1}}{2} \left[a^{2K} \int_0^{2 \arctg \frac{b}{a}} \frac{dx}{(2a^2 + 1 + \cos x)^K} + b^{2K} \int_{2 \arctg \frac{b}{a}}^{\pi} \frac{dx}{(2b^2 + 1 - \cos x)^K} \right],$	(2)
	$J_K = \int_0^{2 \arctg \frac{b}{a}} (2a^2 + 1 + \cos x)^{-K} dx, \text{ (значения } J_1 \text{ и } J_2 \text{ приведены в (5, 6)).}$	(3)
$m=2n, n=1,2,3...$	$\sum_{p=0}^{\frac{m}{2}-1} C_m^p \frac{(-1)^{p+1}}{2} \left\{ \sum_{i=0}^{\frac{m}{2}-p-1} \frac{C_{\frac{m}{2}-p-1}^i (a^2 + b^2 + 1)^{-p-i-0,5}}{2^{p+2i+1}} \left[\frac{(a/b)^{2p+2i+1}}{(b^2 + 1)^{m/2-p}} + \frac{(b/a)^{2p+2i+1}}{(a^2 + 1)^{m/2-p}} \right] \right\} +$ $+ \sum_{j=1}^{m/2} \frac{(-1)^{m/2+j}}{m-2j+1} \left[\frac{(b/a)^{m-2j+1} + (a/b)^{m-2j+1}}{(a^2 + b^2 + 1)^{m/2-j+0,5}} \right] + \arccos \left[\frac{a^2 + b^2 + 1}{(a^2 + 1)(b^2 + 1)} \right]^{0,5}$	(4)

формул Higbie (либо графиков на их основе) может приводить к погрешности; для ее оценки предлагаем формулу (1) в табл. 1.

При расчете погрешности Δ (в тонированной части табл. 1), брались: значения коэффициента освещенности q – по графикам Р. Моон'a зависимости q от угловых размеров ДИ; значения коэффициента яркости $f_{m=2}$ и $f_{m=3}$ – по таблицам в [4]; значения $f_{m=4}$ и $f_{m=8}$ – по [5]; размеры – как у ранее описанного [6] ДИ.

1.2. Проектировщики часто используют материалы для косинусных ДИ, несмотря на их неточность при $m \neq 1$. Это обусловлено рядом причин:

- косинусные ДИ широко распространены, традиционно хорошо изучены, методики расчета их СП просты, понятны (здесь, прежде всего, имеются в виду номограммы Е.С. Ратнера);
- для некосинусных ДИ отсутствуют доступные расчетчику материалы [1], и проектировщик может даже не подозревать о наличии ошибки;
- в уже упоминавшемся [4] таблицы функции f для $m=2$ и $m=3$ даются без каких-либо пояснений.

Характеристики СП ДИ, $m \in N$, приведены в табл. 2, где $N=1,2,3...$. Компонента ε_z светового вектора определяет освещенность горизонтальной (параллельной) плоскости, в формулах используются относительные геометрические параметры $a' = A/H, b' = B/H$, где A, B, H – длина, ширина, высота расположения ДИ; в громоздких формулах табл. 2 штрихованные параметры a' и b' даются для компактности упрощенно – как a и b .

Параметры J и D для формул (2–4):

$$J_1 = a^{-1} + (a^2 + 1)^{0,5} \arctg \frac{b}{\sqrt{a^2 + 1}}, \quad (5)$$

$$J_2 = -\frac{b(a^2 + b^2 + 1)^{-1}}{4a^3(a^2 + 1)} + \frac{2a^2 + 1}{4a^3(a^2 + 1)^{1,5}} \arctg \frac{b}{\sqrt{a^2 + 1}}, \quad (6)$$

при $K \geq 3 J_K = J_K(J_{K-1}, D_{K-1})$.

$$D_1 = 2 \arctg \frac{b}{a} - \frac{2a^2 + 1}{a\sqrt{a^2 + 1}} \arctg \frac{b}{\sqrt{a^2 + 1}}, \quad (7)$$

$$D_2 = D_2(J_1, D_1),$$

где J_1 берется по (5), D_1 – по (7), при $K \neq 1$ $D_K = D_K(J_{K-1}, D_{K-1})$.

