

Изотоп  $^{48}\text{Ca}$ . Эксперименты CANDLEs и CARVELК. А. Заверткин<sup>1,2\*</sup><sup>1</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Физический факультет<sup>2</sup>Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1 стр. 2

В статье рассматривается изотоп  $^{48}\text{Ca}$  для наблюдения двойного бета-распада. Также рассматриваются: запущенный эксперимент CANDLEs и эксперимент CARVEL, находящийся в стадии проекта. Приведено строение данных детекторов, их характеристики, методы детектирования. Особое внимание уделено рассмотрению фоновых процессов для обоих экспериментов. В качестве результатов представлены: экспериментальное значение чувствительности к двойному бета-распаду в случае CANDLEs и результаты моделирования для CARVEL.

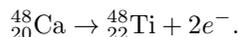
PACS: 23.40.-s

УДК: 539.169

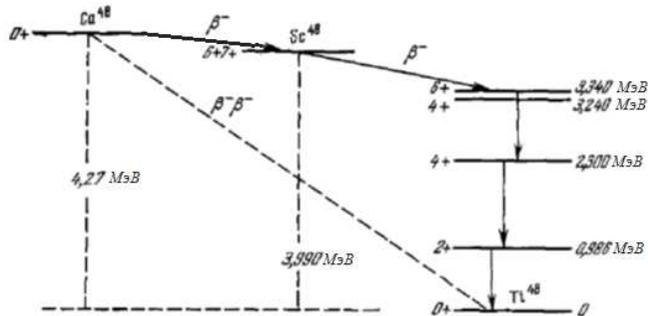
Ключевые слова: двойной бета-распад, изотоп  $^{48}\text{Ca}$ , CANDLEs, CARVEL.

## ВВЕДЕНИЕ

Среди большого количества изотопов, для которых возможен  $2\beta$ -распад особо стоит выделить изотоп  $^{48}\text{Ca}$ . Безнейтринный двойной  $\beta$ -распад для него выглядит следующим образом:



Выбор данного изотопа для наблюдения  $2\beta$ -распада в первую очередь продиктован следующим: суммарная кинетическая энергия двух электронов, излученных в результате безнейтринного двойного  $\beta$ -распада  $^{48}\text{Ca}$ , равна 4,27 МэВ. Эта энергия является наибольшей среди подобных распадов, и обеспечивает большой фазово-пространственный множитель для периода полураспада. Кроме того, данная энергия распада выше, чем у естественного бета-распада (максимум 3,27 МэВ для  $^{214}\text{Bi}$ ) и гамма излучения (максимум 2,6 МэВ для  $^{208}\text{Tl} > ^{208}\text{Pb}$ ), что также является преимуществом данного изотопа.

Рис. 1: Схема энергетических уровней ядер  $^{48}\text{Ca}$ - $^{48}\text{Sc}$ - $^{48}\text{Ti}$ 

Однако, основная проблема использования данного изотопа в том, что природного  $^{48}\text{Ca}$  мало,

около 0,187%, и к тому же метода эффективного получения  $^{48}\text{Ca}$  неизвестно.

## 1. ЭКСПЕРИМЕНТ CANDLEs

Безнейтринный двойной бета-распад очень редкое явление, поэтому при проведении эксперимента по его поиску необходимо соблюсти два важных пункта:

- Создать источник с большим количеством распадов;
- Проводить измерение при низком фоне.

Сложно выполнить оба условия одновременно в одной установке, так как увеличение количества распадов, например, с помощью увеличения размеров камеры, ведет к увеличению фона. Однако такая низкофоновая система была реализована в эксперименте CANDLEs (CALcium fluoride for the study of Neutrinos and Dark matters by Low Energy Spectrometer), в котором используется изотоп  $^{48}\text{Ca}$ . В этом детекторе были решены проблемы связанные с  $^{48}\text{Ca}$ , с помощью использования конструкции, допускающей большие размеры детектора, и приготовления достаточного количества изотопов  $^{48}\text{Ca}$  с помощью краун-эфиров. Краун-эфиры это крупные циклические молекулы, которые могут создавать прочные связи с ионами щелочных и щелочноземельных металлов. С их помощью смесь очищается от легких изотопов кальция.

## А. Характеристики детектора CANDLEs

## 1. Устройство детектора

CANDLEs III расположен в лаборатории ядерных исследований Осацкого университета (OULNS). Данный детектор использует для измерений кристаллы

\*E-mail: kzavertkin@mail.ru

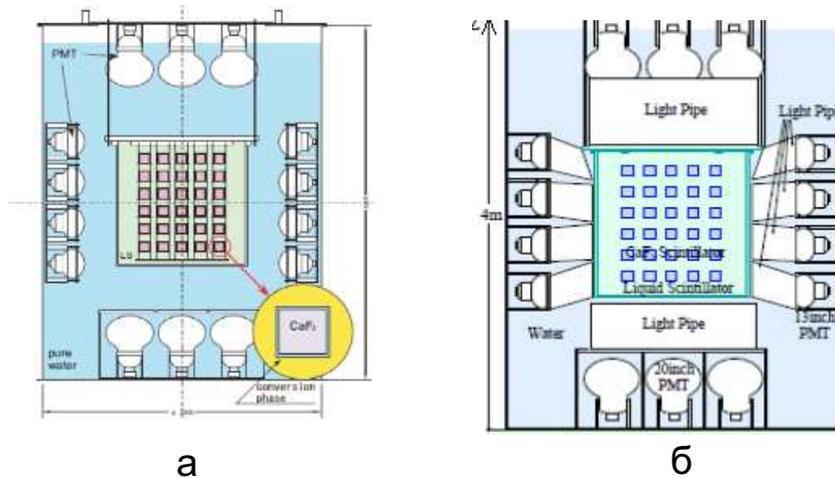


Рис. 2: Схема установки CANDLES. а — без световодов [2]; б — со световодами [3]

фторида кальция  $\text{CaF}_2$ , которые содержат  $^{48}\text{Ca}$ . В установке они имеют форму куба размером 10 см и массой 3,18 кг [2].

