

ФЛУКТУАЦИИ БЕССЕЛЕВА ПУЧКА В СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

И.П. Лукин

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск

E-mail: lukin_ip@iao.ru

Методом плавных возмущений проведено исследование флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) и фазы фундаментального бesselева оптического пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Обнаружен эффект относительного ослабления флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бesselева пучка по сравнению с аналогичной характеристикой плоской оптической волны. Показано, что флуктуации уровня (логарифма амплитуды) такого пучка существенно неоднородны в поперечном сечении пучка. Пространственная корреляционная функция флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) и пространственная структурная функция флуктуаций фазы фундаментального бesselева пучка в пределах его первого максимума слабо чувствительны к изменениям основного параметра данного пучка – компоненты волнового вектора, ортогональной направлению распространения оптического излучения.

Ключевые слова:

Бesselев пучок, оптическое излучение, флуктуации уровня, флуктуации фазы, атмосферная турбулентность.

Key words:

Bessel beam, optical radiation, fluctuations of a level, phase fluctuations, atmospheric turbulence.

Введение

Многие задачи распространения монохроматических оптических волн в природных средах могут быть сведены к решению скалярного волнового уравнения (трёхмерного уравнения Гельмгольца) [1]. Известно, что существует 11 систем координат (общая эллипсоидальная система координат и 10 вырожденных форм), которые допускают разделение переменных для скалярного волнового уравнения в трёхмерном случае [2]. Такие системы координат, обладающие семействами разделённых (на множители, зависящие от одной координаты) решений данного уравнения, позволяют при их помощи построить все решения уравнения. Из этих 11 систем координат для трёхмерного уравнения Гельмгольца только 4 системы координат обладают свойством трансляционной симметрии: декартова, круговая цилиндрическая, эллиптическая цилиндрическая и параболическая цилиндрическая [3]. Каждой из ортогональных координатных систем соответствует свой тип инвариантного «бездифракционного» пучка – косинусный, бesselев, матье и параболический [3–6].

Таким образом, семейство фундаментальных бездифракционных волновых полей для скалярного волнового уравнения состоит из четырёх типов: косинусные пучки для декартовых координат, бesselевы пучки для круговых цилиндрических координат, пучки матье для эллиптических цилиндрических координат и параболические пучки, чья поперечная структура описывается функциями параболического цилиндра, для параболических цилиндрических координат. При распространении в приземном слое атмосферы из этих пучков интерес могут представлять первые два. Причём, свойством вращательной симметрии будут обладать только бesselевы пучки. Как отмечается [3–6], бesselев пучок реально является идеализацией оптической волны. В действительности для аппроксимации

бesselева пучка используют различные пассивные или активные методы формирования оптического пучка [7].

Одним из лучших способов получения бesselева пучка является использование конической линзы (аксикона) [8, 9] или эквивалентного ему киноформа [10]. Можно ожидать, что сформированный таким образом бesselев пучок будет иметь продольную протяжённость от сантиметров до десятков метров [8–10]. Для того, чтобы получить бesselевы пучки большой протяжённости (сотни метров – километры), можно использовать телескоп галилеевского типа с большой сферической aberrацией [11]. В работе [12] при рассмотрении формирования бesselева пучка конической линзой (аксиконом) был обнаружен эффект относительного ослабления флуктуаций интенсивности пучка в турбулентной атмосфере по сравнению с флуктуациями интенсивности плоской волны.

В настоящее время активно проводятся исследования статистических характеристик различных типов оптических пучков, распространяющихся в турбулентной атмосфере [13, 14]. Среди прочего рассматривались бesselев-гауссовы и модифицированные бesselев-гауссовы пучки [13, 14]. В данной работе приведены результаты расчёта методом плавных возмущений для турбулентной атмосферы статистических характеристик флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) и фазы фундаментального бesselева пучка.

