ITEP-12-99

Институт теоретической и
экспериментальной физики

FERMILAB
SEP 29 1999
LIBRARY

12-99

Е. А. Дорошкевич, А. А. Курзенков,
Г. А. Лексин, А. В. Ставинский.

Образование $\Delta(1232)$–резонанса в электрон-ядерных взаимодействиях при 5 *ГэВ*.

Fermilab Library
0 1160 0070477 9

Москва 1999

УДК 539.I М-I6

ОБРАЗОВАНИЕ Δ(I232)-РЕЗОНАНСА В ЭЛЕКТРОН-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 5 ГэВ: Препринт ИТЭФ I2-99/

Е.А.Дорошкевич, А.А.Курзенков и др. - М., I999 - 24с.

Изучается рождение Δ в $e^{\pm}A$-взаимодействии при энергии 5 ГэВ. Для выделения резонанса на фоне подложки использован корреляционный метод. Отчётливо наблюдается образование Δ^{++} ($N_{\Delta^{++}}/N_p$ = 0,021±0,01). Δ^0 в пределах ошибок не наблюдается (Δ^0/Δ^{++} < 0,07). Примерно треть из наблюдаемых Δ^{++} — кумулятивные ($N_{\Delta^{++}\ (\alpha>1.26)}/N_{\Delta^{++}\ (\alpha<1.26)}$ = =0,47±0,06).

We study Δ production in $e^{\pm}A$-interactions at 5 GeV. Correlation method was used to extract resonance over background. We observe Δ^{++} emission ($N_{\Delta^{++}}/N_p$ = 0.021±0.01), but don't see any Δ^0 (Δ^0/Δ^{++} < 0,07). About one third part of detected Δ^{++} is cumulative ($N_{\Delta^{++}\ (\alpha>1.26)}/N_{\Delta^{++}\ (\alpha<1.26)}$ = 0.47±0.06).

Рис.- I0, список лит. - I4 наим.

© Институт теоретической и экспериментальной физики, I999

1. Введение

Исследования ядерных реакций при высоких энергиях ведутся в ИТЭФ уже много лет. Особый интерес представляют жёсткие взаимодействия, в которых проявляется коллективное поведение ядерной материи. Так, например, яркий пример коллективного эффекта — образование кумулятивных частиц, рождение которых на свободном нуклоне запрещено кинематически.

В настоящее время накоплено немало сведений об образовании различных кумулятивных частиц, таких как p, n, π, легких ядер и т.д. Однако имеется очень мало сведений о рождении кумулятивных резонансов, в частности Δ. Вместе с тем, к этим данным имеется немалый интерес, связанный с тем, что сечение их образования зависит от механизма реакции. Так различные модели рождения Δ обсуждаются в работах [1,2,3,4]. Также в некоторых теоретических работах содержатся предсказания об изменении параметров резонансов, их массы и ширины, в ядерной материи [5,6,7]. Поэтому и возник интерес к изучению вопроса о рождении Δ-резонанса по имеющимся у нас данным об электрон-ядерном взаимодействии при 5 ГэВ.

В нашей лаборатории уже были работы на эту тему. Так в [8] изучалось образование Δ в pA-взаимодействии при 7,5 ГэВ. Настоящий препринт продолжает работу [9], где уже была сделана попытка изучения образования Δ по тем же данным. Недостатком той работы явилось отсутствие учёта эффекта кинематических корреляций (подробно об этом см. ниже). Основной задачей данной работы и было исследовать влияние этого эффекта.

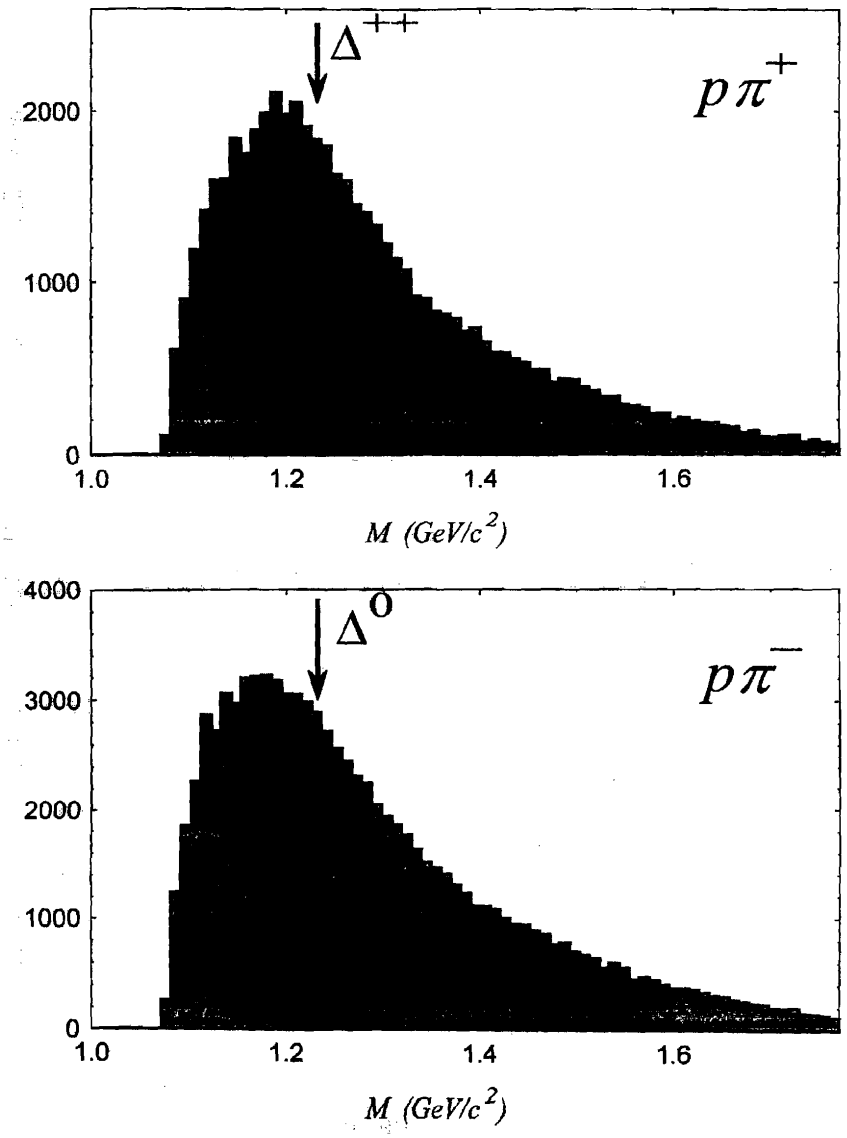

Рис. 1. Распределения по инвариантной массе пар $p\pi^+$ и $p\pi^-$ в eA – взаимодействиях, наблюдаемых в ARGUSe.

