

Объединенный институт ядерных исследований

*На правах рукописи*

Ширченко Марк Владиславович

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ НЕЙТРИНО: СПИРАЛЬНОСТЬ  
И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ.**

Специальность 01.04.16 —

«Физика атомного ядра и элементарных частиц»

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Егоров Вячеслав Георгиевич

Дубна — 2019

# Оглавление

|                                                                                                |           |
|------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>Введение</b>                                                                                | <b>3</b>  |
| <b>1 Описание электрослабых свойств нейтрино.</b>                                              | <b>8</b>  |
| 1.1 Развитие представлений о свойствах нейтрино. . . . .                                       | 8         |
| 1.1.1 Теория Ферми. . . . .                                                                    | 9         |
| 1.1.2 Несохранение четности. Описание в терминах взаимодействующих токов.                      | 11        |
| 1.2 Спиральность и киральность нейтрино в фермиевской теории. . . . .                          | 13        |
| 1.2.1 Определения . . . . .                                                                    | 13        |
| 1.2.2 Связь между спиральностью и киральностью . . . . .                                       | 14        |
| 1.3 Механизмы, изменяющие спиральность нейтрино. . . . .                                       | 15        |
| 1.3.1 Правые токи. . . . .                                                                     | 15        |
| 1.3.2 Лептокварки. . . . .                                                                     | 16        |
| 1.3.3 Переворот спина. . . . .                                                                 | 17        |
| 1.4 Экспериментальное определение спиральности нейтрино. . . . .                               | 18        |
| 1.5 Магнитный момент нейтрино. . . . .                                                         | 19        |
| 1.5.1 Теоретические расчёты. . . . .                                                           | 20        |
| 1.5.2 Экспериментальное измерение. . . . .                                                     | 21        |
| <b>2 Измерение спиральности нейтрино с помощью комптоновского поляримет-</b>                   | <b>23</b> |
| <b>ра</b>                                                                                      |           |
| 2.1 Метод измерений. . . . .                                                                   | 23        |
| 2.1.1 Угловые корреляции в распаде $^{56}\text{Co}$ . . . . .                                  | 23        |
| 2.1.2 Принцип работы комптоновского поляриметра. . . . .                                       | 25        |
| 2.1.3 Зависимость ожидаемого эффекта от активности источника . . . . .                         | 28        |
| 2.1.4 Определение значения спиральности нейтрино из доплеровской формы<br>гамма-линии. . . . . | 29        |
| 2.2 Установка и тестовые измерения. . . . .                                                    | 34        |

|          |                                                                                 |           |
|----------|---------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 2.2.1    | Описание установки. . . . .                                                     | 34        |
| 2.2.2    | Тест с источником малой активности. . . . .                                     | 37        |
| 2.2.3    | Зависимость коэффициента усиления от температуры . . . . .                      | 40        |
| 2.2.4    | Изготовление источников и мишени. . . . .                                       | 41        |
| 2.2.5    | Ход измерений. . . . .                                                          | 42        |
| 2.3      | Обработка экспериментальных результатов. . . . .                                | 43        |
| 2.3.1    | Вычисление эффективности комптоновского поляриметра. . . . .                    | 43        |
| 2.3.2    | Определение доплеровских сдвигов. . . . .                                       | 45        |
| 2.3.3    | Связь доплеровского сдвига с экспериментально измеряемыми параметрами. . . . .  | 50        |
| 2.4      | Обсуждение полученных результатов. . . . .                                      | 52        |
| <b>3</b> | <b>Измерение магнитного момента реакторных антинейтрино на установке Gemma.</b> | <b>53</b> |
| 3.1      | Постановка задачи. . . . .                                                      | 53        |
| 3.2      | Предварительная подготовка. . . . .                                             | 56        |
| 3.2.1    | Реактор. . . . .                                                                | 58        |
| 3.2.2    | Фоновые измерения. . . . .                                                      | 58        |
| 3.3      | Установка и ход измерений. . . . .                                              | 63        |
| 3.3.1    | Измерительный тракт. . . . .                                                    | 64        |
| 3.3.2    | Ход измерений. . . . .                                                          | 66        |
| 3.4      | Анализ данных. . . . .                                                          | 67        |
| 3.4.1    | «Вычитание» спектров. . . . .                                                   | 72        |
| 3.4.2    | Вторая фаза эксперимента. . . . .                                               | 76        |
|          | <b>Заключение</b>                                                               | <b>78</b> |

# Введение.

Я сделал сегодня что-то  
ужасное. Физику теоретику  
никогда не следует делать  
этого. Я предложил нечто, что  
никогда нельзя будет  
проверить экспериментально

---

В. Паули о нейтрино в письме  
к В. Бааде

Нейтрино, обязанное своим введением в физику Паули [1], было открыто «на кончике пера» еще в 1931 году. Но и по сегодняшний день оно остается одной из самых неизученных частиц в современной физике. Еще до недавнего времени нейтрино считалось истинно нейтральной частицей, не имеющей ни электрического заряда, ни дипольных моментов, ни массы и взаимодействующей с веществом только посредством слабого взаимодействия. После подтверждения открытия нейтринных осцилляций [2], [3] в неускорительной ядерной физике начался новый этап, ознаменованный выходом за рамки Стандартной Модели взаимодействий. Тем не менее, исчезающе малое сечение реакций, в которых участвует нейтрино, вынуждает создавать массивные дорогостоящие установки, ограничивая как число подобных экспериментов, так и количество эффектов, которые могут быть исследованы. В тоже время некоторые свойства нейтрино могут быть исследованы более простыми способами и меньшими научными группами. Можно указать на два случая, когда это становится возможным: первый — это исследования в сильных нейтринных потоках, когда сечение реакции компенсируется количеством частиц, попадающих в чувствительный объем установки; и второй, — когда свойства нейтрино скореллированы со свойствами других частиц, поддающихся более легкой регистрации и изучению.

К первой категории относятся опыты на ядерных реакторах, являющихся источником колоссального (и постоянного) потока нейтрино. Это эксперименты по определению углов

смешивания нейтринных состояний (KamLAND [4], DoubleChooz [5], Daya Bay [6], RENO [7]), эксперименты по мониторингу ядерных реакторов (Nucifer [8], DANSS [9]). К последней категории в настоящее время обращено самое пристальное внимание в связи с недавно появившимися указаниями на осцилляции в стерильные нейтрино на коротких расстояниях.

Во вторую категорию входят всевозможные корреляционные эксперименты. Для того, чтобы показать, насколько плодотворным может быть подобный подход, выпишем общую формулу для угловых корреляций в полупертоновых процессах<sup>1</sup> Мы используем формулу из работы [10], в которой предполагается участие в реакции тяжелой частицы(ядра), лептона и нейтрино:

$$dW(E_\lambda, Z, \Omega_\lambda, \Omega_\nu) = 1 + f(E, Z) + a \frac{(\vec{p}_\lambda \vec{p}_\nu)}{(E_\lambda E_\nu)} + A \frac{(\vec{J} \vec{p}_\lambda)}{E_\lambda} + B \frac{(\vec{J} \vec{p}_\nu)}{E_\nu} + D \frac{(\vec{J} [\vec{p}_\lambda \times \vec{p}_\nu])}{(E_\lambda E_\nu)} \quad (1)$$

Здесь  $\vec{J}$  - поляризация распадающегося ядра,  $E_\lambda, \vec{p}_\lambda$  - энергия и импульс лептона,  $E_\nu, \vec{p}_\nu$  - энергия и импульс нейтрино,  $f(E, Z)$  - зависящая от энергии и эффективного заряда функция, определяющая форму спектра(в случае бета-распада это функция Ферми). Величины  $a, A, B, D$  - корреляционные коэффициенты, характеризующие исследуемый процесс.

Коэффициенты угловой корреляции выражаются через фундаментальные константы связи и матричные элементы, получаемые из волновых функций адронных или ядерных состояний. Особенно простыми они являются в случае исследования распада свободного нейтрона или захвата мюона на водороде. В случае же ядер расчет матричных элементов является достаточно сложной теоретической задачей. Вдобавок, каждый из этих коэффициентов связан с фундаментальными свойствами (электро)слабого взаимодействия. Так, измеряя коэффициент  $a$  в чистом фермиевском или гамов-теллеровском переходе, можно получить ограничения на возможную примесь  $S(T)$  взаимодействия [11]. Измерение корреляции между вылетом электронов в распаде поляризованных ядер (коэффициент  $A$ ) позволило обнаружить несохранение четности в бета-распаде [12]. Значение спиральности нейтрино можно получить измеряя корреляцию между спином ядра(нейтрона) и импульсом лептона (коэффициент  $B$ ) [13]. Последний из представленных коэффициентов — коэффициент тройной корреляции — отвечает нарушению комбинированной CP-четности (или, точнее нарушению T-инвариантности, что является аналогичным нарушением, при условии соблюдения CPT-теоремы) [14],[15].

Настоящая диссертация посвящена экспериментам, как первого, так и второго типов.

---

<sup>1</sup>К таким процессам относятся все процессы с участием как лептонов, так и более тяжелых частиц: адронов, ядер, тяжелых мезонов и т.д.

К исследованиям первого типа относится продолжающийся и по сегодняшний проект по определению магнитного момента электронного антинейтрино — Gemma. А ко второму типу — опыт по определению спиральности электронного нейтрино по прохождению гамма-излучения через комптоновский поляриметр.

Для понимания дальнейшего также необходимо отметить, что измеряемой в эксперименте энергий является не сама энергия нейтрино, а энергия вторичных частиц. В случае измерения спиральности это энергия отдачи ядра, а в случае измерения магнитного момента — энергия отдачи электронов кристалла в процессе упругого рассеяния нейтрино. В дальнейшем, если прямо не указано иное, говоря об энергии, мы будем подразумевать именно энергию отдачи —  $E_R$ .

Указанием на актуальность темы исследования является факт широкого обсуждения вариантов генерации магнитного момента при энергиях ниже определяемых Стандартной Моделью [16], [17]. Сам механизм при этом остается неизвестным, но для вычисления значения магнитного момента он оказывается ненужным, если ввести так называемый масштабный фактор, определяемый значением энергии, при которой возникает «новая физика». В этом случае минимальное значение магнитного момента для майорановского нейтрино оказывается даже меньшим существующих экспериментальных ограничений. Таким образом, нахождение магнитного момента в любом эксперименте позволит уверенно говорить о том, что, во-первых: нейтрино майорановское, и, во-вторых: существует неизвестная нам физика при энергиях меньших, чем типичные для Великого Объединения ( $\sim 1$  ТэВ).

Что же касается спиральности нейтрино, ситуация здесь во многом схожа с описанной. Эффективное значение спиральности в Стандартной Модели можно оценить из соотношения массы и энергии нейтрино. Для процесса бета-распада  $^{60}\text{Co}$  оно будет составлять  $\approx 10^{-7}$ , что, как и в случае магнитного момента, представляет недостижимую для измерений величину. Но и в этом случае в ряде теорий возникает возможность обойти это ограничение, введением новых частиц или «новой физики» [18], [19]. Одной из таких возможностей как раз и является переворот спина в сильном магнитном поле при наличии у нейтрино заметного магнитного момента.

Целью работы являлось определение с рекордной точностью, магнитного момента и спиральности нейтрино, методами прецизионной ядерной спектроскопии.

#### Поставленные задачи.

- Разработка нового метода и установки для измерения спиральности нейтрино с одновременным определением эффективности поляриметра и получение нового ограниче-

ния на отклонение спиральности электронного (анти)нейтрино от теоретического значения.

- Разработка метода и установки для измерения магнитного момента нейтрино и сечения когерентного рассеяния электронного (анти)нейтрино с веществом при низких энергиях  $E_R (\approx 3 - 20 \text{ кэВ})$ .
- Получение ограничения на величину магнитного момента электронного (анти)нейтрино.

#### Научная новизна.

- Получено лучшее мировое ограничение на магнитный момент электронного антинейтрино –  $3.2 \times 10^{-11} \mu_B$
- Разработан новый метод, существенно улучшающий результат измерения спиральности электронного нейтрино. Метод базируется на измерении эффективности комптоновского поляриметра непосредственно в эксперименте и использовании жидкого источника  $\gamma$ -излучения для снижения эффектов, связанных с торможением ядра в кристаллической решётке. При этом необходимо лишь проведение дополнительного измерения прохождения фотонов через поляриметр в отсутствии поля. Метод доказал свою эффективность и может быть использован в дальнейшем для исследований подобного рода. Достижимая точность  $\approx 3\%$
- Разработан новый комплексный метод, позволяющий эффективно снижать фон в условиях работающей атомной станции и близкорасположенного реактора. Снижение фона в исследуемом диапазоне энергий достигает 6 порядков.
- Разработан метод экспериментальной и компьютерной обработки импульсов германиевых детекторов, позволяющий снизить порог регистрации событий до рекордно низкого значения 3 кэВ.

#### Научная и практическая значимость работы

Полученные результаты позволяют исключить из рассмотрения теории, для которых магнитный момент электронного нейтрино оказывается больше экспериментального установленного предела.

Ограничение на спиральность получено при одновременном измерении эффективности поляриметра, что делает данные существенно более надежными в сравнении с предыдущими работами.

Полученные результаты использованы для создания низкофоновых установок для исследования электрослабых и ядерных процессов на АЭС. Если в процессе дальнейших исследований будет получено ненулевое значение магнитного момента, это будет достаточным указанием на то, что нейтрино имеет майорановскую природу.

Разработан метод проведения рекордно низкофоновых экспериментов на атомных станциях вблизи центра активной зоны реактора с учетом специфических для атомной станции источников радиоактивного фона (долгоживущие продукты деления, радиоактивные благородные газы).

На защиту выносятся следующие положения и результаты

- Разработан метод для измерения спиральности электронного нейтрино с независимым измерением эффективности и жидким источником излучения.
- Разработан метод экспериментальной регистрации и последующей обработки импульсов германиевых детекторов, позволяющая снизить порог регистрации событий до 3 кэВ, что является критически важным при измерении магнитного момента на атомных реакторах
- Получено ограничение на величину магнитного момента нейтрино.  $\mu_\nu < 3,2 \times 10^{-11} \mu_B$

Апробация работы и публикации Результаты исследований, положенные в основу диссертации, представлялись и докладывались на международных конференциях: по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Чебоксары–2009, Санкт-Петербург–2010), конференции по неускорительной физике NANP2005 (Дубна–2005), международной конференции Нейтрино-Шампань (Реймс–2008), III Международной летней школе по физике нейтрино памяти Б.Понтекорво (Алушта–2007), IX и X Международной научной конференции молодых ученых и специалистов (Дубна–2007, Дубна–2009), семинарах Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. Материалы, являющиеся основой диссертации, изложены в 6 работах.

Структура диссертации представляет собой настоящее введение и три главы. Первая глава посвящена теоретическому описанию электромагнитных свойств нейтрино, а также эволюции теоретических представлений о природе нейтрино и развитию экспериментальных знаний о нем. Во второй главе описывается эксперимент по определению спиральности нейтрино, а в третьей – первая фаза проекта по измерению магнитного момента (анти)нейтрино Gemma.



# Глава 1

## Описание электрослабых свойств нейтрино.

### 1.1 Развитие представлений о свойствах нейтрино.

При чтении теоретических работ, посвященных физике нейтрино и слабым процессам, у неискушенного экспериментатора всегда возникает много вопросов. Математический аппарат и форма представления даже самых базовых уравнений отличаются от работы к работе и от автора к автору. Это касается не только используемых калибровок и обозначений, но и таких фундаментальных вещей, как используемые лагранжианы, уравнения состояний и диаграммы происходящих процессов. Связано это в первую очередь с исторически сложившимся наследием Ферми [20], который первым предложил теорию бета-распада<sup>1</sup>, оказавшуюся не только глубокой по своему замыслу, но и очень успешной в практическом применении. Вплоть до самых высоких энергий, определяемых так называемым *унитарным порогом* расхождения между теорией и экспериментом в значениях сечений и амплитуд процессов минимальны. Этот факт, как оказалось впоследствии, связан с большой массой переносчиков слабого взаимодействия – виртуальных  $W$ - и  $Z$ -бозонов. А теория Ферми предлагала рассматривать взаимодействие между частицами как точечное. Очевидно, что при малых энергиях виртуальные бозоны не могут пройти сколь-нибудь значимое расстояние и феноменологическая теория Ферми становится очень удобным и намного более простым инструментом.

При этом необходимо сразу отметить неустранимые сложности фермиевской теории. Это, во-первых, уже указанная локальность, а, во-вторых, и самых главных, – расходимость в

---

<sup>1</sup>На момент создания теории бета-распад был единственным известным слабым процессом.

высших порядках теории возмущений. Иными словами – отсутствие перенормируемости, что с точки зрения современной теории означает её нефизичность.

### 1.1.1 Теория Ферми.

Основной идеей Ферми было проведение аналогии между электромагнитными и слабыми процессами. Напомним, что минимальный квантово-механический лагранжиан для электромагнитных процессов выглядит следующим образом:

$$\mathcal{L} = -e\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi A^\mu \quad (1.1)$$

где,  $A^\mu$  - 4-х векторный потенциал поля излучения, а  $e\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi$  - плотность электромагнитного тока, выражаемого оператором  $e\gamma_\mu$ .<sup>2</sup> Ферми, рассматривая  $\beta$ -распад свободного нейтрона:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.2)$$

предположил, что в данном случае фотону будет соответствовать лептонная пара, а заряженной частице - нуклон. В этом случае, в лагранжиане достаточно совершить пару замен.<sup>3</sup>

$$\bar{\Psi}\gamma_\mu\Psi \rightarrow \bar{\Psi}_p\gamma_\mu\Psi_n \quad (1.3)$$

$$A^\mu \rightarrow \bar{\Psi}_e\gamma_\mu\Psi_\nu \quad (1.4)$$

А константа связи, роль которой играл заряд электрона,  $e$  теперь выражается величиной, называемой фермиевской константой связи  $G_F/\sqrt{2}$ , определяемой экспериментально. Таким образом, мы получаем лагранжиан следующего вида:

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}_p\gamma_\mu\Psi_n\bar{\Psi}_e\gamma^\mu\Psi_\nu \quad (1.5)$$

описывающий бета-распад без изменения спина. Для полного описания известных бета-процессов к нему необходимо добавить эрмитово-сопряженное выражение (описывающее позитронные распады и захват орбитальных электронов). Как было показано впоследствии

---

<sup>2</sup>На самом деле такой лагранжиан описывает запрещенное законами сохранения энергии-импульса испускание фотона свободным электроном. Тем не менее, учет связи электрона в атоме может быть опущен, так как приводит к несущественным в данном случае усложнениям

<sup>3</sup>Таким образом, исторически гипотеза Ферми оказалась и первым мостиком, "брошенным" между слабыми взаимодействиями и электромагнитными

Гамовым и Теллером [21] исходя из общих требований лоренц-инвариантности можно построить всего пять операторов (из 256 возможных), которые могут быть включены в четырех-фермионную связь, определяющую  $\beta$ -распад. Обычно их классифицируют по их свойствам относительно преобразований Лоренца:

|                                            |                        |
|--------------------------------------------|------------------------|
| $\bar{\Psi}\Psi = \Psi^+\gamma_4\Psi$      | Скаляр S,              |
| $\bar{\Psi}\gamma_\alpha\Psi$              | 4-Вектор V,            |
| $i\bar{\Psi}\gamma_\alpha\gamma_\beta\Psi$ | тензор T,              |
| $i\bar{\Psi}\gamma_5\gamma_\alpha\Psi$     | аксиальный 4-вектор A, |
| $\bar{\Psi}\gamma_5\Psi$                   | псевдоскаляр P         |

В таком случае наиболее общий вид лагранжиана, задающий вероятность  $\beta$ -распада, может быть записан в виде:

$$L = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i^5 (\bar{\Psi}_p O_i \Psi_n) (\bar{\Psi}_e O_i (C_i + \gamma_5 C'_i) \Psi_\nu) + \text{Э.С.}, \quad (1.6)$$

где индексирование идет по типу оператора (*SVTAP*), а слагаемые с  $C'$  соответствуют нарушению пространственной четности. Сразу отметим некоторую искусственность подобных построений: сконструированный подобным образом матричный элемент содержит все возможные операторы, но ничего не говорит о том, какие из них и почему реализуется в природе. А штрихованные константы введены с единственной целью нарушения пространственной четности, так как первое слагаемое отвечает сохранению четности, а второе, являясь псевдоскаляром (из-за умножения на матрицу  $\gamma_5$ ) его максимальному нарушению. В результате общий гамильтониан не имеет определенной пространственной четности.

Не вдаваясь в подробности, можно сказать, что в природе реализуются лишь два из возможных сценариев взаимодействий, а именно: векторный и аксиальный, что приводит к отсутствию трёх из пяти слагаемых в лагранжиане. Комбинированная CP-четность нарушается лишь в слабых распадах с изменением странности, неизвестных в момент создания теории. В этом случае константы  $C$  – вещественны. Для чисто левых нейтрино и бозонов-переносчиков штрихованные и нештрихованные константы равны друг другу. В этом случае общий лагранжиан можно привести к виду:

$$L_F = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_\mu \left[ (\bar{\Psi}_p \gamma_\mu (1 + \lambda_A \gamma_5) \Psi_n) \times (\bar{\Psi}_e \gamma_\mu (1 + \lambda'_A \gamma_5) \Psi_\nu) + \text{Э.С.} \right] \quad (1.7)$$

Здесь аксиальная константа взаимодействия  $\lambda_A$  «спрятана» в нуклонную часть уравнения, а константа  $\lambda'_A$  определяется спиральностью нейтрино.

Впервые сконструированный Ферми лагранжиан, (только векторный) был использован для расчетов разрешенных переходов в  $\beta$ -распадах без изменения спина ядра с хорошим согласием с экспериментальными данными. Можно показать, что для процессов с изменением спина на единицу реализуется аксиальный вариант теории. Этими двумя типами процессов (названными впоследствии фермиевскими и гамов-теллеровскими) разрешенные  $\beta$ -процессы и исчерпываются.

Таким образом Фермиевская теория  $\beta$ -распада, дополненная Гамовым и Теллером явилась первой по-настоящему успешной теорией слабых процессов. Тем не менее, ее недостатки сразу были очевидны. Во-первых, эта теория ничего не говорила о природе слабых сил, лишь постулируя существование некоего слабого поля. Во-вторых, эта теория прекрасно описывала слабые процессы лишь при малых энергиях (следствие того, что использовался первый порядок теории возмущений), причем попытки расчета в высших порядках приводили к неустранимо расходящимся решениям. Спорной была и сама идея точечного взаимодействия четырех частиц.

### 1.1.2 Несохранение четности. Описание в терминах взаимодействующих токов.

Несмотря на описанные проблемы теория Ферми без существенных дополнений использовалась до 1956 года, когда рассматривая распад К-мезонов, Ли и Янг[22] пришли к выводу о возможном несохранении пространственной четности. Их идеи сразу нашли подтверждение в эксперименте по распаду поляризованных ядер  $^{60}\text{Co}$ , проведенном Ву[12]. Для теории Ферми это означало следующее. Гамильтониан  $\beta$ -распада больше не обязан быть инвариантным по отношению к оператору пространственной инверсии, что означает неравенство нулю штрихованных констант  $C'$ . К тому же, если предположить, что наряду с нарушением пространственной четности инвариантность относительно обращения времени тоже нарушается константы так же не обязаны быть вещественными. Таким образом, мы получаем 20 комплексных констант, которые необходимо определить.

Дальнейшие экспериментальные исследования показали, что число констант можно существенно образом уменьшить. Так, сохранение временной четности делает все константы вещественными, а если нейтрино полностью поляризовано, то  $C'_i = \pm C_i$ , при этом экспериментально показано, что все нейтрино *левополяризованы*, то есть  $C'_i = -C_i$ , таким образом реализуется теория двухкомпонентного нейтрино. Если же учесть еще и вектор-аксиальный характер взаимодействия, то из всех констант для определения у нас остаются лишь две: са-

ма константа связи Ферми, и константа  $C_A/C_V$ , отвечающая отношению вкладов векторного и аксиального операторов<sup>4</sup>.

Окончательным завершением теории стало ее обобщение, данное Фейнманом, Гелл-Манном, Сударшаном и Маршаком для всех слабых процессов [23],[24]. В ее рамках предполагается уже не 4-х точечное взаимодействие, а *взаимодействие токов* из которых электронный, составляющий теорию Ферми, входит одним из компонентов. А общее выражение для слабого тока содержит лептонную и адронную компоненты:

$$j_\lambda = j_{l\lambda} + J_\lambda, \quad (1.8)$$

где:

$$j_{l\lambda} = \bar{\Psi}_e \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \Psi_{\nu_e} + \bar{\Psi}_\mu \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \Psi_{\nu_\mu} + \bar{\Psi}_\tau \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \Psi_{\nu_\tau} + \dots \quad (1.9)$$

А адронный ток отвечает за тяжелые частицы, участвующие во взаимодействии. И, например, для  $\beta$ -распада может быть записан в виде:

$$J_\lambda = \bar{\Psi}_p \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \Psi_n \quad (1.10)$$

А общий лагранжиан теории строится как взаимодействие слабого тока со своим эрмитовым сопряжением в одной пространственно-временной точке.

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2} \frac{G_F}{\sqrt{2}} (j_\lambda j^{\lambda+} + j^{\lambda+} j_\lambda) \quad (1.11)$$

Легко видеть, что при отсутствии мюонной и таонной составляющих мы с легкостью приходим к лагранжиану в форме Ферми-Гамова. Естественно, что практически все из описанных сложностей, особенно расходимость теории в высших порядках, остались и в случае взаимодействующих токов.

В силу вышесказанного становится понятным, что в случае малых переданных энергий и импульсов, а именно этот вариант реализуется в случае экспериментов по спиральности и магнитному моменту ничто не мешает пользоваться именно феноменологической теорией Ферми.

---

<sup>4</sup>заметим, что во всех вариантах рассматриваемых теорией речь идет о безмассовом нейтрино

## 1.2 Спиральность и киральность нейтрино в фермиевской теории.

В физике частиц понятия спиральности и киральности сильно связаны, поэтому очень часто их смешивают, а иногда и принимают за синонимы. Между тем это понятия принципиально разные, и указать на разницу между ними необходимо.

### 1.2.1 Определения

Понятие спиральности можно объяснить достаточно наглядно, несмотря на то, что аналога ему в классической физике нет. Под спиральностью частицы понимают проекцию её спина на направление её движения – импульса. Для безмассовых частиц эта величина является сохраняющейся (лоренц-инвариантной)

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}||\vec{p}|} \quad (1.12)$$

В этом смысле принято различать «левую спиральность», когда спин направлен против импульса и «правую» – для спина, сонаправленного с движением частицы. Из самого этого определения легко понять, что в случае безмассовых частиц спиральность является сохраняющимся квантовым числом. Что же касается массивных частиц, движущихся в силу этого свойства медленнее скорости света, всегда можно найти систему отсчёта, которая будет двигаться быстрее частицы в одном с ней направлении. В этой системе импульс частицы поменяет знак, а спин останется прежним, соответственно поменяет знак и величина спиральности. Сложнее ответить на вопрос, насколько заметным это нарушение сохранения спиральности будет в эксперименте. Обычно принято считать, что масштаб такого нарушения по порядку величины равен отношению массы нейтрино к его энергии, но детальных расчётов найти, к сожалению, не удалось. Мы вернёмся к этому вопросу чуть ниже.

Не так наглядно можно объяснить понятие «киральности»<sup>5</sup>, хотя именно киральность в случае нейтрино является его фундаментальным свойством. Киральностью принято называть различие между правым и левым, что математически определяется тем, как волновая функция ведёт себя по отношению к оператору  $\gamma_5$  с собственными значениями 1 и -1. Любое дираковское поле может быть разложено на свои правые и левые компоненты с использованием проекционных операторов:

---

<sup>5</sup>Часто используют термин «хиральность»

$$\psi_L = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi, \quad \psi_R = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi \quad (1.13)$$

В случае нейтрино предполагается наличие лишь левого состояния. В этом случае проекционные операторы переводят волновую функцию из первого уравнения саму в себя, а решениями уравнения Дирака для безмассового нейтрино оказываются так называемые *вейлевские спиноры*.<sup>6</sup> Важно отметить, что спиноры  $\psi_L$  и  $\psi_R$  не являются собственными состояниями оператора спиральности  $\frac{\vec{p} \cdot \vec{J}}{|\vec{p}|}$ , а следовательно спиральность не является сохраняющимся числом. Спиральность и киральность тождественны друг другу лишь для безмассовых частиц. В случае наличия массы их связь является предметом отдельного рассмотрения.

