НЕЙТРИННАЯ ФИЗИКА В ПИЯФ

А.В.Дербин, Л.А.Попеко

1.Введение

Экспериментальное изучение свойств нейтрино и его взаимодействий с веществом является одной из немногих возможностей для физики низких энергий выйти за рамки стандартной теории. Ниже представлены основные результаты, полученные в этой области в ПИЯФ, начиная с 1980 года.

2.Изучение рассеяния реакторных нейтрино на электроне

Первые результаты измерения сечения рассеяния нейтрино на электроне были представлены группой Ф.Райнеса в 1976 году [1], ровно через 20 лет после прямого обнаружения нейтрино в реакции обратного β-распада. Сложность эксперимента обусловлена тем, что сечение реакции мало ($\sim 10^{-44} cm^2$), а единственной регистрируемой частицей является электрон отдачи, несопровождающийся другими событиями.

2.1. Проект нейтринных экспериментов с кремниевым мультидетектором

В работах[2, 3] для регистрации рассеяния нейтрино на электроне было предложено создать секционированный детектор массой 2,5 тонны, построенный из элементарных ячеек на основе отдельных Si(Li) детекторов обьемом 100 $см^3$. Основными преимуществами такого детектора является высокая исходная чистота полупроводниковых материалов от радиоактивных примесей и большой коэффициент подавления фона, связанного с γ-квантами, обусловленный секционированием детектора. Этот детектор предполагалось использовать для регистрации нейтрино от источника ^{51}Cr активностью несколько MCi, который возможно произвести на реакторе ПИК. Использование монохроматического источника нейтрино позволяло решить проблему спектра реакторных нейтрино. Основной интерес к изучению (ν,e)-рассеяния в то время был связан с возможностью различить предсказания для сечения рассеяния, даваемые стандартной моделью и V-A вариантом взаимодействия, а также проверить знак интерференции нейтрального и заряженного токов в стандартной модели.

2.2. Измерение сечения рассеяния реакторных нейтрино на электроне

Первая модель предложенного детектора была создана в 1983 г. [4, 5]. Мультидетектор массой 25 кг содержал 305 коаксиальных детекторов обьемом 35 $см^3$. Детектор был помещен в свинцовую полость, которая охлаждалась до температуры 100 ^oK. Внешняя пассивная защита состояла из меди, свинца и слоя кадмия. Активная защита – это 8 баков с жидким сцинтиллятором, целиком окружавших детектор. Детектор был установлен в нейтринной лаборатории ИАЭ им.И.В.Курчатова на 2 блоке Ровенской АЭС в потоке нейтрино $6 \cdot 10^{12}$ $см^{-2}с^{-1}$. Измерения велись до (44 дня), во время (22,3 дня) и после (20 дней) остановки реактора. Основной фон в области энергий ниже 1 МэВ был связан с радиоактивностью ^{210}Pb, находящегося в первом слое пассивной защиты. Полученное ограничение на сечение (ν_e, e)-рассеяния в интервале энергий (1,0-4,0) МэВ составляло σ=$(8,2 \pm 12) \cdot 10^{-45}$ $см^2$/деление. Хотя по точности этот результат уступал пионерской работе, выполненной на реакторе Савана-Ривер, более низкий порог регистрации электронов позволил установить довольно сильное ограничение на магнитный момент нейтрино $\mu \leq 2,4 \cdot 10^{-10} \mu_B$.

В 1988-89 гг на 3 блоке Ровенской АЭС был оборудован комплекс помещений, позволяющий проводить измерения в потоке нейтрино $2 \cdot 10^{13}$ $см^{-2}$ $с^{-1}$. Кремниевый мультидетектор массой 75 кг состоял из 600 отдельных Si(Li)-детекторов диаметром 30 мм и длиной 100 мм. Детектор вместе с первым слоем пассивной защиты массой 360 кг размещался внутри вакуумной камеры и охлаждался до температуры жидкого азота. Пассивная защита для подавления внешней γ-активности состояла из слоя ртути 80 мм и меди 150 мм. Для уменьшения возможного вклада от реакции обратного β-распада в качестве замедлителя использовался слой графита толщиной 500 мм с последующим поглотителем из кадмия. Активная защита состояла из 120 пластических сцинтилляторов и была выполнена в виде куба 2,5x2,5x2,0 метра. Каждый детектор имел свой зарядочувствительный предусилитель, усилитель, дискриминатор и линейные ворота, а также индивидуальное напряжение смещения. Сигналы с дискриминатора стробировали амплитудный сигнал, а также поступали на магистраль КАМАК для записи в регистры контрольной станции крейта, в которой осуществлялось и амплитудное суммирование. В соответствии с состоянием указанных регистров в памяти компьютера происходило накопление 648 спектров по 256 каналов, соответствующих событиям в отдельном детекторе, и 910 спектров по 32 канала, соответствующих множественным событиям.