Работа была выполнена в ИТЭФ на основании материала, любезно предоставленного коллаборацией ARGUS, в которой ИТЭФ принимал участие. Установка ARGUS [10] — это 4π-детектор, предназначенный для изучения e^+e^--взаимодействий. ARGUS был установлен на электрон-позитронном кольце DORIS-II в DESY. Кроме основного материала, ARGUS фиксирует взаимодействия электронов и позитронов с остаточным газом в вакуумной камере, которые являются фоном для основного эксперимента. Установки такого класса как ARGUS, предназначенные специально для изучения ядерных взаимодействий, как к моменту начала работы, так и до настоящего времени, отсутствуют. Поэтому мы и обратились к коллаборации ARGUS с просьбой предоставить нам эти данные для физического анализа.

2. Использование корреляционного метода для выделения резонанса на нерезонансном фоне

Выделение пика Δ-резонанса на распределении по инвариантной массе пары $p\pi$ в нашем случае связано с некоторой сложностью. На рис. 1 представлены распределения по инвариантной массе для пар $p\pi^+$ и $p\pi^-$. Форма их в первую очередь определяется инклюзивными характеристиками: спектрами и угловыми распределениями. Оказывается, что и без влияния резонанса в районе его массы имеется максимум. Непосредственно выделить резонанс на таком фоне оказывается проблематично.

Чтобы преодолеть эту трудность, в работе [9] было предложено использовать подход, применяемый при изучении корреляций. Чтобы выделить пик резонанса над нерезонансной частью мы должны выделить из распределений на рис. 1 ту часть, которая не сводится к инклюзивным характеристикам одной частицы, а определяется взаимосвязью пары частиц. Для этого обычно применяется *корреляционная функция*

$$R(p_1, p_2) = \frac{\rho_{12}(p_1, p_2)}{\rho_1(p_1) \cdot \rho_2(p_2)}, \qquad (1)$$

где ρ_{12}, ρ_1 и ρ_2 — инвариантные инклюзивные сечения рождения, соответственно пары частиц и каждой из них по отдельности. Иными словами, корреляционная функция есть отношение вероятности образования пары частиц к вероятности того, как если бы они образовывались независимо друг от друга. Если частицы действительно образуются независимо, то $R \equiv 1$. Отклонение от 1 означает взаимосвязь между образованием частиц.

На практике, вычислить зависимость корреляционной функции от некоторой переменной x непосредственно по формуле (1) достаточно сложно. Вместо этого разработаны специальные приёмы. Один из основных — это *метод перемешивания*. Суть его состоит в следующем. Корреляционная функция вычисляется как отношение двух распределений: реального и перемешанного.

$$R_{12}(x) = \frac{N_{12}(x)}{N_{\text{mix}}(x)} \qquad (2)$$

Здесь N_{12} — это обычное распределение, для пар частиц, взятых из одного события. Для вычисления перемешанного распределения N_{mix} (называемого также *фоновым*) мы берём два различных события и составляем все возможные пары частиц из одного события с частицами из другого события. Поскольку частицы из разных событий образуются независимо, $N_{mix}(\vec{p}_1, \vec{p}_2) \sim \rho_1(\vec{p}_1) \cdot \rho_2(\vec{p}_2)$. Мы не стремились определить абсолютную нормировку корреляционной функции следующую из (1). Как правило мы нормируем R на одинаковое количество реальных и перемешанных пар частиц $N_{12} = N_{mix}$. В тех случаях, когда она имеет значение, мы будем особо отмечать способ нормировки.

Итак, перемешанное распределение есть ни что иное, как парное распределение, определяемое только инклюзивными характеристиками отдельных частиц. На его фоне Δ-резонанс должен быть отчётливо виден. И действительно, рис. 2*а*, где представлена корреляционная функция $R(m_{p\pi^+})$, подтверждает это. К сожалению, образование резонанса — это не единственный

корреляционный эффект. Поэтому реальное и фоновое распределения отличаются по форме друг от друга (рис. 5*а*, *б*), а корреляционная функция вне пика отнюдь не является константой (рис. 2*а*, *б*). Один из таких эффектов — это *кинематические корреляции* (называемые также широкими), возникающие благодаря тому, что между продуктами взаимодействия всегда присутствует взаимосвязь в виде закона сохранения энергии-импульса. Нашей задачей было изучить влияние кинематических корреляций и по возможности, научиться выделять из общей зависимости часть определяемую этим эффектом.

3. Экспериментальный материал

Как уже говорилось, работа была выполнена на основании данных о взаимодействии электронов и позитронов с остаточным газом в вакуумной камере установки ARGUS [10]. Приведём краткую характеристику установки и данных.

Энергия электронов и позитронов в ARGUSe — 5 ГэВ. Большая часть остаточного газа, как показывают анализы — это пары воды. Вероятность регистрации взаимодействия с ядром водорода гораздо меньше по сравнению с кислородом, благодаря условиям триггеров и критериям отбора электрон - ядерных взаимодействий (см. ниже). Поэтому наша мишень для электронов — это ядра кислорода, и мы изучаем реакцию $e^{\pm}\ {}^{16}O \rightarrow p\pi^{\pm}X$. Хотя ARGUS — это почти 4π-детектор, его геометрия, к сожалению, не позволяет фиксировать частицы, вылетающие под небольшим углом к направлению пучка. Из-за этого, установка в большинстве случаев не фиксирует вторичный электрон в *eA*-взаимодействии, что не позволяет нам определить переданный импульс. Учитывая быстрое уменьшение сечения электромагнитного взаимодействия с ростом переданного импульса Q, можно считать, что наши события относятся главным образом к области малых $Q^2 << 1\,(\text{ГэВ}/c)^2$.

