

P15-2007-194

В. Б. Бруданин, Р. В. Васильев, В. М. Горожанкин,  
В. Г. Егоров, М. В. Ширченко

ИЗМЕРЕНИЕ СПИРАЛЬНОСТИ НЕЙТРИНО  
С ПОМОЩЬЮ КОМПТОНОВСКОГО ПОЛЯРИМЕТРА  
(ПРОЕКТ ЭКСПЕРИМЕНТА)

Бруданин В. Б. и др.

P15-2007-194

Измерение спиральности нейтрино с помощью  
комптоновского поляриметра (проект эксперимента)

Рассматривается проект эксперимента по измерению спиральности нейтрино с помощью комптоновского поляриметра. Основное преимущество предлагаемого метода перед предыдущими экспериментами состоит в одновременном измерении эффективности поляриметра. Ранее эффективность получалась расчетным путем, внося дополнительную систематическую погрешность в окончательный результат. Рассматриваются возможность создания экспериментальной установки, проведенные тесты, и производится оценка необходимой статистики и активности источника.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2007

Brudanin V. B. et al.

P15-2007-194

Neutrino Helicity Measurement with Compton Polarimeter  
(Project of the Experiment)

The project devoted to neutrino helicity measurement by means of Compton polarimeter is considered. The main advantage over previous experiments of that kind is simultaneous measurement of polarimeter efficiency. Earlier the efficiency could be only calculated giving rise to additional systematic uncertainty in the final result. Experimental setup, performed tests are described, the necessary statistics and source activity are estimated.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2007

## ВВЕДЕНИЕ

После подтверждения открытия нейтринных осцилляций [1] в неускорительной ядерной физике начался новый этап, ознаменованный выходом за рамки стандартной модели элементарных частиц. Эффекты, связанные с наличием не равной нулю массы нейтрино, такие как двойной безнейтринный  $\beta$ -распад [2] или изменение формы  $\beta$ -спектра вблизи его граничной энергии [3], подвергаются скрупулезному изучению. Не осталось без внимания и возможное наличие у нейтрино магнитного момента [4], чье введение в физику обязано проблеме дефицита солнечных нейтрино, но в данный момент изучается уже совсем из других соображений. Нам хотелось бы указать на еще один принципиальный, но до сих пор не до конца исследованный эффект, а именно — на возможность отличия спиральности нейтрино от единицы.

### Результаты экспериментов по измерению спиральности нейтрино

Ядро	Распад	Тип перехода	$B$ , Тл	Ссылка	Год	Метод измерения
$n$	$\beta^-$	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$+0,88 \pm 0,15$	[5]	1960	$I_i - p_\beta(\theta) - p_R(\theta)$
			$+0,96 \pm 0,40$	[6]	1960	$I_i - p_\beta(\theta)$
			$+1,01 \pm 0,05$	[7]	1970	$I_i - p_\beta(\theta) - p_R(\theta)$
			$+0,995 \pm 0,035$	[8]	1970	$I_i - p_\beta(\theta) - p_R(\theta)$
$^{19}\text{Ne}$	$\beta^+$	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$	$-0,90 \pm 0,13$	[9]	1967	$I_i - p_\beta(\theta) - p_R(\theta)$
$^{152m}\text{Eu}$	$EC$	$0^- \rightarrow 1^-$	$+0,72 \pm 0,11$ *)	[10]	1958	$\sigma_\gamma - \delta E_\gamma(\theta)$
			$+0,86 \pm 0,32$ *)	[11]	1958	$\sigma_\gamma - \delta E_\gamma(\theta)$
			$+0,66 \pm 0,13$ *)	[12]	1970	$\sigma_\gamma - \delta E_\gamma(\theta)$
			$+0,93 \pm 0,10$	[13]	1984	$\sigma_\gamma - \delta E_\gamma(\theta)$
$^{56}\text{Co}$	$EC$	$4^+ \rightarrow 3^+$	$-0,84 \pm 0,15$	[14]	1991	$I_i - \delta E_\gamma(\theta)$

\*) В оригинальной работе приведена лишь измеренная величина циркулярной поляризации  $\gamma$ -излучения; соответствующее же ей значение  $B$  вычислено в работе [13].

