

ПОИСК ВАРИАЦИЙ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ЯДРА ^{213}Po

*Е. Н. Алексеев*¹, *Ю. М. Гаврилюк*¹, *А. М. Ганганшев*¹,
*А. М. Гежаев*¹, *В. В. Казалов*¹, *В. В. Кузьминов*^{1,*},
*С. И. Панасенко*², *С. С. Раткевич*²

¹ Институт ядерных исследований РАН, Москва

² Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина, Харьков, Украина

Для поиска вариаций периода полураспада изотопа ^{214}Po создана установка с источником ^{229}Th , являющимся родительским изотопом ядер ^{213}Po ($T_{1/2} = 4,2$ мкс). В результате обработки временного ряда за интервал июль 2015 г. – март 2017 г. (всего 622 сут) обнаружена солнечно-суточная вариация константы распада с усредненной амплитудой $A_S = (5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-4}$, лунно-суточная с $A_L = (4,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}$ и звездно-суточная с $A_Z = (4,2 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}$. Усредненное за 622 сут значение периода полураспада ^{213}Po составило $T_{1/2} = (3,705 \pm 0,001)$ мкс. Справочное значение поправлено на 12%.

Installation with the parent ^{229}Th -source was made to search for variations of the daughter ^{213}Po nuclei decay half-life ($T_{1/2} = 4.2 \mu\text{s}$). Solar-daily variation with an amplitude $A_{S_0} = (5.3 \pm 1.1) \cdot 10^{-4}$, lunar-daily variation with an amplitude $A_L = (4.8 \pm 2.1) \cdot 10^{-4}$ and sidereal-daily variation with an amplitude $A_S = (4.2 \pm 1.7) \cdot 10^{-4}$ were found as a result of a treatment of the 622 days data series (July 2015 – March 2017). An averaged value of the ^{213}Po nuclei decay half-life was found to be $T_{1/2} = (3.705 \pm 0.001) \mu\text{s}$. A table value is corrected at 12%.

PACS: 21.10.Tg; 23.60.te; 23.40.-s

ВВЕДЕНИЕ

В Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН с 2008 г. проводится экспериментальное исследование поведения во времени периода полураспада (τ) ядра ^{214}Po [1–3]. В отличие от работ, в которых период полураспада определяется по результатам анализа зависимости от времени активности исследуемого изотопа, в обсерватории анализируются распадные кривые, построенные из набора значений времени жизни отдельных ядер

*E-mail: bno_vvk@mail.ru

изотопа ^{214}Po . Для определения этого параметра измеряются задержки между моментом рождения ядра (бета-электрон от распада $^{214}\text{Bi} + \text{гамма-квант}$) и его распадом (альфа-частица от распада ^{214}Po). Измерения выполнены на низкофоновой установке ТАУ-2 в подземной низкофоновой лаборатории НЛГЗ-4900 на глубине 4900 м в.э. (973 сут) и на установке ТАУ-1 в подземной низкофоновой лаборатории КАПРИЗ на глубине 1000 м в.э. (354 сут). Временной интервал измерений на установке ТАУ-1 соответствует концу интервала измерений на установке ТАУ-2. Объектами дальнейшего анализа являются временные ряды значений τ с различным временным шагом. Из данных установки ТАУ-2 усредненное значение периода полураспада ^{214}Po составило $\tau = (163,47 \pm 0,03)$ мкс. В ряду значений τ обнаружены годовая вариация с амплитудой $A = (9,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$, солнечно-суточная вариация с амплитудой $A_C = (7,5 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$, лунно-суточная вариация с амплитудой $A_L = (6,9 \pm 2,0) \cdot 10^{-4}$ и звездно-суточная вариация с амплитудой $A_3 = (7,2 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$.

Было найдено, что максимумы амплитуды τ наблюдаются в моменты достижения максимального значения проекцией вектора скорости точки поверхности Земли с установкой на направление к исследуемому источнику возможных вариаций (Солнце, Луна, неидентифицированный звездный объект). В принципе, происхождение солнечной и лунной вариаций можно было бы объяснить влиянием этих объектов на характеристики измерительной установки посредством вызываемых ими на Земле периодических геофизических и климатических возмущений (приливные волны, метеорологические факторы, магнитное поле и т.п.). Однако разумного механизма, способного в нужной фазе трансформировать эти возмущения в изменения временных параметров измерительной установки, пока не найдено.

