

МЕТОДИКА РЕКОНСТРУКЦИИ НАПРАВЛЕНИЯ ГАММА-КВАНТОВ, РЕГИСТРИРУЕМЫХ CsI-КАЛОРИМЕТРОМ ЭКСПЕРИМЕНТА E391

С. В. Подольский, А. С. Курилин, Ю. Ю. Степаненко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В настоящей работе представлена новая методика восстановления направления γ -квантов, которые регистрируются CsI-калориметром эксперимента E391. В качестве математического аппарата для реконструкции была использована нейронная сеть вида обобщенной базисной функции. Впервые в эксперименте E391 была восстановлена эффективная масса регистрируемых π^0 -мезонов, а также z -координата вершины распада через измерение направления регистрируемых γ -квантов. Восстановление указанных величин обеспечило увеличение чувствительности эксперимента E391 как минимум на 35 %.

In this work a new technique of reconstructing direction of γ -quanta registered by the CsI calorimeter of E391 experiment is presented. As a mathematical apparatus for reconstruction the neural network of the Generalized Basic Function has been used. For the first time in the E391 experiment the effective mass of registered π^0 -mesons and z -coordinate of the decay vertex have been restored through measurement of γ direction. The reconstructions of the mentioned variables have provided at least a 35% increase in sensitivity of E391 experiment.

PACS: 14.40.Aq

В эксперименте E391 [1], нацеленном на изучение относительной вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, поиск сигнальных событий происходит путем регистрации γ -квантов, образованных в результате распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Первичными признаками таких событий считаются:

- детектирование основным CsI-калориметром установки [2] точно двух γ -квантов;
- отсутствие энерговыделения в детекторах вето-системы больше порогового.

При проектировании и начальных стадиях анализа данных эксперимента E391 предполагалось, что восстановление вершины событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ будет происходить на основании допущения о равнозначности эффективной массы двух зарегистрированных γ -квантов и массы покоя π^0 -мезона, а также нахождения вершины распада на оси пучка. Такие предположения позволяют восстановить угол разлета γ -квантов, а затем и z -координату вершины распада (рис. 1) в случае, если источником зарегистрированной пары γ -квантов был действительно π^0 -мезон.

В процессе анализа накопленных экспериментальных данных было обнаружено, что использование описанного подхода к восстановлению событий не обеспечивает эффективного подавления большой доли фоновых событий, возникающих в результате взаимодействия гало-нейтронов пучка с материалом детектора (рис. 2).

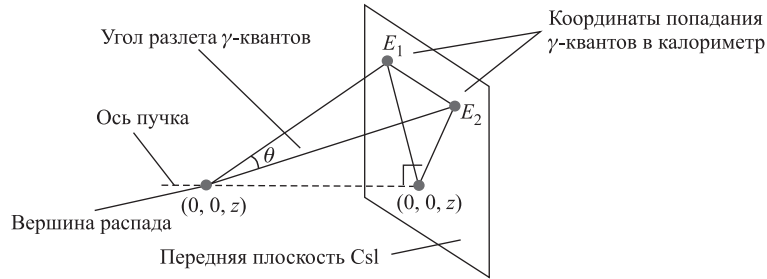


Рис. 1. Схематическое представление основных геометрических величин, используемых в восстановлении событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

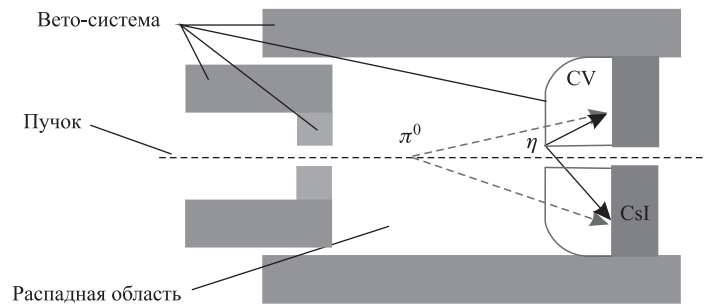


Рис. 2. Схема ложного восстановления вершины события процесса рассеяния гало-нейтронов на материале сцинтиллятора детектора «заряженное вето» (Charged Veto). Вершина образованного на детекторе CV η -мезона восстанавливается в распадной области установки

Как показано на этом рисунке, применяемая схема восстановления вершины «слепа» к такого рода событиям и ошибочно переносит их вершину в сигнальный регион. Это происходит из-за отличий в массе гипотетической и реальной частиц и, как следствие, приводит к неверному восстановлению угла разлета γ -квантов.

Такие пробелы в методе идентификации сигнального распада особенно ярко проявились в процессе обработки первого сеанса набора данных [3], в котором материал провисшей мембраны, отделяющей области глубокого и низкого вакуума (рис. 3), стал основным источником фоновых событий.