Основные соотношения

В начальной плоскости ($x=0$) поле фундаментального бesselева пучка, распространяющегося в направлении оси Ox , запишем в виде [4]:

$$U_0(\rho) \equiv E_0 J_0(\beta\rho), \quad (1)$$

где E_0 – начальная амплитуда поля на оптической оси пучка; $\beta = \sqrt{k^2 - k_x^2}$ – компонента волнового век-

тора, ортогональная оси OX ; $k=2\pi/\lambda$, λ – длина волны оптического излучения в вакууме; k_x – компонента волнового вектора в направлении оси OX ; $\rho=\{y, z\}$ – поперечный к направлению распространения оптического излучения пространственный вектор; $\rho=\sqrt{y^2+z^2}$ – модуль этого вектора; $J_0(\beta\rho)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Соответственно поле фундаментального бesselева пучка, сформированного начальным распределением (1), в однородной трёхмерной среде можно будет записать следующим образом

$$U_0(x, \rho) \cong E_0 \exp\left(ikx - \frac{ix}{2k} \beta^2\right) J_0(\beta\rho), \quad (2)$$

где x – длина трассы распространения (расстояние от источника до приёмника). Как можно показать, используя (2), интенсивность фундаментального бesselева пучка $I(x, \rho)=U(x, \rho)U^*(x, \rho)$ в однородной среде не зависит от эволюционной координаты x , т. е. фундаментальный бesselев пучок обладает поперечной локализацией вдоль оси распространения:

$$I(x > 0, \rho) = I(0, \rho),$$

т. к. инвариантен по интенсивности в любой точке трассы распространения:

$$I(x, \rho) = U(x, \rho) U^*(x, \rho) = E_0^2 J_0^2(\beta\rho).$$

При распространении фундаментального бesselева пучка в турбулентной атмосфере, из-за рассеяния оптического излучения на флуктуациях диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной среды в нём возникают флуктуации амплитуды и фазы. Для описания статистических характеристик флуктуаций фундаментального бesselева пучка воспользуемся методом плавных возмущений [15], который применим при низком уровне флуктуаций интенсивности оптического излучения (область слабых флуктуаций интенсивности [15]). В первом приближении метода плавных возмущений получим интегральное выражение для дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) на оптической оси фундаментального бesselева пучка ($\rho=0$):

$$\sigma_x^2(x, 0) \cong \frac{\pi^2 k^2 x}{2} \int_0^1 d\xi \int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_\varepsilon(\kappa) \times \\ \times J_0^2\left(\frac{x}{k} \beta \kappa \xi\right) \left[1 - \cos\left(\frac{x}{k} \kappa^2 \xi\right)\right], \quad (3)$$

где $\Phi_\varepsilon(\kappa)$ – спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной среды. Для сравнения отметим, что аналогичная характеристика для плоской оптической волны имеет следующий вид [15]:

$$\langle \chi^2(x) \rangle \cong \frac{\pi^2 k^2 x}{2} \int_0^1 d\xi \int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_\varepsilon(\kappa) \left[1 - \cos\left(\frac{x}{k} \kappa^2 \xi\right)\right], \quad (4)$$

Сопоставление выражений (3) и (4) показывает, что интегральное выражение для дисперсии флу-

ктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бesselева пучка (3) отличается от выражения (4) тем, что подынтегральная функция выражения (3) содержит множитель вида

$$J_0^2\left(\frac{x}{k} \beta \kappa \xi\right) \leq 1. \text{ Поэтому в турбулентной атмосфере}$$

дисперсия флуктуаций уровня на оптической оси бездифракционного фундаментального бesselева пучка при тех же значениях параметров среды распространения будет всегда меньше дисперсии флуктуаций уровня плоской волны.

Спектр флуктуаций диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной среды возьмём с конечным значением внешнего и внутреннего масштабов атмосферной турбулентности [15]

$$\Phi_\varepsilon(\kappa) = 0,033 C_\varepsilon^2 (\kappa^2 + \kappa_0^2)^{-11/6} \exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right), \quad (5)$$

где C_ε^2 – структурный параметр флуктуаций диэлектрической проницаемости турбулентной атмосферы; $\kappa_0=2\pi/L_0$, L_0 – внешний масштаб атмосферной турбулентности; $\kappa_m=5,9091/l_0$, l_0 – внутренний масштаб атмосферной турбулентности. В целях уменьшения количества варьируемых параметров, но без потери адекватности при описании явления, в дальнейшем будем всегда полагать, что $\kappa_m=10^3 \kappa_0$. Для трасс распространения, удовлетворяющих условию $x < k/\kappa_m^2$, известно асимптотическое выражение для дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) плоской волны в турбулентной атмосфере на однородной трассе для области слабых флуктуаций интенсивности оптического излучения ($\langle \chi^2(x) \rangle \leq 1$) [15]:

$$\langle \chi^2(x) \rangle \cong \frac{54}{55} 0,033 \pi^2 \Gamma\left(\frac{7}{6}\right) \cos\left(\frac{5\pi}{12}\right) C_\varepsilon^2 k^{7/6} x^{11/6} = \\ = 0,0768 C_\varepsilon^2 k^{7/6} x^{11/6}.$$

