

государственный научный центр российской федерации ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

> ИФВЭ 2011-30 ОЭФ

М.Ю. Боголюбский, С.В. Евдокимов, В.И. Изучеев, Д.И. Паталаха, Б.В. Полищук, С.А. Садовский, А.С. Соловьев, М.В. Столповский, Ю.В. Харлов

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий, Протвино

Н.А. Кузьмин, В.П. Обудовский, Ю.П. Петухов, С.Я. Сычков Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Измерение масс нейтральных мезонов в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с на установке ГИПЕРОН-М

Направлено в ЯФ

Протвино 2011

Аннотация

Боголюбский М.Ю. и др. Измерение масс нейтральных мезонов в мезон-ядерных взаимодействих при импульсе 7 ГэВ/с на установке ГИПЕРОН-М: Препринт ИФВЭ 2011-30. – Протвино, 2011. – 22 с., 15 рис., 7 табл., библиогр.: 13.

На установке ГИПЕРОН-М в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с проведены измерения масс π^{o} -, η -, K^{o} -, ω - и $f_{2}(1270)$ -мезонов на шести ядерных мишенях: Ве, С, Al, Cu, Sn, Pb. Эксперимент не чувствителен к ожидамемым эффектам модификации массы ω -мезона в ядерной материи. Что касается $f_{2}(1270)$ -мезона, полученные значения его параметров в пределах статистических ошибок согласуются с табличными значениеми параметров $f_{2}(1270)$ -мезона. Средние значения его массы и ширины по всем данным эксперимента, $m_{f_{2}} = 1275.8 \pm 1.0(stat.) \pm 0.4(syst.) MeV/c^{2}$ и $\Gamma_{f_{2}} = 190.3 \pm 1.9(stat.) \pm 1.8(syst.) MeV/c^{2}$, хорошо согласуются с табличными значениями значениями. Вместе с тем данные эксперимента не позволяют исключить возможный эффект модификации массы $f_{2}(1270)$ -мезона для тяжелых ядер на уровне лучшем, чем 0.4%.

Abstract

Bogolyubsky M.Yu. et al. Mass Measurements of the Light Neutral Mesons in Meson-Nuclei Interactions at Momentum of 7 GeV/c the HYPERON-M Setup: IHEP Preprint 2011-30. – Protvino, 2011. – p. 22, figs. 15, tables 7, refs.: 13.

With the HYPERON-M setup in the meson-nuclei interactions at momentum of 7 GeV/c the mass mesurements of π^{o} -, η -, K^{o} -, ω - and $f_2(1270)$ -mesons have been performed with six targets: Be, C, Al, Cu, Sn, Pb. The experiment is not sensitive to the expected effects of ω -mass midification in nuclear matter. As for the parameters of $f_2(1270)$ -meson the obtained values are in statistical agreement with the table values for $f_2(1270)$ -meson. The average values of the mass and width over all data of experiment, $m_{f_2} = 1275.8 \pm 1.0(stat.) \pm 0.4(syst.) MeV/c^2$ and $\Gamma_{f_2} = 190.3 \pm 1.9(stat.) \pm 1.8(syst.) MeV/c^2$, are in a good agreement with the table data. At the same time the experiment data are not allow to eliminate the possible effect of $f_2(1270)$ -meson mass modification at the level better than 0.4% at heavy nuclei.

> (с) Государственный научный центр Российской Федерации Институт физики высоких энергий, 2011

Введение

Вопрос о происхождении масс адронов является одним из ключевых в квантовой хромодинамике. Киральный кварковый конденсат $\langle \bar{q}q \rangle$ в КХД-вакууме не равен нулю из-за динамического нарушения киральной симметрии, что, в свою очередь, определяет динамическую массу кварков в адронах [1]. Однако влияние горячей и/или плотной ядерной среды приводит к изменению кваркового конденсата. Расчеты КХД на решетке при нудевом бариохимическом потенциале $\mu \approx 0$ и высокой температуре среды T [2] показывают, что значение кваркового конденсата быстро уменьшается при переходе через температуру T = 200 МэВ. Уменьшение кваркового конденсата также предсказывается и в условиях холодной ядерной материи [1, 3]. Экспериментальное изучение возможного изменения кирального конденсата проводится как в условиях горячей материи в столкновении ультра-релятивистских тяжелых ионов, так и в холодной, и плотной материи с использованием адрон-ядерных столкновений [1].

Целью данной работы являются экспериментальные исследования свойств нейтральных мезонов в холодной материи атомных ядер. Для этого были проведены серии измерений масс π^{o} -, η -, K^{o} -, ω - и $f_2(1270)$ - мезонов, образующихся в мезонядерных взаимодействиях на различных ядерных мишенях. Суть экспериментов состоит в измерении масс короткоживущих ω - и $f_2(1270)$ - мезонов, которые могут не только образоваться и сформироваться в ядре-мишени, но и распасться внутри этого же ядра из-за своего малого времени жизни. Одновременно в этих же экспериментах могут быть выполнены и контрольные измерения масс сравнительно долгоживущих нейтральных мезонов (π^{o} , η и K^{o}), которые вне зависимости от того, где они образовались, должны распасться заведомо вне ядра-мишени в силу своего достаточно большого времени жизни. И, следовательно, никаках эффектов модификации их свойств в ядерной материи в рамках данного эксперимента не ожидается. Ядра мишеней (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) были подобраны таким образом, чтобы можно было изучать ожидаемые эффекты модификации свойств мезонов в ядерной материи в зависимости от радиуса R_A ядра-мишени, тесно связанного с атомным номером ядра: $R_A \approx 1.2 A^{1/3} \Phi_M$. Что касается количественных оценок модификации масс мезонов в ядерной среде, то их можно найти в работе [1].

Исследование указанных эффектов, равно как и механизмов образования и распада мезонов внутри атомных ядер, позволяет изучать коротко-временну́ю структуру ядер, что важно для понимания свойства холодной ядерной материи в целом. Проведение этих измерений имеет большое значение и для изучения состояний сильно сжатой адронной материи, включая переход в Кварк-Глюонную Плазму (КГП) при соответствующих плотностях и температурах, поскольку в кварк-глюонной плазме также ожидается модификация масс и ширин различных мезонов и мезонных резонансов, однако его механизм в отличие от такового в холодной ядерной материи связывается со взаимодействием указанных состояний с квазисвободными кварками и глюонами в плазме. В этой связи эффекты в холодной ядерной материи можно рассматривать и как начальную точку отсчета при изучении свойств мезонов в КГП.

