

ПОИСК ДВОЙНОГО БЕЗНЕЙТРИННОГО БЕТА-РАСПАДА ИЗОТОПА ^{150}Nd С ПОМОЩЬЮ ЖИДКОСТНОГО ОРГАНИЧЕСКОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

© 2019 г. И. Р. Барабанов¹⁾, Л. Б. Безруков¹⁾, А. В. Вересникова¹⁾,
Ю. М. Гаврилюк¹⁾, В. И. Гуренцов¹⁾, В. В. Казалов¹⁾, В. В. Кузьминов¹⁾,
Г. Я. Новикова¹⁾, С. В. Семенов²⁾, В. В. Синева^{1)*}, Г. О. Цветков²⁾, Е. А. Янович¹⁾

Поступила в редакцию 19.09.2018 г.; после доработки 19.09.2018 г.; принята к публикации 19.09.2018 г.

Большая энергия двойного безнейтринного бета-распада ($0\nu 2\beta$) изотопа ^{150}Nd и высокое значение заряда дочернего ядра Z_f делают его одним из наиболее перспективных изотопов для поиска $0\nu 2\beta$ -распада. Детектор на основе жидкого органического сцинтиллятора, содержащий ^{150}Nd , позволяет использовать большие массы изотопа. Определены требования к радиационной чистоте используемого Nd. Рассматриваются возможная конструкция крупномасштабного детектора и ожидаемые результаты.

DOI: 10.1134/S0044002719020028

ВВЕДЕНИЕ

Поиск двойного безнейтринного бета-распада ($0\nu 2\beta$) является одной из наиболее интересных и актуальных задач современной экспериментальной физики. Эта задача связана с определением природы массы нейтрино (дираковской или майорановской) и возможным нарушением закона сохранения лептонного числа. Решение этих задач имеет фундаментальное значение для физики частиц и космологии.

Поиску $0\nu 2\beta$ в настоящее время посвящены около десятка действующих или находящихся в стадии запуска крупномасштабных экспериментов, использующих различные изотопы, испытывающие двойной бета-распад. До настоящего времени $0\nu 2\beta$ не обнаружен, и для его периода полураспада ($T_{1/2}$) получены только верхние пределы. Наибольшие ограничения на значения $T_{1/2}$ на уровне 10^{26} лет получены в экспериментах GERDA (^{76}Ge) [1] и KamLAND-Zen collaboration (^{136}Xe) [2].

Целью настоящей работы является анализ возможности осуществления эксперимента по поиску $0\nu 2\beta$ -распада изотопа ^{150}Nd . Интерес к использованию ^{150}Nd для поиска $0\nu 2\beta$ повысился в связи с появлением реальной возможности получения

значительных количеств этого изотопа. На Электрохимическом заводе (г. Зеленогорск) разрабатывается центрифужный метод обогащения Nd по изотопу ^{150}Nd и в ближайшей перспективе предполагается его производство. В НИЦ “Курчатовский институт” разработан лазерный метод обогащения Nd [3] и получены опытные образцы с обогащением 60% по ^{150}Nd .

Поиск $0\nu 2\beta$ -распада изотопа ^{150}Nd предполагается осуществлять в жидком органическом сцинтилляторе, содержащем ^{150}Nd (Nd-ЖС).

По сравнению с другими детекторами, используемыми для поиска $0\nu 2\beta$ -распада (полупроводниковыми и низкотемпературными), Nd-ЖС имеет худшее энергетическое разрешение, однако такой детектор имеет и ряд важных преимуществ, которые делают его конкурентоспособным:

энергия распада ^{150}Nd (3.37 МэВ) и атомный номер являются одними из наибольших среди кандидатов для поисков $0\nu 2\beta$ -распада, и, как следствие, ^{150}Nd имеет более высокую вероятность $0\nu 2\beta$ -распада по сравнению с другими 2β -источниками. Например, фактор фазового объема для ^{150}Nd оказывается в 32 раза больше, чем у ^{76}Ge [4];

предварительные оценки показывают, что благодаря большой энергии распада в жидком органическом сцинтилляторе может быть получено хорошее энергетическое разрешение (несколько процентов);

¹⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

*E-mail: vsinev@inr.ac.ru

наибольшая энергия внешнего гамма-излучения от естественных радиоактивных изотопов составляет 2.6 МэВ (^{208}Tl в ряду ^{232}Th), что существенно меньше энергии $0\nu 2\beta$. Это значительно упрощает проблему внешнего гамма-фона по сравнению с другими кандидатами на $0\nu 2\beta$, например, ^{76}Ge и ^{136}Xe .

Опыт работы больших супернизкофоновых детекторов на основе ЖС, например, Bogexino [5], показывает возможность создания большого детектора на основе Nd-ЖС для поиска $0\nu 2\beta$ -распада с большой массой изотопа.

Использование Nd-ЖС для поиска $0\nu 2\beta$ -распада было впервые рассмотрено в [6], где были получены образцы Nd-ЖС и предложена возможность создания крупномасштабного детектора.

Аналогичный эксперимент по поиску $0\nu 2\beta$ -распада изотопа ^{130}Te в жидком органическом сцинтилляторе разрабатывается на установке SNO+ [7].

Создание детектора на основе ^{150}Nd требует разработки методик синтеза устойчивого Nd-содержащего соединения, растворимого в ЖС, и очистки всех элементов сцинтиллятора от радиоактивных элементов, главным образом, тория.

ЖИДКИЙ СЦИНТИЛЛЯТОР С РАСТВОРЕННЫМ Nd

Создание Nd-содержащего сцинтиллятора является одной из главных проблем эксперимента. Сцинтиллятор должен удовлетворять нескольким основным требованиям: иметь высокий световой выход и высокую прозрачность, допускать высокую концентрацию Nd в органическом растворителе без существенной потери световых выходов и прозрачности, обладать высокой стабильностью параметров при проведении длительных измерений. Как правило, эти требования противоречат друг другу, и надо искать оптимум.