Дисперсия флуктуаций уровня

На рис. 1 представлено поведение дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бesselева пучка, нормированной на дисперсию флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) плоской волны, в зависимости от нормированной величины параметра бesselева пучка $\beta=\sqrt{x/k}\beta$ при различных значениях внутреннего масштаба атмосферной турбулентности l_0 . Расчёты проведены по формулам (3) и (4) со спектром вида (5). Выделим особо, что отношение дисперсии флуктуаций уровня фундаментального бesselева пучка и плоской волны всегда меньше единицы, т. е. имеет место относительное уменьшение флуктуаций уровня в турбулентной атмосфере в фундаментальном бesselевом пучке по сравнению со случаем плоской волны. Необходимо упомянуть, что аналогичное уменьшение флуктуаций интенсивности обнаружено экспериментально на атмосферной трассе длиной в 500 м при формировании

бесселева пучка с использованием телескопа галилеевского типа [11].

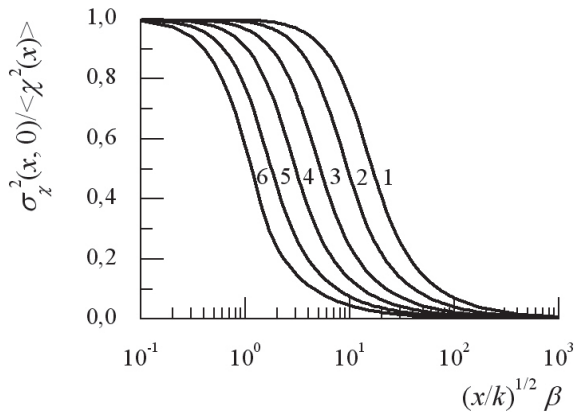


Рис. 1. Отношение дисперсий флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бесселева пучка на его оптической оси к дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) плоской волны при разных значениях квадрата нормированного волнового числа, соответствующего внутреннему масштабу атмосферной турбулентности, $(x/k) \kappa_m^2$: 1) 0,01; 2) 0,03; 3) 0,1; 4) 0,3; 5) 1; 6) 10

Обнаруженный эффект ослабления флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бесселева пучка сопровождается ещё одним – существенной неоднородностью распределения флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) по поперечному сечению бесселева пучка. Для того, чтобы показать наличие и величину этого эффекта, рассмотрим поведение вычисленной в первом приближении метода плавных возмущений дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бесселева пучка в точке $\{x, \rho\}$, смещённой от оптической оси пучка на величину ρ :

$$\begin{aligned} \sigma_z^2(x, \rho) \cong & \frac{\pi k^2 x}{4} \times \\ & \times J_0^{-2}(\beta \rho) \int_0^1 d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa \Phi_\varepsilon(\kappa) J_0\left(\beta \left| \rho - \frac{x}{k} \kappa \xi \right| \right) \times \\ & \times \left[\begin{aligned} & J_0\left(\beta \left| \rho - \frac{x}{k} \kappa \xi \right| \right) - \\ & - J_0\left(\beta \left| \rho + \frac{x}{k} \kappa \xi \right| \right) \cos\left(\frac{x}{k} \kappa^2 \xi\right) \end{aligned} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

Отношение дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бесселева пучка в точке, смещённой с оптической оси пучка, к дисперсии флуктуаций уровня этого же пучка на его оптической оси представлено на рис. 2. Расчёт дисперсий флуктуаций уровня проведён по формулам (6) и (3) со спектром (5) при $\sqrt{x/k} \kappa_m = 1,0$. Для наглядности на рис. 2 представлены первые три максимума ($\beta \rho = 0; 3,8317$ и $7,0156$) и первые три минимума ($2,4048; 5,5201$ и $8,6537$) интенсивности бесселева пучка. Отметим, что в минимумах отношение дисперсий флуктуаций уровня (логарифма

амплитуды) (6) и (3) быстро возрастает, а в максимумах становится равным единице.