Для дополнения алгоритма восстановления событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в эксперименте E391 возможностями, позволяющими подавить описанный выше тип фонов, авторами настоящей работы была предложена новая методика восстановления направления (рис. 4) γ -квантов, регистрируемых CsI-калориметром этой установки. Эта методика позволила не только использовать дополнительные ограничения на углы регистрируемых γ -квантов, но и реконструировать их эффективную массу в процессе поиска событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

Восстановление направления γ -квантов с использованием установки E391 существенно затрудняется тем, что направление укладки кристаллов совпадает с направлением пучка (рис. 4, 5), а также большими поперечными размерами кристаллов CsI (7×7 см).

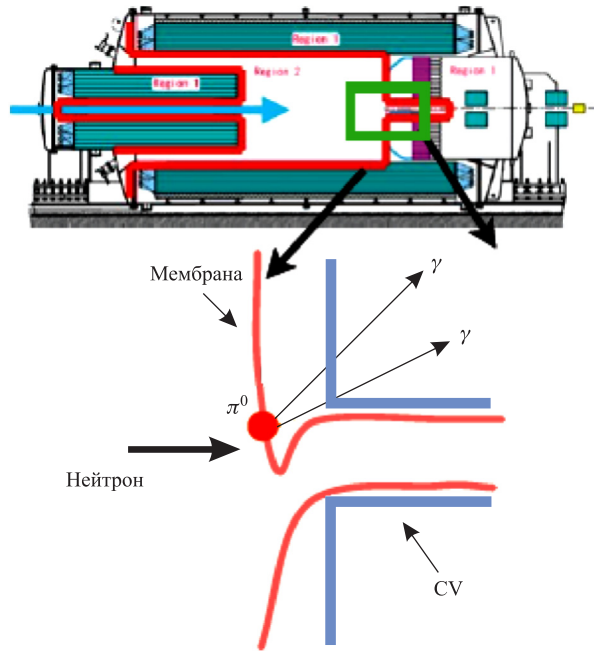


Рис. 3. Провисание мембраны в первом сеансе набора данных эксперимента E391. На верхней схеме показана экспериментальная установка, на нижней — попадание под пучок провисшего фрагмента мембраны

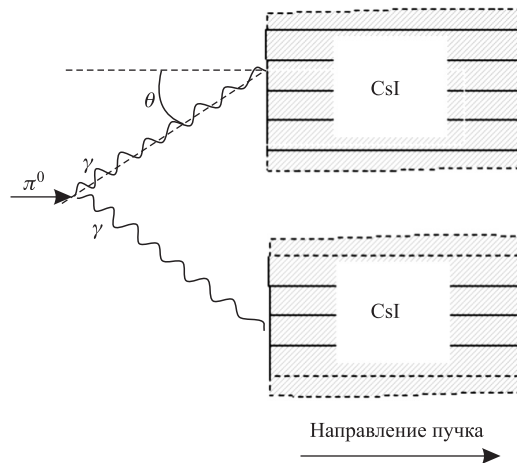


Рис. 4. Продольное сечение CsI-калориметра эксперимента E391a. Обозначение реконструируемого направления γ -квантов

Примененный способ укладки кристаллов (параллельно оси пучка) позволяет получить информацию лишь о поперечном профиле электромагнитного (ЭМ) ливня, что ограничило использование методик реконструкции направления γ -квантов, известных авторам.

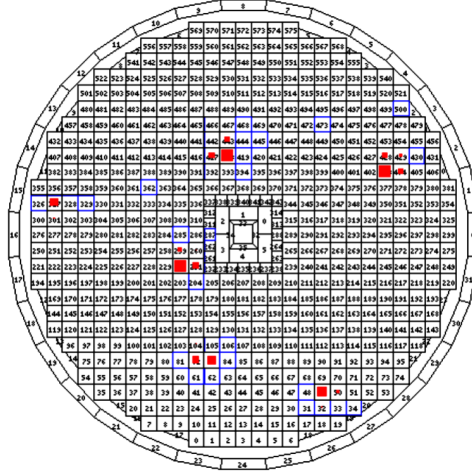


Рис. 5. Поперечное сечение CsI-калориметра эксперимента E391. Площадь заливки каждого кристалла сопоставлена величине поглощенной им энергии. На рисунке изображено шестикластерное событие, соответствующее распаду $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$

Плотность распределения ЭМ-ливня в среде имеет сложное статистическое описание [4], в настоящее время решение обратной задачи распространения ливня не найдено. Поэтому для восстановления угла регистрации γ -кванта мы воспользовались статистическими методами аппроксимации данных с учителем. С использованием результатов моделирования развития ЭМ-ливня в кристаллах CsI были подготовлены обучающие примеры. Затем обученной нейронной сетью (НС) вида обобщенной базисной функции восстанавливался угол регистрации γ -кванта. Используемый тип НС обладает свойством очень точной аппроксимации многомерных зависимостей, однако требует большого количества обучающих примеров.

