

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ПОИСК ПРИМЕСИ СТЕРИЛЬНЫХ НЕЙТРИНО ПРИ РЕГИСТРАЦИИ РАСПАДОВ ТРИТИЯ В ПРОПОРЦИОНАЛЬНОМ СЧЕТЧИКЕ: НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ

© 2015 г. Д. Н. Абдурашитов, А. И. Берлев,
Н. А. Лиховид, А. В. Лохов*, И. И. Ткачев, В. Э. Янц

Институт ядерных исследований РАН, Москва

Поступила в редакцию 09.07.2014 г.

Предлагается эксперимент, направленный на поиск примеси стерильных нейтрино с массами в диапазоне 1–8 кэВ путем регистрации электронов от распада трития в пропорциональном счетчике. Примесь может быть обнаружена по специфическому искажению энергетического спектра электронов. Для указанных масс искажение распространяется на весь спектр, что позволяет использовать детекторы с относительно невысоким (порядка 10–15%) энергетическим разрешением. Классический пропорциональный счетчик является простым и естественным детектором распадов газообразного трития. Новизна подхода заключается, с одной стороны, в использовании газового пропорционального счетчика с цельнопаяным кварцевым корпусом, позволяющим снимать токовый сигнал напрямую с анодной нити и обеспечивающим высокую стабильность при длительных измерениях. С другой стороны, применение современных цифровых методов регистрации позволит проводить измерения в условиях высокой загрузки — вплоть до 10^6 Гц. В результате энергетический спектр электронов от распадов трития, содержащий 10^{12} отсчетов, можно будет набрать примерно за месяц. Такая статистика позволит поставить верхний предел на долю примеси стерильных нейтрино порядка 10^{-3} – 10^{-5} на уровне достоверности 3σ для m_s в диапазоне 1–8 кэВ, что на 1–2 порядка лучше современных значений.

DOI: 10.7868/S0044002715020026

1. ВВЕДЕНИЕ

Ненулевая масса нейтрино и существование темной материи, природа которой неизвестна, свидетельствуют о том, что стандартная модель физики частиц не полна. К числу наиболее естественных кандидатов на роль темной материи относятся стерильные нейтрино. Эти частицы появляются в большинстве расширений стандартной модели на случай массивных нейтрино. Стерильные (правые) нейтрино — это нейтральные лептоны. Являясь $SU(2)$ -синглетами, они не участвуют в слабых взаимодействиях. Однако, за исключением специальных вырожденных случаев, они смешиваются с активными (левыми) нейтрино и приводят к появлению дополнительных массовых состояний в спектре. С экспериментальной точки зрения в пользу существования стерильных нейтрино говорят результаты некоторых осцилляционных экспериментов с короткой базой (LSND и MiniBooNE), реакторная аномалия и результаты калибровки радиохимических экспериментов по

измерению потоков солнечных нейтрино, см. обзор [1]. Эти аномалии можно описать в предположении одного или двух легких стерильных нейтрино с массой порядка электронвольт. Гипотеза о существовании дополнительных легких нейтрино не противоречит современным космологическим данным по измерениям анизотропии реликтового излучения [2] и по распространенности легких элементов в свете теории первичного нуклеосинтеза [3]. Более того, эта гипотеза может снять [4, 5] существующие на сегодняшний день противоречия в наблюдениях Вселенной на малых и больших красных смещениях, а именно между данными эксперимента “Планк”, локальными измерениями постоянной Хаббла и имеющейся статистикой больших скоплений галактик. С точки же зрения объяснения темной материи наиболее интересным является диапазон масс стерильных нейтрино в области 1–10 кэВ [6, 7].

По аналогии с тремя поколениями фермионов стандартной модели можно ожидать, что стерильные правые нейтрино также образуют поколения. Обнаружение одного поколения стерильных нейтрино придаст уверенности в существовании

*E-mail: lokhov@inr.ru

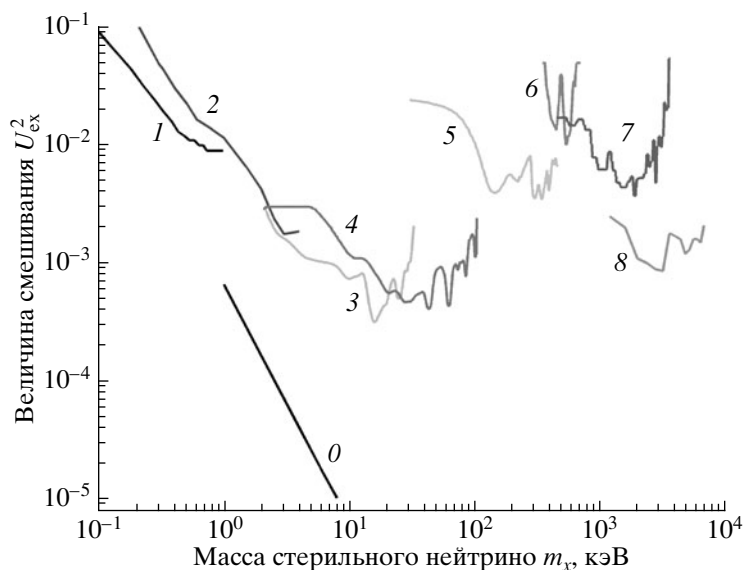


Рис. 1. Пределы на примесь стерильных нейтрино в ядерных распадах (нумерация линий соответствует следующим экспериментам: 1 — ^{187}Re [13]; 2 — ^3H [14]; 3 — ^{63}Ni [12]; 4 — ^{35}S [15]; 5 — ^{64}Cu [16]; 6 — ^{37}Ar ядра отдачи [17]; 7 — ^{38m}K [18]; 8 — ^{20}F [19]; 0 — оценка чувствительности предлагаемого эксперимента).

остальных поколений. Если одно из них образует темную материю, соотношение между массой и углом смешивания такого нейтрино существенно ограничено астрофизическими наблюдениями, такими, как поиск гамма-линии от распада стерильных нейтрино в галактических гало [8], см. обзор [7]. Эти ограничения не распространяются на остальные поколения. В связи с этим прямые лабораторные поиски стерильных нейтрино представляют особенный интерес как в области значений параметров, соответствующих сектору темной материи, так и вне ее. Обнаружение стерильных нейтрино даст ответ сразу на ряд фундаментальных вопросов физики частиц (структура массовой матрицы нейтрино, характер расширения стандартной модели, несохранение лептонного числа), астрофизики и космологии (темная материя).

2. ПОИСК ПРИМЕСИ МАССИВНЫХ НЕЙТРИНО В ЯДЕРНЫХ β -РАСПАДАХ

Начало целенаправленных поисков примеси массивных нейтрино в ядерных β -распадах в лабораторных условиях можно увязывать с оригинальной работой Симпсона [9], в которой было заявлено о наблюдении изгиба в спектре электронов трития в области 1.5 кэВ. Измерения проводились с использованием $\text{Si}(\text{Li})$ полупроводникового детектора (ППД), в который тритий был внедрен путем имплантации. На основании этого наблюдения был сделан вывод о существовании нейтрино с массой 17.1 кэВ и вероятностью смешивания 3%. После этого Симпсон с соавт. опубликовал еще две

работы: по измерению спектра электронов трития, имплантированного в сверхчистый германиевый ППД [10], и спектра электронов ^{35}S , снятого внешним $\text{Si}(\text{Li})$ ППД, без имплантации источника в детектор [11]. В приведенных работах оценка на примесь была снижена до $\sim 0.6\%$, при этом подтверждалось присутствие тяжелых нейтрино с массой порядка 17 кэВ. Эти результаты привели к всплеску экспериментов, направленных на поиск таких нейтрино в распадах ^{14}C , ^{63}Ni , ^{177}Lu и некоторых других элементов. В целом ряде работ были получены в основном отрицательные результаты, исключавшие выводы Симпсона. Наиболее существенное на текущий момент ограничение на примесь массивных нейтрино было получено на магнитном спектрометре в Университете Цюриха по измерениям спектра электронов ^{63}Ni . По этим измерениям верхний предел на примесь 17-кэВных нейтрино был оценен в 0.05% на 95%-ном уровне достоверности [12].

