ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ, 2022, том 13, № 2, с. 200–208

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.1.08

ВЫБРОСЫ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЯХ ОТСЧЕТОВ ПОТОКОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

© 2022 г. А. Г. Бабенко[a], В. М. Вахтель[a], *, И. В. Муратов[a], В. А. Работкин[a]

[a] *Воронежский государственный университет, Университетская площадь 1, Воронеж, 394018 Россия*

**E-mail: vakhtel@phys.vsu.ru*

Поступила в редакцию 22.03.2021 г.
После доработки 19.05.2021 г.
Принята к публикации 21.05.2021 г.

Методом одно, двух и трехмерной временной спектрометрии показано, что распределения выбросов в случайных последовательностях отсчетов $k(\Delta t)$ в интервале времени Δt потоков альфа-частиц на примере источника ^{238}Pu соответствуют модели потока Пуассона и не имеют периодической составляющей.

Ключевые слова: альфа-частицы, поток, отсчеты, случайные последовательности, выбросы, распределения, периодичность корреляции, совпадения

DOI: 10.56304/S2079562922010055

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, при постоянной средней интенсивности ν потока излучения долгоживущего радиоактивного источника последовательность зарегистрированных отсчетов $k_i(\Delta t)$ частиц, испускаемых источником за интервал времени Δt и полное время измерения T, много меньшие периода полураспада $T_{1/2}$, согласуется с моделью стационарного пуассоновского временного ряда с параметром $\bar{k} = \nu\Delta t$ [1].

Однако в последние десятилетия опубликованы результаты исследований явления аномального периодического изменения во времени t с несколькими периодами T_0, T_1, ... статистических оценок величин $\nu(t)$, $k(\Delta t)$ и $T_{1/2}$ при альфа- и бета-распаде долгоживущих изотопов [2–6]. Так, в работе [3] при бета-распаде долгоживущих изотопов ^{60}Co и ^{137}Cs в последовательностях $k_i(\Delta t)$ обнаружены периодические (включая период 24 ч) значимые выбросы порядка 0.2–1.5%, то есть аномальные значения $k(\Delta t) > \bar{k}(\Delta t)$, где $\bar{k}(\Delta t)$ – среднее значение. Заметим, что аномальных значений $k(\Delta t) < \bar{k}(\Delta t)$ в [3] не наблюдалось. В тоже время в [4] отмечено, что известные экспериментальные данные, включая [3], не позволяют утверждать существование детерминированных вариаций периода полураспада ^{137}Cs на уровне амплитуды вариаций $8.5 \cdot 10^{-5}$. В обзоре работы [4] приведены возможные амплитуды суточных и годовых вариаций 0.1–0.3% периодов полураспада нуклидов ^{226}Ra, ^{152}Eu, ^{90}Sr, ^{90}V, ^{60}Co, ^{54}Mn, ^{32}Si.

В генетической цепочке ^{226}Ra при альфа-распаде ^{214}Po, образующегося при бета-распаде ^{214}Bi, наблюдались в [5] гармонические суточные и годовые вариации периода полураспада ^{214}Po с амплитудой $(6.9–7.5) \cdot 10^{-4}$ для суточных и $\sim 9 \cdot 10^{-4}$ для годовых вариаций. В генетической цепочке ^{229}Th при альфа-распаде ^{213}Po, образующегося при бета-распаде ^{213}Bi, обнаружены с учетом фазы суточные гармонические вариации периода полураспада ^{213}Po с амплитудой $(4.2–5.3) \cdot 10^{-4}$ [6].

Как известно, отклонения от экспоненциального закона радиоактивного распада должны возникать во временных интервалах $\Delta t \ll 1/\Gamma$, где Γ – ширина состояния ядра, из которого происходит распад. Обсуждаемое же явление аномального поведения $k(\Delta t)$, ν и $T_{1/2}$ наблюдалось при $\Delta t \gg 1/\Gamma$.

Рассмотренное явление периодического изменения $k(\Delta t)$ в виде выбросов и гармонических колебаний активности радиоизотопного источника вследствие изменения периода полураспада изотопа, как предполагают в [3, 5], происходящее под воздействием внешних факторов, в частности космофизической природы, недостаточно обосновано. По крайней мере, в части его интерпретации. Поэтому рассмотренное явление, безусловно, требует дальнейшего изучения различными методами, поскольку имеет значение, как для фундаментальной физики, так и для атомной энергетики, дозиметрии и радиометрии. В частности периоди-

ческое возрастание $k(\Delta t)$ и уменьшение периода полураспада, например, продуктов деления ядер, может приводить к вариациям мощности и реактивности ядерных энергетических установок.

В данной работе проведено экспериментальное исследование характеристик выбросов в последовательностях значений отсчетов $k(\Delta t)$, регистрируемых параллельно нескольких потоков альфа-частиц одного источника ^{238}Pu. Цель работы заключалась в следующем: получить в эксперименте последовательности $k(\Delta t)$ на основе принципиально модифицированных методики и техники эксперимента для стационарного потока альфа-излучения и, проведя комплексный статистический анализ последовательностей $k(\Delta t)$, установить:

1. Являются ли отдельные экстремальные значения $k_i(\Delta t)$ аномальными выбросами траекторий случайных последовательностей $k_i(\Delta t)$.