При этом функции J_K и D_K :

- образуются из функций $K-1$ уровня;
- могут быть интерпретированы как две спирали, закрученные одна вокруг другой.

От аналога в живом мире – двойной спирали ДНК с постоянным «диаметром» – выражения для J_K и D_K отличаются резким усложнением (увеличением числа элементов) при росте индекса K .

Отметим следующее: аналитическое решение для произвольного нечетного m (формулы (2–4, 6, 7)) приводится, вероятно, впервые; формула (5) была опубликована в [7]; расчет при нецелых m потребует линейной (в ответственных случаях – квадратичной, например, по Бесселю) интерполяции между значениями ε_z – компонент светового вектора для ближайших целых показателей степени; переход от $L_0=1$ кд/м² к $L_0=\forall$ осуществляется пропорциональным пересчетом.

2. Перпендикулярное положение

2.1. Определение освещенности в поле недиффузного (non-lambertian) перпендикулярно расположенного ДИ встречается во многих задачах [5], например, при освещении картин на стенах.

Архитектор может придать решеткам на выходном отверстии ДИ (даже – конструктивно – диффузном [8]) вычурную, сложную форму, при этом ДИ перестает быть косинусным, и расчет освещенности по номограмме Е.С. Ратнера или иным аналогам формул Hignie с использованием $q=q(a',b')$ дает заметную погрешность. В решении двух задач (на основе [9]) дана количественная оценка погрешности при замене ДИ ($m \neq 1$) на косинусный (ламбертов); точный расчет был выполнен по формулам (8, 9) в табл. 3; функция «перевертыш» G_d задается формулами (10, 11).

Формулы (8, 9): отличаются от опубликованных в [6] большей компактностью; для $m=2$ и $m=3$ дают известные формулы М.М. Гуророва – Е.А. Никитиной; не инвариантны в отношении a' и b' ; при соответствующей замене параметров a' и b' дают ε_y -компоненту светового вектора; в задачах 2.2.1 и 2.2.2 используются для оценки погрешности при расчете ДИ ($m \neq 1$) по методу Hignie и его аналогам.

2.2.1. Размеры ДИ взяты из [7], световой поток с единицы площади ДИ $\Phi=1$ клм. Сравнить характер зависимости погрешности $\Delta=\Delta(m)$ для \parallel и \perp положения ДИ и РП. Можно ли считать данный ДИ (с 5 % погрешностью, приемлемой для большинства технических приложений) как бесконечно большой? (Значения $f(a',b')$ и результаты расчетов даны в табл. 4 (строки 1–3)).

Таблица 3. Составляющая ε_z светового поля ДИ [$I_a=I_0(m)\cos^n\alpha$, $L_0=1$ кд/м²]

m	$(m+1)\varepsilon_z=(m+1)f_1(a', b')$
$m=2n-1, n=2,3,\dots$	$\frac{a'}{m} \sum_{K=1}^{m-1} \frac{G_{m-2K-1}^*}{G_{m-1}} [(L)^{K-\frac{m+1}{2}} - B^{-K} \cdot (N)^K] + G_{m-2} \left[\arctg a' - B^{-m/2} \arctg \frac{a'}{B^{1/2}} \right], \quad (8)$
$m=2n, n=1,2,\dots$	$\sum_{K=0}^{m-2} \frac{(-1)^K}{2K+1} \cdot \frac{\left(\frac{m-2}{2}\right)!}{K! \left(\frac{m-K-1}{2}\right)!} \left[\left(\frac{a^2}{a^2+1}\right)^{K+0,5} - (B)^{-m/2} \cdot \left(\frac{a^2}{a^2+B}\right)^{K+0,5} \right]. \quad (9)$

*Функция G_d (d зависит от m, K) может быть выражена через гамма-функцию

Для нечетного d	Для четного d
$G_d = \pi^{-0,5} \cdot \Gamma\left(\frac{d}{2}+1\right) \cdot \left[\left(\frac{d+1}{2}\right)!\right]^{-1}, \quad (10)$	$G_d = \pi^{0,5} \cdot \left(\frac{d}{2}\right)! \cdot (d+1)^{-1} \left[\Gamma\left(\frac{d+1}{2}\right)\right]^{-1}. \quad (11)$

Индекс d	1	3	5	7	9	2	4	6	8	10
Значение G_d	0,5	0,375	0,312	0,273	0,246	0,6(6)	0,53(3)	0,457	0,406	0,369

