

УДК 519.25.256

КОРРЕКЦИЯ НЕЛИНЕЙНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА ПО ДВУХФОТОННЫМ
РАСПАДАМ π^0 -МЕЗОНА© 2011 г. М. Ю. Боголюбский, Д. И. Паталаха, Б. В. Полищук,
С. А. Садовский, А. С. Соловьев, М. В. Столповский, Ю. В. Харлов

ГНЦ РФ “Институт физики высоких энергий”

Россия, 142281, Протвино Московской обл., ул. Победы, 1

Поступила в редакцию 20.01.2011 г.

Описан метод коррекции нелинейности отклика электромагнитного калориметра, основанный на минимизации отклонения измеренной массы нейтрального π^0 -мезона, распадающегося два фотона, в зависимости от энергии последних. Метод был разработан и применен для электромагнитного калориметра LGD2 в эксперименте “Гиперон-М” на ускорителе У-70 ГНЦ ИФВЭ. Предложенный метод коррекции позволил существенно уменьшить вариации реконструированных масс π^0 - и η -мезона в зависимости от их минимальной энергии.

ВВЕДЕНИЕ

В электромагнитных калориметрах ячеистого типа фотоны и электроны, взаимодействуя с веществом радиатора калориметров, образуют электромагнитные ливни, охватывающие несколько ячеек, образующих кластеры (группы ячеек с общими границами). Считывающая электроника таких калориметров регистрирует амплитуды сигналов в ячейках калориметра. Как правило, амплитуды сигналов с ячеек связаны с величиной энерговыделения в ячейках калориметра калибровочными коэффициентами, не зависящими от энергии. Сумма амплитуд, измеренных в ячейках кластера и умноженных на соответствующие калибровочные коэффициенты, позволяет оценить энергию падающего фотона или электрона. Такая простая оценка энергии может оказаться несмещенной только при одной энергии, для которой были вычислены калибровочные коэффициенты, но смещенной при других энергиях. Нелинейность отклика электромагнитного калориметра может быть вызвана как физическими явлениями, так и особенностями работы считывающей электроники, равно как и использованной программой реконструкции ливней.

К физическим явлениям, приводящим к нелинейности отклика электромагнитного калориметра, относится природа развития электромагнитных каскадов в веществе. Продольный профиль электромагнитного каскада [1] позволяет определить, какая часть энергии ливня выделяется в веществе радиатора калориметра конечной толщины. С ростом энергии фотона положение максимума ливня смещается в глубь калориметра пропорционально логарифму энергии фотона, что приводит к большим утечкам энергии высокоэнергичных ливней за пределы калориметра. Дру-

гим источником потерь измеряемой энергии ливня является конечная длина затухания черенковского или сцинтилляционного света в веществе радиатора. Зависимость среднего пути прохождения света от точки его образования до фотодетектора от энергии инициирующего ливень фотона будет также приводить к нелинейной зависимости измеряемого потока света от энергии фотона. Утечка энергии ливня возможна не только в продольном направлении, но и в поперечном сечении, например потери из-за выхода ливня за поперечные габариты калориметра или потери энергии в зазорах между ячейками.

Технические особенности конкретного калориметра также могут приводить к нелинейным эффектам. Например, фотодетектор, который регистрирует световой поток, образованный вторичными частицами ливня, может обладать нелинейной характеристикой. Считывающая электроника (включая аналого-цифровой преобразователь) обладает шумом, который подавляется введением порога на регистрируемую амплитуду. Однако при малых энергиях падающего фотона данный порог приводит к занижению измеренной амплитуды. Перечисление можно продолжить. При этом следует отметить, что учет всех этих эффектов при помощи программы Монте-Карло едва ли реализуем с наперед заданной точностью, однако в любом случае достаточно трудоемок.

Типичной задачей, экспериментально решаемой в физике высоких энергий при помощи электромагнитных калориметров, является измерение спектров образуемых в реакции нейтральных мезонов, распадающихся в конечном счете на фотоны, например: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ и т.д. Нелинейность энергетической шкалы калориметра сказывается на зависимости измеряемых

