

УДК 539.17

ИДЕНТИФИКАЦИЯ МНОГОЧАСТИЧНЫХ КОНЕЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛНОСТЬЮ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ РЕАКЦИЯХ НА ОСНОВЕ ТОПОЛОГИИ СОБЫТИЙ И КИНЕМАТИКИ

Е.С. ГАНДИЛЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

e-mail: gh.yeranuhi@gmail.com

(Поступила в редакцию 5 июня 2015 г.)

Представлена методическая часть анализа когерентного фоторождения протон–антипротонной пары на основе экспериментальных данных, полученных на установке CLAS линейного ускорителя лаборатории им. Джефферсона (США). В эксперименте был использован пучок меченых фотонов с энергией до 5.75 ГэВ, падающий на жидкую дейтериевую мишень длиной 40 см. Описаны методы идентификации многочастичных конечных состояний в полностью эксклюзивных реакциях. Показано, как кинематика когерентного фоторождения γp , $\pi^+ \pi^-$, $k^+ k^-$ пар была использована для идентификации частиц конечных состояний и реакций.

1. Введение

В представленном анализе проведено исследование когерентного фоторождения $p\bar{p}$, $\pi^+ \pi^-$ и $k^+ k^-$ адронных пар на дейтериевой мишени с акцентом на возможное рождение и распад мезонных состояний на $p\bar{p}$ пару. Исследовалась реакция

$$\gamma d \rightarrow h^+ h^- d', \quad (1)$$

где h – рождённый адрон и d' – дейтрон отдачи. Поскольку фоторождение $p\bar{p}$ пар на дейтерии происходит когерентно, то механизм образования строго определён, и в отличие от фоторождения на протоне только одна диаграмма имеет значимый вклад.

Данные для представляемого анализа взяты из эксперимента по фоторождению, который проводился в лаборатории им. Джефферсона. Частицы конечных состояний регистрировались в установке CLAS. При используемой в эксперименте энергии минимальная величина квадрата переданного импульса в интересующих нас реакциях велика, так что дейтроны отдачи имели энергию достаточную, чтобы быть зарегистрированными на установке CLAS.

Целью данного анализа была проверка утверждения о существовании экзотических состояний, распадающихся на $p\bar{p}$ пару. Первые экспериментальные свидетельства о таких состояниях приходятся на начало 60-х годов прошлого

столетия, затем появляются новые данные [1–5]. В разных экспериментах было заявлено о существовании трёх кандидатов на подобные состояния: $p\bar{p}$ резонанс с порогом рождения около 1.93 ГэВ и состояния с $p\bar{p}$ инвариантными массами 2.02 ГэВ и 2.2 ГэВ. Более поздние эксперименты [6] подтвердили существование состояний барионных резонансов с массой 2.02 ГэВ.

2. Эксперимент

В данной работе приведено пошаговое описание механизма идентификации конечных состояний, состоящих из двух положительно и одной отрицательно заряженных частиц, в полностью эксклюзивных реакциях на дейтериевой мишени. В качестве критерия для идентификации реакций $\gamma d \rightarrow dp\bar{p}$, $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$ и $\gamma d \rightarrow K^+K^-d$ используется закон сохранения перпендикулярной и продольной компонент трёхмерного импульса.

Далее из уже отобранных событий выделяются те, у которых имеется один меченый фотон, зарегистрированный в детекторе меченых фотонов в пределах 2 наносекунд от события, зарегистрированного в детекторе CLAS. Используя закон сохранения энергии $\sum \mathbf{P}_z^i = E_\gamma = \sum E^i - M_d$ и информацию о времени пролёта, полученную на детекторе CLAS, мы отбираем интересующую нас реакцию.

Представленный здесь эксперимент (*eg3*) проводился в 2004–2005 гг. в лаборатории им. Джефферсона. Во время эксперимента электронный пучок линейного ускорителя CEBAF (Continuous Electron Beam Accelerator Facility) имел энергию 5.7 ГэВ. Меченые фотоны генерировались в экспериментальном зале В [7], в котором находилась установка CLAS (CEBAF Large Acceptance Spectrometer) [8]. Во время эксперимента было зарегистрировано около 4.2 миллиарда событий с объёмом информации исходных данных 32 ТБ.