2. Наблюдается ли значимая периодичность в поведении последовательностей этих выбросов.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Методика и техника измерений ранее в целом рассмотрены в работе [7]. Поток альфа-излучения создавал источник ^{238}Pu типа ОСАИ, размещенный в вакуумной камере. Выбор данного изотопа обусловлен его большим периодом полураспада $T_{1/2} = 87.7$ лет, что обеспечило стационарность потока альфа-излучения при длительности наших измерений не более нескольких месяцев. Альфа-частицы регистрировались независимо тремя полупроводниковыми детекторами, входящими в состав трех счетных каналов. Регистрируемые аппаратурно-энергетические альфа-спектры при разрешении не более 40 кэВ ограничивались интервалом 5.2–5.5 МэВ. Это позволяло регистрировать с помощью амплитудных дискриминаторов только частицы, не претерпевшие рассеяния.

В каждом канале регистрировались моменты времени t_i попадания частиц в детектор с шагом дискретизации $\delta = 0.25$ мкс, последовательности $\{t_i\}$ которых записывались в память счетчика-таймера “СЧМ-32” – АСПЕКТ и в режиме “on-line” в память компьютера. Из последовательностей моментов $\{t_i\}$ формировались компьютерным сканированием в режиме “of-line” последовательности отсчетов $\{k_i(\Delta t)\}$ с любыми задаваемыми значениями $\Delta t = q\delta$, $q = 1, 2, \ldots$ и последовательности интервалов $\{\tau_{i,l}(t_i) = t_{i+l} - t_i = l_i\delta\}$, $l_i = 1, 2, 3, \ldots$ и $\{\tau_{i,r}(\Delta t) = \tau_{i,r}(k_i) = t_{i+r} - t_i = r_i\Delta t\}$, $r_i = 1, 2, 3, \ldots$ Систематическая погрешность t_i между каналами не превышала $0.5 \cdot 10^{-7}$ с и определялась параметрами “СЧМ-32”.

Средние интенсивности ν потоков импульсов в каждом из трех каналов, обозначаемых в дальнейшем А, Б, Д, составляли примерно 23 $с^{-1}$. Значения ν, Δt и средние $\bar{k}(\Delta t)$ были выбраны из следующих соображений. При таких интенсивностях потери импульсов в каналах за счет случайных просчетов не превышали $5 \cdot 10^{-3}\%$. Последовательности отсчетов $\{k_i(\Delta t)\}$ являются дискретизацией усредненных на Δt реализаций интенсивности $\nu(t_i) = k_i(\Delta t)/\Delta t$, и поэтому значение интервала Δt следует из известного соотношения $\Delta t \geq 1/\nu$. Поэтому значения Δt выбраны в интервале 0.05–0.2 с, которым соответствовали средние величины $\bar{k}(\Delta t)$ в интервале 1–5. При этих значениях $\bar{k}(\Delta t)$ аномалии и периодичности в случайных последовательностях $\{k_i(\Delta t)\}$ выявляемы более наглядно и достоверно, чем при $\bar{k}(\Delta t) > 10$. С ростом $\bar{k}(\Delta t)$ выбросы значений $k_i(\Delta t)$ не меняют качественных характеристик, но становятся более трудоемкими вычисления и их статистический анализ.

Одновременное независимое измерение трех потоков альфа-частиц одного источника, примененное в нашей работе, позволило экспериментально оценить влияние внешних факторов на интенсивность регистрируемого излучения источника и на потоки импульсов в измерительных каналах А, Б, Д.

Статистический анализ полученных последовательностей $\{k_i(\Delta t)\}$ проводился следующим образом. Выбросами в реализациях траекторий случайных последовательностей $\{k_i(\Delta t)\}$ были приняты значения $k_{ij}(\Delta t)$, превышающие оценку среднего $\bar{k}(\Delta t)$ по всей реализации объема $M = T/\Delta t$ при длительности реализации T на величину [8] $H_j = j\sigma(k(\Delta t))$, где $j = 3, 4, \ldots, 9$ и $\sigma(k(\Delta t))$ – среднеквадратический разброс значений $k_i(\Delta t)$. В качестве $\sigma(k(\Delta t))$ применялась его оценка

$$S(k(\Delta t)) = \left(\frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^{M} \left(k_i - \bar{k}\right)^2 \right)^{1/2}.$$

Аномальность выбросов в последовательностях $\{k_{ij}(\Delta t)\}$ анализировалась: по равномерности распределения частот g_{ij} в их последовательностях $\{k_i(\Delta t)\}$; по распределениям интервалов между выбросами r_{ij}; по распределениям частот h_{ij} значений каждого типа j выбросов. Явление периодичности выбросов $k_{ij}(\Delta t)$ по i анализировалось и с помощью автокорреляционных и кросскорреляционных функций последовательностей $\{k_{ij}(\Delta t)\}$. Известно, что если в случайной последовательности имеются периодически повторяющиеся значения, включая выбросы с некоторым периодом T_0, то такую последовательность можно рассмат-

ривать как периодически нестационарный процесс, среднее значении которого $\bar{k}(\Delta t)$ и автокорреляционная функция $\rho(m)$ периодичны, а $\rho(m)$ может не затухать до незначимого уровня с ростом лага m [9, 10]. Таким образом, для любых значений i, и T_0 справедливы соотношения

$$\bar{k}_i(\Delta t) = \bar{k}_{i+T_0}(\Delta t),$$

где средние взяты по ансамблю реализаций в моменты $t_i = i \cdot \Delta t$ и $t_i + T_0$, где и T_0 в единицах Δt,

$$\rho(i,m) = \rho(k_i(\Delta t), k_{i+m}(\Delta t)) = \rho(i + T_0, i + T_0 + m),$$

$m = 0,1,\ldots$ для всех i.