Эти кристаллы играют роль сцинтилляторов, излучающих свет с пиком в ультрафиолетовом диапазоне, который затем регистрируется. Так как  $\text{CaF}_2$  широко используется в качестве оптического материала в объективах камер, разработан способ изготовления прозрачных кристаллов высокой степени чистоты. Ослабление света в данном материале мало, что позволяет использовать его в детекторах больших размеров, а высокая степень чистоты делает возможным создание кристаллов с чрезвычайно малым количеством радиоактивных примесей, дающих фоновое излучение.

Кристаллы фторида кальция погружены в баки с жидким сцинтиллятором, который испускает фотоны, взаимодействуя с фоновым излучением. Вне жидкого сцинтиллятора сосуд заполнен чистой водой, которая играет роль пассивной защиты от фонового излучения вне детектора. Наблюдение фотонов производится с помощью 40 фотоэлектронных умножителей. Используя разницу между временами распада  $\text{CaF}_2$  (порядка 1 мкс) и жидкого сцинтиллятора (10 нс) можно распознать фоновое гамма излучение по форме сигнала [2].

## В. CANDLES III (U. G.)

Для еще более эффективного уменьшения фона данный эксперимент был перенесен в подземную обсерваторию Камиока на глубину 2700 метров водного эквивалента, с последующим увеличением размеров установки. Все 96 модулей  $\text{CaF}_2$  (6 слоев по 16 модулей в каждом) общей массой 300 кг, содержащие 350 г изотопа  $^{48}\text{Ca}$ , погружены в жидкий сцинтиллятор. Количество фотоумножителей было увеличено до 62 [2]. Сбор данных в этом эксперименте ведется с 28 мая 2012 г.

## 1. Система световодов

Для регистрации двойного бета распада необходимо высокое энергетическое разрешение. Такое разрешение может быть достигнуто с помощью системы световодов и преобразователей, смещающих пик  $\text{CaF}_2$ , приходящийся на УФ-диапазон, в видимую область, где достаточно высока эффективность фотоэлектронных умножителей (максимум 400 нм) и прозрачность материала.

В системе CANDLES III трубки фотоумножителей имеют маленькое входное окно. Для увеличения эффективности регистрации между фотоумножителями и сосудами с жидким сцинтиллятором была установлена система световодов. Ее схема приведена на рис. 2, б).

На рис. 3 приведен энергетический спектр  $\text{CaF}_2$ . На спектре без системы световодов пик от  $\alpha$ -распада радиоактивных примесей наблюдается в 2500 канале. В спектре с системой световодов данный пик смещается в 4700 канал, то есть эффективность сбора фотонов повысилась в 1,8 раз [3].

## С. Фон эксперимента CANDLES

На рис. 4 показаны типичные формы импульса от событий на  $\text{CaF}_2$  и/или на жидком сцинтилляторе. Анализ сигналов от них позволяет учесть фоновые события, произошедшие в жидком сцинтилляторе (рис. 5).

Фоновые события, происходящие вне модуля  $\text{CaF}_2$ , сильно подавляются защитной  $4\pi$  системы. Поэтому необходим учет лишь нескольких процессов.

### а) Последовательный распад $^{212}\text{Bi} > ^{212}\text{Po}$

В процессе данного перехода происходят бета- и альфа-распады с очень малым периодом полураспада.

Так как период полураспада  $^{212}\text{Po}$  короче, чем окно для событий CANDLES данная последовательность

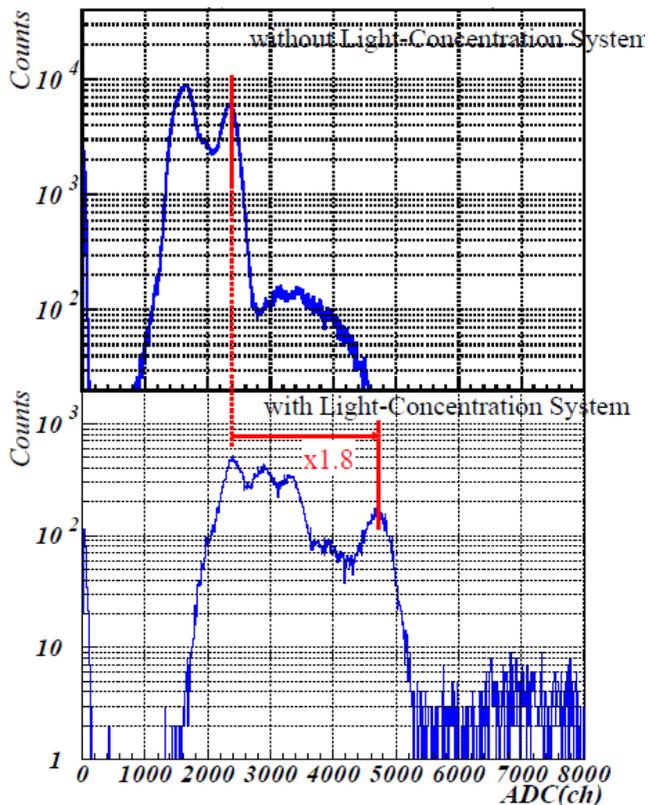


Рис. 3: Энергетический спектр  $\text{CaF}_2$  в установке CANDLES с/без системы световодов [3]

идентифицируется на зарядочувствительном АЦП (окно в 4 мкс) как единый пик высотой 5,3 МэВ. Однако данный распад можно учесть, если рассмотреть форму сигнала после снятия импульса параллельным АЦП с частотой дискретизации 100 МГц (окно в 10 нс). При этом пик уменьшается почти на два порядка и им можно пренебречь [12].

#### б) $^{208}\text{Tl}$ бета и гамма распады

Другой кандидат на внешнее фоновое излучение это  $\beta$ -распад, с энергией распада  $Q\beta$  порядка 5 МэВ. Распад происходит на возбужденное состояние  $^{208}\text{Pb}$  с последующим излучением фотонов с энергией 2,6 МэВ. Вероятность влияния данного излучения на сигнал  $\text{CaF}_2$  довольно мала. Однако безнейтринный бета-распад очень редкий процесс и данное фоновое излучение также должно быть учтено.