Действительно, измерение спиральности нейтрино, начавшись классическим и весьма элегантным опытом Гольдхабера, Гродзенца и Суньяра [10], не оставалось без внимания на протяжении почти полувека (см. таблицу). При этом измерялись различные угловые корреляции между поляризацией распадающегося ядра ( $I_i$ ), циркулярной поляризацией  $\gamma$ -излучения ( $\sigma_\gamma$ ), а также

величиной его доплеровского сдвига ( $\delta E_\gamma$ ), импульсами  $\beta$ -частицы ( $p_\beta$ ) и ядра отдачи ( $p_R$ ). Необходимо упомянуть еще несколько методов определения спиральности: это опыты с поляризованными мюонами [15], определение спиральности  $\tau$ -нейтрино в электрон-позитронных столкновениях [16], а также косвенное определение спиральности из реакторных экспериментов [17].

В настоящее время представляется очевидным несохранение спиральности для массивных нейтрино. И хотя его отличие от единицы, связанное с массовым членом, является достаточно малым, равным по порядку величины отношению массы нейтрино ( $< 1$  эВ) к его энергии ( $\approx 3$  МэВ), тем не менее, не исключено влияние других механизмов на спиральность — правые токи, лептокварки (см, например, [18]). К тому же точность результатов предыдущих опытов оставляет желать лучшего. В данной связи уместно упомянуть, что опыт Гольдхабера, в принципе, изначально был скорее качественным, нежели количественным. Достаточно хорошей экспериментальной точности удалось достичь в работах с поляризованными нейтронами. Но сама постановка таких экспериментов довольно сложна, а точность получаемых результатов спорна (приведенные в таблице ошибки носят систематический характер). Упомянем лишь несколько проблем подобных опытов: определение степени поляризации пучка нейтронов; двойная прецизионная задача, связанная с одновременной регистрацией разлетающихся протона и электрона; геометрическая неопределенность места распада нейтрона. В случае распада более тяжелых нуклидов такими «узкими местами» становятся: трудность непосредственной регистрации ядер отдачи и их торможение в среде (обратим внимание на то, что их энергия не превышает 10–20 эВ), а также, при измерении циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, — неизвестная эффективность комптоновского поляриметра. Кроме того, при использовании резонансного  $\gamma$ -рассеяния необходим детальный учет теплового движения атомов в источнике и рассеивателе, что снова приводит к потере точности. Предлагаемый нами метод способен в известной мере позволить обойти эти трудности.

## 1. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Рассмотрим  $K$ -захват в изотопе  $^{56}\text{Co}$  ( $Q = 4566,1(20)$ ). Выберем лишь те случаи, когда после захвата  $K$ -электрона из основного состояния  $4^+$  ядра  $^{56}\text{Co}$  и вылета нейтрино образуется ядро  $^{56}\text{Fe}$  в состоянии  $3^+$ . Так как образовавшееся ядро все еще находится в возбужденном состоянии, оно через некоторое время испускает  $\gamma$ -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  $2^+ \text{ — } 847 \text{ кэВ}$ ):

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

Можно заметить, что при любом направлении спина электрона и значении спиральности нейтрино циркулярная поляризация фотона, испущенного вдоль импульса ядра, совпадает с поляризацией нейтрино (см. рис. 1).

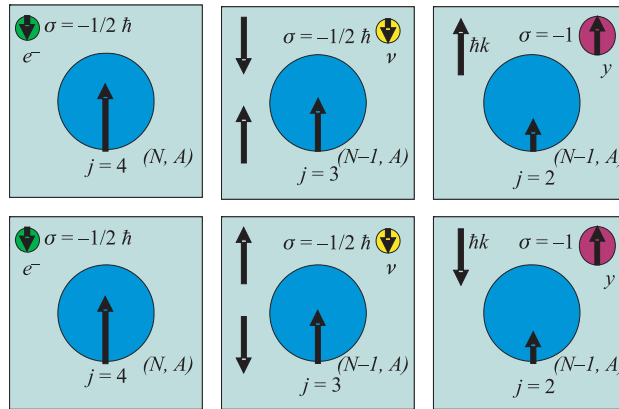


Рис. 1. Передача спиральности при  $K$ -захвате. Показаны случаи лево- и правоспирального нейтрино