Спектральное представление $\rho(i,m)$ имеет вид [9–11]:

$$\rho(i,m) = \sum_{l=0}^{T_0-1} B_l(m)\cos\left(\frac{2\pi}{T_0}l\right), \quad B_l(m) = B_{l+T_0}(m). \quad (1)$$

При существовании периодичности в последовательностях интервалов $\{\tau_{ij} = r_{ij}\Delta t\}$, $r_{ij} = 0,1,\ldots$ между выбросами $\{k_{ij}(\Delta t)\}$ должны возникать в спектральном представлении устойчивые значимые амплитуды $B_l(m)$, соответствующие периоду $T_0, T_0/2, T_0/3, \ldots$

Для стационарных последовательностей $\{k_i(\Delta t)\}$, т.е. при отсутствии трендов и периодических составляющих получив с помощью преобразования Фишера $Z = 2^{-1}\ln\left((1+\rho(\cdot))/(1+\rho(\cdot))\right)$, приближенную нормальность распределения величины Z, оценивались доверительные интервалы для $\rho(\cdot)$.

Аномальность выбросов $\{k_{ij}(\Delta t)\}$анализировалась: по равномерности распределения частот g_{ij} в их последовательностях $\{k_{ij}(\Delta t)\}$; по распределениям интервалов между выбросами r_{ij} и по распределениям частот h_{ij} значений каждого типа выбросов. Если полученные эмпирические распределения g_{ij}, h_{ij}, r_{ij} согласовывались по критерию хи-квадрат с известными стационарными распределениями соответствующими стационарным последовательностям, то выбросы $k_j(\Delta t)$ считались закономерными статистическими флуктуациями.

РЕЗУЛЬТАТЫ

В полученных последовательностях отсчетов $k_i(\Delta t)$ и интервалов $\{\tau_{i,l}(t_i)\}$, $\{\tau_{i,r}(k_i)\}$ при различных $\Delta t \geq 0.05$ с не наблюдалось на уровне 0.05 значимых трендов, включая нелинейные на основе критериев серий знаков [12] и значимости коэффициентов регрессии. Автокорреляционные функции $\rho(\tau_i, \tau_{i+m})$, $\rho(k_i, k_{i+m})$, полученные по формуле (2) для τ_i и $k_i(\Delta t)$ независимо от i затухают при $m \geq 20$ до уровня 0.05. Эти результаты позволяют считать в первом приближении последовательности t_i, τ_i, $k_i(\Delta t)$ стационарными.

Эмпирические распределения всех $k(\Delta t)$ при различных $\Delta t = 0.05$–0.2 с хорошо согласуются по критерию хи-квадрат с распределением Пуассона с параметром $\bar{k} = \nu\Delta t$ для всех трех каналов А, Б, Д при уровне значимости $\alpha \leq 0.1$, числе степеней свободы $f = 15$–20 и объемах выборок $M = T/\theta = 10^6$–10^7. Полученные эмпирические распределения интервалов $\{\tau_i\}$для всех каналов согласуются с экспоненциальным распределением с параметром $\bar{\tau} = 1/\nu$ по критерию хи-квадрат при уровне значимости $\alpha \leq 0.1$ и объемах выборок до 10^8.

Распределения частот выбросов $m(k_j(\Delta t))$ для каждого рассмотренного типа $j = 3, 4, \ldots, 7$ и $4 \leq k_j(\Delta e) \leq 10$ в табл. 1 с объемами соответствующих выборок $250 \leq M_j \leq 145000$, $M_j = \sum m(k_j(\Delta t))$ для всех каналов также согласуется с распределением Пуассона при уровне значимости $\alpha \geq 0.05$. В соответствии с этим распределения частот выбросов $m(k_{ij}(\Delta t))$, где $\Delta T = T/l$, $l = 5$, 10, 15 в исходных последовательностях по i $(1 \leq i \leq M)$, т.е. по времени $t_i = i\Delta t$ согласуются с равномерным распределением.

Для указанных выше значений H_j и Δt трех каналов А, Б, Д были получены распределения интервалов $r(k)$ в единицах Δt между всеми последовательными значениями $k(\Delta t) \geq H_j$ и для определенных значений выбросов $k_j(\Delta t) > H_j$. Полученные распределения интервалов $r_j(k_j|\bar{k})$ и $\tau_j(k_j|\bar{k}) = r(k_j|\bar{k})\Delta t$ для выбросов k_j при $j \geq 3$ согласуются с геометрическим и показательным распределением соответственно при уровнях значимости $\alpha \leq 0.1$.