В то же время присутствие звездно-суточной вариации величины τ в случае, если это не аппаратурный эффект, может указывать на наличие реального неизвестного физического явления, влияющего на исследуемый параметр. Для проверки устойчивости результата были проведены две проверки. Была проверена зависимость амплитуды и фазы наблюдаемой звездно-суточной волны от выбора положения точки начала анализируемого временного ряда. Начало было сдвинуто на 91 сут и 182 сут. Предшествующий участок ряда в анализ не включался. Получены волны с амплитудами, совпадающими в пределах ошибок с первоначальным значением, но имеющие фазы, сдвинутые на 6 и 12 ч относительно исходной, как и ожидалось для данного типа вариаций. Вторая проверка была выполнена путем построения суточного набора данных в антивзвездном времени (несуществующая периодичность). При этом длительность суток в антивзвездном времени увеличена относительно длительности солнечных суток на интервал, укорачивающий сутки в звездном времени. В таком наборе данных в пределах статистической ошибки $\pm 1,2 \cdot 10^{-4}$ волна отсутствует.

Для обретения уверенности в том, что наблюдаемые вариации временного ряда значений τ имеют неслучайную природу, и были проведены измерения на установке ТАУ-1. В данных ТАУ-1 обнаружены солнечно-суточная вариация с амплитудой $A_C = (17 \pm 3) \cdot 10^{-4}$, лунно-суточная вариация с амплитудой $A_D = (8 \pm 3) \cdot 10^{-4}$ и звездно-суточная вариация с амплитудой $A_3 = (11 \pm 4) \cdot 10^{-4}$. При поиске годовой вариации для увеличения статистической обеспеченности распадной кривой используется суммирование исходных данных за 0,5 года с последующим последовательным сдвигом. В результате из годового набора данных получается ряд значений τ длиной только 0,5 года. Из-за этого выделить годовую периодичность с достаточной точностью не удастся, и она не исследовалась. Понятно, что существенного улучшения статистической ошибки можно было бы добиться путем многократного увеличения скорости набора данных. Однако для изотопа ^{214}Po при заметном увеличении скорости счета сверх имеющейся путем увеличения активности будет происходить квадратичное увеличение доли случайных совпадений, составляющей $\sim 1\%$ при используемой скорости 12 c^{-1} . Это связано с большой суммарной активностью всего ряда дочерних изотопов ^{226}Ra и относительно большим периодом полураспада ^{214}Po ($\sim 163,5$ мкс). Поэтому увеличение скорости набора статистики для ^{214}Po без увеличения относительного вклада фона случайных совпадений можно достичь только увеличением числа независимых измерительных установок. Этот вариант представляется трудно осуществимым. Другая возможность может быть реализована с помощью пары радиоактивных изотопов, имеющих похожую схему распада, но существенно меньший период полураспада дочернего изотопа. В качестве такой пары хорошо подходят $^{213}\text{Bi}(T_{1/2} = 46 \text{ мин}) \rightarrow ^{213}\text{Po}(T_{1/2} = 4,2 \text{ мкс})$ [4], являющиеся дочерними продуктами в цепочке распадов $^{229}\text{Th}(T_{1/2} = 7340 \text{ лет})$ из ряда распадов ^{237}Np [5]. В представляемой работе приводятся первые результаты работы установки с таким источником.

1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

По конструкции установка ТАУ-3 с источником ^{229}Th аналогична установкам ТАУ-1 и ТАУ-2 [1]. Она состоит из сцинтилляционного детектора Д1, склеенного из двух дисков пластмассового сцинтиллятора (ПС) $d = 18$ мм, $h = 1$ мм. Между дисками размещен источник ^{229}Th ($T_{1/2} = 7340$ лет), являющийся материнским изотопом для ^{213}Po . Пробный препарат был изготовлен в Радиовом институте им. В. Г. Хлопина (Санкт-Петербург). Источник осажден из раствора соли $\text{Th}(\text{NO}_3)_4$ на поверхность лавсановой пленки $h = 2,5$ мкм и накрыт такой же пленкой, приклеенной по краю с помощью эпоксидной смолы. Сборка размещена на дне открытого с одного торца футляра из отражающей пленки VM-2000. Футляр вставлен внутрь прямоугольного пенала