1. Постановка эксперимента

Описываемые ниже эксперименты проводились на установке ГИПЕРОН-М [4], расположенной на 18 канале ускорителя У70. Схема установки приведена на Рис.1. Установка включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счетчиков S_1 , S_2 , S_4 , черенковские счетчики C_{1-3} , мишень T, сцинтилляционный триггерный антисчетчик S_A и электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения LGD, который располагался на расстоянии 3.67 м от мишени.

Спектрометр LGD2 собран в виде матрицы 24х24 из блоков свинцового стекла, к задней поверхности которых приклеены фотоумножители. Размер блоков – 85х85х350 мм³. Центральная часть спектрометра выполнена из 8х8 блоков меньшего поперечного размера – 42.5х42.5х350 мм³. Попадающие в спектрометр фотоны рождают электромагнитные ливни, черенковское излучение которых детектируется фотоумножителями. Сигналы с фотоумножителей оцифровываются при помощи 12-битных АЦП и считываются системой сбора данных эксперимента. Более подробно описание установки, электроники и системы сбора данных эксперимента можно найти в работах [5], [6].

Для измерений использовались шесть ядерных мишеней (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) радиационной толщины от 0.22 до 0.45 X_0 , см. Табл.1, которые облучались на вторичном пучке несепарированных положительных частиц (53% π^+ , 7% K^+ , 40%p) с импульсом 7 ГэВ/с и общей интенсивностью ~ $1.5 \cdot 10^6$ частиц за цикл У70.

Для формирования триггерного сигнала требовалось наличие пучковой частицы в пучковом телескопе счетчиков и отсутствие сигнала с анти-счетчика S_A :

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

Мишень	Радиус	Радиационная	Толщина	Радиационная	Ядерная	Ядерная
	ядра	длина	мишени	толщина	длина	толщина
	мишеми	вещества	(мм)	мишени	вещества	мишени
	(Φ_{M})	(MM)		(X_0)	(Γ/CM^2)	(λ)
С	2,3	188	75	0,40	86,3	0,197
Be	3,0	353	78	0,22	75,2	0,191
Al	3,6	89	35	0,39	106,4	0,089
Cu	4,8	14,3	6,6	0,42	134,9	0,044
Sn	5,9	12,1	5	0,41	163	0,022
Pb	7,1	5,6	2,5	$0,\!45$	194	0,014

Таблица 1. Характеристики ядерных мишеней, использовавшихся в эксперименте.

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

$$\pi^+(K^+, p) + {}^AZ \to M^0 + X, \qquad M^0 \to n\gamma.$$
(1)

Уровень триггера, как правило, имел величину $\sim (2-3) \cdot 10^{-2}$ в зависимости от типа и толщины облучаемой мишени.

Данные, представленные в настоящей работе, были набраны в течение трех месячных сеансов на ускорителе У70: два сеанса в 2008 и один в 2009 гг. В результате



Рис. 1. Схема экспериментальной установки ГИПЕРОН-М: S_1 , S_2 , S_4 - пучковые сцинтилляционные счетчики, C_{1-3} - черенковские счетчики, T - мишень, S_A - триггерный сцинтилляционный анти-счетчик S_A , LGD2 - черенковский электромагнитный спектрометр с радиаторами из свинцового стекла.

за время экспозиции спектрометра LGD2 на пучке было записано более 100 млн. событий реакции (1) на всех перечисленных выше мишенях. Калибровка LGD2 проводилась на физических двухфотонных событиях, полученных на Ве мишени. Последняя при радиационной толщине в 22% X₀ была достаточно толстой по отношению к ядерным взаимодействиям, и поэтому время набора калибровочной статистики на ядре Ве было сравнительно невелико ($\sim 1 - 2$ дня), а вклад медленного временно́го дрейфа электроники в энергетическое разрешение спектрометра, соответственно, – достаточно мал. Ансамбли событий, использованные для калибровки спектрометра в каждом сеансе, включали более 2 млн. событий (1) с реконструированной множественностью фотонов равной n = 2 и энергией фотонной пары $E_{\gamma\gamma} > 1000$ МэВ. При этом фотон определялся как кластер амплитуд в спектрометре, превышающих порог в 10 отсчетов АЦП. Кластеры, в свою очередь, идентифицировались как группы ячеек спектрометра с амплитудами выше порога и общей границей по вертикали или горизонтали, а координаты фотонов определялись по центру тяжести логарифмов амплитуд в соответствующих им кластерах с эмпирической поправкой на углы входа фотонов в спектрометр, детали см. в работе [7].

2. Калибровка и коррекция энергетической шкалы LGD2

Определение калибровочных коэффициентов LGD2 проводилось методом их итерационной коррекции [8], имеющей целью поправить при помощи соответствующего калибровочного коэфициента положение пика от π^0 -мезона с координатами одного из распадных фотонов в заданной ячейке спектрометра на табличное значение массы π^0 -мезона после очередной итерации. Одна итерация предполагает обработку всего ансамбля 2γ -событий с $E_{\gamma\gamma} > 1000$ МэВ на Ве мишени. При этом положение пика π^0 -мезона опредялялось фитированием распределения эффективных масс пары фотонов функцией Гаусса с гладким полиномиальным фоном, а корекция калибровочных коэффициентов в каждой ячейке спектрометра проводилась независимо от других. Такая процедура калибровки сходится достаточно медленно. Тем не менее, за 20-25 итераций достигается ассимптотическая точность калибровочных коэффициентов, проявляющаяся в выходе разрешения по массе π^0 -мезона по всему спектрометру на предельное значение.

Вместе с тем, как уже отмечалось ранее [8], энергетическая шкала спектрометра LGD2 с учетом изложенных выше процедур реконструкции и калибровки спектрометра является нелинейной, что проявляется в первую очередь в заметной зависимости положения π^0 -пика в 2γ -событиях от энергии фотонной пары $E_{\gamma\gamma}$. Нелинейность обусловлена рядом эффектов, включая рост с энергией боковых и продольных утечек ливней из-за ненулевого энергетичекого порога регистрации сигналов в ячейках спректрометра и конечной длины радиаторов LGD2, угловые эффекты развития ливней и т.д. С целью компенсации этих эффектов была введена коррекция энергетической шкалы LGD2. В результате скорректированная энергия фотона $\tilde{\varepsilon}$ выражается

через его реконструированную энергию ε в виде полинома по переменной x:

$$\tilde{\varepsilon}(\varepsilon) = \varepsilon \ (1 + \sum_{i=0}^{i=k} \frac{\alpha_i}{\varepsilon} \ x^i), \qquad x = \ln(\varepsilon/\varepsilon_0),$$
(2)

где $\varepsilon_0 = 1$ МэВ, α_i – коэффициенты коррекции энергетической шкалы, которые определялись методом минимизации функционала:

$$\chi^{2} = \sum_{n=1}^{N} \frac{(\widetilde{m}_{2\gamma}^{n} - m_{\pi^{0}})^{2}}{\sigma^{2}(m_{2\gamma}^{n})},$$
(3)

 m_{π^0} – табличная масса нейтрального пиона, $\tilde{m}_{2\gamma}^n$ – эффективная масса пары фотонов как функция параметров α_i , а $\sigma(m_{2\gamma}^n)$ – ошибка измерения массы в калибровочном событии n и, наконец, N - это количество калибровочных двухфотонных событий с эффективной массой в области π^0 -пика. Минимизация функционала (3) проводилась методом линеаризации по параметрам α_i , подробнее см. [8]. Здесь же мы только отметим, что достигнутая в результате точность массовой шкалы в двухфотонных событиях эксперимента составила величину типа 0.2%. Для иллюстрации качества калибровки спектрометра LGD2 и коррекции его энергетической шкалы на Рис. 2 приведены спектры эффективных масс двухфотоных событий на Ве мишени в области масс π^0 - и η -мезонов.