Кроме того, для таких экстремальных значений был проведен корреляционный анализ последовательностей $k_{ij}(\Delta t)$ и интервалов $r_{ij}(k_j)$ между последовательными выбросами $k_{ij}(\Delta t)$ с помощью (2) автокорреляционных функций $\rho_x(m)$ для каждого канала и $\rho_{xy}(m)$ кросскорреляционных функций между парами каналов [12]:

$$\rho_x(m) = \sum_{i=1}^{n-m}(x_i - \bar{x})(x_{i+m} - \bar{x}) \Bigg/ \left[\sum_{i=1}^{n}(x_i - \bar{x})^2\right],$$

$$\rho_{x,y}(m) = \sum_{i=1}^{n-m}(x_i - \bar{x}) \times \quad (2)$$

$$\times (y_i - \bar{y}) \Bigg/ \left[\sum_{i=1}^{n}(x_i - \bar{x})^2 \sum (y_i - \bar{y})^2\right]^{1/2}$$

Таблица 1. Экспериментальные и теоретические значения средних интервалов $\overline{\tau}_i$ (с), среднеквадратичных разбросов $S(\tau_j)$ (с) между выбросами k_j, количество выбросов M_j

k_j	Канал А. $\nu_А = 23.4766$ с$^{-1}$					Канал Б. $\nu_Б = 23.7508$ с$^{-1}$					Канал Д. $\nu_Д = 23.6165$с$^{-1}$				
	$\Delta t = 0.05205$ с, $\overline{k} = 1.2220$, $M = 56721652$					$\Delta t = 0.05137$ с, $\overline{k} = 1.2201$, $M = 557472494$					$\Delta t = 0.05170$ с, $\overline{k} = 1.2210$, $M = 5710416$				
	$M_{j\text{э}}$	$M_{j\text{т}}$	$\overline{\tau}_{j\text{т}}$, с	$\overline{\tau}_{j\text{э}}$, с	$S(\tau_j)$, с	$M_{j\text{э}}$	$M_{j\text{т}}$	$\overline{\tau}_{j\text{т}}$, с	$\overline{\tau}_{j\text{э}}$, с	$S(\tau_j)$, с	$M_{j\text{э}}$	$M_{j\text{т}}$	$\overline{\tau}_{j\text{т}}$, с	$\overline{\tau}_{j\text{э}}$, с	$S(\tau_j)$, с
4	1551346	1552645	1.8	1.9	1.9	1565641	1566484	1.8	1.9	1.9	1560162	1559716	1.8	1.9	1.9
5	379830	379453	7.7	7.8	7.8	381390	382247	7.7	7.7	7.7	380911	380882	7.7	7.8	7.7
6	77309	77279	38	38	38	78008	77728	37	38	38	77277	77510	38	38	38
7	13548	13490	219	219	221	13561	13547	218	218	214	13522	13520	218	218	219
8	2121	2061	1433	1390	1396	2095	2066	1429	1409	1383	2063	2065	1431	1430	1407
9	272	280	10533	10841	10395	263	280	10540	11155	10868	253	267	11057	11624	11354
10	33	34	86360	81527	83621	41	34	86558	69742	76116	26	34	86827	111060	86617
$\Delta t = 0.06718$с, $\overline{k} = 1.5772$, $M = 43944421$						$\Delta t = 0.06632$с, $\overline{k} = 1.5751$, $M = 44518932$					$\Delta t = 0.06674$с, $\overline{k} = 1.57616$, $M = 44236771$				
7	43511	43731	67	68	68	43679	43973	67	68	68	44096	43875	67	67	67
8	8674	8630	342	340	341	8637	8658	341	342	348	8605	8641	342	343	346
9	1477	1511	1954	1998	2058	1573	1515	1949	1874	1940	1456	1513	1951	2026	1948
10	256	238	12388	11417	11116	227	239	12374	12965	12954	256	239	12378	11568	10898
11	31	34	86398	96288	72417	33	34	86396	88441	107864	32	34	86389	87898	87267
$\Delta t = 0.083369$ с, $\overline{k} = 1.9648$, $M = 35276935$						$\Delta t = 0.08262$с, $\overline{k} = 1.9623$, $M = 335734229$					$\Delta t = 0.08314$с, $\overline{k} = 1.9635$, $M = 35510131$				
8	27182	27239	108	109	109	27396	27382	108	108	107	27273	27311	108	108	108
9	6004	5946	496	492	493	5860	5970	494	504	503	5904	5958	495	500	508
10	1230	1168	2527	2399	2405	1188	1172	2520	2488	2474	1127	1170	2524	2617	2832
11	202	209	14146	14603	14213	204	209	14130	14380	14297	209	209	14137	14051	14780
12	29	34	86405	92168	83846	35	34	86391	85270	78886	33	34	86401	85142	87568