Разработаны два типа Nd-ЖС, в которых используются два вида соединений неодима: карбоксилаты и бета-дикетонаты. Были синтезированы: соединение Nd карбоксилат неодима ($\text{Nd}(\text{TMHA})_3$) и неодима (III) с фторированными бета-дикетонами: 1,1,1,5,5,5-гексафтор-2,4-пентандионом (гексафторацетилацетоном (H-hfa)) и 1,1,1,2,2,6,6,7,7,7-декафтор-3,5-гептандионом (H-dfa) и нейтральными лигандами — 1,2-диметоксиэтаном (dme) ($\text{CH}_3\text{OCH}_2\text{CH}_2\text{OCH}_3$) и диглимом (diglyme) ($\text{CH}_3\text{O}(\text{CH}_2\text{CH}_2\text{O})_2\text{CH}_3$).

Результаты измерения световых выходов сцинтилляторов обоих типов в зависимости от концентрации

Nd представлены на рис. 1. По оси ординат отложено значение световых выходов в процентах относительно ненагруженного сцинтиллятора — псевдокумол (PC) + 2 г ВРО с абсолютным значением световых выходов 14 000 фотонов/МэВ. Сцинтиллятор на основе карбоксилата Nd ($\text{Nd}(\text{TMHA})_3$) сохраняет высокий световой выход ($\sim 11\,000$ фотонов/МэВ) вплоть до концентрации Nd 20 г/л. Карбоксилат Nd дает возможность создавать детекторы сравнительно небольшого объема (\sim несколько м^3) с высокой концентрацией ^{150}Nd и достаточно высокой прозрачностью. Проект такого детектора был представлен в [6]. Сцинтиллятор, содержащий бета-дикетонатные комплексы, имеет достаточно высокий световой выход только при малых концентрациях неодима (1–2 г/л). Их использование может оказаться предпочтительнее при растворении в уже существующих и проектируемых сцинтилляционных установках большого масштаба (Bogexino, KamLand, SNO+). Они могут возгоняться при сравнительно невысоких температурах и, следовательно, подвергаться глубокой очистке методом сублимации непосредственно перед вводом в сцинтиллятор. Кроме того, бета-дикетонаты редкоземельных элементов, как правило, гарантируют более высокую стабильность Nd-ЖС.

Параметры образцов, как карбоксилатов, так и бета-дикетонатных комплексов, оставались стабильными в пределах 5% за все время работы с ними (~ 1.5 года). Более подробно результаты представлены в [8] и [9].

Поглощение света в большом детекторе Nd-ЖС определяет энергетическое разрешение детектора и в итоге его фоновые характеристики. При ухудшении разрешения в область регистрации $0\nu 2\beta$ начинают проникать события от естественной радиоактивности и $2\nu 2\beta$ -распада. С помощью спектрофотометра UV-VIS были измерены спектры поглощения света неодимом, растворенным в воде (в виде соли хлорида неодима) и органическом растворителе PC (в виде $\text{Nd}(\text{TMHA})_3$). На рис. 2 представлены измеренные спектры поглощения света карбоксилатом неодима в псевдокумол с помощью 10-см кварцевой кюветы в диапазоне концентраций от 2.6 до 51 г.

На основе полученной зависимости поглощения света от концентрации Nd были проведены модельные расчеты собирания света для событий $0\nu 2\beta$ -распада в большом сферическом детекторе при различных концентрациях Nd и различных размерах детектора. Рассмотрено два варианта для площади покрытия поверхности внешней сферы детектора фотоэлектронными умножителями с современными фотокатодами высокой чувствительности: 40 и 60%. Результаты расчетов представлены на рис. 3.

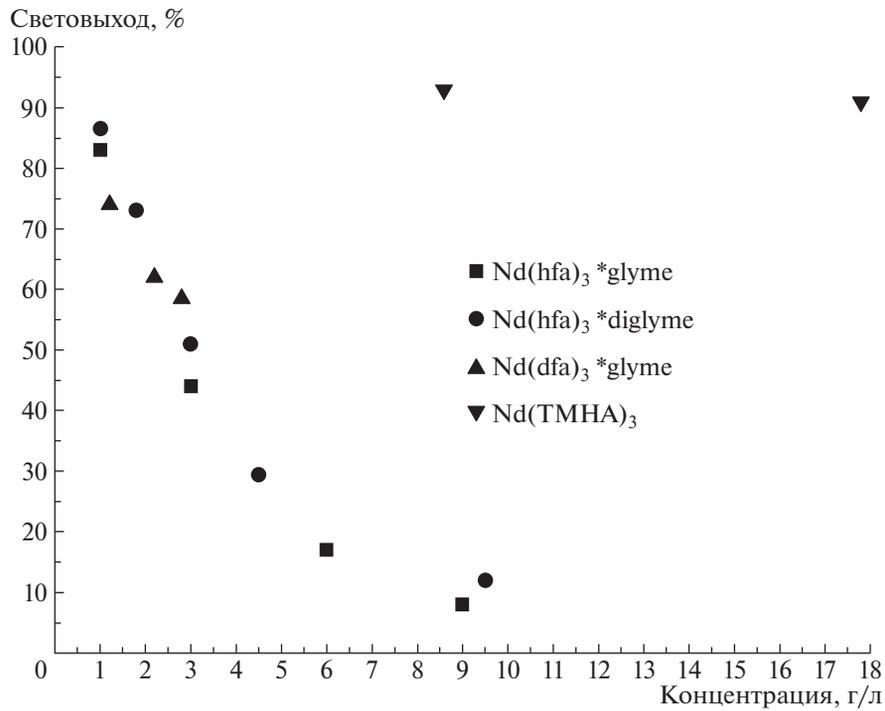


Рис. 1. Зависимость световыхода сцинтиллятора от концентрации неодима при использовании трех β -дикетонатных комплексов неодима и триметилгексаноата неодима ($\text{Nd}(\text{TMHA})_3$) относительно образцового сцинтиллятора ($\text{PC} + 2 \text{ г/л}$ ВРО с абсолютным значением световыхода $14\,000$ фотонов/МэВ).