Жидкая дейтериевая мишень была помещена в цилиндр с диаметром 4 см и длиной 40 см и установлена вдоль оси пучка на расстоянии 50 см от номинального центра детектора CLAS. Направление тороидального магнитного поля было установлено так, чтобы отклонять отрицательные частицы от линии пучка. Это позволило получить большой аксептанс для летящих вперёд отрицательно заряженных частиц.

Триггер срабатывал только тогда, когда в детекторе CLAS регистрировались треки трёх заряженных частиц и по крайней мере один фотон тормозного излучения с энергией больше 4.5 ГэВ регистрировался в годоскопе меченных фотонов. Тем не менее из-за случайных совпадений некоторые события, вызванные фотонами с энергией меньше 4.5 ГэВ, тоже регистрировались.

3. Анализ данных

Для интересующей нас реакции (1), физическими фоновыми реакциями с эксклюзивными конечными состояниями, которые могут дать вклад в статистику за счёт ошибочной идентификации частиц, являются: $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$, $\gamma d \rightarrow K^+K^-d$

и $\gamma d \rightarrow p p \pi^-$. Последняя реакция не обсуждается в данном анализе. Конечные состояния, которые будут проанализированы, это $h^+ h^- d$, где $h = \pi, p, K$.

Процесс отбора конечных состояний включает в себя несколько шагов по идентификации частиц PID (Particle Identification) и кинематический отбор на основе разного рода обрезаний. Ниже детально представлена последовательность шагов, которые были применены для отбора и идентификации эксклюзивных реакций $\gamma d \rightarrow h^+ h^- d'$.

3.1. Отбор на основе топологии событий

Для анализа используется пособытийная запись данных, где под «событием» подразумевается набор соударений (*hit*) в детекторе, соответствующий одному срабатыванию триггера. После первичной обработки записи содержат в себе реконструированные трёхмерные импульсы, параметры вершин, измеренные время и энергию для каждого трека в событии. В качестве первого шага было проведено тестирование событий по всем записанным трекам (включая соударения в калориметре от возможных нейтральных частиц), и для дальнейшего анализа были отобраны события, для которых в детекторе CLAS зарегистрированы только два положительных и один отрицательный трек (критерий «+,+,-»).

3.2. Отбор на основе идентификации частиц (PID)

Начальная идентификация частиц проводилась по величине масс продуктов реакции, измеренных в детекторе CLAS. В том же цикле, в котором проводился анализ топологии события, анализировалась информация о массах треков, вычисленная на основе информации о времени пролета t , определенного в сцинтиляционном счетчике (SC), и измеренного импульса вылетающих частиц p :

$$\beta = \frac{R_{sc}}{t_{sc} - t_{st}} \frac{1}{c}, \quad (2)$$

$$m^2 = p^2 \frac{1 - \beta^2}{\beta^2}. \quad (3)$$

Здесь R_{sc} – расстояние от вершины взаимодействия до сцинтиляционного детектора, определенное по трекингу, t_{st} – стартовое время события, определенное по временной информации от детектора меченых фотонов, с поправками на вершину взаимодействия и на время, определенное по высокочастотной модуляции пучка и c – скорость света.

Так как в одном событии можно зарегистрировать более одного фотона, то на данном этапе стартовое время определялось по фотону, отобранному при первичной обработке данных. И поскольку стартовое время определялось с невысокой точностью (см. обсуждение ниже), то при отборе событий с конечными состояниями $\pi^+ \pi^- d$, $K^+ K^- d$, $p \bar{p} d$ и $p p \pi^-$ были применены не очень строгие ограничения по квадрату масс.

3.3. Сохранение трёхмерного импульса и энергии

Для дальнейшего отбора событий используется кинематика эксклюзивных конечных состояний. Для начала накладываются ограничивающие условия на величины $\sum \mathbf{P}_X^i$ и $\sum \mathbf{P}_Y^i$, здесь $P_{X(Y)}^i$ – $X(Y)$ -компонента трёхмерного импульса i -ой конечной частицы. На рис.1 показана зависимость $\sum \mathbf{P}_X^i$ от $\sum \mathbf{P}_Y^i$ для событий, удовлетворяющих ранее описанным критериям отбора на основе топологии событий и квадрата массы. Яркий выраженный пик в области $\sum P_X^i = 0$ и $\sum P_Y^i = 0$ соответствует полностью эксклюзивным событиям.