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

Поскольку все вышесказанное носит *вероятностный* характер, то доплеровская форма  $\gamma$ -линии будет отражать это распределение в случае идеального поляриметра, идеального детектора и идеальной 100%-й отрицательной спиральности нейтрино и будет иметь треугольную форму, показанную на рис. 2, а. В случае же неполной поляризации к треугольнику добавится прямоугольная «подставка», и линия превратится в трапецию (рис. 2, б). В действительности линия будет представлять собой свертку трапеции с функцией

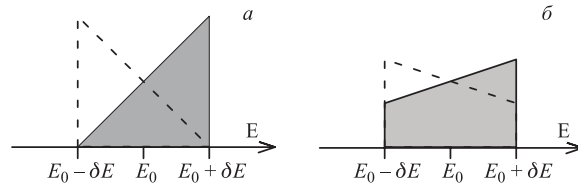


Рис. 2. Доплеровская форма  $\gamma$ -линии

отклика детектора (гауссиан), причем реально достижимое энергетическое разрешение не позволит наблюдать указанную доплеровскую форму, но при достаточной статистике вполне позволит определить сдвиг центра тяжести линии с точностью не хуже 1 эВ.

Остановимся несколько подробнее на принципе работы комптоновского поляриметра (см., например, [19]). Проходя через намагниченное железо (рис. 3),  $\gamma$ -кванты претерпевают, кроме всего прочего, комптоновское рассеяние на электронах, причем сечение этого процесса зависит от взаимной ориентации их спинов. Если спины направлены взаимно противоположно, то из-за квантово-механических правил отбора сечение оказывается несколько больше, чем если спины направлены в одну сторону:

$$\sigma_{\text{compt}} = \begin{cases} \sigma_0 + \sigma_1 & (\uparrow\downarrow), \\ \sigma_0 - \sigma_1 & (\uparrow\uparrow). \end{cases} \quad (2)$$

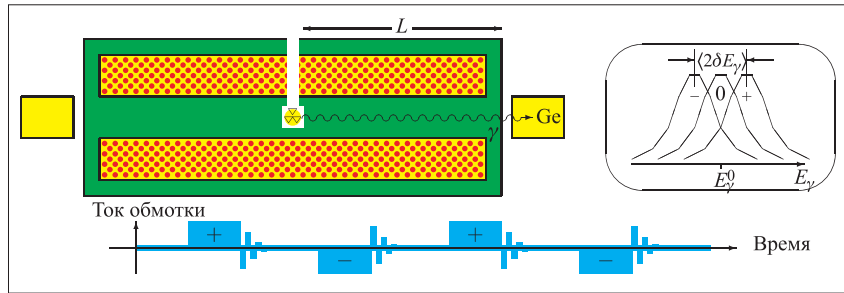


Рис. 3. Измерение спиральности нейтрино с использованием комптоновского поляриметра (идея эксперимента)

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. 4 пунктиром):

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

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

Если обозначить суммарное сечение образования пар и фотоэффекта, не зависящих от поляризации, как  $\sigma_2$ , толщину намагниченного поглотителя (длину железного сердечника, см. рис. 3) — как  $L$ , число атомов в единице объема —  $n$ , число электронов в атоме —  $z$ , а среднее число ориентирован-

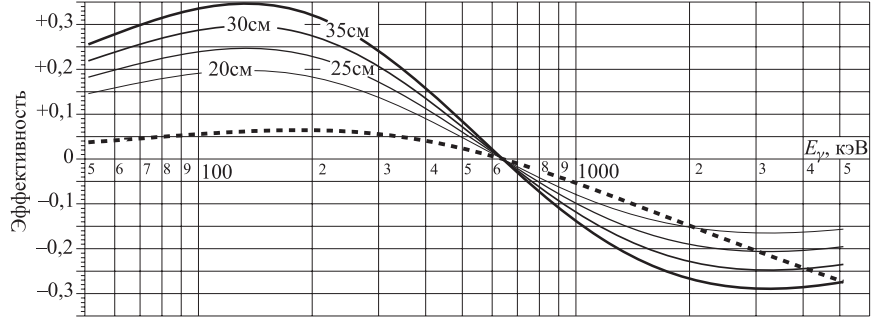


Рис. 4. Энергетическая зависимость отношения  $\sigma_1/\sigma_0$  (пунктир), а также эффективности железного комптоновского поляриметра ( $\epsilon$ ) при различной его длине  $L$  (сплошные кривые)

