

УДК

Энергетическая калибровка CsI калориметра эксперимента E391a

С. В. ПОДОЛЬСКИЙ^{*(12)}, М. Ю. ДОРОШЕНКО², А. С. КУРИЛИН², Н. В. МАКСИМЕНКО¹

Редкий распад каона, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \nu$, рассматривают как идеальный процесс для понимания природы CP нарушения и критического теста Стандартной Модели[1]. Для проведения эксперимента по поиску этого распада, силами учёных из шести стран, была создана экспериментальная установка E391a[2], которая была собрана на пучке K_L^0 -мезонов протонного ускорителя института КЕК в Японии[3]. Были проведены три сеанса набора экспериментальных данных, длительностью более месяца каждый. В настоящее время проводится анализ накопленной информации.

Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \nu$ ищется по сигналу «2гамма+ничего», где энергии и точки попадания гамма измеряются калориметром, а «ничего» подтверждается отсутствием сигнала в герметичной системе вето окружающей распадный объем. Точка распада восстанавливается на оси пучка в предположении, что два гамма пришли от распада π^0 .

Калориметр E391a состоит из 576 кристаллов чистого CsI, уложенных друг на друга[4]. При попадании в кристаллы частиц или гамма возникают электромагнитные ливни вызывающие свечение кристалла. Каждый кристалл состыкован с фото электрическим умножителем (ФЭУ) и электроникой преобразующей и запоминающей сигнал. Размеры электромагнитных ливней, в большинстве случаев, превосходят размеры кристаллов поэтому один ливень вызывает свечение в целой группе кристаллов, которые образуют кластер. Калибровочный коэффициент, позволяющий восстановить энергию, выделенную в кристалле по запомненному сигналу, в основном зависит от температуры кристалла и высокого напряжения на ФЭУ. В эксперименте мы старались поддерживать стабильную температуру в экспериментальном зале и проводили новую калибровку каждый раз, когда изменяли напряжение ФЭУ. На предварительном этапе CsI калориметр был откалиброван с помощью сигналов от космических мюонов [4], но такой метод имеет ряд недостатков: (а) требуется большая статистика данных, особенно для калибровки краевых кристаллов, (б) существует неопределенность в восстановлении трека, поскольку мы рассматриваем его как 2-мерный трек, (с) положение пика от мюона ассоциировано с пиком от минимально ионизирующей частицы. В результате, ширина мюонного пика составляет около 15% и все изменения коэффициента усиления сильно сглажены. В данной работе представлена методика улучшения калибровки с использованием распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$.

Процесс $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ выбран для калибровки, поскольку он хорошо изучен и подчиняется относительно простым законам кинематики. Используя кинематический фит [5] можно подправить энергии гамма, так что бы они давали правильную массу K^0 . Отношение энергии гамма, восстановленной по законам кинематики, к энергии гамма, восстановленной из кластера, дает корректировочный множитель для калибровочного коэффициента.

Рассмотрим кинематический фит на примере восстановления процесса $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$. Для этого, обозначим все измеренные величины, такие как точку попадания гамма в калориметр (x, y) и его энергию (E), как вектор (1) содержащий 18 переменных (= 6 гамма * 3 переменных)

$$\alpha = (x_1, y_1, E_1, x_2, y_2, E_2, \dots, E_6) \quad (1)$$

Тогда, ассоциированная с ним матрица (18x18) ошибок имеет вид (2).

$$V_{\alpha} = \begin{pmatrix} \sigma_{x_1}^2 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & \sigma_{y_1}^2 & 0 & \\ 0 & 0 & \sigma_{E_1}^2 & \\ \vdots & & & \ddots \end{pmatrix} \quad (2)$$

Точку распада K_L^0 -мезона обозначим в виде: $\nu = (\nu_x, \nu_y, \nu_z)$. Используем в кинематическом фите ряд следующих соотношений. Для массы π^0 (3), (4), (5), для массы K_L^0 (6), а также для соответствия положения центра тяжести шести гамма и точки распада K_L^0 -мезона (7), (8).

$$E^2(\gamma_1, \gamma_2) - P^2(\gamma_1, \gamma_2) = M_{\pi^0}^2 \quad (3)$$

$$E^2(\gamma_3, \gamma_4) - P^2(\gamma_3, \gamma_4) = M_{\pi^0}^2 \quad (4)$$

$$E^2(\gamma_5, \gamma_6) - P^2(\gamma_5, \gamma_6) = M_{\pi^0}^2 \quad (5)$$

$$\sum E_i - \sum P_i = M_{K_L}^2 \quad (6)$$

$$\sum x_i E_i = \nu_x \sum E_i \quad (7)$$

$$\sum y_i E_i = \nu_y \sum E_i \quad (8)$$

Эти шесть выражений являются уравнениями связи, которые можно записать в виде (9)

$$H(\alpha, \nu) = (H_1, H_2, H_3, \dots, H_6) \quad (9).$$

Этот фит состоит из шести уравнения связи, трёх неизвестных переменных, и обладает тремя степенями свободы. Варьируя H , около некоторой определённой точки α_A и ν_A получим выражение (10)

$$H(\alpha_A, \nu_A) + \left[\frac{\partial H}{\partial \alpha} \right]_{\alpha_A} (\alpha - \alpha_A) + \left[\frac{\partial H}{\partial \nu} \right]_{\nu_A} (\nu - \nu_A) = 0 \quad (10)$$

