

2K(2ν)-ЗАХВАТ В ^{124}Xe : РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ ДЛЯ ЭКСПОЗИЦИИ 37,7 КГ · СУТ

*Ю. М. Гаврилюк¹, А. М. Гангапшев¹, В. В. Казалов¹,
В. В. Кузьминов¹, С. И. Панасенко², С. С. Раткевич²,
Д. А. Текуева^{1, *}*

¹ Институт ядерных исследований РАН, Москва

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

В работе представлены результаты поиска двухнейтринного 2K-захвата в ^{124}Xe с помощью большого медного пропорционального счетчика для экспозиции 37,7 кг · сут. Экспериментальная установка расположена в низкофоновой лаборатории глубокого залегания на глубине 4900 м в.э. в Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН. Сочетание методов отбора полезных сигналов с уникальным набором характеристик и учетом топологии события в газовой камере позволило существенно уменьшить фоновые отсчеты в интересующей энергетической области. На основе анализа экспериментальных данных получен новый предел на процесс 2K(2ν)-захвата в ^{124}Xe на уровне $7,7 \cdot 10^{21}$ лет с 90%-м уровнем достоверности.

The results of search for 2K-capture of ^{124}Xe with a large volume proportional counter after exposure of 37.7 kg · day are presented. The experimental setup is located at Deep Underground Low-Background laboratory of the Baksan Neutrino Observatory of INR RAS at the depth of 4900 m w.e. The combination for the methods for selection of useful signals with a unique set of characteristics allowed us to significantly reduce the background in the energy region of interest. A new half-life limit for 2K-capture of ^{124}Xe has been found: $T_{1/2} \geq 7.7 \cdot 10^{21}$ y (90% C.L.).

PACS: 21.10.Tg; 23.60.+e; 23.40.-s

ВВЕДЕНИЕ

Одновременный захват двух электронов из атомной оболочки представляет собой редкий ядерный распад, который может произойти на изотопах, находящихся на правой стороне массовой параболы четно-четных изобар. В случае ^{124}Xe полная энергия перехода, согласно измерениям с помощью

*E-mail: t.jami.a@mail.ru

масс-спектрометра Penning-trap SHIPTRAP с неопределенностью в несколько сотен эВ, равна 2856,73(12) кэВ [1]. Захват двух связанных электронов ядром с испусканием двух нейтрино ($2\nu\text{ECEC}$) разрешен в Стандартной модели, тогда как нарушающий лептонное число безнейтринный переход ($0\nu\text{ECEC}$) выходит за рамки Стандартной модели и привлекает особое внимание. Однако даже поиск распада $2\nu\text{ECEC}$ представляет собой трудную экспериментальную задачу, несмотря на довольно большую энергию перехода, поскольку для регистрации доступны только продукты релаксации возбужденной атомной оболочки дочернего атома.

Основной вклад в ECEC-процесс, происходящий в ^{124}Xe , дает захват двух электронов с *K*-оболочки атома, который составляет 76,7 % [2]. В результате реакции $^{124}\text{Xe}(2e_K, 2\nu e)$ образуется нейтральный атом ^{124}Te с как бы приподнятой оболочкой, «обнажающей» обе вакансии в *K*-оболочке. Остаточное возбуждение атомной оболочки в дочернем изотопе $^{124}\text{Te}^{**}$ может сниматься вылетом только оже-электронов (e_A, e_A), одним характеристическим квантом и оже-электроном (K, e_A), двумя характеристическими квантами и оже-электронами малой энергии (K, K, e_A). С экспериментальной точки зрения почти одновременный вылет двух характеристических квантов флуоресценции, возникающих при заполнении двух вакансий, дает существенные преимущества для регистрации подобных событий.

Выход флуоресценции в процессе заполнения одинарной *K*-вакансии электронами с верхних атомных оболочек составляет $\omega_K(\text{Te}) = 0,857$. При наличии двух вакансий вероятность радиационного перехода в первом приближении просто удваивается, согласно числу вакансий в исходном состоянии. Такое же удвоение претерпевает и вероятность оже-перехода. Таким образом, достаточно большой вклад в девозбуждение атомной оболочки $^{124}\text{Te}^{**}$ вносит излучение двух характеристических фотонов, что позволяет реализовать топологическую методику выделения сложного события в газовой камере, примененную ранее нами для поиска 2*K*-захвата в ^{78}Kr [3].