### 1.2.2 Связь между спиральностью и киральностью

В работе [25] при обсуждении несохранения четности в  $\beta$ -распаде вводится формула соотношения различных спиральных состояний для левого и правого электрона в процессе  $\beta$ -распада  $^{60}\text{Co}$ :

$$|L\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}(1 - \frac{v}{c})}|+\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \frac{v}{c})}|-\rangle \quad (1.14)$$

$$|R\rangle = \sqrt{\frac{1}{2}(1 + \frac{v}{c})}|+\rangle + \sqrt{\frac{1}{2}(1 - \frac{v}{c})}|-\rangle \quad (1.15)$$

Представляется возможным построить аналогичное отношение для массивного нейтрино, с учётом того, что реально наблюдается лишь левое состояние. В этом случае легко получить соотношение между лево- и право- спиральными компонентами:

$$\eta = \frac{|+\rangle}{|-\rangle} = \sqrt{1 - \frac{v}{c}} / \sqrt{1 + \frac{v}{c}} \quad (1.16)$$

Домножив числитель и знаменатель на  $\sqrt{1 + \frac{v}{c}}$  и воспользовавшись известными соотношениями между энергией и импульсом, можно легко получить:

$$\eta = \frac{1}{1 + v/c} \frac{m_\nu v c}{\sqrt{E^2 - m_\nu^2 c^4}} \quad (1.17)$$

В пределе релятивистского нейтрино, с массой существенно меньше энергии, первый множитель становится равным  $1/2$ , а во втором  $v$  можно положить равным  $c$ . Энергия покоя нейтрино очевидно существенно меньше его полной энергии, и ей можно просто пренебречь. В таком случае окончательно получим:

$$\eta \cong \frac{1}{2} \frac{m_\nu c^2}{E}, \quad (1.18)$$

что доказывает справедливость ранее приведенного утверждения.

---

<sup>6</sup>В данном случае нейтрино, пусть и безмассовые, естественным образом нейтрино получают Майорановскими, то есть тождественными своим античастицам.

## 1.3 Механизмы, изменяющие спиральность нейтрино.

Используя текущее ограничение на значение массы нейтрино ( $<1.8$  эВ)<sup>7</sup>, а также значение его энергии в типичном ядерном процессе, мы получим соотношение порядка  $10^{-6}$  (1 эВ/единицы МэВ), что делает невозможным измерение этого отклонения существующими методами. В настоящее время становится понятным, что стандартная модель уже не отвечает существующим экспериментальным данным [3], хотя бы потому, что в её рамках нейтрино остается безмассовым. Вдобавок, все разрабатываемые теории Великого Объединения предполагают ее нарушение на тех или иных масштабах энергий. Именно в этих теориях и возникают дополнительные механизмы, которые мы обсуждаем. Среди них: механизм правых токов [32], лептокварков [19], переворота спина нейтрино в гравитационном [33] и электромагнитном поле. В последнем случае возможен как обычный [34], так и радиационный (плазменный) переворот спина [35]. Рассмотрим эти возможности подробнее.

Основным способом «включения» рассматриваемых механизмов является введение дополнительных членов в гамильтониан взаимодействия, который записывают обычно в форме Ферми (1.7) или в терминах взаимодействующих токов (1.8)—(1.10).

### 1.3.1 Правые токи.

В Стандартной Модели нейтрино и соответствующий ему бозон представлены левым дублетом и правым синглетом. Это отражает сложившуюся экспериментальную ситуацию, при которой правое нейтрино не наблюдается в опытах, а Р-четность является максимально нарушенной. Тем не менее, существование правого нейтрино, а вместе с ним и правого W-бозона остается открытым. Так в моделях типа Пати-Салама [36] объединение электрослабого и сильного взаимодействия является частным случаем более высокоэнергетичного объединения по схеме:

---

<sup>7</sup>Мы используем ограничение, полученное из совместного анализа экспериментов Mainz [26] и Троицк [27]. Ограничения из космологических данных [28], [29], [30] часто на порядок лучше, но сильно модельно зависимы. Ограничение из эксперимента Гейдельберг–Москва [31] предполагает майорановскую природу нейтрино.



$$\begin{aligned}
& GUT-? \\
& \downarrow -? \\
& SU(3)_C \times SU(2)_R \times SU(2)_L \times U(1)_{BL} \\
& \downarrow -m_{W_R} c^2 \simeq 10^4 \text{ ГэВ} \\
& SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1) \\
& \downarrow -m_{W_L} c^2 \simeq 10^2 \text{ ГэВ} \\
& SU(3)_C \times U(1)
\end{aligned}$$

В такой схеме, называемой также «явно симметричной моделью» группа, отвечающая Великому Объединению явно не определена, но при ее нарушении возникает симметрия, основанная на прямом произведении групп, отвечающих квантовой хромодинамике ( $SU(3)_C$ ), правому и левому слабому взаимодействию ( $SU(2)_R$  и  $SU(2)_L$ ) и электрослабому взаимодействию ( $U(1)_{BL}$ ). При этом правые фермионы так же принимают участие в слабом взаимодействии. Однако, масса переносчиков поля оказывается на порядки больше, чем у их левых партнеров, и симметрия между левым и правым слабым взаимодействием нарушается при больших энергиях. Важно отметить, что данная схема может реализоваться, как с СР-нарушением, так и без него. В первом случае особенно интересным вариантом представляется, когда правые токи имеют скаляр-тензорную структуру, а левые — вектор-аксиальную.[6] Имеется еще ряд более экзотических моделей, в которых так же возникают правые бозоны, к примеру, модель, основанная на калибровочной группе  $SO(10)$  или даже  $SO(12)$  [37], а так же некоторые суперсимметричные теории. В любом случае, наличие правого нейтрино в нашем эксперименте будет эквивалентно уменьшению значения спиральности, пропорционально процентному соотношению левых и правых компонентов (зависящему, конечно, от энергии). Современные ограничения, на примесь правых токов находятся на уровне нескольких процентов (хотя в последнее время появились указания на значительное улучшение экспериментальной ситуации [18]), что в случае их наличия позволяет надеяться наблюдать их при соответствующей набранной статистике.

### 1.3.2 Лептокварки.

Лептокварками называются гипотетические частицы, отвечающие за взаимные превращения лептонов в кварки и наоборот. Такие частицы часто возникают в моделях, основанных на калибровочных группах больших размерностей, в которых лептоны и кварки собраны в один мультиплет ( $SU(5)$ ,  $SO(10)$  и т. д.), и возможны осцилляции в пределах этого мультиплета. Введение в теорию таких новых полей главным образом обязано тому факту, что в этом

случае легко объяснима симметрия между электрическими зарядами лептонов и кварков, до сих пор введенная в Стандартную модель «в ручную». Лептокварки имеют лептонный, барионный заряды, а так же дробный электрический заряд [19]. Стандартный гамильтониан в таком случае расширяется за счет введения скалярного и тензорного членов, приводящих к появлению дополнительных (так называемых Фирцевских) членов и возникновения правого нейтрино, появляющегося достаточно естественным образом, поскольку предполагается симметрия между левыми и правыми  $X, Y$  — бозонами.

Лучшие современные ограничения на массу лептокварков получены из астрофизических наблюдений и составляют десятки ТэВ. Однако, они являются сильно модельно-зависимыми, что не позволяет считать их в достаточной мере достоверными. Наилучшие прямые ограничения получены в эксперименте на ускорителе HERA -  $M_{LQ} > 225$  ГэВ [38]. Механизм нарушения единичной спиральности в данном случае аналогичен ранее описанному. Но, поставить ограничения на примесь правых нейтрино в рамках существующих экспериментальных пределов гораздо сложнее, а в случае смешанных аксиально-скалярных и вектор-тензорных токов и вовсе практически невозможно.

### 1.3.3 Переворот спина.

Последним из возможных механизмов является переворот спина (spin-flip) в сильных полях. Изначально эта возможность обсуждалась в связи с проблемой дефицита солнечных нейтрино, так этот переворот за счет взаимодействия дипольного момента нейтрино с магнитосферой Солнца «стерилизовал» бы нейтрино. Сейчас эта проблема решена (SNO), тем не менее, теоретическая возможность подобного нарушения остается. В данной связи уместно так же упомянуть, что поле, переворачивающее спин нейтрино, может быть не только электромагнитным, но и гравитационным, в своем обычном и активно разрабатываемом в последнее время радиационном вариантах. К сожалению, такие эффекты, по-видимому, имеют достаточно малую вероятность. Гравитационное поле на Земле при рассматриваемых энергиях не дает существенного вклада в общую картину взаимодействий, а магнитный момент нейтрино, если и существует, является очень малым [39].

Таблица 1.1: Результаты экспериментов по измерению спиральности нейтрино.

| ядро / тип $\nu$          | процесс                                             | тип перехода                              | Спиральность                   | лит. |
|---------------------------|-----------------------------------------------------|-------------------------------------------|--------------------------------|------|
| $n, \nu_e$                | $\beta^-$                                           | $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ | $-0.88 \pm 0.15$               | [40] |
|                           |                                                     |                                           | $-0.96 \pm 0.40$               | [41] |
|                           |                                                     |                                           | $-1.01 \pm 0.05$               | [42] |
|                           |                                                     |                                           | $-0.995 \pm 0.035$             | [43] |
| $^{19}\text{Ne}, \nu_e$   | $\beta^+$                                           | $\frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ | $-0.90 \pm 0.13$               | [44] |
| $^{152m}\text{Eu}, \nu_e$ | $EC$                                                | $0^- \rightarrow 1^-$                     | $-0.72 \pm 0.11$ *)            | [13] |
|                           |                                                     |                                           | $-0.86 \pm 0.32$ *)            | [45] |
|                           |                                                     |                                           | $-0.66 \pm 0.13$ *)            | [46] |
|                           |                                                     |                                           | $-0.93 \pm 0.10$               | [47] |
| $^{56}\text{Co}, \nu_e$   | $EC$                                                | $4^+ \rightarrow 3^+$                     | $-0.84 \pm 0.15$               | [48] |
| $^{12}\text{C}, \nu_\mu$  | $(\mu^-, \nu_\mu)$                                  | $0^+ \rightarrow 1^+$                     | $-1.06 \pm 0.11$               | [49] |
| $\nu_\tau$                | $\tau^\mp \rightarrow \pi^\mp \pi^0 \nu$            |                                           | $-0.995 \pm 0.10 \pm 0.03$ **) | [50] |
|                           | $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ |                                           | $-0.930 \pm 0.10 \pm 0.03$ **) | [51] |

\*) В оригинальной работе приведена лишь измеренная величина циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения; соответствующее же ей значение  $B$  вычислено в работе [47].

\*\*) В ходе эксперимента знак спиральности не определялся.

## 1.4 Экспериментальное определение спиральности нейтрино.

Что касается экспериментальных ограничений на спиральность нейтрино, они существенно менее строгие, чем теоретические. В целом для всех типов нейтрино они находятся на уровне 10%<sup>8</sup> Существующие к настоящему моменту ограничения на значение спиральности сведены в таблицу 1.1. Из неё ярко видна неполнота данных по спиральности мюонного нейтрино, нам известна лишь одна достаточно давняя работа, посвященная этой теме. В случае же тау-нейтрино эксперименты выполнены недавно и находятся в хорошем согласии, как между собой, так и со Стандартной Моделью. Следует упомянуть, что спиральности нейтрино

<sup>8</sup>Необходимо отметить, что многие из этих результатов получены для антинейтрино, тем не менее в силу отсутствия нарушения СР-четности в слабых взаимодействиях (за исключением распада К-мезонов [52]) эти ограничения справедливы и для электронных нейтрино.

может быть также косвенно определена в реакторных экспериментах [53]

Эксперименты, посвященные измерению спиральности электронного нейтрино, можно условно разделить на два типа: опыты с ядрами и опыты со свободными нейтронами. Ограничения, полученные в последних, существенно лучше, тем не менее к ним имеется целый ряд вопросов, в особенности касающихся систематической ошибки при проведении подобных измерений. Сама постановка экспериментов в подобных случаях довольно сложна — для их проведения используется пучок частично поляризованных нейтронов, отраженных от поляризующих зеркал из железа, кобальта или их сплава. При этом одной из основных экспериментальных задач (и главным источником систематических ошибок) становится определение поляризации пучка нейтронов. В традиционной постановке опытов использование зеркал-анализаторов ограничивает эту точность на уровне 10-15%. Улучшение точности связано с измерением поляризации по эффекту Штерна-Герлаха. Подробности приведены в [54]. Второй сложностью является так называемая *двойная спектроскопическая задача*, ведь для определения угла вылета нейтрино необходимо знание о направлении вылета и энергии разлетающихся протона и электрона. Вместе с тем, существенное продвижение в области поляризации нейтронных пучков [55] позволит обойти указанные трудности.

В случае ядерных опытов поляризация нейтрино определяется посредством ее передачи вторичным частицам вследствие закона сохранения момента импульса. В этом случае «узкими местами» становятся: трудность непосредственной регистрации ядер отдачи и их торможение в среде (типичная энергия ядра в данном случае не превышает 10–20 эВ), а также, при измерении циркулярной поляризации гамма-квантов — неизвестная эффективность комптоновского поляриметра. При использовании метода резонансного рассеяния гамма-излучения необходим детальный учет теплового движения атомов в источнике и рассеивателе, что снова приводит к потере точности. Далее будет описан метод, призванный обойти описанные трудности.

## 1.5 Магнитный момент нейтрино.

Магнитный момент обязан своим введением в физику проблеме дефицита солнечных нейтрино [56],[57]. При этом во второй работе он предполагался по современным представлениям достаточно малым:  $\mu \sim (0.3 - 1) \times 10^{-10} \mu_B$ . И хотя в дальнейшем проблема была объяснена существованием нейтринных осцилляций, исследование вопросов, связанных с возможным существованием электромагнитных моментов у нейтрино, больше не прекращалось.

### 1.5.1 Теоретические расчёты.

Первые расчёты магнитного момента нейтрино были выполнены в модели Вайнберга-Салама с правым синглетным нейтрино и ненулевой массой. На языке диаграмм Фейнмана любому моменту (анепольному, дипольному или высших порядков) соответствует испускание фотона – переносчика электромагнитного взаимодействия. Само нейтрино, обладая нулевым зарядом, испустить его не способно. Поэтому взаимодействие рассчитывалось в двух возможных вариантах, как испускание-поглощение виртуального лептона, порождающего фотон, или W-бозона с таким же эффектом [58], [59], [60]. При этом рассматривалось ведущее приближение по параметру  $b_i = m_{\nu_i}^2/m_W^2$ , ( $m_{\nu_i} = 1, 2, 3$  – масса соответствующего нейтрино). Общая формула для определения магнитных и электрических моментов выглядит следующим образом:

$$\begin{pmatrix} \mu_{ij}^D \\ \varepsilon_{ij}^D \end{pmatrix} = \frac{3eG_F m_i}{8\sqrt{2}\pi^2} \left( 1 - \frac{1}{2} \sum_{l=e,\mu,\tau} f(a_l) |U_{li}|^2 \right), \quad (1.19)$$

При этом,  $f(a_l)$  – мультипольный форм-фактор, где  $a_l = m_l/m_W$  – отношение массы лептона к массе W-бозона. Так как это соотношение достаточно мало, мы можем разложить формулу по нему в ряд и воспользоваться лишь первыми двумя членами. Результирующие значения диагональных элементов для дираковских нейтрино получаются следующими:

$$\mu_{ii}^D = \frac{3eG_F m_i}{8\sqrt{2}\pi^2} \left( 1 - \frac{1}{2} \sum_{l=e,\mu,\tau} f(a_l) |U_{li}|^2 \right), \quad (1.20)$$

Причем, в первом приближении можно пренебречь вторым членом в силу малости отношения масс лептона и W-кварка. В этом случае мы приходим к простой и известной формуле:

$$\mu_{ii}^D \approx 3.2 \times 10^{-19} \left( \frac{m_i}{1\text{eV}} \right) \mu_B \quad (1.21)$$

$\mu_B$  – магнетон Бора.

Заметим, что данное рассмотрение с необходимостью включает массу нейтрино<sup>9</sup>, в противном случае магнитный момент просто отсутствует. Вдобавок, в первом приближении значение магнитного момента не зависит от матрицы смешивания и значений масс заряженных лептонов. Тем не менее, само значение момента оказывается слишком малым для возможности его экспериментальной проверки в современных условиях. Что же касается Майорановского нейтрино, диагональные элементы его электромагнитной матрицы с необходимостью равны нулю, так как в данном случае соблюдается симметрия частица-античастица.

---

<sup>9</sup>В данном случае её появление обусловлено наличием правых токов.

Рассмотрим теперь недиагональные (переходные) элементы. Как следует из (1.19) в первом приближении они равны нулю – данный факт является следствием унитарности матрицы  $U_{li}$  её ряды и столбцы взаимно ортогональны. Поэтому необходимо рассматривать второе приближение по параметру  $a_l$ , что немедленно приводит к ещё меньшему значению магнитных и электрических моментов.

Таким образом, любое указание на значение магнитного момента нейтрино, больше указанного, будет одновременно и указанием на новую физику, лежащую за рамками Стандартной Модели.

### 1.5.2 Экспериментальное измерение.

Первое экспериментальное измерение свойств нейтрино с атомным реактором в качестве источника и 16-ти килограммовым пластмассовым сцинтиллятором в качестве детектора было осуществлено Райнесом на реакторе Саванна-Ривер в 1976 г. [61]. Несмотря на значительный прогресс в технике проведения и анализа эксперимента, значение магнитного момента, полученное тогда<sup>10</sup> впоследствии не было сильно улучшено. Существуют, впрочем, и другие возможности для измерения – такие как, наблюдение потока нейтрино от сильно излучающего, но находящегося на достаточно большом удалении источника, например Солнца или вспышки Сверхновой. В этом варианте можно использовать массивные низкофоновые калориметры в подземных лабораториях. Одним из таких экспериментов является Borexino [63], чье ограничение на магнитный момент электронного нейтрино является одним из лучших на сегодняшний день. Необходимо, тем не менее, отметить ограниченность указанного подхода. В нем невозможно непосредственное измерение фона в эксперименте, и его величина определяется исключительно расчетным путем, что вносит систематическую погрешность в эксперимент. В случае же атомных станций для измерения фона естественно использовать время между компаниями во время перегрузки топлива и профилактических работ на реакторе. Ещё одной такой возможностью является использование калориметра из предыдущего примера, но с размещенным внутри искусственно созданным источником нейтрино. Такой вариант особенно интересен в свете сообщений о реакторной аномалии, которая может указывать на осцилляции в стерильные нейтрино [64].

Необходимо также отметить попытки определения ограничения на величину магнитного момента нейтрино из астрофизических данных. Конечно, в экспериментальной физике принято осторожно относиться к подобным оценкам, так как практически всегда они модельно

---

<sup>10</sup>Вернее, вычисленное в работе [62] основанной на результатах группы Райнеса.

зависимы, тем не менее упомянуть их необходимо. К таким оценкам относятся, например, данные, полученные с помощью анализа процессов звёздного охлаждения [65] и вращения спина нейтрино в нейтронных и сверхновых звёздах [60]. Но лучшим астрофизическим пределом является полученный с помощью данных от Сверхновой SN1987a —  $5 \times 10^{-13} \mu_B$  [66]. В этом случае во внимание принимаются следующие соображения: лево-спиральные нейтрино, рождённые в процессе коллапса, переворачивают свою спиральность в результате взаимодействия с электронами и ядрами вещества коллапсирующей звезды. Такие нейтрино с энергиями  $\approx 100$  МэВ становятся стерильными с точки зрения слабого взаимодействия, тем не менее в процессе распространения в межгалактическом магнитном поле спин способен перевернуться обратно и дать поток высокоэнергетичных нейтрино, которые можно зафиксировать на Земле. Отсутствие такого потока и позволяет наложить ограничение на величину магнитного момента.

Подводя итог, можно сказать, что независимое от модельных оценок измерение верхнего предела магнитного момента нейтрино очень востребовано с теоретической точки зрения.

## Глава 2

# Измерение спиральности нейтрино с помощью комптоновского поляриметра

### 2.1 Метод измерений.

#### 2.1.1 Угловые корреляции в распаде $^{56}\text{Co}$ .

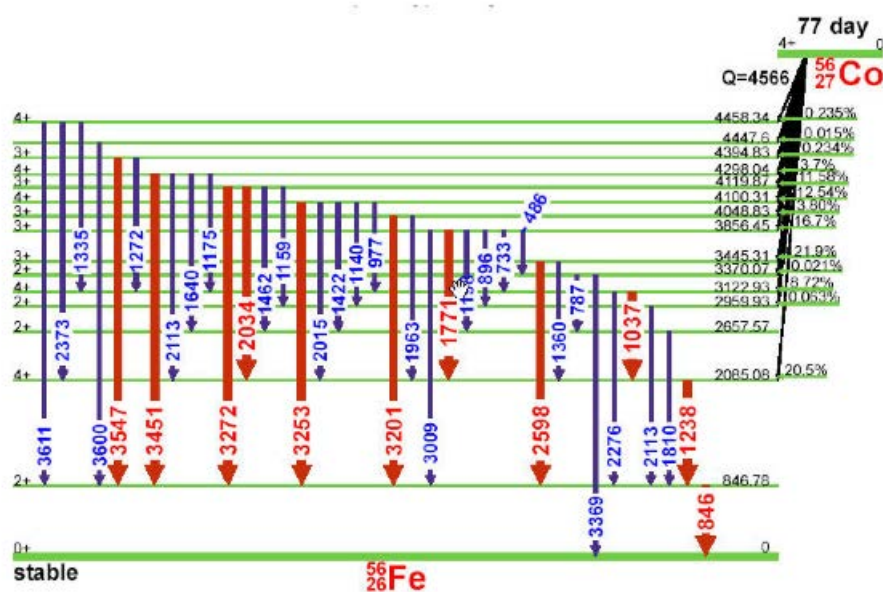


Рис. 2.1: Схема распада  $^{56}\text{Co}$ . Красным цветом показаны наиболее интенсивные линии.

Рассмотрим К-захват в изотопе  $^{56}\text{Co}$  ( $Q=4566.1(20)$ ) (рис. 2.1) Выберем лишь те случаи, когда после захвата К-электрона из основного состояния  $4^+$  ядра  $^{56}\text{Co}$  и вылета нейтрино образуется ядро  $^{56}\text{Fe}$  в  $3^+$ -состоянии. Изменение спинов в рассматриваемом процессе позволяет считать его практически чисто Гамов-Телеровским, с возможной малой ( $\simeq 1-2\%$ ) примесью



запрещенных процессов высших порядков. Расчет точного значения этой примеси является достаточно сложной и едва ли выполнимой задачей, а указание в [67] на большую примесь фермиевского перехода ( $\approx 8\%$ ) вступает в противоречие с теоретическими расчетами и другими измерениями, приведенными там же.

Так как образовавшееся ядро находится в возбужденном состоянии, оно через некоторое время испускает гамма-квант, который (если это время достаточно мало) будет доплеровски сдвинут из-за отдачи дочернего ядра (причем импульс отдачи и, следовательно, величина сдвига  $\delta E_\gamma$  однозначно определяются направлением вылета нейтрино).

Запишем закон сохранения углового момента в описанном процессе (учтем лишь  $\gamma$ -переходы на уровень  $2^+ - 847$  кэВ):

$$\vec{4} - \frac{\vec{1}}{2} = \vec{3} + \frac{\vec{1}}{2} = \vec{2} + \frac{\vec{1}}{2} + \vec{1} \quad (2.1)$$

Можно заметить, что при любом направлении спина электрона и значении спиральности нейтрино циркулярная поляризация фотона, испущенного вдоль импульса ядра, совпадает со спиральностью нейтрино (см. рис. 2.2). Другими словами, вдоль спина ядра испускаются только те фотоны, поляризация которых совпадает с их спиральностью.

Таким образом, для измерения спиральности (импульса и поляризации) нейтрино достаточно измерять доплеровский сдвиг и циркулярную поляризацию  $\gamma$ -излучения, — например, с помощью комптоновского поляриметра.

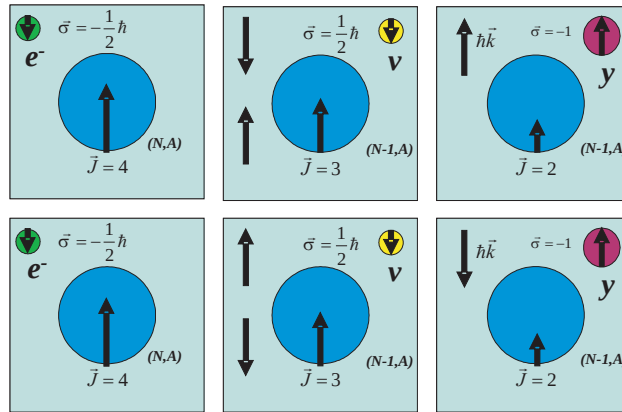


Рис. 2.2: Передача спиральности при К-захвате. Показаны случаи лево- и право-спирального нейтрино.

Поскольку все вышесказанное носит вероятностный характер, то доплеровская форма  $\gamma$ -линии будет отражать это распределение в случае идеального поляриметра, детектора и 100%-ной отрицательной спиральности нейтрино. В этом случае она будет иметь треугольную форму, показанную на Рис. 2.3а. В случае же неполной поляризации к треугольнику

добавится прямоугольная "подставка" и линия превратится в трапецию (рис. 2.3б). В действительности линия будет представлять собой свертку трапеции с функцией отклика детектора (гауссиан), причем реально достижимое энергетическое разрешение не позволит наблюдать указанную доплеровскую форму, но при достаточной статистике вполне позволяет определить сдвиг центра тяжести линии с точностью около 1 эВ. Детально форма экспериментальной линии в спектре будет обсуждена ниже.

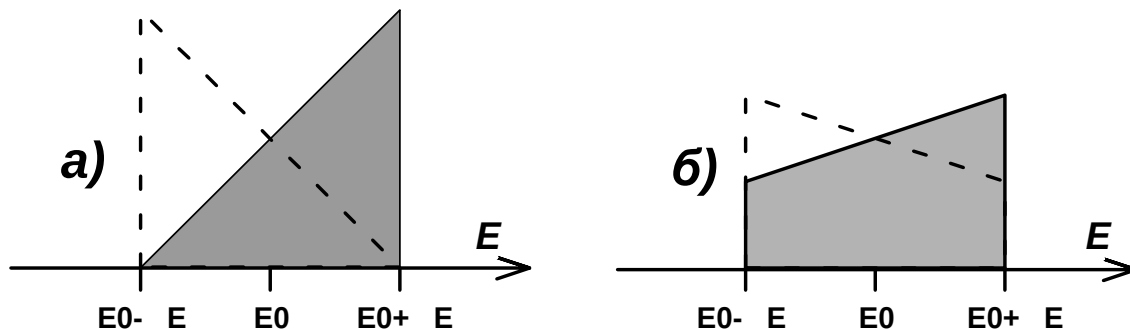


Рис. 2.3: Доплеровская форма  $\gamma$ -линии.

