

## ИЗМЕРЕНИЕ СПИРАЛЬНОСТИ НЕЙТРИНО С ПОМОЩЬЮ КОМПТОНОВСКОГО ПОЛЯРИМЕТРА

*В. Б. Бруданин, В. Г. Егоров, И. В. Житников,  
М. В. Ширченко<sup>1</sup>, Ю. А. Шитов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Описано исследование возможной примеси правых нейтрино, дающих вклад в величину спиральности электронного нейтрино, с помощью комптоновского поляриметра. Принципиальным отличием от предыдущих экспериментов подобного рода является независимое определение эффективности поляриметра, позволяющее существенно уменьшить систематическую ошибку.

Полученное в результате измерений значение составляет  $H = -1,01 \pm 0,20$ , что сравнимо с результатами предыдущих экспериментов, но при этом погрешность этой величины оказалась больше ожидаемой, что во многом связано с малой эффективностью поляриметра. В связи с этим представляется полезным повторно проанализировать результаты предыдущих экспериментов.

The research devoted to the measurement of the possible admixture of right hand neutrinos giving impact to neutrino helicity by means of Compton polarimeter is presented. The main difference from the previous studies is independent determination of the polarimeter efficiency which helps to significantly reduce the systematic error.

The value obtained in the experiment made up  $H = -1.01 \pm 0.20$  which is comparable with the previous results but is less than expected. This is mainly explained by low polarimeter efficiency. Thereupon it looks useful to reanalyze the results of the previous studies.

PACS: 29.30.-h; 13.15.+g; 14.60.St

### ВВЕДЕНИЕ

Как известно (см., например, обзор [1]), нейтрино — массивная частица, следовательно, его спиральность не является сохраняющимся квантовым числом. Тем не менее масштаб этого нарушения, связанный с массовым фактором, представляется достаточно малым, равным по порядку величины отношению массы нейтрино (в энергетических единицах) к его энергии. Для типичных ядерных процессов энергия нейтрино простирается до нескольких МэВ, в то время как современные ограничения на его массу находятся на уровне  $\approx 1$  эВ. Таким образом, искомое отклонение спиральности нейтрино от единицы составит не более чем  $10^{-6}$ , т. е. величину, не поддающуюся измерению при современной постановке опытов. Тем не менее существуют потенциальные возможности, способные привести к большому отклонению спиральности нейтрино от теоретического значения.

---

<sup>1</sup>E-mail: Mark.Shirchenko@jinr.ru

Таковыми механизмами могут являться: механизм правых токов [2], лептокварков [3], переворот спина нейтрино в гравитационном [4] и электромагнитном поле. В последнем случае возможен как обычный [5], так и радиационный (плазменный) переворот спина [6]. Существующие ограничения для значения спиральности нейтрино сведены в табл. 1.

Таблица 1. Результаты экспериментов по измерению спиральности нейтрино в ядрах

Ядро / тип $\nu$	Процесс	Тип перехода	Спиральность	Ссылка
$^{19}\text{Ne}, \nu_e$	$\beta^+$	$\frac{1^+}{2} \rightarrow \frac{1^+}{2}$	$-0,90 \pm 0,13$	[7]
$^{152m}\text{Eu}, \nu_e$	ЕС	$0^- \rightarrow 1^-$	$-0,72 \pm 0,11$	*
			$-0,86 \pm 0,32$	*
			$-0,66 \pm 0,13$	*
			$-0,93 \pm 0,10$	[8]
$^{56}\text{Co}, \nu_e$	ЕС	$4^+ \rightarrow 3^+$	$-0,84 \pm 0,15$	[9]
$^{12}\text{C}, \nu_\mu$	$(\mu^-, \nu_\mu)$	$0^+ \rightarrow 1^+$	$-1,06 \pm 0,11$	[10]

\* В оригинальных работах приведена лишь измеренная величина циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения; соответствующее же ей значение  $B$  вычислено в работе [8].