Если представить процесс в виде двух последовательных заполнений, то первый фотон излучается при переходе электрона с вышележащих оболочек (например, *L*-оболочки) на одну из двух *K*-вакансий. Второй фотон излучается при переходе на оставшуюся *K*-вакансию, например, электрона, также с *L*-оболочки, уже содержащей одну *L*-вакансию. Первый фотон обычно называют гиперсателлит (*H*), второй — сателлит (*S*) [4]. Эти энергии в первом приближении равны энергиям обычных квантов K_α -флуоресценции. Более точные значения были вычислены в работе [5] по методу Дирака–Фока с помощью комплекса программ RAINE. Наиболее существенно отличается по энергии от K_α первый квант флуоресценции K_α^H , энергия которого приблизительно на ~ 680 эВ больше. Второй квант K_α^S приблизительно на ~ 165 эВ жестче, чем обычный квант флуоресценции. Там же была определена величина выхода флуоресценции в виде вылета двух фотонов K_α^H и K_α^S .

В газе характеристические кванты могут пройти достаточно большое расстояние от точки рождения до точки поглощения. Электроны, в отличие от фотонов, остаются в области рождения и создают практически точечное энерговыделение. В случае, когда оба характеристических фотона поглощаются в рабочем объеме счетчика, полное энерговыделение будет распределено в трех локальных областях в объеме счетчика (трехточечное событие). Сигналы от таких событий обладают рядом особых характеристик и являются объектом исследования в данной работе.

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Экспериментальная установка идентична установке «2K-захват», используемой при исследовании реакции $^{78}\text{Kr}(2e_K, 2\nu_e)^{78}\text{Se}$, и представляет собой медный пропорциональный счетчик (МПС), окруженный низкофоновой защитой, состоящей из 18 см меди, 15 см свинца и 8 см борированного полиэтилена. МПС представляет собой медный цилиндр длиной 710 мм с рабочей длиной 595 мм, внутренним диаметром 137 мм. По оси цилиндра натянута анодная нить из позолоченного вольфрама диаметром 10 мкм. На анод подается напряжение 2800 В. Полный объем счетчика 10,37 л, рабочий объем 8,77 л. В качестве рабочего газа используется ксенон ($P = 4,8$ атм), обогащенный по изотопу ^{124}Xe до 21 %. Подробное описание экспериментальной установки и методики выделения цифрового сигнала представлено в работе [6].

Для целей нашего эксперимента требуется стабильность спектрометрических параметров детектора. Знание поведения в зависимости от времени, при длительных измерениях, таких параметров, как газовое усиление, время дрейфа электрона от первичной ионизации до области пропорционального умножения, отношение амплитуд первичного и вторичного импульсов и энергетическое разрешение в области поиска эффекта, приобретает особую значимость. В то же время, несмотря на то, что счетчик герметизирован, микроскопические примеси гасящих и ускоряющих добавок могут поступать в рабочий газ во время длительной работы счетчика, что приводит, в свою очередь, к постепенной деградации спектрометрических свойств рабочего газа. Это происходит из-за медленной сублимации многоатомных молекул газа, поступающих с поверхностей корпуса и изоляторов. Кроме того, кислород постепенно диффундирует из уплотнительного кольца фланцев МПС и действует как «охлаждающая» добавка. Для того чтобы сохранить рабочие характеристики детектора, с интервалом примерно раз в 2 месяца производилась очистка рабочего газа от электроотрицательных примесей (O_2 и N_2) пропуском газа через Ti-реактор при температуре 800 °С.

Для фиксации спектрометрических характеристик МПС каждые 2 недели проводились калибровочные измерения с помощью внешнего радиоактивного источника. Для этого через стенку корпуса МПС облучался γ -квантами от

^{109}Cd ($E_\gamma = 88$ кэВ), прошедшими через калибрующее отверстие, расположенное посредине длины детектора. Скорость счета составляла $\sim 3,3$ с $^{-1}$.