### 2.1.2 Принцип работы комптоновского поляриметра.

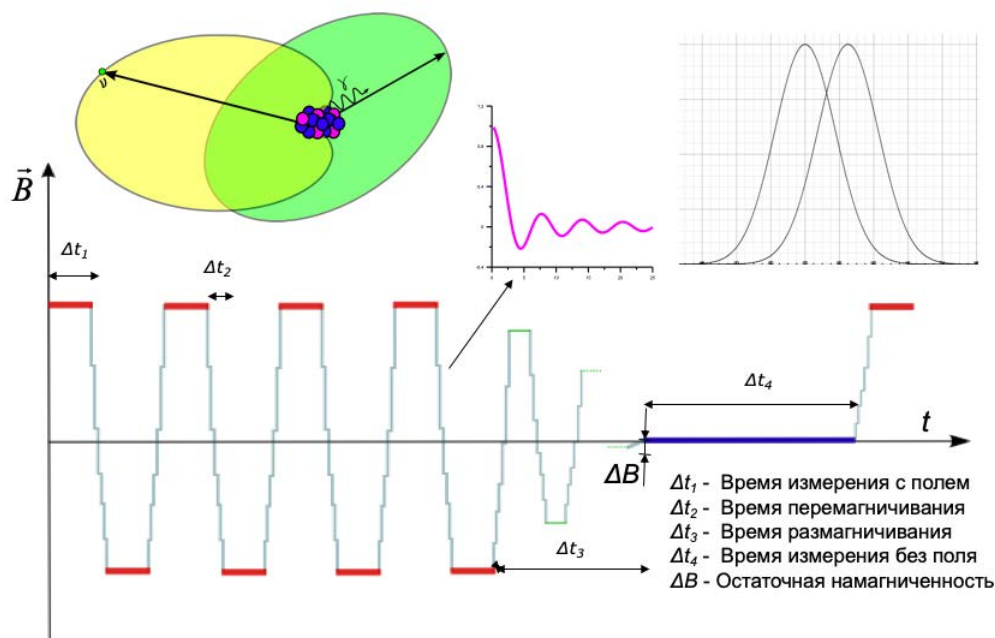


Рис. 2.4: Измерение спиральности нейтрино с использованием комптоновского поляриметра.

Теперь рассмотрим принцип работы комптоновского поляриметра. (см., например, работу [68]). Проходя через намагниченное железо (Рис. 2.4),  $\gamma$ -кванты претерпевают, кроме всего

прочего, комптоновское рассеяние на электронах, причем сечение его состоит из двух слагаемых. Первое — это классическое сечение комптоновского рассеяния, описанное Клейном и Нишиной [69]. А второе — сечение, зависящее от взаимной ориентации спинов электронов и гамма-квантов. В случае, если спины направлены взаимно противоположно, то из-за квантово-механических правил отбора сечение оказывается несколько больше (в интересующем нас диапазоне энергий), чем если спины направлены в одну сторону:

$$\sigma_{\text{compt}} = \begin{cases} \sigma_0 + \sigma_1 & (\uparrow\downarrow) \\ \sigma_0 - \sigma_1 & (\uparrow\uparrow) \end{cases} \quad (2.2)$$

Величины  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$  зависят от энергии излучения  $k$ , выраженной в единицах  $m_e c^2$  следующим образом (их отношение показано на Рис. 2.5 пунктиром):

$$\frac{\sigma_0}{2\pi r_0^2} = \frac{1+k}{k^2} \left[ \frac{2(1+k)}{1+2k} - \frac{\ln(1+2k)}{k} \right] + \frac{\ln(1+2k)}{2k} - \frac{1+3k}{(1+2k)^2} \quad (2.3)$$

$$\frac{\sigma_1}{2\pi r_0^2} = \frac{1+4k+5k^2}{k(1+2k)^2} - \frac{(1+k)\ln(1+2k)}{2k^2} \quad (2.4)$$

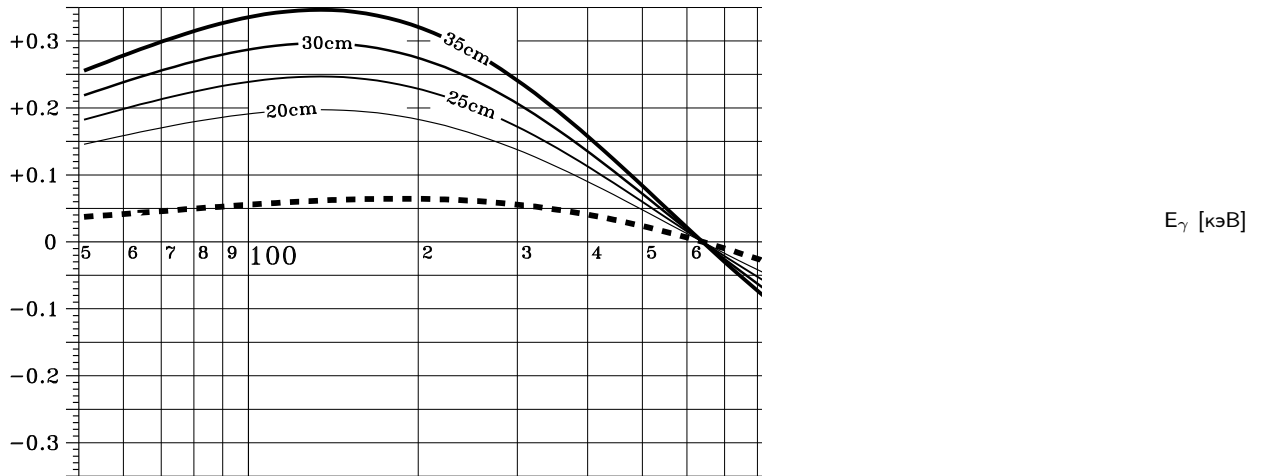


Рис. 2.5: Энергетическая зависимость отношения  $\sigma_1/\sigma_0$  (пунктир), а также эффективности железного комптоновского поляриметра ( $\epsilon$ ) при различной его длине  $L$  (сплошные кривые).

Если обозначить суммарное сечение образования пар и фотоэффекта, не зависящих от поляризации, как  $\sigma_2$ , толщину намагниченного поглотителя (длину железного сердечника, см. Рис. 2.4) — как  $L$ , число атомов в единице объёма —  $n$ , число электронов в атоме —  $z$ , а среднее число *ориентированных* электронов<sup>1</sup> —  $\nu$ , то вероятность того, что  $\gamma$ -излучение с циркулярной поляризацией  $P$  пройдет весь путь  $L$  в поглотителе, *не провзаимодействовав с ним*, равна

<sup>1</sup>Согласно [70], для железа при насыщении эта величина составляет  $\nu \simeq 2.06$ .

$$\begin{aligned}
w &= \frac{1+P}{2} \cdot \exp[-nL(z\sigma_0 + \nu\sigma_1 + \sigma_2)] + \frac{1-P}{2} \cdot \exp[-nL(z\sigma_0 - \nu\sigma_1 + \sigma_2)] = \\
&= \exp[-nL(z\sigma_0 + \sigma_2)] \cdot [\text{ch}(nL\nu\sigma_1) - P\text{sh}(nL\nu\sigma_1)]
\end{aligned} \tag{2.5}$$

Первый сомножитель в (2.5) представляет собой общее, не зависящее от поляризационных эффектов, ослабление  $\gamma$ -излучения; во втором же сомножителе, зависящем от поляризации, в качестве аргумента гиперболических функций выступает произведение

$$\eta \equiv nL\nu\sigma_1, \tag{2.6}$$

которое принято называть *эффективностью поляриметра*. В самом деле, в соответствии с формулой (2.5), площади  $\gamma$ -линии ( $S_i$ ), измеренные при различном продольном направлении магнитного поля в железном поглотителе ( $i = +, -$ ), а также в его отсутствие ( $i = 0$ ), зависят от вышеуказанных сечений следующим образом:

$$\begin{aligned}
S_0 &\sim \exp[-nL(z\sigma_0 + \sigma_2)], \\
S_+ &= S_0 \cdot [\text{ch}(\eta) + P\text{sh}(\eta)], \\
S_- &= S_0 \cdot [\text{ch}(\eta) - P\text{sh}(\eta)],
\end{aligned} \tag{2.7}$$

причем относительная разница между ними равна

$$\frac{S_+ - S_-}{S_+ + S_-} = P \text{th}(\eta) = P \frac{e^{+\eta} - e^{-\eta}}{e^{+\eta} + e^{-\eta}} = P \left( \eta - \frac{\eta^3}{3} + \frac{2\eta^5}{15} - \dots \right) \simeq P\eta. \tag{2.8}$$

Как видим, эта величина действительно пропорциональна искомой поляризации  $P$ , а коэффициент пропорциональности, физический смысл которого как раз и есть *эффективность поляриметра*, в первом приближении равен  $\eta$ .

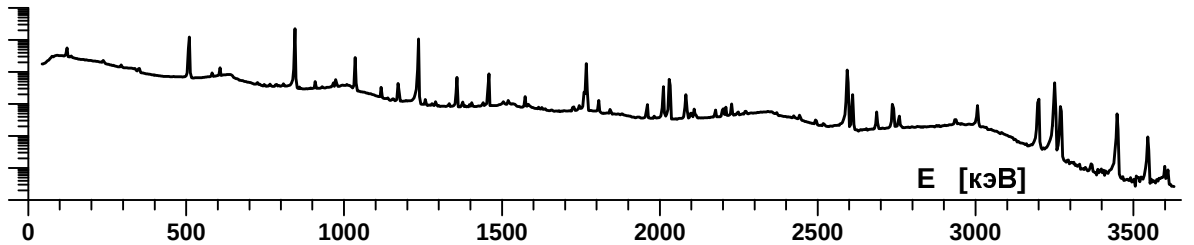


Рис. 2.6: Спектральные линии  $^{56}\text{Co}$ .

Энергетическая зависимость эффективности  $\eta$  при различной длине поглотителя показана на Рис. 2.5. Следует иметь в виду, что проникающая способность  $\gamma$ -излучения очень сильно растет с энергией ( $\sigma_k \approx E^{-2}$ ), и поэтому с точки зрения получаемой статистики выгоднее исследовать  $\gamma$ -линии с максимальной энергией, одновременно увеличивая толщину

поглотителя<sup>2</sup>. Этим, в частности, и обусловлен наш выбор ядра  $^{56}\text{Co}$ , имеющего жесткий  $\gamma$ -спектр (Рис. 2.6), в качестве основного кандидата на исследование.

В классических экспериментах с комптоновскими поляриметрами ([13]-[47]) эффективность  $\eta$ , не превышавшая нескольких процентов, оценивалась теоретически, что вносило в конечный результат дополнительную систематическую ошибку. В нашем случае величина  $\eta$  может быть непосредственно измерена[68] в ходе эксперимента.

Действительно, если измерять не только  $S_+$  и  $S_-$ , но и  $S_0$ , а в дополнение к отношению (2.8) составить еще одно:

$$\frac{S_+ + S_-}{2S_0} = \text{ch}(\eta) = \frac{e^{+\eta} + e^{-\eta}}{2} = 1 + \frac{\eta^2}{2!} + \frac{\eta^4}{4!} + \dots \simeq 1 + \frac{\eta^2}{2}, \quad (2.9)$$

зависящее уже только от  $\eta$ , но не от  $P$ , то из него можно определить значение  $\eta$  экспериментально. Легко видеть при этом, что для определения величины  $\eta \simeq 0.2 - 0.3$  с точностью порядка 1% необходимо иметь площади  $S_i$  в несколько миллионов отсчетов.

Несмотря на некоторые слабые места (большая требуемая активность и т. п.), предлагаемый эксперимент обладает существенными преимуществами перед описанным в [48]. В первую очередь, это то, что источник может быть приготовлен в виде водного раствора, а не твердого кристалла, что должно существенно снизить влияние окружающей среды на движение иона отдачи и, тем самым, уменьшить трудно предсказуемую систематическую ошибку. (Напомним, что за время, равное времени жизни уровня, ядро отдачи успевает пройти путь порядка 1 Å. В случае твердого тела из-за сильных металлических связей оно даже не может покинуть свое место в кристаллической решетке, с внедренным источником  $^{56}\text{Co}$ ).

### 2.1.3 Зависимость ожидаемого эффекта от активности источника

Активность  $\gamma$ -источника в описываемом случае является достаточно критичным параметром. С одной стороны ее увеличение необходимо с точки зрения как набора необходимой статистики и улучшения эффективности поляриметра. С другой стороны, рост суммарной загрузки детектора, повышение общего фона около установки и собственно наработка такой активности являются сдерживающими факторами. Необходимую активность можно оценить из условия получения ожидаемой точности  $\approx 0.02$  за время около года непрерывных измерений с одним детектором. В таком случае будем иметь:

---

<sup>2</sup>Оптимальная длина зависит от максимально доступной активности радиоактивного источника и от грузочной способности детекторов.

$$\Delta E = \frac{\sigma}{\sqrt{N}} \Rightarrow N = \left( \frac{\sigma}{\Delta E} \right)^2 = \left( \frac{FWHM}{2\sqrt{2\ln 2} \cdot \Delta E} \right)^2 = 7.2 \cdot 10^7 \quad (2.10)$$

Что дает скорость накопления около одного события в пике в секунду и соответствует суммарной активности (с учетом поглощения( $\tau$ ), телесного угла( $\Omega$ ) и эффективности детектора( $\zeta$ )):

$$A = \frac{rate}{\tau\zeta\Omega} = 10^9 Bk \quad (2.11)$$

Необходимо заметить, что вышеприведенная требуемая активность была величиной оценочной, и требовала экспериментального подтверждения. Тесты, проведенные с железным поглотителем толщиной  $L = 30$  см, источником  $^{56}\text{Co}$  активностью 250 Мбк и HPGe-детектором  $200 \text{ см}^3$ , показали, что скорость набора статистики в интересующих нас  $\gamma$ -пиках составляет в этих условиях около 600–700 событий в час. Суммарная загрузка детектора была такова, что возможно, в принципе, увеличить активность источника до 10 раз, при этом требуемая статистика будет накоплена за полгода измерений при неизменной активности источника. При более низкой активности было бы необходимо уменьшить толщину поглотителя (конструкция магнита предусматривала такую возможность) или увеличить время экспозиции.

#### 2.1.4 Определение значения спиральности нейтрино из доплеровской формы гамма-линии.

Для определения спиральности нейтрино из формы гамма-линии сначала перечислим основные факторы, определяющие идеализацию обсуждаемой выше модели. Это, постулируемое в рамках Стандартной Модели, — левое (имеющие спиральность -1) нейтрино; отсутствие корреляции между направлением вылета  $\gamma$ -кванта и направлением спина ядра (предполагается изотропное распределение); функция отклика детектора, имеющая вид  $\delta$ -функции Дирака (не учитывается реальное, в данном случае достаточно большое в рамках рассматриваемых масштабов, энергетическое разрешение детекторов); наконец, сам комптоновский поляриметр рассматривающийся как имеющий стопроцентную эффективность (в то время, как реально достижимая составляет ( $\simeq 10\text{--}20\%$ )).

Рассмотрение начнем с самого процесса и закона сохранения углового момента. Как уже было сказано, в идеальном случае нейтрино и поглощенный электрон уносят угловой момент необходимый для компенсации изменения спина в рассматриваемом процессе. Тем не менее, существует отличная от нуля вероятность, что ядро своим орбитальным моментом

скомпенсирует эту разницу, а нейтрино и электрон в свою очередь скомпенсируют разницу в полученном суммарном спин-орбитальном моменте. Вероятность такого события не должна составлять более единиц процентов, поскольку рассматриваемые процессы относятся к запрещенным процессам высших порядков, но тем не менее она существует.

### Корреляция между спином ядра и гамма-квантом.

Корреляция между спином ядра отдачи и направлением вылета (а в силу его безмассовости и спином) фотона в гамма-переходе без изменения четности имеет в пренебрежении более высокими степенями следующий вид:

$$W(\Theta) = 1 + A \times \cos^2(\Theta) + O(\cos^4(\Theta)) \simeq 1 + A \times (D/D_{Max}) \quad (2.12)$$

Где  $\Theta$  – угол между спином ядра и направлением вылета гамма-кванта,  $O(\cos^4(\Theta))$  суммирует все последующие степени разложения по четным степеням  $\cos(\Theta)$ ,  $A$  – коэффициент корреляции, зависящий от характеристик конкретного гамма-перехода, а именно, от спинов начального  $\vec{I}_i$  и конечного  $\vec{I}_F$  ядер, а также от мультипольности – доли смешивания различных типов гамма-переходов, обычно  $M_i + E_{I+1}$  или  $E_I + M_{I+1}$ . Максимальная анизотропия наблюдается, как раз, для чистых Гамов-Теллеровских переходов типа  $\vec{1}^\pm \leftrightarrow \vec{0}^\pm$ , в этом случае гамма-кванты испускаются преимущественно вдоль спина ядра при нулевой вероятности их испусканий в перпендикулярном направлении. При других комбинациях спинов, даже в случае изменения спина ядра на единицу, анизотропия уменьшается за счет смешивания различных типов гамма-переходов, что имеет место и в нашем случае при исследовании переходов  $\vec{4} \leftrightarrow \vec{3}$  и  $\vec{4} \leftrightarrow \vec{4}$  в ядре  $^{56}\text{Co}$ . Точный расчет коэффициента корреляции для этих высокоспиновых переходов является отдельной задачей. При учете корреляции формы гамма-линии важно отметить, что  $\cos(\Theta)$  не является независимой переменной, а связан с самим доплеровским сдвигом  $\cos(\Theta) = D/D_{Max}$ . Поэтому результирующую функцию угловой корреляции можно записать в виде:

$$g(D) = W(D) \times f(D) = (1 - A \times (1 - |D|/D_{Max})^2) f(D) \quad (2.13)$$

Функция  $f(D)$  будет определена далее, а результирующие формы гамма-линий приведены на рис. 2.7. Из рисунка видно, что чем больше анизотропия гамма-перехода, тем больше асимметрия гамма-линии, и тем больше должен быть наблюдаемый в эксперименте доплеровский сдвиг.

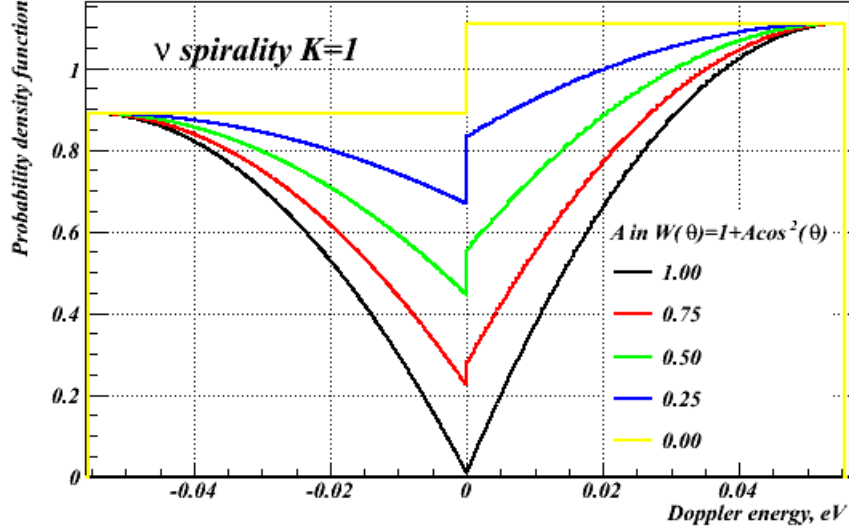


Рис. 2.7: Формы гамма-линий в зависимости от анизотропии гамма-перехода.

### Эффективность поляриметра.

Функция  $f(D)$  определяется примесью нейтрино правой спиральности и эффективностью поляриметра. Из-за отличия в значении сечения рассеяния гамма-квантов противоположной поляризации при прохождении через намагниченное железо в HPGe-детектор попадают разные их количества  $S_-$  и  $S_+$  соответственно. При этом разница определяется эффективностью поляриметра:

$$\eta = \frac{S_+ - S_-}{S_+ + S_-} \quad (2.14)$$

Таким образом, доплеровская форма гамма-линии в единицах доплеровского сдвига  $D$  с точностью до нормировочной константы может быть представлена в виде:

$$f(D) = \begin{cases} 1 - \eta, & D^- = [-D_{MAX}, 0] \\ 1 + \eta, & D^+ = [0, D_{MAX}] \end{cases} \quad (2.15)$$

где  $D_{MAX}$  — максимальный доплеровский сдвиг, а ноль энергетической шкалы соответствует энергии гамма-кванта в отсутствии смещения  $E_\gamma^0$ .

Средний доплеровский сдвиг гамма-линии можно определить подсчитав сдвиг центра тяжести линии вправо относительно  $E_\gamma^0$ :

$$M = \eta \times D_{MAX}/2 \quad (2.16)$$

При смене намагниченности поляриметра на противоположную группы гамма-квантов



меняются местами. Форма линии при этом получается зеркальным отражением линии относительно нулевой энергии:

$$f(D) = \begin{cases} 1 + \eta, & D^- = [-D_{MAX}, 0] \\ 1 - \eta, & D^+ = [0, D_{MAX}] \end{cases}, \quad (2.17)$$

а средний доплеровский сдвиг меняет знак, оставаясь таким же по величине. В эксперименте измеряется сдвиг между гамма-линиями, измеренными при противоположных направлениях магнитного поля в поляриметре, то есть двойной сдвиг  $2M$ . Для характерных величин, соответствующих переходу с максимальным доплеровским сдвигом 55 эВ при эффективности поляриметра  $\eta = 0.11\%$ , получаем:

$$2M = 6.05 \text{ эВ} \quad (2.18)$$

### Правые нейтрино.

Возможная примесь правых нейтрино приводит к тому, что спиральность нейтрино будет отличаться от  $K = -1$

$$K = 1 - |\vec{K}|, \quad (2.19)$$

где  $K$  — отклонение модуля спиральности нейтрино от единицы. Если в исследуемом процессе испускается правое нейтрино, тогда корреляция между спином гамма-кванта и знаком его доплеровского сдвига меняется на противоположную: теперь левые-гамма кванты несут положительный доплеровский сдвиг, а правые — отрицательный, и форма гамма-линии зеркально отражается так же, как в случае изменения намагниченности поляриметра. Соответственно, правые нейтрино дают эффект противоположный тому, что наблюдается для левых нейтрино.

Предположив наличие примеси правых нейтрино в процессе К-захвата, мы получим  $1 - K/2$  и  $K/2$  правых нейтрино, где  $K$  связано со спиральностью нейтрино по формуле 2.19. Тогда в ансамбле гамма-квантов с отрицательным доплеровским сдвигом будет  $1 - K/2$  левых  $K$  правых. Далее, пройдут поляриметр и попадут в детектор  $(1 - K/2) \times (1 - \eta)$  и  $K/2 \times (1 + \eta)$  частиц соответственно. Проделав те же вычисления с гамма-квантами, несущими положительный доплеровский сдвиг, получим следующую форму линии:

$$f(D) = \begin{cases} (1 - K/2) \times (1 - \eta) + K/2 \times (1 + \eta) = 1 - \eta \times (1 - K), & D^- = [-D_{MAX}, 0] \\ (1 - K/2) \times (1 + \eta) + K/2 \times (1 - \eta) = 1 + \eta \times (1 - K), & D^+ = [0, D_{MAX}] \end{cases} \quad (2.20)$$

А формула для удвоенного доплеровского сдвига трансформируется следующим образом:

$$2M = \eta \times D_{MAX} \times (1 - K) = \eta \times D_{MAX} \times \vec{K} \quad (2.21)$$

Формы гамма-линий в зависимости от спиральности приведены на рис. 2.8

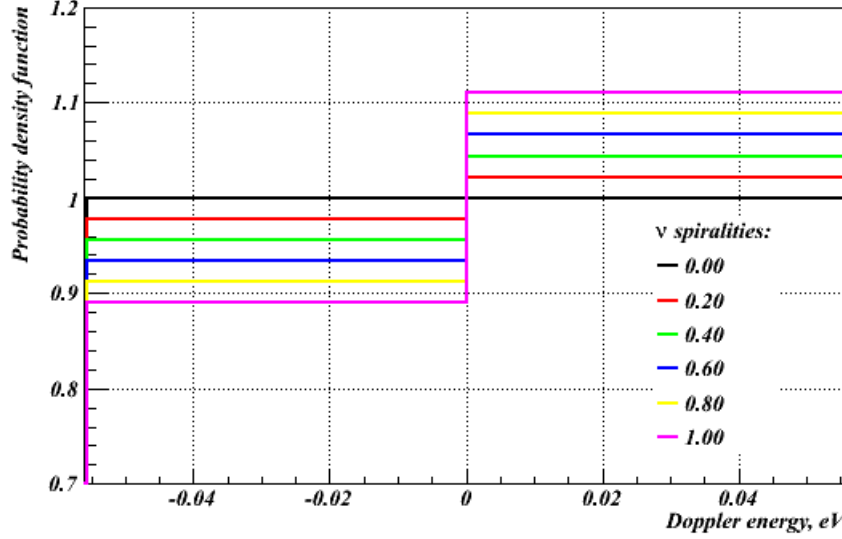


Рис. 2.8: Формы гамма-линий в зависимости от спиральности нейтрино.

Для получения общей формулы необходимо вставить полученное значение  $f(D)$  в формулу 2.13.

### Разрешение детектора.

Форма гамма-линий в виде 2.13 наблюдалась бы в идеальном детекторе. Реальное разрешение детектора вносит кардинальный вклад в наблюдаемую картину. В диапазоне исследуемых энергий (2.5—3.5 МэВ) оно составляет  $FWHM \sim 3$  кэВ, что почти на два порядка больше величины их доплеровского уширения  $D_{MAX}$ , лежащего в диапазоне 30—110 эВ. В этой ситуации речь не идет об исследовании формы гамма-линии, а только об измерении ее среднего доплеровского сдвига. Последний определяется, как центр тяжести свертки(конволюции) формы линии 2.13 с функцией отклика детектора  $RF(E)$ , аппроксимируемой в нашем случае кривой Гаусса, дисперсия которой соответствует разрешению реального детектора.

$$G(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(E - t) \times RF(t) dt = \int_{-\infty}^{+\infty} g(E - t) \times e^{-\frac{t^2}{2\sigma^2}} dt \quad (2.22)$$

В реальном эксперименте оценкой теоретического сдвига  $G(E)$  является позиция пика Гауссиана, вписанного в  $G(E)$  при помощи процедуры фитирования полученного спектра.

## 2.2 Установка и тестовые измерения.

### 2.2.1 Описание установки.

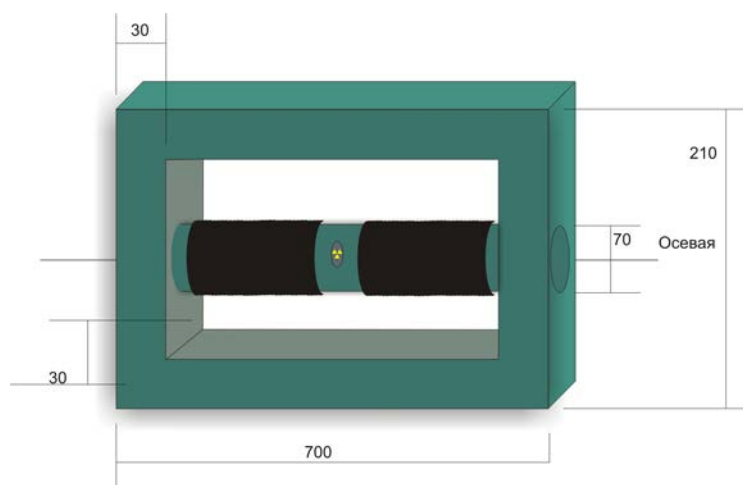


Рис. 2.9: Комптоновский поляриметр

Установка состояла из комптоновского поляриметра, представляющего собой ферромагнитную систему, расположенную на подставке, управляемого блока питания магнитной системы с возможностью переполюсовки, двух полупроводниковых германиевых детекторов, измерительной и управляющей электроники в стандартах CAMAC и NIM, компьютера [71].

Магнитная система — это ярмо из стали марки АгмСО, конфигурация которого показана на рис.2.9, на оси которого расположен стальной стержень диаметром 70 мм и длиной 700 мм. На стержне, симметрично относительно срединного сечения, расположены 8 магнитных катушек. Катушки сделаны из медного провода диаметром 5 мм в изоляции. Внутренний диаметр катушки составляет 80 мм, наружный 130 мм. Каждая катушка состоит из 12 витков по длине и 5 слоев по высоте. Соединенные последовательно, они питаются источником с постоянным током  $I = 20\text{A}$ , и напряжением  $U \approx 5\text{В}$ .