Таблица 4. Оценка погрешности Δ , %, при расчете освещенности E в поле ДИ с $I_a=\Phi(m+1)(2\pi)^{-1}\cos^n\alpha$ по методу Hignie (в качестве аналога использовались номограммы Ратнера)

1. Показатель m \ значения L_0 , кд/м ²		1 \ 318	2 \ 478	4 \ 783	6 \ 1117	10 \ 1750
2. Параллельное f_{\parallel} \ перпендикулярное f_{\perp}		50 \ 20	40 \ 15	28 \ 9,5	23 \ 6	14,5 \ 3,5
3. $E=L_0 \cdot f$, лк (в скобках погрешность Δ , %) при положении ДИ и РП	\parallel	158(0)	193(18)	218(25)	258(39)	252(38)
	\perp	64(0)	72(11)	75(14)	69(4)	61(5)
4. Излучатель	Косинусный ($m=1$)	угол $\gamma=30^\circ$ ($m=2$)		угол $\gamma=40^\circ$ ($m=3$)		
5. 10^2 \ функции q или f	[5]: $\Sigma q=12,4$	[2]: $\Sigma f_2=22,6$		[2]: $\Sigma f_3=13,9$		
6. I_0 , ккд \ E , клм \ Δ , %	4,01 \ 1,56 \ \ 0	6,02 \ 1,32 \ \ 18		8,02 \ 1,12 \ \ 9		

Таблица 5. Функции q и f для параллельного (\parallel), перпендикулярного (\perp) и наклонного (ξ) положений ДИ слева (L) и справа (R) от расчетной точки P ; погрешность при принятии ДИ за косинусный

Функции $q(a',b')$ или $f(a',b')$ для фигуры		Значения *функции q и f для положения			Погрешность при принятии ДИ ($m \neq 1$) за косинусный $\Delta_m = 1 - 2\pi q(a',b')[(m+1) \cdot f(a',b')]^{-1}$
		\parallel	\perp	Наклонного ($\xi=0,1\pi$)	
$q, m=1$	$L (ABCD)$	6,0	0,83	$q_\xi = (6+15,7) \cdot 0,951 + (0,83-8) \cdot 0,309 = 18,42$	
	$R (ADEH)$	15,7	8,0		
$f, m=2$	$L (ABCD)$	16,4	2,5	$f_{2,\xi} = (16,4+37) \cdot 0,951 + (2,5-18) \cdot 0,309 = 45,99$	$\Delta_2 = 1 - \frac{2\pi}{3} \cdot \frac{18,42}{45,99} = 0,16$ или 16 %
	$R (ADEH)$	37	18		
$f, m=3$	$L (ABCD)$	14	4,3	$f_{3,\xi} = (14+33) \cdot 0,951 + (4,3-12) \cdot 0,309 = 42,3$	$\Delta_3 = 1 - \frac{2\pi}{4} \cdot \frac{18,42}{42,3} = 0,317$ или 31,7 %
	$R (ADEH)$	33	12		

*Для светимости $10^2 \text{ лм} \cdot \text{м}^{-2}$ (в случае q), яркости $10^2 \text{ кд} \cdot \text{м}^{-2}$ (для f); при $M=\nabla$ или $L_0=\nabla$ требуется пропорциональный пересчет

2.2.2. Найти погрешность Δ , %, если составной ДИ с $m=2$ (по [1. С. 161], при защитном угле 30°) и $m=3$ (при защитном угле 40°) считать по формулам Higbie или их аналогам. Узловые моменты решения приведены в табл. 4 (строки 4–6; тонированы).

Яркость по нормали к поверхности ДИ $L_0 = I_0/S = 6,02/1,25 \cdot 0,8 = 6,02 \text{ кд/м}^2$.