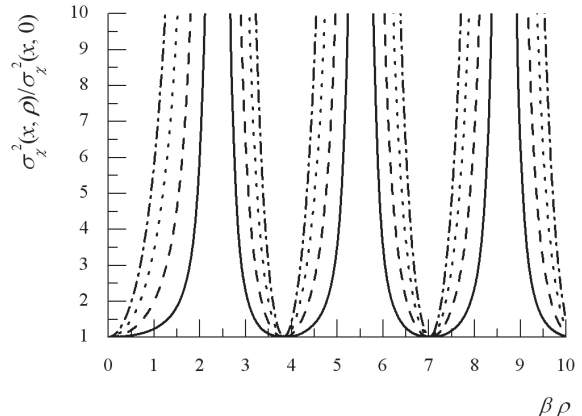


Рис. 2. Отношение дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бесселева пучка в точке, смещённой с оптической оси пучка, к дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бесселева пучка на его оптической оси, для $\sqrt{x/k} \kappa_m = 1$ при различных значениях нормированного параметра бесселева пучка: $\beta = 0,25$ (сплошная линия); 0,5 (пунктирная); 0,75 (точечная) и 1 (штрихпунктирная)

Корреляционная функция флуктуаций уровня

Пространственная корреляционная функция флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бесселева пучка в первом приближении метода плавных возмущений может быть записана в следующем виде [15]:

$$\begin{aligned} B_z(x, \rho_1, \rho_2) \cong & \\ \cong & \frac{\pi k^2 x}{4} \int_0^1 d\xi \int_{-\infty}^{\infty} d\kappa \Phi_\varepsilon(\kappa) \frac{J_0\left(\beta \left| \rho_1 - \frac{x}{k} \kappa \xi \right| \right)}{J_0(\beta \rho_1) J_0(\beta \rho_2)} \times \\ & \times \Re \left\{ \left[\begin{aligned} & J_0\left(\beta \left| \rho_2 - \frac{x}{k} \kappa \xi \right| \right) - \\ & - \exp\left(-i \frac{x}{k} \kappa^2 \xi\right) J_0\left(\beta \left| \rho_2 + \frac{x}{k} \kappa \xi \right| \right) \end{aligned} \right] \times \exp[i\kappa(\rho_1 - \rho_2)] \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Используя для преобразования выражения (7) теорему сложения Графа [16] и учитывая условия $\beta \rho_1 < 1$ и $\beta \rho_2 < 1$, можно получить для пространственной корреляции флуктуаций уровня фундаментального бесселева пучка в пределах его первого максимума более простое выражение:

$$\begin{aligned} B_z(x, \rho_1) \cong & \frac{\pi^2 k^2 x}{2} \int_0^1 d\xi \int_0^\infty d\kappa \kappa \Phi_\varepsilon(\kappa) J_0^2\left(\frac{x}{k} \beta \kappa \xi\right) \times \\ & \times J_0(\kappa \rho_1) \left[1 - \cos\left(\frac{x}{k} \kappa^2 \xi\right) \right], \end{aligned} \quad (8)$$

где $\rho_r = |\rho_1 - \rho_2|$ – расстояние между точками наблюдения. На рис. 3 представлены результаты расчёта

нормированной корреляционной функции флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бesselева пучка по формулам (8), (3) и (5).

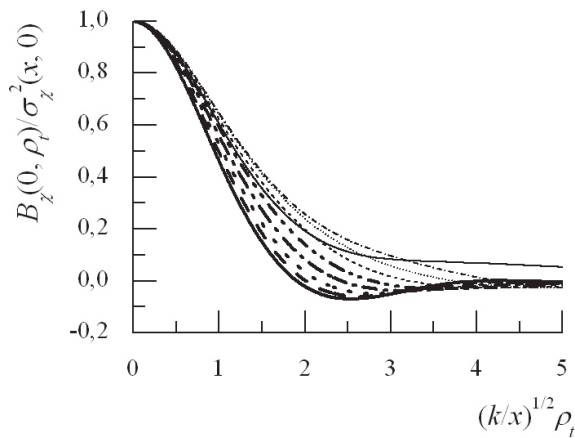


Рис. 3. Нормированная корреляционная функция флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бesselева пучка на его оптической оси при $(x/k)\kappa_m^2=10$ для разных значений параметра β : 0 (сплошная линия); 0,5 (пунктирная); 0,75 (точечная); 1 (штрихпунктирная); 1,25 (двойная штрихпунктирная); 1,5 (тонкая укороченная пунктирная); 1,75 (тонкая укороченная точечная); 2 (тонкая укороченная штрихпунктирная) и 10 (тонкая сплошная)