Реконструкция каждого события начинается с выделения кластеров из всех кристаллов CsI-калориметра. Под кластером понимается набор кристаллов, сгруппированных в виде матрицы $[7 \times 7]$. Центром этой группы является кристалл с энерговыделением, большим любого соседнего.

Применение кластеров определенного размера позволяет зафиксировать число параметров при анализе пространственного распределения ЭМ-ливня. Для уменьшения числа анализируемых параметров полярный угол φ был исключен из рассмотрения сведением всех событий в диапазон значений угла φ от 0 до $\pi/4$ путем отражения/поворота кластеров.

Нейронная сеть состоит из трех слоев. Первый слой формируется набором нейронов, число которых соответствует количеству обучающих примеров. Эти нейроны суммируют квадрат разности между энергиями (нормированными на полную энергию кластера) в соответствующих кристаллах обучающего и реконструируемого события:

$$D_i = \sum_{k=1}^{49} \left(\frac{E_k}{\sum_{l=1}^{49} E_l} - \frac{T_{i,k}}{\sum_{l=1}^{49} T_{i,l}} \right)^2, \quad (1)$$

где k — порядковый номер кристалла в кластере; i — номер обучающего примера; E — энергия в кристалле восстанавливаемого кластера; T — энергия в кристалле обучающего примера.

Следующий слой нейронов сети возвращает вес данного события, равный значению функции Гаусса от вычисленных предыдущим слоем разностей

$$W_i = \text{gaus}(D_i, \sigma_i), \quad (2)$$

где σ — параметр, равный среднему расстоянию (в пространстве энерговыделений кристаллов) от соответствующего обучающего примера до двух ближайших (по углу θ).

Таким образом формируется набор весов, соответствующий отклонению реконструируемого события от каждого события обучающей выборки. После этого выполняется линеаризация весов путем их умножения на выходные значения обучающей выборки, сложения и нормировки на сумму весов:

$$\theta = \frac{\sum_{i=1}^n W_i \theta_i}{\sum_{i=1}^n W_i}, \quad (3)$$

где θ_i — значение угла в i -м обучающем примере.

Для получения статистики обучающих примеров была создана программа моделирования с использованием пакета Geant4 [5], имитирующая развитие ЭМ-ливня в матрице CsI-кристаллов. Было разыграно 10^8 ЭМ-ливней, на основании чего сформирована база данных параметров НС в интервале значений энергий кластеров вплоть до 2,5 ГэВ с шагом в 50 МэВ. Направление разыгрывалось от 0 до 50° , обе величины были распределены равномерно. Точка попадания изменялась дискретно, с шагом в 0,5 см.

Каждый обучающий пример представляет собой набор величин, характеризующих начальную частицу (энергия, координата и направление попадания в кристалл CsI), а также конечное наблюдаемое состояние ливня — энерговыделение в 49 кристаллах кластера CsI.

Тестирование свойств разработанной методики показало, что распределение ошибки восстановления направления γ -квантов близко по форме к распределению Гаусса (рис. 6), а нелинейности восстановления направления отсутствуют (рис. 7).

Для определения коэффициентов зависимости углового разрешения предложенной методики от энергии γ -квантов было проведено моделирование тестовых ЭМ-ливней. Эти тестовые ливни разыгрывались при фиксированных значениях энергии начальных γ -квантов. Полученная зависимость разрешения процедуры восстановления направления от энергии начальной частицы представлена на рис. 8.

Согласно результатам фитирования, полученная зависимость подчиняется функции

$$\sigma(E) = \frac{3,8^\circ}{\sqrt{E(\text{ГэВ})}} + 1,6^\circ, \quad (4)$$

что сопоставимо с разрешающей способностью специально предназначенных для измерения направления стриповых детекторов [6].

Разработанная методика дополнила существующую схему анализа событий эксперимента E391 возможностью восстановления набора физических величин: направления