Несмотря на то что наличие примеси нейтрино с массой 17 кэВ на уровне 0.6% было опровергнуто независимыми экспериментами, поиск массивных (стерильных) нейтрино в ядерных β -распадах в лабораторных условиях продолжился, хотя и не с такой интенсивностью. Современные ограничения на величину примеси отражены на рис. 1, где представлены верхние пределы на значение параметра смешивания U_{ex}^2 для разных масс нейтрино m_x . Рассматривается простой случай смешивания массивных стерильных нейтрино ν_x с электронным флейворным состоянием активного нейтрино

ν_e . Рисунок подготовлен по опубликованным результатам лабораторных экспериментов последнего времени, в которых на основе детального анализа ядерных распадов проводился поиск примеси массивных стерильных нейтрино. Нумерация линий соответствует следующим экспериментам: 1 — ^{187}Re [13]; 2 — ^3H [14]; 3 — ^{63}Ni [12]; 4 — ^{35}S [15]; 5 — ^{64}Cu [16]; 6 — ^{37}Ar ядра отдачи [17]; 7 — ^{38m}K [18]; 8 — ^{20}F [19]. На этом рисунке не представлены пределы на примесь массивных нейтрино, полученные по тритию на магнитных спектрометрах в Троицке [20] и в Майнце [21]. Эти эксперименты были нацелены в первую очередь на регистрацию β -спектра трития вблизи граничной энергии для точного измерения массы ν_e , поэтому пределы на примесь получены для m_x в диапазоне 1–100 эВ. Однако в ближайших планах этих групп (проект KATRIN как продолжение эксперимента в Майнце) стоят измерения спектра в более широком диапазоне, позволяющем поставить пределы для масс порядка нескольких кэВ.

На этом же рисунке показан верхний предел на параметр смешивания, ожидаемый в результате предлагаемого эксперимента (помечен цифрой “0”). Предел получен моделированием экспериментального спектра с обеспеченностью 10^{12} событий; более подробно методика оценки описана ниже, в разд. 6.

3. ПОИСК ПРИМЕСИ МАССИВНЫХ НЕЙТРИНО В β -РАСПАДЕ ТРИТИЯ В ПРОПОРЦИОНАЛЬНОМ СЧЕТЧИКЕ

С точки зрения методики обсуждаемого эксперимента наиболее интересны работы [22, 23], в которых исследовался β -спектр трития в газовой пропорциональной камере. Работы выполнялись с целью проверки гипотезы 17-кэВных нейтрино, поэтому в основном на наличие изгиба исследовался участок спектра от 0.8 до 3.5 кэВ. Несмотря на это, некоторые методические особенности указанной работы имеют прямое отношение к предлагаемому эксперименту. В частности, была использована смесь $\text{Ar} + 10\%\text{CH}_4$ при давлении 0.5 атм; максимальная скорость счета — 2000 Гц. За 500 ч измерений статистическая обеспеченность по всему спектру составила примерно 10^9 событий, при этом авторы [22, 23] не сообщают о замеченной деградации газовой смеси. Далее отмечено наличие стеночного эффекта, который в основном проявил себя в области малых (до ~ 3 кэВ) энерговыделений. По этим измерениям верхний предел на примесь 17-кэВных нейтрино также был оценен в 0.2% на 90%-ном уровне достоверности.

Следует отметить одну раннюю работу, также имеющую прямое отношение к предлагаемому эксперименту. Речь идет об измерениях массы электронного (анти)нейтрино по форме β -спектра трития вблизи граничной энергии. В работах [24, 25] был применен цилиндрический пропорциональный счетчик с газовой смесью на основе $\text{Xe} + \text{Ar} + \text{CH}_4$ в различных соотношениях. Активность трития в счетчике не превышала 30 000 событий в минуту (500 Гц), о деградации смеси не сообщается. Также отмечается линейность шкалы и стабильность энергетического разрешения. Спектр трития исследовался в области выше 16 кэВ, ограничение на массу нейтрино составило 1 кэВ. С точки зрения методики важным моментом является также отмеченный пренебрежимо малый вклад стеночного эффекта в спектр электронов, начиная с 5 кэВ энерговыделения. И хотя численных оценок вклада стеночного эффекта не приведено, из этих работ можно сделать важный вывод о принципиальной возможности длительного набора спектра при высокой скорости счета в пропорциональном счетчике так, что вклад от стеночного эффекта будет незначителен.

4. НОВЫЙ ПОДХОД К ИЗМЕРЕНИЯМ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ТРИТИЯ В ПРОПОРЦИОНАЛЬНОМ СЧЕТЧИКЕ

Как уже было отмечено выше, экспериментальный интерес представляет поиск специфического искажения энергетического спектра электронов в распадах трития, возникающего благодаря гипотетической примеси стерильных нейтрино с массами m_s в диапазоне 1–10 кэВ. Как будет показано ниже, для указанных масс искажение распространяется на весь спектр, что позволяет использовать детекторы с относительно невысоким (~ 10 – 15%) энергетическим разрешением. Для регистрации электронов будет использован цилиндрический газовый пропорциональный счетчик. Очевидным преимуществом газового счетчика в случае с тритием служит естественное совмещение источника с мишенью, что в сочетании с низким порогом (вплоть до 0.2 кэВ) дает возможность регистрации практически всего спектра энерговыделений. Благодаря этому преимуществу газовые детекторы неоднократно выбирались для измерения спектра трития [22, 24, 25]. Предлагаемый для данной работы счетчик имеет специальную конструкцию — выполняется из кварцевого стекла с нанесением на внутреннюю поверхность тонкой углеродной пленки, служащей катодом [26, 27]. Цельнопаянный кварцевый корпус обеспечивает, по сравнению с традиционными методами изготовления пропорциональных счетчиков, радикальное улучшение надежности и стабильности работы

счетчика, а также возможность работы со счетчиком в широком диапазоне температур — вплоть до 400°С.

Предварительный выбор конструкции счетчика и смеси следующий. Счетчик представляет собой кварцевую трубку $\varnothing 10$ мм и толщиной стенки 1 мм. Тонкий (~ 1 мкм) слой пиролитического графита (катод) наносится на внутреннюю поверхность трубки разложением изобутана; в качестве анода используется центральная вольфрамовая нить $\varnothing 12$ мкм. При заполнении смесью $\text{Xe} + \text{CH}_4$ и при давлении ~ 1 атм токовый импульсный сигнал, снимаемый в пропорциональном режиме напрямую с анодной нити, имеет длительность порядка 20 нс по основанию 10%. Запись подробных (с шагом ~ 1 нс) осциллограмм импульсов обеспечит разрешение по времени порядка 3–5 нс и, как следствие, даст возможность работать с высокой скоростью счета.

Отличительной особенностью предлагаемого эксперимента служит возможность долговременных измерений в условиях высокой скорости поступления событий — порядка 10^5 – 10^6 Гц. Возможность длительного стабильного набора данных с высокой скоростью счета распадов ^3H в пропорциональном счетчике обеспечивается, с одной стороны, подбором условий работы счетчика (оптимальная газовая смесь, не склонная к деградации, термостабилизация счетной аппаратуры и источников высокого напряжения и т.д.). С другой стороны, уровень развития современной цифровой обработки сигналов позволяет обеспечить накопление значительных объемов данных в режиме “online”. При этом не представляет технических затруднений запись формы каждого токового сигнала от счетчика, превысившего предустановленный порог, с дискретизацией порядка 1 нс.