ных электронов\* —  $\nu$ , то вероятность того, что  $\gamma$ -излучение с циркулярной поляризацией  $P$  пройдет весь путь  $L$  в поглотителе, не взаимодействуя с ним, равна

$$\begin{aligned}
 w &= \frac{1+P}{2} \cdot \exp[-nL(z\sigma_0 + \nu\sigma_1 + \sigma_2)] + \\
 &+ \frac{1-P}{2} \cdot \exp[-nL(z\sigma_0 - \nu\sigma_1 + \sigma_2)] = \\
 &= \exp[-nL(z\sigma_0 + \sigma_2)] \cdot [\text{ch}(nL\nu\sigma_1) - P\text{sh}(nL\nu\sigma_1)]. \quad (5)
 \end{aligned}$$

Первый множитель в (5) представляет собой общее, не зависящее от поляризационных эффектов, ослабление  $\gamma$ -излучения; во втором же множителе, зависящем от поляризации, в качестве аргумента гиперболических функций выступает произведение

$$\eta \equiv nL\nu\sigma_1, \quad (6)$$

которое принято называть *эффективностью поляриметра*. В самом деле, в соответствии с формулой (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:

$$\begin{aligned}
 S_0 &\sim \exp[-nL(z\sigma_0 + \sigma_2)], \\
 S_+ &= S_0 \cdot [\text{ch}(\eta) + P\text{sh}(\eta)], \\
 S_- &= S_0 \cdot [\text{ch}(\eta) - P\text{sh}(\eta)],
 \end{aligned} \quad (7)$$

\*Согласно [20], для железа при насыщении эта величина составляет  $\nu \simeq 2,06$ .

причем относительная разница между ними равна

$$\frac{S_+ - S_-}{S_+ + S_-} = P \operatorname{th}(\eta) = P \frac{e^{+\eta} - e^{-\eta}}{e^{+\eta} + e^{-\eta}} = P \left( \eta - \frac{\eta^3}{3} + \frac{2\eta^5}{15} - \dots \right) \simeq P\eta. \quad (8)$$

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  $\eta$ .

Энергетическая зависимость эффективности  $\eta$  при различной длине поглотителя показана на рис. 4. 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\*. Этим, в частности, и обусловлен наш выбор ядра  $^{56}\text{Co}$ , имеющего жесткий  $\gamma$ -спектр (рис. 5), в качестве основного кандидата на исследование.

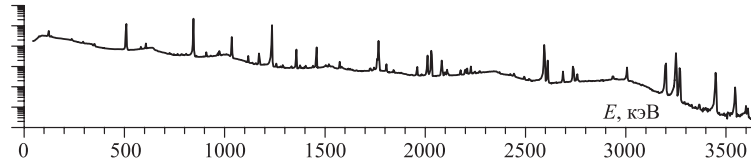


Рис. 5. Спектральные линии  $^{56}\text{Co}$

В классических экспериментах с комптоновскими поляриметрами [10,13] эффективность  $\eta$ , не превышавшая нескольких процентов, оценивалась теоретически, что вносило в конечный результат дополнительную систематическую ошибку.

Предварительные оценки (рис. 4) показывают, что при использовании поглотителя из мягкого железа толщиной (длиной сердечника) 30–35 см и энергии  $\gamma$ -квантов 2–3 МэВ, эффективность  $\eta$  может составить около 25%. В этом случае величина  $\eta$  может быть непосредственно измерена [19] в ходе эксперимента.

Действительно, если измерять не только  $S_+$  и  $S_-$ , но и  $S_0$ , а в дополнение к отношению (8) составить еще одно:

$$\frac{S_+ + S_-}{2S_0} = \operatorname{ch}(\eta) = \frac{e^{+\eta} + e^{-\eta}}{2} = 1 + \frac{\eta^2}{2!} + \frac{\eta^4}{4!} + \dots \simeq 1 + \frac{\eta^2}{2}, \quad (9)$$

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

---

\*Оптимальная длина зависит от максимально доступной активности радиоактивного источника и от загрузочной способности детекторов.