Рис. 2. Распределения по эффективной массе двухфотонных событий в области массы π^0 -мезона (слева) и η -мезона (справа), полученные в апрельском сеансе 2008 г. на Ве мишени при $E_{2\gamma} > 1000$ МэВ. Кривые показывают аппроксимации распределений суммой гауссиана и полиномиальным фоном, последний также показан на рисунках тонкой линией.

3. Измерения масс π⁰- и η-мезонов на различных ядерных мишенях

Представленные выше результаты получены по двухфотонным событиям апрельского сеанса 2008 г. на Ве мишени. Аналогичная обработка данных была проведена и для всех других мишеней сеансов 2008 и 2009 гг. Для сравнения статистической обеспеченности сеансов ориентировочная статистика двухфотонных событий по каждой мишене приведена в таблице 2.

Сеанс	С	Be	Al	Cu	Sn	Pb
Апрель 2008	2,7	2,4	_	1,8	_	_
Ноябрь 2008	-	1,9	2,8	2,8	1,7	3,6
Ноябрь 2009	4,1	6,0	2,9	5,5	3,6	—

<u>Таблица 2.</u> Статистика двухфотонных событий при $E_{2\gamma} > 1000$ МэВ для ядерных мишеней, экспонированных в сеансах 2008 и 2009 гг., в миллионах событий.

Далее, прежде чем переходить к полученным результатам, следует сделать два замечания. Во-первых, поскольку калибровка спектрометра LGD2 может быть проведена только на физических событиях (двухфотонные распады π^0 -мезонов), то это фиксирует геометрию эксперимента (расстояние от мишени до LGD2), исходя из требований, чтобы фотоны от распадов π^0 -мезонов должны хорошо пространственно разделятся и облучать всю фронтальную поверхность LGD2, а эффективность регистрации π^0 -мезонов при этом должна быть все еще достаточно высокой. В результате, что касается η -мезона, заметная эффективность регистрации его двухфотонных распадов имеет место только при энергии $E_{\eta} > 2500$ МэВ.

Во-вторых, счетчик S_4 , расположенный на 13.5 см до мишени, равно как и пучковые камеры PC3 и PC4, см. Рис.1, являются источником аппаратурного фона, относительный вклад которого тем выше, чем меньше ядерная толшина мишени. Следовательно, этот фон более опасен для тяжелых мишеней, таких как: Cu, Sn, Pb, – см. Табл. 1. Для уменьшения указанного фона был эмпирически введен отбор по поперечному импульсу зарегистрированной в событии системы фотонов: $P_T(n\gamma) >$ 100 МэB/с. Эффективность этого отбора иллюстрируется Рис.3, где представлены спектры эффективных масс 2γ , 3γ и 4γ без отбора и с отбором по $P_T(n\gamma)$ для бериллиевой и свинцовой мишеней в сеансе 2008 г. Как видно, см. Рис.3 d, отбор по $P_T(n\gamma)$ существенно подавляет фон под пиками π^0 - и η -мезонов на свинцовой мишене – ср. с Рис.3 а.

С целью определения масс π^0 - и η -мезонов спектры масс 2γ -систем в области масс π^0 - и η - пиков были профитированы функцией Гаусса и полиномиальным фоном подобно тому, как это показано на Рис.2. По данным сеансов 2008 и 2009 гг. полученные



Рис. 3. Спектры эффективных масс двухфотонных (а и d), трехфотонных (b и e) и четырехфотонных (с и f) событий на бериллиевой (a, b, c) и свинцовой мишенях (d, e, f) при отборе по суммарной энергии фотонов $E_{n\gamma} > 1000$ МэВ по данным сеанса 2008 года. Незаштрихованные гистограммы соответствуют событиям без отбора по P_T , заштрихованные – с отбором по $P_T > 100$ МэВ/с.

значения масс π^0 - и η -мезонов для всех мишеней показаны на Рис. 4 и 5, соответственно. Эти рисунки являются ключевыми для понимания систематики в настоящем эксперименте. Увеличение массы с ростом атомного номера мишени объясняется уменьшением ядерной толщины мишеней. Например, при переходе от углеродной к свинцовой мишени ядерная толщина мишени падает более чем на порядок величины, см. Табл.1. Пропорционально уменьшается и количество событий на мишени, а относительный уровень фона от счетчика S₄, стоящего перед мишенью, соответственно, увеличивается. Однако при взаимодействии на счетчике S₄ восстанавливаемый угол разлета фотонов оказывается несколько больше реального, поскольку при реконструкции углов предполагается, что все фотоны вылетают из центра мишени. В результате измеряемая эффективная масса системы фотонов сдвигается вправо, что и наблюдается качественно на Рис. 4 и 5 по данным сеансов 2008 г. Что же касается данных сеанса 2009 г. то описанная выше зависимость масс π^0 и η мезонов от радиуса ядра-мишени здесь так ясно не выражена. Это связано с тем, что в сеансе 2009 г. толщина счетчика S_4 с учетом опыта се
ансов 2008 г. была уменьшена до 1 мм по сравнению с 5 мм в сеансах 2008 г.

Наконец, для η -мезона описанный выше эффект сравнительно меньше, поскольку в этом случае собственные углы разлета распадных фотонов более чем в 4 раза



Рис. 4. Измеренная в эксперименте масса π^0 -мезона как функция радиуса ядра-мишени R для событий с $P_T > 100 \text{ МэB/c}$ и $E_{2\gamma} > 3500 \text{ МэB}$. Слева – по данным сеанса 2008 г., справа – 2009 г. Среднее значение массы по всем мишеням $136.486 \pm 0.010 \text{ МэB/c}^2$ для сеансов 2008 и $135.520 \pm 0.013 \text{ МэB/c}^2$ для сеанса 2009, ошибки статистические.