Подобный режим набора реализован в ИЯИ РАН в исследованиях подбарьерного деления ядер на нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце (СВЗ-100), а также в исследованиях резонансной структуры нейтронных сечений на времяпролетных спектрометрах РЭПС и РАДЭКС. Экспериментальная техника и метод измерения подробно описаны в работах [28, 29]. В качестве примера использования счетчиков с кварцевым корпусом можно привести эксперимент SAGE по измерению потока солнечных нейтрино [30], в котором счетчики аналогичной конструкции стабильно работают в течение длительного времени.

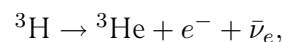
Запись детальных осциллограмм импульсных сигналов с высоким разрешением по времени позволяет существенно снизить долю случайных наложений сигналов и осуществить набор значительной статистики в одном детекторе за разумное время. Так, при скорости 10^6 Гц за 1 мес измерений

будет набран спектр энергосигналов в счетчике, содержащий около 10^{12} отсчетов в диапазоне 0.5–20 кэВ. Такая статистика позволит поставить верхний предел на долю примеси стерильных нейтрино порядка 10^{-3} – 10^{-5} на уровне достоверности 3σ для m_s в диапазоне 1–8 кэВ. Указанный подход для поиска примеси стерильных нейтрино в распадах трития до настоящего времени не применялся. Кроме того, набор спектра электронов распада трития в одном детекторе со статистической обеспеченностью порядка 10^{12} практически во всем диапазоне энергий будет уникальным измерением, не имеющим аналогов, — максимальное число событий в спектре трития, полученное когда-либо за одну серию измерений в пропорциональном счетчике, не превышает 10^9 [22].

Методически описанный подход был уже реализован в работе [31]. Однако главной целью этой работы была демонстрация возможностей метода записи осциллограмм импульсных сигналов на примере измерения активности ^{37}Ar в пропорциональном счетчике в условиях интенсивной загрузки. Для решения этой задачи оказалось достаточно шага оцифровки 10 нс. Токовый импульсный сигнал с анода счетчика формировался предусилителем с характерным временем ~ 20 нс. Длительность фронта сформированного сигнала составляла 50–70 нс, спада — до 1 мкс; временное разрешение составило 30 нс. В указанной работе не проводились оценки величин систематического искажения спектра D и C (см. разд. 8), однако по косвенным данным эти параметры можно грубо оценить как $\sim 0.2\%$ и $\sim 1\%$ соответственно. В рамках методических исследований подобные измерения необходимо будет осуществить с упором на оценку именно этих параметров.

5. МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ИСКАЖЕНИЯ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАСПАДЕ ТРИТИЯ

Тритий ($Z = 1$, $A = 3$) распадается по схеме



переходя в изотоп гелия ^3He с периодом полураспада $t_{1/2} \simeq 12.3$ лет и энергией $Q_\beta \simeq 18.6$ кэВ. Спин и четность ядер реакции не меняются ($1/2^+ \rightarrow 1/2^+$), распад относится к сверхразрешенным фермиевским переходам, и электрон испускается в виде s -волны. Для разрешенных переходов форма спектра испускаемых электронов определяется выражением

$$\frac{dN}{dE} \sim F(Z, E)pE(E_0 - E)^2.$$

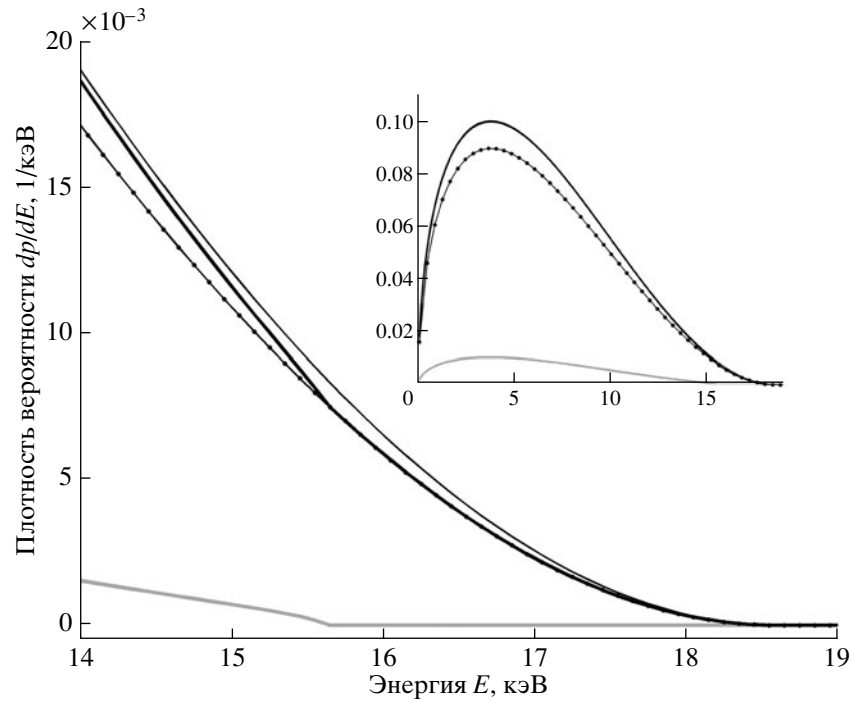


Рис. 2. Спектр электронов трития с примесью стерильных нейтрино на участке 14–19 кэВ: $U^2 = 0.1$, $m_s = 3$ кэВ. Тонкая линия — чистый спектр S_l без примеси ν_s ; тонкая линия с точками — этот же спектр с коэффициентом $1 - 0.1 = 0.9$; жирная серая линия — чистый примесный спектр S_s с коэффициентом 0.1; жирная сплошная линия — смешанный спектр $S = 0.9S_l + 0.1S_s$. На вкладке представлен спектр электронов во всем диапазоне энергий.

Здесь p , E — импульс электрона и его энергия (в единицах $m_e c^2$); E_0 — граничная энергия, а $F(Z, E)$ — функция Ферми, учитывающая влияние кулоновского взаимодействия испускаемых электронов с дочерним ядром. Ненулевая масса нейтрино m_ν приводит к смещению граничной энергии спектра, которое описывается следующим образом:

$$\frac{dN}{dE} \sim F(Z, E) p E (E_0 - E) \times [(E_0 - E)^2 - (m_\nu c^2)^2]^{1/2}.$$

В случае присутствия массивного стерильного нейтрино ν_s флейворное состояние ν_e (и, соответственно, $\bar{\nu}_e$) может быть записано как комбинация легкого активного (индекс i) и тяжелого стерильного массовых состояний:

$$|\nu_e\rangle = \sum_i U_{ei} |\nu_i\rangle + \sum_s U_{es} |\nu_s\rangle,$$

где U — унитарная лептонная матрица смешивания. Без ущерба для общности можно аппроксимировать это выражение смешиванием только двух массовых состояний:

$$|\nu_e\rangle = U_{el} |\nu_l\rangle + U_{es} |\nu_s\rangle.$$

Эффективная масса легкого активного нейтрино ($m_l \lesssim \text{эВ}$) пренебрежимо мала по сравнению с массой искомого стерильного нейтрино порядка 1 кэВ.

В этом случае можно записать спектр электронов распадов трития как [32]

$$\frac{dN}{dE} = (1 - |U_{es}|^2) \frac{dN_l}{dE} + |U_{es}|^2 \frac{dN_s}{dE},$$

где

$$\frac{dN_l}{dE} \sim F(Z = 2, E) p E (E_0 - E)^2$$

— чистый спектр без примеси стерильного нейтрино и с нулевой массой активного нейтрино, а

$$\frac{dN_s}{dE} \sim F(Z = 2, E) p E (E_0 - E) \times [(E_0 - E)^2 - (m_s c^2)^2]^{1/2}$$

— чистый примесный спектр со стерильным нейтрино. Здесь и в дальнейшем мы пренебрегаем спектром конечных состояний молекулярного иона ^3He .