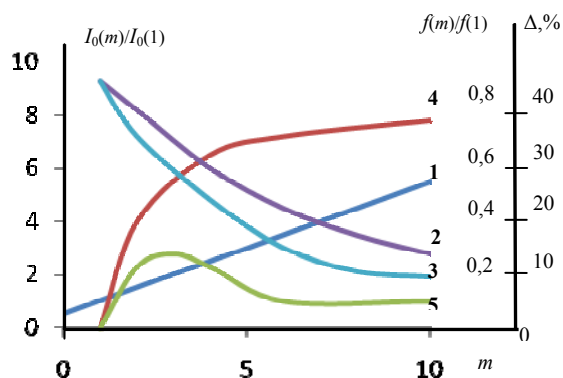


Рис. 1. Параметры – 1 и 2/3, определяющие освещенность, и погрешности – 4/5 (параллельный/перпендикулярный случаи) при принятии ДИ за косинусный: 1) $I_0(m)/I_0(1)$, 2/3) $f_{\parallel}(m)/f_0(m)$, 4/5) $\Delta_{\parallel}(m)$

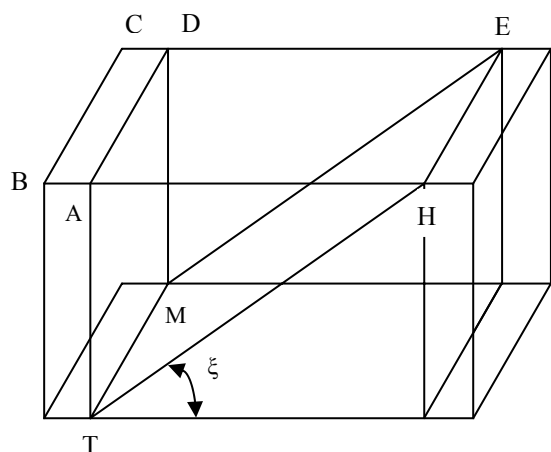


Рис. 2. К расчету освещенности в точке T на расчетной поверхности $TMEH$, составляющей угол ξ с плоскостью ДИ $ВСЕН (=BCDA+ADEH)$

Освещенность $E=L_0\pi q$ (для $m=1$), $E=L_0f$ (для $m>1$); очевидно, что ее расчет при $m \neq 1$ по методу Higbie (как от ламбертова ДИ) может приводить к большой погрешности (рис. 1, кривые 4, 5).

3. Наклонное положение

Эта ситуация возникает, например, если в поле ДИ расположена негоризонтальная РП (деки школьных парт; экспозиционные материалы в музеях; пульта диспетчеров; товары в витринах, горках и многое другое). Обычно проектировщик пренебрегает реальным положением РП и находит освещенность на условной горизонтальной плоскости, проходящей через расчетную точку. С увеличением угла наклона ξ (рис. 2) погрешность растет. В табл. 5 и 6 показаны погрешности для случая $m \neq 1$ и $\xi \neq 0$.

Таблица 6. Погрешность при пренебрежении углом наклона ДИ (излучатель принимается как расположенный параллельно РП)

m	Погрешность Δ , %, при принятии ДИ ($\xi \neq 0$) за параллельно расположенный	
	Угол наклона $\xi=0,1\pi$ ($\xi=18^\circ$)	Угол наклона $\xi=0,2\pi$ ($\xi=36^\circ$)
1	$q_\xi=18,42; \Sigma q_\parallel=6+15,7=21,7; \Delta=-17,8$	$q_\xi=13,34; \Sigma q_\parallel=21,7; \Delta=-62$
2	$f_\xi=45,99; \Sigma f_\parallel=16,4+37=53,4; \Delta=-16,1$	$f_\xi=34,09; \Sigma f_\parallel=53,4; \Delta=-56,6$
3	$f_\xi=42,3; \Sigma f_\parallel=14+33=47; \Delta=-11,1$	$f_\xi=26,85; \Sigma f_\parallel=47; \Delta=-75$

Анализ табл. 6 показывает, что даже относительно небольшой наклон 18° (как у дек школьных парт, например) создает заметную погрешность. Она увеличивается с ростом угла наклона ξ .

Выводы

1. Предложены (точные) аналитические выражения для описания светового поля двухмерного излучателя со светораспределением (элемента) $I_\alpha = I_0(m) \cdot \cos^m \alpha$. Для нечетного m (параллельное положение) формула публикуется впервые.