Обращает на себя внимание относительно слабая зависимость нормированной корреляционной функции от параметра бesselева пучка. Таким образом, хотя значения дисперсии флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) фундаментального бesselева пучка и плоской оптической волны значительно разнятся, корреляционные функции в этих случаях оказываются достаточно близки (плоская волна получается из бesselева пучка при $\beta=0$). Можно заключить из этого, что пространственные структуры флуктуаций в двух этих случаях очень похожи, отличаются, в основном, только интенсивности флуктуационных процессов. Отметим ещё один момент, что различия корреляционных функций флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) плоской и сферической волн [15] друг от друга существенно больше тех, что представлены на рис. 3 для бesselевых пучков с разными значениями параметра β .

Структурная функция флуктуаций фазы

Аналогичные выводы можно сделать и применительно к пространственной структурной функции флуктуаций фазы фундаментального бesselева пучка. Используя первое приближение метода плавных возмущений, можно получить аналогич-

ные выражения для дисперсии и корреляционной функции флуктуаций фазы пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере. Они соответственно совпадают с выражениями (3) и (8) с заменой знака «минус» на знак «плюс» в квадратных скобках под интегралами. Как известно [15], структурная функция какой-либо величины равна удвоенной разности её дисперсии и корреляционной функции. На рис. 4 приведены результаты численного расчёта по формулам (8), (3) и (5). Для сравнения на этом же графике пунктирной линией изображена структурная функции флуктуаций фазы сферической волны. Ясно видно, что пространственные масштабы флуктуаций фазы в бesselевом пучке близки к тем, что имеют место в плоской волне, и несколько меньше аналогичных масштабов для случая сферической волны.

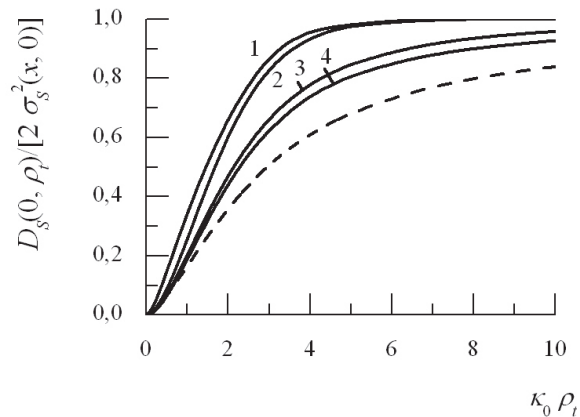


Рис. 4. Нормированная структурная функция флуктуаций фазы фундаментального бesselева пучка на его оптической оси к удвоенной дисперсии флуктуаций фазы (сплошные линии) при $\sqrt{x/k}\kappa_m=1,0$ для разных значений параметра бesselева пучка β : 1) 0...0,1; 2) 1; 3) 10; 4) 100. Пунктирная линия – аналогичная характеристика для сферической оптической волны

Выводы

Количественно описан эффект ослабления флуктуаций уровня (логарифма амплитуды) в фундаментальном бesselевом пучке относительно плоской оптической волны. Флуктуации уровня (логарифма амплитуды) бesselева пучка неоднородны в пространстве: отношение дисперсий флуктуаций уровня бesselева пучка в точке, смещённой с оптической оси пучка, к дисперсии флуктуаций уровня этого же пучка на его оптической оси минимально в максимумах бesselева пучка и максимально в минимумах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 09-02-91224-СТ_а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
2. Морс Ф.М., Фешбах Г. Методы теоретической физики. Т. 1. – М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1958. – 930 с.

3. Миллер У. Симметрия и разделение переменных. – М.: Мир, 1981. – 342 с.
4. Durnin J. Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory // Journal of the Optical Society of America. A. – 1987. – V. 4. – № 4. – P. 651–654.

