

# К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ АБСОЛЮТНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРОТЯЖЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ МЕТОДОМ СОВПАДЕНИЙ

**В.В. Дулин**

*ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск*



Определение абсолютной интенсивности точечных источников методом совпадений, используется давно. Но иногда возникает необходимость определить абсолютную интенсивность протяженного источника. В данной работе изложены результаты измерений и анализа, позволяющие утверждать, что правильное значение абсолютной интенсивности протяженного источника может быть получено с учетом поправочного множителя  $D_{sq}$  - пространственного дайвен-фактора. Для вычисления  $D_{sq}$  необходимо вычислить распределение плотности потока нейтронов  $\varphi(x)$  и ценности относительно счета детектора  $\varphi^+(x)$ .

Совпадения (во времени) актов регистрации излучения от двух детекторов ядерных излучений давно с успехом используется для определения абсолютной интенсивности источников. Разновидностью метода совпадений является, как известно, корреляционный анализ временных процессов.

При практическом использовании таких методов в случае протяженных в пространстве источников необходимо учитывать некоторые особенности метода.

Рассмотрим несколько примеров.

1. Пусть  $Q_1$  и  $Q_2$  источники,  $a$  и  $b$  - детекторы с эффективностями регистрации достигшего их излучения  $\varepsilon_a$  и  $\varepsilon_b$ . При этом, по существу, предполагается, что размер источника много меньше размера детектора.

Пусть  $g_{1a}$  и  $g_{2a}$  - вероятности излучению из источников  $Q_1$  и  $Q_2$  достигнуть детектора  $a$ , а  $g_{1b}$  и  $g_{2b}$  - детектора  $b$ . Будем называть далее произведение  $\varepsilon_k g_{ik}$  ценностью источника  $Q_i$  по отношению к скорости счета детектора  $k$ .

Тогда скорости счета детекторов  $C_a$  и  $C_b$  и счета совпадений  $C_{совн}$

$$\begin{aligned} C_a &= Q_1 \varepsilon_a g_{1a} + Q_2 \varepsilon_a g_{2a}; \\ C_b &= Q_1 \varepsilon_b g_{1b} + Q_2 \varepsilon_b g_{2b}; \\ C_{совн} &= Q_1 \varepsilon_a g_{1a} \varepsilon_b g_{1b} + Q_2 \varepsilon_a g_{2a} \varepsilon_b g_{2b}. \end{aligned}$$

Если один из источников (например,  $Q_2$ ) удален от детекторов ( $g_{2a} = g_{2b} = 0$ ), то, измеряя скорости счета детекторов  $C_a$  и  $C_b$  и счета совпадений  $C$ , получаем абсолютную интенсивность источника

$$Q = C_a C_b / C_{совн} = Q_1 \quad (1)$$

- простое общеизвестное соотношение, позволяющее определить  $Q_1$ .

Во всех других случаях для получения сведения об абсолютной интенсивности  $Q_1+Q_2$  необходимо выполнение ряда условий. Рассмотрим некоторые из них.

2. Если вероятности достичь детектора от  $Q_1$  и  $Q_2$  равны для каждого из счетчиков (например, источники расположены одинаково по отношению к каждому счетчику)

$$g_{1a} = g_{2a} = g_a; g_{1b} = g_{2b} = g_b,$$

то

$$Q = C_a C_b / C_{\text{совн}} = (Q_1 \varepsilon_a + Q_1 \varepsilon_b)^2 / \varepsilon_a \varepsilon_b (Q_1 + Q_2);$$

и только для одинаковых эффективностей счетчиков ( $\varepsilon_a = \varepsilon_b$ ) измеряемая величина  $Q$  будет равна сумме их интенсивностей:

$$Q = Q_1 + Q_2.$$

3. Если же каждый из счетчиков расположен одинаково по отношению к каждому источнику:

$$g_{a1} = g_{b1} = g_1; g_{a2} = g_{b2} = g_2, \text{ но } g_1 \neq g_2,$$

то

$$Q = C_a C_b / C_{\text{совн}} = (Q_1 \varepsilon_a g_1 + Q_2 \varepsilon_b g_2)^2 / \varepsilon_a \varepsilon_b (Q_1 g_1^2 + Q_2 g_2^2),$$