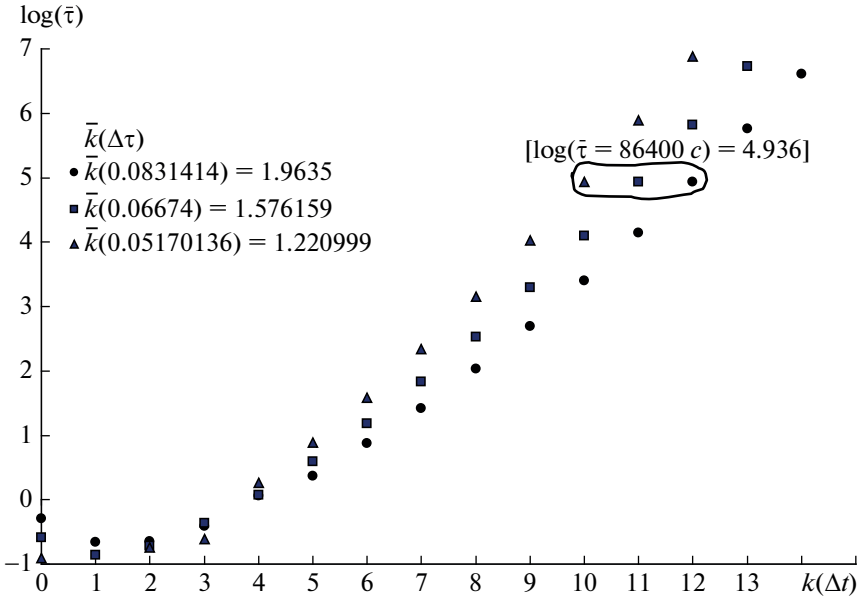

Рис. 1. Зависимости в логарифмическом масштабе рассчитанного среднего интервала $\bar{\tau}(k_j \mid \bar{k}(\Delta t)) = (1/p(k_j \mid \bar{k}(\Delta t)) - 1)$ между последовательными одинаковыми значениями k, в предположении пуассоновского распределения величины k с параметром $\bar{k}(\Delta t) = \nu\Delta t$ на примере $\nu_д = 23.6164$ с$^{-1}$ для нескольких $\bar{k}(\Delta t)$.

где x_i, y_j – $k_{ij}(\Delta t)$ или $r_{ij}(k(\Delta t))$; для одного или двух каналов соответственно.

Полученные автокорреляционные и кросскорреляционные функции для последовательностей k_{ij} и интервалов $r_{ij}(k|\bar{k})$ между выбросами затухают до незначительного уровня $|\rho(m)| < 0.1$ при лаге $m \geq 15$, что указывает на отсутствие по крайней мере линейной связи между последовательными значениями $r_{ij}(k_j|\bar{k})$.

Распределение частот g_{ij} каждого из рассмотренных в табл. 1 экстремальных $k_j(\Delta t)$ в экспериментальных последовательностях всех $\{k_i\}_{1,M}$ согласуется с равномерным распределением в интервале $1 \leq i \leq M$ при $\alpha \geq 0.05$ по критерию хи-квадрат. Периодичности в появлении таких значений выбросов k_j в экспериментальных последовательностях k_i при различных значениях i, Δt, $H_j = j\sigma$ не наблюдается. Анализ спектральных разложений Фурье $B_l(m)$ (1), полученных выборочных автокорреляционных и кросскорреляционных функций отсчетов $K_{ij}(\Delta t)$ с окном Бартлета [15] для ослабления высокочастотных флуктуаций показал отсутствие значимых устойчивых гармоник $B_l(m)$ включая $B(\cdot)_l: f = 1/T_0 = 1/24$ ч $= 1.11574 \cdot 10^{-5}$ Гц в полученных спектрах, которые должны присутствовать в спектрах при наличии детерминированных периодических составляющих в последовательностях как $k_i(\Delta t)$ так и $k_{ij}(\Delta t)$.

Ожидаемые числа $M_{j\text{Т}} = MP(k_j|\bar{k})$ появления фиксированных значений выбросов $k_j(\Delta t) = \bar{k} + j\sqrt{\bar{k}}$ в последовательностях из $M = T/\Delta t$ всех значений k_j в табл. 1 согласуются с соответствующими экспериментальными $M_{j\text{э}}(k_j)$ при уровне значимости 0.85 для распределения Пуассона $P(k_j \mid \bar{k}) = \dfrac{\bar{k}^{k_j}}{k_j!} e^{-\bar{k}}$.

В то же время при любом значении интенсивности $\nu > 0$, и $T > \nu^{-1}$ последовательными приближениями можно подобрать такие значения Δt и $\bar{k} = \nu\Delta t$, при которых вероятности $P\left(k_j \mid \bar{k}\right)$ появления некоторых значений выбросов $k_j(\Delta t) \geq H_j$ в соответствии с распределением Пуассона зададут средние интервалы $\bar{r}_j(k \mid \bar{k}) = 1/P(k \mid \bar{k}) - 1$ между такими выбросами в случайной последовательности значений $k_{ij}(\Delta t)$, которые будут равны практически любому заданному интервалу $\bar{\tau}(k \mid \bar{k}) = \bar{r}(k \mid \bar{k})\Delta t$, и в частности $\tau_0 = 24$ ч, как показано на рис. 1.

В табл. 1 приведены среднеарифметические экспериментальные $\overline{\tau_\text{э}}(k_j|\bar{k})$ и соответствующие рассчитанные теоретические $\overline{\tau_\text{Т}}(k_j|\bar{k})$ значения

интервалов между одинаковыми величинами $k_j(\Delta t) > \bar{k} + j\sqrt{\bar{k}}$, относящимися к выбросам в последовательностях $\{k_i(\Delta t)\}_{1,M}$ при нескольких Δt и $\bar{k}$. Эти значения Δt и $\bar{k}$ получены последовательными приближениями по $\bar{k} = \nu\Delta t$ из условия $\nu = \text{const}$ и $\overline{\tau_\text{T}}(k_j|\bar{k}) = 24$ ч $= 86400$ с, где $\overline{\tau_\text{T}}(k_j|\bar{k}) = \left(1/P(k_j|\bar{k}) - 1\right)\Delta t$, $P(k_j|\bar{k}) = \bar{k}^{k_j}e^{-\bar{k}}/k_j!$ для соответствующих k_j.