АНАЛИЗ ДАННЫХ

Наличие импульсов вторичных фотоэлектронов (послеимпульс), выбитых из медной стенки корпуса МПС ультрафиолетовыми фотонами, появляющиеся в области рождения лавин при умножении электронов первичной ионизации, позволяет нам учесть геометрические особенности рабочей области детектора. Например, для отбора приторцевых событий нами используется зависимость отношения амплитуды первого послеимпульса к основному импульсу от величины расстояния вдоль анодной нити между точкой развития основного импульса и серединой длины анодной нити. От этого расстояния зависит величина телесного угла, под которым видна внутренняя поверхность медного катодного цилиндра. Из средней точки длины анодной нити рабочая поверхность катода видна при телесном угле $\sim 3,9\pi$, из точек на краях рабочей длины анодной нити — при телесном угле $\sim 2\pi$. В соответствии с величиной телесного угла изменяется относительное количество фотоэлектронов, выбиваемых из меди фотонами, рожденными в газовом разряде при усилении первичной ионизации. Знание аналитической зависимости отношения амплитуд первичного и вторичного импульсов позволяет внести корректировку в отклик МПС и исключить краевые события у торцов из дальнейшего анализа.

Задержка между импульсом и послеимпульсом определяется полным временем дрейфа электронов от катода до анода. Она задает длительность интервала времени, за который успевает полностью произойти любое одиночное событие независимо от распределения первичной ионизации по объему МПС. Искомые токовые импульсы от трехточечных событий, созданных в результате $2K(2\nu)$ -захвата в МПС, могут быть представлены в виде суммы различных сочетаний трех колоколообразных компонент с диффузионным размытием.

Для того чтобы отобрать из всего массива фоновых данных полезные события, требуется корректировка функции отклика детектора в зависимости от времени набора данных между чистками газа (ран). Для этого из калибровочных данных от ^{109}Cd определялось полное энерговыделение, отношение амплитуды послеимпульса к амплитуде основного импульса (λ_c), задержка между основным и вторичным импульсами ($\Delta\tau$) и разрешение по энергии для одноточечных событий. На рис. 1, *a* и *b* показано изменение в зависимости от времени параметров λ_c и $\Delta\tau$, определенных в интервале энергии (88 ± 8) кэВ соответственно для семи ранов.

Для более тонкой энергетической калибровки составляющих сложного события были проанализированы многоточечные события от взаимодействия

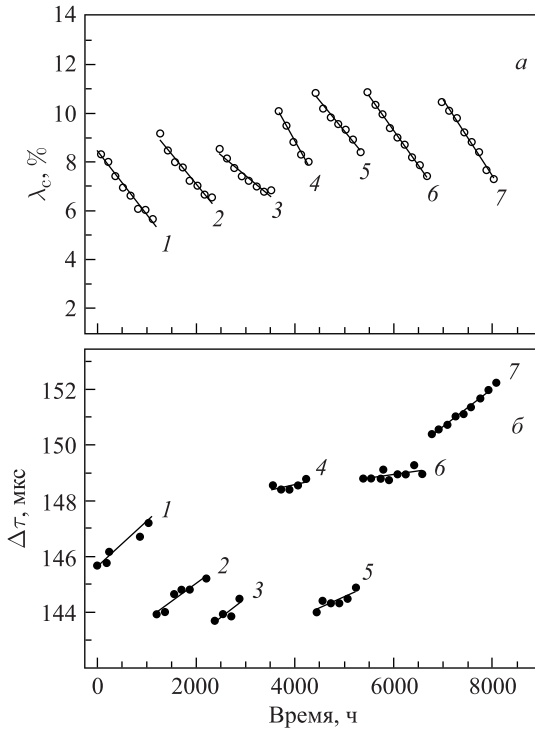


Рис. 1. Вариации зависимости от времени параметров детектора между чистками рабочего газа для семи рангов: *а*) отношение амплитуды фотоэлектронов, выбитых фотонами из корпуса МПС, к амплитуде полного поглощения фотона с энергией 88 кэВ (^{109}Cd); *б*) $\Delta\tau$ — деградация времени дрейфа электронов от катода до анода