Нами был предложен эксперимент по определению значения спиральности, схожий по постановке с опытом [9] и основополагающим опытом [11], но имеющий значительное отличие в методике проведения. Дело в том, что в предыдущих опытах значение эффективности поляриметра определялось расчетным методом, что вносило весомый, а главное, трудно поддающийся оценке вклад в суммарную систематическую погрешность. В основу же нашего метода [12] положено независимое измерение указанной величины в ходе проведения самого эксперимента. Несмотря на то, что подобное измерение увеличивает необходимую экспозицию, а вместе с ней время эксперимента и количество необходимых источников (за время проведения эксперимента активность источника сильно уменьшается), это представляется оправданным, так как существенно увеличивает надежность полученных результатов.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Базовой идеей предложенного метода является изучение прохождения  $\gamma$ -квантов через комptonовский поляриметр при разнонаправленном и нулевом значении приложенного магнитного поля.

Исследовался процесс  $K$ -захвата в  $^{56}\text{Co}$ , причем только те случаи, когда после захвата  $K$ -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-теллеровским, с возможной малой ( $\approx 1-3\%$ ) примесью запрещенных процессов высших порядков. Так как образовавшееся ядро все еще находится в возбужденном состоянии, оно через некоторое время испускает  $\gamma$ -квант, энергия которого будет претерпевать доплеровское смещение вследствие отдачи дочернего

ядра. При этом необходимо, чтобы время жизни возбужденного состояния было достаточно мало, чтобы ядро не успело затормозиться в окружающей среде. Импульс отдачи, а следовательно, и величина сдвига  $\Delta E_\gamma$  однозначно определяются направлением вылета нейтрино. Можно показать, что при любом направлении спина электрона и значении спиральности нейтрино циркулярная поляризация фотона, испущенного вдоль импульса ядра, совпадает со спиральностью нейтрино [12].

Таким образом, измеряя поляризацию фотона и зная величину эффективности используемого поляриметра, мы тем самым измеряем и спиральность нейтрино.

Поляризацию  $\gamma$ -квантов можно получить из отношения между поляризацией испущенных фотонов и разницей в счете детектора ( $S_+$ ,  $S_-$ ) при разнонаправленном магнитном поле:

$$\frac{S_+ - S_-}{S_+ + S_-} = P \operatorname{th}(\eta) = P\eta + o(\eta^3), \quad (1)$$

где  $P$  — поляризация  $\gamma$ -квантов, совпадающая со спиральностью нейтрино. При этом в реальном эксперименте мы измеряем не саму разницу в счете при разнонаправленном поле, а энергетический сдвиг положения  $\gamma$ -пика, связанный с тем, что фотоны разной поляризации испускаются из движущегося ядра в разных направлениях. Значение этого сдвига оказывается связанным со значением спиральности нейтрино —  $H$ :

$$\Delta E = \frac{1}{2} \Delta E_{\max} \eta (1 - H), \quad (2)$$

где  $\Delta E$  и  $\Delta E_{\max}$  — средний (измеряемый в эксперименте) и максимально возможный сдвиг энергии  $\gamma$ -кванта, а  $\eta$  — эффективность поляриметра.

Что же касается эффективности поляриметра, ее можно определить, если дополнительно проводить измерения при выключенном магнитном поле. В этом случае можно показать, что величина

$$\eta \simeq \sqrt{\frac{S_+ + S_-}{S_0} - 2} \quad (3)$$

и будет равна искомой поляризации ( $S_0$  — количество частиц, прошедших через поляриметр при нулевом магнитном поле).

## УСТАНОВКА

Установка для проведения измерений детально описана в [12] (рис. 1).

Комптоновский поляриметр состоял из ферромагнитной системы, расположенной на постаменте, управляемого блока питания магнитной системы с возможностью переполюсовки двух полупроводниковых германиевых детекторов, измерительной и управляющей электроники в стандартах САМАС и NIM, компьютера.