Измерения проводились при неработающем реакторе в течение 16,7 суток и при работающем - 29,6 суток. Для детектора массой 37,5 кг средняя скорость счета в интервале (0,6-2,0) МэВ составила 4921$\pm$16 событий в день для выключенного реактора и 4963$\pm$12 событий для работающего реактора. Окончательный результат для сечения в интервале (0,6-2,0) МэВ выглядит следующим образом [6]: $\sigma = \mathbf{(1,26\pm0,62)\cdot10^{-44}}$**см^2/деление** , что соответствует $\sigma =$ **(1,28$\pm$0,63)** $\sigma_{\mathbf{w-s}}$, где $\sigma_{\mathbf{w-s}}$ - сечение, ожидаемое в стандартной модели при вычислениях со спектром нейтрино из [7] и $Sin^2\Theta_w$=0.22.

2.3. Ограничение на магнитный дипольный момент реакторных нейтрино

Одно из возможных обьяснений дефицита солнечных нейтрино, регистрируемых в настоящее время Cl-Ar, Ga-Ge и электронным детекторами, состоит в том, что нейтрино имеет достаточно большой $(10^{-11} - 10^{-10}\mu_b)$ магнитный момент, взаимодействие которого с магнитным полем Солнца приводит к перевороту спиральности нейтрино, а правые нейтрино не участвуют в реакции заряженных токов [8]. Наиболее чувствительным к магнитному моменту нейтрино оказывается процесс упругого рассеяния нейтрино на электроне. Поскольку слабое и магнитное рассеяние не интерферируют, в качестве ограничения на магнитный момент можно взять сумму ошибки и отклонения от ожидаемого в стандарной модели сечения. В этом случае, используя приведенный выше результат (п.2.2) для сечения в интервале (0,6-2,0) МэВ, получаем, что $\mu \leq 1,5\cdot10^{-10}\mu_b$ (68% у.д.). Более строгий анализ [9], учитывающий результаты всех известных реакторных экспериментов по (ν,e)-рассеянию, дает значение $\mu \leq \mathbf{1,8\cdot10^{-10}}\mu_\mathbf{b}$ (90% у.д.). В работе также показано, что существующая неопределенность в нейтринном спектре будет ограничивать возможную чувствительность к магнитному моменту величиной $3\cdot10^{-11}\mu_b$ для детекторов с порогом 0,1 МэВ, и дальнейшее увеличение точности должно быть связано с работой в кэВ-ной области энергий электронов отдачи.

2.4. Ограничения на возможные распады нейтрино

Если нейтрино имеют массы и смешаны, могли бы наблюдаться распады более массивного нейтрино. В качестве наиболее вероятных детектируемых мод распада рассматривается радиационный распад $(\nu \to \nu+\gamma)$ и распад $\nu \to \nu+e^+ +e^-$. В первом случае, считая, что распадается дираковское нейтрино, сильно связанное с электроном ($U_{ie} \simeq 1$), получаем ограничение на время жизни $\tau_{\mathbf{c.м.}}/\mathbf{m}_\nu \geq$ **200 с/эВ** , что почти на порядок превышает полученное в [10]. Для распада на пару e^+e^- необходимо, чтобы масса нейтрино была больше, чем $2m_e$, а вероятность распада зависит как от массы нейтрино, так и от угла смешивания $U_{ie}(\ll 1)$. Полученные результаты соответствуют ограничению на угол смешивания $|\mathbf{U_{ie}}|^\mathbf{2} \leq \mathbf{10^{-2} - 10^{-3}}$ для нейтрино с массой 1,5 - 5 МэВ. Эти данные близки к полученным в работе [11].

3. Эксперименты по определению массы нейтрино

Наиболее сильное ограничение, полученное из изучения β-спектра трития в эксперименте в Троицке [12], составляет в настоящее время 3,5 эВ. Пока не существует обьяснения, почему нейтрино настолько легче заряженных лептонов.