Эмпирические распределения интервалов $\overline{\tau_\text{Э}}(k_j|\bar{k})$ для каждого из всех рассмотренных выбросов $k_j(\Delta t)$ согласуются с однопараметрическим экспоненциальным с плотностью $\varphi(\tau) = e^{-\tau/\overline{\tau_\text{Э}}}/\overline{\tau_\text{Э}}$ при уровне значимости $\alpha \geq 0.05$ и числе степеней свободы 3–30 по критерию хи-квадрат. Все приведенные в табл. 1 значения $\bar{\tau}_{j\text{Э}}(k_j|\bar{k})$ согласуются с $\bar{\tau}_{j\text{T}}(k_j|\bar{k})$ в пределах доверительных интервалов с вероятностью 0.95 при объемах выборок $30 \leq M_j(k_j|\bar{k})$ по методике оценок параметров гамма-распределения [13].

Последовательности экспериментальных значений интервалов $\{\tau_{i,j,\text{э}}\}_{i=1,M_j}$ для всех k_j, включая $\bar{\tau}_{j\text{Э}} = 24$ ч, не проявляют периодичности и согласуются с равномерным распределением. В спектрах Фурье преобразования с окнами Бартлета автокорреляционных функций последовательностей интервалов τ_{ij} нет устойчивых значимых детерминированных составляющих как и для последовательностей $k_{ij}(\cdot)$.

Независимо от того, являются ли вариации выбросов интенсивности ν и отсчетов $\bar{k}_j(\Delta t)$, обусловленные внешним воздействием, периодическими или непериодическими [3–6], они могут происходить изотропно, т.е. независимо от направления потока, например альфа-излучения одного локального источника. Поэтому такие выбросы могут возникать во всех каналах А, Б и Д одновременно, т.е. совпадать в пределах некоторого интервала времени воздействия θ. При отсутствии влияния внешнего фактора воздействия на распад ядер совпадения выбросов $k_j(\Delta t)$ между каналами в интервале разрешающего времени θ могут быть только случайными.

В нашей работе статистический анализ совпадений и распределений интервалов $\tau_{ij} = r_{ij}\Delta t$ между последовательными выбросами k_{ij} в парах каналов проведен методом задержанных совпадений [1, 14]. Метод реализован в режиме “of-line” компьютерным сканированием положений во временных последовательностях выбросов $k_j(\Delta t)$ каждого из пары анализируемых каналов. В последовательности канала определенного как “старт”–“1” выброс k_j фиксируется в момент t_{ij}, а в последовательности канала “стоп”–“2” k_j появляется в момент $t_{ij} + \tau_{ij}$, $\tau_{ij} = r_{ij}\Delta t$, $r_{ij} = 0, 1, 2\ldots$. При $0.5\Delta t \leq \theta \leq 4\Delta t$ выбросы считаются совпавшими во времени.

Как видно из табл. 2, где приведены характеристики распределений $\tau_i(k_j(\Delta t))$ задержанных совпадений для пар каналов А–Б, А–Д, Б–Д с параметрами ν, Δt, $\bar{k}$ из табл. 1, практически все полученные распределения τ_{ij} согласуются с экспоненциальным с параметром $\bar{\tau}_j$ по критерию χ – квадрат. Значения $\bar{\tau}_j$ задержанных совпадений близки к значениям канала “стоп”-“2” табл. 1, что должно иметь место, поскольку распределения k_j и τ_j каждого из каналов подчиняется распределению Пуассона и экспоненциальному соответственно.

Количество “двойных” совпадений $N_{\text{CC}j}$ между $K_{j(1)}$ и $K_{j(2)}$ за время измерения T в зависимости от $M_{j(1)}$ и $M_{j(2)}$ каналов “1” и “2” в пределах разрешающего времени θ, если совпадения между k_j в паре каналов “1” и “2” случайные имеет известный вид [1]

$$N_{\text{CC}j} = 2\theta M_{j(1)}M_{j(2)}/T,$$

и при $M_{j(1)} \simeq M_{j(2)} = M_j$, как в нашем случае

$$N_{\text{CC}j} = 2\theta M_j^2/T.$$

Для истинных же совпадений, как известно, должна выполнятся линейная зависимость от M_j $N_{\text{C}j} = 2\theta M_j/T$, а не параболическая. Полученные экспериментальные значения N_{CC} в табл. 2 согласуются с рассчитанными $N_{j\text{T}}$ при параболической зависимости от M_j с доверительной вероятностью 0.95, а линейная регрессия по методу наименьших квадратов $N_{\text{CC}j}^{1/2} = (2\theta/T)^{1/2}M_j$ имеет коэффициент детерминации F [15] больше критического.