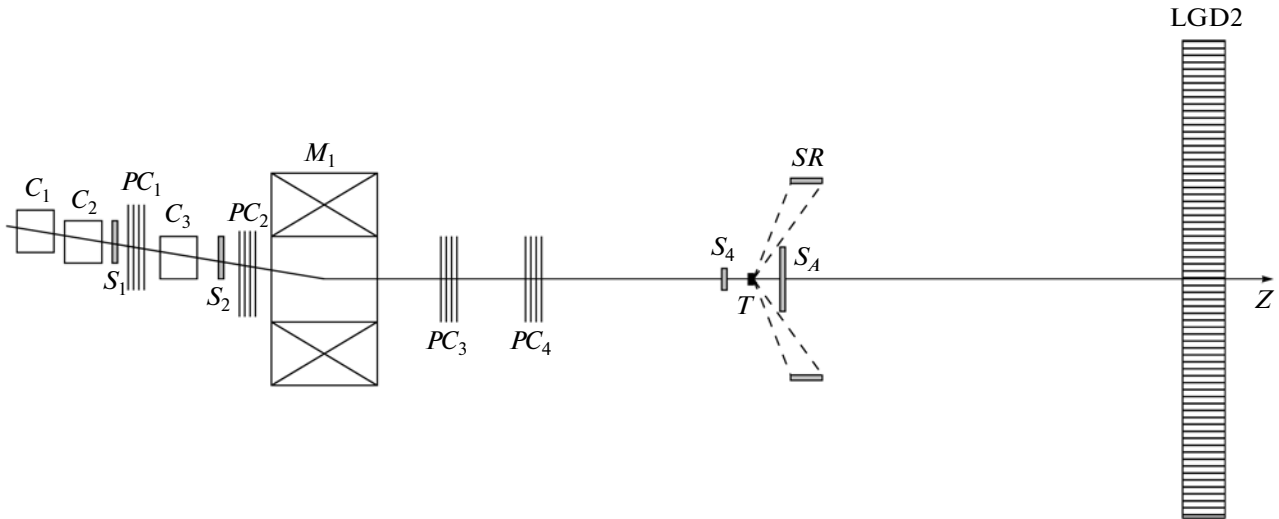


Рис. 1. Схема экспериментальной установки “Гиперон-М”. S_1, S_2, S_4 – пучковые сцинтилляционные счетчики; C_1-C_3 – черенковские счетчики; T – мишень; S_A – триггерный сцинтилляционный антисчетчик; PC_i – пропорциональные камеры; LGD2 – черенковский электромагнитный калориметр с радиаторами из свинцового стекла.

масс нейтральных мезонов от их энергии, что в свою очередь приводит к систематическим погрешностям измерения спектров мезонов. Поэтому коррекция нелинейных искажений отклика калориметра является актуальной задачей. Вместе с тем, далеко не всегда есть возможность решить эту задачу напрямую, так как экспериментальное изучение отклика калориметра на фотоны или электроны при различных энергиях может быть не реализуемо, например, в коллайдерных экспериментах либо по каким-то другим причинам. Однако коррекция энергетической шкалы может быть найдена в результате решения обратной задачи, т.е. по экспериментально измеренной зависимости масс нейтральных мезонов от энергий распадных фотонов.

В данной работе предложен математически строгий алгоритм вычисления нелинейных поправок к энергетической шкале калориметра, основанный на методе наименьших квадратов. Алгоритм был применен для анализа данных с электромагнитного калориметра LGD2 установки “Гиперон-М” на ускорителе У-70 ГНЦ ИФВЭ [2]. В процедуре коррекции используются зарегистрированные в эксперименте события двухфотонного распада нейтрального пиона. Проведенная коррекция позволила значительно снизить нелинейность энергетической шкалы калориметра и уменьшить систематические погрешности измерения масс частиц в несколько раз, что открывает возможности для получения физически значимых результатов. Следует также отметить, что, поскольку распад нейтрального пиона на два фотона используется для калибровки соответствующих детекторов во многих экспериментах,

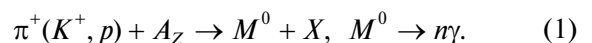
описанная ниже процедура коррекции энергетической шкалы калориметров может быть использована для обработки данных в различных экспериментах.