Управление питанием магнита осуществлялось с помощью промышленного компьютера с использованием специально разработанного блока в стандарте CAMAC, что позволяло изменять параметры питания в очень широких пределах, включая изменение полярности и осуществление специального режима размагничивания поглотителя.

Коаксиальные HPGe детекторы (типа Canberra Big Mac) располагались по оси поляриметра с обеих его сторон. В конструкцию детекторов (их предусилителей) были внесены изменения для минимизации воздействия на их спектрометрические характеристики магнитного поля поляриметра. Стоящая в стандартном предусилителе катушка индуктивности, была заменена на две, установленные перпендикулярно внешнему полю, чтобы максимально

снизить его влияние. Это изменение было внесено в конструкцию после описываемого далее долговременного теста.

Дополнительно рабочий объём детекторов, включая предусилители, был защищен двойными фильтрами из пермалоя для магнитной защиты и комбинированного  $\gamma$ -фильтра для защиты от внешнего излучения и снижения тем самым суммарной загрузки детектора. Последнее было связано с тем, что в результате использования источника с активностью 1 ГБк гамма-кванты от распада  $^{56}\text{Co}$  рассеивались на близлежащих поверхностях и большая их часть попадала в чувствительный объём детектора. Чтобы уменьшить число таких гамма-квантов магнит был окружен свинцовой защитой суммарной толщиной  $\approx 20$  см, а на самих детекторах были установлены упомянутые  $\gamma$ -фильтры. Фильтр представлял собой систему вложенных друг в друга цилиндров из свинца, кадмия, меди и алюминия. При этом при поглощении гамма-квантов в материале фильтра происходило их переизлучение в более мягкое рентгеновское излучение свинца, которое затем переизлучалось, как рентген кадмия, меди и, наконец, алюминия, поглощаемого поверхностными слоями детектора. Также было проведено моделирование гамма-фона вокруг установки при разных толщинах свинцовой защиты для выбора оптимальных её параметров. Оно показало, что окружение ярма магнита свинцовой защитой лишь увеличивает фон около детекторов и суммарный вес установки. Результаты этого моделирования приведены на рис. 2.10). Заметим, что в дальнейшем эти данные оказались не совсем точными, так как не учитывали поглощения гамма-излучения в бетоне и стенах измерительной комнаты, а также наличия гамма-фильтров на детекторах.

Сигнал с предусилителей детекторов подавался на спектрометрический тракт, схема которого показана на рис. 2.11, при этом все электронные блоки, чувствительные к изменению температуры, были помещены в специально разработанную термостабилизированную стойку, температура внутри которой поддерживалась постоянной, с точностью до  $0.5^\circ\text{C}$ . Поддержание столь стабильной температуры необходимо, так как характеристики электроники, использованной в эксперименте, зачастую сильно от нее зависят. Это особенно касается коэффициента усиления спектрометрических усилителей (см. ниже). В данном случае, при необходимости измерять положение гамма-линии с точностью до 1 эВ это могло оказаться критичным. Для стабилизации стойка с аппаратурой была помещена в кондиционированное помещение и полностью закрыта, а ее дополнительная вентиляция управлялась логической схемой, включавшей в себя термометр, при этом по достижении определенной температуры включалась дополнительная продувка. Забегая вперед, можно сказать, что несмотря на кажущуюся простоту, такая схема позволила соблюсти необходимый температурный режим.

С точки зрения неизменности параметров электронной аппаратуры было также важно

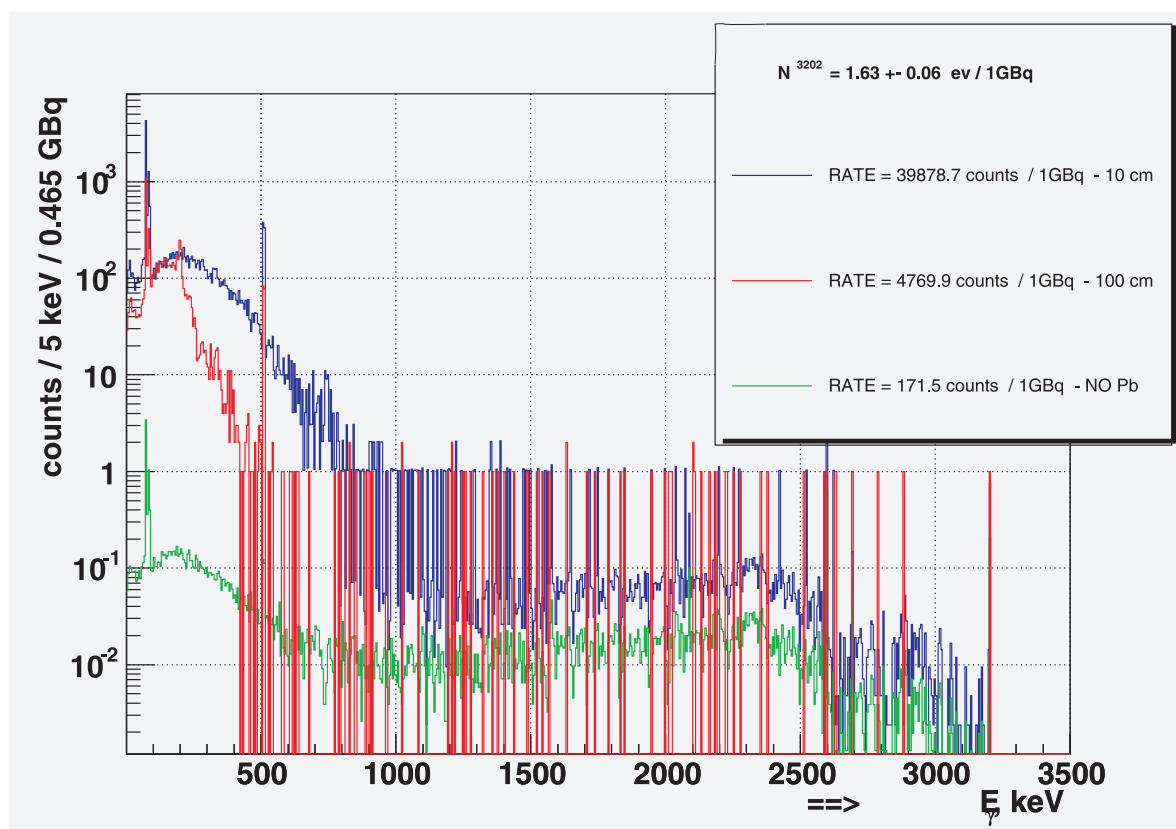


Рис. 2.10:  $\gamma$ -фон в области детектора. Зеленая кривая - фон в отсутствие защиты. Синяя соответствует - 10, а красная - 100 см свинцовой защиты.

иметь стабильное используемое базовое напряжение. При этом выяснилось, что применяемые источники бесперебойного питания ни только не позволяют избавиться от наводок в электрической цепи, но зачастую и сами являются источниками высокочастотных пульсаций. Для уменьшения этих эффектов был разработан и встроен в систему питания развязывающий трансформатор с собственной системой вентиляции.

Следующим важным моментом явилось измерение мертвого времени. Во время реальных измерений мертвое время установки составляет от 3.5 до 5 %. Основной вклад в него в нашем случае дают аналогово-цифровые преобразователи (АЦП), вилкинсоновского типа. В этом случае время кодирования зависит от энергии регистрируемого излучения, и может составлять до 140 мкс. Точное знание живого времени необходимо для вычисления эффективности поляриметра, для чего, в свою очередь, необходимо знать площади линий в отсутствие поля и при различных его направлениях с хорошей точностью. При этом точное значение времени измерений используется для нормировки полученных площадей. Для прецизионного измерения живого времени был использован кварцевый генератор с частотой 1 МГц. Его сигнал разделялся на два, один из которых проходил через схему совпадений с мертвым временем системы, после чего оба сигнала подавались на счетчик, что позволяло иметь информацию

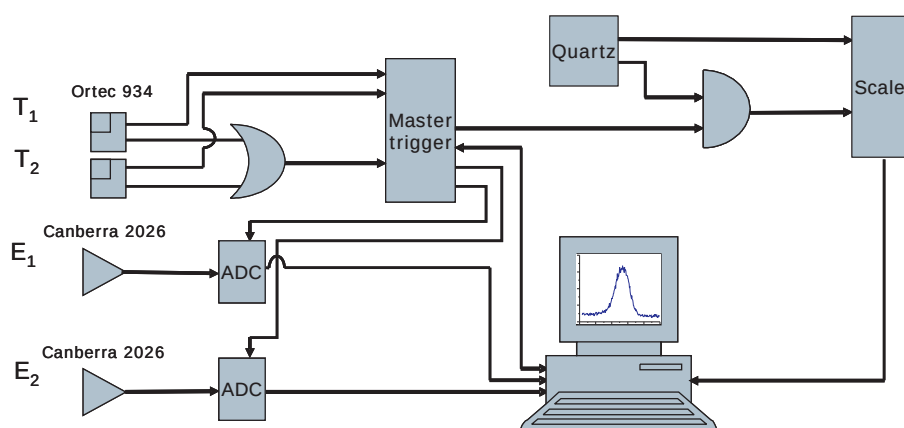


Рис. 2.11: Логическая схема электроники

о мертвом и полном времени экспозиции с точностью  $10^{-6}$ .

Для проверки стабильности аппаратуры был использован реперный источник из стандартного набора ОСГИ  $^{228}\text{Th}$ , в спектре которого присутствует интенсивная линия 2614.5 кэВ, лежащая в том же диапазоне, что и исследуемые линии. Это помогало дополнительно контролировать возможный сдвиг энергетической шкалы и при необходимости вносить поправки в калибровку.

### 2.2.2 Тест с источником малой активности.

Основной целью предварительных тестов была проверка долговременной стабильности спектрометрического тракта. Это относилось как к температурной стабильности, так и к стабильности магнитной системы, системы вентиляции и параметров детекторов. В 2007 году был проведен тест с источником малой активности. Главной его целью была проверка стабильности электроники в условиях долговременных измерений, а также поиск систематических влияний на установку, например, малого, но постоянного изменения энергетической калибровки из-за влияния меняющегося магнитного поля. Также было необходимо определить оптимальные временные характеристики для одного цикла измерений. Он должен был быть малым, чтобы снизить влияние систематических факторов в пределах одного цикла и вместе с тем достаточным, чтобы размагничивание детектора для получения нулевого поля не занимало значительной его части.

Источник был расположен вне поляриметра, что позволило набрать сравнимую с необходимой ( $\approx 1\text{-}2$  млн. событий) за три с половиной месяца измерений. При этом все остальные условия были теми же, что предполагались и в реальном эксперименте, включая работу поляриметра, но из-за того, что излучение попадало в детектор напрямую, а не проходя через намагниченное железо, оно не было доплеровски смещено. Таким образом, стало возмож-

ным проверить отсутствие систематических влияний на установку. В пике 3202 (наиболее интенсивном) было набрано более 2 млн. событий. Обработка данных показала отсутствие систематических смещений на уровне 0.15 эВ. Именно это значение в дальнейшем было использовано в качестве значения систематической погрешности.

Дополнительно в проведенных предварительных и долговременном тесте было важно выяснить следующие вопросы:

- 1 Насколько быстро можно снять приложенное магнитное поле?
- 2 Какова величина остаточного магнитного поля?
- 3 Каким может быть сделано время одного цикла измерений?
- 4 Насколько сильно влияние магнитного поля на характеристики детектора?
- 5 Необходима ли установка защиты вокруг поляриметра для уменьшения суммарного фона?
- 6 Как можно уменьшить мертвое время измерений?
- 7 Насколько сильна температурная зависимость используемой электроники?

Тест показал необходимость нескольких изменений, внесенных перед началом основной экспозиции, таких как: улучшение измерения мертвого времени, изменение алгоритма накопления данных, необходимость увеличения пассивной защиты установки, увеличение порога регистрации гамма-квантов.

Принципиальное изменение коснулось программы накопления данных. В первоначальном варианте предполагалось использовать циклы, состоящие из трех основных фаз: поле, направленное в положительном направлении, поле, направленное в отрицательном направлении и измерение в отсутствии поля. Как показали тестовые измерения, такой цикл не является оптимальным, более того, может приводить к искажениям окончательного результата. Это связано с тем, что в этом случае все измерения при отрицательном направлении поля осуществляются позже по времени, и при постоянном изменении температуры способны привести к дополнительному, но уже температурному, а не истинному сдвигу энергии изучаемой  $\gamma$ -линии. В соответствии с этим алгоритм был изменен следующим образом: цикл поделен на две фазы, в первой из которых происходит постоянное (раз в две минуты) перемagnичивание поляриметра, что позволяет уменьшить указанный эффект. Это процесс можно сделать достаточно быстрым (в отличие от размагничивания), так как в этом случае гистерезис не оказывает сколь-нибудь заметного влияния на величину результирующего



Рис. 2.12: Размагничивание поляриметра.

поля. Во второй фазе размагничивание идет гораздо медленнее планировавшегося первоначально, что связано с конструктивными особенностями блока питания магнита. Именно это позволило исключить имевшие место ранее остановки из-за выхода из строя блока питания, связанного со слишком резкими изменениями тока. Фаза размагничивания приведена на рис.2.12

Что касается пассивной защиты, то дополнительным осложняющим фактором оказался неустранимый без использования дополнительной защиты  $\gamma$ -фон, связанный с комптоновским рассеянием фотонов на окружающих установку предметах. При этом даже устранение некоторых близко расположенных рассеивателей, что возможно в случае приподнимания установки над поверхностью, только увеличивает суммарный фон, так как в этом случае эффективный телесный угол, под которым детектор «видит» комптоновски рассеянные  $\gamma$ -кванты, лишь возрастает. Эффект удалось уменьшить с помощью установки комбинированных фильтров и окружением дополнительной защитой самих германиевых детекторов, при этом фон около установки практически не изменился, но скорость счета детекторов была значительно понижена. Вдобавок для уменьшения мертвого времени был поднят (до 1 МэВ) порог регистрации гамма-квантов. При этом АЦП не были загружены обработкой потока низкоэнергетических событий.

Для измерения величины остаточной намагниченности было предложено использовать вращающуюся рамку с током, установленную в месте расположения радиоактивного источника. Тем самым, получилось избежать необходимого в противном случае разрезания ярма магнита и вместе с этим неизбежного ухудшения характеристик последнего. Так же решено



было не использовать датчик Холла, ввиду того, что значения магнитного поля, полученные с его помощью, являются лишь относительными. Измерения с рамкой показали, что при оптимальной процедуре размагничивания остаточная намагниченность падает в 2500 раз за время  $\Delta t = 75$  сек, что позволяет задавать времена циклов измерения в широких пределах.

### 2.2.3 Зависимость коэффициента усиления от температуры

Известно, что зависимость температурного коэффициента усиления для некоторых типов усилителей может достигать 0.3 кэВ на  $1^\circ$  [72]<sup>3</sup>. Зависимость усиления от температуры может проявляться и при кодировании сигнала в АЦП, но обычно такая зависимость выражена существенно слабее.

С целью проверки первого эффекта был проведен тест, состоящий в измерении смещения пиков 1173 и 1333 keV  $^{60}\text{Co}$  при двух различных значениях температуры. Тесты проводились с усилителями Canberra Model 1015, Model 2022, Model 2025 и Model 2026, а также усилителем типа NU 8210 (венгерского производства), усилителем ORTEC 631 и усилителем производства фирмы «Аспект». Для контроля температуры использовалась схема, основой которой являлся контактный ртутный термометр и связанная с ним система вентиляции, включающаяся при достижении определенного значения температуры. Эта схема контроля позволила держать температуру постоянной на уровне  $0.5^\circ\text{C}$ .

Так как кодировщики КА007 не всегда удовлетворительно работают с внутренним запуском, стартом являлся сигнал от блока Ortec 416A с варьируемым временем задержки. Время формирования сигнала для всех усилителей обычно выбиралось равным 12 мкс (для NU8210 — 4 мкс из-за неудовлетворительного разрешения при  $\tau=12\text{мкс}$ , а для ORTEC 631 — 10 мкс). Записывался спектр, положения пиков 1173 кэВ и 1333 кэВ, энергетическое разрешение, а также значение температуры, измеренное с помощью термисторного моста и цифрового вольтметра POLON 701A. Температура моста не вполне соответствовала температуре усилителя, так как мост находился просто внутри стойки около термометра, тем не менее значения этих величин однозначно связаны, это особенно справедливо для относительных измерений. Время измерений при одном значении температуры составляло до 12 часов. Типичная зависимость положения пика и температуры от времени приведена на рис.2.13 (для усилителя ORTEC 631)<sup>4</sup>.

<sup>3</sup> Действительно, температурный дрейф по спецификации Canberra достигает 0.01%, что соответствует 320 eV для интересующего нас пика 3202 keV  $^{56}\text{Co}$ .

<sup>4</sup> Провалы на графике связаны с нестабильной работой контроллера крейта и не имеют отношения к температурной зависимости.

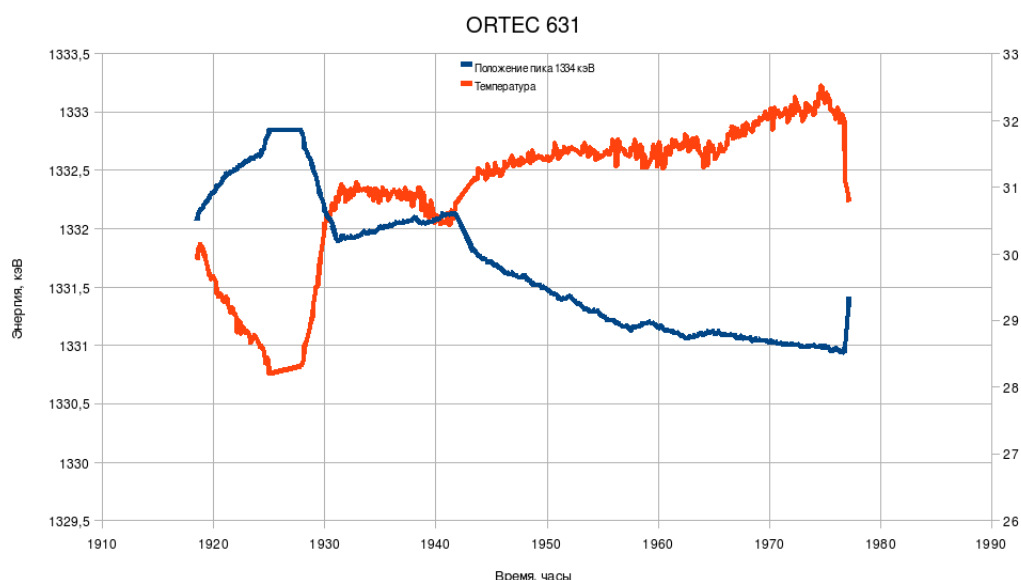


Рис. 2.13: Температурная зависимость положения пика 1334.

Общая сравнительная таблица зависимости коэффициентов усиления от температуры представлена в таблице 2.1. В итоге для использования в измерениях были выбраны усилители Canberra (2022 и 2026) как имеющие наименее выраженный температурный эффект и при этом обладающие отличными спектрометрическими характеристиками.

#### 2.2.4 Изготовление источников и мишени.

В настоящее время радиоизотоп  $^{56}\text{Co}$  в России на коммерческой основе не производится. Эпизодическое получение этого препарата с активностью порядка 1 ГБк по специальному заказу связано с большими техническими и организационными трудностями и финансовыми затратами. Поэтому было принято решение набирать  $^{56}\text{Co}$  именно в ОИЯИ, где и проводились исследования.

Радиоактивный изотоп  $^{56}\text{Co}$  был получен на фазатроне ЛЯП ОИЯИ облучением природного никеля на внутреннем пучке протонами с энергией 120 МэВ с использованием реакций расщепления. За 1 час облучения 2 г (пластина 1мм x 11мм x 20мм) металлического никеля набирается:  $^{56}\text{Ni}$  ( $T_{1/2} = 6,1$  дня) – 17 МБк,  $^{56}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 77,3$  дня) – 35 МБк,  $^{57}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 271,8$  дня) – 20 МБк,  $^{58}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 70,9$  дня) – 16 МБк,  $^{60}\text{Co}$  ( $T_{1/2} = 5,3$  года) – 0,03 МБк,  $^{55}\text{Fe}$  ( $T_{1/2} = 2,7$  года) – 7 МБк,  $^{59}\text{Fe}$  ( $T_{1/2} = 44,5$  дня) – 0,5 МБк,  $^{52}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 5,6$  дня) – 45 МБк,  $^{54}\text{Mn}$  ( $T_{1/2} = 312,2$  дня) – 9 МБк,  $^{51}\text{Cr}$  ( $T_{1/2} = 27,7$  дня) – 5 МБк,  $^{48}\text{V}$  ( $T_{1/2} = 16$  дней) – 10 МБк,  $^{49}\text{V}$  ( $T_{1/2} = 330$  дней) – 0,5 МБк,  $^{46}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 83,8$  дня) – 0,5 МБк.

Мишень выдерживали для распада короткоживущих радиоизотопов в течении 25 дней.

Таблица 2.1: Сравнение температурной зависимости коэффициента усиления от температуры для различных типов усилителей.

| Усилитель     | Экспозиция, часы | $\Delta T$ , °C | $\Delta K_{Amp}$ , кэВ/°C |
|---------------|------------------|-----------------|---------------------------|
| ORTEC 631     | 60               | 4.5             | 0.39                      |
| Canberra 1015 | 6                | 5.5             | 0.27                      |
| Canberra 2025 | 24               | 3               | 0.66                      |
| Canberra 2026 | 10               | 7.5             | 0.06                      |
| Аспект        | 25               | 7               | 0.028                     |
| NU8210        | 12               | 6               | 0.05                      |
| Canberra 2022 | 14               | 8               | 0.025                     |

После чего она была растворена в азотной кислоте, раствор затем упарен. Для замещения нитрат иона остаток несколько раз переупаривали с соляной кислотой. Отделение радиоизотопов кобальта от материала мишени и других радионуклидов проводили на анионите в солянокислой среде. Полученный радиопрепарат  $^{56}\text{Co}$  ( $^{57}\text{Co}$ ,  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ) был повторно упарен. Затем остаток растворяли в 6 М HCl и вносили в полиэтиленовую капсулу (2 мл). Первую капсулу помещали в дополнительную полиэтиленовую защитную капсулу.

### 2.2.5 Ход измерений.

Было проведено несколько длительных облучений никеля. В результате «совмещения» препаратов получался источник активностью порядка 1 ГБк по  $^{56}\text{Co}$ .

Для измерений было использовано в общей сложности 5 источников с активностью 250 МБК (тестовый источник) и 1 ГБк (основные источники). Суммарная накопленная экспозиция составила около года практически непрерывных измерений или около 1200 часов накопленных данных. Суммарная статистика в исследуемых пиках доходила до  $5 \times 10^6$  событий.

Вся накопленная статистика состояла из часовых экспозиций ("ранов") с измерениями вдоль, против и в отсутствии поля для двух детекторов. Таким образом, в течение каждого часа записывались шесть спектров. Это позволяло накопить достаточную для обработки статистику (количество событий для интересующих нас  $\gamma$ -переходов составляло  $\approx 600 - 700 \text{ с}^{-1}$ ), но при этом условия проведения измерений не успевали измениться существенным образом. Особенно это касалось изменения положения пика, к которому величина доплеровского сдвига наиболее чувствительна.

## 2.3 Обработка экспериментальных результатов.

### 2.3.1 Вычисление эффективности комптоновского поляриметра.

Согласно выражению (2.9) для определения эффективности поляриметра требуется найти площади гамма-пигов при каждом из трех значений поля в железе. При этом для каждого из обрабатываемых пиков это значение должно отличаться и находиться отдельно.

Площадь пика находится как разность полной площади спектра и площади фона, которую в области интереса мы аппроксимируем прямой линией вида:

$$y = ax + b \quad (2.23)$$

Параметры  $a$  и  $b$  находятся методом наименьших квадратов по областям спектра справа и слева от пика (См. Рис. 2.14). Согласно методу наименьших квадратов  $a$  и  $b$  соответственно равны:

$$a = \frac{N \sum_{i=1}^N x_i y_i - \sum_{i=1}^N y_i \sum_{i=1}^N x_i}{N \sum_{i=1}^N x_i^2 - \left( \sum_{i=1}^N x_i \right)^2} \quad (2.24)$$

$$b = \frac{\sum_{i=1}^N y_i - a \sum_{i=1}^N x_i}{N} \quad (2.25)$$

Здесь  $N$  — количество каналов в обрабатываемом интервале,  $x_i$  — номер канала,  $y_i$  — число событий в канале.

Площадь фона можно вычислить по формуле для площади трапеции

$$S_{\text{фона}} = \frac{y(l) - y(r)}{2} \cdot (r - l + 1) \quad (2.26)$$

где  $l$  и  $r$  — левый и правый каналы обрабатываемого интервала соответственно.

Полная площадь фигуры в заданном интервале

$$S_{\text{полн}} = \sum_{i=l}^r N[i] \quad (2.27)$$

$N[i]$  — число отсчетов в  $i$ -том канале.

При этом

$$\Delta S_{\text{полн}} = \sqrt{S_{\text{полн}}} \quad (2.28)$$

Площадь пика будет равна разности между площадью полной фигуры и площадью фона:

$$S_{\text{пика}} = S_{\text{полн}} - S_{\text{фона}} \quad (2.29)$$

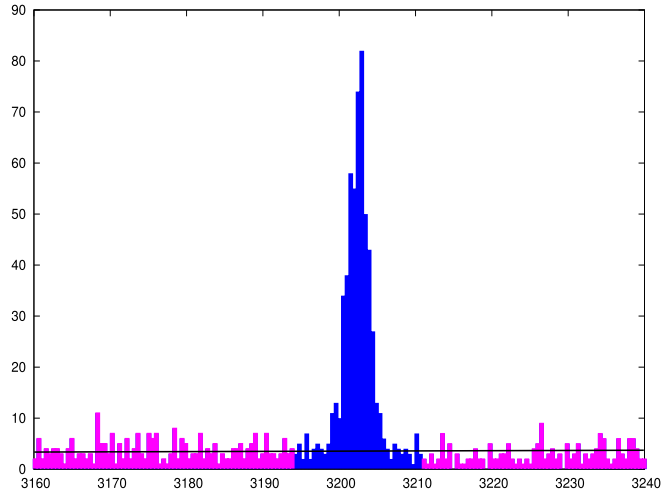


Рис. 2.14: Обработка пика при нахождении его площади. Лиловым цветом отмечены интервалы спектра для получения фоновых параметров (форма фона обозначена черной линией). Синим цветом отмечен обрабатываемый интервал спектра, из которого вычисляется площадь  $\gamma$ -пика.

В процессе обработки для каждого пика вычисляются значения  $S_-$ ,  $\Delta S_-$ ,  $S_+$ ,  $\Delta S_+$ ,  $S_0$ ,  $\Delta S_0$  для выбранного пика и записываются в текстовый файл. После находятся средние значения по 10 циклам измерений<sup>5</sup>:  $\langle S_- \rangle$ ,  $\Delta \langle S_- \rangle$ ,  $\langle S_+ \rangle$ ,  $\Delta \langle S_+ \rangle$ ,  $\langle S_0 \rangle$ ,  $\Delta \langle S_0 \rangle$  по формулам

$$\langle F_k \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n p_i F_i}{\sum_{i=1}^n p_i} \quad (2.30)$$

$$\Delta F = \frac{\sum_{i=1}^n p_i (\langle F \rangle - F_i)^2}{\sum_{i=1}^n p_i} \quad (2.31)$$

$$p_i = \frac{1}{(\Delta F_i)^2} \quad (2.32)$$

и вычисляется значение

$$S_i = \frac{\langle S_+ \rangle + \langle S_- \rangle}{\langle S_0 \rangle} \quad (2.33)$$

Из полученных  $S_i$  находится среднее  $\langle S \rangle$  и  $\Delta \langle S \rangle$ , и уже после этого вычисляется значение эффективности поляриметра:

$$\eta = \sqrt{\langle S \rangle - 2} \quad (2.34)$$

$$\Delta \eta = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\left( \frac{\Delta \langle S \rangle}{2\sqrt{\langle S \rangle - 2}} \right)^2} = \frac{1}{\sqrt{N}} \frac{\Delta \langle S \rangle}{2\sqrt{\langle S \rangle - 2}} \quad (2.35)$$

<sup>5</sup>Такое значение выбрано из соображений получения приемлимой статистики при одновременно незначительном изменении макро-параметров: температуры, напряжения и т.д.