С целью упрощения рассуждений рассмотрим только кинематическую составляющую формы спектра электронов. Для этого избавимся от функции Ферми в аналитических выражениях: чистый спектр без примеси стерильного нейтрино обозначим как $S_l \equiv \frac{dN_l}{dE} / F(Z = 2, E)$, чистый примесный спектр со стерильным нейтрино обозначим как $S_s \equiv \frac{dN_s}{dE} / F(Z = 2, E)$, а смешанный спектр — $S \equiv \frac{dN}{dE} / F(Z = 2, E)$. Возможное искажение спектра

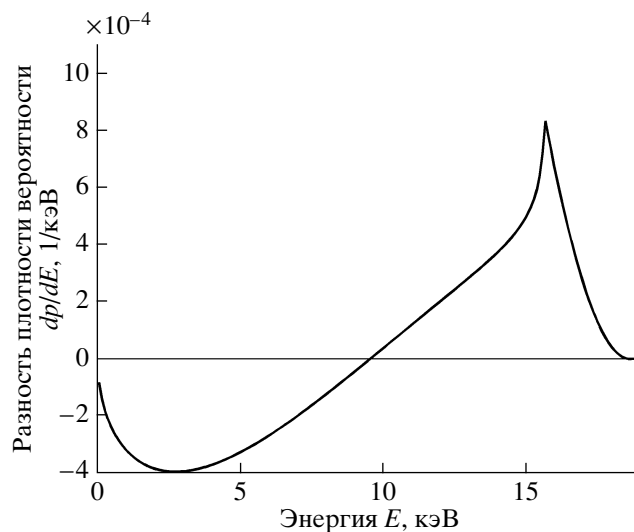


Рис. 3. Разностный спектр $S_l - S$ для искусственного случая $U^2 = 0.1$, $m_s = 3$ кэВ. Тонкой линией показаны нулевые значения.

испускаемых электронов в этом случае проиллюстрировано рис. 2.

На рис. 2 показаны составляющие смешанного спектра для искусственного случая $U^2 = 0.1$, $m_s = 3$ кэВ. Тонкой линией обозначен чистый спектр S_l (без примеси ν_s), тонкой линией с точками — этот же спектр с коэффициентом $1 - 0.1 = 0.9$. Жирная серая линия соответствует чистому примесному спектру S_s с коэффициентом 0.1; смешанный спектр $S = 0.9S_l + 0.1S_s$ показан жирной сплошной линией. Спектры нормированы на 1 так, что представление по смыслу соответствует плотности вероятности dp испускания электрона с энергией в бине шириной $dE = 1$ кэВ. Следует отметить, что даже для такого сильного смешивания спектр S практически не отличается от S_l ; это хорошо видно на вкладке, где представлены спектры во всем диапазоне энергий, — жирная сплошная линия сливается с тонкой. Основное искажение спектра наблюдается на участке, отстоящем от граничной энергии E_0 на величину $m_s = 3$ кэВ, — изгиб жирной сплошной линии в области 15.6 кэВ.

На рис. 3 показана разность функций плотностей вероятности испускания $S_l - S$, наглядно характеризующая особенности изгиба — острый пик в точке изгиба на фоне искажения формы по всему спектру.

6. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МЕТОДА: СТАТИСТИЧЕСКАЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ

Описанное выше поведение дает возможность использовать для оценки величины искажения интегралы по разностному спектру $S_l - S$. Проблема состоит в том, что измеряемый спектр S_{meas} является суперпозицией не содержащего эффекта

спектра S_l и собственно эффекта S_s , при этом возможность измерить “эталонный” (беспримесный) спектр S_l принципиально отсутствует. Однако эта трудность, типичная для широкого круга физических задач, в данном случае смягчается различным влиянием эффекта на разные области спектра. В частности, для оценки параметров беспримесного спектра выглядит целесообразным использовать интервал, соответствующий отрицательной величине разности (большая статистика, меньшее искажение формы спектра по отношению к эталонному). Тем самым “отрицательный” интервал становится эталонным, соответственно “положительный” интервал будет контрольным. Нас будет интересовать разница в предполагаемой (на основании фитирования эталонного интервала беспримесным спектром) и фактической скорости счета на контрольном интервале. Предполагаемый эффект будет складываться как из собственно искажения спектра, так и из смещения оценки вследствие влияния примеси стерильного нейтрино на спектр в эталонном интервале. В данном случае эти вклады будут иметь один знак, т.е. усиливать эффект. Фактически речь будет идти о проверке гипотезы отсутствия искажений в измеренном спектре.

Очевидно, что граница между эталонным и контрольным интервалами будет зависеть от массы стерильного нейтрино, что в принципе (при наличии эффекта) позволит также оценить ее величину. Поэтому полная процедура обработки в этом подходе должна включать максимизацию эффекта путем подбора оптимальных границ эталонного и контрольного интервалов. Однако, в связи с предварительным характером оценок, при обсчете результатов моделирования эталонный и контрольный интервалы были фиксированными (для

Значения $\mathcal{J}$, выраженные в долях нормированного спектра, для различных масс нейтрино и нескольких значений U_{es}^2

U_{es}^2	Масса ν_s , кэВ				
	1	2	4	6	8
10^{-3}	2.7×10^{-6}	1.1×10^{-5}	4.4×10^{-5}	1.0×10^{-4}	1.7×10^{-4}
10^{-4}	2.7×10^{-7}	1.1×10^{-6}	4.4×10^{-6}	1.0×10^{-5}	1.7×10^{-5}
10^{-5}	2.7×10^{-8}	1.1×10^{-7}	4.4×10^{-7}	1.0×10^{-6}	1.7×10^{-6}

упрощения расчетов). Таким образом, приводимые ниже оценки чувствительности являются скорее заниженными.

Эталонным интервалом был выбран участок от 4 до 10 кэВ, содержащий $\sim 60\%$ от всего спектра. Нижняя граница участка установлена достаточно высоко с целью ограничить влияние неопределенности функции Ферми $F(Z=2, E)$. Выбор интервала фитирования вполне произволен и имеет предварительный характер. Получив оценку беспримесного спектра S_l^{fit} , можно анализировать разность $S_l^{\text{fit}} - S_{\text{meas}}$ на контрольном интервале 10–18 кэВ. Выбор указанных границ интервалов ограничивает диапазон поиска стерильных нейтрино массами 1–8 кэВ.

Высокая скорость счета позволит за разумное время набрать спектр энерговыделений со статистической обеспеченностью порядка 10^{12} событий. Оценим, какой предел на вероятность примеси стерильных нейтрино можно будет поставить на такой статистике. Как уже отмечалось, мерой искажения смешанного спектра можно в первом приближении выбрать интеграл $\mathcal{J}$ разностного спектра на контрольном интервале 10–18 кэВ: $\mathcal{J} = \int_{10}^{18} (S_l^{\text{fit}} - S_{\text{meas}}) dE$. Из выражения для dN/dE ясно, что $\mathcal{J}$ и U^2 связаны линейно. Численные значения $\mathcal{J}$, выраженные в долях нормированного спектра, для различных масс стерильного нейтрино представлены в таблице.