ЭКСПЕРИМЕНТ “ГИПЕРОН-М”

Прежде чем приступать к описанию алгоритма коррекции энергетической шкалы электромагнитного калориметра LGD2 в эксперименте “Гиперон-М”, кратко остановимся на постановке эксперимента. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Установка включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счетчиков S_1, S_2, S_3 , черенковские счетчики C_1-C_3 , мишень T , сцинтилляционный триггерный антисчетчик S_A и электромагнитный черенковский спектрометр LGD2, который располагался на расстоянии 3.7 м от мишени. Измерения проводились на различных ядерных мишенях, включая Ве-мишень, которые облучали на вторичном пучке несепарированных положительных частиц (π^+, K^+, p) с импульсом 7 ГэВ/с и общей интенсивностью $\sim 10^6$ частиц за цикл. Для формирования триггерного сигнала требовалось наличие пучковой частицы в пучковом телескопе и отсутствие сигнала с антисчетчика:

$$Tr = S_1 S_2 S_4 \bar{S}_A.$$

Такой триггер позволял эффективно выделять инклюзивные события с нейтральными мезонами, вылетающими в телесный угол калориметра LGD2 и распадающимися в конечном счете на фотоны:



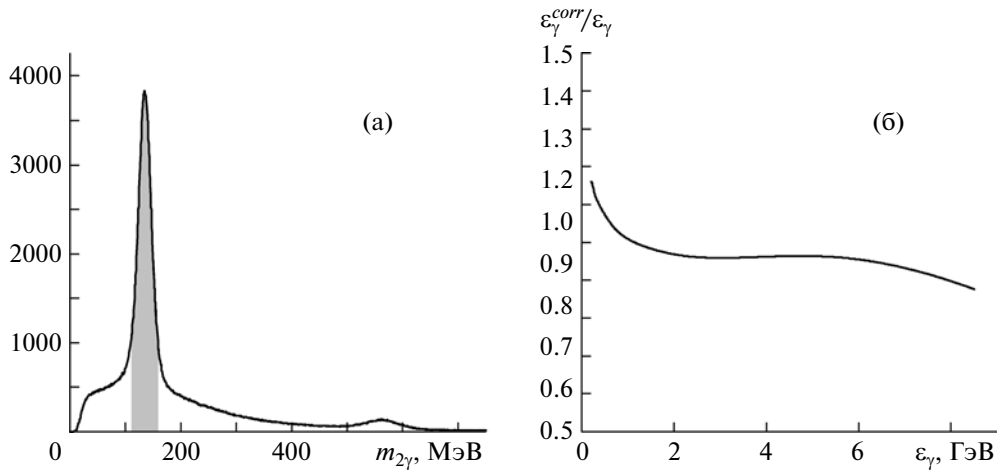


Рис. 2. **а** – спектр эффективных масс двухфотонных событий с суммарной энергией фотонов > 1.5 ГэВ; **б** – функция коррекции энергетической шкалы калориметра LGD2, определенная по событиям из заштрихованной области на рис. 2а (детали см. текст).

Уровень триггера, как правило, составлял $\sim (1-3) \cdot 10^{-2}$ в зависимости от типа и толщины облучаемой мишени. Более подробно описание установки, электроники, триггера и системы сбора данных эксперимента можно найти в работах [3].

Калибровка LGD2 проводилась на физических двухфотонных событиях на Ве-мишени. Ансамбль событий, использованный для калибровки, включал более 2 млн. событий (1) с реконструированной множественностью фотонов $n = 2$ и энергией фотонной пары $E_{\gamma\gamma} > 1.5$ ГэВ. Определение калибровочных коэффициентов LGD2 проводилось методом их итерационной коррекции положения π^0 -пика с учетом гладкого фона на подмножестве двухфотонных событий, где один из распадных фотонов попадает в данную ячейку калориметра, см. [4]. При этом эффективная масса пары фотонов вычислялась по формуле:

$$m_{2\gamma} = \sqrt{2\epsilon_1\epsilon_2(1 - \cos\theta_{12})}, \quad (2)$$

где ϵ_i – измеренные энергии фотонов, а θ_{12} – угол разлета этих фотонов в лабораторной системе отсчета. Для иллюстрации качества проведенной калибровки калориметра на рис. 2а приведен спектр эффективных масс (2) двухфотонных событий в реакции (1) на Ве-мишени с учетом калибровочных коэффициентов. Разрешение по массе π^0 -мезона получено при этом равным 11.4 МэВ.

ПРОЦЕДУРА КОРРЕКЦИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ КАЛОРИМЕТРА

Определим нелинейную поправку $\Delta\epsilon$ к энергетической шкале калориметра LGD2 как разницу между “истинной” $\tilde{\epsilon}$ и измеренной ϵ энергиями фотона: $\Delta\epsilon = \tilde{\epsilon} - \epsilon$. Принимая во внимание, что не-

линейная поправка $\Delta\epsilon$ должна быть сравнительно небольшой, будем искать ее в виде конечного степенного ряда

$$\Delta\epsilon = \sum_{i=0}^{i=k} \alpha_i x_i \quad (3)$$

по некой, зависящей от энергии фотона ϵ переменной x , в качестве которой естественно взять логарифм измеренной в калориметре энергии фотона:

$$x = x(\epsilon) = \ln(\epsilon/\epsilon_0), \quad (4)$$

где $\epsilon_0 = 1$ МэВ. Логарифмическая функция позволяет не иметь вычислительных ограничений, связанных с порядком разложения k в выражении (3) при больших значениях энергии.