где  $N$  — число значений  $S_i$

Таблица 2.2: Значения эффективности поляриметра для различных  $\gamma$ -пигов за период измерений с августа 2008 по март 2009.

| Энергия $\gamma$ -линии, кэВ | Значение эффективности поляриметра |
|------------------------------|------------------------------------|
| 2598 кэВ                     | $\eta = 11,232 \pm 0,064\%$        |
| 3202 кэВ                     | $\eta = 11,343 \pm 0,141\%$        |
| 3451 кэВ                     | $\eta = 7,856 \pm 0,198\%$         |

Видно, что при энергиях около 3 Мэв эффективность остается примерно постоянной величиной, но при увеличении энергии начинает достаточно резко падать. В дальнейшем алгоритм определения эффективности поляриметра был изменен на схожее с описываемым ниже подробнее фитирование спектральных линий, что позволило слегка уменьшить получаемую ошибку. Окончательные значения эффективности поляриметра для рассматриваемых энергетических переходов сведены в таблицу 2.2

### 2.3.2 Определение доплеровских сдвигов.

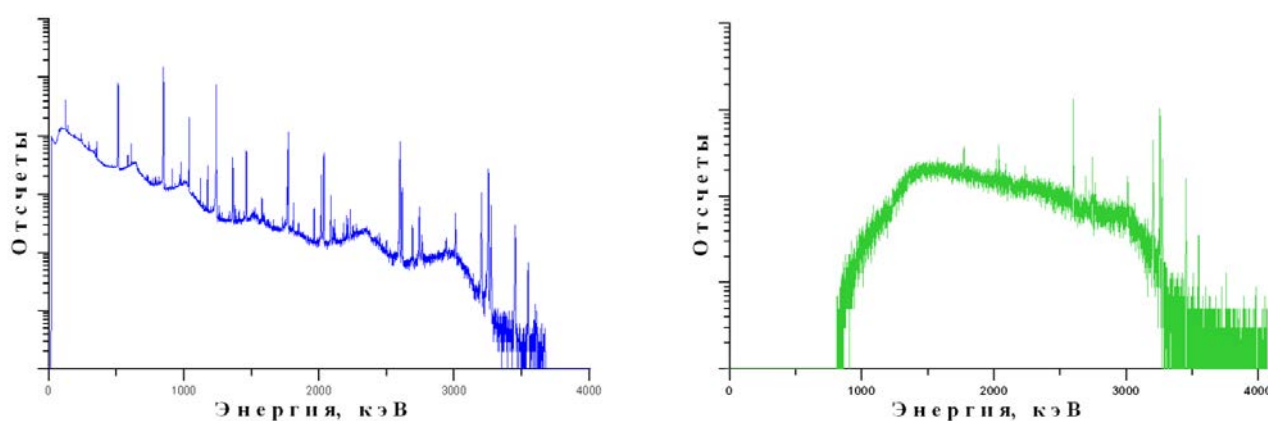


Рис. 2.15: Спектр  $^{56}\text{Co}$

Общий вид спектра  $^{56}\text{Co}$  представлен на рис 2.15. На левом графике приведен полный спектр, снятый в отсутствии защиты, на правом — спектр, получающийся после прохождения  $\gamma$ -квантов через поглотитель и с установленным высоким порогом регистрации. Ясно видно, что менее энергетичные линии, включая фоновые, практически исчезли. Экспоненциальное

падение эффективности в мягкой области обусловлено порогом дискриминации. Данные по четырем наиболее интенсивным  $\gamma$ -переходам сведены в таблицу 2.3.

Таблица 2.3: Наиболее интенсивные  $\gamma$ -переходы в ядре  $^{56}\text{Co}$ .

| Энергия $\gamma$ -перехода, кэВ | Тип перехода                  | Энергия уровня, кэВ | Время жизни, фс | Мультипольность перехода  | Максимальный сдвиг энергий при разном направлении поля*, эВ | Средний пробег ядра отдачи, Å |
|---------------------------------|-------------------------------|---------------------|-----------------|---------------------------|-------------------------------------------------------------|-------------------------------|
| 2598                            | $4^+ \rightarrow 3^+$<br>GT   | 3445                | $29 \pm 5$      | M1+E2<br>$\delta = -0.28$ | 111                                                         | 1.7                           |
| 3202                            | $4^+ \rightarrow 3^+$<br>GT   | 4048                | $7 \pm 3$       | M1+E2<br>$\delta = +0.50$ | 62.8                                                        | 0.21                          |
| 3253                            | $4^+ \rightarrow 4^+$<br>GT+F | 4100                | $43 \pm 5$      | E2                        | 57.3                                                        | 1.14                          |
| 3273                            | $4^+ \rightarrow 3^+$<br>GT   | 4120                | $140 \pm 4$     | M1+E2<br>$\delta = 0.420$ | 56.1                                                        | 3.54                          |
| 3451                            | $4^+ \rightarrow 4^+$<br>GT+F | 4298                | $110 \pm 50$    | E2                        | 34.5                                                        | 1.65                          |

\* — приведено значение удвоенного доплеровского сдвига, так как в эксперименте мы измеряем разницу между двумя направлениями поля, а не полем и нулем.

Необходимо отметить, что помимо самого значения доплеровского сдвига энергий исследуемых переходов, достаточно важным является также время жизни возбужденного уровня и связанный с ним пробег ядра отдачи. Напомним, что типичное расстояние между атомами в твердом теле составляет 1 Å. Это означает, что ядро, пробег которого в веществе превышает эту величину, с большой вероятностью испытает соударение с соседним атомом решетки и таким образом «забудет» информацию об отдаче. Влияние указанного эффекта удалось снизить, используя источник в жидком состоянии. Несмотря на экспериментальные трудности, связанные с таким источником, плюсы его использования несомненны:

- Ядро отдачи не находится в потенциальной яме кристаллической решетки.
- Уменьшается плотность среды, а вместе с ней увеличивается пробег ядра отдачи до испускания  $\gamma$ -кванта.

- Столкновение ядра отдачи с большей вероятностью произойдет со сравнительно лёгкой молекулой воды, а не атомом железа.

Как легко подсчитать, средний пробег ядра отдачи до испускания  $\gamma$ -кванта составляет:

$$L_f = v_N \times \tau, \quad (2.36)$$

где  $\tau$  – время жизни рассматриваемого уровня, а  $v_N$  – скорость ядра отдачи, определяемая из уравнения:

$$\left(\frac{v_N}{c}\right)^2 \cong \frac{(E_{EC} - E_L)^2}{M^2 c^4} \quad (2.37)$$

Для перехода 2598 кэВ величина  $L_f$  оказывается равной  $1,7\text{\AA}$ , а расстояние между соседними молекулами воды  $\approx 3,1\text{\AA}$ , что составляет почти два средних пробега, так что эффектом торможения ядра отдачи в нашем случае можно пренебречь.

Наиболее перспективным для дальнейшего изучения изначально представлялся  $\gamma$ -переход 3202 кэВ. В этом случае мы имеем одновременно и достаточно малое время жизни уровня (7 фс) и значительную разницу в энергии  $\gamma$ -пика при разных направлениях магнитного поля. К сожалению, в его случае величина доплеровского сдвига получается достаточно малой. Поэтому основной анализ проводился для линии 2598 кэВ.

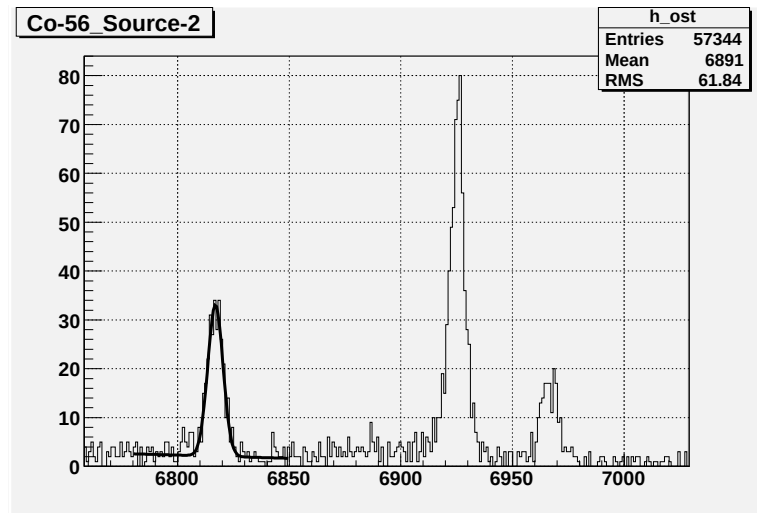


Рис. 2.16: Пример фитирования экспериментального спектра.

Полученные данные представляют собой набор серий измерений «ранов» с часовой экспозицией. В каждой из этих серий содержатся шесть спектров, измеренных при разных направлениях поля (плюс, минус, ноль) и разными детекторами, а также протокольный файл,

<sup>6</sup>Здесь мы пренебрегаем энергией связи К-электрона, и полагаем энергию нейтрино существенно большей энергии ядра отдачи.



в котором записана температура, средние значения тока в обмотках магнита и некоторая дополнительная служебная информация.

Стратегия обработки состоит в следующем. В каждом из спектров статистики вполне достаточно для того, что бы пик можно было бы с хорошей точностью аппроксимировать подходящей кривой, например, функцией Гаусса. Причем, общий вид этой кривой может не отражать специфических особенностей функции отклика детектора, гораздо важнее в данном случае повторяемость и неизменность процедуры аппроксимации, это позволяет гарантировать, что центр энергетического распределения не будет претерпевать систематических смещений. На рис.2.16 приведен пример обработки спектра. В данном случае аппроксимирующая кривая представляет собой сумму функции Гаусса и линейной функции, отвечающих соответственно сигналу и фону в рассматриваемом энергетическом диапазоне, и имеет пять свободных параметров. Число параметров при дальнейшей обработке может быть еще сокращено, если учесть, что разрешение детектора и наклон фона не изменяются за время экспозиции сколь-нибудь заметным образом.

В результате мы получаем набор значений энергии (центра тяжести), каждое со своей ошибкой (рис.2.17). Из полученного набора исключаются те, что были измерены при сильном изменении внешних факторов (температура, заливка азота и т.д.), а оставшиеся значения усредняются с весом обратно пропорциональным квадрату ошибки и сравниваются с теоретическим значением доплеровского сдвига в приближении единичной спиральности электронного нейтрино. При использовании второго детектора усреднение ведется еще и по величине спиральности полученной на нем<sup>7</sup>.

Таким образом, первоначальная стратегия обработки данных предполагала независимое фитирование спектров при различных направлениях магнитного поля. В этом случае число независимых параметров фита было равно десяти. Для обоих спектров рассчитывалась энергетическая ширина гамма-пика, его интенсивность и положение. Для фона использовалась аппроксимация линейной функцией с двумя параметрами (наклон и интенсивность). Дополнительно в качестве проверки и контроля получаемых значений использовалось фитирование методом моментов, при котором центр тяжести гамма-распределения определялся с худшей точностью, но без использования дополнительных предположений о форме гамма-линии.

Для возможного улучшения точности получаемых параметров можно предложить два варианта изменения приведенной схемы. Во-первых, это улучшение модели аппаратной кривой. На самом деле, последняя лишь в первом приближении представляет собой гауссиан, являясь линией существенно более сложной и неаналитичной в общем случае. В допол-

---

<sup>7</sup>из-за нестабильной работы второй детектор некоторое время не использовался

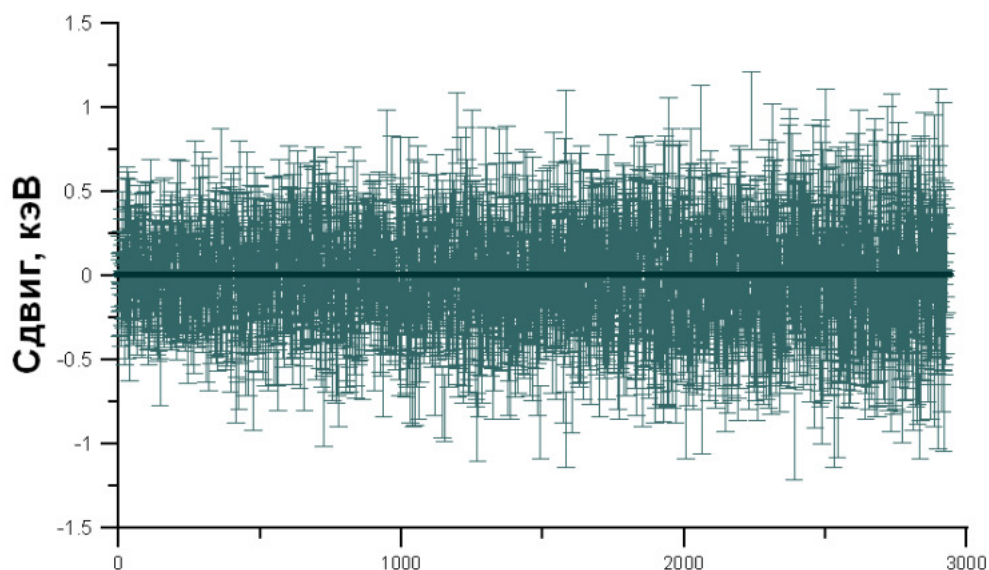


Рис. 2.17: Разброс центра тяжести пика 3202 кэВ. Видно, что погрешность растет по мере распада источника.

нение она является несимметричной, имея левый «хвост», обусловленный неоднородностями кристалла и сбора электрон-дырочных пар<sup>8</sup> Учет этого хвоста ведет к увеличению числа свободных параметров, но при этом приближает модель к более реальной. В продолжение этого способа анализа можно предложить фитирование методом аппаратной кривой, когда на базе большой статистики для неуширенного гамма-пика (например, реперного от источника  $^{228}\text{Th}$ ) создается табличная форма функции отклика детектора, которая в дальнейшем и используется в качестве аппроксимирующей кривой. Вторым и, как оказалось, более действенным методом является уменьшение числа свободных параметров. В нашем случае этого можно достигнуть при использовании совместного фитирования обоих спектров. В данном случае как наклон и интенсивность фона, так и разрешение детектора и интенсивность пиков должны быть одинаковыми, что позволяет уменьшить число свободных параметров до 6-7.

Как показало дальнейшая обработка, именно второй способ дал наиболее приемлемый результат. Полученные таким образом данные по одному из детекторов сведены в таблицу 2.4

<sup>8</sup>Подобные неоднородности могут возникать, например, из-за нахождения детектора в потоке нейтронов, выбивающих атомы германия из своих положений в кристаллической решетке.

Таблица 2.4: Значения наиболее выраженных удвоенных доплеровских сдвигов для  $\gamma$ -переходов в ядре  $^{56}\text{Co}$  и реперного пика.

| Энергия $\gamma$ -перехода, кЭв | Тип перехода                     | Сдвиг $\gamma$ -линии, эВ |
|---------------------------------|----------------------------------|---------------------------|
| 2598                            | $4^+ \rightarrow 3^+$ GT         | $6.12 \pm 1.23$           |
| 3202                            | $4^+ \rightarrow 3^+$ GT         | $2.35 \pm 1.57$           |
| 3253                            | $4^+ \rightarrow 4^+$ GT+F       | $5.32 \pm 1.28$           |
| 2615                            | реперная линия $^{208}\text{Tl}$ | $1.44 \pm 1.25$           |

### 2.3.3 Связь доплеровского сдвига с экспериментально измеряемыми параметрами.

Аналитический вид формы гамма-линии, измеряемой в настоящем эксперименте, задается формулой 2.22. Перейдем к рассмотрению зависимости конечного результата от спиральности нейтрино —  $2M = f(|\vec{K}|)$ . Из всех потенциальных кандидатов на исследование (см. таблицу 2.4) для расчетов нами была выбрана линия 2598 кЭВ, так для всех других переходов (см таблицу 2.3) ожидается существенно меньшее доплеровское уширение линии. При этом значения базовых параметров, используемых в расчетах, следующие:

$$\eta = 11.232 \pm 0.064, D_{MAX} = 55.5 \text{ эВ}, FWHM = 3 \text{ кЭВ}$$

Достаточно интересным представляется также проверить насколько результирующий сдвиг зависит от изменения приведенных параметров при единичном значении спиральности. Так при варьировании степени анизотропии гамма-перехода мы получаем следующий результат — увеличение измеряемого параметра 1 эВ при изменении коэффициента анизотропии с 25% до 100% (рис. 2.18). Таким образом, наличие достаточно большой неучтенной анизотропии способно внести погрешность в окончательный результат, но она не будет существенной. Тем не менее для получения лучшего ограничения (на уровне 3-5%) необходим аккуратный расчет или точное измерение угловой корреляции исследуемого перехода.

Зависимость результатов от разрешения детектора представлена на рис. 2.19. При этом результаты вышли настолько близкими, что слились в одну линию. Тем самым, различие масштабов доплеровского сдвига и реального разрешения детекторов настолько велико, что изменения последнего в небольших пределах не имеют практически никакого влияния на конечный результат.

Как видно из таблицы 2.4 экспериментально измеренное значение доплеровского сдвига для линии 2598 кЭВ равно  $6.12 \pm 1.23$  эВ, что приводит к следующему значению спиральности

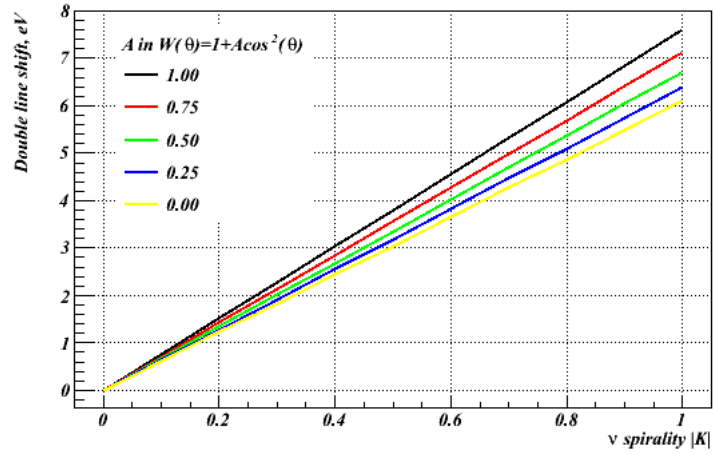


Рис. 2.18: Удвоенный доплеровский сдвиг в зависимости от анизотропии гамма-перехода (для линии 2598 кэВ).

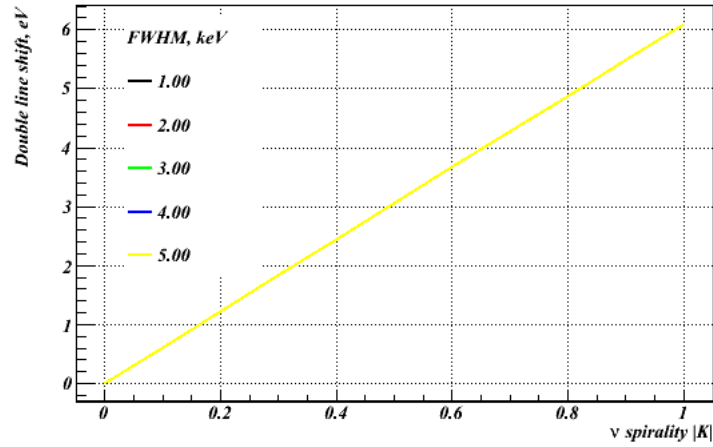


Рис. 2.19: Удвоенный доплеровский сдвиг в зависимости от разрешения детектора (для линии 2598 кэВ).

электронного нейтрино:

$$K = -1.01 \pm 0.20$$

Это значение существенно меньше того, что ожидалось получить в эксперименте, причем наибольший вклад в увеличение ошибки дало измеренное значение эффективности комптоновского поляриметра. Оно оказалось почти в два раза меньше ожидаемого ( $\sim 20\text{-}25\%$ ), что, вероятно, связано либо с низким качеством используемой стали, либо с недостаточной степенью намагниченности железа в ярме магнита. Тем не менее, результаты находятся в согласии с полученными ранее, а методика измерений доказала свою состоятельность, что позволяет надеяться в будущем повторить эксперимент с большей суммарно набранной статистикой и

другим поляриметром, обладающем большей эффективностью. Следует также учесть достаточно большее влияние анизотропии гамма-перехода на его корреляционные характеристики и перед основной экспозицией провести детальный учет этого эффекта.

## 2.4 Обсуждение полученных результатов.

Полученное значение находится в согласии с предыдущими измерениями, но ограничение на примесь правого компонента оказалось существенно менее строгим, чем мы ожидали. Последнее в наибольшей степени связано с тем, что эффективность поляриметра оказалась меньше расчётной –  $\eta = 11,355 \pm 1,260\%$  при ожидаемой около 20%. По-видимому, это связано с тем, что нам не удалось достичь максимальной степени намагниченности ярма. В дальнейшем, при осуществлении подобных экспериментов было бы полезным разделить экспозицию на две фазы – фазу измерения эффективности поляриметра и фазу измерений. В таком случае на первой фазе можно оценить потенциальные возможности установки.

Также представляется полезным проанализировать результаты предыдущих экспериментов [47],[48] с точки зрения возможной неполной намагниченности, а вместе с ней и увеличения систематической ошибки.

## Глава 3

# Измерение магнитного момента реакторных антинейтрино на установке Gemma.

### 3.1 Постановка задачи.

Идея измерения магнитного момента электронного антинейтрино с использованием в качестве источника нейтрино промышленного реактора была опробована ещё в 1976 г. [61] и впоследствии продолжена в работе [62] Основой для подобного рассмотрения явилось следующее соображение – сечение взаимодействия нейтрино с электронами можно разложить на несколько компонентов (рис. 3.1): слабое, электромагнитное, когерентное:

$$\frac{d\sigma_W}{dT} = G_F^2(m/2\pi)[4x^4 + (1 + 2x^2)^2(1 - T_e/E_\nu)^2 - 2x^2(1 + x^2)mT_e/E_\nu^2] \quad (3.1)$$

$$\frac{d\sigma_{EM}}{dT} = \pi r_0^2(\mu/\mu_B)^2(1/T_e - 1/E_\nu) \quad (3.2)$$

$$\frac{d\sigma_{Coh}}{dT} = \frac{G_F^2(\hbar c)^2 m_{nuc}}{4\pi} (N - (1 - 4x^2)Z)^2 \left(1 - \frac{m_{nuc} - T_{nuc}}{2E_\nu^2}\right) F(Q^2)^2, \quad (3.3)$$

где  $G_F$  – универсальная константа Ферми,  $x = \sin \Theta_W$  – слабый угол смешивания (угол Вайнберга),  $T_e$  и  $T_{nuc}$  – энергия отдачи электрона и ядра,  $E_\nu$  – энергия налетающего нейтрино,  $r_0$  – классический радиус электрона ( $\pi r_0^2 = 2.495 \times 10^{-25}$  см<sup>2</sup>),  $N$  и  $Z$  – количество нуклонов и протонов в ядре, а  $F(Q^2)$  – ядерный форм-фактор.

Заметим, что когерентное сечение в области энергий до 0.5 кэВ не играет существенной роли, так как максимальная передаваемая нейтрино ядру энергия, не может превышать следующего значения:

$$T_{max} = \frac{2E_\nu^2}{m_{nuc} + 2E_\nu} \quad (3.4)$$

что для германиевого детектора с массой атомов кристалла  $\approx 72.5$  А.Е.М. соответствует примерно 100 эВ.

Как видно из приведённого графика, в области низких энергий электромагнитное сечение начинает превышать все остальные.

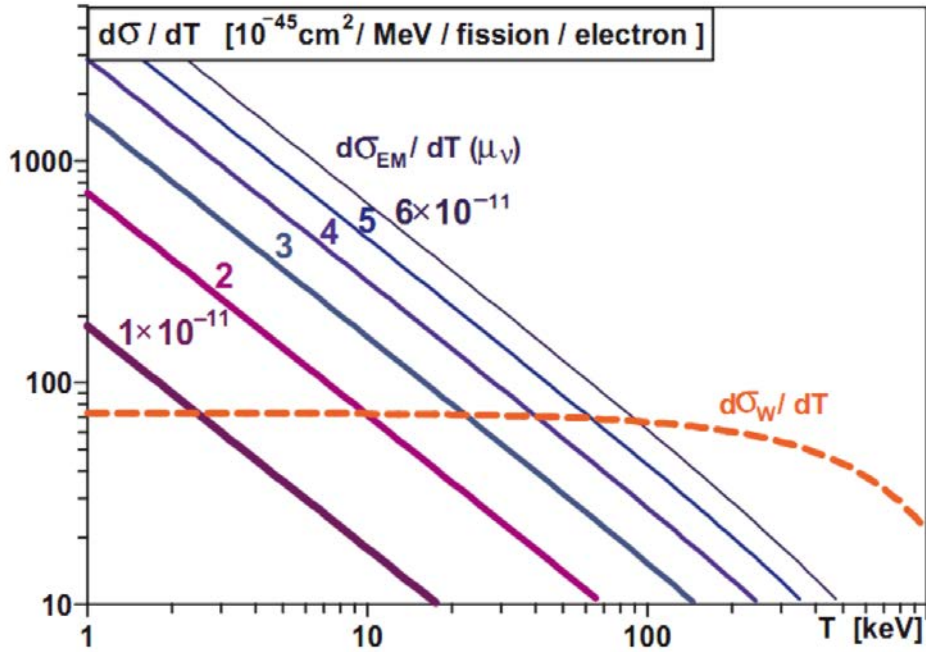


Рис. 3.1: Сечение взаимодействия антинейтрино с электронами. Показано поведение слабого и электромагнитного сечений в зависимости от возможного значения магнитного момента антинейтрино. Когерентное сечение в приведенной области имеет малую величину и на рисунке не приведено.

Таким образом, если у нейтрино имеется отличный от нуля магнитный момент<sup>1</sup>, он и будет проявлять себя посредством взаимодействия с атомными электронами вещества детектора с указанным сечением, и при условии подбора подходящих экспериментальных условий становится возможным его наблюдение. Среди таких условий можно выделить три главнейших: два из которых связаны с исчезающе малой вероятностью взаимодействия и одно с особенностями его зависимости от энергии.

- 1 Низкий паразитный фон. Необходим для принципиальной возможности превышения сигнала над фоном. При этом обычно оказывается недостаточным обеспечение пассивной защиты установки и использования сверхчистых материалов.

<sup>1</sup>Возможные варианты таких отличий обсуждались в первой главе.

- 2 Большой поток нейтрино. Самая действенная возможность увеличения полезной статистики. При этом наиболее распространенными источниками нейтрино в настоящее время являются ядерные реакторы (промышленные, экспериментальные, военные).
- 3 Низкий энергетический порог регистрации частиц. Уже начиная с нескольких кэВ, доля электромагнитной части сечения падает до достаточно малых значений.

Сразу отметим очевидное, но лишь кажущееся противоречие между требованием низкого фона и одновременно большого потока нейтрино. Как оказывается, при работе на современных промышленных атомных реакторах типа ВВЭР оказывается возможным соблюсти оба эти условия, так как две основных его составляющие: нейтронный и гамма-фон, за пределами биологической защиты самого реактора становятся сравнимыми с естественными значениями. В тоже время поток нейтрино, в виду его колоссальной проникающей способности, изменяется лишь пропорционально обратному квадрату расстояния до активной зоны.

Первый прототип будущей установки представлял собой счетверенный германий-литиевый детектор в низкофоновом криостате из титана, окруженный защитой из меди, свинца и борированного полиэтилена<sup>2</sup>. В качестве активной защиты были использованы два типа сцинтилляторов: NaI и пластический. Установка была расположена в низкофоновой лаборатории Института Теоретической и Экспериментальной физики (ИТЭФ), на глубине порядка 16-18 метров водного эквивалента, что позволяло практически полностью избавляться от адронной части космического излучения [рис. 3.2]. В её состав входят в основном  $\pi$ -мезоны, образовавшиеся из частиц первичных космических лучей, состоящих в свою очередь в основном из протонов, частично ядер гелия и малой примеси более тяжёлых ядер. Снижение индекса фона, получаемое при использовании такой комбинированной защиты, иллюстрирует рис. 3.3. При этом остаточный фон всё равно во многом определялся космической радиацией, о чём подробнее будет сказано ниже.