Для учета таких событий используется метод случайных совпадений. Событие распада  $^{208}\text{Tl}$  предшествует альфа-распаду  $^{212}\text{Bi}$  с периодом полураспада 3 мин. Таким образом, мы можем учесть события от  $^{208}\text{Tl}$  с помощью идентификации альфа распадов.

Был проведен анализ пространственного разрешения установки с системой световодов, результаты которого приведены на рис. 6 а [3]. На левом графике видны пики от каждого модуля  $\text{CaF}_2$ .

Энергетический спектр событий, предшествующих альфа-распаду, показан на рис. 6 б. Пик при 1,7 МэВ

соответствует альфа частицам от распада  $^{212}\text{Bi}$  ( $Q\alpha = 6,1\text{МэВ}$ ). Для подтверждения происхождения пика было проанализировано распределение по времени запаздывания  $\Delta t$  между предшествующими событиями и событиями с задержкой [3]. Распределение запаздывающего времени  $\Delta t$  предшествующих событий с энергиями 1.6–1.8 МэВ изображены на рис. 6. Для определения периода полураспада, временной спектр был аппроксимирован двумя экспоненциальными функциями. Полученное значение периода полураспада  $187 \pm 56\text{с}$ , что согласуется со значениями для  $^{208}\text{Tl}$  (183 с). Таким образом, было решено, что пик 1,7 МэВ соответствует альфа-распаду  $^{212}\text{Bi}$  и  $^{208}\text{Tl}$  может быть учтен с помощью метода совпадений, что позволило уменьшить фон от данного распада на 60% [1].

#### в) Гамма излучение от нейтронного захвата

Было обнаружено, что гамма излучение от нейтронного захвата ( $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ) может оказать значительное влияние на фон в установке CANDLES. Для его учета были проведены специальные измерения с нейтронным источником  $^{252}\text{Cf}$  (рис. 7). Данные и аппроксимированные значения хорошо согласуются при энергиях более 3,5 МэВ. [1]

Итоги учета фоновых событий приведем в следующей таблице [1]:

Таблица I:

BG-source	Remining BG	rejection eff.
$^{212}\text{Bi}-\text{Po}^{212}$	Ignoreable	>99%
$^{208}\text{Tl} \beta + \gamma$ decay	1 eV/60 days	60%
Neutron capture $\gamma$	3.4 eV/60 days	77%

## D. Чувствительность к безнейтринному двойному бета-распаду

Число событий, попавших в окно 4.17–4.48 МэВ составило 6 событий за 60 дней в 2013 г., что сравнимо с ожидаемыми 4.4 фоновыми событиями. Чувствительность CANDLES к безнейтринному двойному бета-распаду была получена методом Фельдмана-Казинса [4] и составила более  $0,8 \cdot 10^{22}$  лет [1].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ CARVEL

### A. Устройство детектора

На основе измерений с кристаллом  $\text{CaWO}_4$  размерами  $40 \times 34 \times 23\text{мм}^3$  был предложен проект эксперимента по поиску двойного бета-распада изотопа  $^{48}\text{Ca}$  под названием CARVEL (CALcium Research for VERY Low neutrino mass).

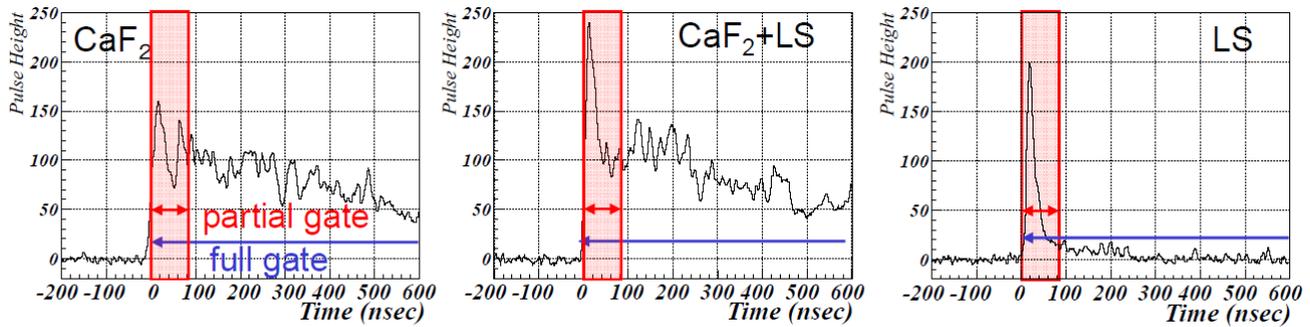
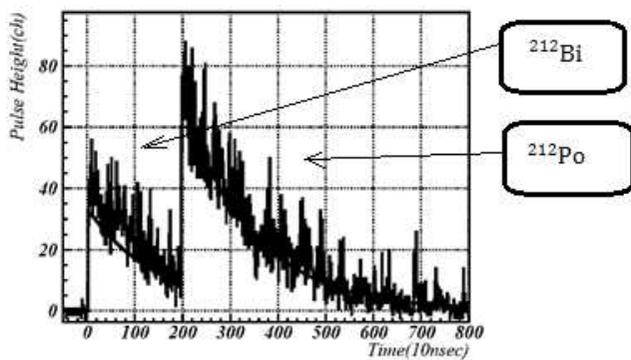
Рис. 4: Вид типичных импульсов от событий в  $\text{CaF}_2$  и/или жидком сцинтиляторе [4]

Рис. 5: Сигналы от фоновых событий в детекторе CANDLES [2]

Предлагается использовать около 100 кг кристаллов  $\text{CaWO}_4$ , изготовленных из обогащенного изотопа  $^{48}\text{Ca}$ . Устройство детектора в значительной степени подобно успешно использованной в Солотвинском эксперименте по поиску двойного  $\beta$ -распада  $^{116}\text{Cd}$  с помощью сцинтилляционных кристаллов  $^{116}\text{CdWO}_4$  [8]. Планируется использовать 50 кристаллов  $^{48}\text{CaWO}_4$  размерами  $7.5 \times 7.5 \text{ см}^2$ , выращенных методом Чохральского. Каждый сцинтиллятор просматривается с двух противоположных сторон через кварцевые коллекторы диаметром 10 см и длиной 70 см двумя низкофоновыми фотоумножителями диаметром 125 мм. Каждый коллектор склеен из пластикового сцинтиллятора (30 см) и кварца (40 см). Все 50 детекторов окружены пластиковыми сцинтилляторами, что позволяет вместе с активными коллекторами реализовать  $4\pi$ -геометрию активной защиты. Пассивная защита состоит из меди (5 см), свинца (30 см) и полиэтилена (16 см) [7].