В случае отсутствия сигнала для каждого значения массы m_s находится наименьшее значение U^2 , при котором $\mathcal{J}$ все еще превышает статистическую неопределенность на уровне 3σ . Для статистики 10^{12} этот уровень на интервале 10–18 кэВ составляет $3\sqrt{0.35 \times 10^{12}} \sim 1.8 \times 10^6$ отсчетов, что соответствует доле спектра $\sim 1.8 \times 10^{-6}$. Из таблицы видно, что для $m_s = 1$ кэВ только при смешивании порядка $U^2 = 10^{-3}$ значение $\mathcal{J}$ оказывается выше этого уровня. Другими словами, на статистике 10^{12} событий верхний предел на U^2 (или статистическая чувствительность эксперимента) для $m_s = 1$ кэВ

составит 10^{-3} . Для массы $m_s = 8$ кэВ верхний предел на смешивание составит $\sim 10^{-5}$.

Необходимо заметить, что изложенный подход к оценке пределов на данной статистике достаточно груб и носит предварительный характер, как и в случае с выбором эталонного интервала энергий для фитирования беспримесного спектра. Детальное моделирование покажет, можно ли повысить чувствительность, анализируя разностный спектр на предмет специфических особенностей, таких, как, например, наличие острого пика (см. рис. 3).

Вообще говоря, для поиска примеси стерильных нейтрино и оценок чувствительности можно также использовать прямое фитирование спектра с добавлением двух дополнительных параметров — массы тяжелого нейтрино и квадрата синуса угла смешивания. Однако такой способ имеет сильную зависимость от знания теоретического спектра. Более удобным может оказаться применение специальных статистических критериев, построенных, например, с помощью метода квазиоптимальных весов [33]. Можно показать, что такие критерии достаточно чувствительны к наличию вклада стерильных нейтрино в спектре, но не требуют точного знания теоретического спектра. Такие критерии были построены, например, в [34] для поиска аномального вклада типа ступеньки в спектре электронов β -распада трития в эксперименте “Троицк- ν -масс”.

7. СИСТЕМАТИЧЕСКОЕ ИСКАЖЕНИЕ АМПЛИТУДНОГО СПЕКТРА ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА

Факторы систематического воздействия на отклик цилиндрических газовых счетчиков хорошо известны. Основной вклад в отклик счетчика вносит разброс измеряемых амплитуд сигналов, обусловленный в первую очередь статистическим разбросом числа n ион-электронных пар первичной ионизации. Исторически этот разброс характеризуется параметром R (энергетическое разрешение), который по определению равен отношению ширины на $1/2$ высоты (full width at half maximum, f.w.h.m.) отклика счетчика на линию к энергии

линии: $R = \text{f.w.h.m.}/E$. Полная ширина на полувысоте и дисперсия нормального распределения σ связаны соотношением $\text{f.w.h.m.} = 2.34\sigma$; оценкой дисперсии для больших чисел служит $\sqrt{n}$. В этом случае $R = 2.34\sqrt{n}/n = 2.34/\sqrt{n}$; в пропорциональном режиме, с газовым усилением порядка 10^3 , соответственно $R \propto 1/\sqrt{E}$, где E — энергия электронов. Для инертных газов средняя энергия, затрачиваемая на образование иона, составляет примерно 30 эВ. Электроны с энергией 5.9 кэВ, выбиваемые в рабочем газе счетчика рентгеновским источником ^{55}Fe , часто применяемого для калибровки, образуют в среднем ~ 200 электронов первичной ионизации с дисперсией $\sigma \sim \sqrt{200} \sim 14$ электронов. Таким образом, отклик счетчика на электроны с энергией 5.9 кэВ в лучшем случае обладает разрешением $R_{5.9} = 2.34/14 \sim 16\%$; для энергии 18 кэВ разрешение составит около 10%. Аналитически размытие исходного спектра за счет разрешения можно записать в виде свертки

$$S_R(E) = \int_0^\infty S(x)G(\mu = 0, \sigma(x), x - E)dx,$$

где $S(E)$ — исходное распределение электронов по энергии E ; $G(\mu, \sigma, E)$ — нормальное (гауссово) распределение с математическим ожиданием μ и зависящей от энергии дисперсией σ , а $S_R(E)$ — искаженный спектр как результат свертки.

Значительный вклад в систематику обусловлен формированием подложки в спектре за счет стеночного и краевого эффектов и характеризуется долей D событий, ушедших в подложку. В рабочей смеси с преобладанием ксенона при 1 атм размер облака первичной ионизации от электрона с энергией ~ 10 кэВ имеет порядок $l \sim 0.1$ мм. В этом случае в счетчике с характерным поперечным размером $L \sim 10$ мм доля событий с деградацией энергии (стеночный эффект) составит $l/L \sim 1\%$. Специальная конструкция счетчика (конусная форма торцов) и достаточная длина (~ 200 мм) позволяет довести долю краевого эффекта до величины порядка $\sim 0.1\%$ (см., например, [35]). Искажение исходного спектра за счет прямоугольной подложки с долей D выглядит как

$$S_D(E) = (1 - D)S(E) + D \int_E^\infty \frac{S(x)dx}{x},$$

где $S_D(E)$ — спектр после искажения.

При высокой скорости счета начинают играть роль случайные совпадения (наложения) событий. Скорость счета совпавших событий C прямо пропорциональна произведению скорости счета и длительности сигнала. Запись формы каждого сигнала

обеспечивает разрешение по времени порядка 3–5 нс, и при скорости счета $\sim 10^6$ Гц доля неразличимых наложений C , искажающих конечный амплитудный спектр, составит величину $\sim 0.1\%$. Искажение исходного спектра за счет наложений можно записать как

$$S_C(E) = (1 - C)S(E) + C \int_0^{\frac{1}{2}E} (S(x) + S(E - x)) dx,$$

где коэффициент $1/2$ при E исключает двойное суммирование по спектру.

Искажение отклика пропорционального счетчика, обусловленное разрешением, деградацией и неразличимым наложением событий, проиллюстрировано рис. 4, на котором представлено модельное распределение амплитуд сигналов счетчика. Для наглядности показан отклик на электроны с энергией 5 и 15 кэВ, последовательно искаженный соответствующим фактором. Обозначения на указанном рисунке следующие: серые вертикальные линии — исходные линии электронов, каждая интенсивностью 10^{12} событий; точки соответствуют размытию линий с разрешением $R_{5.9} = 16\%$; штриховая линия — искажение отклика за счет краевого и стеночного эффектов ($D = 1\%$); сплошная линия соответствует неразличимым наложениям событий с коэффициентом $C = 0.1\%$. Амплитудный спектр сигналов счетчика от распадов трития, искаженный таким откликом, представлен на рис. 5.

8. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ МЕТОДА: СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ

Чувствительность эксперимента, помимо статистической погрешности, зависит также и от величины систематической неопределенности. Количественную оценку воздействия систематических факторов искажения спектра, описанных выше, можно получить, проводя моделирование.