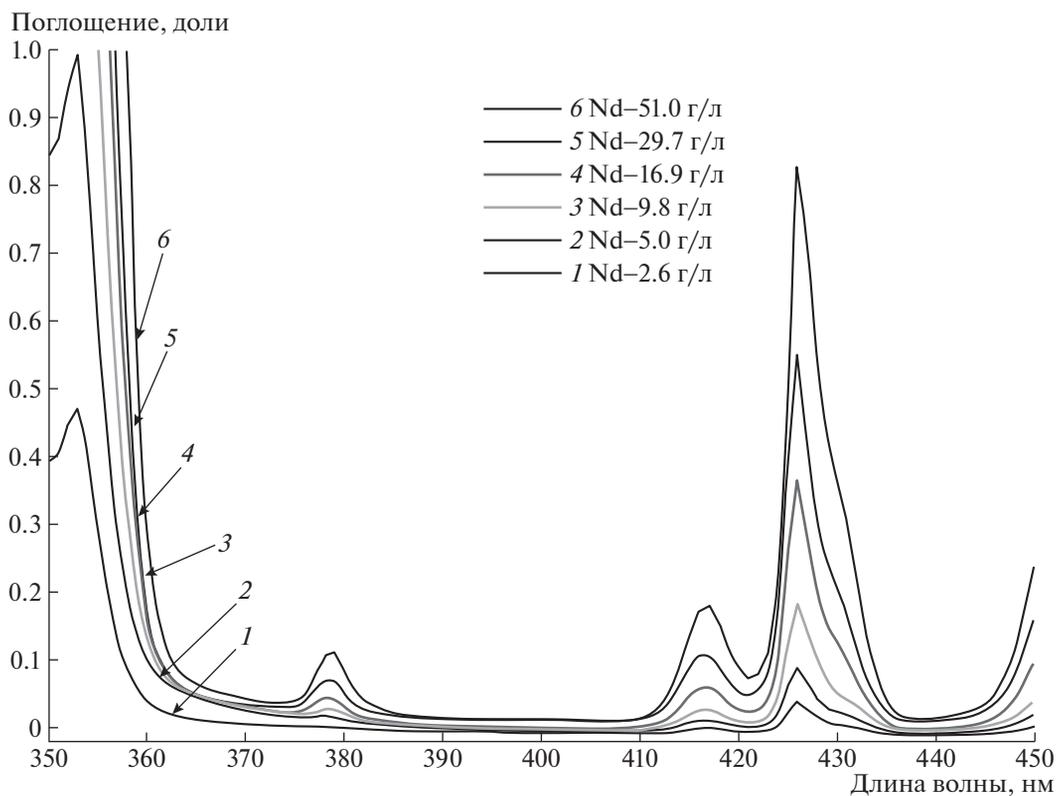


Рис. 2. Спектры поглощения света карбоксилатом неодима в псевдокумоле. Спектр поглощения света Nd-ЖС определяется поглощением Nd и пропорционален его концентрации.

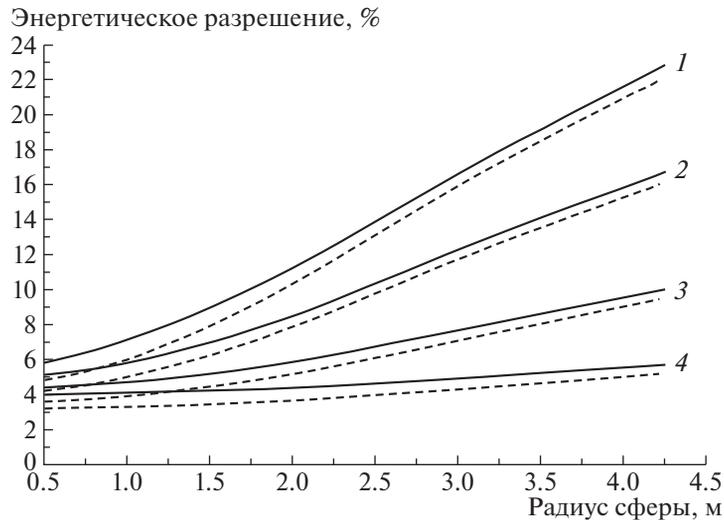


Рис. 3. Энергетическое разрешение Nd-ЖС-детектора в зависимости от радиуса центральной сферы и концентрации Nd. Кривые: сплошные — площадь покрытия ФЭУ 40%, штриховые — 60%. Цифрами показана концентрация неодима: 1 — 7.5, 2 — 5.0, 3 — 2.5, 4 — 1.0.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что при радиусе центральной сферы детектора 0.5–4.0 м и при концентрации ^{150}Nd 1–5 г/л можно обеспечить энергетическое разрешение при регистрации $0\nu2\beta$ -распада ^{150}Nd на уровне 4–6%. Под термином “энергетическое разрешение” мы будем понимать здесь отношение ширины на полувысоте распределения к среднему значению. Возможен также вариант детектора с более высокой концентрацией ^{150}Nd [6]. Примем далее энергетическое разрешение линии $Q_{0\nu2\beta}$ 4% как возможный нижний предел для больших сцинтилляционных детекторов с Nd-ЖС.

ФОНЫ ДЕТЕКТОРА С Nd-ЖС

Внутренние радиоактивные примеси

Наибольшая энергия внешнего гамма-излучения от естественных радиоактивных изотопов составляет 2.614 МэВ (^{208}Tl в ряду ^{232}Th), что существенно меньше энергии $0\nu2\beta$ -распада 3.37 МэВ. Но фон может возникать от примеси естественных радиоактивных изотопов внутри Nd-ЖС-детектора, которые производят бета-частицы и сопровождающие их гамма-кванты.