Оценки чувствительности такого эксперимента дают значения  $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{27}$  лет [7]. Как видно из рис. 8 разрешающая способность в 2,5% позволит четко отличить пик безнейтринного двойного  $\beta$ -распада от распределения  $2\nu 2\beta$ -распада с периодом полураспада  $4 \cdot 10^{19}$  лет.

## В. Сцинтиллятор $\text{CaWO}_4$

Вольфрамат кальция был одним из первых кристаллов, который применили в качестве сцинтилляторов [3,4]. Beard и Kelly использовали кристалл  $\text{CaWO}_4$  в низкофоновом эксперименте для поисков  $\alpha$ -активности природного вольфрама [5]. Кристаллы негигроскопичны и очень устойчивы к воздействию кислот, щелочей и органических растворителей.

Энергетический спектр  $\gamma(\beta)$ -событий в детекторе  $\text{CaWO}_4$ , отобранных с помощью анализа формы сигналов, показан на рис. 9. Фон в низкоэнергетической части спектра связан с  $\beta$ -распадом радиоактивного свинца  $^{210}\text{Pb}$  с энергией  $\beta$ -распада 64 кэВ. Значение активности  $^{210}\text{Pb}$ , оцененное по площади  $\beta$ -спектра, не противоречит результатам оценки активности в кристалле  $\alpha$ -активного  $^{210}\text{Po}$ , дочернего изотопа  $^{210}\text{Pb}$  [6].

Энергетический спектр  $\alpha$ -событий, отобранных с помощью анализа формы сцинтилляционных сигналов, показан на рис. 10. Суммарная  $\alpha$ -активность в кристалле  $\text{CaWO}_4$  составляет около 0,4 мБк/кг [6]. Интенсивный пик в спектре с энергией 1.28 МэВ принадлежит  $^{210}\text{Po}$ . Данный изотоп является дочерним радиоактивного свинца  $^{210}\text{Pb}$  из семейства  $^{238}\text{U}$ . Очевидно, что вековое равновесие в ряду изотопов  $^{238}\text{U}$  в кристалле  $\text{CaWO}_4$  сильно нарушено, поскольку активность  $^{238}\text{U}$ , оцененная по  $\alpha$ -пику, составляет лишь 14.0 мБк/кг [6].

Альфа-пики дочерних радионуклидов урана —  $^{234}\text{U}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  — не разделяются в энергетическом спектре, поскольку их энергии альфа-распадов очень близки. Полная площадь пика (с энергией 1.1 МэВ) находится в согласии с активностью  $^{238}\text{U}$ , определенной по площади пика в  $\alpha$ -спектре, и  $^{226}\text{Ra}$ , активность которого была определена с помощью временно-амплитудного анализа [6]. Еще один член уранового ряда, изотоп  $^{222}\text{Rn}$ , не разделяется от  $\alpha$ -пика  $^{210}\text{Po}$ , в то время как  $\alpha$ -пик  $^{218}\text{Po}$  наблюдается в спектре. Активность  $^{226}\text{Ra}$ , вычисленная по этому пику, составляет 5.9 мБк/кг и согласуется с активностью, рассчитанной с помощью временно-амплитудного анализа [6].

В низкоэнергетической части спектра  $\alpha$ -пик с энергией 0.8 МэВ может быть отнесен к  $^{232}\text{Th}$  с активностью 0.69 мБк/кг [6]. Пик с энергией в шкале гамма

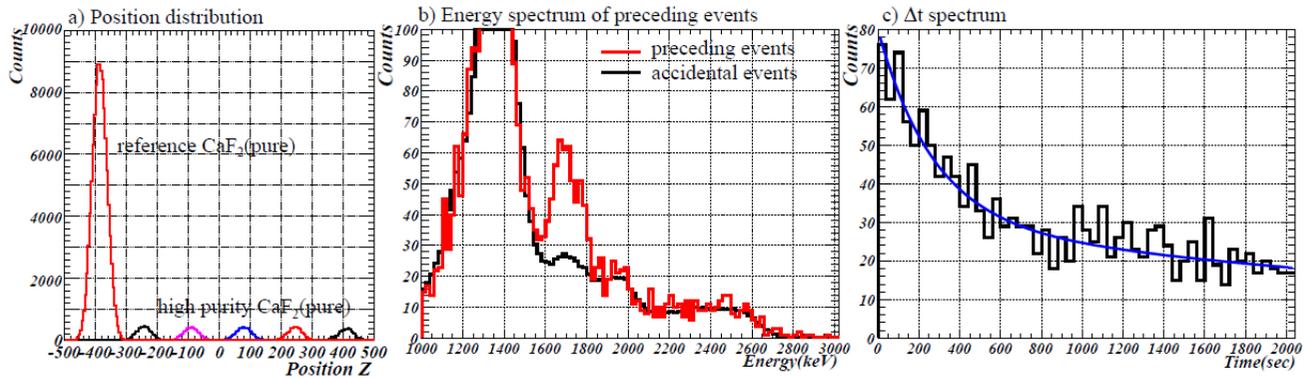


Рис. 6: а) Результат позиционного анализа по оси Z (см. схему на рис. 2); б) энергетический спектр событий от  $^{208}\text{Tl}$ ; в) распределение  $\Delta t$  времени запаздывания [3]