5. Gutiérrez-Vega J.C., Iturbe-Castillo M.D., Chávez-Cerda S. Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams // Optics Letters. – 2000. – V. 25. – № 20. – P. 1493–1495.
6. Bandres M.A., Gutiérrez-Vega J.C., Chávez-Cerda S. Parabolic nondiffracting optical wave fields // Optics Letters. – 2004. – V. 29. – № 1. – P. 44–46.
7. Аристов А.Г., Марголин Л.Я., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. Формирование и распространение «бездифракционных» лазерных пучков // Оптика атмосферы. – 1989. – Т. 2. – № 12. – С. 1299–1304.
8. McLeod J.H. The axicon: A new type of optical element // Journal of the Optical Society of America. – 1954. – V. 44. – № 8. – P. 592–597.
9. Ling D., Li J., Chen J. Analysis of eigenfields in the axicon-based Bessel-Gauss resonator by the transfer-matrix method // Journal of the Optical Society of America. A. – 2006. – V. 23. – № 4. – P. 912–918.
10. Коронкевич В.П., Харисов А.А., Гейл М.Т., Шутц Х. Многопорядковые дифракционные линзы для формирования бесселевых пучков // Автотметрия. – 1966. – № 5. – С. 38–43.
11. Aruga T., Li Sh.W., Yoshikado Sh., Takube M., Li R. Nondiffracting narrow light beam with small atmospheric turbulence-influenced propagation // Applied Optics. – 1999. – V. 38. – № 15. – P. 3152–3156.
12. Lukin I.P. Formation of Bessel optical beams in turbulent medium // Atmospheric and Ocean Optics. Atmospheric Physics: Abstracts XIII Intern. Symp. – Tomsk, 2006. – P. 71.
13. Eyyuboglu H.T., Baykal Y., Sermtulu E., Korotkova O., Cai Y. Scintillation index of modified Bessel-Gaussian beams propagating in turbulent media // Journal of the Optical Society of America. A. – 2009. – V. 26. – № 2. – P. 387–394.
14. Eyyuboglu H.T., Baykal Y., Sermtulu E., Cai Y. Scintillation advantages of lowest order Bessel-Gaussian beams // Applied Physics. B. – 2008. – V. 92. – № 2. – P. 229–235.
15. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. – М.: Наука, 1978. – 464 с.
16. Справочник по специальным функциям / под ред. М. Абрамовица и И. Стигана. – М.: Наука, 1979. – 832 с.

Поступила 12.01.2010 г.

УДК 621.039.51

КОНТРОЛЬ ПОЛЯ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА С ПОМОЩЬЮ ДЕТЕКТОРОВ ПРЯМОГО ЗАРЯДА

И.В. Шаманин, А.В. Киселев, В.А. Лызко

Томский политехнический университет
E-mail: KiselevAV@kolatom.murmansk.ru

Получены результаты, количественно характеризующие влияние на значение переходной функции от тока, образованного в эмиттере детектора, таких параметров, как глубина выгорания топлива в тепловыделяющих сборках, плотность теплоносителя, который одновременно является замедлителем, и концентрация борной кислоты в теплоносителе. Результаты показывают изменения представительности (качества) информации о распределении энерговыделения в активной зоне, которая получается при обработке системой внутриреакторного контроля аналогового сигнала (тока) с детекторов прямого заряда. Кроме того, в работе получены результаты, указывающие на значительное влияние спектральных характеристик нейтронного поля на показания детектора прямого заряда и отображающие чувствительность спектральных характеристик к условиям эксплуатации и состоянию ядерного реактора.

Ключевые слова:

Детектор прямого заряда, ядерный реактор, переходная функция, спектр нейтронов.

Key words:

Linear charge detector, nuclear reactor, transfer function, neutrons spectrum.

Предмет исследований

Одним из средств контроля энергораспределения в активной зоне реактора ВВЭР-440 являются бета-эмиссионные детекторы нейтронов, также называемые детекторами прямого заряда (ДПЗ) [1]. С помощью ДПЗ осуществляется измерение удельных линейных мощностей тепловыделяющих сборок (ТВС). Детектор функционально представляет собой преобразователь, включающий чувствительную часть и линию связи. Чувствительная часть детектора состоит из цилиндрического эмиттера, оболочки детектора и разделяющего их изолятора. Эмиттер детектора изготавливается из «нейтронно-

чувствительного» материала – родия (^{103}Rh). В родиевом эмиттере под действием нейтронного облучения в результате реакции радиационного захвата нейтронов образуются радиоактивные изотопы, распадающиеся с испусканием бета-частиц (электронов). Электроны проходят через изолятор и достигают оболочки. Таким образом, в цепи эмиттера возникает электрический ток (активационная составляющая), который пропорционален плотности потока нейтронов. При радиационном захвате нейтронов также образуются гамма-кванты, при взаимодействии которых с самим эмиттером возникают комптоновские и фотоэлектроны. Ток, обусло-