9 × 23 × 140 мм из нержавеющей стали толщиной 0,5 мм. Открытый торец палла присоединен к основанию цилиндра ($d = 44$ мм, $h = 160$ мм) из нержавеющей стали толщиной 2,5 мм. Внутри цилиндра находится быстрый фотумножитель ФЭУ-87, который просматривает ПС. Сигнал с анодной нагрузки ФЭУ снимается через согласующую цепочку на кабель (50 Ом) и подается на первый вход регистратора. Детектор Д1 размещен в защите 15-см Pb в зазоре $h = 10$ мм между двумя сцинтилляционными детекторами NaI(Tl) 150 × 150 мм (детектор Д2) в низкофоновом боксе подземной низкофоновой лаборатории НЛГЗ-4900 [6]. Сигналы с анодов двух фотумножителей детектора Д2 усиливаются зарядочувствительными предусилителями, суммируются и подаются на второй, запускающий, вход регистратора. Регистрирующая установка состоит из цифрового осциллографа (ЦОС) ЛА-н10-12 РСІ, встроенного в ПК. ПК в режиме on-line регистрирует полную форму импульсов с Д1 и Д2. Ча-

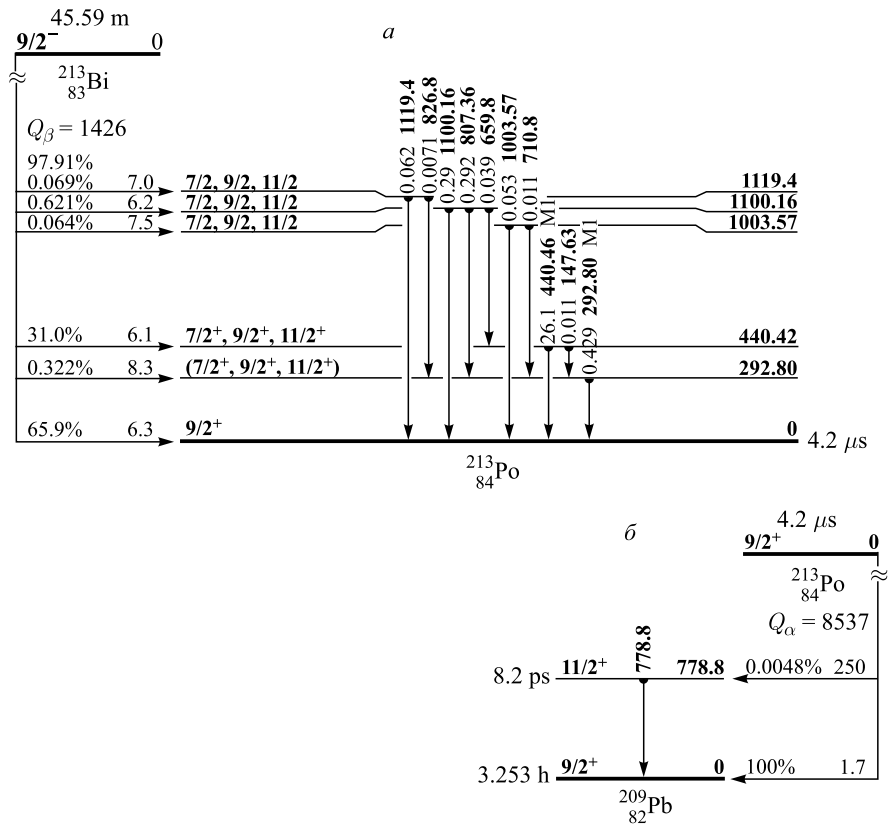


Рис. 1. Схемы распада ^{213}Bi (а) и ^{213}Po (б)