Ограничивающие условия, наложенные на величины $\sum \mathbf{P}_X^i (\sum \mathbf{P}_Y^i)$, имели $\sum P_Z^i$ -зависимость (P_Z^i – Z -компонента трёхмерного импульса i -ой конечной частицы). Это было сделано для учета эффектов, связанных с неправильной калибровкой или изменением в разрешении. Для получения таких ограничивающих

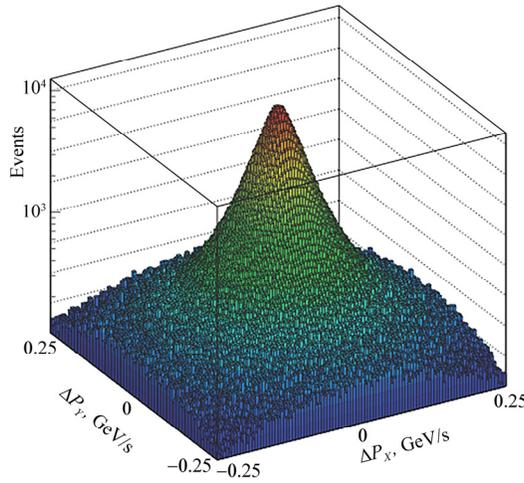


Рис.1. Распределение поперечных компонент импульса для трехчастичных событий.

условий величина $\sum P_Z^i$ была разбита на интервалы, для каждого из которых были построены одномерные распределения величин $\sum P_X^i (\sum P_Y^i)$. Полученные распределения были аппроксимированы функцией, представляющей из себя сумму полиномиального распределения второго порядка и распределения Гаусса. Таким образом, для каждого интервала $\sum P_Z^i$ были получены параметры аппроксимации величин $\sum P_X^i (\sum P_Y^i)$ функцией Гаусса: средние значения (Mean) и стандартные отклонения (σ).

Для описания полученной зависимости средних значений и стандартных отклонений от величины $\sum P_Z^i$ была использована линейная параметризация, параметры которой приведены в табл.1:

$$\begin{aligned} \text{Mean: } \sum P_X^i, \sum P_Y^i (\sum P_Z^i) &= p_0 + p_1 \times \sum P_Z^i, \\ \sigma: \sum P_X^i, \sum P_Y^i (\sum P_Z^i) &= p_0 + p_1 \times \sum P_Z^i. \end{aligned} \quad (4)$$

Табл.1. Параметризация медианы и дисперсии функции Гаусса, которыми описаны $\sum \mathbf{P}_X^i$ и $\sum \mathbf{P}_Y^i$.

Параметры функции Гаусса	Компоненты трехмерного импульса	p_0	p_1
Среднее значение	$\sum \mathbf{P}_X^i$	-0.6727×10^{-3}	0.451×10^{-3}
σ	$\sum \mathbf{P}_X^i$	0.4369×10^{-1}	0.4969×10^{-3}
Среднее значение	$\sum \mathbf{P}_Y^i$	-0.1458×10^{-3}	0.5178×10^{-3}
σ	$\sum \mathbf{P}_Y^i$	0.4128×10^{-1}	0.8422×10^{-3}

Для последующего анализа были отобраны события, в которых величины $\sum \mathbf{P}_X^i$ и $\sum \mathbf{P}_Y^i$ лежат в интервале $\pm 3\sigma$ от соответствующего среднего значения.

Итак, мы отобрали события с тремя заряженными частицами, а также использовали поперечные компоненты трёхмерного импульса для выделения полностью эксклюзивного процесса. Для дальнейшего отбора событий была использована Z-компонента трёхмерного импульса частиц в конечном состоянии ($\sum \mathbf{P}_Z^i$). В соответствии с кинематикой полностью эксклюзивной реакции Z-компонента трёхмерного импульса $\sum \mathbf{P}_Z^i$ должна быть равна энергии налетающего фотона E_γ .