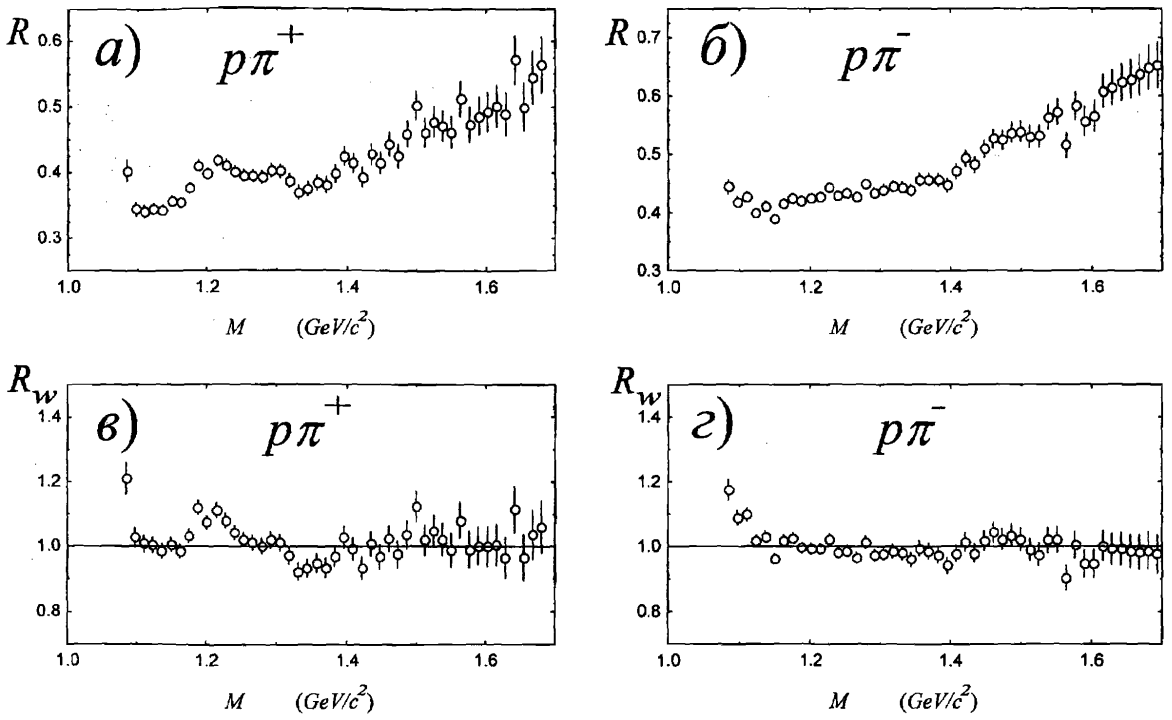

Рис. 2. а) и б) — зависимость корреляционной функции от инвариантной массы пар $p\pi^+$ и $p\pi^-$, в) и г) — то же самое, но с поправкой на широкие корреляции (см. текст).

4. Обработка данных

Процедура отбора электрон-ядерных взаимодействий и применённые для этого критерии описаны в [11]. Число отобранных событий составило 86 460. Примесь e^+e^- в этом наборе событий составляет ~7%.

Для анализа мы использовали частицы, лежащие в кинематической области, где эффективность их регистрации достаточно высока и не имеет значительных нерегулярностей. Для этого мы ввели следующие ограничения: на угол вылета $|\cos\vartheta| < 0.75$ (баррельная область) и на импульс: для протонов — $0.3 < p_p < 1.2$ ГэВ, а для пионов соответственно — $0.08 < p_\pi < 0.9$ ГэВ.

Как уже говорилось, для вычисления корреляционной функции мы использовали метод перемешивания. Мы не стремились определить абсолютную нормировку корреляционной функции. Поэтому ниже она представлена либо в условных единицах, либо нормирована на одинаковое количество реальных и перемешанных пар.

На наблюдаемую нами зависимость могут также оказать влияние *узкие корреляции*, которые в случае пар протонов с пионами возникают благодаря кулоновскому взаимодействию в конечном состоянии. Это взаимодействие описывается Гамовским фактором. На него мы делали поправку при вычислении фоновых распределений и корреляционных функций.

В ARGUSe происходит два типа ядерных взаимодействий: e^+A и e^-A. При анализе мы не разделяли события по сорту первичной частицы. Единственная причина, по которой нам нужно было различать их — это возможность поместить их в одинаковую систему координат, где ось z направлена по направлению движения первичной частицы. Если не сделать этого, при использовании метода перемешивания, нельзя было бы перемешивать эти события

друг с другом. Мы различали тип первичной частицы по направлению продольной компоненты суммарного импульса зарегистрированных частиц. Доля неоднозначно идентифицированных событий составляет ~4%.

Заслуживает внимания вопрос о влияние эффективности ARGUSa на наши результаты. Влияние искажений установки, ошибок идентификации и т.п. на регистрируемые события минимально. Действительно, мы специально ограничили кинематическую область, где мы наблюдаем частицы так, что эффективность регистрации и идентификации частиц в ней заведомо высока. Корреляционная функция мало чувствительна к эффективности. Поэтому эта часть эффективности практически не отражается на результатах.

Триггеры ARGUSa, предназначенные для регистрации событий e^+e^-, весьма специфичным образом отбирают происходящие в нём eA–взаимодействия. К сожалению, сложность триггеров ARGUSa не позволила охарактеризовать класс наблюдаемых взаимодействий каким-либо простым набором физических характеристик. Как показал анализ с использованием модели [12], такой отбор сохраняет качественную картину eA–взаимодействия, но может заметно повлиять на количественные характеристики.

5. Влияние закона сохранения энергии-импульса на корреляционную функцию

Подробно анализ кинематических корреляций в eA–взаимодействиях, наблюдаемых в ARGUSe, мы провели в [13]. Здесь мы кратко повторим основные идеи и выводы, чтобы затем изучить, как этот эффект сказывается на распределении по инвариантной массе.

Рассмотрим, как законы сохранения определяют распределение событий в фазовом пространстве (размерность которого составляет $3n$, где n — число частиц). Приведённые ниже рассуждения проиллюстрированы на рис. 3 для простейшего случая