стога оцифровки импульсов в ЦОС выбрана равной 100 МГц. Считывание и запись запускаются импульсом в канале Д2. Длина кадра записи составляет 2048 временных каналов (10 нс/канал). Из них 256 каналов составляет «предыстория», 1792 каналов — «история». На рис. 1 приведены схемы распадов изотопов ^{213}Bi (а) и ^{213}Po (б) [4]. Из рис. 1, а видно, что 66 % β -распадов ^{213}Bi происходит на основной уровень, а 31 % — на возбужденный уровень с энергией 440 кэВ. Разрядка этого уровня сопровождается излучением γ -кванта (26 % на распад). Изотоп ^{213}Po в 100 % случаев распадается с испусканием α -частицы с энергией 8537 кэВ. Если установка регистрирует все три частицы от распада данной пары изотопов, образуется событие с тремя импульсами. В этом событии импульсы от γ -кванта и β -частицы совпадают мгновенно, а импульс от α -частицы — с задержкой. На рис. 2 в качестве примера приведено одно из событий (кадров), записанных в память ПК с помощью ЦОС. Импульс на верхнем луче (1) представляет γ -квант, первая пачка импульсов на нижнем луче (2) соответствует β -частице, вторая — α -частице. Наличие тройных совпадений существенно снижает вклад фоновых событий от распада остальных изотопов в цепочке распадов ^{229}Th в полную скорость счета установки. Активность ^{229}Th составила ~ 80 Бк. Наряду с основным изотопом в препарате присутствуют небольшие количества посторонних радиоактивных примесей. Скорость записи событий с запуском ЦОС от импульсов Д2 с амплитудами 380–500 кэВ составила ~ 27 с $^{-1}$. Скорость записи полезных событий с параметрами всех импульсов, соответствующими распаду ^{213}Po , составила ~ 18 с $^{-1}$.

Как видно из рис. 2, сигналы от β - и α -частиц представляют собой пачки коротких подимпульсов общей длительностью до ~ 1 мкс, спадающих экспоненциально по частоте появления и амплитуде. При малых задержках между

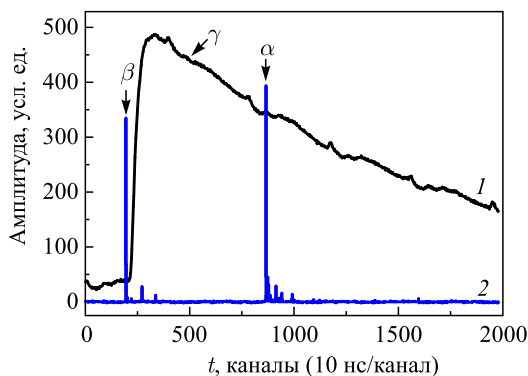


Рис. 2. Пример события от распада пары ^{213}Bi – ^{213}Po , записанного с помощью ЦОС в память ПК: 1 (верхний луч) — импульс от детектора Д2 (γ -квант); 2 (нижний луч) — импульсы от β -частицы (старт) и α -частицы (стоп) в детекторе Д1

частицами пачки могут перекрываться, поэтому программа обработки должна учитывать соотношения амплитуд первого и последующих подымпulseв в пачке, чтобы однозначно выделять задержанные β - α -совпадения.

В результате обработки записанных осциллограмм определяются задержки между импульсами в канале Д1 и за выбранный временной интервал выстраивается распадная кривая дочернего изотопа ^{213}Po . По этой кривой определяется период полураспада τ . Строится последовательный временной ряд значений этой величины.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Непрерывные измерения на установке ТАУ-3 начаты 9 июля 2015 г. Обработана статистика за 622 сут (март 2017 г.). На рис. 3 приведена получившаяся распадная кривая изотопа ^{213}Po . Значение τ определялось аппроксимацией распадной кривой функцией $F(t) = A \exp(-\ln(2)t/\tau) + b$ методом минимума χ^2 в интервале задержек 0,5–13,0 мкс. Было установлено, что τ равна $(3,705 \pm 0,001)$ мкс. Полученное значение на 11,8 % ниже данного в справочниках [4, 5].