$\eta \simeq 0,2 - 0,3$  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 [14]. 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  $0,5 \text{ \AA}$ , а из-за сильных металлических связей даже не может покинуть свое место в кристаллической решетке, куда был внедрен источник  $^{56}\text{Co}$  в работе [14].)

## 2. УСТАНОВКА

Установка состоит из комптоновского поляриметра, представляющего собой ферромагнитную систему, расположенную на подставке (столе), управляемого блока питания магнитной системы с возможностью переполюсовки, двух полупроводниковых германиевых детекторов, измерительной и управляющей электроники в стандартах КАМАК и NIM, компьютера. Магнитная система — это ярмо из стали марки ArmCO, конфигурация которого показана на рис. 6, 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

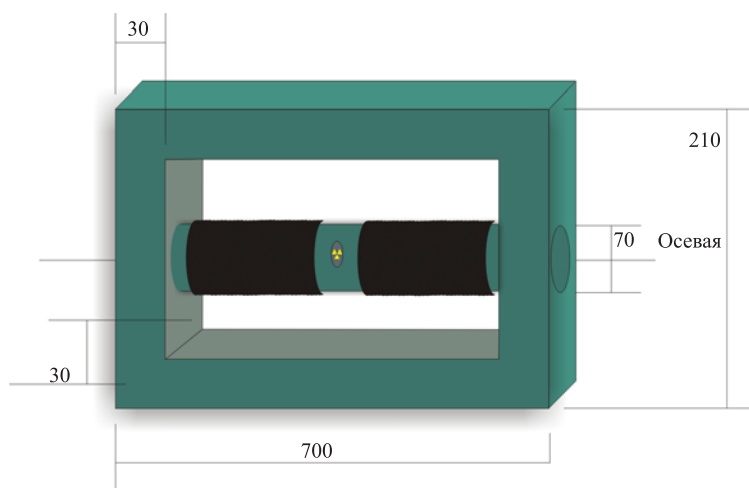


Рис. 6. Комптоновский поляриметр

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  $I = 20\text{А}$  и напряжением  $U \approx 5\text{В}$ .

Управление питанием магнита осуществляется с помощью компьютера с использованием блока собственной разработки в стандарте КАМАК, что позволяет изменять параметры питания в очень широких пределах, включая изменение полярности и осуществление специального режима размагничивания поглотителя. Коаксиальные HPGe-детекторы расположены по оси поляриметра с обеих его сторон.

Сигнал с предусилителей детекторов подается на спектрометрический тракт, схема которого показана на рис. 7, при этом все электронные блоки, чувствительные к изменению температуры, помещены в специально разработанную термостабилизированную стойку, температура внутри которой практически постоянна с точностью до  $0,5^\circ\text{C}$ .

