



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6195/2-80

22/12-8

P1-80-574

А.И.Аношин, Б.З.Белашев, В.Б.Любимов,
М.К.Сулейманов

ФУРЬЕ-АЛГОРИТМ
ДЛЯ АНАЛИЗА СПЕКТРОВ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС.

РЕЗУЛЬТАТЫ ПОИСКА
БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В $\pi^{-12}\text{C}$ - И $\pi^{-\text{p}}$ - ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ $P_{\pi^{-}} = 40$ ГэВ/с

Направлено в ЯФ

1980

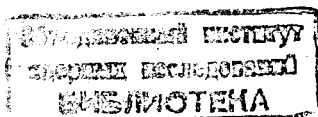
§1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных источников информации о рождении резонансов в столкновениях адронов с адронами и ядрами служат распределения конечных продуктов по эффективной массе ($M_{эфф}$). Анализ этих распределений требует, как правило, априорной информации о резонансах и нерезонансном фоне. Обнаружение новых резонансов связано с проблемой обеспеченности наблюдаемых пиков над уровнем обычно неизвестного фона.

Для преодоления этих трудностей мы использовали при исследовании распределений по $M_{эфф}$ известный в γ -спектроскопии метод фурье-анализа, называемый фурье-алгоритмом $/\Phi A/^{1/}$. Однако обычно применяемый ФА не позволяет идентифицировать синглетную структуру несимметричного пика, соответствующего, например, одиночному резонансу*. Нами предложен модифицированный ФА $/M\Phi A/$. Суть его можно продемонстрировать на примерах, схематически показанных на рис.1а и 2а. На рис.1а изображена синглетная структура несимметричного резонанса, на рис.2а - структура, содержащая два резонанса с вкладами a_1 и a_2 . Если применить к этим пикам процедуру симметризации их правых и левых частей относительно положения максимума /оси $00_1/$, то симметричные кривые на рис.1б и 1в, соответствующие распределению 1а, будут обладать синглетной структурой, а кривые на рис.2б и 2в, соответствующие дублетной структуре, будут представлять в общем случае симметричные триплеты. Полученные таким образом симметризованные распределения являются объектом исследования с помощью ФА.

Возможность идентификации синглетной и мультиплетной структуры пиков обусловлена различным поведением их фурье-образов $/\Phi O/$: монотонно-убывающим для синглета и осциллирующим для мультиплета. При этом знание основных периодов осцилляции по "массовой" частоте позволяет определить положение компонент мультиплетной структуры относительно оси симметризации. Покажем это на примере триплетов на рис.2б и 2в. Для указанной цели компоненты дублетной структуры рис.2в можно считать симметричными относительно положения своих максимумов. Тогда триплеты могут рассматриваться как состоящие из боковых компонент, представляющих спектр одного из резонансов дублета и центральной компоненты, которая для рис.2б и 2в может быть

* Предполагается использование симметричной функции разрешения.



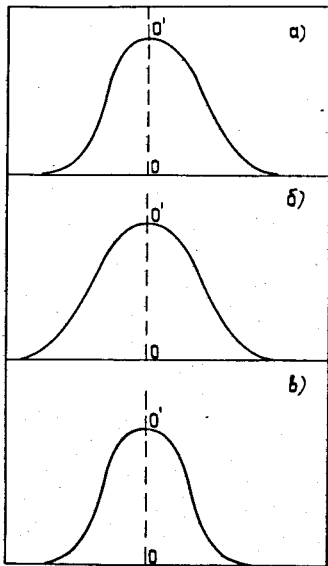


Рис.1. Схема симметризации синглетного пика, его симметризованные правая /б/ и левая /в/ части.

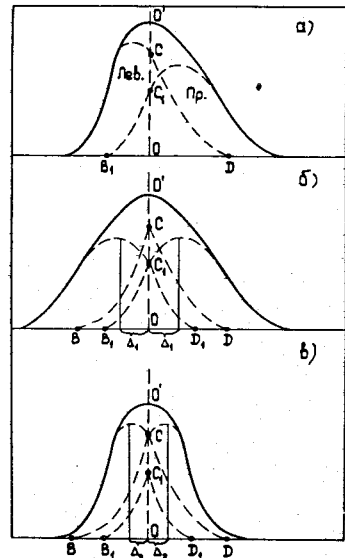


Рис.2. Схема симметризации пика, обладающего дублетной структурой /а/: его симметризованные правая /б/ и левая /в/ части.