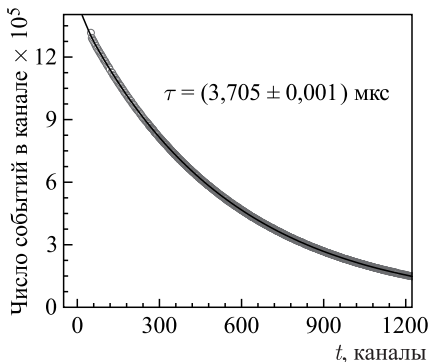


Рис. 3. Распадная кривая ^{213}Po по данным установки ТАУ-3 за 622 сут

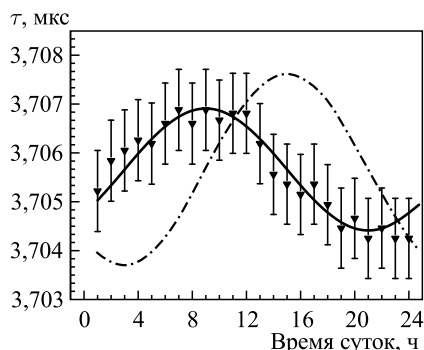
Для поиска возможных периодических зависимостей был использован метод последовательного суммирования первичных данных, который можно назвать «методом внутреннего скользящего среднего». Суть метода заключается в том, что для поиска какой-либо гармоник в ряду данных выбирается интервал длительностью приблизительно 0,5 ожидаемого периода и для этого интервала определяется величина искомого параметра. Далее интервал сдвигается на 1 шаг, и процедура повторяется.

Для поиска суточных вариаций периода полураспада ^{213}Po в солнечном, звездном и лунном времени длительность соответствующих суток разделялась на 24 ч. Длительность звездных и лунных суток в стандартном солнечном времени составляет 23 ч 56 мин 4,09 с и 24 ч 50 мин 28,2 с соответственно. В качестве интервала осреднения был выбран промежуток времени 12 ч. Анализ событий производился следующим образом. Отбирались все события, зарегистрированные в интервале 0–12 ч за весь период работы, и определялся период полураспада. Далее интервал сдвигался на 1 ч, и процедура повторялась. Результаты поиска суточной вариации в солнечном времени представлены

о и для этого интервала определяется величина искомого параметра. Далее интервал сдвигается на 1 шаг, и процедура повторяется.

Для поиска суточных вариаций периода полураспада ^{213}Po в солнечном, звездном и лунном времени длительность соответствующих суток разделялась на 24 ч. Длительность звездных и лунных суток в стандартном солнечном времени составляет 23 ч 56 мин 4,09 с и 24 ч 50 мин 28,2 с соответственно. В качестве интервала осреднения был выбран промежуток времени 12 ч. Анализ событий производился следующим образом. Отбирались все события, зарегистрированные в интервале 0–12 ч за весь период работы, и определялся период полураспада. Далее интервал сдвигался на 1 ч, и процедура повторялась. Результаты поиска суточной вариации в солнечном времени представлены

Рис. 4. Зависимость периода полураспада ^{213}Po от времени солнечных суток, полученная методом внутреннего скользящего среднего (треугольники); аппроксимация функцией $\tau(t) = \tau_0[1 + 3,4 \cdot 10^{-4} \sin((2\pi/24)(t - 3))]$ (сплошная кривая); восстановленная зависимость $\tau_0[1 + 5,3 \times 10^{-4} \sin((2\pi/24)(t - 9))]$ (штрихпунктирная)



на рис. 4. Здесь же приведен результат аппроксимации полученной суточной зависимости периода полураспада функцией $\tau(t) = \tau_0[1 + A \sin(\omega(t + \phi))]$ (сплошная кривая), где τ_0 — средний период полураспада; $\omega = 2\pi/24 \text{ ч}^{-1}$; $A = 3,4 \cdot 10^{-4}$ — амплитуда; $\phi = -3 \text{ ч}$ — фазовый сдвиг начальной точки кривой относительно 0 ч. Как видно из рис. 4, зависимость от времени периода полураспада ^{213}Po достаточно хорошо описывается синусоидальной функцией. Найденный период равен 24 ч, относительная амплитуда равна 0,00034 периода полураспада. Легко показать, что исходная периодическая зависимость часовых данных имеет тот же период (24 ч), амплитуду в $\pi/2$ раз больше и смещена на 0,5 скользящего интервала ($0,25 \cdot 24 = 6 \text{ ч}$). Полученная из этих данных исходная суточная периодическая зависимость в солнечном времени имеет амплитуду $A_C = (5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-4}$ (штрихпунктирная кривая).

На рис. 5 приведены результаты поиска звездно-суточной вариации периода полураспада ^{213}Po . Экспериментальные данные аппроксимированы кривой $\tau(t) = \tau_0[1 + A \sin(\omega(t + \phi))]$ (сплошная кривая) с параметрами $A = 2,7 \cdot 10^{-4}$ — амплитуда; $\phi = -19 \text{ ч}$ — фазовый сдвиг начальной точки кривой относительно 0 ч.