рабочего газа с 88-кэВ фотоном. По итогам обработки данных, накопленных в результате калибровочных измерений, отклики детектора были разделены на группы с разным числом составляющих парциальных импульсов. В группу с одним парциальным импульсом попадают события, в которых энерговыделение от поглощения ионизирующей частицы локализовано в одной точечноподобной области рабочего объема детектора. Такие события образуются при поглощении α -частиц, электронов (без тормозных фотонов) и, частично, квантов рентгеновского или γ -излучения. Поглощение квантов приводит к появлению одноточечных событий в случаях: 1) комптоновского рассеяния, при котором комптоновский фотон вылетел за пределы рабочего объема детектора; 2) фотоэффекта, сопровождающегося только вылетом заряженных частиц (фотоэлектрон + оже-электроны). Двухточечные события возникают при поглощении электрона с образованием тормозного фотона; комптонов-

ского рассеяния X- или γ -кванта; фотоэффекта, сопровождающегося вылетом характеристического фотона. Для этого требуется, чтобы вторичные кванты поглотились в рабочем объеме детектора с образованием второй точечно-подобной области ионизации на некотором расстоянии (в проекции на радиус счетчика) от первой. В результате газового усиления электронов первичной ионизации от каждой области ионизации образуются два парциальных импульса. Время задержки между ними равно разности времен дрейфа электронов из области ионизации до области газового усиления. Время дрейфа электрона от катода до анода, определяющее максимальную длительность интервала времени собирания первичной ионизации, равно 105 мкс в ксене. В случае вылета фотона за пределы счетчика возникает однотоочечное событие, которое в калибровочном спектре образует пик вылета линии источника. Трехточечные события могут возникать при полном поглощении в рабочем объеме детектора вторичных частиц, появившихся: 1) при комптоновском рассеянии внешнего кванта на электроне с поглощением вторичного кванта через фотоэффект, сопровождающийся образованием характеристического K-кванта; 2) при ионизации K-оболочки второго атома рабочей среды K-фотоэлектроном от первичного фотоэффекта и заполнения обеих K-вакансий с вылетом характеристических фотонов. Трехточечные события в случае двойной фотоионизации образуются в результате поглощения в рабочем объеме двух характеристических фотонов, появившихся при заполнении 2K-вакансии в оболочке атома исследуемого газа, и группы (фотоэлектрон + оже-электроны), исходящей из того же атома. Все события с числом парциальных импульсов больше трех отнесены к одной группе многоточечных событий. Они могут возникать, например, в результате комптоновского рассеяния γ -квантов на K-электроне с последующим поглощением рассеянного фотона фотоэффектом на K-оболочке и заполнения обеих K-вакансий с излучением характеристических K-фотонов. Из-за возможного перекрытия парциальных импульсов или случайного возникновения дополнительного шумового импульса события могут перемещаться между группами. Эффективность отбора однотоочечных и двухточечных событий определяется путем сравнения с данными расчетов, полученными на основе справочных значений коэффициента выхода флуоресценции и коэффициентов поглощения собственного характеристического излучения в исследуемом газе.

На рис. 2, а приведено распределение интенсивности двухточечных событий в зависимости от амплитуды первого (A_1) и второго (A_2) подымпulseв. Максимумы интенсивности наблюдаются для комбинации амплитуд подымпulseв ($K_\alpha(\text{Xe}) = 29,8$ кэВ и $88\text{-}K_\alpha(\text{Xe}) = 58,2$ кэВ). Вертикальная и горизонтальная полосы отображают особенности событий от неполного поглощения энергии 88 кэВ и формы спектра входного излучения. Просматриваются две наклонные диагональные полосы. Одна полоса включает события с полным поглощением 88 кэВ фотоэффектом с вылетом $e_{A(K)}$ и с образованием