больше по сравнению с таковыми для π^0 -мезона и, соответственно, относительное влияние увеличения углов вылета фотонов в событиях на счетчике S_4 меньше. При этом качественно зависимости измеренных значений масс от радиуса ядра-мишени для обоих мезонов очень похожи, см. Рис. 4 и 5. Таким образом, наблюдаемая на указанных рисунках вариация масс π^0 - и η - мезонов в зависимости от радиуса ядрамишени связана с описанными выше аппаратурными эффектами.



Рис. 5. Измеренная в эксперименте масса η -мезона как функция радиуса ядра-мишени R для событий $P_T > 100 \text{ МэB/с и } E_{2\gamma} > 3500 \text{ МэB}$. Слева – по данным сеанса 2008 г., справа – 2009 г. Среднее значение массы по всем мишеням $547.74 \pm 0.07 \text{ МэB}/c^2$ для сеансов 2008 и $550.76 \pm 0.09 \text{ МэB}/c^2$ для сеанса 2009, ошибки статистические.

4. Измерение массы ω -мезона

Как в спектре эффективных масс трехфотонных событий, Рис. 3b, так и в спектре масс $\pi^0\gamma$ -систем, выделенных из множества 3γ -событий посредством кинематического фита (1С-фит, фиксирована масса π^0 -мезона, $\chi^2 < 5.2$), наблюдается пик, соответсвующий образованию ω -мезона в реакции (1) с последующим распадом $\omega \to \pi^0\gamma$, см. Рис. 6 слева.



Рис. 6. Слева: пример фитирования пика ω-мезона в спектре инвариантных масс π⁰γсистем. Сплошной линией показан фит аппаратурной функцией и полиномиальным фоном, последний показан тонкой линией. Справа: МК спектр эффективных масс π⁰γ-систем, сплошной линией показан фит спектра аппаратурной функцией (5). Оба спектра показаны для бериллиевая мишени в сеансе 2008 г., E_{π⁰γ} > 3500 МэВ.

Учитывая, что в отличии от η -мезона, ω -мезон имеет собственную конечную ширину, для определения его параметров было проведено MK-моделирование процесса его образования в реакции (1) и регистрации в спектрометре LGD2, основанное на пакете GEANT3 и учитывающее все особенности установки, включая развитие электромагнитных ливней в спектрометре LGD2, их реконструкцию, а также всю последующую процедуру обработки экспериментальных данных с установки ГИПЕ-РОН. При этом для генерации распределения по массе ω -мезонов в событиях реакции (1) использовалось релятивистское распределение Брейта-Вигнера

$$BW_R(m, m_\omega, \Gamma_\omega) \sim \frac{\Gamma_\omega^2}{(m^2 - m_\omega^2)^2 + m_\omega^2 \Gamma_\omega^2}.$$
(4)

где m – масса $\pi^0 \gamma$ -системы, а m_{ω} и Γ_{ω} – табличные значения параметров ω -мезона, см.[9]. Полученный в результате обработки МК-событий спектр эффективных масс

 $\pi^0\gamma$ -систем для бериллиевой мишени приведен на Рис.6 справа. Далее, с целью определения аппаратной функции¹ $F_{\omega}(m)$ для ω -мезона, параметризация которой которой была выбрана в виде

$$F_{\omega}(m) = BW_R(m, m_{\omega}, \Gamma_{\omega} + \Gamma_a) \cdot P_n((m - m_{\omega})/m_0), \tag{5}$$

этот спектр был профитирован функцией (5), где свободными параметрами были аппаратная ширина Γ_a и коэффициенты корректирующего полинома $P_n((m-m_{\omega})/m_0)$, а m_0 – это некая нормировочная константа, которая здесь для определенности полагалась равной табличной массе ω -мезона. Степень корректирующего полинома была эмпирически выбрана равной 8. Полученная в результате фита аппаратная ширина ω -мезона оказалась равной $\Gamma_a = 95.4 \text{ МэB/c}^2$. Она намного превышает собственную ширину ω -мезона.

Экспериментальный спектр эффективных масс $\pi^0\gamma$ -систем для бериллиевой мишени, см. Рис.6 слева, был совместно профитирован аппаратной функцией (5) и полиномиальным фоном 3-й степени $P_3(m)$. При этом фитируемыми параметрами были нормировка аппаратной функции ω -мезона (5), масса и собственная ширина ω -мезона, а также коэффициенты полинома $P_3(m)$, описывающего фон под ω -пиком в спектре эффективных масс $\pi^0\gamma$ -систем. На Рис.6 слева этот фон показан тонкой линией. Определенные выше коэффициенты аппаратной функции (5), включая коэффициенты корректирующего полинома $P_8((m-m_{\omega})/m_0)$, были при этом фиксированы. Аналогичным образом были профитировыны экспериментальные спектры масс $\pi^0\gamma$ -систем и для всех остальных мишеней. На рисунке 7 показаны полученные в результате значения массы ω -мезона и его ширины в зависимости от радиуса ядрамишени для сеансов 2008 г., а на Рис.8 – значения массы ω -мезона m_{ω}^{cor} для всех мишеней в сеансах 2008 и 2009 гг., но уже нормированные на массу η -мезона (Рис.5) согласно формуле:

$$m_{\omega}^{cor} = m_{\omega} \frac{m_{\eta}^{PDG}}{m_{\eta}},\tag{6}$$

где m_{ω}^{cor} скорректированная масса ω -мезона, m_{ω} ее прямое измерение в эксперименте, а m_{η} и m_{η}^{PDG} измеренное и табличное значения массы η -мезона, соответственно. Как видно из Рис.7, масса ω -мезона для лёгких мишеней достаточно хорошо согласуется с табличным значением, при этом его собственная ширина измеряется в эксперименте с плохой точностью (из-за плохого разрешения эксперимента по массе $\pi^0 \gamma$ -систем), но тем не менее в пределах 1-2 стандартных отклонений она согласуется с табличной шириной ω -мезона.

Наблюдаемая зависимость измеренной массы ω -мезона от атомного номера ядра мишени объясняется теми же аппаратурными эффектами, что для π^0 - и η - мезонов. Однако для ω эта зависимость ослаблена за счет 1С фита (при кинематическом фите

 $^{^1 \}Pi$ од аппаратной функцией мы понимаем здесь гладкую функцию с параметрами ω -мезона, описывающую экспериментально наблюдаемый в эксперименте спектр масс $\pi^0 \gamma$ -систем от соответствующего распада ω -мезона



Рис. 7. Масса (слева) и ширина (справа) ω-мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени, измеренные в сеансах 2008 г., E_{π⁰γ} > 3500 МэВ. Средние значения массы и ширины по всем мишеням показаны штриховой линией. Табличные значения массы и ширины ω-мезона показаны жирными линиями.