В результате скорректированная энергия фотона $\tilde{\epsilon}$ может быть записана в виде

$$\tilde{\epsilon}(\epsilon) = \epsilon + \Delta\epsilon = \epsilon \left(1 + \sum_{i=0}^{i=k} \frac{\alpha_i}{\epsilon} x_i \right), \quad (5)$$

где в силу малости нелинейной поправки (3) будем предполагать, что параметры α_i/ϵ являются малыми величинами.

Выражение для эффективной массы пары фотонов (2) может быть переписано с учетом скорректированных энергий фотонов в виде:

$$\tilde{m}_{2\gamma} = \sqrt{2\tilde{\epsilon}_1\tilde{\epsilon}_2(1 - \cos\theta_{12})} = \sqrt{\tilde{\epsilon}_1\tilde{\epsilon}_2} \cdot c_{12}, \quad (6)$$

где $\tilde{\epsilon}_i = \tilde{\epsilon}(\epsilon_i)$ есть линейные функции (5) от малых параметров α_i/ϵ , а $c_{12} = \sqrt{2(1 - \cos\theta_{12})}$ – не зависящая от этих параметров константа. Параметры α_i можно теперь определить, минимизируя отклонение эффективной массы пары фотонов в представлении (6) от табличного значения массы π^0 -мезона на множестве событий из π^0 -пика, который показан на рис. 2а в виде заштрихованной об-

ласти. Или, иными словами, параметры α_i можно определить посредством минимизации функционала

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \frac{(\tilde{m}_{2\gamma} - m_{\pi^0})^2}{\sigma^2(m_{2\gamma})}, \quad (7)$$

где N – количество двухфотонных событий в указанной выше области π^0 -пика, $\tilde{m}_{2\gamma}$ – эффективная масса пары фотонов в представлении (6), m_{π^0} – табличная масса π^0 -мезона, а $\sigma^2(m_{2\gamma})$ – ошибка определения эффективной массы пары фотонов в выражении (2). Ошибка массы складывается из ошибок определения энергии каждого фотона и ошибки определения угла разлета фотонов. Последняя определяется геометрией установки и методом, используемым для восстановления координат попадания фотона в детектор; ниже мы этой ошибкой пренебрегаем. Ошибка измерения энергии фотона в электромагнитном калориметре определяется по формуле

$$\sigma_\varepsilon/\varepsilon = a/\sqrt{\varepsilon} \oplus b \oplus c/\varepsilon,$$

здесь параметры a , b и c определяются конструкцией калориметра [1]. Вкладом последнего слагаемого в энергетическое разрешение калориметра мы в дальнейшем пренебрегаем. В результате ошибка массы вычисляется по формуле:

$$\sigma^2(m_{2\gamma}) = A(c_{12}^2(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + B), \quad (8)$$

где энергия фотонов измеряется в гигаэлектронвольтах, а A и B – эмпирические параметры, которые для спектрометра LGD2 равны $2.5 \cdot 10^{-3}$ и $1.4 \cdot 10^{-3}$ ГэВ соответственно.

Необходимое условие минимума функционала (7), $\partial\chi^2/\partial\alpha_i = 0$, с точностью до членов второго порядка малости α_j/ε^2 приводит к системе линейных уравнений относительно параметров α_i :

$$\sum_{j=0}^k \alpha_j \sum_{n=1}^N \frac{c_{12}^2}{2\varepsilon_1\varepsilon_2\sigma^2(m_{2\gamma})} (\varepsilon_1x_2^i + \varepsilon_2x_1^i)(\varepsilon_1x_2^j + \varepsilon_2x_1^j) = \sum_{n=1}^N \left(\frac{m_{\pi^0}}{\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_2}} - c_{12} \right) \frac{c_{12}}{\sigma^2(m_{2\gamma})} (\varepsilon_1x_2^i + \varepsilon_2x_1^i), \quad (9)$$

где $x_l = x(\varepsilon_l)$, $l = 1, 2$ (см. уравнение (5)). Итерационная процедура, основанная на уравнениях (5) и (9), позволяет найти минимум функционала (7) с достаточной точностью за 2-3 итерации.