и даже при  $\varepsilon_a = \varepsilon_b$  измеряемая величина  $Q$  не будет равна сумме интенсивностей источников. Именно этот случай и реализуется для распределенных в пространстве источников:

$$Q = C_a C_b / C_{\text{совн}} = (Q_1 g_1 + Q_2 g_2)^2 / (Q_1 g_1^2 + Q_2 g_2^2). \quad (1')$$

Умножим в (1') числитель и знаменатель на  $(Q_1 + Q_2)$ :

$$\frac{C_a \cdot C_b}{C_{\text{совн}}} = \frac{(Q_1 g_1 + Q_2 g_2)^2}{(Q_1 g_1^2 + Q_2 g_2^2) \cdot (Q_1 + Q_2)} \cdot (Q_1 + Q_2).$$

Хорошо видно, что результаты измерений  $C_a C_b / C_{\text{совн}}$  равны  $Q_2 + Q_1$ , если умножить левую и правую части этого выражения на величину  $D_2$  (поправочный коэффициент - пространственный дайвен-фактор):

$$D_2 = \frac{(Q_1 + Q_2)(Q_1 g_1^2 + Q_2 g_2^2)}{(Q_1 g_1 + Q_2 g_2)^2}. \quad (2)$$

Это обеспечит правильное определение абсолютной величины  $Q_1 + Q_2$ , т.е. произведение  $D_2$  и результата измерения  $C_a C_b / C_{\text{совн}}$  будет равно величине  $Q_1 + Q_2$ .

Для вычисления поправочного коэффициента  $D_2$  необязательно знать абсолютные значения  $Q_1$ ,  $Q_2$ ,  $g_1$  и  $g_2$  - достаточны их относительные значения. Отношение измеренных скоростей счета детектора от каждого из источников  $C_{a1}$  и  $C_{a2}$  или  $C_{b1}$  и  $C_{b2}$ , находящихся в одинаковом положении относительно детектора, дает возможность вычислить величину  $\beta$ , равную

$$\beta = C_{a2} / C_{a1} = C_{b2} / C_{b1} = Q_2 / Q_1.$$

Измеряя скорости счета детектора при разном положении источника относительно детектора, получаем величину

$$\alpha = g_2 / g_1 = C_{a2} / C_{a1} = C_{b2} / C_{b1},$$

и тогда это позволяет вычислить

$$D_2 = \frac{(1+\beta)(1+\alpha^2\beta)}{(1+\alpha\beta)^2}. \quad (3)$$

Для проверки справедливости соотношения (2) была проведена серия измерений в полиэтиленовом блоке с двумя сравнимыми по интенсивности точечными источниками. При этом использовался метод росси- $\alpha$ -измерений.

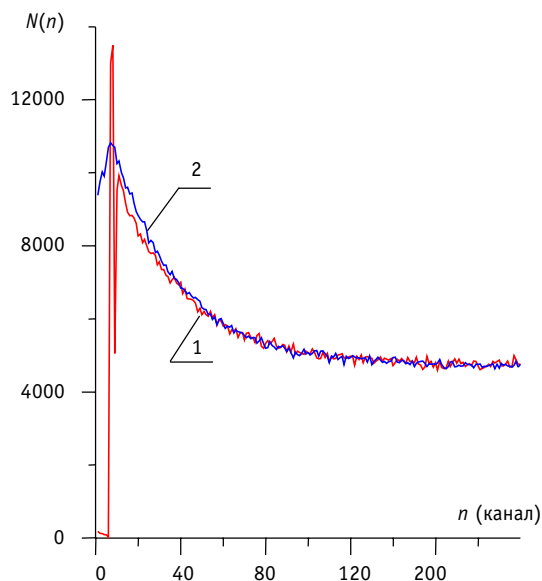


Рис. 1 Временные росси- $\alpha$ -распределения, измеренные с двумя 2) и одним 1) детектором