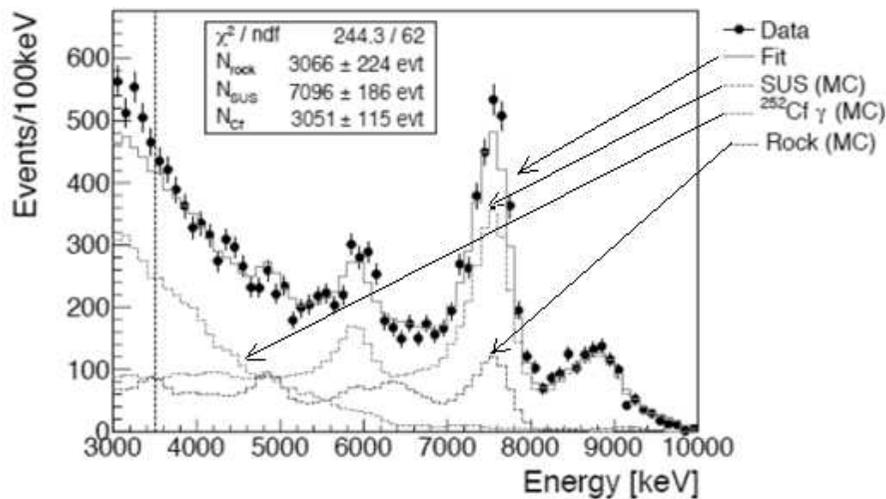


Рис. 7: Энергетический спектр нейтронного источника. Данные аппроксимированы спектрами нейтронного захвата горными породами, нержавеющей сталью и гамма излучением от  $^{252}\text{Cf}$ , полученными с помощью моделирования методом Монте-Карло [1]

квантов 395 кэВ (что соответствует энергии  $\alpha$ -частиц 2243 кэВ) может быть объяснен  $\alpha$ -распадом изотопа самария  $^{147}\text{Sm}$  ( $Q_\alpha = 2247$  кэВ, ) с активностью в сцинтилляторе 0.49 мБк/кг [6]. Кроме того, в спектре  $\alpha$ -частиц наблюдается особенность при энергии 447 кэВ, что соответствует энергии  $\alpha$ -частиц 2471 кэВ. Эти  $\alpha$ -события могут быть объяснены  $\alpha$ -активностью природного вольфрама, а именно распадом изотопа  $^{180}\text{W}$ .

С целью поиска и удаления событий цепочки  $^{220}\text{Rn} > ^{216}\text{Po} > ^{212}\text{Pb}$  (семейство  $^{232}\text{Th}$ ) все события в интервале энергий 1.4–2.2 МэВ были использованы в качестве триггера. В этот энергетический диапазон, учитывая измеренное значение  $\alpha/\beta$ -соотношения, попадают практически все  $\alpha$ -распады  $^{220}\text{Rn}$ . Был осуществлен поиск всех событий (с теми же энергиями), которые следуют за триггером на протяжении 20–600 мкс [6]. Учитывая период полураспада ядра  $^{216}\text{Po}$ , таким образом, могут быть отобраны 85,2% распадов  $^{216}\text{Po}$ . Энергия полученных пиков (с учетом  $\alpha/\beta$ -

соотношение)  $^{220}\text{Rn}$  и  $^{216}\text{Po}$ , а также период полураспада  $^{216}\text{Po}$ , полученный в результате подгонки временного распределения событий, соответствует табличным значениям (рис. 11). Активность  $^{228}\text{Th}$  (семейство  $^{232}\text{Th}$ ), определенная таким методом, составляет 0.6 мБк/кг [6].

С помощью временно-амплитудного анализа данных были также определены активности  $^{227}\text{Ac}$  (из ряда  $^{235}\text{U}$ ) и  $^{226}\text{Ra}$  (из ряда  $^{238}\text{U}$ ). Активность  $^{227}\text{Ac}$  была оценена с помощью отбора событий распадов в цепочке  $^{219}\text{Rn} > ^{215}\text{Po} > ^{211}\text{Pb}$ , а  $^{226}\text{Ra}$  — из анализа событий распадов  $^{214}\text{Bi} > ^{214}\text{Po} > ^{210}\text{Pb}$ . Данные об измеренных значениях или ограничениях на активности радионуклидов, в следовых количествах присутствующие в кристалле  $\text{CaWO}_4$  размерами 40x34x23 мм, приведены в табл. 2.

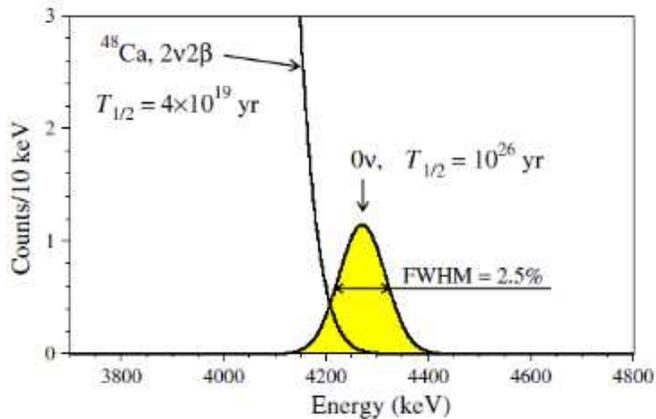


Рис. 8: Функции отклика для установки со 100 кг кристаллов  $^{48}\text{CaWO}_4$  для  $2\nu 2\beta$ -распада и безнейтринного двойного  $\beta$ -распада [7]

Таблица II: Активности радиоактивных примесей в  $\text{CaWO}_4$  [7]

Семейство	Нуклид	Активность (мБк/кг)
$^{232}\text{Th}$	$^{232}\text{Th}$	0,69
	$^{228}\text{Th}$	0,6
$^{238}\text{U}$	$^{238}\text{U}$	14,0
	$^{226}\text{Ra}$	5,6
	$^{210}\text{Pb}$	< 430
	$^{210}\text{Po}$	291
$^{235}\text{U}$	$^{227}\text{Ac}$	1,6
	$^{40}\text{K}$	< 12
	$^{147}\text{Sm}$	< 1,8
	$^{137}\text{Cs}$	< 20

### С. Оценки фона в эксперименте CARVEL

Ожидаемые источники фона спектрометра следующие:

1. радиоактивное загрязнение кристаллов  $^{48}\text{CaWO}_4$  радионуклидами  $^{228}\text{Th}$  и  $^{226}\text{Ra}$ ;
2. космогенная активация сцинтилляторов  $^{48}\text{CaWO}_4$ ;
3. внешний фон;
4. фон от радона, присутствует в воздухе;
5.  $\beta$ - и  $2\nu 2\beta$ -распад  $^{48}\text{Ca}$ .