Тем не менее, спектрометр нуждался в профилактической смене электроники, замене блоков питания и полной смене спектрометрического тракта. Очевидной также представлялась и замена четырех детекторов одним сравнимого объёма, что позволяло не только «сэкономить электронику», но и соблюсти одинаковые экспериментальные условия. В случае четырех детекторов даже установка одинаковых и одновременно низких порогов представляется практически нереализуемой задачей. Дополнительную сложность при этом представлял

---

<sup>2</sup>Последний необходим в качестве нейтронной защиты, при этом полиэтилен играет роль замедлителя нейтронов, благодаря большому количеству, входящих в его состав атомов водорода, а бор поглощает замедленные тепловые нейтроны.



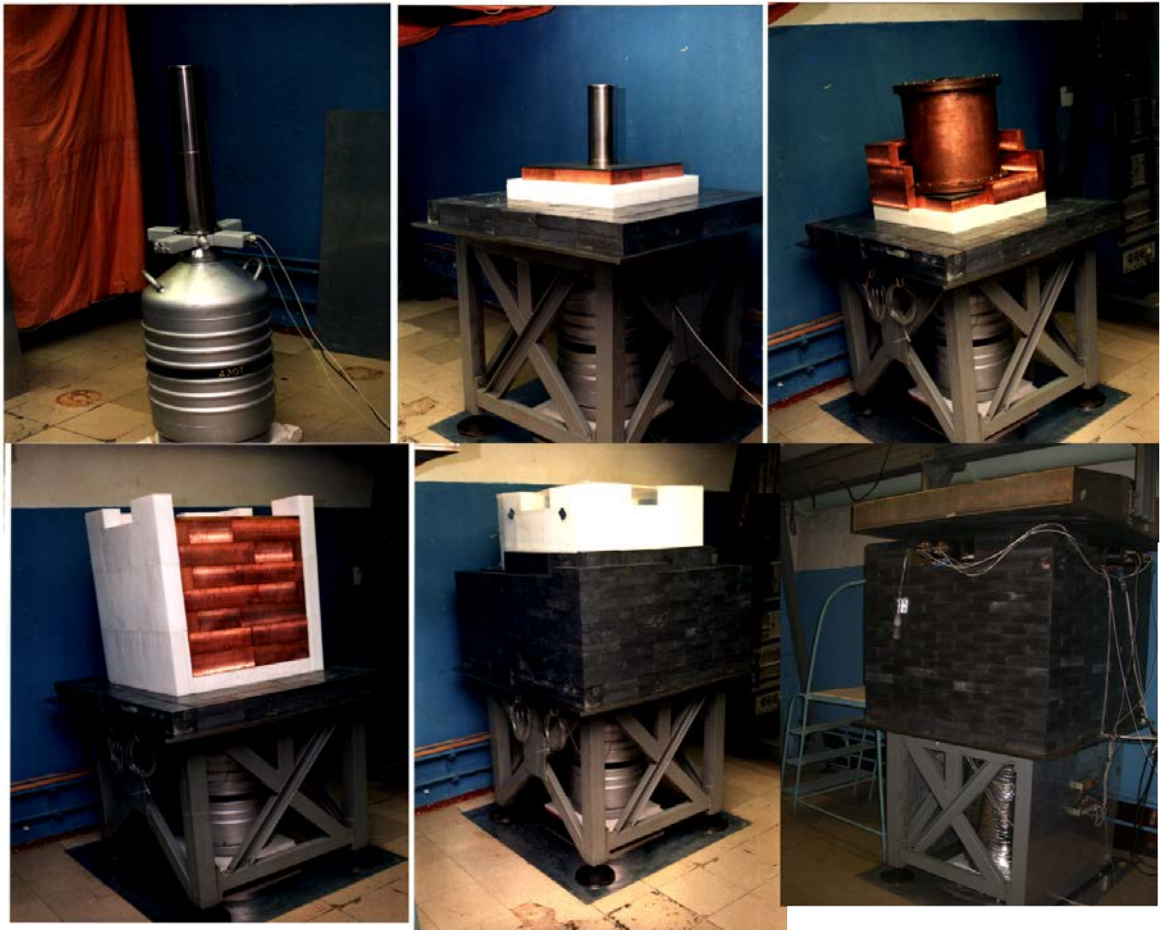


Рис. 3.2: Сборка установки в ИТЭФ. 1 – Криостат для счетверённого детектора. 2 – Монтажный стол с выложенной снизу защитой. 3 – Установка активной защиты. 4 – Сборка боковой защиты из меди и полиэтилена. 5 – Выкладка борированного полиэтилена. 6 – Подключение электроники и установка подвижной крышки

большой шумовой сигнал детекторов. В случае же использования только одного кристалла вдобавок упрощался съём и оцифровка сигналов с тракта.

## 3.2 Предварительная подготовка.

С последнего и решено было начать работы. Был приобретен новый детектор, из высоко-чистого германия, массой 1.5 кг. Хотя он и был меньше существовавших по суммарному активному объёму, он обладал лучшим энергетическим разрешением и меньшими паразитными шумами. Это являлось главным фактором для обеспечения возможности снижения порога регистрации, являющегося для измерений такого рода критическим параметром.

Во всех низкофоновых экспериментах требование чистоты окружающих материалов является ключевым. Это тем более относится к частям защиты, находящимся в непосредствен-

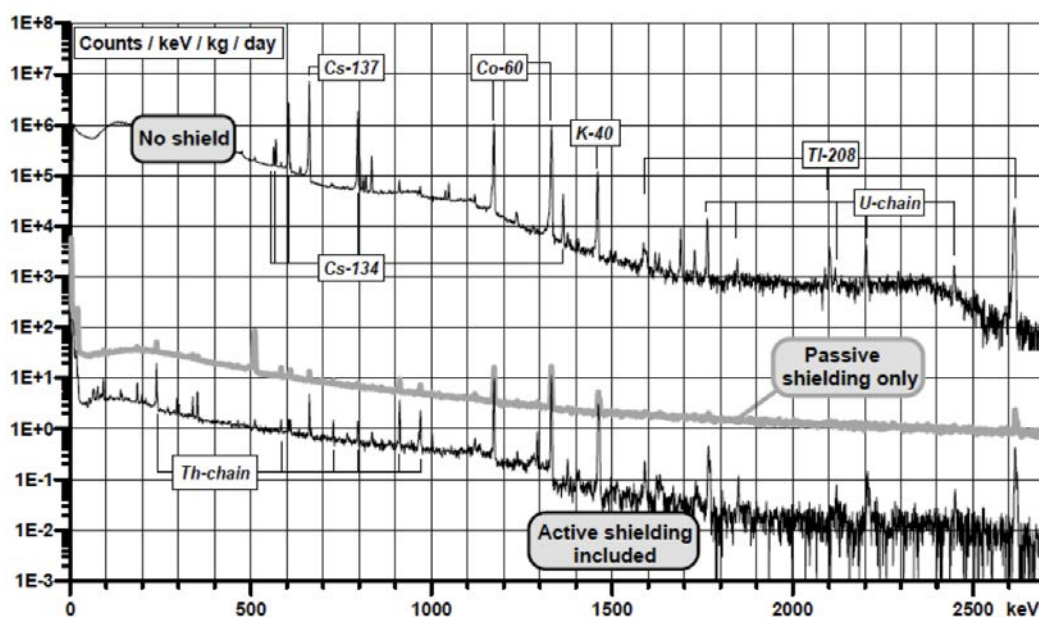


Рис. 3.3: Уменьшение фона в эксперименте. Приведены этапы сборки пассивной и активной защиты (не включавшей в себя боковые сцинтилляционные пластины, что дает дополнительное тридцатипроцентное снижение фона.)

ной близости от детектора. В этом случае использование обычного свинца или меди оказывается неоправданным в виду присутствия радиоактивных изотопов, нарабатанных вследствие ядерных реакций материалов с космическим излучением. Поэтому для такой защиты был использован археологический свинец. Он представляет собой части обшивки затонувших кораблей. В виду долгого нахождения под водой, а затем в низко-фоновой лаборатории, в условиях практически полностью исключающих экспонирование космическим излучением, этот свинец оказывается радиационно чистым, так как радиоактивные изотопы в нём уже распались, а наработки новых не происходит. Именно этот материал был использован для того, чтобы экранировать предусилитель детектора.

Первоначальные работы включали в себя также подбор необходимого помещения, установку в нем подъемного оборудования для монтажа установки и измерение фоновых условий. Основными критериями выбора была близость к активной зоне реактора, наличие необходимого места и возможность соблюдения постоянного фона (по этой причине, например, невозможно в качестве помещения использовать места рядом с пробоотборниками из гермообъема реактора, которые периодически становятся достаточно сильным излучателями). Приреакторные помещения часто пронизаны всевозможными трубо- и кабелепроводами, поэтому найти подобное помещение было нетривиальной задачей. Окончательно выбранная комната находилась под активной зоной, в 14 метрах от ее центра. Его проблемой было

достаточно сильное загрязнение  $^{137}\text{Cs}$ , что было устранено после дезактивации и покрытия пола дополнительным изолирующим слоем из толстого полиэтилена. Существенным осложняющим моментом была возможная примесь в воздухе радиоактивных инертных газов (в основном смеси изотопов ксенона), об устранении влияния которой будет рассказано далее.

### 3.2.1 Реактор.

Реактор, на котором проводились измерения, представлял собой стандартный водо-водяной реактор ВВЭР-1000 (серия 338) с тепловой мощностью 3 ГВт, что соответствует суммарному потоку нейтрино  $3 \times 10^{20} \text{с}^{-1}$ . В качестве теплоносителя, замедлителя и отражателя нейтронов в энергоблоке используется вода под давлением, а ядерное топливо, состоит из тепловыделяющих элементов (ТВЭлов), содержащих таблетки из двуокиси урана, слабообогащённого по 235-му изотопу (3–5%). При его выгорании спектр нейтрино и его поток незначительно меняется, но в нашем случае это является пренебрежимо малой величиной.

Реакторная кампания длилась один год, из которого около месяца отводился на перегрузку топлива. Таким образом, для наших измерений самым важным становится измерение именно в этот период<sup>3</sup>. Также возможны профилактические и аварийные остановки работы блока и его работа на пониженной мощности, что необходимо учитывать при последующем анализе.

### 3.2.2 Фоновые измерения.

Основными составляющими радиационного фона в эксперименте были следующие: нейтронный фон, гамма-фон от окружающих материалов, материалов самой установки и инертных газов, обладающих высокой проникающей способностью, а также фон от космического излучения. Рассмотрим каждый из этих компонентов подробнее.

#### Нейтронный фон.

Поток нейтронов сопровождает каждый процесс, происходящий в атомном реакторе. Обладая высокой проникающей способностью, они способны оказывать влияние на фоновые условия эксперимента в широком энергетическом диапазоне. При этом необходимо различать фон от быстрых и медленных нейтронов. Быстрые нейтроны в основном передают свою энергию через реакции упругого рассеяния на ядрах ( $n, n'$ ) реакции, теряя большую

---

<sup>3</sup>В данном случае при сравнении периодов накопления данных при включённом и выключенном реакторе основной вклад в ошибку измерений дает тот из них, при котором набрана наименьшая статистика.

её часть при столкновениях с частицами близкой к ним массы. Именно поэтому лучшими замедлителями (модераторами) являются водородсодержащие вещества: обычная и тяжёлая вода, полиэтилен. Замедленные до тепловых энергий<sup>4</sup> нейтроны диффундируют, распространяясь в веществе во все стороны от источника. Этот процесс приближённо описывается обычным уравнением диффузии, но с обязательным учётом поглощения, которое для тепловых нейтронов всегда велико. Помимо указанного процесса упругого рассеяния они могут участвовать и в неупругих процессах, причём характерная энергия при которой такие процессы становятся возможны приближённо определяется по формуле  $(1 + 1/A)\epsilon_{ex}$ , где  $A$  - атомный номер ядра, а  $\epsilon_{ex}$  - энергия его первого возбужденного состояния. Это соображение обуславливает размытость самого понятия «медленный нейтрон». Наибольшими сечениями захвата по отношению к тепловым нейтронам обладают изотопы бора, гадолиния и лития.

Необходимо также напомнить такое важное с точки зрения организации нейтронной защиты явление, как альbedo нейтронов, а именно способность нейтронов отражаться от различных веществ, что обуславливает их достаточно высокую проникающую способность. Отражение это диффузное и имеет следующий механизм. Нейтрон, попадая в среду, испытывает беспорядочные столкновения с ядрами и после ряда столкновений может вылететь обратно. Вероятность такого вылета и носит название альbedo нейтронов для данной среды. Очевидно, что альbedo тем выше, чем больше сечение рассеяния и чем меньше сечение поглощения нейтронов ядрами среды. Хорошие отражатели «выталкивают» до 90% попадающих в них нейтронов, т.е. имеют альbedo до 0.9. В частности, для обычной воды альbedo равно 0.8. В результате совокупности описанных механизмов поведение нейтронов в веществе оказывается во многом похоже на поведение газов. Поэтому при создании удовлетворительной нейтронной защиты необходимо избегать разного рода щелей и полостей, через которые нейтроны могут диффундировать внутрь защищаемого объёма.

Тем не менее, в нашем случае, несмотря на близость реактора, нейтронный фон оказался ниже значения, полученного в лаборатории ИТЭФ и примерно в 30 раз ниже естественных значений. Это позволило обойтись без использования обычного в таких случаях борированного полиэтилена в качестве дополнительной нейтронной защиты, который сильно увеличил бы объём установки и сказался на удобстве её разборки и обслуживания. Как показал последующий анализ, фон от гамма-линий, вызванных активацией германия тепловыми нейтронами, а именно изотопов  $^{75}\text{Ge}$ ,  $^{77m}\text{Ge}$  и  $^{77}\text{As}$  составлял всего лишь 2% от суммарного фона

---

<sup>4</sup>при этом их кинетическая энергия становится близкой к средней энергии теплового движения молекул газа при комнатной температуре ( $\approx 0.025$  эВ, а дальнейшая передача энергии путём упругих столкновений становится невозможной).

детектора.

### Гамма-фон.

Составляющими гамма-фона в нашем случае были внутренний и внешний гамма-фон и фон от инертных газов.

**Исключение внутреннего фона** базировалось на отборе материалов. Как уже было сказано, в нашем случае необходимо использовать только электролитическую медь и свинец в качестве внутренней защиты. Достаточно высокие требования предъявлялись и к конструктивным материалам, особенно расположенным вблизи самого кристалла. Дополнительным источником гамма-фона являлся и сам детектор. Дело в том, что в процессе нахождения детектора на поверхности происходит его бомбардировка космическим излучением, при этом в нём нарабатываются радиоактивные изотопы, самым долгоживущим из которых является  $^{76}\text{Ge}$  [73],[74]. Время его полураспада составляет 271 день, при этом находящиеся сверху конструктивные материалы не защищают кристалл в достаточной степени для прекращения его повторной наработки. В результате данный изотоп находится в динамическом равновесии и его количество на протяжении измерений остается постоянным, что позволяет учесть его при анализе данных (рис. 3.4). Тем не менее, в изучаемом диапазоне он проявляет себя достаточно интенсивной линией с энергией 10.367 кэВ<sup>5</sup>, которую при последующей обработке данных было решено отбросить.

**Внешний гамма-фон** был сильно подавлен в результате использования упомянутой защиты. Основными его составляющими были изотопы  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$  и  $^{134}\text{Cs}$ . Тем не менее, даже сама сборка защиты позволила выявить некоторые составляющие фона, учесть которые предварительно не представлялось возможным. В частности выяснилось, что пол технологического помещения был всё же недостаточно изолирован дополнительным слоем полиэтилена. В получаемых спектрах была обнаружена характерная особенность, находящаяся в энергетическом диапазоне в районе около 400 кэВ. Как выяснилось, эта линия представляла собой комптоновское рассеяние гамма-квантов с энергией 661 кэВ. А относительная монохроматичность излучения была связана с недостаточной защитой установки под определенным углом.

---

<sup>5</sup>Эта линия возникает в результате рентгеновского излучения  $^{68}\text{Ga}$  вследствие электронного захвата на  $^{76}\text{Ge}$ .

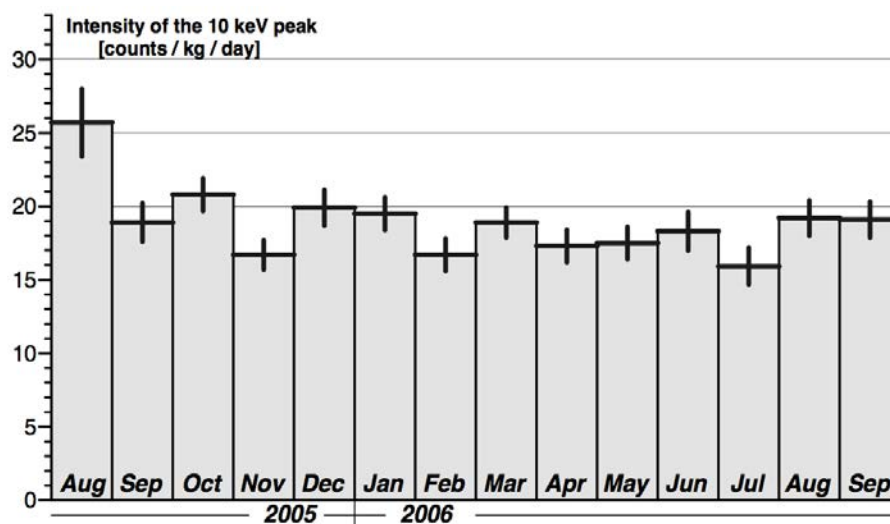


Рис. 3.4: Интенсивность пика 10 кэВ, обусловленного наличием космогенного  $^{76}\text{Ge}$ . Видно, что интенсивность, спадая в начале, по достижении равновесия становится практически постоянной.

**Инертные газы.** При работе реактора, особенно в случае разгерметизации активного объёма<sup>6</sup> или резкого изменения его режима работы<sup>7</sup> происходит выделение больших объёмов инертных газов. Наибольшую проблему представляют при этом два изотопа ксенона:  $^{133}\text{Xe}$  и  $^{135}\text{Xe}$ . Обладая высокой проникающей способностью и достаточно широким спектром излучения эти газы дают достаточно сильный фоновый вклад в получаемые спектры. В нашей области интереса самыми интенсивными гамма-линиями являются линии 81 кэВ для  $^{135}\text{Xe}$  и 250 кэВ для  $^{133}\text{Xe}$ .

Первой опробованной идеей была продувка внутренней части установки азотом, что существенного эффекта не дало, поскольку изначально герметичность системы не предполагалась, и азот свобод выходил из объёма. Вторым – более удачным шагом стала изоляция всей установки, включая защиту, палаточной тканью и подача в это пространство сжатого воздуха из магистрали станции. К сожалению, подача воздуха отключалась при остановке реактора, что, как легко понять из вышесказанного, приводило к существенному увеличению фона, связанного с инертными газами, и соответственных проблем с обработкой получаемых в такие периоды времени данных.

<sup>6</sup>Такая разгерметизация может быть как плановой, так и случайной. И если первая обычно сопровождается остановкой работы реактора, то вторая происходит внезапно, что не позволяет принять во внимание этот эффект заранее.

<sup>7</sup>При этом происходит переход реактора в состояние *подной ямы*, после которого управление реактором становится затруднённым до окончательного распада радиоактивного  $^{135}\text{I}$ .

## Космическое излучение.

Одной из наиболее значимых составляющих фона на поверхности и небольшой глубине является космическое излучение. Оно обладает высокой проникающей способностью и большая его часть состоит из релятивистских заряженных частиц. При прохождении вещества средняя энергия, оставляемая такими частицами составляет  $\sim 2$  МэВ/гр, что для типичного детектора составляет значимую величину. Вторичным эффектом, возникающим при взаимодействии космического излучения с веществом, является образование большого количества нейтронов, особенно в веществах с высоким  $Z$ , например, свинце. Такие нейтроны также проходят стадию термализации с последующим поглощением и вызываемыми ими ядерными реакциями. В германиевых детекторах это ведёт к повторной наработке долгоживущего радиоактивного изотопа  $^{76}\text{Ge}$ , а также к увеличению фона в области низких энергий вследствие упругих соударений нейтронов с атомами германия.

Считается, что на уровне моря зависимость интенсивности космического излучения приближённо описывается формулой  $I = I_0 \cos^2(\phi)$ , в которой  $I_0$  – интенсивность излучения в вертикальном направлении, а  $\phi$  – угол между направлением излучения и вертикалью [75]. Эта формула хорошо описывает угловое распределение за исключением углов, близких к горизонтالي<sup>8</sup>, но она неприменима для нашего случая. Распределение плотности вещества под реактором оказывается далеко не равномерным, и углы, близкие к зенитным, экранируются гораздо сильнее.

Чтобы оценить угловую зависимость излучения была проведена методическая работа. Рядом с измерительной аппаратурой был установлен мюонный телескоп, состоявший из двух сцинтилляционных счётчиков, включенных в режиме совпадений. Телескоп мог вращаться вокруг собственной оси, что позволяло измерять интенсивность космических мюонов от вертикального до горизонтального углов.

Для борьбы с фоном от космического излучения был применён метод антисовпадений сигналов от HPGe-детектора и сцинтилляционного счётчика, его окружавшего. Тем не менее, для борьбы со вторичными частицами оказалось полезным установить дополнительную активную защиту в виде плоских пластических сцинтилляторов на подвижной крышке сверху установки.

---

<sup>8</sup>Это связано с суммированием сигналов противоположных направлений в используемом детекторе.

Таблица 3.1: Результаты измерения фона спектрометра GEMMA. Фон указан в единицах [сб/КэВ/кг/день].

| Е [кэВ]     | Открытый детектор | Пасс. защита | Акт. защита<br>NaI | Акт. защита<br>пласт. сцинтиллятор |
|-------------|-------------------|--------------|--------------------|------------------------------------|
| 10 ÷ 60     | $5.6 \times 10^4$ | 116          | 5.0                | 4.6                                |
| 100 ÷ 200   | $6.2 \times 10^4$ | 128          | 4.4                | 3.7                                |
| 200 ÷ 300   | $2.9 \times 10^4$ | 108          | 3.1                | 2.7                                |
| 300 ÷ 400   | $1.4 \times 10^4$ | 64           | 1.9                | 1.6                                |
| 400 ÷ 1000  | $4.5 \times 10^3$ | 23           | 0.58               | 0.43                               |
| 1000 ÷ 2000 | $1.0 \times 10^3$ | 5.9          | 0.114              | 0.084                              |
| 2000 ÷ 2700 | 187               | 2.5          | 0.027              | 0.016                              |
| 2700 ÷ 4000 | 2.8               | 2.0          | 0.0070             | 0.0034                             |

### Снижение радиационного фона.

Измерения суммарного снижения фона проводились в низкофоновой лаборатории ИТЭФ, где межэтажные бетонные перекрытия создают защиту от космического излучения, эквивалентную 4-м метрам водного эквивалента. Результаты измерений в интервале энергий (10 ÷ 400) кэВ представлены в таблице 3.1. На последнем этапе использовался программный отбор событий по частотным и временным характеристикам, который позволял дополнительно снизить фон в исследуемой области в несколько раз.

Из приведённых в таблице данных следует, что для всех энергетических интервалов суммарный эффект подавления фона превышает 4 порядка. Активная защита из NaI снижает фон за счет устранения заряженной составляющей космического излучения и подавления комптоновского рассеяния гамма-квантов. Включение верхнего сцинтилляционного счетчика приводит к подавлению фона гамма-квантов и нейтронов, рождающихся при взаимодействии вторичных мюонов с пассивной защитой.

## 3.3 Установка и ход измерений.

Спектрометр **GEMMA** (**G**ermanium **E**xperiment on the measurement of **M**agnetic **M**oment of **A**ntineutrino) представлял собой полуторакилограммовый детектор из высокочистого германия, в погружном низкофоновом криостате, все детали которого были изготовлены из



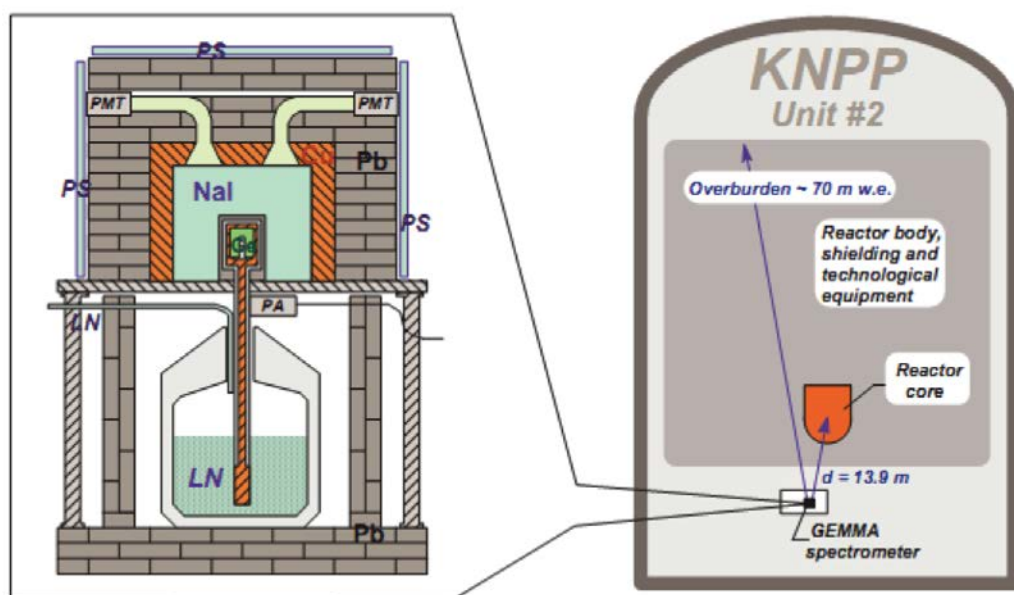


Рис. 3.5:

особо чистых материалов: бескислородной меди, титана, фторопласта. HPGe-детектор был окружен активной защитой из сцинтилляционных счетчиков NaI(Tl). Кристаллы NaI(Tl) образовывали восемь секторов и размещались в цилиндрическом медном корпусе с центральным колодцем, закрытым сверху отдельным кристаллом. Высота корпуса – 450 мм, внешний диаметр – 440 мм, диаметр колодца – 135 мм. Сборка просматривалась девятью ФЭУ через изогнутые световоды. Такая конструкция позволяла вынести ФЭУ, делители и кабели за пассивную защиту и тем самым существенно уменьшить собственный радиактивный фон спектрометра. Криостат и NaI были окружены многослойной комбинированной пассивной защитой, состоящей из слоёв: бескислородной меди - 5 см и свинца – 15см. Сверху спектрометр прикрывался пластмассовым сцинтилляционным счетчиком размерами 120x120x4 см<sup>2</sup>. Для защиты спектрометра от <sup>222</sup>Rn, радиоактивного газа уранового ряда, частично герметизированная полость вокруг детектора продувалась сжатым воздухом из общей магистрали. Установка была расположена на втором энергоблоке Калининской атомной станции на расстоянии 13.7 метра от центра активной зоны реактора, что отвечало потоку нейтрино –  $2.7 \times 10^{13}/\text{см}^2/\text{с}$ .

### 3.3.1 Измерительный тракт.

Для управления спектрометром и накопления информации использовались электронные блоки в стандартах CAMAC и NIM. Спектрометрическая часть электроники включала предусилители, усилители, аналого-цифровые преобразователи, дискриминаторы, CAMAC-контроллер,

компьютер. Блоки электронной логики также обеспечивали формирование и суммирование сигналов с ФЭУ, пропускание и формировку спектрометрических сигналов. Весь процесс сбора и обработки событий осуществлялся под управлением специально разработанной программы накопления и записи.