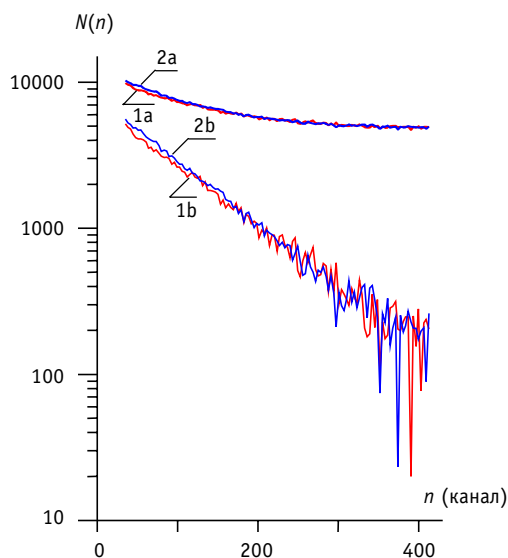


Рис. 2. Результат вычитания некоррелированного фона (1b и 2b)

Абсолютная интенсивность источников  $Cf$  в методе Росси- $\alpha$  определяется по формуле [1]

$$Q = \frac{D_i N_\phi}{S \Delta t (1 + C\tau)},$$

где  $D_i$  - изотопный дайвен-фактор;  $N_\phi$  - средний счет в каналах некоррелированной части спектра;  $S$  - площадь под коррелированной частью спектра;  $\Delta t$  - ширина канала ВА;  $C$  - скорость счета детектора в стартовом канале;  $\tau$  - время жизни нейтронов в блоке.

Метод росси- $\alpha$  с успехом применяется для определения абсолютной интенсивности источников  $Cf$ -252 в не-размножающей среде [1]. Для измерения временного росси- $\alpha$  распределения используется установка (с двумя счетчиками нейтронов в водородосодержащей среде), в которой один из счетчиков дает старт временного анализатора (ВА), а импульс другого счетчика подается на счетный вход ВА (иногда через линию задержки). На рис. 1 (график с индексом 2) показан результат подобных измерений (ширина канала ВА 3.2 мкс, линия задержки 23 мкс).

Аналогичные результаты можно получать и в автокорреляционном режиме в том же полиэтиленовом блоке с одним счетчиком (см. рис. 1, график с индексом 1). Здесь отчетливо виден автокорреляционный пик в 7 - 8 каналах и провалы слева и справа от него. Провал слева связан с особенностями регистрации статистических импульсов таким ВА [2, 3]. Провал справа в 9 - 10 каналах связан с мертвым временем используемого  $He$ -3-счетчика нейтронов (СНМ-18). Начиная со 150 канала наблюдается некоррелированная часть распределения. На рис. 2 изображены те же графики в логарифмическом масштабе, начиная с 12 канала (см. графики 1а и 2а). Также на рис. 2 изображены те же коррелированные части временных росси- $\alpha$ -распределений с вычитенной некоррелированной частью распределения  $N_\phi$  (см. графики 1b и 2b).  $N(n)$  - количество импульсов в каналах ВА.

Правда, некоторая доля коррелированной части временного распределения, измеренного в автокорреляционном режиме, пропадает. Однако с помощью получаемой из 1b и 2b величины  $\tau$  можно определить эту долю, умножив величину  $S$  на  $e^{n\Delta t/\tau}$ , где  $n$  - число "пропавших" каналов (в нашем случае  $n = 3$ ).

После введения этой поправки результат определенной обоими вариантами метода величины  $Q$  согласуется обычно в пределах статистической погрешности.

Для проверки правильности соотношения (2) автокорреляционный метод предпочтительнее, поскольку автоматически обеспечивает выполнение условия  $\varepsilon_a = \varepsilon_b$ .

Два Cf-источника (далее  $Q_1$  и  $Q_2$ ) известной интенсивности располагались на корпусе счетчика в двух точках: в середине (положение 0) и на краю (положение 1). Результаты измерения приведены в таблице.