Учитывая высокую энергию $0\nu2\beta$ -распада ^{150}Nd , внутренний фон могут создавать только изотопы ^{208}Tl (ряд ^{232}Th) с максимальной энергией распада 5.001 МэВ и ^{214}Bi (ряд ^{238}U) с максимальной энергией бета-распада 3.27 МэВ. Спектры энерговыделений от этих элементов и их вклад в область $0\nu2\beta$ -распада для ^{150}Nd был рассчитан методом Монте-Карло для детекторов

различного объема с энергетическим разрешением 4%. Для детектора большого объема (когда эффективность регистрации гамма-квантов, сопровождающих бета-распад ^{208}Tl , равна $\sim 100\%$) результаты расчета представлены на рис. 4. Доля событий от распада ^{208}Tl , попадающих в область $0\nu2\beta$, составляет 2.1×10^{-2} . Для распада ^{214}Bi это значение равно 8.5×10^{-4} . С уменьшением детектора, когда его размер становится сравним с пробегом вылетающих гамма-квантов, эта доля уменьшается. Например, для детектора объемом 10 л эта доля составляет 5.2×10^{-3} и 2.1×10^{-5} соответственно. Фоновые события от распада ^{214}Bi могут быть полностью дискриминированы, поскольку вслед за бета-распадом ^{214}Bi происходит альфа-распад ^{214}Po ($E = 7.687$ МэВ, $T_{1/2} = 164$ мкс). Для ^{208}Tl подобная дискриминация затруднительна, поскольку нет последующего альфа-радиоактивного ядра с маленьким периодом полураспада, а предшествующий ему альфа-распад ^{212}Bi происходит с $T_{1/2} = 60.5$ мин.

Для получения данных о содержании радиоактивных примесей в образцах Nd была разработана методика измерения с помощью полупроводникового детектора на Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН в низкофоновой камере на образцах Nd естественного состава с чистотой 99.99%. Активность ^{238}U определена из полученных спектров по гамма-линии ^{214}Bi (609 кэВ), активность ^{232}Th — по линии ^{208}Tl (2614 кэВ). Эффективность регистраций гамма-линий определена при помощи моделирования методом Монте-Карло. Детали процесса измерений, полученные

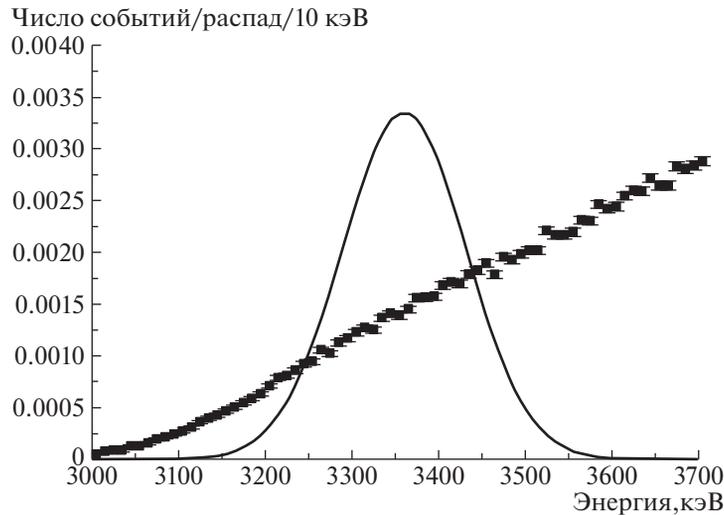


Рис. 4. Энергетический спектр ^{208}Tl (■) в области $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd (гауссовая кривая) в детекторе большого объема.

спектры и таблицы с результатами приведены в [10].

Получено, что активность и концентрация U и Th в образцах составляет:

$$\begin{aligned} {}^{214}\text{Bi}({}^{238}\text{U}) & 0.024 \pm 0.004 \text{ Бк/кг} \\ & (1.9 \times 10^{-9} \text{ гU/г}), \\ {}^{208}\text{Tl}({}^{232}\text{Th}) & 0.103 \pm 0.006 \text{ Бк/кг} \\ & (7.0 \times 10^{-8} \text{ гTh/г}). \end{aligned}$$

В образцах Nd с высокой степенью обогащения примесь Th может быть меньше, но если она будет того же порядка, то от распада ^{208}Tl будет возникать фон в области $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd при разрешении 4% 5.0×10^3 соб./кг (Nd) в год.

Для уменьшения внутреннего фона требуется тщательная очистка как используемого органического сцинтиллятора, так и соединения Nd от ^{232}Th .

Внутренний фон от собственного $2\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd

Принципиально неустранимым источником фона является вклад событий от двухнейтринной моды $2\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd в область безнейтринного двойного бета-распада $0\nu 2\beta$ с учетом конечного энергетического разрешения детектора.

Мы рассчитали энергетический спектр суммарного энерговыделения двух электронов с учетом кулоновского взаимодействия вылетающих электронов с ядром при $2\nu 2\beta$ -распаде и энергетическом разрешении 4% в сцинтилляционном детекторе (рис. 5). Доля событий, попадающих в энергетический интервал, равный ширине на полувысоте

распределения событий от $0\nu 2\beta$ -распада при энергетическом разрешении 4% линии $Q_{0\nu 2\beta}$, составляет 7.8×10^{-8} при энергетическом разрешении 4%. Период полураспада для $2\nu 2\beta$ ^{150}Nd измерен в эксперименте NEMO и составляет 9.3×10^{18} лет [11]. С учетом этого индекс фона от $2\nu 2\beta$ -распада в энергетическом интервале 3300–3435 кэВ равен $B_{2\nu 2\beta} = 0.023$ (год кг ^{150}Nd) $^{-1}$ при энергетическом разрешении 4%. При использовании детектора с несколькими кг ^{150}Nd этот фон пренебрежимо мал.

Однако при дальнейшем развитии эксперимента с большими массами этот вклад должен учитываться.

При этом возможно его дальнейшее снижение при использовании асимметричной области для регистрации $0\nu 2\beta$ -распада при некотором уменьшении эффективности регистрации.

Фон от внутренней оболочки детектора

При поиске $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd при помощи сцинтилляционного детектора оказывается важной также радиационная чистота материалов внешних по отношению к внутреннему объему детектора, содержащему Nd-ЖС. Это внешняя оболочка детектора, ФЭУ и внутренняя оболочка детектора, содержащая Nd-ЖС.