описана кривыми $(BCD-B_1C_1D_1)$ и $-(BCD-B_1C_1D_1)$. Смысл параметров Δ_1 и Δ_2 ясен из рисунков. Переходя к фурье-образам распределений 2б и 2в, получаем для их модулей следующие формулы:

$$|F_1(\omega)| = |P(\omega) + 2a_1 |R_1(\omega)| \cos(\omega \Delta_1)|, \quad /1/$$

$$|F_2(\omega)| = |-P(\omega) + 2a_2 |R_2(\omega)| \cos(\omega \Delta_2)|, \quad /2/$$

где ω - массовая частота, $P(\omega)$ - Ф0 центральной компоненты триплета на рис.2б, $R_1(\omega)$ и $R_2(\omega)$ - Ф0 исходных компонент дублета*. Функции $|F_1(\omega)|$ и $|F_2(\omega)|$ имеют осциллирующее поведение. Это обусловлено как функцией косинуса, так и тем, что в общем случае $P(\omega)$ является разностью Ф0 функций, близких к треугольной функции /т.е. имеющей разрыв производной/, и со-

* Вследствие симметричности всех компонент триплета относительно положений своих максимумов $P(\omega)$, $R_1(\omega)$, $R_2(\omega)$ - действительные функции, $R_1(\omega)$ и $R_2(\omega)$ - Ф0 синглетов, медленно убывающие функции.

держит осцилляции постоянного периода. Однако информативными относительно положения компонент исследуемого распределения являются лишь осцилляции, обусловленные косинусными членами с частотными периодами ω_{01} и ω_{02} . Неинформативные осцилляции исчезают в сумме $|F_1(\omega) + F_2(\omega)|$, выраженной соотношением

$$|F_1(\omega) + F_2(\omega)| = |2a_1 |R_1(\omega)| \cos(\omega \Delta_1) + 2a_2 |R_2(\omega)| \cos(\omega \Delta_2)|. \quad /3/$$

Таким образом, из сравнения периодов осцилляций по координате ω для равенств /1/ и /3/, а также /2/ и /3/ получаются основные частотные периоды ω_{01} и ω_{02} , что позволяет определить параметры $\Delta_1 = \pi/\omega_{01}$, $\Delta_2 = \pi/\omega_{02}$, а следовательно, и положения компонент дублета.

Рассмотренный алгоритм может быть применен для исследования экспериментальных распределений по $M_{эфф}$. При этом необходимо сделать несколько замечаний:

1. Учет функции разрешения, для фурье-преобразования заключающийся в необходимости рассматривать отношения $|F_1(\omega)|/|G(\omega)|$ и $|F_2(\omega)|/|G(\omega)|$, где под $F_1(\omega)$ и $F_2(\omega)$ теперь понимаются Ф0 экспериментальных симметризованных распределений, а под $G(\omega)$ - Ф0 функции разрешения, не вносит в процедуру определения положения компонент ничего принципиально нового. Действительно, $G(\omega)$ - медленно спадающая функция гауссовского типа, которая не оказывает влияния на частотные осцилляции. Вместе с тем функция разрешения определяет граничную частоту $\omega_{гр}$, начиная с которой $G(\omega) \approx 0$, а поведение $|F_1(\omega)|/|G(\omega)|$ и $|F_2(\omega)|/|G(\omega)|$ становится нерегулярным; $\omega_{гр}$ обуславливает погрешность δ в определении параметров Δ_1 и Δ_2 , $\delta = \pi/\omega_{гр}$.

2. МФА позволяет снизить вредное влияние фона. В результате процедуры симметризации симметризуется и фон. Предполагается, что он имеет синглетную структуру. Кроме того, как правило, фон шире исследуемой области резонансов. Поэтому в модуле фурье-образа экспериментального распределения Ф0 фона сосредоточен вблизи $\omega \approx 0$. Ф0 резонансов простирается в область более высоких частот. Дальнейшее снижение влияния фона в этой области в процессе обработки симметризованных распределений на ЭВМ осуществляется путем реализации фильтра высоких частот.

3. Для идентификации синглетной структуры существенно совпадение оси симметризации с положением ее максимума. Однако из-за экспериментальных ошибок в его положении может возникнуть ложная триплетность для одного из симметризованных распределений. Если ошибка в положении максимума не превышает δ , то основной период Ф0 ложного триплета превысит $\omega_{гр}$, а его