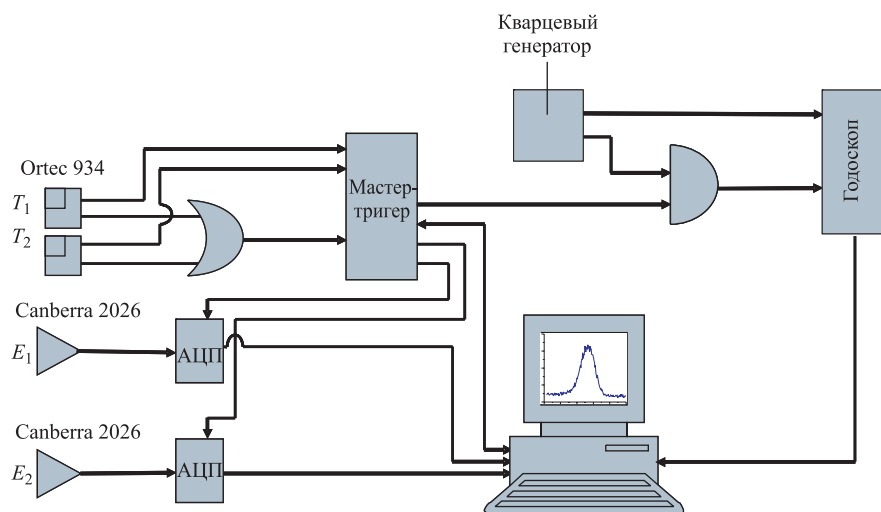


Рис. 7. Логическая схема электроники

Для точного измерения живого времени используется кварцевый генератор с частотой 1 МГц. Его сигнал разделяется на два, один из которых далее проходит через схему совпадений с мертвым временем АЦП-детектора, после чего оба сигнала подаются на счетчик, что позволяет иметь информацию о мертвом и полном времени экспозиции с точностью 1 мкс.

Для контроля стабильности аппаратуры планируется использовать реперный источник  $^{208}\text{Bi}$ .

### 3. ТЕСТЫ

В проведенных нами предварительных тестах было важно выяснить следующие вопросы:

1. Насколько быстро можно снять приложенное магнитное поле?
2. Какова величина остаточного магнитного поля?
3. Каким может быть избрано время одного цикла измерений?
4. Как сильно влияние магнитного поля на характеристики детектора?
5. Необходима ли установка защиты вокруг поляриметра для уменьшения суммарного фона?

Как показывают проведенные тесты, окружение яма магнита свинцовой защитой только увеличивает фон около детекторов и суммарный вес установки (рис. 8).

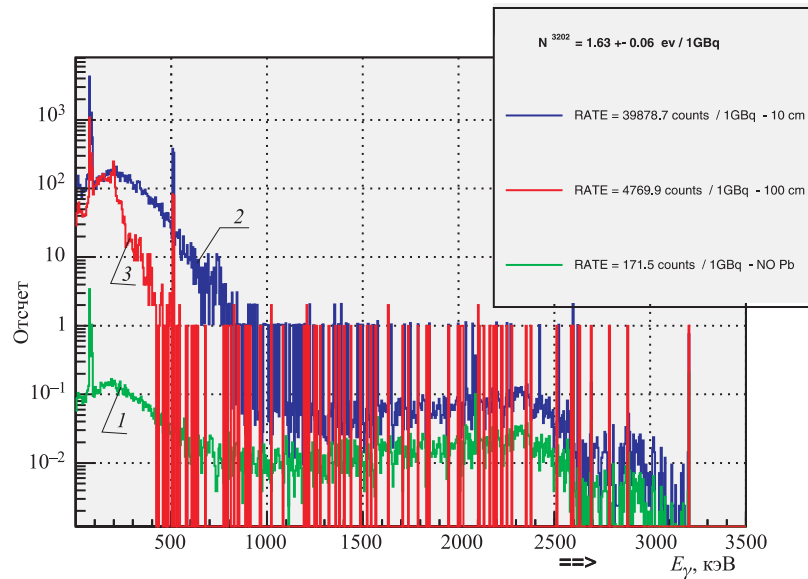


Рис. 8.  $\gamma$ -фон в области детектора. Кривая 1 — фон в отсутствие защиты, 2 соответствует 10 см, 3 — 100 см свинцовой защиты

Также было отмечено существенное влияние магнитного поля поляриметра на характеристики предусилителя детектора. Отмеченный эффект удалось в значительной мере минимизировать, а затем и полностью устранить после

замены одной катушки индуктивности в предусилителе двумя, с противоположной направленностью собственного поля и их расположением перпендикулярно внешнему магнитному полю.

Для измерения величины остаточной намагниченности было предложено использовать вращающуюся рамку с током, установленную в месте расположения радиоактивного источника. Тем самым мы избавились от необходимого в противном случае разрезания ядра магнита и вместе с этим неизбежного ухудшения характеристик последнего. Также 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  $\Delta t = 75$  с, что позволяет задавать времена циклов измерения в широких пределах.