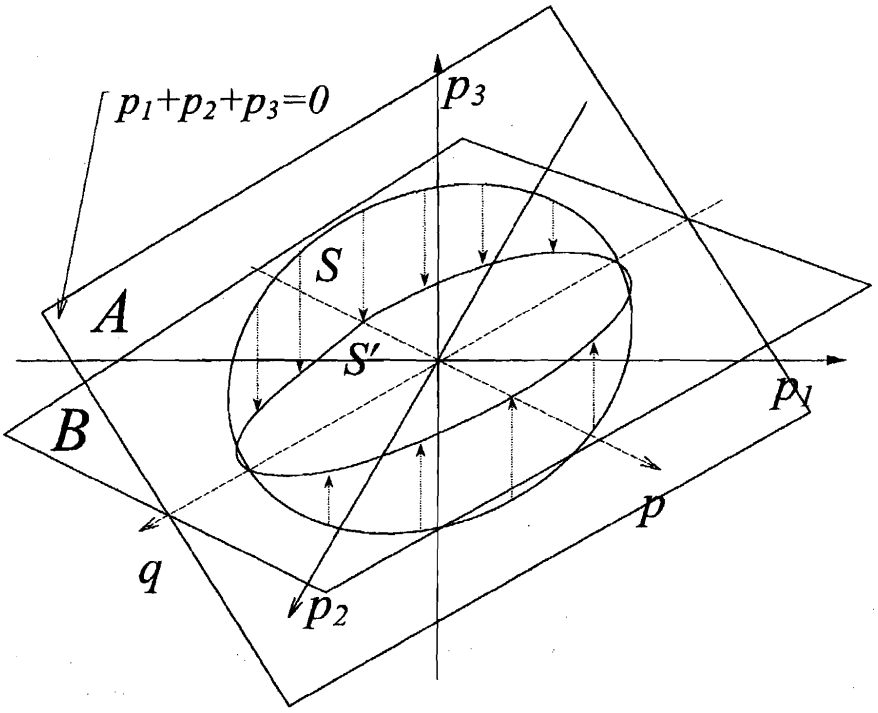

Рис. 3. Иллюстрация взаимосвязи закона сохранения энергии - импульса и картины фазового пространства.

фазового пространства трёх одномерных импульсов. Закон сохранения импульса выделит фазовое ($3n$-3)-мерное подпространство. Закон сохранения энергии, в свою очередь, выделит в нём сферическую область. (В релятивистском случае она будет иметь более сложную, чем сфера, форму, но принципиально это не повлияет на наши выводы.)

Использование корреляционной функции подразумевает *инклюзивный подход* к анализу реакции. Это означает, что различные каналы реакции не выделяются, наблюдение ведётся за несколькими вторичными частицами (скажем, за парой протон - пион) вне зависимости от того, какие ещё частицы образовались во взаимодействии. Иными словами, мы рассматриваем не всё фазовое пространство, а лишь подпространство k частиц. (В нашем случае

парных корреляций k=2.) Как будет выглядеть область, ограниченная законами сохранения в проекции на это подпространство? Обратим внимание, что подпространство A, выделенное законом сохранения импульса, наклонено относительно плоскости B, в которой мы ведём наблюдение (рис. 3). Поэтому сферическая область S в проекции на плоскость B окажется сжата вдоль оси p и превратится в эллиптическую область S'. Направления вдоль осей p и q на плоскости B окажутся неравноценными, они будут отличаться масштабом. Таким образом, влияние законов сохранения в фазовом подпространстве k частиц выражается в изменении масштаба вдоль оси p ($\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 + ... + \vec{p}_k$) относительно ортогональной её оси q. Степень этого сжатия зависит только от соотношения размерностей всего фазового пространства и наблюдаемой его части. Оно составляет

$$\frac{p_{\text{char}}}{q_{\text{char}}} = \sqrt{1 - \frac{k}{n}}, \qquad (3)$$

где p_{char} и q_{char} — характерные размеры S' по p и q.

Итак, при рассмотрении парных кинематических корреляций нам удобно перейти от переменных $\vec{p}_1$ и $\vec{p}_2$ к другой паре независимых переменных: $\vec{p} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ и $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_2$. Рассмотрим, как описанное изменение масштаба скажется на корреляционной функции. Реальное распределение (числитель формулы (1)) будет по ширине меньше вдоль оси $\vec{p}$, чем $\vec{q}$. Что же касается перемешанного распределения (знаменателя (1)), то для него оси $\vec{p}$ и $\vec{q}$ будут равноценны. Ширина же его по обоим этим осям будет некоторой промежуточной величиной между шириной реального распределения по $\vec{p}$ и $\vec{q}$. Таким образом, распределение, стоящее в числителе корреляционной функции, будет вдоль оси $\vec{p}$ уже распределения в знаменателе, а вдоль оси $\vec{q}$, наоборот — шире его.