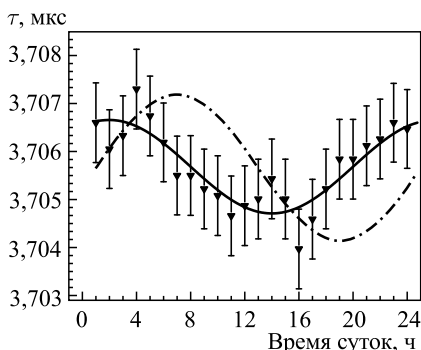


Рис. 5. Зависимость периода полураспада ^{213}Po от времени звездных суток, полученная методом внутреннего скользящего среднего (треугольники); аппроксимация функцией $\tau(t) = \tau_0[1 + 2,7 \cdot 10^{-4} \sin((2\pi/24)(t - 19))]$ (сплошная кривая); восстановленная зависимость $\tau_0[1 + 4,2 \cdot 10^{-4} \sin((2\pi/24)(t - 1))]$ (штрихпунктирная)

Анализ восстановленной исходной зависимости, аналогичный анализу для солнечно-суточной волны, показывает, что в данных присутствует звездно-суточная волна с относительной амплитудой $A_3 = (4,2 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}$ (штрихпунктирная кривая).

На рис. 6 приведены результаты поиска лунно-суточной вариации периода полураспада ^{213}Po . Анализ восстановленной исходной зависимости, аналогичный анализу для солнечно-суточной волны, показывает, что в данных присутствует лунно-суточная волна с относительной амплитудой $A_3 = (4,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}$ (штрихпунктирная кривая).

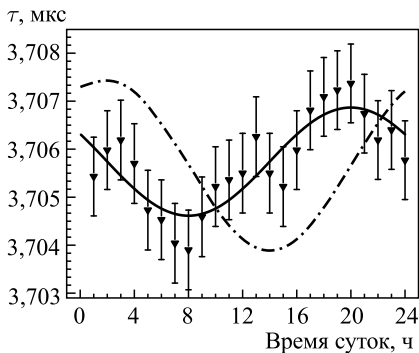


Рис. 6. Зависимость периода полураспада ^{213}Po от времени лунных суток, полученная методом внутреннего скользящего среднего (треугольники); аппроксимация функцией $\tau(t) = \tau_0[1 + 3,1 \cdot 10^{-4} \times \sin((2\pi/24)(t - 14))]$ (сплошная кривая); восстановленная зависимость $\tau_0[1 + 4,8 \times 10^{-4} \sin((2\pi/24)(t - 20))]$ (штрихпунктирная)

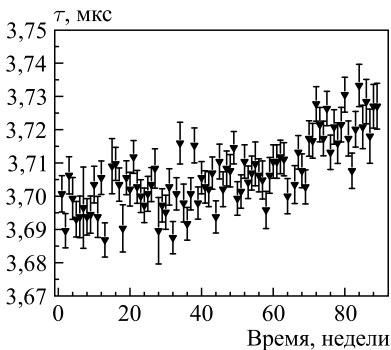


Рис. 7. Зависимость от времени величины τ , полученной из распадной кривой, для недельного набора данных (начало измерений — 9 июля 2015 г.)

На рис. 7 приведена зависимость от времени величины τ , полученной из распадной кривой, для недельного набора данных. Видно, что со временем величина τ возрастает. Для интервала набора 127 сут было получено значение $\tau = (3,6998 \pm 0,0015)$ мкс; 320 сут — $\tau = (3,6993 \pm 0,0014)$ мкс; 422 сут — $\tau = (3,7016 \pm 0,0011)$ мкс; 622 сут — $\tau = (3,7053 \pm 0,0011)$ мкс. Причины такого поведения параметра τ пока не понятны. Это может быть как аппаратурный эффект, например старение оборудования, так и реальный неизвестный физический эффект. Спрогнозировать дальнейший ход кривой не представляется возможным, поэтому ответ на вопрос может быть получен только в результате продолжения измерений.