Экспериментальный спектр S с определенной статистикой N и при заданных значениях m_s и U^2 случайным образом формируется, используя аналитические выражения для плотности вероятности испускания электронов (см. разд. 5). Затем полученный спектр последовательно искажается разрешением R , подложкой D и наложениями C . Таким образом, смоделированный спектр S является функцией указанных параметров:

$$S = S(m_s, U^2, N, R, D, C).$$

Следующим этапом проводится фитирование (подгонка) S чистым беспримесным спектром S_l^{fit} , искаженным соответствующей систематикой:

$$S_l^{\text{fit}} = S_l^{\text{fit}}(N, R, D, C).$$

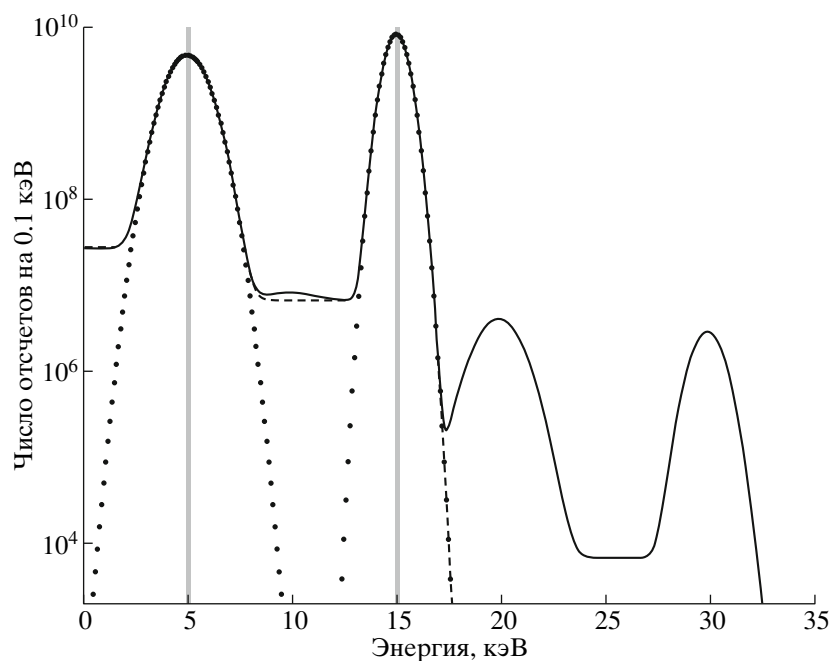


Рис. 4. Модельный отклик счетчика на электроны с энергией 5 и 15 кэВ (серые вертикальные линии с числом событий $N = 10^{12}$ каждая), искаженный разрешением, деградацией (стеночный и краевой эффекты) и неразличимым наложением событий. Точки — $R_{5.9} = 16\%$, штриховая линия — $D = 1\%$, сплошная линия — $C = 0.1\%$.

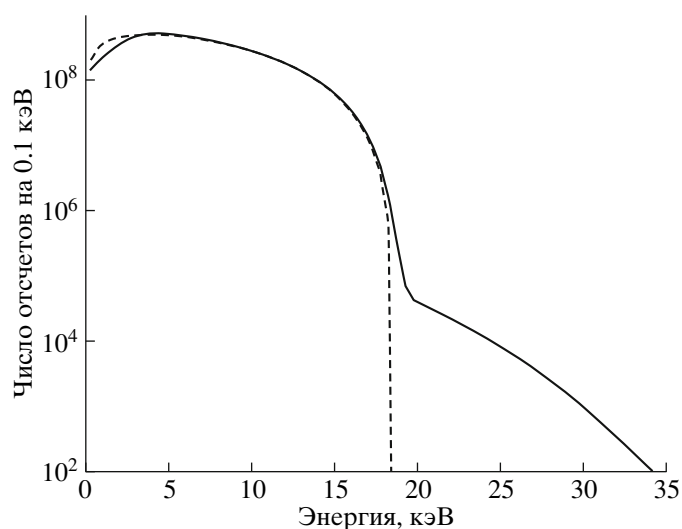


Рис. 5. Модельный спектр событий в счетчике в присутствии трития для статистики $N = 10^{12}$. Штриховая линия — исходный спектр испускаемых электронов, сплошная линия — амплитудный спектр, искаженный разрешением ($R_{5.9} = 16\%$), деградацией ($D = 1\%$) и неразличимым наложением событий ($C = 0.1\%$).

При этом параметры D и C фиксируются, а N и R оставляются свободными, т.е. в результате подгонки получаются конкретные значения N^{fit} и R^{fit} , с которыми беспримесный спектр наиболее удовлетворительно укладывается в экспериментальный. Для подгонки использовалась стандартная функция нелинейного фита (nlinfit) из пакета Matlab 7.0; фитирование проводилось на участке

4–12 кэВ. В конечном итоге из разности $S_l^{\text{fit}} - S$ получается оценка сигнала $\mathcal{J}$ как интеграл разностного спектра на участке 12–18 кэВ.

С точки зрения оценки систематической неопределенности интерес представляет разброс значений $\mathcal{J}$ при вариациях фиксированных параметров D и C . Разброс возникает в том случае, когда модельный спектр S получается при одних значениях D и

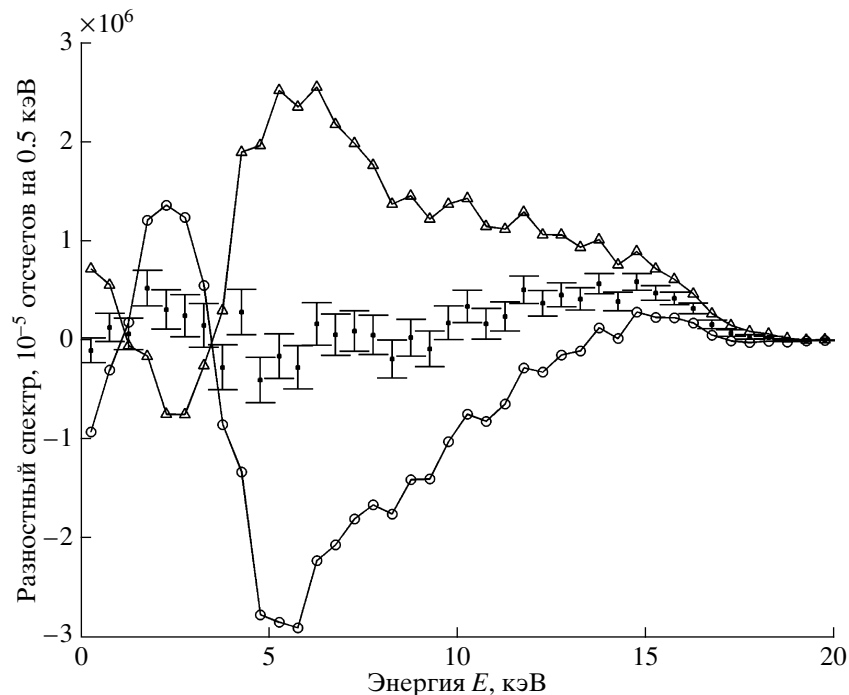


Рис. 6. Разностный спектр $S_l^{\text{fit}} - S$ с вариациями подложки при центральных значениях $D_0 = 1\%$ и $C_0 = 0.1\%$ ($U^2 = 10^{-4}$, $m_s = 4$ кэВ, $N = 10^{12}$). Точки с ошибками — фит с $D = D_0$, $C = C_0$; $\circ$ — фит с $D = D_0 \cdot [1 - 0.01]$; $\triangle$ — фит с $D = D_0 \cdot [1 + 0.01]$.

C , а фитирование проводится с другими значениями $D \pm \delta D$ и $C \pm \delta C$. Такая ситуация моделирует неточное знание D и C в реальном эксперименте и, следовательно, приводит к оценке систематической неопределенности.

В качестве иллюстрации изменения модельного отклика счетчика при вариациях подложки и наложений приведем результаты моделирования разностных спектров для случая $U^2 = 10^{-4}$ и $m_s = 4$ кэВ; модельная статистика $N = 10^{12}$. На рис. 6 представлен разностный спектр $S_l^{\text{fit}} - S$ с одинаковыми D и C при центральных значениях $D_0 = 10^{-2}$ и $C_0 = 10^{-3}$ (показан точками с ошибками). Здесь же показаны разности в случае, когда фит проводится при других значениях подложки: $D = D_0 \cdot [1 - 0.01]$ (линия с кружками) и $D = D_0 \cdot [1 + 0.01]$ (линия с треугольниками). Аналогично этому, на рис. 7 представлен тот же модельный разностный спектр вместе с фитом при других значениях наложений: $C = C_0 \cdot [1 - 0.01]$ (линия с кружками) и $C = C_0 \cdot [1 + 0.01]$ (линия с треугольниками). Из приведенных рисунков отчетливо видно, что даже при небольшой, порядка 1%, неточности в определении D и C сигнал может искажаться значительно, особенно в случае подложки.