На рис.2а показана зависимость разницы продольной составляющей конечного импульса и энергии начального фотона $\sum P_Z^i - E_\gamma$ от энергии фотона E_γ для событий, удовлетворяющих ранее описанным критериям отбора. Здесь, как и в случае распределения по поперечным составляющим импульса, виден явный пик в окрестности нуля, который соответствует полностью эксклюзивным событиям. Как и при анализе поперечных компонент импульса, был использован метод разбиения. Распределение фотонов по энергиям было разбито на малые интервалы ($\Delta E_\gamma = 0.05$ ГэВ). Для каждого такого интервала разница Z-компоненты импульса и энергии фотона была аппроксимирована функцией, представляющей из себя сумму функции Гаусса и полинома второй степени. Полученная зависимость среднего значения и стандартного отклонения функции Гаусса от энергии фотона была параметризована линейной функцией. На рис.2б показаны полученные для каждого интервала энергии фотонов параметры функции Гаусса. Здесь также приведены линейные функции, которыми описывается зависимость среднего значения и стандартного отклонения функции Гаусса от энергии фотона. Полученные параметры линейных функций приведены в табл.2. Для отбора

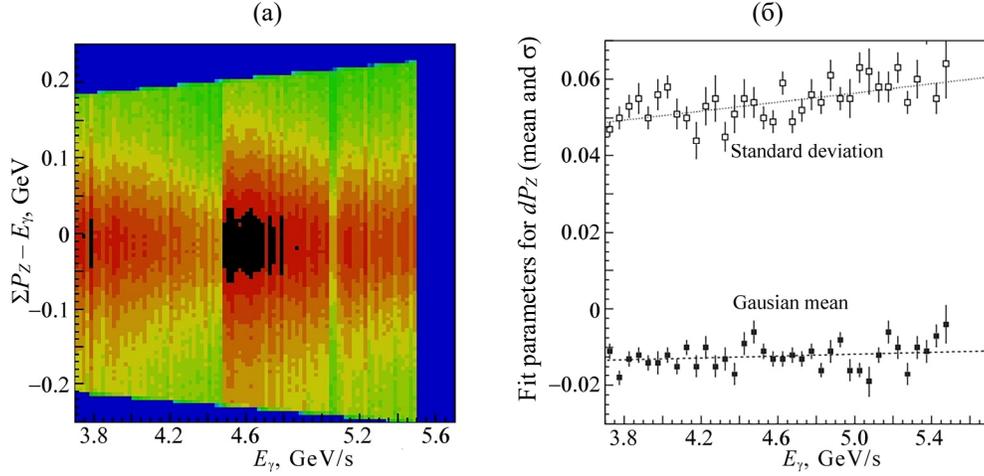


Рис.2. (а) Зависимость величины $\Sigma P_z^i - E_\gamma$ от E_γ для событий, отобранных по поперечным составляющим импульса. (б) Медианы и дисперсии функций Гаусса, которыми была описана величина $\Sigma P_z^i - E_\gamma$ в каждом интервале энергии фотона E_γ . Линиями показаны линейные функции, отобранные для описания зависимости параметров функции Гаусса от энергии фотона.

эксклюзивных событий с трехчастичным конечным состоянием на разницу Z-компоненты импульса и энергию фотона было наложено условие, что эта величина должна лежать в интервале $\pm 3\sigma$ от соответствующего среднего значения.

Табл.2. Параметры линейных функций, полученных для определения зависимости параметров функции Гаусса, описывающей величину $\Sigma P_z^i - E_\gamma$ от энергии фотона.

Параметры функции Гаусса	p_0	p_1
Среднее значение	-0.1783×10^{-3}	0.1214×10^{-3}
σ	0.2713×10^{-3}	0.5859×10^{-3}

3.4. Выбор меченного фотона

На рис.3а показано распределение числа фотонов, совпадающих с событиями в детекторе CLAS, после применения $\pm 3\sigma$ обрезания на разброс трёхмерного импульса. Видно, что события с более, чем двумя совпавшими фотонами составляют менее 0.5% от числа событий с одним и двумя фотонами. Мы ими пренебрегаем. Число событий с двумя фотонами составляет около 10% от числа событий с одним фотоном. Однако при более детальном рассмотрении оказывается, что число полезных событий с двумя совпавшими фотонами также ничтожно. Это показано на рис.3б, где по оси Y отложено число событий, а по оси

X – число совпавших фотонов, отвечающее следующим критериям: один совпавший фотон, и именно его мы выбрали во время обработки данных; один совпавший фотон, но не тот, который мы выбрали во время обработки данных; два совпавших фотона и только один имеет энергию выше 4.5 ГэВ; два совпавших фотона и оба имеют энергию выше 4.5 ГэВ; два совпавших фотона, но оба имеют энергию ниже 4.5 ГэВ. Из рисунка отчётливо видно, что число полезных событий с двумя совпавшими фотонами составляет менее 0.3% от числа однофотонных случаев. В последующем анализе мы игнорируем случаи с двумя совпавшими фотонами и используем только случаи с одним совпавшим фотоном при соответствующих ограничениях на сохранение трёхмерного импульса.