Присутствие в ряду недельных данных импульсного выброса значений в интервале времени, сопоставимом с годом, препятствует использованию метода скользящего вну-

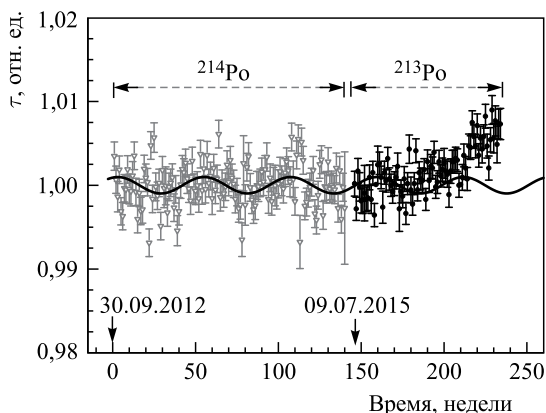


Рис. 8. Совмещенные временные ряды средних за неделю нормированных значений периода полураспада ^{214}Po (0–140 неделя, 973 сут) и ^{213}Po (146–234 неделя, 622 сут). Синусоидальная функция, аппроксимирующая годовую вариацию периода полураспада ^{214}Po и продленная на полный интервал наблюдений

тренного среднего для поиска годовой вариации периода полураспада. Поэтому для получения представления о возможном присутствии годовой вариации было проверено предположение, что годовая вариация периода полураспада, обнаруженная в ряду недельных значений периода полураспада изотопа ^{214}Po [3], продолжается с той же амплитудой и фазой в ряду данных ^{213}Po . Нормированные к единице данные для этих изотопов в шкале непрерывного времени приведены на рис. 8. Нормировка данных для ^{213}Po проводилась с использованием среднего значения τ за 320 сут. Видно, что присутствие в данных ^{213}Po годовой вариации с похожей амплитудой и фазой, что и в данных ^{214}Po , не исключается. После уточнения формы вновь возникшего отклонения его можно будет устранить из ряда данных ^{213}Po и исследовать остаток на наличие годовой вариации.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показали представленные выше результаты мониторинга константы распада изотопа ^{213}Po за период июль 2015 г. – март 2017 г., параметр τ испытывал солнечно-суточные, звездно-суточные и лунно-суточные вариации с амплитудами $A_C = (5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-4}$, $A_Z = (4,2 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}$ и $A_L = (4,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}$. В пределах ошибки эти значения совпадают с амплитудами соответствующих вариаций, обнаруженных в ряду значений периода полураспада ^{214}Po . Поиск годовых вариаций в данных ^{213}Po ослож-

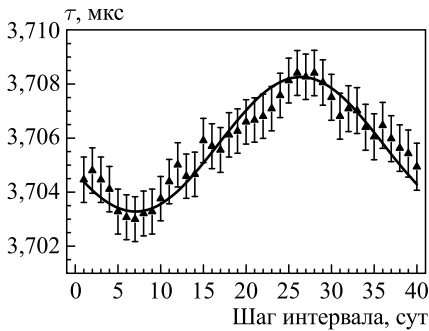


Рис. 9. Зависимость периода полураспада ^{213}Po от времени с начала 38,73-сут интервала, полученная методом внутреннего скользящего среднего (треугольники) с шагом 1 сут, и аппроксимация функцией $\tau(t) = \tau_0[1 + 6,7 \cdot 10^{-4} \sin((2\pi/38,73) \times (t - 17,4))]$ (сплошная кривая)

нен из-за появления во временном ряду неперiodического одностороннего отклонения значений периода полураспада от среднего значения. Процесс стал визуально заметен на участке данных за май–июнь 2016 г. Эффект может быть вызван как старением аппаратуры, так и влиянием неизвестных физических факторов. Для получения ответа требуется продолжить измерения.