Оценка систематической неопределенности, связанной с неточным знанием подложки и наложений, была проведена путем моделирования

в отсутствие сигнала стерильных нейтрино в смешанном спектре (случай $U^2 = 0$). Параметры D и C варьировались в пределах $\pm 1\%$ относительно центральных значений $D_0 = 10^{-2}$ и $C_0 = 10^{-3}$ на статистике $N = 10^{12}$. Для каждого моделирования фиксировалось значение фиктивного сигнала $\mathcal{J}$, порожденного систематическим воздействием. Результаты сведены на рис. 8, на котором представлены значения сигнала в зависимости от изменения D (жирная серая линия) и от изменения C (жирная сплошная линия). Две тонкие линии отмечают границу статистической неопределенности нулевого сигнала на уровне 3σ , которая для $N = 10^{12}$ соответствует 1.8×10^6 отсчетов (см. разд. 6).

Из этого рисунка можно сделать вывод, важный с точки зрения планирования эксперимента. Неточность знания подложки (параметр D) воздействует на конечный результат значительно сильнее по сравнению с неточностью наложений C . В таком случае, чтобы удерживать систематическую неопределенность в пределах статистической, необходимы калибровки, обеспечивающие измерения подложки с точностью $\sim 0.2\%$ и наложений с точностью $\sim 1\%$.

9. ОБСУЖДЕНИЕ

Минимизация традиционных факторов систематической погрешности предполагает подбор

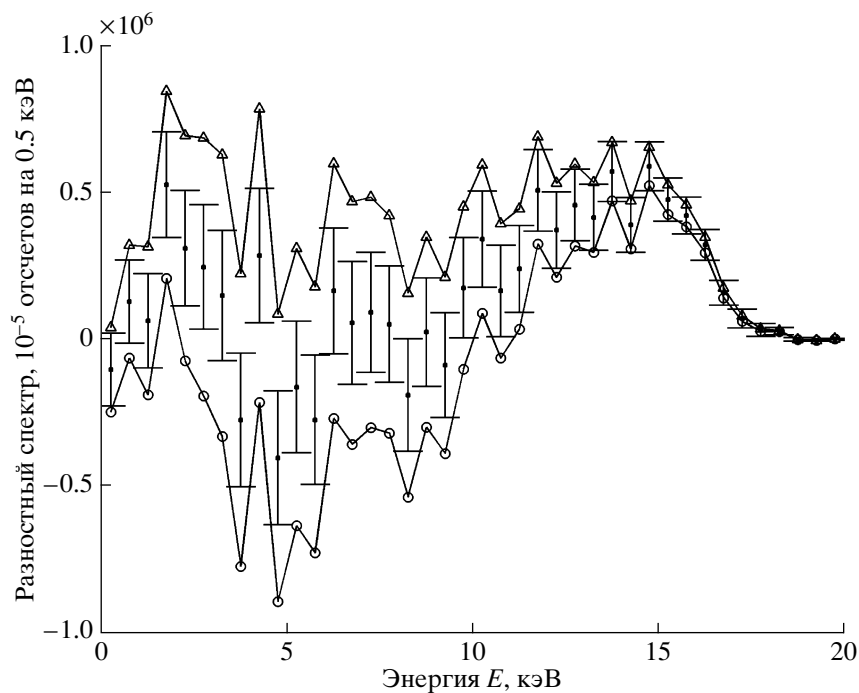


Рис. 7. Разностный спектр $S_t^{\text{fit}} - S$ с вариациями наложений при центральных значениях $D_0 = 1\%$ и $C_0 = 0.1\%$ ($U^2 = 10^{-4}$, $m_s = 4$ кэВ, $N = 10^{12}$). Точки с ошибками — фит с $D = D_0$, $C = C_0$; $\circ$ — фит с $C = C_0 \cdot [1 - 0.01]$; Δ — фит с $C = C_0 \cdot [1 + 0.01]$.

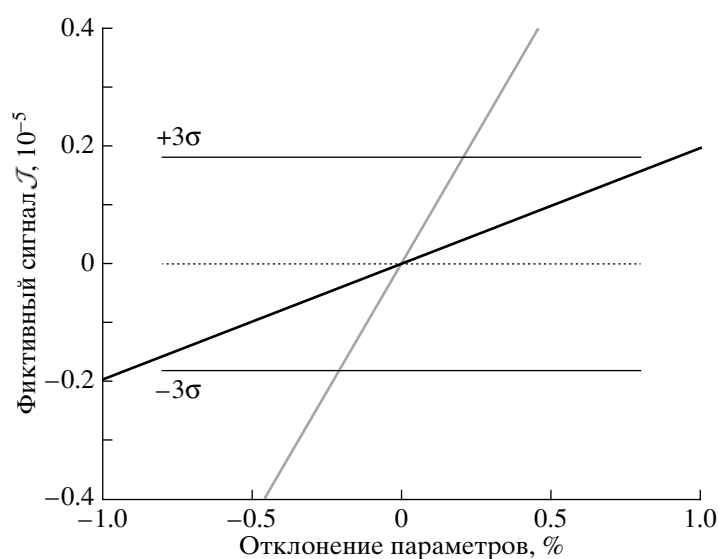


Рис. 8. Значения фиктивного сигнала $\mathcal{J}$ при нулевом смешивании в зависимости от изменения подложки D (серая жирная линия) и наложений C (сплошная жирная линия). Тонкие линии — границы статистической неопределенности нулевого сигнала для $N = 10^{12}$, соответствующей 1.8×10^6 отсчетов; точечной линией показано положение нуля.

конструкции счетчика и параметров рабочей смеси, обеспечивающих стабильность его работы в условиях высокой загрузки. Необходимо будет изготовить кварцевые счетчики с углеродным катодным напылением различных диаметров и длины; для различных смесей инертных газов (Аг,

Хе и др.) с гасящими добавками CH_4 , CO_2 и др. исследовать оптимальные состав и давление, обеспечивающие быстродействие и долговременную стабильность в изготовленных счетчиках. На основе измерений можно будет выбрать наиболее подходящий счетчик и состав смеси для проведения

измерений с ${}^3\text{H}$. Детальные расчеты (численное моделирование) будут необходимы для уточнения вклада различных источников систематической неопределенности. Для калибровочных измерений можно использовать источники внутренние (${}^{37}\text{Ar}$, 2.8 кэВ) и внешние (${}^{55}\text{Fe}$, 5.9 кэВ и ${}^{109}\text{Cd}$, 22 кэВ). Следует отметить, что измерения спектра трития предполагается проводить при максимальной загрузке, поэтому калибровать счетчик с рабочим тритиевым заполнением не представляется возможным. По этой причине линейность рабочей шкалы, величину энергетического разрешения и стабильности счетчика оптимально оценивать при помощи калибровочных источников до и после измерений, с аналогичной смесью.

Как показывают предварительные оценки, при средних значениях $D \sim 10^{-2}$ и $C \sim 10^{-3}$ с точностью $\pm 0.1\%$ и $\pm 1\%$ соответственно вклад систематической неопределенности в оценку предела на примесь стерильных нейтрино оказывается сравним с вкладом статистической неопределенности на уровне 3σ при общем числе событий в спектре порядка 10^{12} . Такая точность измерений подложки может быть достигнута при статистике калибровочных спектров не менее 10^8 событий, что не представляет проблем. Необходимо, однако, отметить, что простая модель прямоугольной подложки, заложенная в оценку систематики, скорее всего, не полностью описывает подложку. Прямые калибровочные измерения с большой статистикой позволят уточнить истинную форму подложки.