Радиоактивная загрязненность кристаллов  $^{48}\text{CaWO}_4$  вольфрамата кадмия составляет 5 мБк/кг. Активность  $^{226}\text{Ra}$ , как показали расчеты, может быть больше: 20 мБк/кг. Если удастся изготовить сцинтилляторы с такой радиочистотой, фон от распадов  $^{208}\text{Tl}$  из цепочки  $^{228}\text{Th}$  может быть учтен путем анализа

предыдущих  $\alpha$ -распадов  $^{212}\text{Bi}$ . Действительно, при наличии  $^{228}\text{Th}$  в кристаллах на вышеуказанном уровне за 10 лет измерений в детекторе будет зарегистрировано  $1,6 \times 10^5$  распадов  $^{228}\text{Th}$  [6]. Как показали расчеты методом Монте-Карло, в энергетическое окно, где ожидается безнейтринный двойной  $\beta$ -распад  $^{48}\text{Ca}$  (4.17–4.38 МэВ), попадет около 700 событий. Однако, используя временно-амплитудный анализ и анализ формы сцинтилляционных вспышек, фон может быть уменьшен до 1,7 отсчетов за 10 лет измерений [6]. Эти расчеты показывают, насколько важны требования, чтобы детектор имел наилучшее энергетическое разрешение для  $\alpha$ -частиц (это позволит выделить  $\alpha$ -распады  $^{212}\text{Bi}$  от распадов других дочерних  $\alpha$ -активных изотопов урана и тория), а также наилучшую способность к разделению сигналов от  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -квантов. Важно отметить, что требования к радиочистоте сцинтилляторов  $^{48}\text{CaWO}_4$  значительно мягче, чем во всех других проектах по поиску двойного  $\beta$ -распада [6]. Это обусловлено большой энергией распада ядра  $^{48}\text{Ca}$ . Большое количество фоновых событий имеют меньшую энергию и не будут попадать в область энергии, где ожидается пик безнейтринного двойного  $\beta$ -распада, поскольку, как правило, фон детектора имеет четкую тенденцию к уменьшению по мере увеличения энергии.

В то время как фон, вызванный прохождением через установку космических лучей, может быть уменьшен до необходимого уровня путем размещения установки глубоко под землей и с помощью детекторов активной защиты, активация материалов детектора может вызвать фон, который практически невозможно устранить. Были проведены расчеты активации кристаллов  $\text{CaWO}_4$  с помощью программы COSMO [9]. Для расчетов предположено, что кристаллы с момента своего изготовления будут находиться в течение месяца на поверхности, а затем год в подземной лаборатории. Было показано, что среди радионуклидов, образующихся в кристаллах  $\text{CaWO}_4$  под действием космических лучей (всего образуется 158 радионуклидов с периодом полураспада более 25 дней) нет таких, которые могли бы давать фоновые события в окрестности пика безнейтринного двойного  $\beta$ -распада  $^{48}\text{Ca}$ . Очевидно, что это преимущество эксперимента по поиску безнейтринного двойного  $\beta$ -распада существует также благодаря высокой энергии двойного  $\beta$ -распада  $^{48}\text{Ca}$ .

Большая энергия двойного  $\beta$ -перехода  $^{48}\text{Ca}$  имеет еще одно очень существенное преимущество по сравнению с другими изотопами: возможность использовать для пассивной защиты материалы без дополнительной очистки от радиоактивных примесей. То есть, могут быть применены обычные медь, свинец, сталь, полиэтилен. В то же время, в большинстве проектов по поиску двойного  $\beta$ -распада к радиочистоте конструкционных материалов установки предъявляются очень высокие требования. Более того, оказывается, что достичь необходимого уровня чистоты в металлах невозможно на современном уровне технологий. По-

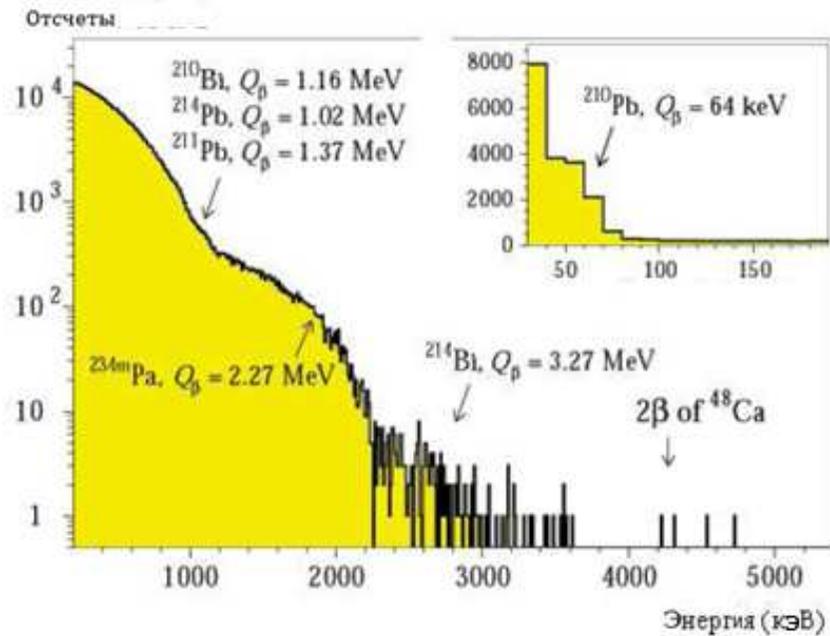


Рис. 9: Энергетический спектр  $\beta$ -частиц и  $\gamma$ -квантов, выделенный с помощью анализа формы сцинтилляционных сигналов по данным измерений с кристаллом  $\text{CaWO}_4$  [6]