В сцинтилляционном детекторе Wogehino достигнут наиболее низкий фон во внутреннем объеме сцинтиллятора, окруженного нейлоновой оболочкой радиусом 4.5 м. В работе [12] подробно изучен полученный фон внутри этой оболочки в интересующей нас области энергии: 3.2–6.0 МэВ.

Оказалось, что после подавления космогенных фонов от мюонов в этой области энергии остались

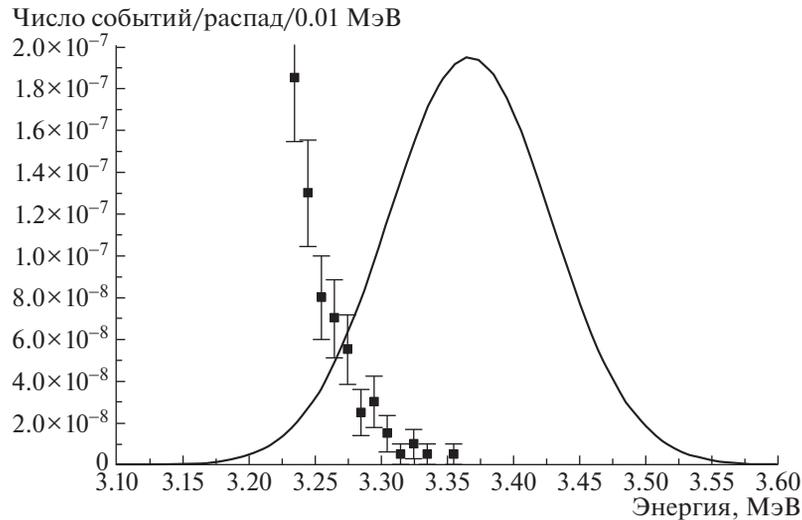


Рис. 5. Энергетический спектр $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd при энергетическом разрешении в 4% (кривая). Точки — энергетический спектр суммарного выделения энергии от двух электронов при $2\nu 2\beta$ -распаде ^{150}Nd в сцинтилляционном детекторе при энергетическом разрешении 4%.

фоны от ^{208}Tl , появляющегося в ряду распада ^{232}Th в нейлоновой внутренней оболочке, а также во внутреннем сцинтилляционном объеме до 1.5 м от нейлоновой оболочки. Есть два пути выхода ^{208}Tl из нейлоновой оболочки в сцинтиллятор. Первый путь — появляющиеся изотопы в ряду распада ^{232}Th могут покинуть нейлоновую оболочку за счет импульса отдачи, приобретаемого при распаде родителя, второй путь — нейлоновую оболочку покидает ^{220}Rn , который является прародителем ^{208}Tl . Этот эффект выхода изотопов прародителей ^{208}Tl привел к тому, что для уверенного выделения событий от рассеяния солнечных нейтрино на электронах пришлось выделить эффективный объем сцинтиллятора с радиусом 3 м. В области с большим радиусом фон от распада ^{208}Tl в области энергии 3.2–6.0 МэВ доминирует над скоростью счета событий от борных нейтрино.

Фон от внешней стальной оболочки и ФЭУ

Обнаружен и проанализирован фон [12], инициированный нейтронами от развалов радиоактивных атомных ядер из стальной оболочки и из стекла ФЭУ, а также инициированный нейтронами от реакций альфа-частиц. Эти нейтроны взаимодействуют с ядрами водорода и углерода сцинтиллятора с образованием высокоэнергичных гамма-квантов, которые обеспечивают выделение энергии выше 3.2 МэВ во внутренней сфере. Для детектора Bogehino этот фон оказался в эффективном объеме внутренней сферы ниже скорости счета событий от борных нейтрино [12].

Фон от борных солнечных нейтрино

В случае поиска распада ^{150}Nd по моде $0\nu 2\beta$ при помощи сцинтилляционного детектора с Nd-ЖС фон от солнечных борных нейтрино является принципиально не устранимым фоном и зависит от энергетического разрешения $Q_{0\nu 2\beta}$.

Выше упоминалось, что в эксперименте Bogehino удалось снизить фон в эффективном объеме в 100 т сцинтиллятора во внутренней сфере до уровня, который позволил произвести регистрацию потока солнечных борных нейтрино.

Скорость счета событий в области энергий 3.2–6.0 МэВ в эксперименте Bogehino составляет 0.133/сут/100 т [12]. Это значение совпадает с ожидаемой скоростью счета событий от рассеяния солнечных ^8B -нейтрино на электроне.

ОЧИСТКА Nd

Предварительная очистка Nd происходит в процессе синтеза и очистки комплексов неодима, используемых для приготовления Nd-ЖС.

В том случае, когда для создания Nd-содержащего сцинтиллятора выбран карбоксилат неодима (например, триметилгексаноат), очистка от тория может быть осуществлена на стадии приготовления водного раствора хлорида неодима, который в дальнейшем используется для синтеза карбоксилата. Водный раствор NdCl_3 может быть очищен от Th путем многократной экстракции с органическим раствором триоктилфосфиноксида (ТОРО) [13].

В случае выбора летучих бета-дикетонатных комплексов очистка может производиться непосредственно перед вводом их в сцинтиллятор методом многократной молекулярной дистилляции.