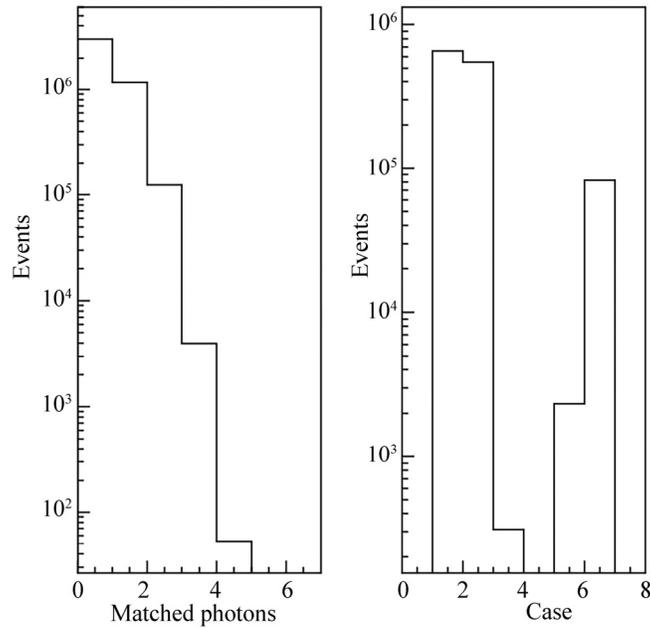


Рис.3. (а) Число меченых фотонов, после применения обрезания $\pm 3\sigma$ на $\sum P_Z^i - E_\gamma$. (б) Случаи с одним или двумя совпавшими мечеными фотонами.

Следующим шагом в отборе событий является временной анализ событий, зарегистрированных в детекторе CLAS. Как было показано выше, имеется два приблизительно равных набора событий с обнаружением одного совпавшего фотона. В первом случае это фотон, отобранный во время обработки данных для вычисления стартового времени реакции, следовательно, временной анализ не требует корректировки. Во втором же случае стартовое время реакции необходимо откорректировать по разнице во времени между пучками новых (t_{tagg}^n) и отобранных во время обработки данных (t_{tagg}^p) фотонов. Стартовое время $t_{\text{st}}^{\text{new}}$ для нового события скорректировано следующим образом:

$$t_{st}^{new} = t_{st}^{old} - t_{tagg}^p + t_{tagg}^n, \quad (5)$$

где t_{st}^{old} – время старта, определённое при обработке данных. После этой коррекции скорость частицы β , определённая по времени пролёта частицы между вершиной реакции и сцинтилляционным счётчиком, была пересчитана и произведена реидентификация с учётом новых ограничений на массу ($m^2 = p^2(1-\beta^2)/\beta^2$).

3.5. Идентификация частиц конечных состояний

Для окончательной селекции частиц, принадлежащих определённым конечным состояниям, после проверки на сохранение трёхмерного импульса и определения стартового времени события, был применён ряд новых обрезаний по времени и энергетическим потерям. В процессе идентификации частиц первым идентифицировали дейтрон. После отбора (посредством нестрогого обрезания по m^2) кандидатов на дейтроны были рассмотрены три величины.

Первая из них, так называемое, «вершинное время» (*vertex time*), было вычислено по времени пролёта от вершины до сцинтилляционных счётчиков SC. При этом были использованы время старта, определённое с помощью меченого фотона, время пролёта от стартовых счётчиков (ST) до сцинтилляционных счётчиков и энергетические потери в сцинтилляционных счётчиках. Здесь вершинное время вычислялось по формуле

$$dt_v = t_{sc} - t_{st} - \frac{R_{sc}}{c\beta_c}, \quad (6)$$

где t_{sc} и R_{sc} – соответственно время, измеренное посредством сцинтилляционных счётчиков SC, и расстояние от вершины взаимодействия до счётчиков, t_{st} – стартовое время события, определённое с помощью меченого фотона (с поправкой на вершины рождения), c – скорость света и $\beta = p / \sqrt{p^2 + m_d^2}$, где p – импульс и m_d – масса дейтрона.