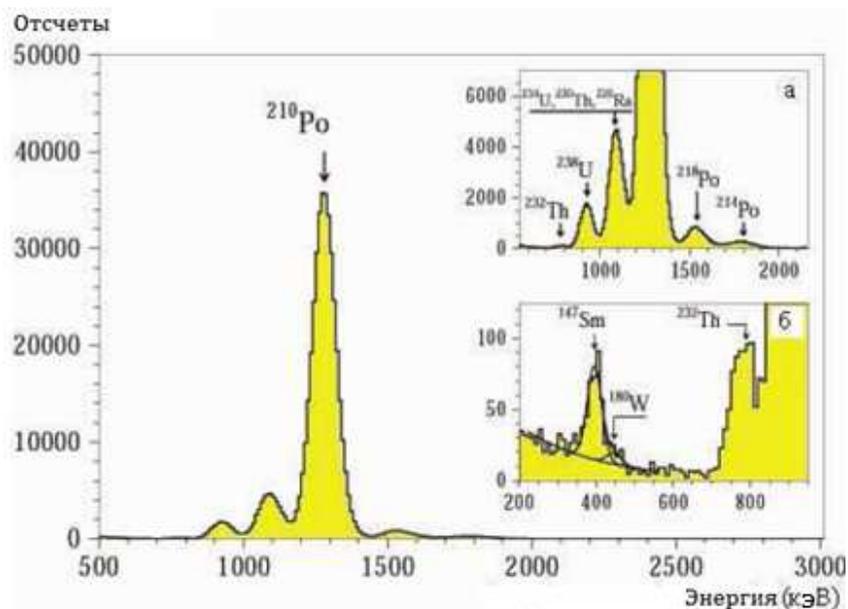


Рис. 10: Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц выделенный с помощью анализа формы сцинтилляционных сигналов по данным измерений с кристаллом  $\text{CaWO}_4$ .  $\alpha$ -спектр может быть объяснен распадами радионуклидов семейств урана и тория. В низкоэнергетической части спектра (б) присутствуют  $\alpha$ -пики  $^{147}\text{Sm}$  и  $^{180}\text{W}$  [6]

этому для пассивной защиты предлагается использовать жидкости: воду, жидкие газы, органические жидкости с уровнем загрязненности ураном, торием, калием на уровне 10–15. Это приводит, учитывая низкую плотность этих жидкостей, к значительному увеличению размеров установок. Благодаря возможности использовать обычные свинец и медь (с типичными уров-

нями загрязнения ураном и торием 10–12) для пассивной защиты детектора с кристаллами  $\text{CaWO}_4$ , размеры установки не будут превышать 3–4 метров, что очень существенно, учитывая расположение установок в подземных лабораториях. Фон на энергии 4.3 МэВ могут вызвать лишь случайные совпадения двух и более  $\gamma$ -квантов, излучаемые в течение времени, которое

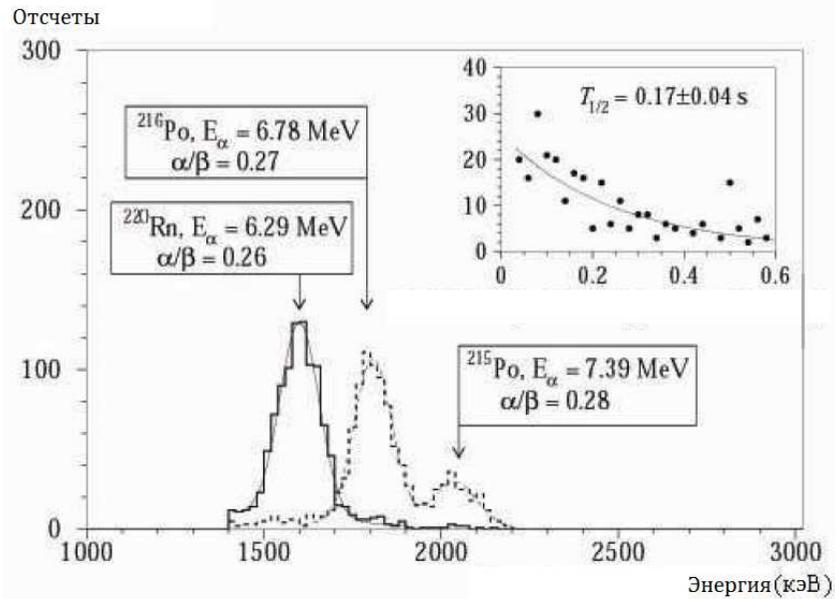


Рис. 11: Энергетический спектр  $\alpha$ -частиц  $^{220}\text{Rn}$  и  $^{216}\text{Po}$  и распределение временных интервалов между событиями, отобранных с помощью временно-амплитудного анализа для  $\text{CaWO}_4$  [6]

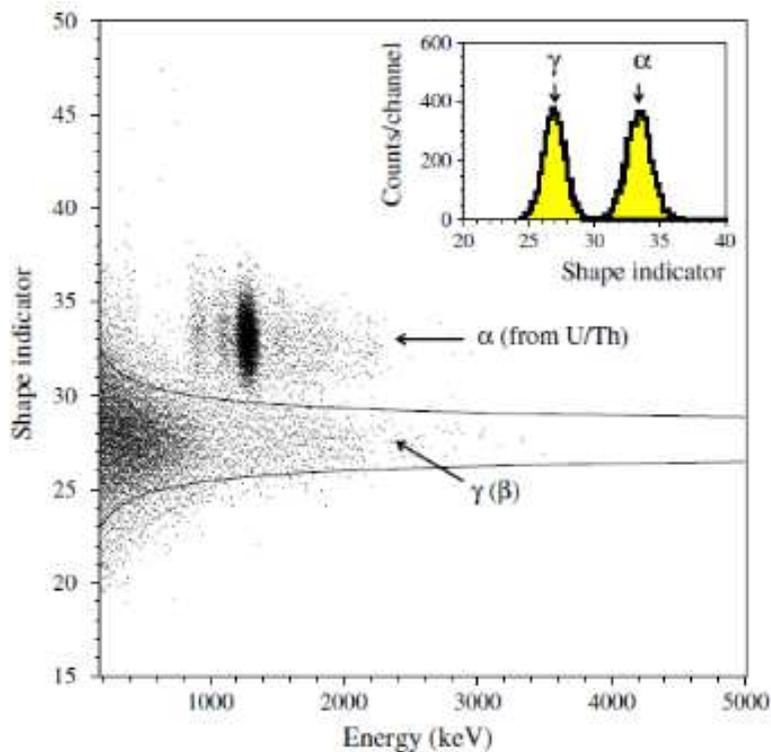


Рис. 12: Фоновый сигнал за 171 час измерений, полученный на  $\text{CaWO}_4$  (40x34x23 мм) Линиями изображен  $\pm 2\sigma$  участок для  $\gamma(\beta)$ -событий [7]

не может быть разрешено детектором с кристаллами  $\text{CaWO}_4$  ( $10^{-3}$  событий за 10 лет при данной геометрии детектора).