одним из фитируемых параметров является координата взаимодействия) и большей массой мезона, о чем свидетельствует обратная зависимость от ядра мишени массы ω , нормированной на массу η , см. Рис.8. Указанные нормированные значения массы лучше согласуются между собой для сеансов 2008 и 2009 гг., чем измеренные напрямую. Это свидетельствует о том, что при нормировке на массу η -мезона частично нивелируется систематика, вызванная влиянием счетчика S_4 и различная для разных сеансов, но примерно одинаковая для тяжелых мезонов. Это позволяет дать более точную оценку массы ω -мезона, усредняя данные двух сеансов. Средние значения массы ω -мезона по сеансам 2008 и 2009 гг. показаны в Табл.3. Отклонение от табличного значения составляет 4 стандартных отклонения, что можно считать удовлетворительным результатом, учитывая указанные аппаратные эффекты.

таолица 3.	Измеренные значения массы ω -мезона	в	сеансах	2008	И	2009	гг.,	оосуждение
	систематических ошибок см. в главе 6.							

0000

0000

Сеансы	Прямое измерение массы,	Масса, нормированная на η -мезон,
	M ə B/c^2	M ə B/c^2
2008	$786.7 \pm 0.4(stat.) \pm 1.2(syst.)$	$787.1 \pm 0.4(stat.) \pm 1.2(syst.)$
2009	$792.7 \pm 0.5(stat.) \pm 1.2(syst.)$	$788.6 \pm 0.5(stat.) \pm 1.2(syst.)$
2008+9	$789.6 \pm 0.3(stat.) \pm 1.2(syst.)$	$787.8 \pm 0.4(stat.) \pm 1.2(syst.)$



Рис. 8. Масса ω -мезона, нормированная на массу η в зависимости от радиуса ядра-мишени для сеансов 2008 г. (слева) и 2009 г. (справа). $E_{\pi^0\gamma} > 3500$ МэВ.

5. Измерение масс K_s^0 - и $f_2(1270)$ -мезонов

С целью выделения K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов из множества событий с четырьмя реконструированными фотонами в конечном состоянии реакции (1) был проведен кинематический анализ этих событий по двум конкурирующим гипотезам: $2\pi^0$ и $\pi^0\eta$ (2Cфит, фиксированы массы π^0 -
и η -мезонов) с последующим отбором $2\pi^0$ -систем, как имеющих лучший в событии $\chi^2_{2\pi^0}$ и удовлетворяющих критерию $\chi^2_{2\pi^0} < 5.0$. Спектр эффективных масс $2\pi^0$ -систем в отобранных таким образом событиях приведен на Рис.9 слева по данным сеанса 2008 г. на бериллиевой мишени. Как видно из рисунка, в области масс K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов наблюдаются четкие пики, которые мы интерпретируем как зарегистрированные в $2\pi^0$ -канале распады K_s^0 - и $f_2(1270)$ -мезонов. Проведенный фит полученного $2\pi^0$ -спектра двумя функциями Гаусса и полиномиальным фоном показал, что отклонения значений масс K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов от табличных заметно превышают статистические, и следовательно, для более корректного описания экспериментального спектра масс $2\pi^0$ -систем следует учитывать аппаратные функции для K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов. С целью определения этих функций было проведено полное МК-моделирование реакций образования и детектирования указанных мезонов в данном эксперименте подобно тому, как это было выше сделано для ω -мезона. Полученные в результате спектры масс $2\pi^0$ -систем для K_s^0 - и $f_2(1270)$ мезонов были профитированы соответствущими аппаратными функциями.

В частности, для K_s^0 мезона мы использовали аппаратную функцию в следующей параметризации, учитывая его исчезающе малую собственную ширину:

$$F_{K_s^0}(m) = exp\{-\frac{(m - m_{K_s^0})^2}{2\sigma_{K_s^0}^2}\} \cdot P_n((m - m_{K_s^0})/m_0),\tag{7}$$



Рис. 9. Слева: спектр эффективных масс $2\pi^0$ -систем (2С-фит, фиксированы массы обоих пионов, $E_{2\pi^0} > 3500$ МэВ) в сеансе 2008 г. на бериллиевой мишени, сплошной линией показан фит двумя функциями Гаусса, описывающим K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезоны, и общим полиномиальным фоном. Справа: МК спектр эффективных масс $2\pi^0$ -систем от распада $f_2(1270)$ -мезона, сплошной линией показан фит спектра аппаратурной функцией (8).

где $m_{K_s^0}$ – табличное значение массы K_s^0 мезона, $\sigma_{K_s^0}$ – экспериментальное разрешение по массе $2\pi^0$ -систем в области массы K_s^0 , $P_n((m-m_{K_s^0})/m_0)$ – корректирующий полином степени 8 (степень подобрана эмпирически), а m_0 – некая константа, здесь $m_0 = m_{K_s^0}$. Тогда как для $f_2(1270)$ - мезона использовалась параметризация аппаратной функции, подобная параметризации для ω -мезона, ср. с (5):

$$F_{f_2}(m) = BW_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2}) \cdot P_n((m - m_{f_2})/m_0), \tag{8}$$

но с корректирующим полиномом $P_n((m - m_{f_2})/m_0)$ степени 11 (также подобранной эмпирически), нормировочной константой $m_0 = m_{f_2}$ и релятивистским распределением Брейт-Вигнера для массы частицы со спином 2 с динамической шириной Γ , см. работу [10]:

$$BW_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2}) \sim \left|\frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_{f_2}\Gamma}{m_{f_2}^2 - m^2 - im_{f_2}\Gamma}\right|^2, \qquad \Gamma = \Gamma_{f_2}(\frac{q}{q_{f_2}})^{2l+1} \frac{D_l(rq_{f_2})}{D_l(rq)}, \qquad (9)$$

где m_{f_2} и Γ_{f_2} – табличные значения параметров $f_2(1270)$ -мезона, l = 2 – его спин, q – импульс π^0 -мезона в системе центра масс $2\pi^0$ -системы, q_{f_2} – импульс π^0 -мезона при $m = m_{f_2}$, r = 1 Фм – радиус взаимодействия и $D_l(x)$ – фактор Блатта-Вайскопфа, см. [11].

Полученное в результате описание МК-спектра эффективных масс $2\pi^0$ -систем от распада $f_2(1270)$ -мезона аппаратной функцией (8) для условий сеанса 2008 г. на бериллиевой мишени иллюстрируется Рис.9 справа. При этом в качестве собственного распределения по массе $f_2(1270)$ -мезона при генерации событий реакции (1)

использовалось распределение (9) с табличными значениями параметров $f_2(1270)$ мезона [9]. Фитируемыми величинами в параметризации (8) были только коэффициенты корректирующего полинома $P_{11}((m-m_{f_2})/m_0)$ в аппаратной функции $f_2(1270)$ мезона. На рисунке она показана сплошной линией.