N	Абсолютная интенсивность источников Q (дел/с) при разных их положениях на корпусе камеры	Результаты измерений		
		1	2	3
1	$Q_1(0)$	$3244 \pm 28$	$3188 \pm 32$	$3166 \pm 27$
2	$Q_2(0)$	$4375 \pm 44$	$4457 \pm 48$	$4427 \pm 50$
3	$Q_2(1)$	$4673 \pm 70$	$4577 \pm 56$	$4570 \pm 63$
4	$Q_1(0)Q_2(0)$	$7836 \pm 175$	$7716 \pm 103$	$7787 \pm 174$
5	$Q_1(0) Q_2(1)$	$6492 \pm 131$	$6653 \pm 138$	$6999 \pm 120$
6	$\alpha = C_2(1)/C_2(0)$	$0.455 \pm 0.1$	$0.49 \pm 0.1$	$0.52 \pm 0.1$
7	$D_2$	1.19	1.13	1.14
8	$D_2 * Q_1(0) Q_2(1)$	$7725 \pm 160$	$7719 \pm 150$	$7979 \pm 140$

Первые три строки таблицы – результаты измерений, полученные, когда либо только источник  $Q_1$ , либо только источник  $Q_2$  находились на корпусе счетчика (например,  $Q_1(0)$  – результат, полученный, когда источник  $Q_1$  находился на корпусе счетчика в положении 0);

- четвертая строка - оба источника находились в положении 0 ( $Q_1(0)Q_2(0)$ );

- пятая строка - источник  $Q_1$  находился в положении 0, а источник  $Q_2$  находился в положении 1 ( $Q_1(0)Q_2(1)$ ) (имитируя распределенный источник);

- в шестой строке приведена измеренная величина  $\alpha$  для источника 2 (здесь  $C_2(1)$  и  $C_2(0)$  - скорости счета детектора в положении 1 и 0 от источника  $Q_2$ );

- в седьмой строке приведены полученные (согласно (2)) из данных 1, 2 и 6 строк величины  $D_2$ ;

- в восьмой - результаты перемножения величины  $D_2$  и  $Q_1(0) Q_2(1)$ , т.е. истинная абсолютная суммарная интенсивность обоих источников.

Таким образом, для результата измерения абсолютной интенсивности разнесенных в пространстве источников  $Q_1(0)Q_2(1)$  правильная величина получается с учетом пространственного фактора  $D_2$  ( $D_2 * Q_1(0)Q_2(1) = Q_1(0)Q_2(0)$ ):

$$Q = \frac{D_1 D_2 N_\phi}{S \Delta t (1 + C\tau)}$$

Заметим, что, как видно из (3), для получения  $D_2$  вовсе не нужно знание абсолютных интенсивностей источников  $Q_1$  и  $Q_2$ , а достаточно знания их относительной величины  $\beta = C_2(0)/C_1(0) = Q_2/Q_1$ .

Этот результат может быть обобщен и для случая непрерывно распределенных в пространстве источников. Для этого необходимо знать непрерывную функцию ценности  $\phi^+(x)$  положения источников по отношению к детектору.

Воспользуемся известной процедурой [4], записав для среды, где находятся распределенные источники спонтанных делений и детектор, уравнение для плотности потока нейтронов  $\varphi(x)$

$$\hat{L}\varphi(x) + q(x) = 0 \quad (4)$$

и сопряженное ему относительно скорости счета детектора  $C$  уравнение

$$\hat{L}^+\varphi^+(x) + \Sigma_d(x) = 0. \quad (5)$$

Здесь  $x$  - условное обозначение всех переменных, от которых зависит решение уравнений (4) и (5);  $q(x)$  - плотность источников нейтронов;  $\Sigma_d(x)$  - макроскопическое сечение поглощения нейтронов в детекторе;  $W$  - объем детектора;  $\Sigma_d(x) = 0$  везде вне  $W$ .

Из сопряженности операторов  $\hat{L}$  и  $\hat{L}^+$  следует

$$C = \int q(x)\varphi^+(x)dx = \int \Sigma_d(x)\varphi(x)dx.$$

Получение  $C$  как свертки источника  $q$  по  $\varphi^+$  удобно, поскольку позволяет получать величину  $C$  для разных  $q(x)$  без нахождения  $\varphi$  и кроме того, что особенно важно для этой работы, позволяет интерпретировать эксперименты с методом совпадений. Это становится очевидным с выяснением смысла  $\varphi^+$ . Согласно (6) для точечного единичного источника делений  $Q$  скорость счета  $C$  пропорциональна произведению  $q(x) = \nu Q(x)$  и ценности источника  $\varphi^+(x)$ :  $C \sim Q\nu\varphi^+(x)$ . Соответственно число коррелированных совпадений в методе росси- $\alpha$  будет пропорционально  $Q\nu(\nu-1)\varphi^{+2}dx$ .