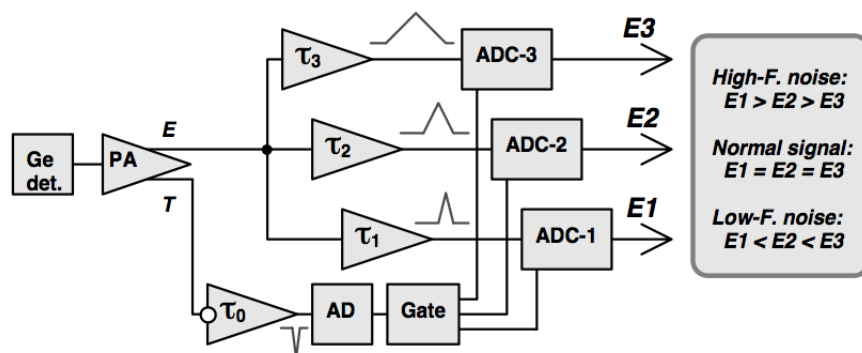


Рис. 3.6:

Блок-схема спектрометрической части измерительного тракта приведена на рис. 3.6. Импульс с детектора подавался на АЦП, который использовался в качестве запускающего сигнала для измерительной аппаратуры, а также на три усилителя, различавшихся временем формирования сигнала (2 мкс, 4 мкс и 12 мкс). Такая разница во временах формирования позволяла нам провести частотный анализ, способный отсеять нефизические сигналы: послеимпульсы, радиочастотные наводки, микрофонные шумы и т. д. Также записывались данные со счётчиков активной защиты, информация о мёртвом времени и некоторая дополнительная информация. В качестве примера последней можно привести время между событиями. В электрической сети измерительного тракта часто присутствует наведенный сигнал с частотой 50 Гц, связанный с частотой питающего аппаратуру переменного напряжения. Вдобавок, сигналы большой амплитуды могут порождать в усилители послеимпульсы, из-за возникающей «перекомпенсации» сигнала. И те, и другие ложные события можно не брать в рассмотрение, если использовать информацию и времени между двумя последующими событиями. Сказанное иллюстрирует рис. 3.7. Впоследствии к имеющимся четырём спектрометрическим трактам был добавлен пятый для подавления изредка возникавших событий обратной полярности. В этом случае при перекомпенсации сигнала возникает слабый положительный импульс, который система может счесть истинным сигналом. Поэтому такой сигнал оцифровывался отдельно и впоследствии был использован при анализе данных.

События накапливались последовательными часовыми сериями (ранами). Для каждой

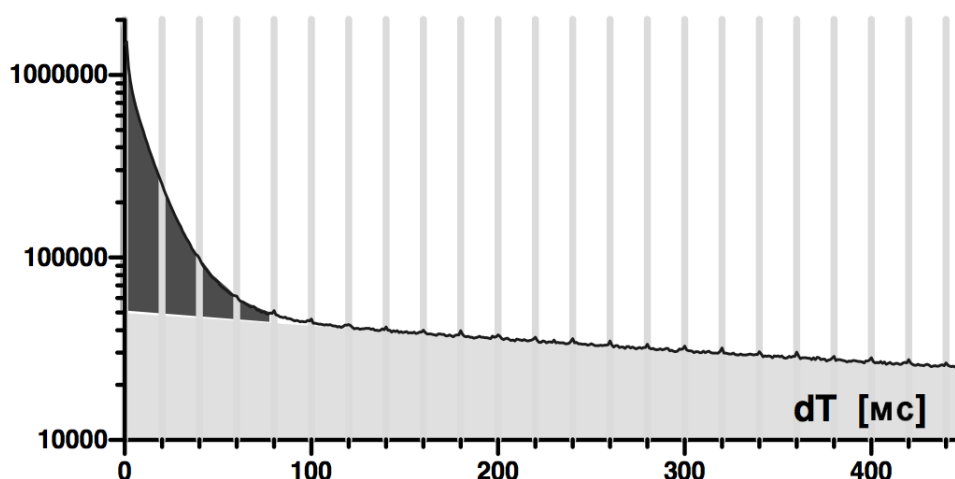


Рис. 3.7: Пример отбора по времени между событиями. Виден начальный пик, соответствующий шумам детектора, а также периодические пики, отстоящие друг от друг на 20 мс, соответствующие сетевой наводке.

серии записывалась дополнительная информация – файл протокола. Этот файл включал в себя информацию о времени измерения, суммарном и живом времени, количестве ложных событий и некоторую другую.

### 3.3.2 Ход измерений.

Так как измерения проводились долгое время, то в данном случае, как и при измерении спиральности нейтрино, представлялось необходимым обеспечение стабильности аппаратуры. К сожалению, при работе на промышленном реакторе осуществлять постоянный мониторинг и контроль аппаратуры было невозможной задачей. Постоянное присутствие персонала ввиду режима объекта запрещено также, как и наличие открытых каналов связи. Поэтому было решено отслеживать и учитывать нестабильность электроники уже на этапе анализа данных. Здесь, как и в предыдущем случае основным эффектом, с которым приходится бороться, является эффект изменения усиления спектрометрического тракта. При этом заметить его сразу довольно непросто ввиду малости набираемой статистики. Но можно суммировать часовые экспозиции для того, чтобы иметь достаточное количество событий в характерных пиках для их обработки. При этом, если за время суммирования усиление меняется, ширина пика становится большей разрешения детектора<sup>9</sup>. Таким образом, можно фиксировать изменение усиления и даже в некоторых случаях находить его возможную причину. Важным

<sup>9</sup>В нашем случае таким сигналом считалось уширение пика более, чем на 10%.

следствием такого подхода является то, что статистика, набранная при разных условиях, не исключается из рассмотрения, меняется лишь период, за который она берётся. Полученные таким образом спектры приводились к одинаковой энергетической шкале (0.1 кэВ/канал) и затем повторно суммировались.

На первой фазе эксперимента (GEMMA - I) было накоплено суммарно 6200 часов экспозиции при включённом и 2064 – при выключенном реакторе. Для отслеживания потока нейтрино были взяты данные о тепловой мощности реактора с точностью 0,7%, предоставленные персоналом атомной станции. Накопление велось практически во всё время продолжительности реакторной кампании. Короткие остановки были связаны с профилактическими работами на установке (заливка азота и т.д.), возникновением в окружающем воздухе примесей благородных газов, в основном  $^{133}\text{Xe}$  и  $^{135}\text{Xe}$  ( $\gamma$ -пики 81 кэВ и 250 кэВ соответственно) и поломками электроники из-за повышенной температуры в помещении.

### 3.4 Анализ данных.

Последовательность обработки входной информации была следующей:

- **Устранение неудачных серий.** На этом этапе отбрасывались часовые экспозиции соответствовавшие временам заливки азота и механических работ, проводимых рядом с детектором, которые могли производить микрофонные колебания, регистрируемые электроникой, а также периоды изменения порогов, смены электроники, профилактических работ.
- **Устранение влияния благородных радиоактивных газов.** Как уже было отмечено, существующая защита от проникающих радиоактивных газов, в особенности изотопов Хе оказалась недостаточно эффективной. Поэтому на протяжении всего эксперимента отслеживалось их появление. Для такого мониторинга использовались следующие гамма-линии: 81 кэВ для  $^{133}\text{Xe}$ , 250 кэВ для  $^{135}\text{Xe}$  и 1294 кэВ для  $^{41}\text{Ar}$ . Одновременно с этим также проверялось присутствие этих изотопов в исследуемом энергетическом диапазоне. В результате учета этого фактора в обработку принимались лишь серии измерений, во время которых концентрация этих газов в атмосфере была небольшой. Таким образом, для дальнейшей обработки использовалось 5184 часа экспозиции при включённом реакторе и 1853 при выключенном.
- **Устранения влияния шумов детектора.** При работе на предельно низком для детектора пороге всегда возникает риск больших шумов, которые могут быть ошибочно

приняты за полезные сигналы. Для таких сигналов характерны низкие амплитуды и короткие промежутки времени между последовательными событиями. Для подавления таких шумов мы отслеживали счет детектора при энергии больше 2 кэВ и если в пределах одной секунды было зарегистрировано больше 5 событий, эти события отбрасывались, а время, за которое они происходили добавлялось к суммарному мёртвому времени.

- **Подавление радиочастотных наводок.** Отбрасывались события, временной интервал между которыми был меньше 80 мкс и или равен  $n \times (20.0 \pm 0.1)$  мкс. Это помогало эффективному подавлению микрофонных частот и сетевой 50-герцовой наводки.
- **Частотный отбор.** Разделение сигнала на три, отличающихся разным временем формирования позволяло нам дополнительно отсеивать нефизическую часть импульсов. Фурье-спектр сигнала и шумов сильно отличается друг от друга и даже простое разделение сигнала по полосам пропускания помогает резко снижать влияние шумов и наводок. Мы использовали три графика(матрицы), построенные в координатах  $(E_2, E_1)$ ,  $(E_3, E_2)$  и  $(E_1, E_3)$ . При этом физические сигналы группируются вдоль диагоналей с полосой соответствующей энергетическому разрешению детектора, а поведение сигналов от шумов существенно отличается. Для получения лучшего результата мы использовали не значение энергии в одном из каналов, а их линейную комбинацию:

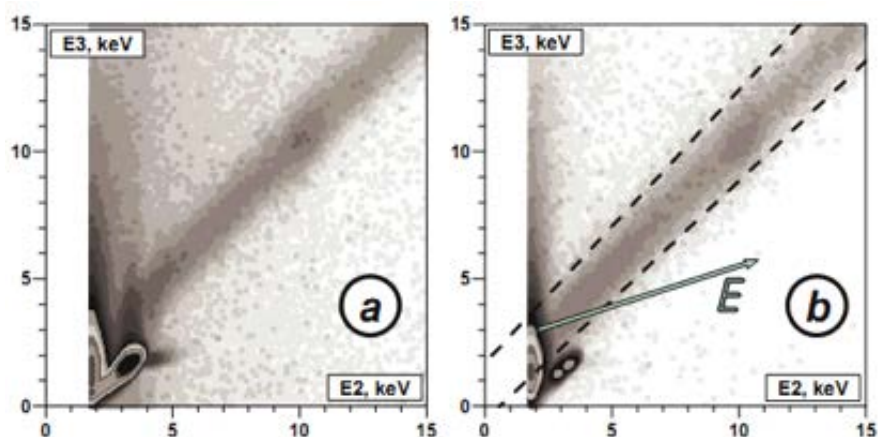


Рис. 3.8: Пример анализа с помощью обработки сигнала матрицами. Время формирования сигнала для усилителей – 2 и – 3 соответственно 4 и 12 мкс. График (а) сделан до, а (b) после радиочастотной коррекции. Видно, что практически все отброшенные события лежат не на диагонали. Шкала интенсивности – логарифмическая.

$$E = aE_1 + bE_2 + cE_3, \quad (3.5)$$

где коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $c$  специально подбирались, таким образом, чтобы направление вектора  $\vec{E}$  было антипараллельно градиенту шумов – рис. 3.8

Одним из интересных эффектов, замеченных именно в результате обработки спектра с помощью матриц, был эффект, названный нами *эффектом чемоданной ручки*. В данном случае в двумерном спектре видна характерная особенность, которую невозможно объяснить шумами или работой электроники. А в спектрах снятых при разных формировках сигнала появляется «плавающий» пик, причём расстояние между его энергиями в разных каналах строго определено и составляет 13.271 кэВ.

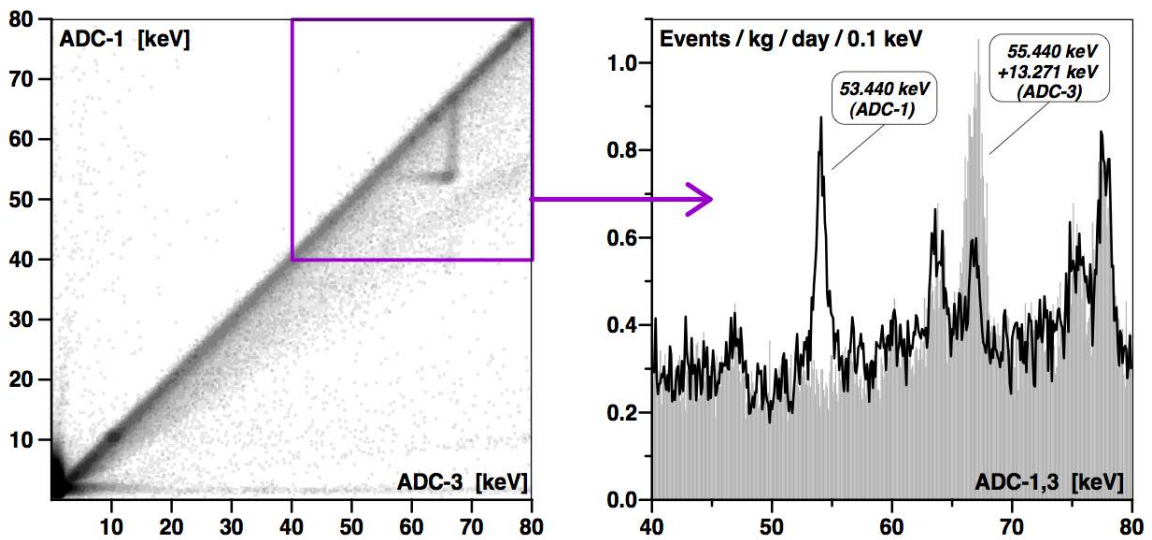


Рис. 3.9:

Объяснение такому на первый взгляд странному поведению оказалось достаточно простым. В результате распадов и реакций, приводящих к образованию ядра  $^{73}\text{Ge}$  первыми возбужденными уровнями оказываются уровни 13.2845 кэВ ( $+\frac{5}{2}$ ) и 66.726 кэВ ( $-\frac{1}{2}$ ). Время жизни первого из них составляет – 2.92  $\mu\text{s}$ , что сравнимо с временем формировки сигнала. Распад возбужденного состояния 66.726 кэВ идёт каскадом через данный промежуточный уровень. Таким образом, если время формировки сигнала достаточно велико по сравнению с его временем жизни, такой сигнал просто суммируется с предыдущим, порождая в спектре линию 66.7 кэВ. Если же время формировки мало, то снятие возбуждения промежуточного состояния происходит в момент оцифровки предыдущего сигнала, попадая в мёртвое время и поэтому становится выброшенным из регистрируемого спектра.

Из отобранных таким образом событий в дальнейшем строились спектры, соответствующие работающему и остановленному реактору. При этом оказывалось необходимыми внести

в них ещё несколько поправок, соответствующих, влиянию на область интереса благородных газов и порога регистрации детектора, а также различию в накопленных спектрах из-за неодинакового значения мёртвого времени измерительной аппаратуры.

**Учёт влияния благородных газов.**  $^{133}\text{Xe}$ ,  $^{135}\text{Xe}$  и  $^{41}\text{Ar}$  часто содержатся в воздухе даже в отсутствии их утечки из гермообъёма реактора, при этом их концентрация мала и не мешает проведению измерений. Однако свой вклад в низкоэнергетический спектр они всё равно давать способны, и этот вклад представляется необходимым учесть. Была использована следующая процедура. В спектрах, полученных при высокой концентрации газов, определялся их вклад в низкоэнергетическую область, затем он нормировался на интенсивность пика соответствующего газа. В спектрах, полученных при условии малой концентрации газа, этот вклад вычитался из полученного спектра.

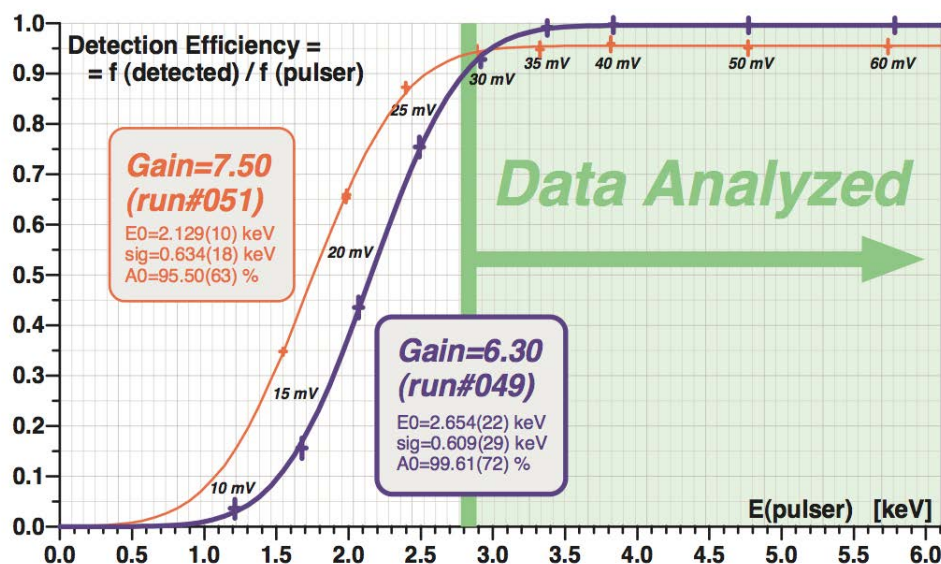


Рис. 3.10: Кривая эффективности регистрации, измеренная с помощью генератора с частотой 50 Гц и разными амплитудами сигнала. Снижение реального порога регистрации уменьшает необходимость корректировки, но вместе с тем ухудшает общую эффективность из-за большей загрузки детектора и, как следствие, увеличения мёртвого времени.

**Учёт порога регистрации событий.** Реальный аппаратный порог регистрации событий был установлен на уровне 1 кэВ. При этом данный порог не является дискретной величиной, а плавно возрастает вплоть до установленного программного порога (2.8 кэВ). При этом даже выше этого значения вероятность регистрации события ещё не выходит на константную величину. Чтобы оценить влияние порога в области низких энергий, производился



его периодический мониторинг с помощью генератора постоянной амплитуды. Получаемая кривая эффективности  $\eta(E)$  аппроксимировалась с помощью формулы:

$$\eta(E) = \int_{-\infty}^E \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-\frac{(x-E_0)^2}{2\sigma^2}} dx, \quad (3.6)$$

$\sigma$  – разрешение детектора,  $E_0$  – порог регистрации. Реальный спектр в области низких энергий корректировался с помощью данной кривой. При этом необходимо отметить, что снижение реального порога регистрации уменьшает необходимость корректировки, но вместе с тем ухудшает общую эффективность из-за большей загрузки детектора и, как следствие, увеличения мёртвого времени.

Таким образом использовались три значения порога: аппаратный порог регистрации событий ( $\approx 1$ кэВ), порог записи событий (1.5 кэВ) и порог для обработки и анализа (2.5 кэВ).

**Учёт мёртвого времени.** Полученные в результате описанного анализа спектры были нормированы на живое время установки. Эта нормировка учитывала мёртвое время компьютерного тракта (обычно меньше 1%), случайные совпадения с сигналом вето от активной защиты ( $\sim 4\%$ ), события, отсеянные в результате частотного анализа (также менее 1%). Последнее значение было получено сравнением фоновых  $\gamma$ -линий в спектрах до и после использования отборе по частоте прихода импульсов.

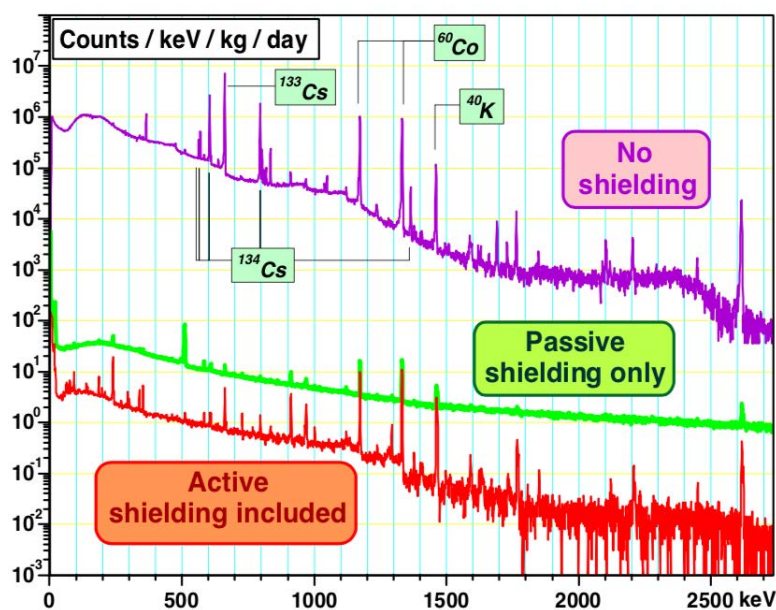


Рис. 3.11: Фоновый спектр в эксперименте GEMMA. Показана последовательная установка пассивной и активной защиты.

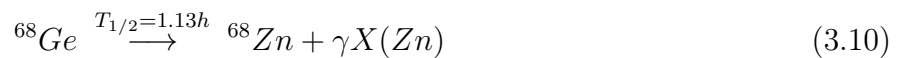
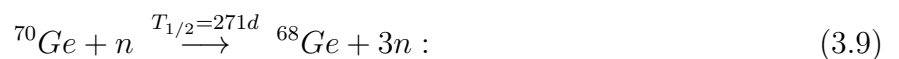


**Радиационный фон.** Показанный на рис. 3.11 энергетический спектр даёт представление и об экспериментальном фоне и его источниках. Из него можно легко видеть, что в энергетическом диапазоне от 30 до 40 кэВ индекс фона для установки составлял  $\sim 2$  события/кэВ/кг/д. Основу фонового спектра составляют изотопы  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{134}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ , гамма-линии уранового и ториевого рядов и  $^{40}\text{K}$ , обусловленный наличием огромного количества бетона в перекрытиях окружающего реактор корпуса. При этом интенсивность линий уранового ряда оказывается сравнимой, а ториевого выше, чем в тестовой лаборатории ИТЭФ. То же самое, естественно, относится и к линии 1460 от изотопа  $^{40}\text{K}$ . Наличие этих изотопов объясняется присутствующими загрязнениями помещения при размещении установки на атомной станции.

Основным источником фона в низкоэнергетической области является слегка уширенная гамма-линия 10.30 кэВ от активации германия нейтронами (как тепловыми, так и быстрыми космическими). Первой такой реакцией является реакция  $(n, \gamma)$  при захвате нейтрона изотопом  $^{70}\text{Ge}$ :



В результате которой испускается Оже-электрон или каскад гамма-квантов с суммарной энергией 10.367 кэВ. Второй – реакция  $(n, 3n)$  на том же изотопе, с последующим распадом образовавшегося дочернего ядра:



Это даёт добавку  $\sim 10\%$  к первой линии с энергией 9.659 кэВ, тем самым уширяя её.

### 3.4.1 «Вычитание» спектров.

**Спектр электронов отдачи.** Для получения окончательного результата необходимо вычесть полученный спектр для заглушенного реактора из спектра для работающего<sup>10</sup>. При этом формулы для электромагнитного и слабого сечений 3.1 принимают асимптотическую форму:

---

<sup>10</sup>В данном случае нельзя говорить о прямом вычитании спектров. В реальности мы фитируем экспериментальный спектр с учётом фонового спектра и спектра, отвечающего рассеянию нейтрино.

$$\frac{d\sigma_W}{dT} = 1.06 \times 10^{-44} \text{см}^2/\text{МэВ} \quad (3.11)$$

$$\frac{d\sigma_{EM}}{dT} = \frac{2.495}{T_e} \cdot X \times 10^{-45} \text{см}^2/\text{МэВ} \quad (3.12)$$

Параметр  $X$  отвечает квадрату магнитного момента в единицах магнетона Бора:

$$X \equiv \left( \frac{\mu_\nu}{10^{-10} \mu_B} \right)^2 \quad (3.13)$$

Для того, чтобы перевести сечение  $d\sigma_{W,EM}/dT$  в энергетический спектр электронов отдачи  $S_{W,EM}(T)$  необходимо умножить правые части уравнений 3.11 и 3.12 на светимость, определяемую условиями проведения эксперимента:

$$L = N_e \cdot \Phi_\nu, \quad (3.14)$$

где  $N_e = 4.0 \times 10^{26}$  – количество электронов в рабочем объёме детектора. А  $\Phi_\nu$  – поток антинейтрино в месте расположения детектора, который может быть определён из соотношения между ним и количеством делений в активной зоне  $N_f$ , средним количеством нейтрино на одно деление ядра  $N_\nu$  и расстоянием до центра активной зоны.

$$\Phi_\nu = N_f N_\nu / 4\pi R^2 \quad (3.15)$$

В свою очередь  $N_f$  можно определить как отношение между тепловой мощностью реактора и средней энергией, высвобождаемой при одном делении:

$$N_f = W/E_f \quad (3.16)$$

Энергия  $E_f$  зависит от типа реактора, состава топлива и степени его выгорания. Среднее его значение за кампанию составляет:

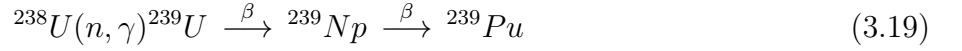
$$E_f = \sum_k \alpha_k E_{fk} = 205.3 \text{ МэВ/деление} \quad (3.17)$$

Индекс  $k$  отвечает изотопу ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ ), а  $\alpha_k$  – доли этого изотопа в топливной смеси.

Количество нейтрино, приходящихся на одно деление, может быть вычислено похожим образом.

$$E_f = \sum_k \alpha_k N_{\nu k} = 6.0 \text{ дел}^{-1} \quad (3.18)$$

К полученному выражению следует добавить ещё одно слагаемое, связанное тем, что нейтрино возникает не только в процессе деления, но и в процессе  $\beta$ -распада  $^{238}\text{U}$ , вызванного захватом нейтрона в процессе:



Количество этих частиц было впервые определено в (ССЫЛКА) и составляет 1.2 с точностью 5%. Окончательно получим для потока нейтрино в точке расположения детектора:

$$\Phi_\nu = 2.73 \times 10^{13} \text{ антинейтрино/см}^2/\text{с} \quad (3.20)$$

Возвращаясь к получению спектра отдачи электронов, необходимо вспомнить и принять во внимание и эффект связи электронов на атомных оболочках. Энергия  $q$ , передаваемая антинейтрино электрону расходуется на придание ему кинетической энергии и отделение от соответствующей оболочки:

$$q = \epsilon_i + T \quad (3.21)$$

Если энергия связи на оболочке превышает энергию налетающего антинейтрино, электрон не может покинуть атом и соответственно не даёт вклад в суммарную ионизацию кристалла [76].

В таком случае необходима коррекция спектра на величину  $R$  [77]:

$$R(q) = \frac{1}{Z} \cdot \sum_i n_i \cdot \theta(q - \epsilon_i) \quad (3.22)$$

$Z=32$  для германия,  $n_i$  – количество электронов на  $i$ -той оболочке, а функция  $\theta$  равна 1, если энергия налетающей частицы превышает энергию связи, и нулю в противоположном случае. После данной коррекции спектр будут выглядеть следующим образом:

$$S_{EM}(T) = \frac{d\sigma_{EM}}{dT} \cdot R \cdot L \quad (3.23)$$

$$S_W(T) = \frac{d\sigma_W}{dT} \cdot R \cdot L \quad (3.24)$$

Спектр, полученный при включённом реакторе, можно описать как сумму спектров при неработающем реакторе и спектров, отвечающих электромагнитному и слабому рассеянию нейтрино в веществе кристалла детектора:

$$S_{ON}(T) = S_{OFF}(T) + S_W(T) + S_{EM}(T, X) \quad (3.25)$$

Пользуясь вышеприведёнными соотношениями, получим:

$$X = \frac{S_{ON}(T) - S_{OFF}(T) - S_W(T) \cdot T}{2.495 \times 10^{-45} \cdot R \cdot L} \quad (3.26)$$

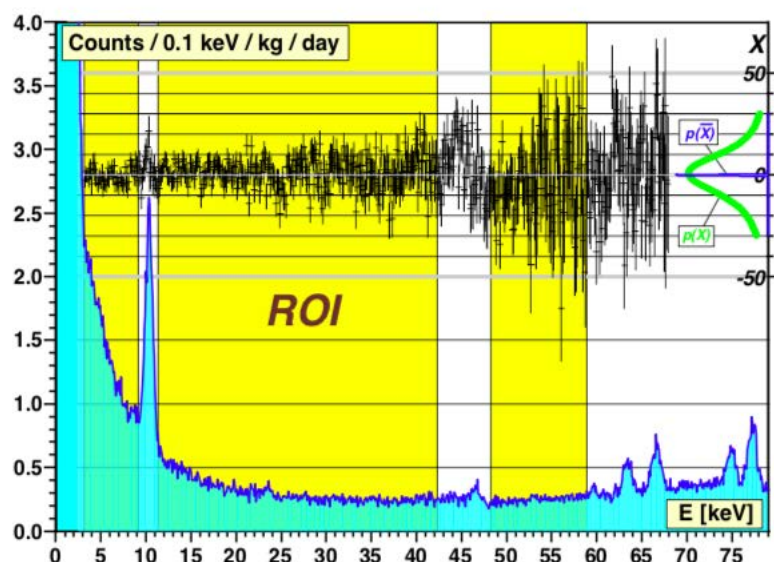


Рис. 3.12: Распределение значений параметра  $X$ .