Столь же хорошее описание МК-спектра аппаратной функцией было получено и для K_s^0 -мезона с той лишь разницей, что в дополлнение к коэффициентам корректирующего полинома в его аппаратной функции (7) в качестве фитируемых величин использовалось и аппаратное разрешение эексперимента $\sigma_{K_s^0}$.

Экспериментальные спектры эффективных масс $2\pi^0$ -систем, полученных на бериллиевой мишени в сеансе 2008 г. в областях K_s^0 - и $f_2(1270)$ - пиков были независимо профитированы аппаратными функциями K_s^0 - и $f_2(1270)$ -мезонов и соответствующими фоновыми функциями. При этом для описания фона в области K_s^0 -мезона использовался полином $P_3(m)$, а в области $f_2(1270)$ – экспоненциальная функция $exp\{P_3(m)\}$. Варьируемыми параметрами при описании указанных $2\pi^0$ -спектров были нормировки аппаратных функций, параметры K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов (масса в случае K_s^0 -мезона, масса и ширина в случае $f_2(1270)$ -мезона) и коэффициенты фоновых функций ($P_3(m)$ и $exp\{P_3(m)\}$). Напротив, определенные выше параметры аппаратных функций K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов были при этом фиксированы. Качество проведенного фита по данным на бериллиевой мишени иллюстритруется Рис.10, слева приведено описание области масс K_s^0 -мезона, а справа – $f_2(1270)$ -мезона.



Рис. 10. Слева: спектр эффективных масс $2\pi^0$ -систем в области K_s^0 -мезона в сеансе 2008 г. на бериллиевой мишени, толстой линией показан фит аппаратной функцией (7) и полиномиальным фоном, который показан тонкой линией. Справа: этот же спектр, но в области масс $f_2(1270)$ - мезона, толстой линией показан фит аппаратной функцией (8) и экспоненциальным фоном, последний показан тонкой линией. $E_{2\pi^0} > 3500$ МэВ, $P_T > 100$ МэВ/с.

Аппаратные функции K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов, определенные выше по МК данным на бериллиевой мишени, были использованы далее совместно с соответствующими функциями для описания физического фона под K_s^0 - и $f_2(1270)$ - пиками также и для описания спектров $2\pi^0$ -систем по данным на всех других мишенях сеансов 2008 и 2009 гг. При этом фитируемыми были параметры K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов, а также параметры фоновых функций. Полученные в результате параметры K_s^0 - и $f_2(1270)$ мезонов в зависимости от радиуса ядра-мишени приведены на Рис.11 и Рис.12, 13, соответственно. Усредненные данные сеансов по массе K_s^0 -мезона приведены также в Табл.4.



Рис. 11. Масса K_s^0 -мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени, измеренная в сеансах 2008 г. (слева) и в сеансе 2009 г. (справа). Жирной линией показано табличное значение массы K_s^0 -мезона. Усредненные значения массы K_s^0 -мезона по всем мишеням в сеансах показаны штриховыми линиями. $E_{2\pi^0} > 3500$ МэВ, $P_T > 100$ МэВ/с. Ошибки статистические.

Таблица 4.Измеренные значения массы K_s^0 -мезона по данным сеансов 2008 и 2009 гг.
(обсуждение систематических опшбок см. в следующей главе). Табличное [9]
значение массы K_s^0 -мезона равно 497.614 ± 0.024 МэВ/с².

Сеанс	Macca, $M \ni B/c^2$
2008	$498.2 \pm 0.3(stat.) \pm 0.3(syst.)$
2009	$498.4 \pm 0.4(stat.) \pm 0.3(syst.)$
2008 + 09	$498.3 \pm 0.2(stat.) \pm 0.3(syst.)$

Как видно из Рис.11 и Табл.4, данные обоих сеансов по массе K_s^0 -мезона согласуются между собой со статистической точностью, а отклонения их средних значений



Рис. 12. Масса (слева) и ширина (справа) $f_2(1270)$ -мезона в зависимости от радиуса ядрамишени, измеренная в сеансах 2008 г. Интервал в одно стандартное отклонение от табличного значения параметров $f_2(1270)$ -мезона показан сплошной линией в виде прямоугольника. Усредненные значения параметров $f_2(1270)$ -мезона по всем мишеням в данном сеансе показаны штриховыми линиями. $E_{2\pi^0} > 3500$ МэВ, $P_T > 100$ МэВ/с. Ошибки статистические.



Рис. 13. Масса (слева) и ширина (справа) $f_2(1270)$ -мезона в зависимости от радиуса ядрамишени, измеренная в сеансе 2009 г. Интервал в одно стандартное отклонение от табличного значения параметров $f_2(1270)$ -мезона показан сплошной линией в виде прямоугольника. Усредненные значения измеренных параметров $f_2(1270)$ мезона по всем мишеням в данном сеансе показаны штриховыми линиями. $E_{2\pi^0} >$ 3500 МэВ, $P_T > 100$ МэВ/с. Ошибки статистические.

по всем мишеням в каждом сеансе от табличного значения не превышают двух стандартных отклонений (0.16%). При этом полученные значения массы K_s^0 -мезона для каждой из мишеней согласуются статистически с табличным значением его массы максимум в пределах двух стандартных отклонений, что можно рассматривать как указание на сравнимость статистических и систематических ошибок измерения для массы $2\pi^0$ - систем в данном эксперименте (детальное обсуждение систематических ошибок см. в следующей главе). В целом, все это дает основание утверждать, что в соответствии с априорным ожиданием зависимость массы K_s^0 -мезона от радиуса ядра-мишени в настоящем эксперименте не наблюдается.

Что касается $f_2(1270)$ -мезона, то измеренные значения его параметров для каждой мишени, см. Рис.12 и 13, также в пределах одного - двух стандартных отклонений согласуются с их табличными значениями. И, следовательно, статистически значимой зависимости параметров $f_2(1270)$ -мезона от радиуса ядра-мишени в настоящем эксперименте не наблюдается. Средние значения параметров $f_2(1270)$ -мезона по всем мишеням в сеансах 2008 и 2009 гг. статистически согласуются между собой, равно как и с их табличными значениями [9], смотри Табл.5.

Таблица 5.	Прямое измерение массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона по данным сеансов 2008 и
	2009 гг., обсуждение систематических ошибок см. в следующей главе.