#### 4. ЗАВИСИМОСТЬ ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА ОТ АКТИВНОСТИ ИСТОЧНИКА

Активность  $\gamma$ -источника в нашем случае является достаточно критичным параметром, так как, с одной стороны, ее увеличение необходимо с точки зрения как набора необходимой статистики, так и увеличения эффективности поляриметра, но с другой стороны, увеличение 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

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

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 ( $\zeta$ )):

$$A = \frac{\text{Скорость}}{\tau \zeta \Omega} = 10^9 \text{ Бк}. \quad (11)$$

Необходимо заметить, что вышеприведенная требуемая активность является величиной оценочной и нуждается в экспериментальном подтверждении. Тесты, проведенные нами с железным поглотителем толщиной  $L = 30$  см, источником  $^{56}\text{Co}$  активностью 250 МБк и HPGe-детектором 200 см<sup>3</sup>, 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 три месяца измерений. При более низкой активности необходимо уменьшить толщину поглотителя (конструкция магнита предусматривает такую возможность) или увеличить время экспозиции.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Суммируя вышесказанное, можно утверждать, что при непрерывных циклах измерений в течение года, что возможно при нескольких заменах источника (из-за короткого времени жизни), существующие ограничения на значення спиральности нейтрино в случае ядерных переходов можно улучшить по крайней мере в два-три раза и тем самым превзойти ограничения, полученные в опытах со свободными нейтронами.

Авторы выражают благодарность А. Ф. Новгородову за ценные обсуждения и А. Клименко за расчет влияния на  $\gamma$ -фон свинцовой защиты. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 06-02-16713-а).

### ЛИТЕРАТУРА

1. *SNO Collaboration, Ahmad Q. R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 011301.
2. *Avignone F.* // Nucl. Phys. B. 2005. V. 143. P. 233.
3. *Weinheimer C.* // Progress in Particle and Nuclear Physics. 2006. V. 57. Issue 1. P. 38.
4. *Beda A. G. et al.* // Phys. Atom. Nucl. 1998. V. 61. P. 66; Yad. Fiz. 1998. V. 61. P. 72.
5. *Burgy M. T. et al.* // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 1829.
6. *Clark M. A., Robson J. M.* // Can. J. Phys. 1960. V. 38. P. 693.
7. *Christensen C. J., Krohn V. E., Ringo G. R.* // Phys. Rev. C. 1970. V. 1. P. 1693.
8. *Ерозолимский Б. Г. и др.* // ЯФ. 1970. Т. 12. С. 323.
9. *Calaprice F. P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 918.

---

\*Источники  $^{56}\text{Co}$  с такой активностью могут быть получены, например, облучением  $^{56}\text{Fe}$  пучком дейтронов ( $E_d = 20$  МэВ,  $I_d = 20$  мкА) в течение суток [21].

10. *Goldhaber M., Grodzins L., Sunyar A. W.* // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 1015.
11. *Marklund I., Page L. A.* // Nucl. Phys. 1958. V. 9. P. 88.
12. *Palathingal J. C.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24. P. 524.
13. *Вылов Ц. и др.* // Изв. АН СССР (сер. физ.). 1984. Т. 48. С. 1809.
14. *Egorov V. G. et al.* // Nucl. Phys. A. 1991. V. 524. P. 425.
15. *Roesch L. Ph. et al.* // Am. J. Phys. 1982. V. 50. P. 10.
16. *Abe K. et al. The SLD Collaboration* // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 4691.
17. *Declais Y. et al.* // Physics Letters B. 1994. V. 338. P. 397.
18. *Severijns N., Beck M., Naviliat-Cuncic O.* // Arxiv preprint nucl-ex/0605029, 2006 - arxiv.org.
19. *Gunst S. B., Page L. A.* // Phys. Rev. 1953. V. 92. P. 970.
20. *Argyres P., Kittel C.* // Acta Metallurgica. 1953. V. 1. P. 241.
21. *Новгородов А. Ф.* Частное сообщение.
22. *Schopper H.* // Nucl. Instr. Meth. 1956. V. 3. P. 158.
23. *Фрауенфельдер Г., Росси А.* Методы определения основных характеристик атомных ядер и элементарных частиц. (Пер. с англ. под ред. Л. А. Арцимовича). М.: Мир, 1965.

Получено 27 декабря 2007 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 23.04.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,94. Уч.-изд. л. 1,13. Тираж 270 экз. Заказ № 56150.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)