Трехканальная система измерений позволила получить off-line сканированием тройные совпадения во времени выбросов $k_j(\Delta t)$ между тремя последовательностями $k_{ij}(\Delta t)$ каналов А, Б, Д. При одинаковых Δt, $\bar{k}(\Delta t)_\text{А} \simeq \bar{k}(\Delta t)_\text{Б} \simeq \bar{k}(\Delta t)_\text{Д}$ и разрешающих временах совпадений каналов $\tau_\text{А} = \tau_\text{Б} = \tau_\text{Д} = \tau$ количества тройных совпадений $k_j(\Delta t)$, полученных сканированием $N_{\text{C}j\text{Э}}$, согласуются со значениями $N_{\text{C}j\text{T}}$ в табл. 3, рассчитанными для тройных случайных совпадений за время измерения T [1]

Таблица 2. Экспериментальное $N_{СЭ}$ и рассчитанное $N_{СТ}$ число временных двойных совпадений между выбросами k_j пар каналов Б–Д; А–Б; А–Д при разрешающем времени θ. Выборочные средние интервалы $\bar{\tau}_j$ и среднеквадратический разброс $S(\tau_j)$ между последовательными значениями k_j задержанных совпадениях каналов "старт"–"стоп" и значения критерия $\chi^2(f)$ с f степенями свободы экспоненциального распределения для τ_j

Старт Б–Стоп Д θ = 0.0517 с					
k_j	4	5	6	7	8
$N_{СЭ}$	42935	2462	112	3	0
$N_{СТ}$	42775	2544	110	3.2	0.1
θ = 0.1034 с					
k_j	4	5	6	7	8
$N_{СЭ}$	85816	4984	222	8	0
$N_{СТ}$	85550	5056	210	6.4	0.2
θ = 0.2068 с					
k_j	4	5	6	7	8
$N_{СЭ}$	170597	10218	436	11	0
$N_{СТ}$	171110	10112	420	13	0,5
τ_j, с	1.86	7.7	38	219	1390
$S(\tau_j)$, с	1.86	7.7	38	221	1432
$\chi^2(f)$	4.6(9)	7.2(9)	9.8(9)	9.3(9)	9.3(9)
Старт А–Стоп Б θ = 0.1035 с					
$N_{СЭ}$	82675	5234	213	6	1
$N_{СТ}$	85641	5048	209	6.4	0.2
τ_j, с	1.86	7.7	38	215	1393
$S(\tau_j)$, с	1.86	7.7	38	206	1356
$\chi^2(f)$	8.6(9)	5.9(9)	8.5(9)	11.2(9)	8.8(9)
Старт А–Стоп Д θ = 0.1038 с					
$N_{СЭ}$	85695	5161	215	7	0
$N_{СТ}$	84818	5062	210	6.4	0.2
τ_j, с	1.86	7.7	35	222	1441
$S(\tau_j)$, с	1.86	7.7	38	221	1409
$\chi^2(f)$	5.5(9)	2.8(9)	11.8(9)	3.7(9)	5.0(9)

$$N_{Cj\text{Т}} = \left(\frac{M_{j\text{А}}}{T}\frac{M_{j\text{Б}}}{T}\frac{M_{j\text{Д}}}{T}\right)T(\tau_{\text{А}}\tau_{\text{Б}} + \tau_{\text{А}}\tau_{\text{Д}} + \tau_{\text{Б}}\tau_{\text{Д}}) \simeq 3\left(\frac{M_j}{M}\right)^3 M\frac{\tau^2}{\Delta t^2},$$

при $M_{j\text{А}} \simeq M_{j\text{Б}} \simeq M_{j\text{Д}} = M_j$, $\tau_{\text{А}} = \tau_{\text{Б}} = \tau_{\text{Д}} = \tau$, $\frac{M_j}{T}\Delta t \le 1$.

Это согласие позволяет считать в рассмотренных случаях двойных и тройных совпадений выбросы $k_j(\Delta t)$ случайными, не обусловленными детерминированным периодическим фактором, синхронизирующим выбросы в различных составляющих потока излучения одного источника.

Из экспоненциального вида распределения интервалов τ_j между выбросами в парах последовательностей $k_j(\Delta t)$ независимых каналов и случайных совпадений $k_j(\Delta t)$ следует, что нет значимого периодического и не периодического воздействия на возникновение выбросов $k_j(\Delta t)$.

Таблица 3. Статистические $N_{\text{СЭ}}$ и рассчитанные $N_{\text{СТ}}$ числа тройных совпадений между выбросами $k_j(\Delta t)$ каналов А, Б, Д. $M_j(k_j = 4) = 1551346$, $M_j(k_j = 5) = 379830$, $M_j(k_j = 6) = 77309$, $M = 56721652$, $\Delta t = 0.05170$ с, разрешающем времени τ

Число совпадений	τ, с	$k_j = 4$	$k_j = 5$	$k_j = 6$
$N_{Cj\text{Э}}$	4.424	62425	1064	7
$N_{Cj\text{Т}}$	4.424	62742	921	8
$N_{Cj\text{Э}}$	2.250	17437	275	1
$N_{Cj\text{Т}}$	2.250	17029	250	2
$N_{Cj\text{Э}}$	1.152	4692	65	1
$N_{Cj\text{Т}}$	1.152	4440	25	0.6
$N_{Cj\text{Э}}$	0.576	1208	25	1
$N_{Cj\text{Т}}$	0.576	1155	17	0.2

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, выбросы k_j в последовательностях отсчетов $\{k_i(\Delta t)\}$ потока альфа-частиц моноизотопного источника не являются аномальными. Распределение выбросов согласуется с распределением Пуассона. Распределение $k_j(\Delta t)$ во временной последовательности $t_i = i\Delta t$ является равномерным. Значимой автокорреляции между $k_{ij}(\Delta t)$ в каждой из трех последовательностей А, Б и Д нет.