Управление питанием магнита осуществлялось с помощью промышленного компьютера с использованием блока собственной разработки в стандарте САМАС, 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. Все электронные блоки, чувствительные к изменению температуры, были помещены в специально разработанную термостабилизированную стойку,

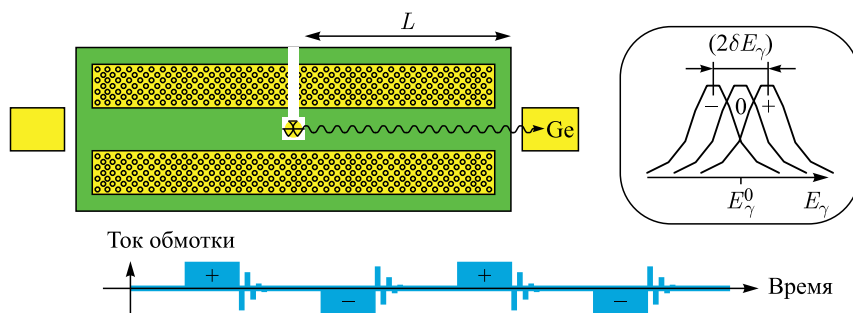


Рис. 1. Схема измерения спиральности нейтрино с использованием комптоновского поляриметра (идея эксперимента)

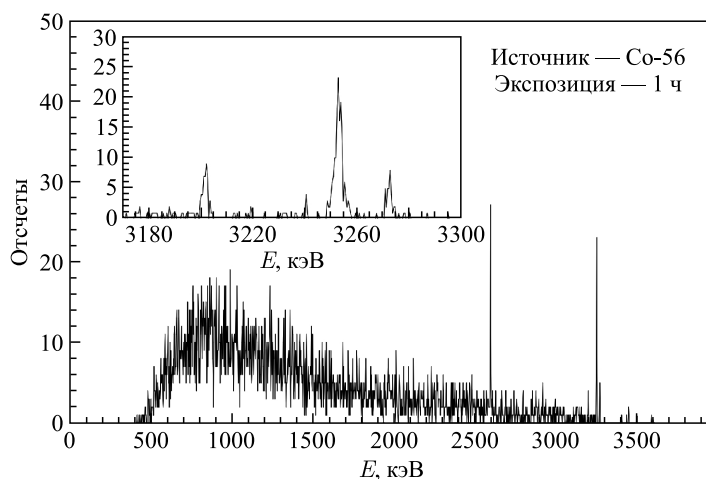


Рис. 2. Фрагмент измеренного спектра. Выделена исследуемая область

температура внутри которой должна была быть практически постоянной, с точностью до  $0,5^\circ\text{C}$ . Мертвое время установки составляло от 3,5 до 5 %.

Для контроля стабильности аппаратуры был использован реперный источник из стандартного набора ОСГИ  $^{241}\text{Th}$ , в спектре которого присутствует интенсивная линия 2614,5 кэВ, лежащая в том же диапазоне, что и интересующие нас линии (рис. 2). Это помогало контролировать возможный сдвиг энергетической шкалы и при необходимости вносить дополнительные поправки в энергетическую калибровку.

### ХОД ИЗМЕРЕНИЙ И АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для измерений было использовано в общей сложности пять источников с активностью 250 МБк (тестовый источник) и 1 ГБк (основные источники). Суммарная накопленная экспозиция составила около года практически непрерывных измерений, что дало больше 1 млн. событий в интересующих нас пиках.

Были использованы жидкие источники  $^{56}\text{Co}$ , что позволило избежать сложностей, связанных с учетом движения ядра отдачи в кристаллической решетке. Как легко подсчитать, для перехода 2598 кэВ средняя длина пробега до испускания  $\gamma$ -кванта составляет 1,7 Å, а расстояние между соседними молекулами воды — 3,1 Å, так что эффект торможения ядра отдачи можно считать малым. Вдобавок торможение ядра приводит к уменьшению измеренного доплеровского сдвига, что в нашем случае способно лишь улучшить полученное ограничение.