Таким образом, скорость счета от протяженного источника  $C$  является обобщением выражений для  $C_1$  и  $C_2$ . Функция  $\varphi^+(x)$  является ценностью относительно скорости счета детектора от точечного источника в точке  $x$ , и величину  $D_2$  (2) в этом случае можно обозначать как  $D_{sq}$ :

$$D_{sq} = \frac{\int Q(x)dx \int Q(x)\varphi^{+2}(x)dx}{[\int Q(x)\varphi^+(x)dx]^2}. \quad (7)$$

Здесь  $\int Q(x)dx$  - полный интеграл от плотности источника деления (аналог первого множителя числителя выражения (2));  $\int Q(x)\varphi^{+2}(x)dx$  - аналог второго множителя числителя выражения (2);  $[\int Q(x)\varphi^+(x)dx]^2$  - аналог знаменателя выражения (2).

Как видно, выражение для  $D_{sq}$  совпадает в данном случае по форме с известным определением пространственного дайвен-фактора  $D_s$ , учитывающего распределение плотности делений в реакторе. Отличие лишь в том, что вместо плотности делений размножающей среды  $\Sigma_f(x)\varphi(x)$  выражение (7) содержит плотность спонтанных источников  $Q(x)$ . Очевидно, что в случае одного точечного источника  $D_{sq} = 1$ .

Результаты экспериментов, приведенные в табл. 1, были проанализированы с помощью решения уравнений (4) и (5). При этом использовалось интегрально-транспортное приближение в плоской геометрии и четырехгрупповая система констант [5]. В расчетной модели счетчик ( $\Sigma_d(x) \neq 0$ ) располагается вдоль  $z$  от 0 до 25 см. (длина счетчика 25 см.).

На рис. 3 (см. график 1) изображена зависимость ценности помещенного источника  $\varphi_\chi^+(z)$  (усредненная по спектру деления ценность) при таком положении счетчика.

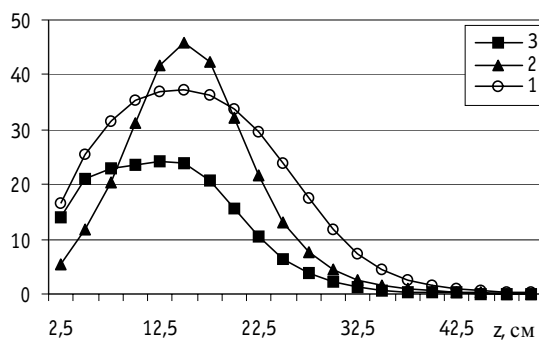


Рис. 3.

Источники деления  $Q_1$  и  $Q_2$  ( $Q_1 < Q_2$  - см. табл. 1), как мы помним, помещались вместе на корпусе счетчика в двух положениях: либо оба источника находились в середине счетчика (см. график 2), либо источник  $Q_1$  находился в середине, а  $Q_2$  - на краю ( $z = 1.5$  см) счетчика (см. график 3). Соответствующие этим положениям источников

распределения скорости захватов по  $z$   $\int \Sigma_d(z, E) \varphi(z, E) dE$  изображены на рис. 3.

Величина рассчитанного согласно (7) пространственного дайвен-фактора  $D_{sq}$  при положении  $Q_1(0)Q_2(0)$  равна единице, а при положении  $Q_1(0)Q_2(1)$  - 1.16, что соответствует среднему  $D_{sq}$  из таблицы. Отметим, что разброс значений  $D_{sq}$  в таблице связан с неопределенностью положения источника при проведении эксперимента. Действительно, если переместить источник  $Q_2$  вправо (от положения 0) по счетчику (источник  $Q_1$  все время находится в середине него), то при передвижении  $Q_2$  в точку  $z = 26.25$  см пространственный дайвен-фактор  $D_{sq}$  равен 1.14, а в  $z = 28.75$  см.  $D_{sq}$  равен 1.31, т.е. неопределенность в положении источника в один сантиметр дает изменение  $D_{sq}$ , примерно равное 0.07.