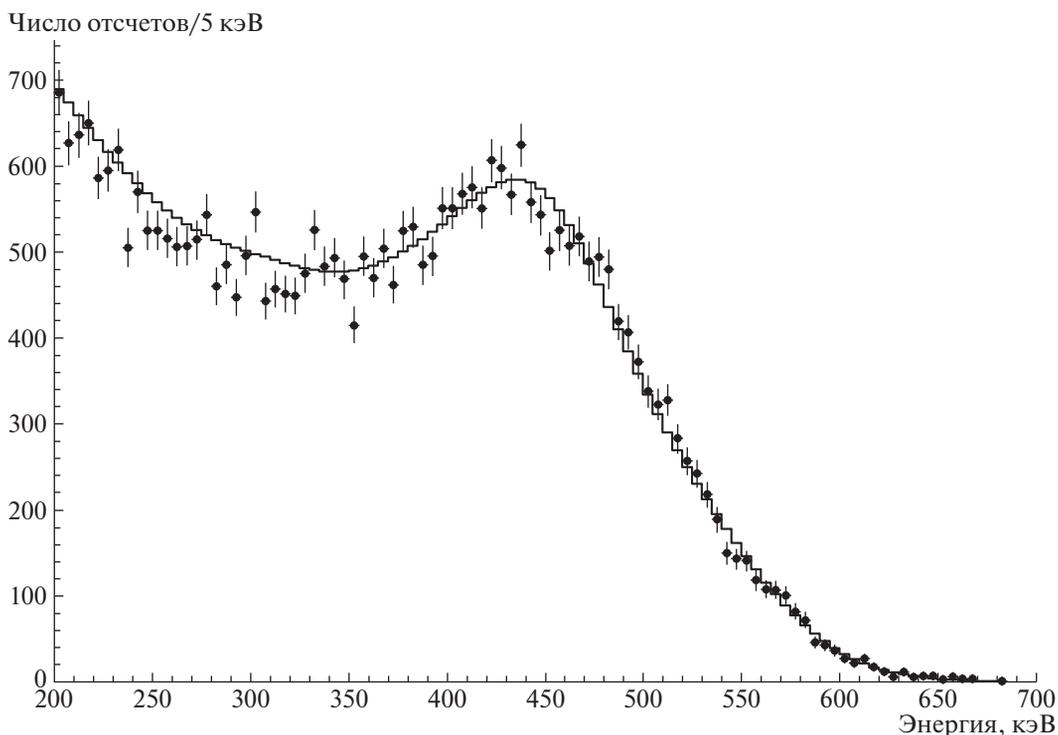


Рис. 6. Измеренный спектр энергосделений в макете детектора от гамма-квантов ^{137}Cs (точки с ошибкой) и смоделированный при помощи GEANT4 спектр (кривая) для энергетического разрешения детектора 7% в области наблюдаемого пика распределения.

Очистке от радиоактивности должен подвергаться не только комплекс неодима, но и все остальные компоненты сцинтиллятора: базовый растворитель и сцинтилляционные добавки. Методы очистки растворителей и сцинтилляционных добавок хорошо разработаны и представлены в работах [14, 15].

МАКЕТ Nd-СОДЕРЖАЩЕГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА

Для экспериментального измерения характеристик Nd-ЖС был сконструирован и создан сцинтилляционный модуль. Он состоит из низкофононовой цилиндрической кварцевой ячейки диаметром 100 и длиной 200 мм с двумя установленными по торцам ФЭУ размером 5" Hamamatsu R877-100.

Система регистрации включает суммирование импульсов с двух ФЭУ с последующим усилением и записью событий на амплитудном анализаторе. Для лучшего светосбора боковые стенки ячейки были обернуты зеркальной светоотражающей пленкой (алюминизированный майлар). Измерения проводятся после удаления кислорода воздуха из сцинтиллятора путем продувки аргоном. Эффект продувки дает 12%-ное увеличение световых выходов.

Из сравнения спектров сцинтилляторов на основе ЛАБа с Nd и без него при облучении гамма-квантами ^{137}Cs ($E = 662$ кэВ) получено, что световой выход для Nd-ЖС составляет в данном детекторе 85% от аналогичного сцинтиллятора без неодима.

Наиболее важным параметром для детектора с Nd-ЖС является энергетическое разрешение. Определить его непосредственно из вида спектра, как это делается для спектров тонких образцов сцинтиллятора, когда гамма-квант претерпевает только одно взаимодействие и получается чистый комптоновский спектр, невозможно. Поскольку размер детектора превышает пробег гамма-кванта, то квант может рассеиваться несколько раз, что приводит к уширению области спектра в области максимальной энергии электрона при однократном взаимодействии (470 кэВ). Было выполнено моделирование методом Монте-Карло спектра, получающегося при облучении детектора гамма-квантами ^{137}Cs с энергией 662 кэВ. Результаты измерения и расчета для энергетического разрешения 7% при энергии максимума распределения 430 кэВ приведены на рис. 6.

Если пересчитать это значение на энергию распада ^{150}Nd (3.37 МэВ), то получим 2.5%. Этот результат показывает, что полученное нами при

моделировании детектора большого размера предельное энергетическое разрешение в 4% реалистично. Параметры макета детектора оставались стабильными за все время работы с детектором (~9 мес.).

ВОЗМОЖНОСТИ БОЛЬШОГО СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ДЕТЕКТОРА ДЛЯ ПОИСКА $0\nu 2\beta$ -РАСПАДА ^{150}Nd

Для оценки возможности поиска распада ^{150}Nd по моде $0\nu 2\beta$ с помощью сцинтилляционного детектора со сцинтиллятором, нагруженным ^{150}Nd , используем результаты работы [12]. В этой работе приведены результаты измерения потока борных солнечных нейтрино и подробно исследованы различные источники фона с выделением энергии от 3.2 до 6 МэВ в детекторе Bogexino. Скорость счета в этом диапазоне энергии во внутреннем объеме детектора массой 277.5 т и радиусом 4.5 м удалось снизить до 2.135 соб./сут/277.5 т. Данная скорость счета в основном определялась радиоактивными примесями в нейлоновой сфере, ограничивающей внутренний объем. Было обнаружено, что плотность этих фоновых событий спадает с расстоянием от внутренней нейлоновой сферы к центру детектора. Оказалось, что можно выделить эффективный объем радиусом 3 м и с массой 100 т сцинтиллятора, в котором вклад от радиоактивных примесей во внутренней нейлоновой сфере становится мал по сравнению со скоростью счета событий от рассеяния борных солнечных нейтрино на электронах сцинтиллятора. Скорость счета в энергетическом диапазоне от 3.2 до 6 МэВ во внутреннем эффективном объеме массой 100 т составила: $B_{8\text{В}} = 0.133$ соб./сут/100 т.