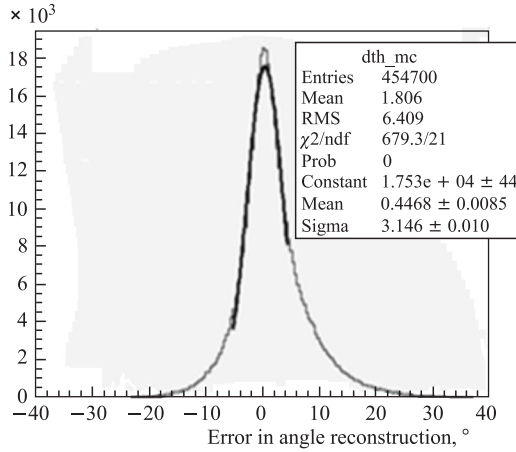


Рис. 6. Распределение абсолютной ошибки восстановления направления γ -квантов

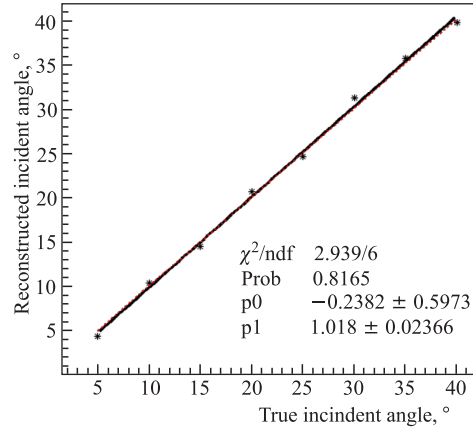


Рис. 7. Линейность восстановления направления γ -квантов

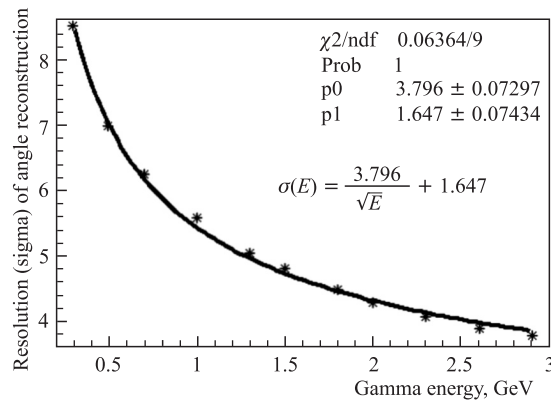


Рис. 8. Зависимость углового разрешения от энергии налетающих γ -квантов

γ -квантов, массы зарегистрированной ($X \rightarrow \gamma\gamma$) частицы, z -координаты вершины распада и т. д. (рис. 9, 10).

Предложенная в настоящей работе методика существенно расширила возможности анализа данных эксперимента E391. В результате ее применения в анализе экспериментальных данных появилась возможность применения новых обрезаний — по углу и эффективной массе. Это обеспечило увеличение чувствительности эксперимента E391 как минимум на 35 % [7].

Кроме экспериментов E391 планируется адаптация методики восстановления направления к другим экспериментам, в частности KOTO [8], который будет проведен на ускорителе JPARC.

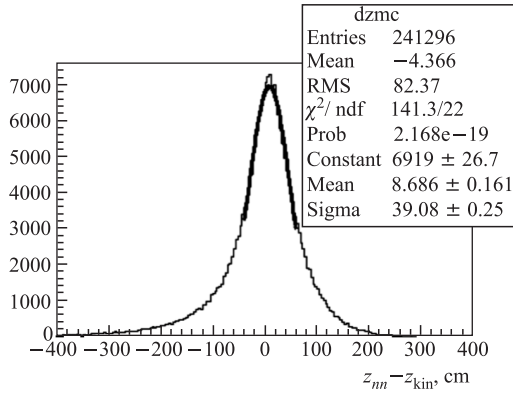


Рис. 9. Распределение абсолютной ошибки восстановления z -координаты вершины распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (Монте-Карло, $\sigma = 39,1$ см)

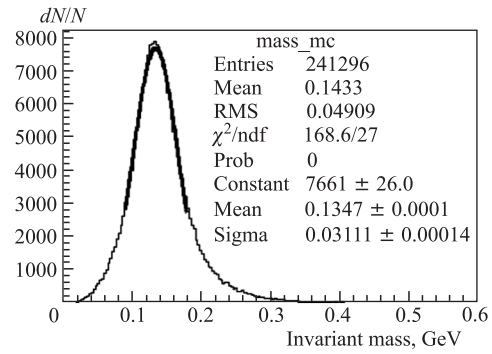


Рис. 10. Распределение значений восстановленной массы π^0 -мезона событий $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (Монте-Карло, $\sigma = 31,1$ МэВ)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Inagaki T. et al. KEK-E391 Proposal 1996. KEK-Internal 96-13. 1996.
2. Doroshenko M. et al. Undoped-CsI Calorimeter for the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ Experiment at KEK-PS // Nucl. Instr. Meth. A. 2005. V. 545, Issues 1–2. P. 278–295.
3. Ahn J. K. et al. New Limit on the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ Rate // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 051105.
4. <http://arxiv.org/pdf/hep-ex/0001020>
5. Allison J. et al. Geant4 — A Simulation Toolkit // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250–303.
6. http://wwwglc.kek.jp/detector/meetings/050303/slide/Nagano_LCm20050304.ppt
7. Stepanenko Y. Master Thesis 2009. Gomel State Univ., 2009.
8. http://j-parc.jp/NuclPart/pac_0606/pdf/p14-Yamanaka.pdf

Получено 19 апреля 2010 г.