Вторая величина – скорость частицы β_{st} , рассчитанная на основе информации со стартового ST и сцинтилляционных SC счётчиков.

$$\beta_{st} = \frac{R_{sc} - R_{st}}{t_{sc} - t_{st}}, \quad (7)$$

где t_{st} и R_{st} – соответственно время, измеренное стартовым счётчиком ST, и расстояние от продуктов вершины до ST.

Третья величина – энергия, выделенная в сцинтилляторах (рис.4).

При идентификации частиц в детекторе CLAS используют данные об измеренном импульсе заряженной частицы и её времени пролета от мишени до сцинтилляционного счетчика. Работа ускорителя CEBAF основана на сверхпроводящих ускоряющих резонаторах, действующих с высокостабильной частотой

~2 нс. При регистрации дейтронов, пришедших от одного пучкового сгустка, во времяпролётном (TOF – time of flight) счётчике одновременно могут быть зарегистрированы и протоны, имеющие тот же импульс, но пришедшие от пучковых сгустков, отстоящих по времени на 4–6 нс. Чтобы избавиться от подобных ложных треков, мы используем энергетические потери дейтронов в сцинтилляторах.

Используя простое ограничение $\beta_{ST} < p / \sqrt{p^2 + 2.25}$, многие треки, находящиеся вне временной линии, были отброшены. Для очистки кандидатов в дейтроны были учтены энергетические потери треков в сцинтилляторах. На рис.4 показаны энергетические потери кандидатов в дейтрон и функции ограничения. Две линии соответствуют

$$\Delta E_{SC} > 220 \times p - 104 \text{ для } p < 0.65 \text{ ГэВ/с}, \quad (8)$$

$$\Delta E_{SC} > 25/p \text{ для } p \geq 0.65 \text{ ГэВ/с}. \quad (9)$$

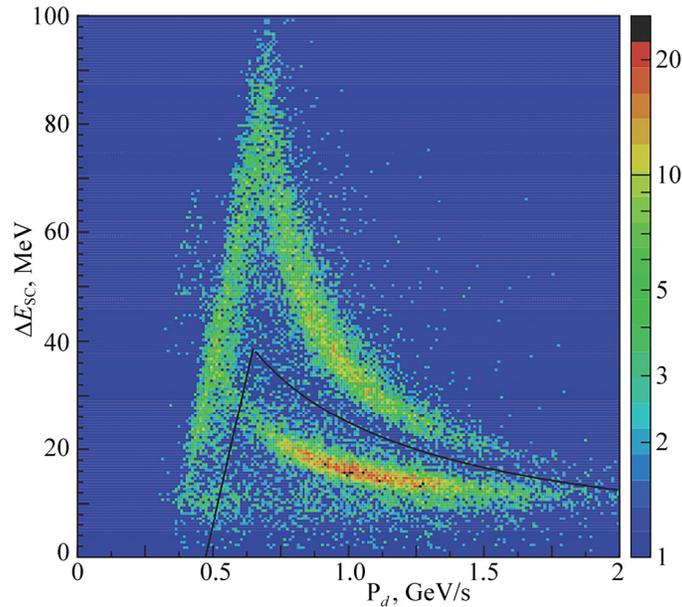


Рис.4. Потерянная в сцинтилляторах энергия кандидатов на дейтрон.

Для окончательного отбора дейтронов зависимость вершинного времени (dt_v) от импульса (рис.5а) была разбита на небольшие интервалы по импульсам, для каждого из которых была проделана процедура фитирования dt_v суммой функции Гаусса и полинома. Затем среднее значение и стандартное отклонение функции Гаусса были параметризованы в зависимости от импульса. Функция параметризации имеет форму