Отсутствие значимых кросскорреляций между выбросами $k_{ij}(\Delta t)$ в парах последовательностей $k_i(\Delta t)$ различных каналов указывает на линейную независимость во времени между потоками альфа-частиц одного источника.

Средний интервал $\bar{\tau}_j$ между выбросами $k_j(\Delta t)$ может совпадать практически с любым значением T_0, включая 24 час, если выбрать соответствующие значения Δt и $\bar{k}_j(\Delta t)$ при заданных средних интенсивностях потоков излучения ν, однако отсутствует периодичность повторения с периодом T_0 соответствующих значений $k_j(\Delta t)$.

Отсутствие истинных двойных и тройных совпадений между выбросами $k_j(\Delta t)$ одного типа трех разных составляющих А, Б, Д потока одного источника излучения и экспоненциальность распределения интервалов τ_j между выбросами $k_j(\Delta t)$ в парах каналов А–Б, А–Д, Б–Д позволяет утверждать, что при альфа-распаде не наблюдается значимых периодических и не периодических аномальных выбросов в последовательностях $k_i(\Delta t)$ и интенсивности ν.

Вследствие этого отсутствуют аномальные как периодические так и непериодические возрастания энерговыделения в тепловыделяющих элементах и радиоактивных отходах за счет альфа-распада. При контроле загрязнений альфа-радионуклидами фактор переодичности флуктуаций отсчетов $k_j(\Delta t)$ и интенсивности ν не значим.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Goldanskii V.I., Kutsenko A.V., Podgoretskii M.I.* Statistics of Samples During Registration of Nuclear Particles. 1959. Moscow: Fizmatlit (in Russian).
2. *Sholl S.E., Kolombet V.A., Pozharskii E.V., Zenchenko T.A., Zvereva I.M., Konradov A.A.* // Usp. Fiz. Nauk. 1998. V. 168. P. 1129–1140 (in Russian).
3. *Baurov Yu.A., Sobolev Yu.G., Ryabov Yu.V., Kushniruk V.F.* // J. Nucl. Phys. 2007. V. 70. P. 1875–1885.
4. *Bellorri E., Broggini C., Carlo G.Di., Laubenstein M., Menegazzo R.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 114–117.
5. *Alexeyv E.N., Gavrilyuk Yu.M., Gangapshev A.M., et al.* // Part. Nucl. 2016. V. 47. P. 1803–1817.
6. *Alexeyv E.N., Gavrilyuk Yu.M., Gangapshev A.M., et al.* // Part. Nucl. 2018. V. 49. P. 977–987.
7. *Akindinova E.V., Babenko A.G., Vakhtel V.M., Evseev N.A., Rabotkin V.A., Kharitonova D.D.* // Proc. Int. Simp. Exotic Nuclei. EXON-2014. 2014. P. 651.
8. *Tikhonov V.I., Khimenko V.I.* Outliers of Random Processes Trajectories. 1987. Moscow: Nauka (in Russian).
9. *Gudzenko A.I.* // Radiotekh. Elektron. 1959. V. 4. P. 1062–1064 (in Russian).
10. *Ritov S.M.* Introduction to Statistical Radiophysics. Part 1. Random processes. 1976. Moscow: Nauka (in Russian).
11. *Jenkins G.M., Watts D.G.* Spectral Analysis and Its Applications. 1968. San Francisco: Holden-Day. V. 1.
12. *Kendall M.G., Stuart A.* Multivariate Statistical Analysis and Time Series. 1961. New York: Hafner.
13. *Zolotukhina L.A.* // Zavod. Lab. Diagn. Mater. 2000. V. 66. P. 54–57 (in Russian).
14. *Potapov A.V., Cherniavskii A.F.* Statistical Methods of Measurements in Experimental Nuclear Physics. 1980. Moscow: Atomizdat (in Russian).
15. *Johnson N., Leone F.* Statistics and Experimental Design in Engineering and the Physical Sciences. 1977. New York: Wiley.

Excursion in Sequences of Alpha-Particle Flux Counts

A. G. Babenko[1], V. M. Vakhtel[1,] *, I. V. Muratov[1], and V. A. Rabotkin[1]

[1]Voronezh State University, Universitetskaya square, 1, Voronezh, 394018 Russia

**e-mail: vakhtel@phys.vsu.ru*

Received March 22, 2021; revised May 19, 2021; accepted May 21, 2021

Abstract—It was shown with the help one-, two-, and three-dimensional spectrometry that the excursion in the sequences of counts $k(\Delta t)$ of alpha-particle fluxes of source ^{238}Pu are accidental, do not have any periodic component, and the distributions of all emission values corresponds to the Poisson flow model.

Keywords: alpha-emitting, flow radiation, counts, random sequentials, excursion, distributions, periodically correlations, coincidences