Далее, при рассмотрении механизма формирования излома в спектре электронов с целью наглядного представления из соответствующих выражений была исключена функция Ферми. Основной вклад в систематическое искажение исходного энергетического спектра электронов, испускаемых в распаде трития, вносит кулоновское взаимодействие вылетающего электрона с дочерним ядром ${}^3\text{He}$. Для случая точечных зарядов неопределенность расчетного искажения, описываемого функцией Ферми $F(Z, E)$, ограничена только точностью физических констант, входящих в соответствующие уравнения; на текущий момент относительная точность этих величин не превышает 10^{-8} . Однако простое кулоновское взаимодействие в реальном распаде трития, в свою очередь, искажается за счет экранирования поля дочернего ядра орбитальным электроном, неточности дочернего ядра, электронного обмена и других факторов. В работе [36] подробно рассмотрены все возможные процессы, приводящие к корректировке функции Ферми; показано, что в случае трития учет этих факторов сводится к мультипликативной поправке, величина которой оказывается порядка 10^{-3} и менее, по крайней мере на расстоянии 2 кэВ

от граничной энергии. Вопрос о точности расчета $F(Z = 2, E)$ сводится таким образом к точности, с которой известны поправки. В свою очередь учет поправок также основан на расчетах в рамках квантовой электродинамики, т.е. можно ожидать довольно высокой точности. В любом случае величина неопределенности, связанной с подложкой в спектре, оказывается значительно больше значений поправок к кулоновскому взаимодействию. Таким образом, есть все основания пренебречь кулоновскими поправками, по крайней мере на стадии планирования эксперимента.

Специфическим для измерений с тритием фактором систематической неопределенности будет вклад распадов атомов, поглощенных стенками счетчика. По имеющимся данным [22] при использовании не содержащих водород материалов и соответствующей методике измерений вклад этого фактора достаточно мал и может быть проконтролирован и корректно учтен. Кроме того, ряд специалистов по взаимодействию трития с материалами (например, [37]) сообщают, что водород и тритий в основном сформируют мономолекулярный слой на плоской поверхности пиролитического графита, нанесенного на внутреннюю поверхность кварцевой трубки. Это одно из преимуществ применения кварцевого счетчика, в отличие от металлического катода, в котором в первую очередь ожидается диффузия водорода с поверхности в глубину металла.

В заключение авторы выражают признательность Н. Титову, В. Пантуеву, В. Матушко и А. Нозику за плодотворное обсуждение и конструктивную критику предлагаемого эксперимента, а также С. Гирину за внимательное прочтение и правку текста. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-22-03069 и 14-02-31055.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. K. N. Abazajian *et al.*, arXiv:1204.5379.
2. G. Hinshaw *et al.* (WMAP Collab.), *Astrophys. J. Suppl.* **208**, 19 (2013); arXiv:1212.5226.
3. Y. I. Izotov and T. X. Thuan, *Astrophys. J.* **710**, L67 (2010); arXiv:1001.4440.
4. P. A. R. Ade *et al.* (Planck Collab.), arXiv:1303.5080.
5. M. Wyman *et al.*, arXiv:1307.7715.
6. S. Dodelson and L. M. Widrow, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 17 (1994); hep-ph/9303287.
7. A. Boyarsky, O. Ruchayskiy, and M. Shaposhnikov, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **59**, 191 (2009); arXiv:0901.0011.
8. A. Boyarsky *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 261302 (2006); astro-ph/0603660.
9. J. J. Simpson, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1891 (1985).
10. A. Hime and J. J. Simpson, *Phys. Rev. D* **39**, 1837 (1989).

11. J. J. Simpson and A. Hime, Phys. Rev. D **39**, 1825 (1989).
12. E. Holzschuh *et al.*, Phys. Lett. B **451**, 247 (1999).
13. M. Galeazzi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 1978 (2001).
14. K.-H. Hiddemann *et al.*, J. Phys. G **21**, 639 (1995).
15. E. Holzschuh *et al.*, Phys. Lett. B **482**, 1 (2000).
16. K. Schreckenbach *et al.*, Phys. Lett. B **129**, 265 (1983).
17. M. M. Hindi *et al.*, Phys. Rev. C **58**, 2512 (1998).
18. M. Trinczek *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 012501 (2003).
19. J. Deutsch *et al.*, Nucl. Phys. A **518**, 149 (1990).
20. A. I. Belevsev *et al.*, Письма в ЖЭТФ **97**, 73 (2013) [JETP Lett. **97**, 67 (2013)]; arXiv:1211.7193.
21. C. Kraus *et al.*, Eur. Phys. J. C **73**, 2323 (2013); arXiv:1210.4194.
22. M. Bahran and G. R. Kalbfleisch, Phys. Lett. B **291**, 336 (1992).
23. M. Y. Bahran and G. R. Kalbfleisch, Phys. Lett. B **354**, 481 (1995).
24. D. H. W. Kirkwood *et al.*, Phys. Rev. **74**, 497 (1948).
25. G. C. Hanna and B. Pontecorvo, Phys. Rev. **75**, 983 (1949).
26. В. В. Кузьминов и др., ПТЭ, № 4, 86 (1990).
27. S. Danshin *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **349**, 466 (1994).
28. А. И. Берлев, Препринт № 1189/2007, ИЯИ РАН (Москва, 2007).
29. А. А. Алексеев и др., ЯФ **73**, 1533 (2010) [Phys. Atom. Nucl. **73**, 1487 (2010)].
30. Д. Н. Абдурашитов и др. (Коллаб. SAGE), ЖЭТФ **122**, 211 (2002) [JETP **95**, 181 (2002)].
31. В. И. Барсанов и др., ПТЭ, № 4, 10 (2006) [Instrum. Exp. Tech. **49**, 454 (2006)].
32. R. E. Shrock, Phys. Lett. B **96**, 159 (1980).
33. F. V. Tkachov, physics/0604127.
34. A. V. Lokhov, F. V. Tkachov, and P. S. Trukhanov, Nucl. Instrum. Methods A **686**, 162 (2012); arXiv:1111.4835.
35. Д. Н. Абдурашитов и др., Препринт № 861/94, ИЯИ РАН (Москва, 1994).
36. D. H. Wilkinson, Nucl. Phys. A **526**, 131 (1991).
37. О. В. Казаченко, частное сообщение.

SEARCH FOR STERILE NEUTRINO DURING TRITIUM DECAY IN PROPORTIONAL COUNTER: NEW POSSIBILITIES

D. N. Abdurashitov, A. I. Berlev, N. A. Likhovid, A. V. Lokhov, I. I. Tkachev, V. E. Yants

An experiment aimed at direct search for an admixture of sterile neutrino with mass m_s in the range of 1–8 keV is proposed here. Sterile neutrino may be detected as a specific distortion of the electron energy spectrum during tritium decay. The distortion is spread over a large part of the spectrum, so to reveal it one can use a detector with relatively poor (near 10–15%) energy resolution. A classic proportional counter is a simple natural choice for a tritium β -decay detector. The method we are proposing is original in two respects. First, the counter is produced as a whole from fully-fused quartz tube allowing to measure the current pulse directly from the anode while providing high stability for a long time. Second, a modern digital acquisition technique can be used in measurements at ultrahigh count rate — up to 10^6 Hz. As a result, the energy spectrum of tritium electrons containing up to 10^{12} counts may be collected in a month of live time measurements. Due to high statistics an upper limit down to 10^{-3} – 10^{-5} can be put on sterile neutrino mixing at 95% C.L. for m_s in the range of 1–8 keV, that will be 1–2 orders of magnitude better than the bounds published up to now.