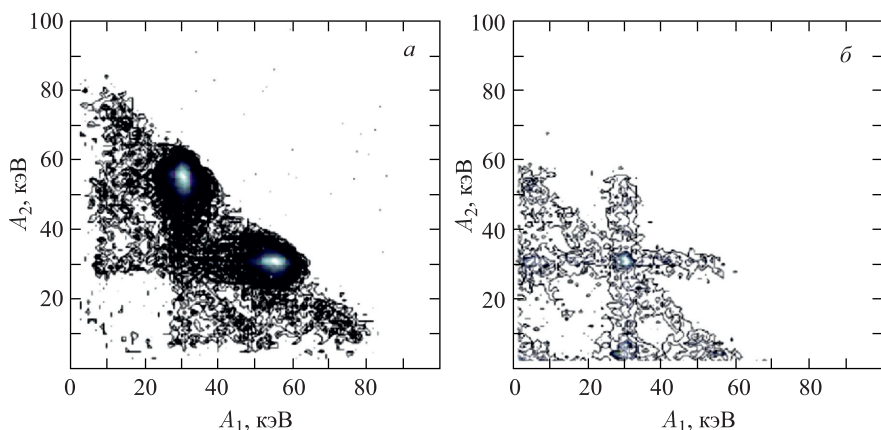


Рис. 2. Двумерные амплитудные распределения энергетических вкладов отдельных точечных кластеров ионизации от внешнего источника фотонов с энергией 88 кэВ (^{109}Cd): *a*) для двухточечных событий; *б*) для трехточечных событий после свертки по амплитуде третьего подымпульса

тормозных фотонов, а также события от комптоновского рассеяния. Вторая полоса соответствует энергии 58,2 кэВ и включает события из пика вылета 29,8 кэВ от комптоновского рассеяния 88 кэВ на внешних электронах.

На рис. 2, *б* приведено двухмерное распределение интенсивности трехточечных событий при свертке по амплитуде третьего подымпульса (A_3). На нем наблюдается пик при комбинации амплитуд A_1 , A_2 , равных 29,8 и 29,8 кэВ; вертикальная и горизонтальная полосы при $A_1(A_2) = 29,8$ кэВ, образованные подымпульсами $A_2(A_1)$, соответствующими по амплитуде энерговыделениям от комптоновского рассеяния квантов с энергией 88 кэВ на внешних электронах; наклонная полоса, соответствующая условию $(A_1 + A_2) = 58,2$ кэВ, для $A_3 = 29,8$ кэВ.

Энергетическая шкала для амплитуд определялась по трем точкам: 29,8, 58,2 и 88 кэВ. При этом учитывались только одноточечные компоненты импульса, что позволило определить незначительную нелинейность амплитудной шкалы, так как режим работы счетчика по напряжению соответствовал началу области ограниченной пропорциональности с учетом требований для достаточно значимого параметра λ в области от 20 до 80 кэВ в целях отбора многоточечных событий. Сравнение результатов моделирования процессов в МПС с распределением событий по признакам многоточечности от внешнего калибровочного источника ^{109}Cd позволяет определить коэффициенты отбора полезных событий.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис. 3, *а* представлены суммарные спектры фона МПС, заполненного исследуемым образцом ксенона, нормированные на 1 год измерений и рассортированные по количеству точечных кластеров ионизации в событии (*1* — одно-, *2* — двух- и *3* — трехточечные события). Спектры построены из амплитуд импульсов с фронтом нарастания от 3,2 до 12 мкс с учетом коррекции функции отклика МПС в зависимости от времени в отдельном ране. На амплитудном спектре одно- и двухточечных событий хорошо видна линия 46,5 кэВ, соответствующая фоновому источнику ^{210}Pb . Он может образовываться непосредственно в меди от распада внутренних радиоактивных микропримесей (объемный источник) или накапливаться на поверхности корпуса (поверхностный источник) за время изготовления детектора в результате осаждения дочерних продуктов распада ^{222}Rn , присутствующего в атмосферном