Фон от радона является серьезной проблемой экспериментов по поиску двойного  $\beta$ -распада. Поскольку радон является инертным газом, он очень легко проникает через различные материалы, растворяется

в жидкостях, не удаляется из жидкостей химическими способами очистки. Наиболее опасным является изотоп радона-222. Период полураспада этого изотопа достаточно высокий ( $T_{1/2} = 3.82$  суток), в результате он успевает проникнуть через слои почвы или скальных пород, бетон, защиту установки. Но, поскольку наибольшая энергия  $\beta$ -распада среди дочерних изотопов радона-222, а именно  $^{214}\text{Bi}$  ( $Q\beta = 3.27$  МэВ), меньше энергии двойного  $\beta$ -распада  $^{48}\text{Ca}$ , эти изотопы не дадут фоновых событий при энергии 4.27 МэВ. Совпадения событий от  $\beta$ -частиц  $^{214}\text{Bi}$  и  $\alpha$ -частиц  $^{214}\text{Po}$  ( $T_{1/2} = 164$  мкс) может вызвать энерговыделения в детекторе больше 4.27 МэВ. Но эта компонента фона эффективно подавляется благодаря анализу формы сцинтилляционных сигналов. Другой изотоп радона — радон-220 из семейства тория имеет среди своих дочерних  $^{208}\text{Tl}$  с энергией ( $Q\beta = 5$  МэВ), больше 4.27 МэВ. Но, поскольку период полураспада  $^{220}\text{Rn}$  сравнительно малый ( $= 55.4$  сек.), он не приводит к появлению существенного фона, поскольку полностью распадается, не успев попасть в чувствительный объем детектора.

Разрешенный законом сохранения энергии ( $Q\beta = 278$  кэВ) процесс  $\beta$ -распада  $^{48}\text{Ca}$  может вызвать фоновые события на энергии, где ожидается пик безнейтринного двойного  $\beta$ -распада. Действительно, энергия  $\beta$ -распада  $^{48}\text{Sc}$   $Q\beta = 3994$  кэВ, а, следовательно, совпадения событий  $\beta$ -распада  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{48}\text{Sc}$  могут привести к фоновым событиям на энергии безнейтринного двойного  $\beta$ -распада  $^{48}\text{Ca}$ . Однако,  $\beta$ -распад  $^{48}\text{Ca}$  очень сильно подавлен в связи со значительной разницей в спинах материнского и дочернего ( $^{48}\text{Sc}$ ) ядер. Поэтому  $\beta$ -распад  $^{48}\text{Ca}$  все еще не наблюдался (экспериментально установлено лишь ограничение на период полураспада  $T_{1/2}$  порядка 1020 лет). Оценки показывают, что даже если принять ограничения на  $T_{1/2}$  за период полураспада, вероятность появления фоновых событий от последовательных  $\beta$ -распадов  $^{48}\text{Ca} > ^{48}\text{Sc} > ^{48}\text{Ti}$ , которые в результате совпадений за 10 лет измерений в 100 кг детектора дадут одно фоновое событие с энергией около 4.27 МэВ, настолько мала, что ею можно пренебречь.

- 
- [1] *Iida T.* et al. Nucl. Phys. B. Proceedings Supplement 00. P. 1. (2014).  
 [2] *Ogawa I.* et al. J.Phys.Conf.Ser. **375**. 042018. (2012).  
 [3] *Umehara S.* et al. EPJ Web of Conferences. **66**. 08008. (2014).  
 [4] *Umehara S.* et al. 28th Jul. 2011, PANIC11  
 [5] *Moon R.J.* Phys. Rev. **73**. P. 1210. (1948).  
 [6] *Gillette R.H.* Rev. Sci. Instr. **21**. P. 294. (1950).  
 [7] *Beard G.B., Kelly W.H.* Nucl. Phys. **16**. P. 591. (1960).  
 [8] *Zdesenko Y.G.* Experimental research of double beta decay of atomic nuclei  
 [9] *Zdesenko Yu.G.* et al. Astroparticle Physics. (2005). **23**. P. 249.  
 [10] *Danevich F.A.* et al. Phys. Rev. C. **68**. 035501. (2003).  
 [11] *Martoff C.J. and Lewin P.D.* Comp. Phys. Comm. **72**. P. 96. (1996).  
 [12] *Umehara S.* et al. Phys. Rev. C. **78**. 058501 (2008).

## The isotope $^{48}\text{Ca}$ . CANDLES and CARVEL experiments

**K. A. Zavertkin<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University*

<sup>2</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University Leninskie gory, Moscow 119991, Russia*  
*E-mail: kzavertkin@mail.ru*

In the article isotope  $^{48}\text{Ca}$  for observing double beta decay has been considered. Also launched experiment CANDLES and the experiment CARVEL, which is in the project stage, has been considered. Structure of detectors, their characteristics, methods of detection has been presented. Particular attention has been paid to the background processes for both experiments. Experimental sensitivity to double beta decay in the case CANDLES and simulation results for CARVEL has been presented.

PACS: 23.40.-s

Keywords: double beta decay, isotope  $^{48}\text{Ca}$ , CANDLES, CARVEL.

### Сведения об авторе

Заверткин Константин Андреевич — студент кафедры общей ядерной физики физического факультета МГУ; тел.: (926) 183-27-43, e-mail: kzavertkin@mail.ru.