2. Разработаны методики для оценки погрешности, если поле двухмерного излучателя с $I_\alpha \sim \cos^m \alpha$ (при любом его положении относительно расчетной поверхности) считать по традиционным формулам или их графическим аналогам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кнорринг Г.М. Светотехнические расчеты в установках искусственного освещения. – Л.: Энергия, 1973. – 200 с.
2. Moon P.H. The Scientific basis of the illuminating engineering. – N.Y.: Dover Publications, 1961. – 608 p.
3. Шиндель М.Я. О расчете горизонтальной освещенности от равномерного прямоугольника // Светотехника. – 2006. – № 3. – С. 14–15.
4. Гуров М.М. Сборник задач по основам светотехники. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 127 с.
5. Никитин В.Д. Расчет освещения точечным методом. – Томск: Изд-во ТПИ, 1985. – 95 с.
6. Никитин В.Д. Расчет освещенности от прямоугольных излучателей с некосинусным светораспределением // Светотехника. – 1987. – № 7. – С. 9–12.
7. Никитин В.Д. Ортогональные проекции светового вектора в поле прямоугольного излучателя с косинусно-степенным светораспределением // Тез. докл. VI Междунар. светотехнической конф. – Калининград, 2006. – С. 155–156.
8. Тканевый световой потолок // Светотехника. – 2008. – № 1. – С. 37.

Поступила 02.10.2008 г.

УДК 621.039

АНОМАЛИЯ В ЗАВИСИМОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ ОТ ОТНОШЕНИЯ ОБЪЕМОВ ЗАМЕДЛИТЕЛЯ И ТОПЛИВА В ТОРИЙСОДЕРЖАЩИХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМАХ

И.В. Шаманин, А.В. Годовых, П.А. Селезнев

Томский политехнический университет
E-mail: shaman@phtd.tpu.ru

Приведены результаты численных экспериментов, определяющие границы области значений отношения «объем замедлителя/объем топлива», в которой наблюдается аномалия в ходе зависимости резонансного поглощения в размножающей среде от этого отношения. Доказаны физические преимущества использования Th^{232} по сравнению с U^{238} в качестве воспроизводящего материала в составе ядерного топлива.

Ключевые слова:

Размножающая среда, нейтроны, резонансное поглощение, уран, торий, водно-топливное отношение, оптимизация.

Состояние проблемы

Концепции торий-уранового ядерного топливного цикла уже несколько десятков лет. Потеря интереса к ней практически на старте исследований вызвана двумя причинами:

- высокой радиоактивностью ториевого концентрата, которая обусловлена наличием в нем изотопа Th^{232} и цепочкой радиоактивных превращений, начинающейся с него;
- образованием изотопа U^{232} при облучении торий-содержащего топлива, наличие которого в облученном топливе также является началом цепочки радиоактивных превращений, в ходе которых образуются «жесткие» гамма-излучатели.

Сам же сырьевой изотоп Th^{232} , из которого образуется делящийся U^{233} , не представляет большой радиологической опасности. Он альфа-активен, но период его полураспада (α -распад) составляет 13,9 млрд л [1]. Возраст планеты Земля в настоящее время считается равным около 4,5 млрд л, если основываться на скоростях радиоактивного распада урана и тория [2]. Период полураспада U^{238} , играющего определяющую роль в уран-плутониевом ядерном топливном цикле, составляет 4,47 млрд л [1], т. е. его значение близко к возрасту Земли, а значение периода полураспада Th^{232} значительно

превосходит возраст Земли. Вообще говоря, торий – один из немногих радиоактивных элементов, открытых задолго до появления самого понятия «радиоактивность». Обнаружил оксид тория Берцелиус, исследуя редкий минерал, который теперь называют торитом ($ThSiO_4$). Торит содержит до 77 % оксида тория ThO_2 . По сравнению с очень многими актиноидами и с учетом выше отмеченного Th^{232} можно считать практически стабильным, что объясняет тот факт, что его содержание в земной коре в 5 раз больше, чем урана.

Возобновление интереса к использованию тория в ядерном топливном цикле вызвано двумя причинами:

- беспокойством за стабильность сырьевой базы ядерной энергетики [3] и необходимостью утилизации значительных излишков урана и плутония, имеющих «оружейную кондицию» [4, 5];
- обнаружением серьезных преимуществ Th^{232} по сравнению с U^{238} при их использовании в традиционном качестве – как воспроизводящих нуклидов в ядерном топливном цикле. Эти преимущества обусловлены особенностями и отличиями их ядерно-физических свойств на уровне элементарных процессов взаимодействия нейтронов с их ядрами [6].