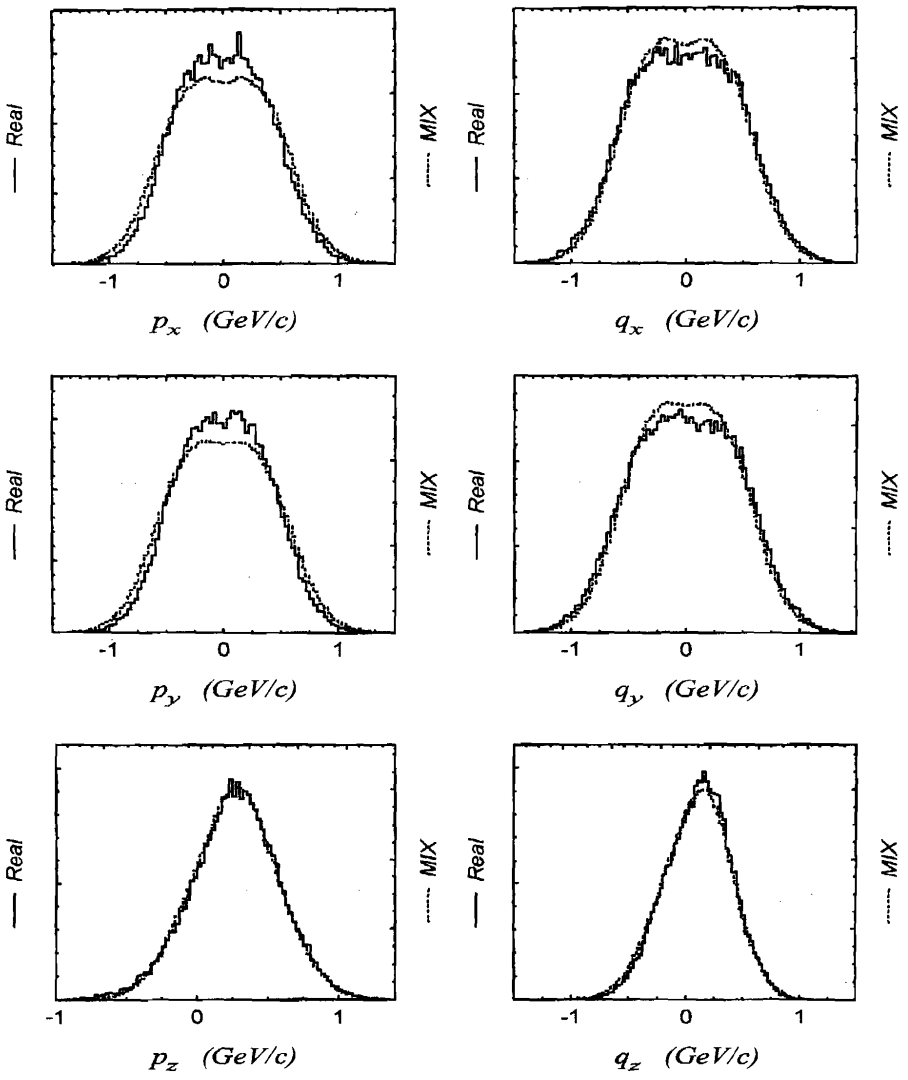

Рис. 4. Реальные (сплошные линии) и перемешанные (пунктирные линии) распределения по компонентам суммы и разности импульсов пары частиц $p\pi^+$: $\vec{p} = \vec{p}_p + \vec{p}_{\pi^+}$, $\vec{q} = \vec{p}_p - \vec{p}_{\pi^+}$.

6. Поправка на кинематические корреляции при выделении Δ-резонанса

Итак, мы выяснили, что парные кинематические корреляции выражаются в изменении масштаба реального распределения относительно фонового по переменным $\vec{p}$ и $\vec{q}$. Рассмотрим, как этот эффект проявляется в наших данных. На рис. 4 мы можем сравнить форму реальных и перемешанных распределений по компонентам импульсов $\vec{p}$ и $\vec{q}$. Мы видим, что распределения по поперечным компонентам импульса: x и y, ведут себя именно так, как мы и предполагали. Реальное распределение слегка сжато относительно фонового вдоль p_x и p_y, и наоборот растянуто вдоль q_x и q_y.

Что касается распределений по p_z и q_z, то здесь реальное и фоновое распределения практически не отличаются друг от друга. Объяснить это можно тем, что здесь эффект замаскирован неопределённостью суммарного продольного импульса. Если полный поперечный импульс системы частиц по определению равен нулю, то продольный импульс, поскольку мы работаем в лабораторной системе отсчёта, не только отличен от нуля, но и различен для разных событий. Этот разброс полного импульса приводит и к размазыванию распределения $N(p_z)$ для пар частиц, что в итоге «замазывает» эффект кинематических корреляций.

Теперь наша задача заключается в том, чтобы определить, какая часть зависимости $R(m_{p\pi})$ определяется этим эффектом. Для этого было предложено использовать при вычислении корреляционной функции весовой коэффициент. При вычислении фонового распределения каждой перемешанной паре частиц приписывается вес $W = W_{p_x}(p_x) \cdot W_{q_x}(q_x) \cdot W_{p_y}(p_y) \cdot W_{q_y}(q_y) \cdot W_{p_z}(p_z) \cdot W_{q_z}(q_z)$. Распределения $W_{p_i}(p_i)$, $W_{q_i}(q_i)$ подбираются так, чтобы после внесения такого весового коэффициента корреляционные функции от каждой компоненты суммарного и

поперечного импульса превратились бы в единицу $R_W(p_i) \equiv 1$, $R_W(q_i) \equiv 1$. Таким способом мы удалим из корреляционной функции зависимость, вызванную кинематическими корреляциями. В первом приближении, можно положить W равными соответствующим экспериментальным распределениям R, вычисленным по этим же данным.

7. Обсуждение результатов

Функции $R_w(m_{p\pi})$, вычисленные с учетом вышеописанной поправки, представлены на рис. 2*в* и *г*, а на рис. 5*в* и *г* — соответствующие реальные и фоновые распределения. Как мы видим, корреляционная функция из плавно растущей превратилась практически в константу, а реальные и фоновые распределения стали практически одинаковы по форме вне области резонанса. Мы можем сделать вывод, что изначально отличие реальных и перемешанных распределений (рис. 5*а*, *б*), и как следствие зависимость $R(m_{p\pi})$ действительно возникает главным образом благодаря эффекту кинематических корреляций. Косвенно это подтверждает также рис. 7, где представлено отношение корреляционных функций пар $p\pi^+$ и $p\pi^-$. Как мы знаем, широкие корреляции пионов разных знаков одинаковы ([14,13]). И действительно, на рис. 7 зависимость вне области резонанса сократилась. В то же время сам резонанс на этом рисунке хорошо наблюдается благодаря тому, что Δ^0 образуется много меньше, чем Δ^{++}.

Тем не менее, в конечном счёте, нас интересует не корреляционная функция, а разность распределения по инвариантной массе и фонового распределения. Она представлена на рис. 6, соответственно: *а* и *б* — распределения для просто перемешанных пар, *в* и *г* — с весовым коэффициентом. В последнем