Представим себе, что удалось заполнить объем внутренней нейлоновой сферы детектора Bogexino сцинтиллятором с растворенным в нем изотопом ^{150}Nd с концентрацией 1 г/л и с достаточно малым содержанием U и Th.

При столь низкой концентрации Nd сцинтилляционные и оптические параметры детектора существенно не изменятся (рис. 3). Только центральная часть детектора с массой 100 т, содержащая 114 кг ^{150}Nd , может быть использована для поиска $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd из-за низкого уровня фона, который возникает из-за рассеяния солнечных борных нейтрино на электронах и из-за $2\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd . Оценим этот фон. Для этого необходимо знать энергетическое разрешение линии $Q_{0\nu 2\beta}$.

В работе [16] приведена аппроксимация энергетической зависимости энергетического разрешения для детектора Bogexino: $\sigma_E/E = 5\% / (\sqrt{E}/\text{МэВ})$. Для линии $Q_{0\nu 2\beta} = 3.37$ МэВ для энергетического

разрешения с использованием FWHM получим $\text{FWHM}/Q_{0\nu 2\beta} = 6.4\%$. На основе результатов наших расчетов, приведенных на рис. 5, получим, что в области левее линии $Q_{0\nu 2\beta}$ фон при таком энергетическом разрешении будет значительным.

Для поиска $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd мы предлагаем использовать энергетическую область $Q_{0\nu 2\beta} + 3\sigma_E$, в которой эффективности регистрации $0\nu 2\beta$ -распада $\varepsilon = 0.5$ и фон от $2\nu 2\beta$ -распада можно не учитывать по сравнению с фоном от борных нейтрино. Оценим фон от борных нейтрино:

$$B = B_{8\text{В}} = (0.133 \text{ соб./сут}/100 \text{ т}/2.8 \text{ МэВ}) 3\sigma_E \times 365 \text{ сут} = 4.7 \text{ соб./100 т/год}/3\sigma_E.$$

Вычислим период полураспада изотопа ^{150}Nd по моде $0\nu 2\beta$, который может быть обнаружен в этих условиях с 90%-ной вероятностью за время наблюдения T :

$$T_{1/2} = \left(\varepsilon M(^{150}\text{Nd}) N_{\text{Av}} \ln 2\sqrt{T} \right) / (1.7 \times 10^{25} \times A_{\text{Nd}} \sqrt{B}) = 9.6 \times 10^{25} \text{ лет}, \quad (1)$$

где $\varepsilon = 0.5$; $M(^{150}\text{Nd}) = 114$ кг; $T = 5$ лет; $A_{\text{Nd}} = 0.150$ кг — масса моля ^{150}Nd и N_{Av} — число Авогадро. При оценке (1) принята степень обогащения ^{150}Nd 100%.

Используя методику из работы [4], оценим минимальную массу нейтрино Майораны m_M , необходимую для обеспечения сигнала от распада ^{150}Nd по моде $0\nu 2\beta$, равного $1.7\sqrt{B_{\text{Nd}} M_{\text{Nd}} T}$:

$$m_M \approx m_0 D^{-1/2},$$

где

$$D^{-1/2} = 1.3\varepsilon^{-1/2} (B_{\text{Nd}}/M_{\text{Nd}} T)^{1/4},$$

$m = 10$ мэВ для ^{150}Nd и детектора с $D = 1$ ($\varepsilon = 1$; $M_{\text{Nd}} T = 3/T_{\text{Nd}}/\text{год}$; $B_{\text{Nd}} = 1/T_{\text{Nd}}/\text{год}$).

В нашем случае $\varepsilon = 0.5$; $M_{\text{Nd}} = 0.114$ т; $T = 5$ лет; $B_{\text{Nd}} = 41$ соб./ $T_{\text{Nd}}/\text{год}$.

Получим $m_M = 59$ мэВ.

Отметим, что нижняя граница $T_{1/2} > 8 \times 10^{25}$ лет, полученная коллаборацией GERDA [1], приводит к верхней границе для эффективной массы нейтрино $m_{\beta\beta} < 0.12-0.26$ эВ.

Видно, что детектор типа Bogexino со сцинтиллятором, нагруженным ^{150}Nd с концентрацией 1 г/л, мог бы составить конкуренцию планируемым экспериментам по поиску $0\nu 2\beta$ -распада.

Заметим здесь, что вся внутренняя нейлоновая сфера радиусом 4.5 м должна быть заполнена Nd-ЖС, а используется для поиска $0\nu 2\beta$ -распада только эффективный объем с радиусом 3 м. Поэтому большая часть растворенного изотопа ^{150}Nd

не используется для поиска $0\nu 2\beta$ -распада. Это экономически неэффективно. Такая ситуация возникает из-за недостаточной радиационной чистоты внутренней нейлоновой сферы.

Из проведенного анализа можно сформулировать основные требования к специализированному сцинтилляционному детектору для поиска $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd . Рассмотрим детектор с геометрическими размерами и структурой, такими же, как у детектора Bogexino. Прежде всего необходимо разработать технологию получения внутренней сферы с радиационной чистотой, в десятки раз лучшей, чем у нейлоновой внутренней сферы в детекторе Bogexino. В этом случае появится возможность использовать для поиска $0\nu 2\beta$ -распада большую массу изотопа, что позволит увеличить экономическую эффективность и чувствительность детектора к поиску $0\nu 2\beta$ -распада (1). Также необходимо улучшить энергетическое разрешение линии $Q_{0\nu 2\beta}$. Для этого необходимо в соответствии с нашими расчетами обеспечить долю площади, покрытой фотокатодом, не менее 60%. Это приведет к уменьшению фонов как от борных нейтрино, так и от $2\nu 2\beta$ -распада, что позволит увеличить эффективность регистрации линии $Q_{0\nu 2\beta}$. ФЭУ должны быть низкофоновыми, это позволит уменьшить фон, инициированный нейтронами. Подразумевается, что радиационная чистота Nd-ЖС должна быть на уровне, достигнутом в детекторе Bogexino.