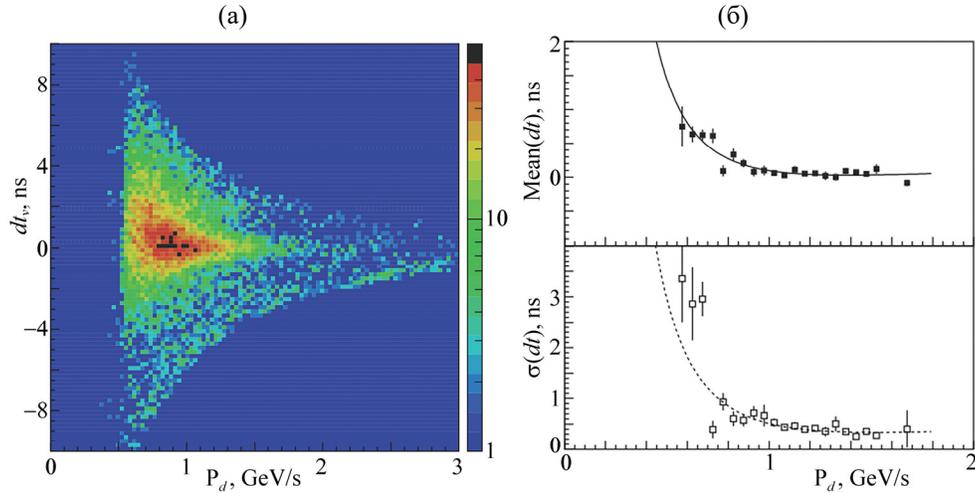


Рис.5. (а) Вершинное время кандидатов в дейтроны как функция от импульса трека. (б) Параметризация среднего значения и стандартного отклонения функции Гаусса, которой были отфитированы распределения вершинного времени в зависимости от импульса.

$$\text{Mean} : \mu / [\sigma] = f_0 + \frac{f_1}{p} + \frac{f_2}{p^2}. \quad (10)$$

Здесь f_i – параметры фита, приведённые в табл.3 и p – импульс дейтрона. На следующем этапе анализа дейтрон был отобран при помощи $\pm 3\sigma$ обрезания на dt_v .

Табл.3. Характеристики параметризации среднего значения и стандартного отклонения функции Гаусса при фитировании распределения dt_v .

Параметры функции Гаусса	f_0	f_1	f_2
Среднее значение	0.4828	-1.2516	0.8669
σ	0.9618	1.901	1.4498

3.6. Ограничения на энергию

Для выбора конечных состояний в качестве последнего кинематического теста проверялось сохранение энергии. Для каждого события с правильно идентифицированными частицами суммарные энергии начального и конечного состояний должны совпадать:

$$E_\gamma + M_d \equiv \sum \sqrt{p_i^2 + M_i^2}. \quad (11)$$

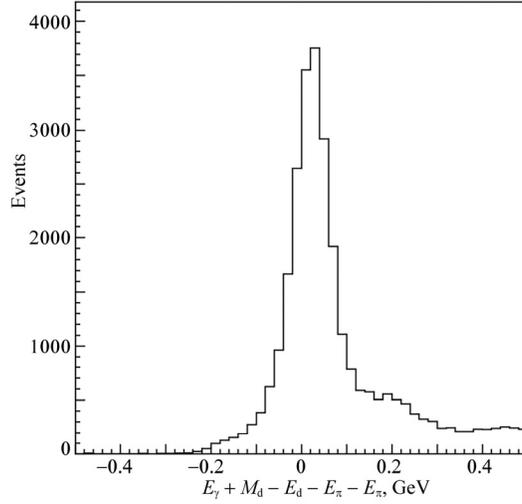


Рис.6. Распределение ΔE для реакции $d\pi^+\pi^-$.

Здесь M_d – масса дейтрона мишени и M_i^2 масса i -ой частицы конечного состояния. Разница $\Delta E = E_\gamma + M_d - \sum \sqrt{p_i^2 + M_i^2}$ была рассчитана для конечных состояний $d\pi^+\pi^-$, dK^+K^- и $dpp\bar{p}$, и для каждого события разница ΔE была изучена в сочетании с ограничениями на PID. На рис.6 показана разница $\Delta E_{\pi^+\pi^-}$ для реакции $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d$. Пик в окрестности $\Delta E \approx 0$ соответствует реальным $d\pi^+\pi^-$ конечным состояниям. Эту реакцию легко обнаружить, поскольку сечение – максимальное, и идентификация пионов происходит проще всего. В результате имеем ярко выраженный пик в нуле с уширениями по обе стороны, обусловленными разрешением и неверно идентифицированными частицами, в основном, за счёт реакции $\gamma d \rightarrow pp\pi^-$. Для отбора событий, соответствующих реакции $\gamma d \rightarrow \pi^+\pi^-d'$, было применено обрезание по энергии: $|dE| < \pm 0.1$ ГэВ.