Сеанс	Macca, M ∂ B/c ²	Ширина, МэВ/с ²
2008	$1275.4 \pm 0.9(stat.) \pm 0.4(syst.)$	$192.6 \pm 2.4(stat.) \pm 1.8(syst.)$
2009	$1278.9 \pm 1.3(stat.) \pm 0.4(syst.)$	$186.9 \pm 3.1(stat.) \pm 1.8(syst.)$
2008 + 09	$1276.5 \pm 0.7(stat.) \pm 0.4(syst.)$	$190.3 \pm 1.9(stat.) \pm 1.8(syst.)$

Наконец, на Рис.14 показаны значения массы $f_2(1270)$ -мезона, нормированные на измеренные на этих же мишенях значения массы K_S^0 -мезона (см. Рис.11) в зависимости от радиуса ядра-мишени для сеансов 2008 и 2009 гг. подобно тому, см. формулу (6), как это ранее было сделано для масс ω - и η - мезонов. Нормированные на массу K_s^0 -мезона усредненные значения массы $f_2(1270)$ -мезона по всем мишеням в сеансах 2008 и 2009 гг. представлены также в Табл.6.

6. Систематические ошибки в измерении масс мезонов

Основным результатом данной работы является измерение параметров $f_2(1270)$ мезона с точностью, сравнимой с ошибками усредненных мировых данных по этим параметрам, приведенными в таблице частиц [9]. При этом существенным моментом является использование аппаратных функций для K_s^0 - и $f_2(1270)$ -мезонов, которые рассчитываются методом Монте-Карло, исходя из табличных значений этих же параметров. В связи с этим возникает вопрос о систематических ошибках данного эксперимента, обусловленных среднеквадратичными ошибками этих параметров



Рис. 14. Значения масс $f_2(1270)$ -мезона на различных мишенях, нормированные на измеренные на этих же мишенях значения массы K_s^0 -мезона, в зависимости от радиуса ядра-мишени для сеансов 2008 г. (слева) и 2009 г. (справа). Интервал в одно стандартное отклонение от табличного значения массы $f_2(1270)$ -мезона показан сплошной линией в виде прямоугольника. Усредненные значения массы $f_2(1270)$ -мезона по всем мишеням в каждом из сеансов показаны пунктирными линиями. $E_{2\pi^0} > 3500$ МэВ, $P_T > 100$ МэВ/с. Ошибки статистические.

<u>Таблица 6.</u> Нормированные значения массы $f_2(1270)$ -мезона на массу K_s^0 -мезона по данным сеансов 2008 и 2009 гг. (обсуждение систематических ошибок см. в следующе главе). Табличные значения [9] массы и ширины $f_2(1270$ -мезона равны 1275.1 ± 1.2 и 185.1 $^+2.9$ _2.4 MэB/c², соответственно.

Сеанс	Macca, M ∂ B/c ²	Ширина, Мэ $\mathrm{B/c^2}$
2008	$1274.9 \pm 1.2(stat.) \pm 0.4(syst.)$	$192.6 \pm 2.4(stat.) \pm 1.8(syst.)$
2009	$1277.1 \pm 1.6(stat.) \pm 0.4(syst.)$	$186.9 \pm 3.1(stat.) \pm 1.8(syst.)$
2008 + 09	$1275.8 \pm 1.0(stat.) \pm 0.4(syst.)$	$190.3 \pm 1.9(stat.) \pm 1.8(syst.)$

в таблице частиц. Главным образом это относится к параметрам $f_2(1270)$ -мезона, поскольку точность мировых данных по параметрам K_s^0 -мезона на несколько порядков величины превышает статистическую точность измерения массы и ширины K_s^0 мезона в настоящем эксперименте, и поэтому эти табличные значения в настоящем эксперименте можно рассматривать как точные. В свою очередь, это одновременно является основанием использования массы K_s^0 -мезона для нормировки прямого измерения массы $f_2(1270)$ -мезона на различных мишенях в сеансах 2008 и 2009 гг., см. Рис.14 и Табл.6, с целью компенсации неизбежного дрейфа аппаратуры в процессе продолжительных измерений.

<u>Таблица 7.</u> Оценка систематических ошибок в измерении масс и собственных ширин изучаемых мезонов: "среднеквадратичное отклонение/максимальное отклонение" от номинального значения при вариации параметров процедуры обработки данных.

Варьируемый параметр/объект	$f_2(1270)$ масса, Мэ ${ m B/c^2}$	$f_2(1270)$ ширина, Мэ ${ m B/c^2}$	ω масса, МэВ/с ²	K_s^0 масса, МэВ/с 2
Аппаратная				
функция	0.10/0.10	0.7/0.7		
Отбор по				
E_{Sum}	0.08/0.12	0.4/0.5	0.80/1.10	0.07/0.10
Нижний				
предел обл. фита	0.17/0.27	0.8/1.1	0.13/0.18	0.008/0.011
Верхний				
предел обл. фита	0.08/0.14	0.4/0.6	0.07/0.14	0.03/0.15
Функция				
описания фона	0.12/0.12	0.9/0.9	0.12/0.12	0.20/0.29
Суммарная				
квадрат. ошибка	0.26/0.36	1.5/1.8	0.85/1.20	0.23/0.34

Чтобы исключить всякое возможное влияние табличных значений параметров $f_2(1270)$ -мезона на его аппаратную функцию (8), была предпринята попытка определить параметры (коэффициенты) этой аппаратной функции вообще без использования табличных значений параметров f₂(1270)-мезона. С этой целью была реализована итерационная процедура определения параметров $f_2(1270)$, основанная на уравнении (8). А именно, на первой итерации экспериментальный спектр масс $2\pi^0$ -систем в области $f_2(1270)$ -мезона на бериллиевой мишени, Рис.10 справа, был профитрован функцией (8), в которой степень корректирующего полинома $P_n((m-m_{f_2})/m_0)$ была положена равной нулю, а фитируемыми были параметры $f_2(1270)$ -мезона, единственный коэффициент полинома $P_0((m-m_{f_2})/m_0)$, т.е. нормировка спектора $f_2(1270)$, и коэффициенты функции описания фона под $f_2(1270)$ -пиком. Полученные в результате первой итерации параметры $f_2(1270)$ -мезона были использованы для МКгенерации событий образования $f_2(1270)$ в реакции (1) с собсвенным распределением по массе согласно (9) и далее уже для определения коэффициентов полновесного корректирующего полинома, степень которого для $f_2(1270)$ -мезона, как и выше, была выбрана равной 11, и опять – для нового определения параметров $f_2(1270)$. Полученные в результате второй итерации параметры $f_2(1270)$ -мезона были вновь использованы при генерации уже нового ансамбля событий (1), вновь был определен корректирующий полином, вновь оценены параметры $f_2(1270)$ -мезона, и т.д., подробности см. в работе [12]. В результате четвертой итерации были получены масса и собственная ширина $f_2(1270)$ -мезона, отличающиеся от полученных в предыдущей главе (т.е. где использолись табличные значения параметров $f_2(1270)$ -мезона) на 0.1 и 0.7 МэВ/с², соответственно. Дальнейшие итерации приводят к колебаниям полученных значений параметров в указанных пределах. Эти отклонения мы рассматриваем как систематические ошибки в измерении параметров $f_2(1270)$, обусловленные возможной неточностью параметризации аппаратной функции $f_2(1270)$ -мезона, и приводим их в первой строке Табл.7 как одну из систематических ошибок эксперимента.