При обработке данных с установки “Гиперон-М” мы учитывали только первые 9 членов в разложении (5), т.е. вплоть до степени $k = 8$. После первой итерации получены следующие значения коэффициентов разложения α_{0-8} , ГэВ: 0.00399, -0.0505, -0.0392, -0.0209, -0.00537, 0.0165, 0.0104, -0.00313, -0.00235. Коэффициенты второй итерации примерно втрое меньше коэффициентов

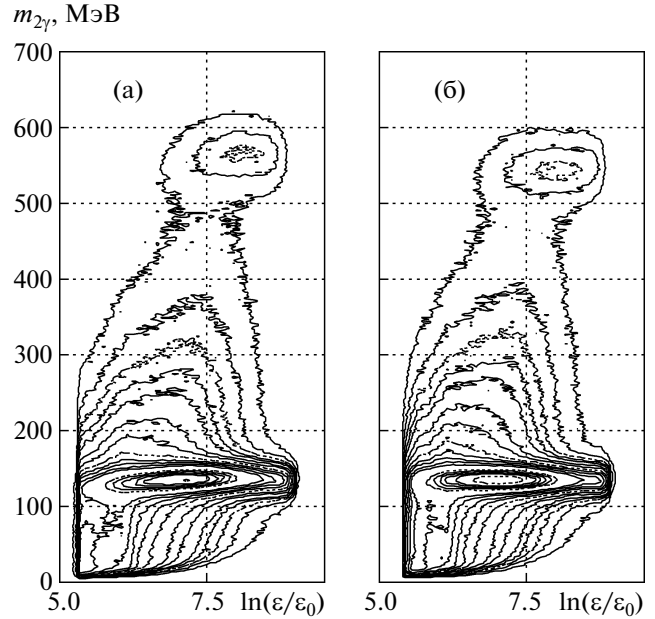


Рис. 3. Распределение эффективной массы пары фотонов в зависимости от логарифма энергии каждого фотона (одному событию соответствуют две точки в распределении): а – до коррекции энергетической шкалы LGD2, б – после. Нижняя область концентрации событий соответствует регистрации π^0 -мезонов, верхняя – η -мезонов.

первой. Полученная в результате функция коррекции энергетической шкалы калориметра LGD2

$$\varepsilon^{corr}/\varepsilon = \tilde{\varepsilon}(\varepsilon)/\varepsilon = 1 + \sum_{i=0}^{i=k} \frac{\alpha_i}{\varepsilon} x^i \quad (10)$$

приведена на рис. 2б (см. уравнение (5)). Как видно из рисунка, эта коррекция практически во всем диапазоне энергий фотонов не превышает 10%, что согласуется с начальным предположением о малости возможной нелинейности шкалы электромагнитного калориметра LGD2, положенным в основу данного метода. Для полноты изложения приведем также значения χ^2 до и после коррекции. До коррекции отношение χ^2 к числу степеней свободы составляло 1.073, после – 1.044 при $\sim 10^6$ степенях свободы.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

После нахождения коррекции энергетической шкалы детектируемых в LGD2 фотонов события (1) были вновь обработаны с учетом коррекции, показанной на рис. 2б. В качестве иллюстрации эффективности этой коррекции на рис. 3 приведены двумерные распределения реконструированных двухфотонных событий (1) по их эффективной массе в зависимости от логарифма энергии каждого из фотонов (две точки в распределении на одно событие) до введения указанной коррекции (рис. 3а) и после