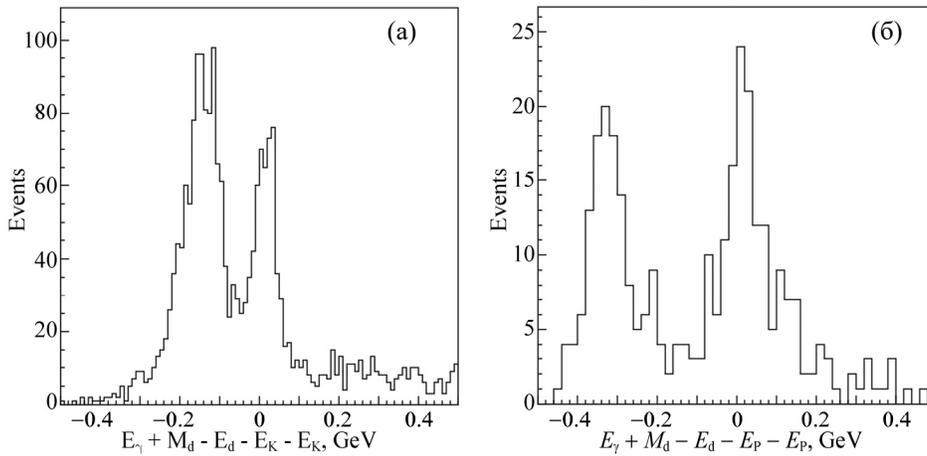


Рис.7. Распределение ΔE для реакции (а) dK^+K^- и (б) $dpp\bar{p}$, соответственно.

Распределения ΔE для двух других конечных состояний показаны на рис. 7а,б. Оба распределения имеют один пик при $dE = 0$ и второй пик в области отрицательных значений ΔE . Этот второй пик соответствует событиям реакции $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d'$, «утечка» которых в конечные состояния $dK^+ K^-$ и $dp\bar{p}$ произошла на уровне идентификации частиц. Для отбора событий реакций $\gamma d \rightarrow K^+ K^- d'$ и $\gamma d \rightarrow p\bar{p}d'$ соответственно были применены обрезания $|dE| < 0.06$ ГэВ и $|dE| < 0.15$ ГэВ.

4. Заключение

В работе представлен анализ данных по фоторождению на жидкой дейтериевой мишени установки CLAS лаборатории им. Джефферсона (США). Изучены три эксклюзивные реакции: $\gamma d \rightarrow \pi^+ \pi^- d'$, $\gamma d \rightarrow K^+ K^- d'$ и $\gamma d \rightarrow p\bar{p}d'$. Показано, что в этих реакциях кинематические подборки могут играть важную роль для идентификации конечных состояний с малым выходом. Реакции с малыми выходами могут пострадать от притока событий с большими сечениями из-за разрешения детектора и случайных совпадений. Сочетание ограничений на PID, таких как измерение времени пролёта и энергетических потерь в детекторах, и чётко определённых кинематических ограничений может эффективно очистить реакции с очень малыми выходами.

Автор выражает благодарность С. Степаняну (JLAB) за постановку задачи, помощь при проведении расчётов и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. A.S. Carroll, et al.. Phys. Rev. Lett, **32**, 247 (1974).
2. P. Benkheiri, et al.. Phys. Lett. B, **68**, 484 (1977).
3. B.G. Gibbard, et al.. Phys. Rev. Lett., **42**, 1593 (1979).
4. D. Aston, et al.. Phys. Lett. B, **93**, 517 (1980).
5. J. Bodenkamp, et al.. Phys. Lett. B, **133**, 275 (1983).
6. A. Ferrer, A.A. Grigoryan, V.F. Perepelitsa, P. Sonderegger. Eur. Phys. J. C, **10** 249(1999).
7. D.I. Sober, et al.. NIM A, **440**, 263 (2000).
8. B.A. Mecking, et al.. NIM A, **503** 513 (2003).

IDENTIFICATION OF MULTIPARTICLE FINAL STATES IN FULLY EXCLUSIVE REACTIONS BASED ON EVENTS TOPOLOGY AND KINEMATICS

E.S. GHANDILYAN

Methodological part of analysis of coherent proton–antiproton photoproduction reaction using experimental data from the CLAS detector at the Jefferson National Accelerator Facility (USA) is presented. The experiment was performed using a tagged bremsstrahlung photon beam of up to 5.75 GeV incident on a 40 cm long liquid deuterium target. Methods of identification of multiparticle final states in fully exclusive reactions are described. It is shown how the kinematics of coherent photoproduction of $p\bar{p}$, as well as $\pi^+ \pi^-$ and $k^+ k^-$ pairs was used for identification of particle final states and reactions.