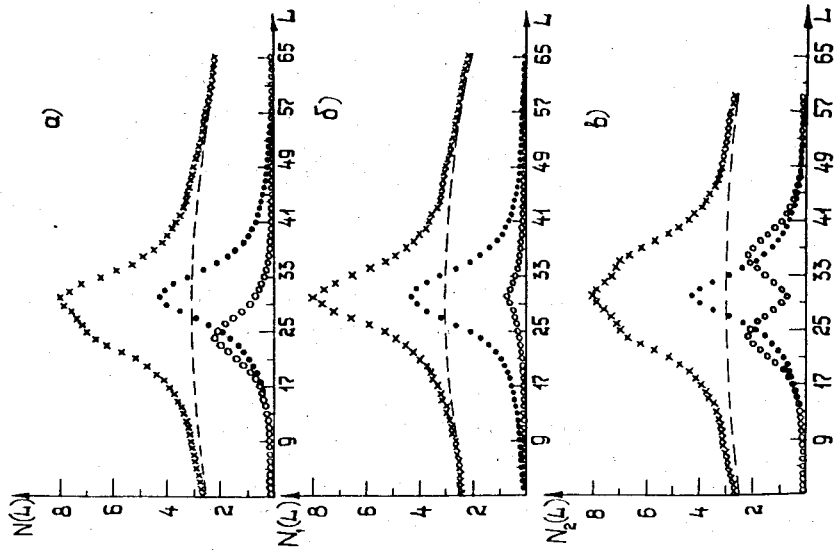


Рис.3. Модельное распределение $N(L)$ /а/, б/ - его правая $N_1(L)$ и в / - левая $N_2(L)$ симметризации. L - номер канала. Пунктиром отмечен фон.

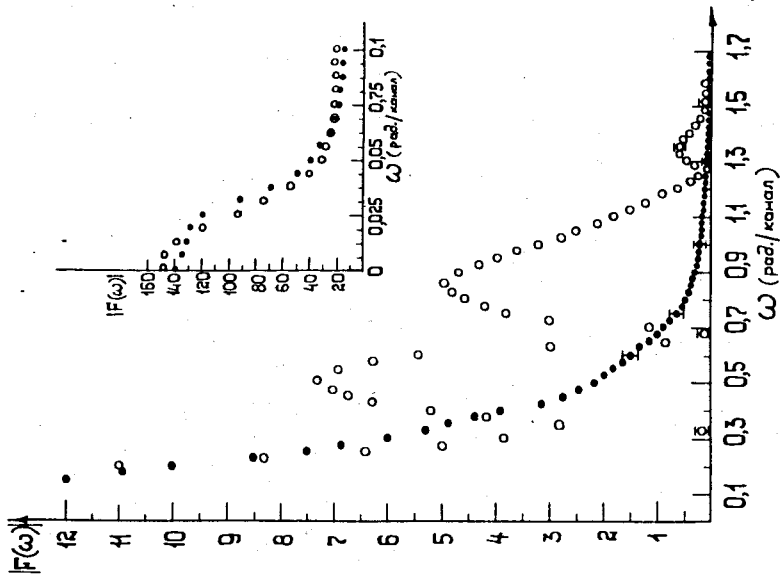


Рис.4. Модули фаз $N_1(L)$ - точки (●) и $N_2(L)$ - точки (○) модельного распределения на рис.3. В окне показано их поведение вблизи $\omega = 0$. Масштаб по оси ординат: $10^5 : 1$.

Φ_0 будет идентифицироваться как Φ_0 синглета. Для ошибок, больших δ , следует провести симметризацию относительно нескольких возможных положений максимума. Критерием прохождения через положение максимума синглетного пика является перемена характера симметризованных распределений с синглетного на триплетный и наоборот при различных выборах оси симметризации.

§2. ПРОВЕРКА ПРЕДЛОЖЕННОГО АЛГОРИТМА

Для проверки работы МФА было использовано модельное распределение, представленное на рис.3а. Симметризации его правого и левого фронтов относительно положения максимума приведены на рис. 3б и 3в, причем рис.3б соответствует синглетной, а рис.3в - триплетной структуре. Симметризованные распределения сдвигались в сторону больших $M_{эфф}$ и экспоненциально экстраполировались до почти нулевых значений в обе стороны. В качестве фильтра высоких частот использовалась функция с $\Phi_0 [1 + (0,04/\omega)^2]^{-1}$, а в качестве окна было выбрано окно Хэмминга^[2]. Модули Φ_0 распределений 3б и 3в показаны на рис.4 соответственно черными и светлыми точками. Монотонно спадающий модуль Φ_0 находится в полном согласии с синглетной структурой кривой 3б. По положению максимумов осцилляций модуля Φ_0 второго распределения, характеризующихся постоянным периодом $\omega_0 = 0,45$ /рад/канал/, идентифицируется триплетная структура с параметром $\Delta = \pi/\omega_0 = (7 \pm 1)$ каналов, что также находится в согласии с триплетной структурой рис.3в. Отметим, что максимумы, связанные с разрывом производной центральной компоненты, в данном случае отсутствуют вследствие значительной величины синглета и плавной формы описывающей его кривой. Проведенная проверка подтверждает пригодность МФА для анализа спектра $M_{эфф}$ содержащего резонансы и фон.