Вся накопленная статистика состояла из часовых экспозиций («ранов») с измерениями вдоль, против и в отсутствие поля для двух детекторов. Таким образом, в течение каждого часа записывались шесть спектров. Это позволяло накопить достаточную для обработки статистику (скорость накопления событий для интересующих нас  $\gamma$ -переходов составляла  $\approx 600\text{--}700\text{ с}^{-1}$ ), но при этом условия проведения измерений не успевали измениться существенным образом. Особенно это касалось изменения положения пика, к которому величина доплеровского сдвига наиболее чувствительна. Стратегия обработки полученных данных состояла в следующем. Выбирались наиболее чувствительные к ожидаемому эффекту энергетические переходы. Основными критериями для отбора были достаточно малое время жизни уровня и величина доплеровского сдвига при различных направлениях электромагнитного поля. Учитывалась также эффективность поляриметра. В каждом из спектров пик аппроксимировался функцией Гаусса с учетом фона, который предполагался линейным:

$$S = b_0 + (x - b_1)E + \frac{S_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(\frac{-(x - E)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (4)$$

Здесь  $b_0$  и  $b_1$  — параметры, отвечающие фону;  $\sigma$  соответствует разрешению детектора;  $E$  — энергия пика;  $S_0$  — интенсивность.

Заметим, что общий вид этой кривой может не отражать специфических особенностей функции отклика детектора, гораздо важнее в данном случае повторяемость и неизменность процедуры обработки, позволяющая гарантировать, что центр энергетического распределения не будет претерпевать систематических смещений. В данном случае аппроксимирующая кривая представляет собой сумму функции Гаусса и прямой, отвечающих соответственно сигналу и фону в рассматриваемом энергетическом диапазоне, и имеет пять свободных параметров. Число параметров может быть еще сокращено, если учесть, что разрешение детектора и наклон фона не изменяются за время экспозиции сколь-нибудь заметно. Таким образом, был вычислен набор значений энергии (центра тяжести), каждое со своей ошибкой (рис. 3). Из полученного массива исключались измерения, полученные при сильном влиянии внешних факторов (температура, заливка азота и т. д.), а оставшиеся значения усреднялись с весом, обратно пропорциональным квадрату ошибки. Полученные доплеровские сдвиги для наиболее интенсивных переходов приведены в табл. 2. Далее разница между двумя положениями энергетического пика при разном направлении магнитного поля сравнивалась с теоретическим значением доплеровского сдвига в приближении единичной спиральности электронного нейтрино и согласно формуле (2) рассчитывалось соответствующее значение спиральности нейтрино. Данные, полученные на двух детекторах, также усреднялись.

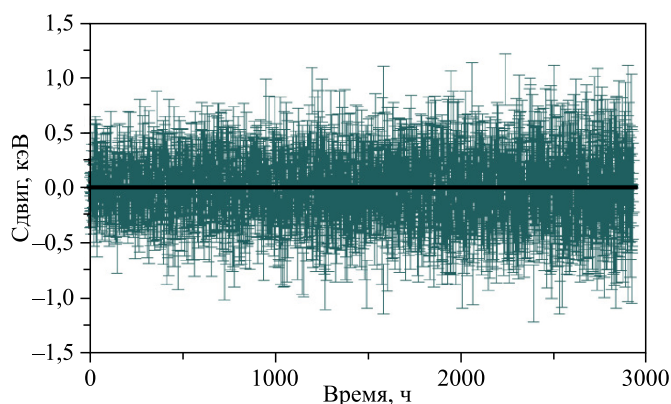


Рис. 3. Разброс центра тяжести пика 3202 кэВ. Видно, что погрешность растет по мере распада источника