3.1. Измерение β-спектра ^3H, внедренного в Si(Li)-детектор

В 1980 году группой ИТЭФ было получено отличное от нулевого значение массы электронного антинейтрино из измерения β-спектра трития в составе молекулы валина. Погрешность результата, главным образом, была связана с неопределенностью конечного состояния атома ^3H в валине. В связи с большим интересом к полученному результату была необходима постановка эксперимента с методикой, отличной от [13]. Для измерения β-спектра трития использовался Si(Li) детектор с разрешением 220 эВ, в обьем которого предварительно был введен ^3H. Для этого образцы монокристаллического кремния предварительно нагревались до 1000 ^oC и затем выдерживались в атмосфере трития под давлением 10 тор в течении 15 минут. Для изготовления детекторов использовалась лишь внутренняя область кристалла диаметром 8 и высотой 5 мм. Интенсивность β-спектра составила $1,5\cdot10^3c^{-1}$, а полная статистика на весь β-спектр, принятый к обработке, составила $2\cdot10^9$. Экспериментальный спектр сравнивался со стандартным выражением для β-спектра с учетом зависимости мертвого времени предусилителя от энергии и линейного фона путем поиска минимума χ^2. На 90% уровне достоверности было получен0 что $m_\nu \leq 50$ эВ, что в 1983 являлось вторым после [13] по точности результатом.

3.2. Поиск нейтрино с массой 17 кэВ в β-распаде ^{63}Ni

Вопрос о том, совпадают ли массовые и токовые состояния нейтрино, остается одним из наиболее актуальных в физике элементарных частиц. Поиски осцилляций нейтрино на реакторах и ускорителях, с одной стороны, и анализ кинематики двух и трех частичных распадов с испусканием нейтрино пока приводят лишь к ограничениям на значения масс и углов смешивания. Одним из немногих исключений явилось обьявление в 1985 г. Д.Д.Симпсоном о существовании нейтрино с массой 17 кэВ и углом смешивания 1% и позднее (1989-1991 г.г.) подтвержденном в целом ряде работ анализирующих β-спектры ядер ^{3}H, ^{35}S, ^{14}C и ^{63}Ni и спектры тормозного излучения ^{55}Fe и ^{71}Ge, измеренные твердотельными детекторами. Эти результаты находились в выраженном противоречии с данными аналогичных экспериментов, выполненных на магнитных спектрометрах. Достоверность интерпретации подобных экспериментов зависит от полноты знания ответной функции, и вопрос о существовании тяжелого нейтрино мог бы быть надежно решен лишь при наблюдении пика на второй производной от спектра.

В выполненной работе [14] тонкий слой ^{63}Ni ($T_{1/2}$= 100 лет, E_o= 67 кэВ) наносился прямо на золотое покрытие Si(Li)-детектора, который соединялся вплотную, без какого-либо промежутка, со вторым, точно таким же детектором. В такой геометрии, при включении детекторов на антисовпадения эффективно подавляется вклад электронов обратного рассеяния в низкоэнергетическую часть ответной функции детекторов, который при нормальном падении β- частиц на поверхность детектора составляет 15% . Таким образом величина и форма "хвоста" функции разрешения в данной работе существенно отличалась от той, которая использовалась в работах, наблюдавших тяжелое нейтрино. Оба детектора имели аналогичные спектрометрические каналы с разрешением при энергии 50 кэВ, равным 1,1 кэВ. Статистическая обеспеченность в районе ожидаемого конца β-спектра от тяжелого нейтрино составила $1,1 \cdot 10^7$ событий/кэВ. Полученный экспериментальный спектр β-частиц сравнивался с выражением

$$N(E_i) = A \sum_K F(E_k, Z) S(E_k, E_0, U_{eH}, M_\nu) *$$

$$* R(\sigma, E_i, E_k)(1 + \alpha(E_0 - E_k))$$

, где A - нормировочная костанта, F(E_k,Z) - функция Ферми с учетом поправок на экранирование, R - гауссовская функция с дисперсией σ, $S = (1 - |U_{eH}|^2) S(M_\nu = 0) + |U_{eH}|^2 S(M_\nu = 17 к э В)$ - сумма двух β- спектров с граничной энергией E_0 и массой нейтрино M_ν. Результаты оптимального фита для значений $|U_{eH}|^2$=0,01 и M_ν= 17 кэВ дают значение χ^2_n = 12,3, что противоречит результатам работ, подтверждающим существование тяжелого нейтрино, и для 40 степеней свободы соответствует 50 стандартным отклонениям. Для 90% уровня достоверности было получено, что $|\mathbf{U_{eH}}|^\mathbf{2} \leq \mathbf{0.0015}$, что несколько улучшает результаты, достигнутые на магнитных спектрометрах.