Также можно рассмотреть чистую внутреннюю сферу меньшего размера со сцинтиллятором с концентрацией ^{150}Nd 7.5 г/л. Несмотря на то что согласно рис. 3 произойдет увеличение энергетического разрешения, это позволит уменьшить фон от борных нейтрино при той же массе изотопа (1).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена возможность использования изотопа ^{150}Nd для поиска двойного безнейтринного бета-распада. Создан Nd-содержащий жидкий органический сцинтиллятор, измерены его световой выход и длина поглощения света при концентрации Nd до 50 г/л. На основе полученных данных показана возможность использования Nd-ЖС в больших сцинтилляционных детекторах с размером вплоть до 10 м с энергетическим разрешением 4–6% для энергии распада ^{150}Nd . Такой детектор может составить конкуренцию действующим и проектируемым детекторам для поиска $0\nu 2\beta$. Рассмотрены источники внутреннего фона. Показано, что наибольшую опасность представляет изотоп ^{208}Tl (^{232}Th), и найдены пределы на его допустимую

примесь. Создан макет Nd-ЖС-детектора, и исследованы его энергетические и оптические параметры. Показана возможность достижения энергетического разрешения $\sim 4\%$. Рассматриваются возможная конструкция крупномасштабного детектора и ожидаемые результаты.

Мы выражаем благодарность И. Костылеву, Н.А. Корсаковой, Е.К. Легину, А.Е. Мирославу, М.Д. Караван, Б.В. Локшину, В.П. Моргалюку за участие в разработке Nd-содержащего сцинтиллятора.

Работа поддержана грантом РФФИ № 16-12-10322.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Agostini *et al.* (GERDA Collab.), Phys. Rev. Lett. **120**, 132503 (2018).
2. A. Gando *et al.* (KamLAND-Zen Collab.), Phys. Rev. Lett. **117**, 082503 (2016).
3. А. П. Бабичев, И. С. Григорьев, А. И. Григорьев, А. П. Доровский, А. Б. Дьячков, С. К. Ковалевич, В. А. Кочетов, В. А. Кузнецов, В. П. Лабозин, А. В. Матрахов, С. М. Миронов, С. А. Никулин, А. В. Песня, Н. И. Тимофеев, В. А. Фирсов, Г. О. Цветков, Г. Г. Шаталова, Квант. электрон. **35**, 879 (2005).
4. J. D. Vergados, H. Ejiri, and F. Šimkovic, Int. J. Mod. Phys. E **25**, 1630007 (2016); arXiv: 1612.02924 [hep-ph].
5. J. Benziger, Int. J. Mod. Phys. A **29**, 1442002 (2014).
6. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, К. Каттадори, Н. А. Данилов, А. Ди Вакри, А. Янни, С. Низи, Г. Я. Новикова, Ф. Ортика, А. Романи, С. Сальво, О. Ю. Смирнов, Е. А. Янович, ПТЭ, № 5, 37 (2012) [Instrum. Exp. Techn. **55**, 545 (2012)].
7. S. Biller (for the SNO+ Collab.), arXiv: 1405.3401v1 [physics.ins-det].
8. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, ПТЭ, № 4, 82 (2017) [Instrum. Exp. Techn. **60**, 533 (2017)].
9. Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, А. И. Костылев, Н. А. Корсакова, Е. К. Легин, А. Е. Мирославов, М. Д. Караван, Б. В. Локшин, В. П. Моргалюк, ЖНХ **63** (2018) (в печати).
10. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, А. В. Вересникова, Ю. М. Гаврилюк, А. М. Гежаев, В. И. Гуренцов, В. В. Казалов, В. В. Кузьминов, Препринт № 1428/2016, ИЯИ РАН (Москва, 2016).
11. R. Arnold *et al.* (NEMO-3 Collab.), Phys. Rev. D **94**, 072003 (2016).
12. M. Agostini *et al.* (Borexino Collab.), arXiv: 1709.00756v1 [hep-ex].

13. Н. А. Данилов, Ю. С. Крылов, В. И. Жилов, А. Ю. Цивадзе, Е. В. Сальникова, И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, К. Каттадори, С. Низи, М. Ди Вакри, К. Салво, А. Янни, *Радиохимия* **53**, 229 (2011) [*Radiochemistry* **53**, 269 (2011)].
14. И. Р. Барабанов, В. П. Моргалюк, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, *Радиохимия* **58**, 535 (2016) [*Radiochemistry* **58**, 625 (2016)].
15. Г. Я. Новикова, *ЭЧАЯ* **49**, 1360 (2018) [*Phys. Part. Nucl.* **49**, 774 (2018)].
16. A. Derbin *et al.* (Borexino Collab.), arXiv: 1605.06795 [hep-ex].

THE SEARCH OF DOUBLE NEUTRINOLESS BETA-DECAY OF ^{150}Nd BY USE OF LIQUID ORGANIC SCINTILLATOR DETECTOR

I. R. Barabanov¹⁾, L. B. Bezrukov¹⁾, Yu. M. Gavriluk¹⁾, V. I. Gurentsov¹⁾, V. V. Kazalov¹⁾, V. V. Kuzminov¹⁾, G. Ya. Novikova¹⁾, S. V. Semenov²⁾, V. V. Sinev¹⁾, G. O. Tsvetkov²⁾, A. V. Veresnikova¹⁾, E. A. Yanovich¹⁾

¹⁾*Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²⁾*National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia*

The high energy of the double neutrinoless beta decay ($0\nu 2\beta$) of the ^{150}Nd isotope and high daughter nucleus charge Z_f make it one of the most promising isotopes for the search for $0\nu 2\beta$ decay. A detector based on a liquid organic scintillator containing ^{150}Nd (Nd-LS) allows the use of large isotope masses. The requirements for the used Nd radiation purity are determined. The possible design of a large-scale detector and the expected results are considered.