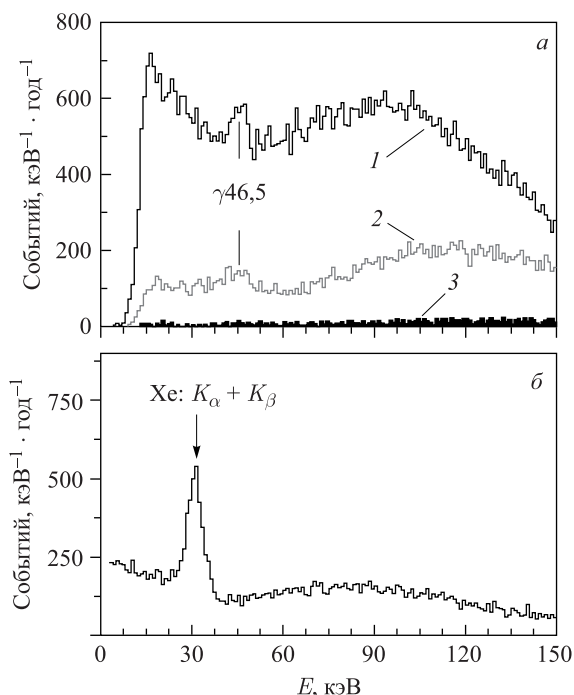


Рис. 3. *а*) Амплитудные спектры фона МПС, построенные из амплитуд импульсов с фронтом нарастания от 3,2 до 12 мкс, рассортированные по количеству точечных кластеров ионизации в событии (*1* — одно-, *2* — двух- и *3* — трехточечные события). *б*) Амплитудный спектр двухточечных событий после свертки по амплитуде одного из двух подымпульсов

воздухе. В рабочий объем счетчика попадает γ -излучение от обоих источников. В составе пика будут присутствовать в основном одноточечные (фотоэффект на ксеноне со снятием возбуждения оже-электронами) и двухточечные события (фотоэффект с вылетом характеристического излучения ксенона). Некоторые события, в которых поглощение первичного фотона или характеристического фотона произошло через рассеяние на внешних электронах с последующим поглощением вторичного кванта, будут трехточечными.

Достаточно большое сечение взаимодействия фоновых фотонов через фотоэлектрический эффект на K -оболочке ксенона дает еще один мощный пик в спектре после свертки двухточечных событий. Присутствие этой фоновой K -линии служит дополнительным репером для амплитудной коррекции и более точного определения энергетического разрешения на всем массиве набора данных. Это демонстрирует рис. 3, б, на котором хорошо виден суммарный пик от K -линий ($K_{\alpha 1} = 29,779$ (100%), $K_{\alpha 2} = 29,458$ (54%), $K_{\beta 3} = 33,562$ (9%), $K_{\beta 1} = 33,624$ (18%), $K_{\beta 2} = 34,415$ (5%)) после фотоэффекта на Хе с разрешением 17%.

Рис. 4 демонстрирует результирующий амплитудный спектр суммарного энерговыделения в трехточечных событиях, отобранных из всего массива данных, набранных за 643 сут живого измерения. События отбирались по следующим трем критериям: 1) энерговыделение в одном из трех зарядовых кластеров ионизации имеет амплитуду в диапазоне от 5 до 13 кэВ; 2) один из двух оставшихся имеет амплитуду в диапазоне от 21 до 35 кэВ; 3) третий точечный зарядовый кластер с амплитудой более 13 кэВ. Критерий 2) определялся энергетическими интервалами для $K_{\alpha}^{H(S)} \pm 1,64\sigma$, где $\sigma \sim 5$ кэВ и $K_{\alpha 1}^H = 28,151$, $K_{\alpha 2}^H = 27,858$, $K_{\alpha 1}^S = 27,636$, $K_{\alpha 2}^S = 27,362$ кэВ [5].

Согласно работе [1], полная энергия возбужденной атомной оболочки $^{124}\text{Te}^{**}$ с двумя вакансиями на K -оболочке составляет $Q_{KK} = 64,457$ кэВ.

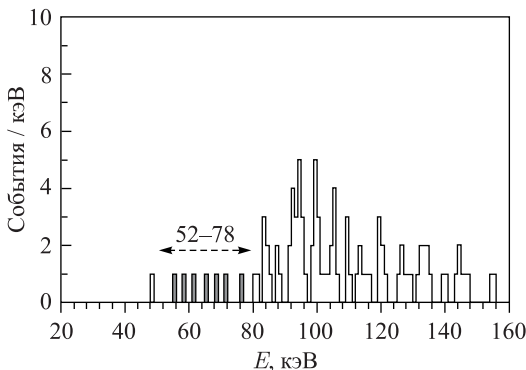


Рис. 4. Результирующий спектр трехточечных событий с характерными особенностями, набранный за 643 сут живого измерения