4.Двойной бета-распад

Активный поиск 2β-распада поддерживает, в первую очередь, интерес к безнейтринной моде распада, обнаружение которой означало бы выход за пределы стандартной модели. Рекордная оценка вероятности $2\beta0\nu$-моды, превышающая 10^{25} лет, полученная коллаборацией Москва-Гайдельберг при изучении распада ^{76}Ge , позволила установить наиболее жесткое ограничение на майорановскую массу нейтрино [15].

4.1 Поиск 2β-распада ^{76}Ge на возбужденные уровни ^{76}Se.

Проблема создания установки с низким уровнем радиоактивного фона является определяющей при решении таких физических задач как поиск 2β-распада, изучение взаимодействия нейтрино с веществом, поиск кандидатов на "темную материю" и др. В работе [16] изучались фоновые возможности установки, описанной в п.2.2, в которой полупроводниковый германий, расположенный на месте кремниевого детектора, использовался в качестве первого слоя пассивной защиты для HPGe-детектора обьемом 116 $см^3$. Измерения проводились в подземной лаборатории, расположенной в Солотвинском солеруднике на глубине около 1000 метров водного эквивалента. Средний уровень фона в области энергии безнейтринного 2β-распада ^{76}Ge (2041 кэВ) составил 1,5 событий/кэВ·кг·год. Исходя из наблюдаемого уменьшения фона за время измерений, а также сравнивая экспериментальный спектр с рассчитаным по Монте-Карло спектром, можно заключить, что 70% интенсивности в фоновом спектре было связано с позитронной активностью ^{68}Ga, возникающего в результате распада ^{68}Ge, который находится в германиевой защите и образуется на поверхности земли по реакции $^{70}Ge(n, 3n)^{68}Ge$.

Полученные результаты использовались в работе [17] для установления верхнего предела на период 2β-распада ($2\beta(0\nu$+2ν мода) на возбужденные уровни 2^+_1, 0^+_1 и 2^+_2 ^{76}Se. Абсолютная эффективность регистрации γ- квантов с энергиями 559,1 и 563,2 кэВ, испускаемых при переходах на указанные состояния, вычислялась по методу Монте-Карло и для полной массы германии 200 кг равнялась $1,2 \cdot 10^{-3}$. Полученные ограничения на периоды полураспада составили $(\mathbf{3-4})\cdot\mathbf{10^{21}}$ лет, что является лучшим значением для данной моды распада.

4.2. Ограничение на период 2β-распада ядер ^{154}Sm, ^{160}Gd, ^{170}Er и ^{176}Yb на уровень 2^+ дочерних ядер