§3. ПОИСК БАРИОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В СПЕКТРАХ ЭФФЕКТИВНЫХ МАСС ($\pi^{\pm}p$)-ПАР, ОБРАЗОВАННЫХ В π^-p - И π^-C -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с

МФА был применен для поиска барионных резонансов. Экспериментальные распределения по $M_{эфф}$ ($\pi^{\pm}p$)-пар в π^-p - и π^-C -взаимодействиях, полученные в работе^[3], сглаживались текущим усреднением по 9 последовательным точкам и нормировались на одну треть максимума распределения. Операция сдвига и экстраполяции проводилась так же, как и для модельного распределения, однако предварительно распределение линейно экстраполиро-

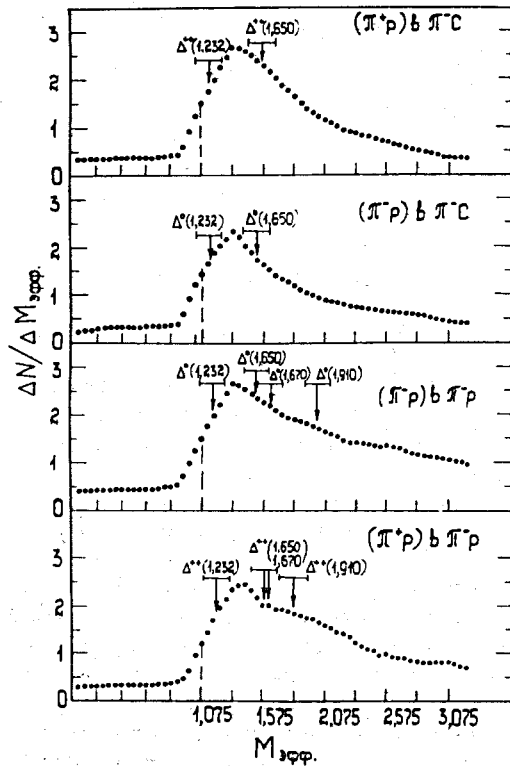


Рис.5. Распределение по эффективным массам пар (πp) из работы^{3/}. Пунктиром отмечено начало экспериментальных распределений.

валось в сторону меньших $M_{эфф}$ на 3 канала. В качестве функции, 'фильтрующей' высокие частоты, использовалась функция с $\Phi [1+(0,04/\omega)^6]-1$, а в качестве функции разрешения - функция разрешения^{4/} со средней шириной.

Положения компонент мультиплетной структуры приведены в таблице, а также отмечены стрелками в нормированных, сглаженных и экспериментальных спектрах $M_{эфф}$ на рис.5. Ошибка в положении компонент указана над стрелками в виде отрезка. Над каждой стрелкой приведено также значение массы близкого к ее положению пион-нуклонного резонанса.

§4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод симметризации для использования фурье-анализа при исследовании спектров эффективных масс проверен на модели. При его применении

Таблица

Характеристика событий	Положения компонент по оси $M_{эфф}$		/ГэВ/с ² /	
$(\pi^+ p)$ в $\pi^- C$	$1,16 \pm 0,11$	$1,57 \pm 0,11$		
$(\pi^- p)$ в $\pi^- C$	$1,16 \pm 0,11$	$1,53 \pm 0,11$		
$(\pi^- p)$ в $\pi^- p$	$1,18 \pm 0,11$	$1,53 \pm 0,11$	$1,63 \pm 0,11$	$1,98 \pm 0,11$
$(\pi^- p)$ в $\pi^- p$	$1,21 \pm 0,11$	$1,58 \pm 0,11$	$1,63 \pm 0,11$	$1,83 \pm 0,11$

к анализу экспериментальных распределений получены указания на рождения резонансов $\Delta^{(++)}(1,232)$, $\Delta^{(++)}(1,650)$ в $\pi^- C$ -взаимодействиях и $\Delta^{(++)}(1,232)$, $\Delta^{(++)}(1,650)$, $\Delta^{(++)}(1,670)$, $\Delta^{(++)}(1,910)$ в $\pi^- p$ -столкновениях при $P_{\pi^-} = 40$ ГэВ/с.

Авторы признательны М.И.Подгорецкому за обсуждение и полезные замечания и А.П.Чеплакову за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сороко Л.М. ОИЯИ, 1-6030, Дубна, 1970.
2. Рабинер Л., Гоулд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. "Мир", М., 1978.
3. Аношин А.И. и др. ОИЯИ, P1-80-313, Дубна, 1980.
4. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-9810, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 августа 1980 года.