Близкое значение к $Q_{KK} = 64,390$ кэВ было получено в работе [5] в результате вычислений в рамках мультikonфигурационного метода Дирака–Фока. Исходя из разрешения детектора по энергии, мы определяем область нашего интереса в интервале суммарных энерговыделений от 52 до 78 кэВ. В эту область попало 7 событий за все время экспозиции. К настоящему моменту измерений из-за малой статистики набранных событий невозможно правильно определить отношение сигнала к фону. Так как эти события могут быть как фоновыми — не принадлежащими искомому процессу, так и эффектом, мы в соответствии с процедурой [7] определяем в энергетическом диапазоне поиска сигнала от $2K(2\nu)$ -захвата $n_{\text{exp}} = 7_{-3,4}^{+5,5}$ событий с доверительной вероятностью 90 %. Тогда, основываясь на верхнем ограничении ожидаемых событий $\lim n_{\text{exp}} = 12,53$, получаем нижний предел для периода полураспада ^{124}Xe :

$$\lim T_{1/2}^{2K2\nu} = \frac{\ln 2N_a \omega^{2K} \eta t_3}{\lim n_{\text{exp}}} \geq 7,7 \cdot 10^{21} \text{ лет,}$$

где $N_a = 2,85 \cdot 10^{23}$ — полное число атомов ^{124}Xe ; $\omega^{2K} = \omega^H \times \omega^S = 0,772$ — выход флуоресценции в случае одновременного вылета гиперсателлитного и сателлитного фотонов; $\eta = \varepsilon_p \varepsilon_3 \alpha_k k_\lambda$ — полная эффективность отбора искомого трехточечного события ($\varepsilon_p = 0,809$ — вероятность одновременного поглощения двух K -фотонов; $\varepsilon_3 = 0,51 \pm 0,05$ — коэффициент выделения трехточечных событий; $\alpha_k = 0,985 \pm 0,005$ — коэффициент регистрации $2K$ -фотонов и оже-электронов как трехточечных событий; $k_\lambda = 0,89 \pm 0,01$ — коэффициент, учитывающий отбор по параметру λ); $t_3 = 1,76$ лет — время экспозиции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В спектре отобранных трехточечных полезных событий от МПС, заполненного образцом ксенона с обогащением по изотопу ^{124}Xe до 21 % при давлении $P = 4,8$ атм, в области энергий ожидаемого эффекта наблюдалось семь событий для экспозиции 37,7 кг·сут, которые на достигнутом уровне статистической точности использованы при установлении нового предела для периода полураспада ^{124}Xe относительно двухнейтринного $2K$ -захвата. Эксперимент проводится в Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН. Экспериментальная установка « $2K$ -захват» расположена в низкофоновой лаборатории глубокого залегания на глубине 4900 м в. э. (НЛГЗ-4900), где поток мюонов космических лучей составляет $(3,03 \pm 0,10) \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [8].

Работа поддержана программой основных исследований Президиума Российской академии наук «Фундаментальные свойства материи и астрофизики».

Работа была поддержана Фондом фундаментальных исследований РФФИ, грант Мол_а № 16-32-00018 в 2016 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Nesterenko D. A., Blaum K., Block M., Droese C., Eliseev S., Herfurth F., Ramirez E., Minaya N., Novikov Yu., Schweikhard L., Shabaev V. M., Smirnov M. V., Tupitsyn I. I., Zuber K., Zubova N. A.* // *Phys. Rev. C.* 2012. V. 86. P. 044313.
2. *Doi M., Kotani T.* // *Prog. Theor. Phys.* 1992. V. 87. P. 1207.
3. *Gavrilyuk Yu. M., Gangapshev A. M., Zhantudueva Dj. A., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S., Efendiev K. V., Yakimenko S. P.* // *Phys. At. Nucl.* 2013. V. 76, No. 9. P. 1063.
4. *Freedman M. S.* // *Annu. Rev. Nucl. Sci.* 1974. V. 24. P. 209.
5. *Ratkevich S. S., Gangapshev A. M., Gavrilyuk Yu. M., Karpeshin F. F., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Trzhaskovskaya M. B., Yakimenko S. P.* arXiv:1707.07171.
6. *Gavrilyuk Yu. M., Gangapshev A. M., Kazalov V. V., Kuzminov V. V., Panasenko S. I., Ratkevich S. S., Yakimenko S. P.* // *Instr. Exp. Tech.* 2010. V. 53, No. 1. P. 57.
7. *Feldman G. J., Cousins R. D.* // *Phys. Rev. D.* 1998. V. 57. P. 3873.
8. *Gavrilyuk 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.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2013. V. 729. P. 576.