для каждого значения кинетической энергии электрона. Исследуемый диапазон в нашем случае начинался от 3.0 кэВ и заканчивался энергией 61.3 кэВ с шагом 0.1 кэВ. По причинам, обсуждавшимся ранее, из него были исключены части спектра, соответствующие гамма-линиям 10.37 кэВ и 46.5 кэВ. Таким образом, весь исследуемый спектр разбивался на три интервала: 3.0—9.2 кэВ, 11.2—44.0 кэВ и 48.0—61.3 кэВ. В результате мы имели 526 значений параметра  $X_i \pm \Delta X_i$  для каждого энергетического разбиения исходного спектра вместе с его статистической ошибкой. Распределение значений параметра  $X$  приведено на рис. 3.12. Оно

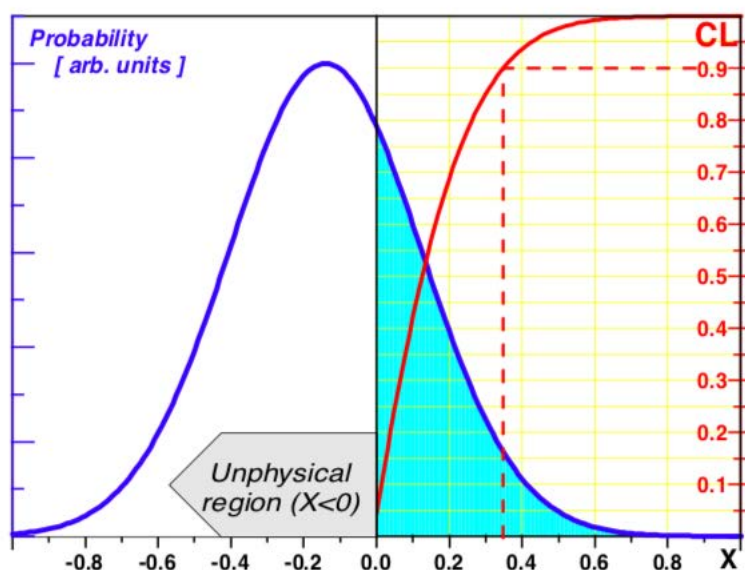


Рис. 3.13: Определение среднего значения параметра  $X$ : синяя кривая соответствует вероятности, а красная – уровню достоверности.

представляет собой сумму 526 гауссианов с центрами в точках  $X_i$  и дисперсиями  $\Delta X_i$ . Кривая также имеет симметричный гауссо-подобный вид, что доказывает отсутствие систематических отклонений. Подробный вид данной кривой, представляющей собой вероятностное распределение параметра  $X$ , приведён на рис. 3.13. Центр данного распределения лежит в нефизической области отрицательных значений, поэтому в соответствии с рекомендациями «Particle Data Group» [78] значения в положительной области перенормировались на единицу. Интеграл данной кривой, соответствующий уровню доверительной вероятности, также приведён на рисунке.

**Систематические погрешности.** Источниками систематических погрешностей в рассматриваемом эксперименте являются: неточность измерения тепловой мощности реактора (0.7%), погрешности вычисления потока антинейтрино (3%)<sup>11</sup>, погрешности поправок на эффективность отбора событий и применение частотного анализа (в нашем случае составлявшие существенно меньшую величину).

С учётом систематических и статистических ошибок окончательный предел на величину магнитного момента электронного антинейтрино составил [79]:

$$\mu_{nu} < 5.8 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90\%CL)}, \quad (3.27)$$

что на момент проведения эксперимента являлось рекордной величиной.

### 3.4.2 Вторая фаза эксперимента.

Следующая фаза эксперимента заняла 19 месяцев. За её время к статистике, набранной ранее, было добавлено в 6798 часов при работающем и 1021 час при выключенном реакторе.

Во время проведения первой фазы измерений было выявлено сильное влияние космического излучения на общий фон эксперимента. Несмотря на то, что реактор является хорошей защитой от его адронной составляющей, мюоны, рожденные во взаимодействиях тяжёлых частиц, обладают высокой проникающей способностью, а рассеиваясь на материалах защиты, окружающей детектор, они служат источником множественного рождения нейтронов. Как оказалось, рассеиваясь на кристалле детектора, эти вторичные нейтроны увеличивают фон в исследуемой области, их вклад составляет до 20–30% от общего фона в эксперименте. Для подавления этих событий детектор был дополнительно окружён пластинами активного вето, представляющими собой детекторы из пластмассового сцинтиллятора, включённые в схему антисовпадений с сигналами от самого HPGe-детектора.

<sup>11</sup> Данная погрешность в наибольшей степени связана с неточной реконструкцией реакторного спектра

Также была изменена и стратегия обработки данных. Суть изменения состояла в следующем. За время набора статистики структура и вид фонового спектра были изучены с исчерпывающей достоверностью. Вместе с тем, основным ограничивающим экспериментальную точность фактором была статистическая ошибка измерений при выключенном реакторе<sup>12</sup>. Поэтому представлялось важным включить информацию о фоне в процесс анализа данных. Таким включением стало представление фона в виде плавной кривой.

На этапе обработки мы фитировали фон в диапазоне от 2.9 до 55 кэВ (во время измерений с выключенным реактором) параметризованной кривой. Она представляла собой сумму гауссиана, экспоненты и линейной функции или была аппроксимирована сплайнами. Обе эти стратегии давали слегка разные результаты, и их разница была включена в систематическую ошибку. Затем мы сравнивали спектр при работающем реакторе с данной кривой, и таким образом в каждом энергетическом разбиении получали значение параметра  $X$  (или его верхнюю оценку в случае превышения значения для фоновой кривой экспериментально измеренной величины). Дальнейший анализ набора значений  $X$  повторял описанную в предыдущем разделе процедуру.

Для оценки систематической погрешности, вносимой аппроксимацией фона описанной кривой, мы повторяли описанную процедуру несколько для различных разумных комбинаций значений её параметров и получали сумму соответствующих распределений, их разброс и давал нам оценку для систематической погрешности. Окончательно было получено ограничение на параметр  $X$ , приводящее к следующему ограничению на магнитный момент электронного антинейтрино [39],[80]:

$$\mu_\nu < 3.2 \times 10^{-11} \mu_B \text{ 90\% CL} \quad (3.28)$$

---

<sup>12</sup>В случае разностных измерений наибольший вклад в ошибку вносит величина, измеренная с худшей точностью

# Заключение

Подводя итог проделанной работе, хотелось бы отметить следующее.

В эксперименте по измерению спиральности электронного нейтрино было получено независимое от теоретических расчетов значение спиральности электронного нейтрино равное  $K = 1.01 \pm 0.20$ . Несмотря на то, что данное ограничение является менее строгим, чем ограничения упомянутые в первой главе, оно является менее модельно зависимым. Этот вывод определяется несколькими факторами. Во-первых, источник  $\gamma$ -излучения был взят в виде водного раствора. В таком случае мы имеем не только уменьшение эффекта торможения ядра отдачи, но и отсутствие эффектов кристаллической решетки<sup>13</sup>. Вдобавок, даже в случае столкновения с другой молекулой, оно с наибольшей вероятностью будет молекулой воды, что в свою очередь вследствие законов сохранения энергии-импульса, приведёт к меньшей, чему в случае кристалла передачи энергии. Во-вторых, это значение получено при одновременном измерении эффективности комптоновского поляриметра. В предыдущих экспериментах эта эффективность являлась величиной расчётной, что могло служить источником трудноопределяемой систематической погрешности. В дальнейшем исследования подобного рода могут быть продолжены, а накопленный опыт позволяет рассчитывать, что точность достижимая в эксперименте может быть существенно улучшена. Этого можно достигнуть как улучшением эффективности поляриметра (за счёт полного намагничивания), так и увеличением статистики (в случае уменьшения ярма магнита и разделения эксперимента на две фазы: измерения эффективности и набора данных).

В случае эксперимента по определению магнитного момента нейтрино на Калининской атомной станции впервые показано, что в условиях окружения промышленного атомного реактора можно проводить низкофоновые исследования, а сам реактор может служить не только источником нейтрино, но и способен экранировать адронную составляющую космического излучения, тем самым помогая снизить фон, бороться с которым другими методами

---

<sup>13</sup>В случае использования источника в виде кристалла, атом находится в потенциальной яме и необходим учёт работы ядра отдачи по преодолению атомных связей.

гораздо сложнее. Фон, достигнутый в эксперименте  $\approx 2$  отсчёт  $\text{кэВ}^{-1}\text{кг}^{-1}\text{день}^{-1}$  является рекордным для измерений подобного рода. В свою очередь использование детектора из высокочистого германия вместе с разработанным методом анализа импульсов и использованием комбинированной (активной и пассивной) защиты позволило добиться рекордного ограничения на величину магнитного момента электронного антинейтрино –  $\mu_\nu < 3.2 \times 10^{-11} \mu_B$ .

В работе описана первая и вторая фаза эксперимента, но следует упомянуть, что измерения не были остановлены, и в настоящее время готовится новый эксперимент, в другом помещении (ближе к реактору) со счетверенным детектором большего рабочего объёма, и что важнее – с гораздо более низким порогом. Его цель – получение ограничения на величину магнитного момента на уровне –  $\mu_\nu < 10^{-12} \mu_B$ .

### Основные результаты работы:

- Впервые разработан метод и создана установка для независимого от расчетов эффективности поляриметра определения спиральности электронного нейтрино. Использование жидкого источника позволило избежать сложностей учёта эффектов движения ядра отдачи в кристаллической решётке. Установка, включающая в себя поляриметр, систему управления магнитным полем и источник излучения, позволяет достичь точности измерения спиральности нейтрино – 3%
- Впервые создана установка для определения спиральности электронного нейтрино с помощью упомянутого метода, основу которой составляет разработанный комптоновский поляриметр.
- Получено независимое от теоретических расчетов значение спиральности электронного нейтрино  $K = -1.01 \pm 0.20$ .
- Разработан комплексный новый метод и создана установка для определения магнитного момента нейтрино. При этом большое внимание уделено понижению фона и фильтрации помех, создаваемых микрофонным и высокочастотными шумами. Это позволило снизить порог регистрации событий до 3 кэВ, что является рекордным значением для германиевого детектора в подобных условиях.
- Получено ограничение на величину магнитного момента на уровне  $\mu_\nu < 3.2 \times 10^{-11} \mu_B$ , что на момент публикации являлось лучшим мировым ограничением.



Полученный опыт был использован в дальнейшем не только в экспериментах на промышленных реакторах (Эксперименты DANSSINO, DANSS, NUGEN, Gemma-2), но и в экспериментах на мезонной фабрике PSI и ускорителе MuSIC (Осака, Япония). В последнем случае, техника и методы ядерной спектроскопии с германиевыми детекторами были использованы для прецизионного измерения характеристик процесса захвата мюона ядром.

В заключение хотелось бы выразить признательность всем тем, кто на протяжении столь долгого времени помогал в проделанной работе.

Это в первую очередь сотрудники отдела ядерной спектроскопии и радиохимии: Роман Васильев, Сергей Васильев, Игорь Житников, Юрий Шитов, и Дмитрий Философов, помощь которых как на этапе создания установки по измерению спиральности, так и на этапе обработки полученных результатов была неоценимой, а также Игорь Седых, обладавший необходимым опытом и знаниями для создания магнитной системы. Автор выражает глубокую признательность Александру Сергеевичу Старостину, который наверное первым высказал соображение, что работы на атомной станции лягут в основу диссертации, за переданные знания и опыт.

Редко кому везёт иметь сразу двух научных руководителей, поэтому огромное спасибо за помощь, терпение и опыт, не только научный, но и жизненный Вячеславу Георгиевичу Егорову и Виктору Борисовичу Бруданину. Также хотелось бы поблагодарить Юрия Борисовича Гурова, который не только взял на себя труд снова и снова перечитывать мои неуклюжие письма, но и на протяжении долгого времени больше всех заставлял меня снова садиться и писать.

Поскольку экспериментальная физика – коллективная работа, что особенно заметно, когда один из её участников отсутствует, невозможно не сказать спасибо коллегам и друзьям: Дание Зинатулиной, Егору Шевчику, Надежде Румянцевой, Марии Фоминой, Алексею Кузнецову, Вячеславу Белову, Сергею Казарцеву и Дмитрию Медведеву, диссертация которого, надеюсь, станет продолжением этой.

Хотелось бы также выразить огромную благодарность персоналу отдела радиационной безопасности Калининской атомной станции, без сотрудничества с которым никакие измерения на промышленном атомном реакторе были бы невозможны.

И безусловно эта работа не была бы написана без помощи, понимания и поддержки моей семьи, которая ждала этой диссертации больше, чем сам автор, а сделала для неё, вполне возможно, и больше.

# Список литературы

1. *Бу Ц., Мошковский С.* Бета-распад. — М. Атомиздат, 1970.
2. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Июнь. — Т. 89, № 1. — С. 011301.
3. Measurement of the Rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  Interactions Produced by  $^8B$  Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Июль. — Т. 87, вып. 7. — С. 071301.
4. Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND / S. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Июнь. — Т. 100, № 22. — С. 221803.
5. *Lasserre M. G. T.* Double Chooz, A Search for the Neutrino Mixing Angle  $\theta_{13}$ . — (Дата обр. ).
6. *Cao J.* Daya Bay Neutrino Experiment // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. — 2006. — Т. 155, № 1. — С. 229—230. — ISSN 0920-5632 ; — Proceedings to the 7th International Workshop on Neutrino Factories and Superbeams.
7. *Ahn J.* RENO: An Experiment for Neutrino Oscillation Parameter  $\theta_{13}$  Using Reactor Neutrinos at Yonggwang.
8. Reactor Neutrino Detection for Non-Proliferation With the NUCIFER Experiment / A. Porta [и др.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 2010. — Т. 57, № 5. — С. 2732—2739.
9. *Rusinov V.* Scintillator strip detector with SiPM readout as detector for a TOF system // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2010. — Т. 623, № 1. — С. 380—381. — ISSN 0168-9002 ; — 1st International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics.
10. *Гапонов Ю., Мостовой Ю.* Прецизионный анализ экспериментов по бета-распаду свободного нейтрона - Стандартная Модель и возможности ее нарушения. — 2000. — препринт РНЦ "Курчатовский институт".

11. Аллен Д. Нейтрино. — М. Изд. иностранной литературы, 1960.
12. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay / C. S. Wu [и др.] // Phys. Rev. — 1957. — Февр. — Т. 105, № 4. — С. 1413—1415.
13. M. Goldhaber, L. Grodzins, A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos // Phys. Rev. — 1958. — Т. 109. — С. 1015.
14. New Experimental Limit on  $T$  Invariance in Polarized-Neutron  $\beta$  Decay / R. I. Steinberg [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Июль. — Т. 33, № 1. — С. 41—44.
15. Test of Time-Reversal Symmetry in the  $\beta$  Decay of  $^{19}\text{Ne}$  / A. L. Hallin [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1984. — Янв. — Т. 52, № 5. — С. 337—340.
16. How Magnetic is the Dirac Neutrino? / N. F. Bell [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Окт. — Т. 95, вып. 15. — С. 151802.
17. Kouzakov K. A., Studenikin A. I., Voloshin M. B. Neutrino electromagnetic properties and new bounds on neutrino magnetic moments // Journal of Physics: Conference Series. — 2012. — Т. 375, № 4. — С. 042045.
18. Hardy J. C., Towner I. S. Superalowed  $0^+ \rightarrow 0^+$  nuclear  $\beta$  decays: A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model // Phys. Rev. C. — 2009. — Май. — Т. 79, № 5. — С. 055502.
19. Buchmller W., Rckl R., Wyler D. Leptoquarks in lepton-quark collisions // Physics Letters B. — 1987. — Т. 191, № 4. — С. 442—448. — ISSN 0370-2693.
20. Fermi E. An attempt of a theory of beta radiation. 1 // Z. Phys. — 1934. — Т. 88. — С. 161—177.
21. Gamow G., Teller E. Selection Rules for the  $\beta$ -Disintegration // Phys. Rev. — 1936. — Июнь. — Т. 49, № 12. — С. 895—899.
22. Lee T. D., Yang C. N. Question of Parity Conservation in Weak Interactions // Phys. Rev. — 1956. — Окт. — Т. 104, № 1. — С. 254—258.
23. Feynman R. P., Gell-Mann M. Theory of the Fermi Interaction // Phys. Rev. — 1958. — Янв. — Т. 109, № 1. — С. 193—198.
24. Sudarshan E. C. G., Marshak R. E. Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction // Phys. Rev. — 1958. — Март. — Т. 109, № 5. — С. 1860—1862.
25. Садбери А. Квантовая механика и физика элементарных частиц. — М.: Мир, 1989.

26. Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium decay / C. Kraus [и др.] // The European Physical Journal C - Particles and Fields. — 2005. — Т. 40, вып. 4. — С. 447—468. — ISSN 1434-6044 ; — 10.1140/epjc/s2005-02139-7.
27. Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium beta-spectrum / V. M. Lobashev [и др.] // Physics Letters B. — 1999. — Т. 460, № 1/2. — С. 227—235. — ISSN 0370-2693.
28. Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP Data / J. Dunkley [и др.] // The Astrophysical Journal Supplement Series. — 2009. — Т. 180, № 2. — С. 306.
29. Chandra Cluster Cosmology Project III: Cosmological Parameter Constraints / A. Vikhlinin [и др.] // The Astrophysical Journal. — 2009. — Т. 692, № 2. — С. 1060.
30. Cosmological constraints on the neutrino mass from CMB anisotropy and large-scale structure of the Universe / A. Malinovsky [и др.] // Astronomy Letters. — 2008. — Т. 34, вып. 7. — С. 445—450. — ISSN 1063-7737.
31. Limits on the Majorana Neutrino Mass in the 0.1 eV Range / L. Baudis [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1999. — Июль. — Т. 83, № 1. — С. 41—44.
32. Weak-interaction models with new quarks and right-handed currents / F. A. Wilczek [и др.] // Phys. Rev. D. — 1975. — Ноябрь. — Т. 12, № 9. — С. 2768—2780.
33. *Cai Y. Q., Papini G.* Neutrino helicity flip from gravity-spin coupling // Phys. Rev. Lett. — 1991. — Март. — Т. 66, № 10. — С. 1259—1262.
34. *Akhmedov E. K., Krastev P. I., Smirnov A. Y.* Resonant neutrino spin-flip transitions in twisting magnetic fields // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1991. — Т. 52, вып. 4. — С. 701—709. — ISSN 0170-9739.
35. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* A new bound on the Dirac neutrino magnetic moment from the plasma induced neutrino chirality flip in a supernova // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2007. — Т. 2007, № 11. — С. 031.
36. *Pati J. C., Salam A.* Lepton number as the fourth “color” // Phys. Rev. D. — 1974. — Июль. — Т. 10, № 1. — С. 275—289.
37. *Vafa C.* Geometry of Grand Unification // <http://arxiv.org/abs/0911.3008>. — 2009.
38. Search for leptoquark bosons in ep collisions at HERA / A. Aktas [и др.] // Physics Letters B. — 2005. — Т. 629, № 1. — С. 9—19. — ISSN 0370-2693.

39. Gemma Experiment: Three Years of the Search for the Neutrino Magnetic Moment / M. Shirchenko [и др.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. — 2010. — Т. 7, № 6. — С. 406—409. — cited By 39.
40. Measurements of Spatial Asymmetries in the Decay of Polarized Neutrons / M. T. Burgy [и др.] // Phys. Rev. — 1960. — Дек. — Т. 120, № 5. — С. 1829—1838.
41. *Clark M., Robson J.* Asymmetries in The Beta Decay of Polarized Neutrons // Canadian Journal of Physics. — 1958. — Т. 38. — С. 693—698.
42. *Christensen C. J., Krohn V. E., Ringo G. R.* Measurement of Angular Correlations in the Decay of Polarized Neutrons // Phys. Rev. C. — 1970. — Т. 1. — С. 1693—1698.
43. Измерение угловой корреляции спин нейтрона-импульс электрона в распаде поляризованных нейтронов / Б. Ерозолимский [и др.] // Ядерная физика. — 1970. — Т. 12. — С. 323.
44. Test of Time-Reversal Invariance in The Beta Decay of  $Ne^{19}$  / F. P. Calaprice [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1967. — Май. — Т. 18, № 21. — С. 918—921.
45. *Marklund I., Page L.* // Nucl. Phys. — 1958. — Т. 9. — С. 88.
46. *Palathingal J. C.* Helicity of Antineutrinos Emitted by Nuclei // Phys. Rev. Lett. — 1970. — Март. — Т. 24, № 10. — С. 524—526.
47. *Вылов Ц., Бруданин В.* // Изв. Акад. Наук (сер. физ.) — 1984.
48. Investigation of spin-neutrino correlation in decay of polarized  $^{56}\text{Co}$  nuclei / V. G. Egorov [и др.] // Nuclear Physics A. — 1991. — Т. 524, № 3. — С. 425—440. — ISSN 0375-9474.
49. Direct measurement of the helicity of the muonic neutrino / L. Roesch [и др.] // American Journal of Physics. — 1982. — Окт. — Т. 50, № 10. — С. 931.
50. Determination of the Michel parameters and the  $\tau$ -neutrino helicity in  $\tau$ -decay / J. P. Alexander [и др.] // Phys. Rev. D. — 1997. — Нояб. — Т. 56, № 9. — С. 5320—5329.
51. Measurement of the  $\tau$  Neutrino Helicity and Michel Parameters in Polarized  $e^+e^-$  Collisions / K. Abe [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1997. — Июнь. — Т. 78, № 25. — С. 4691—4696.
52. Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson / J. H. Christenson [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Июль. — Т. 13, № 4. — С. 138—140.
53. Study of reactor antineutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant / Y. Declais [и др.] // Physics Letters B. — 1994. — Т. 338, № 2/3. — С. 383—389.

54. *Ерозолимский Б.* Бета-распад нейтрона // Успехи физических наук. — 1975. — Т. 116, № 1. — С. 145.
55. The crossed geometry of two super mirror polarisers—a new method for neutron beam polarisation and polarisation analysis / M. Kreuz [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2005. — Т. 547, № 2. — С. 583—591. — ISSN 0168-9002.
56. *Cisneros A.* Effect of neutrino magnetic moment on solar neutrino observations // Astrophysics and Space Science. — 1971. — ЯНВ. — Т. 10, № 1. — С. 87—92. — ISSN 1572-946X.
57. *Voloshin M., Vysotskij M.* Neutrino magnetic moment and time variation of solar neutrino flux // ITEP-1. — 1986.
58. *Marciano W., Sanda A.* Exotic decays of the muon and heavy leptons in gauge theories // Physics Letters B. — 1977. — Т. 67, № 3. — С. 303—305. — ISSN 0370-2693.
59. *Lee B. W., Shrock R. E.* Natural suppression of symmetry violation in gauge theories: Muon- and electron-lepton-number nonconservation // Phys. Rev. D. — 1977. — СЕНТ. — Т. 16, ВЫП. 5. — С. 1444—1473.
60. *Fujikawa K., Shrock R. E.* Magnetic Moment of a Massive Neutrino and Neutrino-Spin Rotation // Phys. Rev. Lett. — 1980. — СЕНТ. — Т. 45, ВЫП. 12. — С. 963—966.
61. *Reines F., Gurr H. S., Sobel H. W.* Detection of  $\bar{\nu}_e - e$  Scattering // Phys. Rev. Lett. — 1976. — АВГ. — Т. 37, ВЫП. 6. — С. 315—318.
62. *Vogel P., Engel J.* Neutrino electromagnetic form factors // Phys. Rev. D. — 1989. — ИЮНЬ. — Т. 39, ВЫП. 11. — С. 3378—3383.
63. *Montanino D., Picariello M., Pulido J.* Probing neutrino magnetic moment and unparticle interactions with Borexino // Phys. Rev. D. — 2008. — МАЙ. — Т. 77, ВЫП. 9. — С. 093011.
64. BEST sensitivity to O(1) eV sterile neutrino / V. Barinov [и др.] // Phys. Rev. D. — 2016. — АПР. — Т. 93, ВЫП. 7. — С. 073002.
65. *Fukugita M., Yazaki S.* Reexamination of astrophysical and cosmological constraints on the magnetic moment of neutrinos // Phys. Rev. D. — 1987. — ДЕК. — Т. 36, ВЫП. 12. — С. 3817—3819.
66. *Lattimer J. M., Cooperstein J.* Limits on the Neutrino Magnetic Moment from SN1987A // Phys. Rev. Lett. — 1988. — ИЮЛЬ. — Т. 61, ВЫП. 1. — С. 23—26.

67. *Lee W.-P.* Fermi to Gamow-Teller Mixing Ratios in the Nuclear Beta Decays of COBALT-58 and COBALT-56. : дис. ... канд. / Lee W.-P. — COLUMBIA UNIVERSITY., 1981.
68. *Gunst S. B., Page L. A.* Compton Scattering of 2.62-Mev Gamma Rays by Polarized Electrons // *Phys. Rev.* — 1953. — Ноябрь. — Т. 92, № 4. — С. 970—973.
69. *O. K., Nishina Y.* The Scattering of Light by Free Electrons according to Dirac's New Relativistic Dynamics // *Nature.* — 1928. — Т. 122. — С. 3980399.
70. *Argyres P., Kittel C.* Remarks on the ferromagnetic ground state // *Acta Metallurgica.* — 1953. — Т. 1. — С. 241.
71. Neutrino helicity measurement with compton polarimeter. / M. Shirchenko [и др.] // *Comm. of the Joint Institute for Nuclear Research Dubna.* — 2007. — Т. P15, № 194.
72. *Canberra I. I.*
73. Theoretical and experimental investigation of cosmogenic radioisotope production in germanium / F. Avignone [и др.] // *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements.* — 1992. — Т. 28, № 1. — С. 280—285. — ISSN 0920-5632.
74. Cosmogenic activation of germanium and its reduction for low background experiments / I. Barabanov [и др.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms.* — 2006. — Т. 251, № 1. — С. 115—120. — ISSN 0168-583X.
75. Final results on the neutrino magnetic moment from the MUNU experiment / Z. Daraktchieva [и др.] // *Physics Letters B.* — 2005. — Т. 615, № 3. — С. 153—159.
76. *Kopeikin V., Mikaelyan L., Sinev V.* Searches for the neutrino magnetic moment in a time-dependent flux of reactor antineutrinos // *Physics of Atomic Nuclei.* — 1998. — Т. 61(12). — С. 2109—2113.
77. *Mikaelyan L. A.* Investigation of neutrino properties in experiments at nuclear reactors: Present status and prospects // *Physics of Atomic Nuclei.* — 2002. — Июль. — Т. 65, № 7. — С. 1173—1187. — ISSN 1562-692X.
78. *Group P. D.* // *J. Phys. G.* — 2006. — С. 1.
79. First result for the neutrino magnetic moment from measurements with the GEMMA spectrometer / M. Shirchenko [и др.] // *Physics of Atomic Nuclei.* — 2007. — Т. 70, № 11. — С. 1873—1884.
80. The results of search for the neutrino magnetic moment in GEMMA experiment / M. Shirchenko [и др.] // *Advances in High Energy Physics.* — 2012. — Т. 2012.