Было изучено также влияние и ряда других факторов на устойчивость результатов измерений при вариации различных параметров в процедуре обработки данных, в том числе устойчивость к изменению уровня отбора по суммарной энергии фотонов в событии $E_{n\gamma} > E_{Sum}$, устойчивость к изменению верхних и нижних пределов при фите соответствующих спектров масс, устойчивость к вариации числа членов разложения в функциях описания фона. При этом значение каждой систематической ошибки определелось двумя способами: как среднеквадратичное отклонение измеряемой величины при различных вариациях того или иного критического параметра, а также как максимальное отклонение от номинального значения при этих вариациях. Полученные значения систематических ошибок представлены в Табл. 7. В качестве указанных выше систематических ошибок измеренных величин мы везде брали суммарную среднеквадратичную ошибку максимальных отклонений при вариации всех критических параметров - это последняя строка в таблице 7.

7. Результаты и обсуждения

Как показано в глав 4, данный эксперимент из-за систематических ошибок не чувствителен к эффектам возможной и уже наблюдаемой [13] модификации массы ω -мезона в холодной материи тяжелых атомных ядер, см. Рис. 7 и 8.

Что касается $f_2(1270)$ -мезона, проведенные измерения его массы на различных ядерных мишенях в пределах статистических ошибок измерения согласуются с табличным значением массы $f_2(1270)$ -мезона, см. Рис.14. Вместе с тем, на тяжелых ядерных мишенях (Sn, Pb) по данным обоих сеансов можно увидеть небольшое отклонение от табличного значения массы $f_2(1270)$ в меньшую сторону:

$$m_{f_2}(Sn) \approx m_{f_2}(Pb) \approx 1270 \pm 4 \ MeV/c^2,$$

что не позволяет в рассмотренной постановке эксперимента исключить возможный эффект модификации массы $f_2(1270)$ -мезона для тяжелых ядерных мишенях на уровне лучшем, чем 0.4%.

Масса и ширина $f_2(1270)$ -мезона, будучи усредненными по данным на всех мишенях в сеансах 2008 и 2009 гг., в пределах статистических ошибок измерения согласуются с табличными значениеми [9], см. Рис. 12 и 13. При этом значения массы $f_2(1270)$ -мезона, полученные в разных сеансах, лучше согласуются между собой после нормировки на массу K_s^0 -мезона (см. Табл. 6), поэтому именно эти значения принимаются нами как наиболее точный результат данного эксперимента. В результате усредненные по данным всех сеансов 2008 и 2009 гг. параметры $f_2(1270)$ -мезона получены равными:



$$m_{f_2} = 1275.8 \pm 1.0(stat.) \pm 0.4(syst.) \ MeV/c^2, \quad \Gamma_{f_2} = 190.3 \pm 1.9(stat.) \pm 1.8(syst.) \ MeV/c^2.$$
(10)

Рис. 15. Параметры $f_2(1270)$ -мезона, измеренные в настоящем эксперименте (10), в сравнениии с мировыми данными, см.[9]. Слева представлены данные по массе, а справа – по ширине $f_2(1270)$ -мезона.

Учитывая далее описанную в предыдущей главе процедуру определения систематических ошибок, обусловленных погрешностями в определении аппаратной функции $f_2(1270)$ -мезона, следует подчеркнуть, что полученые параметры (10) не зависисят от усредненных значений параметров $f_2(1270)$ -мезона, приведенных в таблице частиц [9]. В сравнении с мировыми данными измеренные в настоящем эксперименте параметры $f_2(1270)$ -мезона представлены на Рис.15.

Заключение

Авторы выражают благодарность А.М. Зайцеву за поддержку данной работы и полезные обсуждения результатов, а также В.А. Викторову, В.А. Онучину, А.И. Павлинову и П.В. Столповскому за сотрудничество на ранних этапах этой работы.

Список литературы

- [1] R.S.Hayano and T.Hatsuda. Rev. Mod. Phys., Vol. 82, No. 4, 2949, (2010).
- [2] Cheng, M., et al., Phys. Rev. D 77, 014511 (2008).
- [3] Cohen, T. D., R. J. Furnstahl, and D. K. Griegel, Phys. Rev. C 45, 1881 (1992).
- [4] А.А.Асеев, М.Ю. Боголюбский, В.А.Викторов и др., Препринт ИФВЭ 2002-3, Протвино, 2002.
- [5] М.Ю.Боголюбский, В.А.Викторов, В.С.Петоров и др., ПТЭ, 2006, № 1, с. 67-75.
- [6] М.Ю.Боголюбский В.А.Викторов, В.А.Онучин и др., ПТЭ, 2007, № 5, с. 93-101.
- [7] С.А.Акименко и др., Препринт ИФВЭ 82-149, Серпухов, 1982.
 С.А.Акименко и др., ПТЭ, 1984, № 1, с. 66;
 В.Ю.Батусов, Н.Л.Русакович, Препринт ОИЯИ Р1-95-423, Дубна, 1995.
- [8] М.Ю. Боголюбский и др., ПТЭ, 2011, № 5, с. 88-92.
- [9] Jornal of Physics G, Vol.37, Numb.7A, July 2010, Article 075021, 'Review of Particle Physics'.
- [10] D.Alde et al., Eur.Phys.J. A3, 361-371 (1998).
- [11] J.Blatt, W.Weiskopf: Theoretical nuclear physics, Wiley, 1952, p. 359.
- [12] М.Ю.Боголюбский и др. Препринт ИФВЭ, Протвино, 2012, готовится к печати.
- [13] D.Trnka, G.Anton, J.C.S.Bacelar et al. PRL 94, 192303 (2005).

Рукопись поступила 12 декабря 2011 г.

Препринт отпечатан с оригинала-макета, подготовленного авторами.

М.Ю. Боголюбский и др.

Измерение масс нейтральных мезонов в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с на установке ГИПЕРОН-М.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы ИТЕХ.

Подписано к печати 22.12.2011. Формат 60 × 84/16. Офсетная печать. Печ.л. 1,62. Уч.-изд.л. 2,3. Тираж 80. Заказ 38. Индекс 3649.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий 142281, Протвино Московской обл.

Π Р Е П Р И Н Т 2011–30, И Φ В Э, 2011

Индекс 3649