которое можно переписать в матричном виде (11)

$$d + D(\alpha - \alpha_A) + E(\nu - \nu_A) = 0 \quad (11),$$

где d – вектор, содержащий значения H а D и E равны $\left[\frac{\partial H}{\partial \alpha} \right]_{\alpha_A}$, $\left[\frac{\partial H}{\partial \nu} \right]_{\nu_A}$ соответственно.

Применяя метод множителей Лагранжа, получим:

$$V_D = (DV_{\alpha 0} D^T)^{-1},$$

$$V_E = (E^T V_D E)^{-1},$$

$$\lambda_0 = V_D [D(\alpha_0 - \alpha_A) + d],$$

$$\chi^2 = \lambda_0^T [D(\alpha_0 - \alpha_A) + E(\nu_0 - \nu_A) + d],$$

$$\lambda = \lambda_0 - V_D E V_E E^T \lambda_0,$$

$$\nu = \nu_A - V_E E^T \lambda_0,$$

$$\alpha = \alpha_A - V_{\alpha 0} D^T \lambda,$$

где $V_{\alpha 0}$ – матрица ошибок измерения, α_0 – вектор, содержащий начальные измеренные значения кинематических величин. Значения величин после фита содержатся в переменных α и ν . Новая матрица ошибок может быть вычислена согласно выражения (12)

$$V_{\alpha} = V_{\alpha 0} - V_{\alpha 0} D^T (V_D - V_D E V_E E^T V_D) D V_{\alpha 0}. \quad (12)$$

Для нахождения значений α и ν необходимо выполнить несколько итераций. Массовый спектр до и после фита приведен на рис. 1.

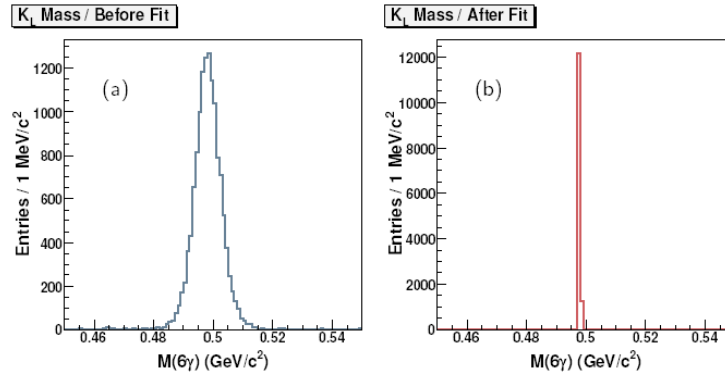


Рисунок 1 – Массовый спектр шести гамма без использования (слева) и с использованием (справа) кинематического фита.

Для калибровки CsI калориметра энергия одного гамма-кванта полагалась неизвестной, при этом число измеренных величин уменьшилось на единицу, до 17, а число неизвестных возросло до 4. В процессе обработки события последовательно для каждого из шести восстановленных гамма-квантов определялась энергия через кинематический фит. Корректировочный коэффициент для кристаллов в кластере находился из выражения (13).

$$C_k = \frac{\sum_{i=0}^{N_{events}} \left(\frac{E_{cryst_{k,i}}}{E_{clust_i}} \frac{E_{gamma_i}}{E_{clust_i}} \right)}{\sum_{i=0}^{N_{events}} \frac{E_{cryst_{k,i}}}{E_{clust_i}}}, \quad (13)$$

где k – номер кристалла CsI, E_{cryst} – выделенная энергия в кристалле, E_{clust} – энергия гамма-кванта, восстановленная из кластера, E_{gamma} – энергия гамма-кванта, вычисленная через кинематический фит.

При калибровке вся статистика физических данных, накопленная в первом сеансе набора данных, была поделена на 820 примерно одинаковых (по размеру) групп. Это было сделано для того, чтобы те смены (раны), в которых набор физических данных прерывался, и число восстановленных $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ событий невелико, были откалиброваны корректно.

На рисунке 2 представлены ширины массового пиков для групп ранов до и после калибровки первого сеанса набора данных. Как видно, калибровка уменьшает ширину пика и стабилизирует её.