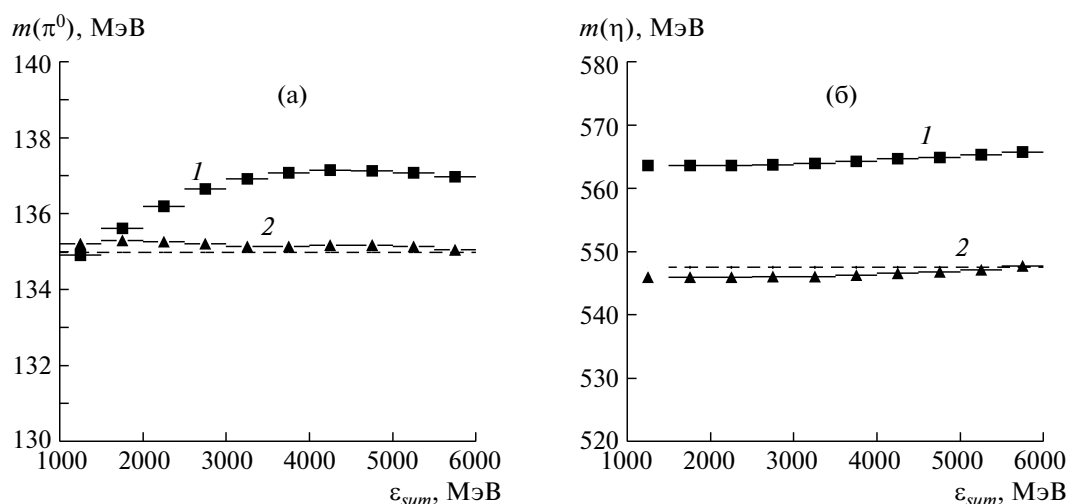


Рис. 4. Зависимости масс π^0 (а) и η -мезона (б) от отбора по минимальной энергии пары фотонов $\epsilon_{sum} = \epsilon_1 + \epsilon_2$: 1 – до коррекции энергетической шкалы LGD2, 2 – после; пунктиром показаны табличные значения масс указанных мезонов.

(рис. 3б). Как видно из этих рисунков, явная корреляция событий из области π^0 -мезона по двухфотонной массе и энергии одного из фотонов, имеющая место на рис. 3а, полностью отсутствует на рис. 3б. При этом численно коэффициент корреляции без коррекции энергетической шкалы составил 0.13, а с коррекцией – 0.05.

Другой иллюстрацией эффективности предложенного метода может служить рис. 4, где показаны зависимости измеренных в эксперименте масс π^0 - и η -мезонов от уровня отбора событий по минимальной энергии пары фотонов ($\epsilon_{sum} = \epsilon_1 + \epsilon_2$) до коррекции энергетической шкалы LGD2 и после (детали см. в подписи к рис. 4). Как видно из этих рисунков, систематическое отклонение массы нейтрального пиона от ее табличного значения при вариации энергии фотонной пары уменьшилось с 1.17% до 0.19%, т.е. в 6 раз, а для η -мезона аналогичное отклонение уменьшилось с 2.98% до 0.23%, т.е. примерно в 13 раз, что в целом говорит о высокой эффективности предложенного метода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе описана процедура коррекции энергетической шкалы электромагнитного калориметра, основанная на минимизации разрешения калориметра по массе детектируемых в калориметре двухфотонных распадов нейтральных пионов. Предложенная линейная параметризация корректирующей функции в виде степенного ряда по логарифму энергии фотонов позволяет просто и эффективно корректировать энергии фотонов в очень широком диапазоне. При этом возможность использования в процедуре коррекции фи-

зической статистики эксперимента обуславливает высокую точность и чувствительность метода. В частности, в эксперименте “Гиперон-М” точность массовой шкалы в двухфотонных событиях составила порядка 0.2%, что едва ли может быть достигнуто при вычислении аналогичной корректирующей функции методом Монте-Карло из-за ограниченной точности самого транспортного кода и существенной трудоемкости расчетов этим методом при точностях порядка 10^{-3} .

Наконец, отметим также, что данная процедура может быть применена практически для любого годоскопического электромагнитного калориметра, если физическая статистика эксперимента содержит необходимое количество двухфотонных или, скажем, трехфотонных распадов известных мезонов, так как процедура легко может быть обобщена для многофотонных распадов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Amsler C., Doser M., Antonelli M. et al.* // Phys. Lett. B. 2008. V. 667. P. 1.
2. *Артамонов А.В., Асеев А.А., Блик А.М. и др.* // ПТЭ. 2001. № 1. С. 25. (*Artamonov A.V., Aseev A.A., Blik A.M. et al.* // ИЕТ. 2001. V. 44. № 1. P. 12).
3. *Боголюбовский М.Ю., Викторов В.А., Онучин В.А. и др.* // ПТЭ. 2007. № 5. С. 93.
4. *Акименко С.А., Банников А.В., Белоусов В.И. и др.* Препринт ИФВЭ 82-149, Протвино, 1982; *Акименко С.А., Банников А.В., Белоусов В.И. и др.* // ПТЭ. 1984. № 1. С. 66. (*Akimenko S.A., Bannikov A.V., Belousov V.I. et al.* // ИЕТ. 1984. V. 27. № 1. P. 63); *Блик А.М., Либа И.П.* // ПТЭ. 1995. № 3. С. 34. (*Blik A.M., Liba I.P.* // ИЕТ. 1995. V. 38. № 3. P. 308).