Таблица 2. 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	Эффективность поляриметра $\eta$ , %
2598	$4^+ \rightarrow 3^+$ GT	$6,12 \pm 1,23$	$11,232 \pm 0,064$
3202	$4^+ \rightarrow 3^+$ GT	$2,35 \pm 1,57$	$11,343 \pm 0,141$
3253	$4^+ \rightarrow 4^+$ GT+F	$5,32 \pm 1,28$	Не рассчитывалась
2615	Реперная линия $^{208}\text{Tl}$	$1,44 \pm 1,25$	

Из приведенной таблицы видно, что наибольшее значение энергетического сдвига и с минимальной погрешностью получено для линии 2598 кэВ. Соответствующее значение спиральности электронного нейтрино оказывается равным

$$K = -1,01 \pm 0,20.$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

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 расчетной —  $\eta \simeq 11\%$  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 с точки зрения возможной неполной намагниченности, а вместе с ней и увеличения систематической ошибки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gonzalez-Garcia M., Maltoni M.* Phenomenology with Massive Neutrinos // *Phys. Rep.* 2008. V. 460, No. 1. P. 1–129; <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157308000148>.
2. *Wilczek F. A., Zee A., Kingsley R. L., Treiman S. B.* Weak-Interaction Models with New Quarks and Right-Handed Currents // *Phys. Rev. D.* 1975. V. 12, No. 9. P. 2768–2780.
3. *Buchmüller W., Rückl R., Wyler D.* Leptoquarks in Lepton–Quark Collisions // *Phys. Lett. B.* 1987. V. 191, No. 4. P. 442–448.
4. *Cai Y. Q., Papini G.* Neutrino Helicity Flip from Gravity-Spin Coupling // *Phys. Rev. Lett.* 1991. V. 66, No. 10. P. 1259–1262.
5. *Akhmedov E. K., Krastev P. I., Smirnov A. Y.* Resonant Neutrino Spin-Flip Transitions in Twisting Magnetic Fields // *Z. Phys. C: Part. Fields.* 1991. V. 52. P. 701–709.
6. *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 // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2007. V. 2007, No. 11. P. 031.
7. *Calaprice F. P., Commins E. D., Gibbs H. M., Wick G. L., Dobson D. A.* Test of Time-Reversal Invariance in the Beta Decay of  $^{19}\text{Ne}$  // *Phys. Rev. Lett.* 1967. V. 18, No. 21. P. 918–921.
8. *Vylov T., Brudanin V., Gorozhankin V., Gromov K., Marinov A., Minkova A. A., Muminov A., Pokrovsky V. N.* Measuring the Helicity of Neutrinos from the Decay of Eu-152 (m) Using a Ge(Li) Detector // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 1984. V. 48. P. 1809–1818.
9. *Egorov V. G., Brudanin V. B., Kochetov O. I., Pavlov V. N., Slovak J.* Investigation of Spin-Neutrino Correlation in Decay of Polarized  $^{56}\text{Co}$  Nuclei // *Nucl. Phys. A.* 1991. V. 524, No. 3. P. 425–440.
10. *Roesch L., Telegdi V. L., Truttmann P. A., Zehnder A., Grenacs L., Palffy L.* Direct Measurement of the Helicity of the Muonic Neutrino // *Am. J. Phys.* 1982. V. 50, No. 10. P. 931.
11. *Goldhaber M., Grodzins L., Sunyar A. W.* Helicity of Neutrinos // *Phys. Rev.* 1958. V. 109. P. 1015.
12. *Бруданин В. Б., Васильев Р. В., Горожанкин В. М., Егоров В. Г., Ширченко М. В.* Измерение спиральности нейтрино с помощью комптоновского поляриметра (проект эксперимента). Препринт ОИЯИ Р15-2007-195. Дубна, 2007.

Получено 21 марта 2019 г.