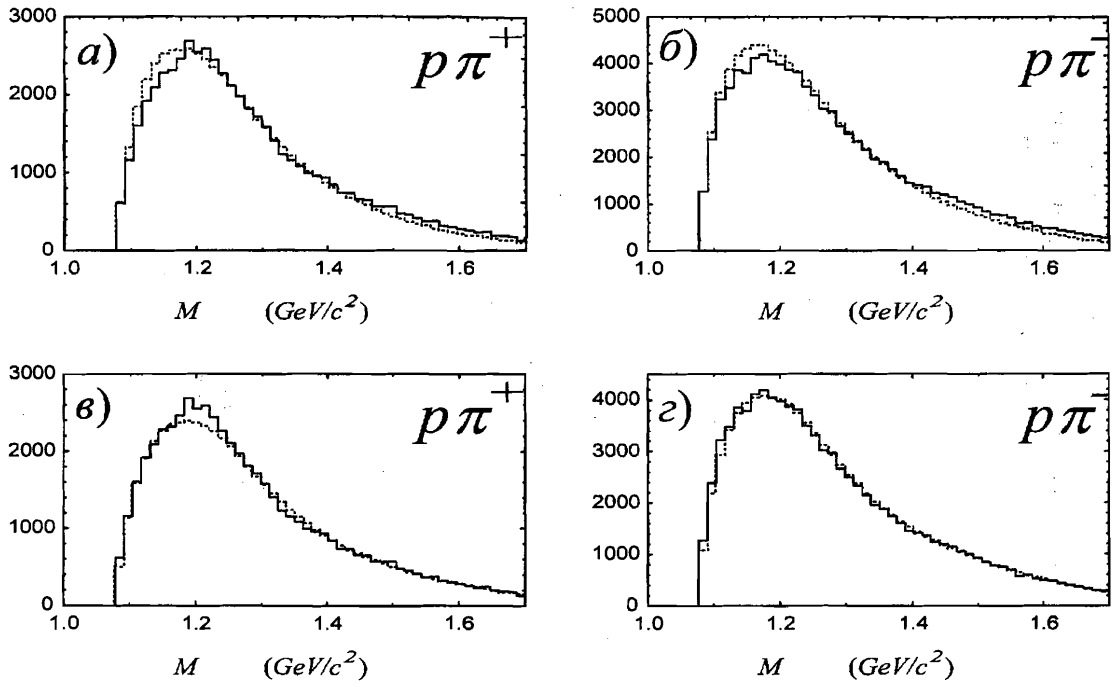

Рис. 5. Распределение по инвариантной массе пар $p\pi^+$ и $p\pi^-$. Пунктирные линии — фоновые распределения, полученные методом перемешивания: *а*) и *б*) — без учёта вклада широких корреляций, *в*) и *г*) — вычисленные с весовым коэффициентом. Фоновые распределения нормированы на число реальных пар для *а*) и *б*) во всём диапазоне масс, а для *в*) и *г*) — в области $M > 1.4$ ГэВ, где не сказывается влияние Δ.

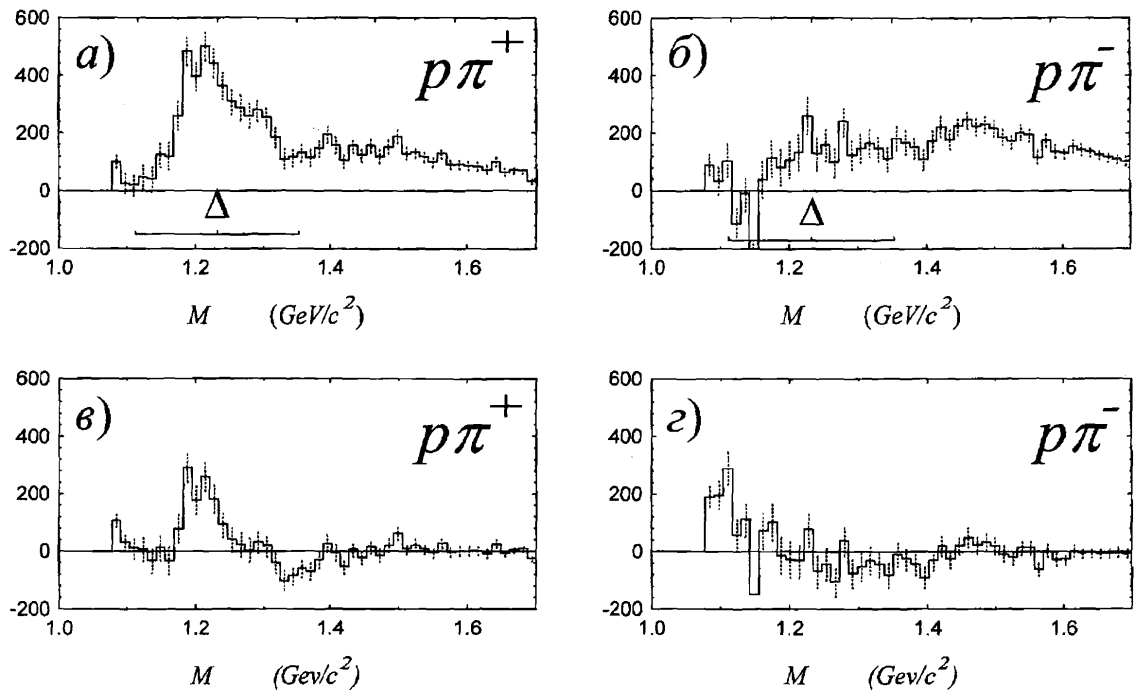

Рис. 6. Разность реальных и фоновых распределений, представленных на Рис. 5. Рисунки *а*), *б*), *в*) и *г*) — соответственно то же самое, что и на Рис. 5. Нормировка фоновых распределений рис. *а*) и *б*) выбрана относительно произвольно, из соображения, чтобы подложка резонанса находилась примерно на нулевом уровне; *в*) и *г*) — так же, как и на Рис. 5, нормированы в области больших *M*.

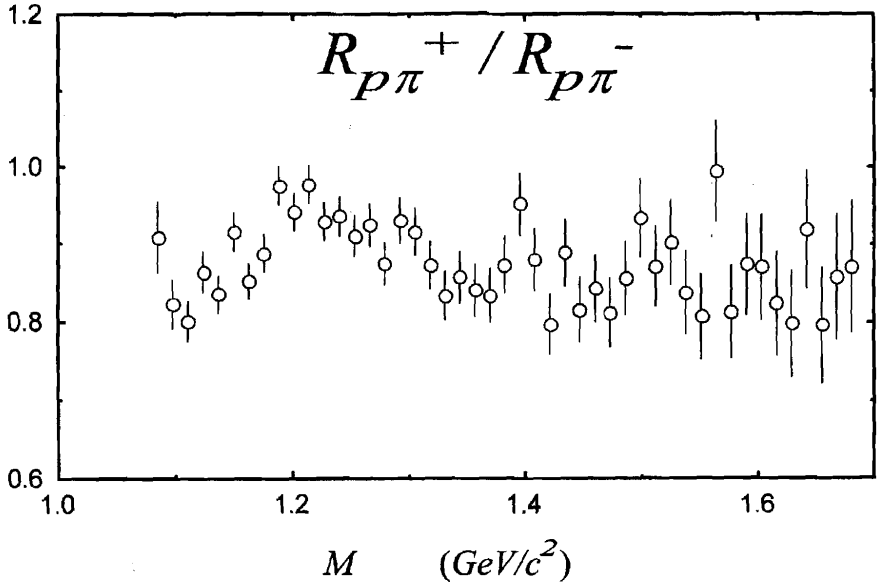

Рис. 7. Отношение корреляционных функций пар $p\pi^+$ и $p\pi^-$ (без поправок на широкие корреляции).

случае фоновые распределения были нормированы на одинаковое с реальными число пар в области $M >$ 1,4 ГэВ, где влияние Δ не сказывается. Мы вынуждены констатировать факт, что полностью учесть все корреляции и оставить только резонанс наш метод всё же не смог. Особенно хорошо это заметно для пар $p\pi^-$. Для них резонанс практически не наблюдается, но мы, тем не менее, видим некоторую зависимость. Резонанс для пар $p\pi^+$ также находится явно не на нулевом фоне.