Вышеизложенные результаты измерений и анализа позволяют утверждать, что правильное значение абсолютной интенсивности протяженного источника

$\int Q(x) dx$  может быть получено с учетом поправочного множителя  $D_{sq}$ . Для вычисления  $D_{sq}$  необходимо вычислить распределение плотности потока нейтронов  $\varphi(x)$  и ценности относительно счета детектора  $\varphi^+(x)$ .

Описанный метод может быть применен и для определения абсолютной активности протяженных источников  $\gamma$ -излучения, таких как элементы стальных конструкций реактора с  $\gamma$ -активностью  $Co^{60}$ .

### Литература

1. Дулин В. В., Михайлов Г. М. // Атомная энергия. - 1995. - Т. 78. - Вып. 3. - С. 151 - 155.
2. Tsutomu Iijima On the Background Counts in the Rossi- $\alpha$  Experiment, Nucleonik, 11. bd., Helf 3, 1968.
3. Doulin V., Mozhaev V. Nuclear Instruments and Methods. - 1972. - С. 277.
4. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. - М.: Атомиздат, 1974. - С. 201.
5. Бартоломей Г. Г., Бать Г. А., Байбаков В. Д., Алхутов М. С. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов. 2-е изд., перераб. и доп. - М.: Энергоатомиздат, 1989. - 512 с.

Поступила в редакцию 28.02.2002

**УДК 621.039.51**

*Determination of Absolute Intensity of Extensive Sources by A Coincidence Method* \ V.V. Doulin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 6 pages, 3 illustrations, 1 table. - References, 5 titles.

Determination of absolute intensity of a point source by a coincidence method is used for a long time. Sometimes there is a need to determine the absolute intensity of an extensive source. Measurements and analysis results on its determination are presented in this work. A need of spatial Diven factor accounting for obtaining of a more accurate value of absolute intensity is demonstrated. A calculation of neutron flux  $\varphi(x)$  distribution from the source and adjoint flux  $\varphi^*(x)$  (importance) in relation to detector counts for the Diven factor obtaining has to be done.

**УДК 621.039.58**

*Application of Main Components Method for High and Low Pressure Pumps Diagnostic Based on Testing Data Analysis* \ S.T. Leskin, V.V. Valui; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 8 pages, 8 illustrations, 1 table. - References, 7 titles.

The application of main components method for diagnostic of the VVER high and low pressure pumps is discussed. On the basis of selected statistical model with use of entropy the complex of informative attributes describing dynamics of pumps behavior is received. The results of data processing of the forth block of the Balakovo NPP are presented. Pumps statement anomalies and caused their occurrence parameters are allocated.

**УДК 621.039.526:621.039.546.8**

*Verification of Hydraulic Characteristics of Experimental Facility "Circulating Loop"* \ E.F. Avdeev, I.A. Chusov, V.I. Belozarov, V.V. Maksimovskiy, A.Ia. Ustujanin, S.P. Pashkov, A.V. Shuvalov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 8 pages, 7 illustrations, 4 tables. - References, 8 titles.

Description of the experimental facility "Circulating Loop" of the thermal physics department is given. The developed system of dynamic control of thermal hydraulic modes necessary during experimental works is described. The results of an experimental research of some characteristics of the stand, in comparison with the experimental data of other authors and standard calculating dependences are given.

**УДК 621.039.534**

*Distribution Parameters for the Quasi-One-Dimensional Two-Phase Non-Equilibrium Flow Models. Generalization for Simple-Form Channel Flows* \ Yu.N. Kornienko; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineering). - Obninsk, 2002. - 12 pages, 7 illustrations, 2 tables. - References, 17 titles.

The article is devoted to construction of the generalized hierarchically closed analytical relationships (using drift flux model of two-phase non-equilibrium flow) for distribution parameters  $C_{ks}$  in quasi-one-dimensional form of the continuity, energy and momentum equations. A main assumption is power approximations of the local phase profiles for derivation of the quadratures of distribution parameters and their assessment. The complementarity and mirror symmetry properties are revealed for parameter distributions, which are useful for verification purposes of the closure relationships for  $C_{ks}$ .

**УДК 621.039.534**

*Distribution Parameters for the Quasi-One-Dimensional Two-Phase Non-Equilibrium Flow Models. Generalization For Non-Monotone Parameter Profiles* \ Yu.N. Kornienko; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of Higher Schools. Nuclear Power Engineer-