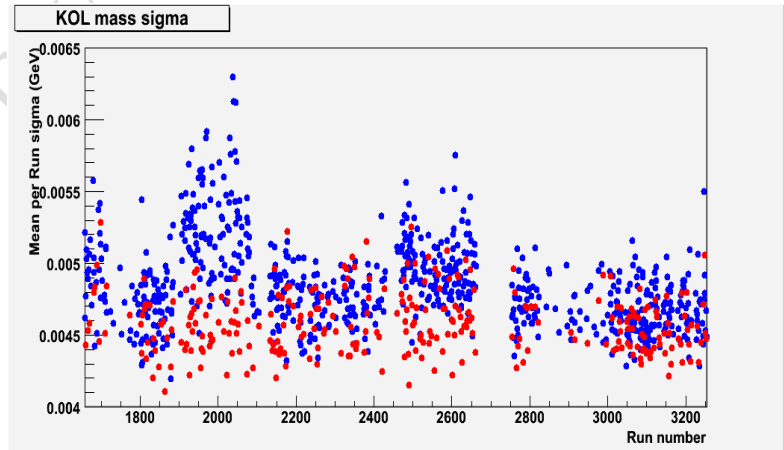


Рисунок 2 – Ширина распределения восстановленной массы K_L^0 -мезона. Синим цветом обозначены значения до калибровки, красным – после.

Восстановление $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ распадов не позволяет определить уровень абсолютной калибровки поскольку восстановленная точка распада сдвинется в ту или другую сторону при систематическом изменении всех калибровочных коэффициентов. Но все же мы можем отследить относительное изменение абсолютной калибровки на протяжении всего сеанса. На рис 3 показано поведение средней точки распада в зависимости от номера рана. Синим цветом обозначены значения после калибровки на мюонах. Как видно, она не позволяет

удержать стабильный уровень абсолютной калибровки на протяжении долгого времени. В конце сеанса набор статистики был очень стабильным, и мы перенормировали все раны на положение последних ранов. Как видно, стабильность абсолютной калибровки существенно улучшилась (красные точки). Точки вне основного тренда появляются вследствие неправильного фита.

Данный метод обеспечивает улучшение относительной калибровки по сравнению с методами, использованными ранее в эксперименте на ~17%. Кроме того, поскольку калибровка выполнена на экспериментальных данных, набранных во время основного сеанса, она позволяет отслеживать и корректировать изменения абсолютной калибровки.

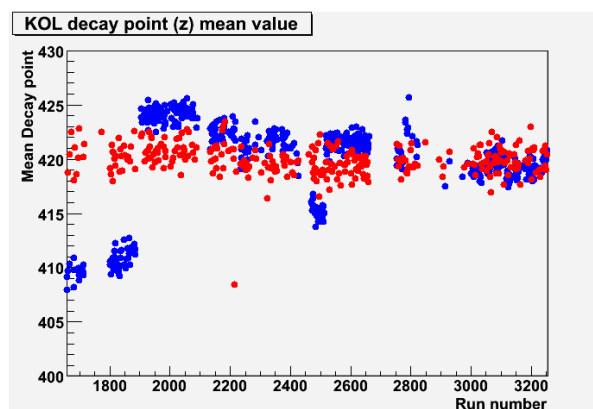


Рисунок 3 — Среднее значение z-координаты восстановленной точки распада K_L^0 -мезона. Синим цветом обозначены значения до калибровки, красным — после. После калибровки и перенормировки абсолютный уровень калибровки стабилизировался.

Литература

1. G. Buchalla, A.J. Buras and M. E. Lautenbacher, Weak decays beyond leading logarithms. Reviews of Modern Physics, Vol. 68, No. 4, October 1996
2. M. Yamaga et al., $K(L) \rightarrow \pi^0 \nu \text{ anti-}\nu$ experiment at KEK 12-GeV PS – E391a. Nucl.Phys.A721:449-452,2003
3. H. Watanabe et al., Neutral beam line to study $K(L)0 \rightarrow \pi^0 \nu \text{ anti-}\nu$ decay at the KEK 12-GeV proton synchrotron. Nucl.Instrum.Meth.A545:542-553,2005
4. M. Doroshenko, et al., Undoped-CsI Calorimeter for the $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \nu + \bar{\nu}$ Experiment at KEK-PS. Nucl. Inst. Meth. A 545, (2005) 278
5. P. Avery, Applied Fitting Theory, http://www.phys.ufl.edu/_avery/fitting.html

Abstract. Energy calibration method for CsI calorimeter of E391a experiment is proposed. Kinematical fit was applied to $K_L^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ decays for determination of correction factors. This method provides calibration precision on 17% better than methods, previously used in E391a experiment.

¹Гомельский государственный университет имени Ф. Скорины

²Объединённый Институт Ядерных Исследований, Дубна

* e-mail: spodolsky@mail.ru

Поступило __. __. __