Недавнее открытие в прямых экспериментах двойного двухнейтринного $2\beta2\nu$-распада с периодом 10^{18} - 10^{21} лет для целого ряда ядер (^{76}Ge, ^{100}Mo, ^{82}Se, ^{150}Nd, ^{116}Cd) стимулировало расширение поисков, в том числе 2β-распада на возбужденные уровни дочерних ядер. Полученные экспериментальные данные позволяют более точно оценить ядерные матричные элементы и вычислить верхний предел как для массы нейтрино, так и для других параметров $2\beta0\nu$-процесса. В работе [18] была предпринята попытка обнаружить 2β-распад у ядер ^{154}Sm, ^{160}Gd, ^{170}Er и ^{176}Yb, не изучавшихся ранее. Энергия первого возбужденного уровня 2^+ у всех дочерних ядер лежит в пределах 80-120 кэВ, поэтому подавление вероятности 2β-перехода на этот уровень, связанное с уменьшением фазового обьема, минимально. Для измерения энергии γ-квантов использовался коаксиальный HPGe-детектор с чувствительным обьемом 115 $см^3$, имеющий близкую к единице эффективность регистрации γ-излучения с энергией 80-120 кэВ и помещенный в специальный вакуумный криостат, конструкция которого позволяла уменьшить поглощение γ-квантов и обеспечить высокую геометрическую эффективность. Изучаемые образцы оксидов редкоземельных элементов массой 100 г. равномерно располагались на боковой и торцевой поверхностях крышки криостата общей площадью 200 $см^2$. Уровень фона в районе 100 кэВ составлял 25 отсчетов/кэВ в день. Основной вклад в фон в этой области определялся жесткой частью спектра естественной радиоактивности уранового и ториевого семейств, проходящей через пассивную защиту, радиоактивностью радона, а также космическим излучением, поскольку установка располагалась на поверхности земли. В полученных спектрах пики с ожидаемыми энергиями (123.1, 86.8, 84.3 и 88.4 кэВ) отсутствуют и для получения верхнего предела на $T_{1/2}(2\beta(0\nu+2\nu))$ использовался метод максимального правдоподобия, а функция правдоподобия представляла из себя сумму линейного фона и гауссовской функции, описывающей пик. В результате для ядер ^{154}Sm, ^{160}Gd, ^{170}Er и ^{176}Yb получены новые ограничения на период 2β- распада на возбужденный уровень 2^+ ядер ^{154}Gd, ^{160}Dy, ^{170}Yb и ^{176}Hf на уровне $10^{17}-10^{18}$ лет.

Список литературы

[1] *F.Reines, H.S.Curr, H.W.Sobel.* //Phys.Rev.Lett., 1976, **37**, 315.

[2] *Л.А.Попеко, А.В.Дербин.* Препринт ЛИЯФ-585, Л., 1980, 51с.

[3] *А.В.Дербин, Ю.В.Петров, Л.А.Попеко.* //АЭ, 1980, **50**, 400.

[4] *С.В.Бахланов, А.В.Дербин, В.Н.Муратова, Л.А.Попеко, Г.В.Пацекина, Л.С.Смирнова, А.В.Черный, Г.А.Шишкина.* Препринт ЛИЯФ-864, Л., 1983, 12с.

[5] *А.В.Дербин, Л.А.Попеко, А.В.Черный, Г.А.Шишкина.* //Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 206.

[6] *А.В.Дербин, А.В.Черный, Л.А.Попеко, В.Н.Муратова, Г.А.Шишкина, С.В.Бахланов.* //Письма в ЖЭТФ, 1993, **57**, 755.

[7] *A.A.Hahn, K.Schreckenbach and W.Gelletly.* //Phys.Lett. 1989, **B218**, 365.

[8] *М.Б.Волошин, М.И.Высоцкий, Л.Б.Окунь.* //ЯФ, 1986, **44**, 677.

[9] *А.В.Дербин,* //Ядерная Физика, 1994, **57**, 236.

[10] *L.Oberaver, F.V.Feilitzsch, R.L.Mossbauer.* //Phys.Lett., 1987, **B198**, 113.

[11] *В.И.Копейкин, Л.А.Микаэлян, С.А.Фаянс.* //Письма в ЖЭТФ, 1990, **51**, 315.

[12] *V.M.Lobashev* XVII Intern. Conf. of Neutrino Physics and Astrophysics, Helsinki, Finland, June 13-19,1996

[13] *V.A.Lyubimov, E.G.Novikov, V.Z.Nozik, E.F.Tretyakov and V.S.Kosik.* //Phys.Lett., 1980, **B94**, 226.

[14] *А.В.Дербин, А.И.Егоров, В.Н.Муратова, Л.А.Попеко, С.В.Бахланов, А.В.Черный.* //Письма в ЖЭТФ, 1993, **58**, 3.

[15] *H.V.Klapdor-Kleingrothaus.* XVII Intern. Conf. of Neutrino Physics and Astrophysics, Helsinki, Finland, June 13-19,1996

[16] *Л.А.Попеко, А.В.Дербин, А.В.Черный, С.В.Бахланов, В.Н.Муратова, Г.А.Шишкина, Х.Клапдор.* //Письма в ЖЭТФ, 1989, **50**, 222.

[17] *A.S.Barabash, A.B.Derbin, L.A.Popeko, V.M.Yumatov.* //Z.Phys., 1995, **A352**, 231.

[18] *А.В.Дербин, А.И.Егоров, В.Н.Муратова, С.В.Бахланов.* //ЯФ, 1996, **59**, N.12.