Причина различия распределений по инвариантной массе и вычисленных фоновых распределений состоит, по видимому, в следующем. Мы попытались учесть кинематические корреляции, усреднённые в целом для всего набора событий. В то же время в этом наборе присутствуют события с различным числом частиц, а

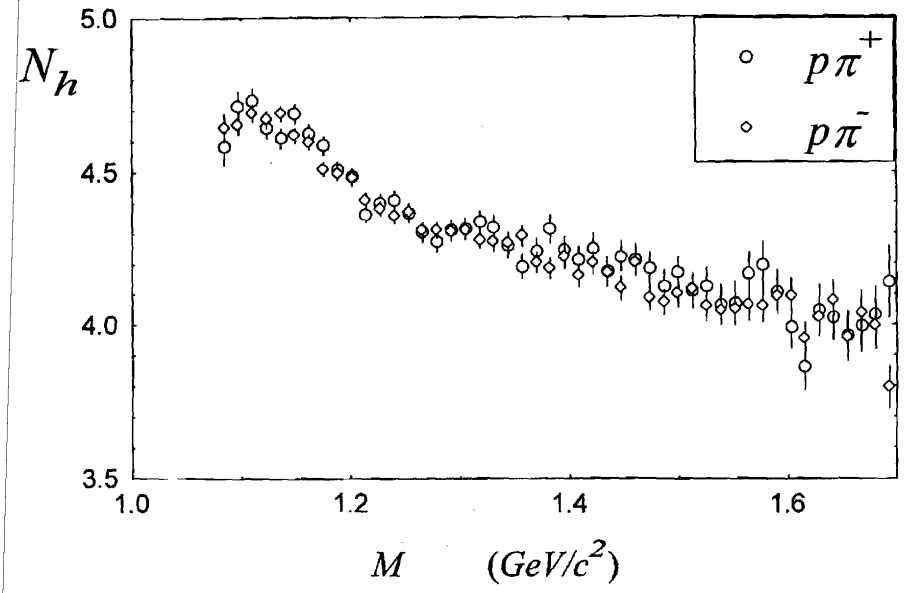

Рис. 8. Среднее число зарегистрированных адронов в событиях, где были зафиксированы пары $p\pi$ с массой M.

именно этот параметр является определяющим для кинематических корреляций. Если между числом частиц, образовавшихся во взаимодействии, и инвариантной массой пар этих частиц существует корреляция, то наша усреднённая поправка не принесёт желаемого результата. На рис. 8 представлена зависимость от инвариантной массы пар $p\pi$ среднего числа зарегистрированных адронов (p, π, а также Λ, K) в событиях, где наблюдались эти пары. К сожалению, это нельзя считать полным числом частиц, принимавших участие во взаимодействии, но нет сомнения, что это — близко связанные величины. Как мы видим, зависимость достаточно сильная. Таким образом, мы можем заключить, что неучтённая нами корреляция — это результат того, что события с различным числом частиц вносят не одинаковый вклад в области больших и малых M распределения по инвариантной массе.

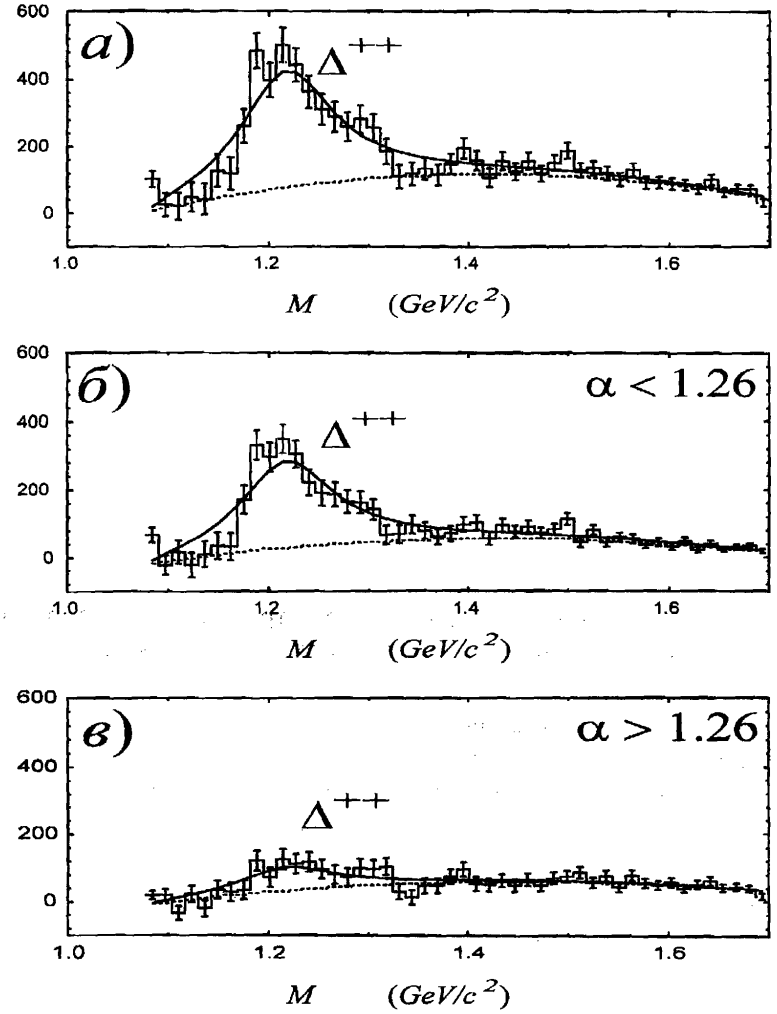

Рис. 9. Разность реального и фонового распределений по инвариантной массе пар $p\pi^+$: *а*) для всех пар. *б*) для пар с величиной переменной светового конуса $\alpha < 1{,}26$. *в*) для пар с $\alpha > 1{,}26$. Фит — релятивистская функция Брейт-Вигнера с табличными параметрами массы и ширины Δ плюс полином, изображенный отдельно пунктирной линией (см текст).