В работе [7] при анализе спектра мощности частотных компонент, составляющих ряд значений скорости счета ($\sim 1/5$ сут) установки Super-Kamiokande за период июнь 1996 г.–июль 2001 г., была обнаружена компонента с частотой $9,43 \text{ год}^{-1}$ (период 38,73 сут), имеющая максимальную среди всех мощность. Мы провели поиск подобной вариации в нашем ряду данных методом внутреннего скользящего среднего. Интервал усреднения был выбран равным 19,365 сут, шаг интервала — 1 сут. Результат обработки представлен на рис. 9 (треугольники). Данные были аппроксимированы функцией $\tau(t) = \tau_0[1 + A \sin(\omega(t + \phi))]$, где τ_0 — средний период полураспада; t — время [сут]; $\omega = 2\pi/38,73 \text{ сут}^{-1}$; $A = (6,7 \pm 1,1) \cdot 10^{-4}$ — амплитуда; $\phi = -17,4 \text{ сут}$ — фазовый сдвиг начальной точки кривой относительно 0. Из аппроксимации умножением на $\pi/2$ была получена амплитуда восстановленной волны $A = (10,6 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}$. Для проверки устойчивости результата аналогичная процедура была выполнена с данными установки TAU-2, накопленными за 590 сут в измерениях с изотопом ^{214}Po . Амплитуда восстановленной волны оказалась равной $A = (10,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-4}$. Для проверки был осуществлен поиск волны частотой 10 год^{-1} . В пределах статистической ошибки $\pm 1,9 \cdot 10^{-4}$ вариация с такой частотой не обнаружена. Отсюда можно сделать вывод, что вариация с частотой $9,43 \text{ год}^{-1}$ имеет глобальный характер (по крайней мере для подземных установок), хотя и не совпадает с известными природными ритмами. Авторы работы [7] рассматривают возможность существования подобного ритма в ядре Солнца и механизмы связи таких вариаций.

4. ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной работе для поиска вариаций периода полураспада изотопа ^{214}Po создана установка с источником ^{229}Th , являющимся родительским изотопом ядер ^{213}Po ($T_{1/2} = 4,2$ мкс). В результате обработки временного ряда за интервал июль 2015 г. – март 2017 г. (всего 622 сут) обнаружена солнечно-суточная вариация константы распада с усредненной амплитудой $A_C = (5,3 \pm 1,1) \cdot 10^{-4}$, лунно-суточная с $A_L = (4,8 \pm 2,1) \cdot 10^{-4}$ и звездно-суточная с $A_Z = (4,2 \pm 1,7) \cdot 10^{-4}$. Усредненное за 622 сут значение периода полураспада ^{213}Po составило $T_{1/2} = (3,705 \pm 0,001)$ мкс. Справочное значение поправлено на 12 %.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта программы «Физика высоких энергий и нейтринная астрофизика» Президиума РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alexeyev E. N., Alekseenko V. V., Gavriljuk Ju. M., Gangapshev A. M., Gezhaev A. M., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S., Yakimenko S. P. Experimental Test of the Time Stability of the Half-Life of Alpha-Decay ^{214}Po Nuclei // *Astropart. Phys.* 2013. V. 46. P. 23–28.
2. Alexeyev E. N., Gavriljuk Yu. M., Gangapshev A. M., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S. Sources of the Systematic Errors in Measurements of ^{214}Po Decay Half-Life Time Variations at the Baksan Deep Underground Experiments // *Phys. Part. Nucl.* 2015. V. 46, Iss. 2. P. 157–165.
3. Alexeyev E. N., Gavriljuk Yu. M., Gangapshev A. M., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S. Results of a Search for Daily and Annual Variations of the ^{214}Po Half-Life at the Two Year Observation Period. Report at the Intern. Workshop on Progress of Particle Physics: Neutrino Physics and Astrophysics, Valday, Russia, Feb. 1–8, 2015; arXiv: 1505.01752 [nucl-ex]. 2015.
4. Firestone R. B. Table of Isotopes. CD ROM Edition, Version 1.0. 1996. P. 9162.
5. Таблицы физических величин: Справ. / Под ред. И. К. Кикоина. М.: Атомиздат, 1976. С. 872.
6. Gavriljuk Yu. M., Gangapshev A. M., Gezhaev A. M., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S., Smolnikov A. A., Yakimenko S. P. Working Characteristics of the New Low-Background Laboratory (DULB-4900) // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2013. V. 729. P. 576–580.
7. Sturrock P. A., Fischbach E., Scargle J. D. Comparative Analyses of Brookhaven National Laboratory Nuclear Decay Measurements and Super-Kamiokande Solar Neutrino Measurements: Neutrinos and Neutrino-Induced Beta-Decays as Probes of the Deep Solar Interior. *Solar Physics*. DOI 10.1007/s11207-016-1008-9. Published online 7 Nov. 2016. Dordrecht: Springer Science+Business Media, 2016.