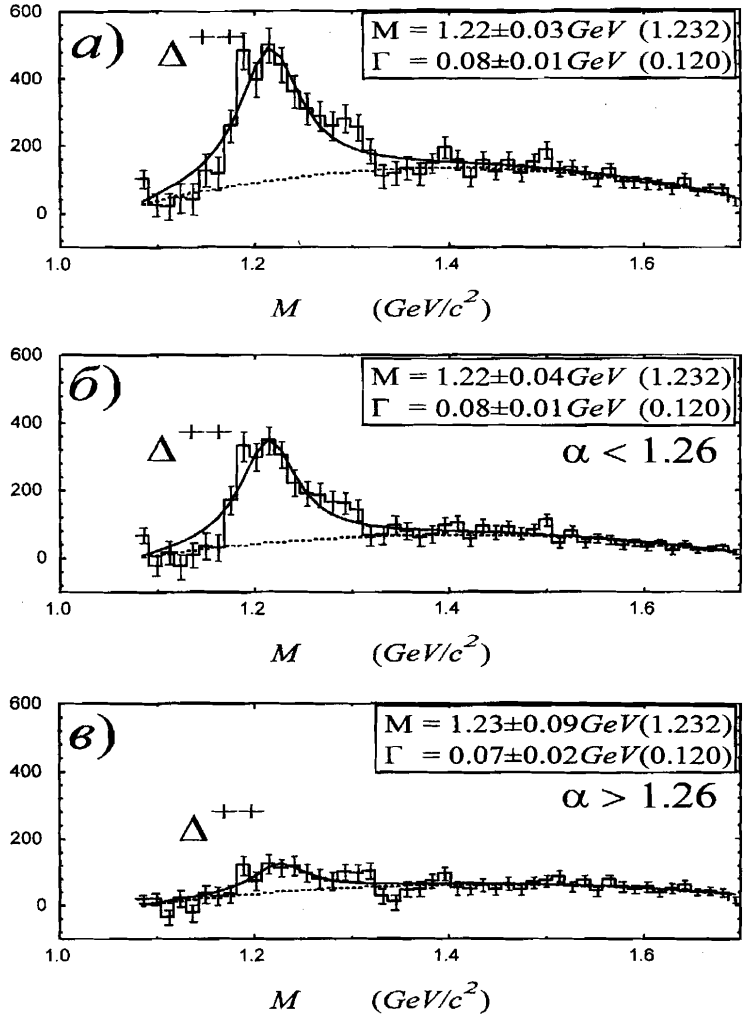

Рис. 10. То же самое, что и на Рис. 9, но фит со свободными параметрами Δ. Результаты фита — на рисунке. В скобках — табличные значения.

Итак, процедура вычисления перемешанного распределения с весовым коэффициентом позволила нам убедиться, что основной вклад в зависимость $R(M)$ кроме резонанса вносят именно кинематические корреляции. Тем не менее, некоторый вклад в неё дают и другие корреляционные эффекты, учесть которые нам не удалось. К сожалению, зависимость, сохранившаяся после поправки (рис. 6 *в* и *г*) оказывается для нас даже ещё более неудобной, чем была до (рис. 6 *а*, *б*), поскольку проявляется именно в области Δ-резонанса. Поэтому для оценки числа наблюдаемых Δ были использованы непоправленные распределения. Они представлены на рис. 9, и рис. 10. Фит, показанный на рисунке — сумма релятивистского распределения Брейт-Вигнера и нерезонансной подложки, для аппроксимации которой использован полином второй степени. Подложка показана пунктирной линией. Очевидно, что ошибка, связанная с неопределённостью аппроксимации последней, не превышает статистических ошибок. Распределения на рис. 9 отфитированы с табличными, а на рис. 10 — со свободными параметрами Δ. Последний даёт массу Δ, совпадающую с табличной, но ширина оказывается несколько меньшей.

Отношение числа наблюдаемых Δ^{++} к числу зарегистрированных протонов составляет $N_{\Delta^{++}}/N_p = 0{,}021 \pm 0{,}01$. Δ^0 в пределах ошибок не наблюдается. Отношение числа наблюдаемых Δ^0/Δ^{++} не превышает 0,07. Для нас также было важно, какая часть наблюдаемых Δ являются кумулятивными. В качестве характеристики кумулятивности частицы принято использовать переменную светового конуса α:

$$\alpha = \left(E - p_{\parallel}\right)/m. \qquad (4)$$

На Рис. 9*б*, *в* представлены распределения по инвариантной массе, за вычетом фонового распределения (без поправки) для пар $p\pi^+$, соответственно для малых и больших α. В качестве граничного значения α была выбрана средняя величина для всех пар $p\pi$, которая составляет 1,26 . Отношение числа Δ^{++} с большим и малым α составляет $N_{\Delta^{++}\,(\alpha>1.26)}/N_{\Delta^{++}\,(\alpha<1.26)} = 0{,}47 \pm 0{,}06$.

8. Заключение

Итак, описанный выше метод позволил разделить два корреляционных эффекта: широких корреляций и Δ - резонанса. Мы отчётливо наблюдаем образование Δ^{++}-резонанса в электрон-ядерном взаимодействии. В то же время Δ^{0} практически не наблюдается. Из наблюдаемых Δ^{++} примерно треть — кумулятивные.

9. Литература

1 *Frankfurt L., Strikman M.* // Phis. Reports, 1988, **160,** № 5 & 6.

2 *Алимов М. А. и др.* // Ташкент, Препринт ФТИ АН УзССР, 1988, **66-88-ФВЭ**.

3 *Аммосов В. В. и др.* // Письма в ЖЭТФ, 1984, **40**, С. 262.

4 *Литвиненко А. Г., Ставинский В. С.* // Дубна, Краткие сообщения ОИЯИ, 1985, **12-85**.

5 *Kondratyuk L. A., Golubeva Ye. S.* // ЯФ, 1998, **61,** вып. 5, С. 951-960.

6 *Kondratyuk L. A., et. al.* // Phis. Rev., 1998, **C58,** № 2, P. 1078-1083.

7 *Eletskii V.L., et. al.* // Eur. Phis. j, 1998, **1**, P. 381.

8 *Воробьёв Л. С. и др.* // препринт ИТЭФ, 1990, № **5**.

9 *Degtyarenko P. V., et. al.* // preprint ITEP, 1990, № **12.**

10 *Albrecht H., et. al.* // NIM, 1989, **A275**, P. 1-48.

11 *Degtyarenko P. V., et al.* // Z. Phys., 1990, **A335**, P. 231.

12 *Kossov M. V., Voronina L. M.* // preprint ITEP, 1984, № **165**.

13 *Дорошкевич Е. А. и др.* // препринт ИТЭФ, 1998, № **18**.

14 *Degtyarenko P. V. et. al.* // Z. Phis, 1997, **A 357**, P. 419-424.