

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

На правах рукописи



Евдокимов Сергей Владимирович

**Изучение нейтральных состояний,
образующихся в мезон-ядерных
взаимодействиях в эксперименте Гиперон-М**

Специальность 1.3.15. — «физика атомных ядер и
элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник
Садовский Сергей Анатольевич

Протвино 2024 г.

Оглавление

Введение	4
1 Свойства адронов в среде	13
1.1 Кварковый конденсат в вакууме	13
1.2 Кварковый конденсат в сильновзаимодействующей среде	16
1.3 Спектральные свойства адронов в плотной ядерной среде	18
1.4 Экспериментальные исследования	26
2 Эксперимент Гиперон-М	32
2.1 Экспериментальная установка	32
2.2 Электромагнитный калориметр	34
2.3 Система сбора данных	35
2.4 Реконструкция событий	37
2.5 Калибровка и коррекция энергетической шкалы калориметра .	40
2.6 Измерение масс π^0 и η мезонов	45
3 Измерение массы и ширины $f_2(1270)$-мезона	50
3.1 Анализ данных	50
3.2 Монте Карло-моделирование	53
3.3 Фитирование экспериментальных данных	56
3.4 Систематические ошибки измерений	62
3.5 Результаты	64
4 Измерение массы и ширины $\omega(782)$-мезона	66
4.1 Данные эксперимента и их обработка	66

4.2	Монте-Карло моделирование	71
4.3	Анфолдинг параметров ω -мезона	73
4.4	Результаты	77
5	Поиск неизвестных резонансов в спектре масс двухфотонных событий	79
5.1	Данные эксперимента и Монте-Карло моделирования	81
5.2	Анализ спектра масс 2γ -событий	84
5.3	Поиск неизвестного резонанса	90
5.4	Результаты поиска	94
	Заключение	95
	Благодарности	97
	Список литературы	98

Введение

Изучение процессов, происходящих в непертурбативной области Квантовой Хромодинамики (КХД) [1], является актуальной задачей современной физики высоких энергий. КХД, как теория Сильных взаимодействий, является частью Стандартной Модели [2] – фундаментальной теории, описывающей взаимодействия элементарных частиц друг с другом и с физическим вакуумом. Предсказания КХД в пертурбативном режиме при больших переданных импульсах с высокой точностью описывают происходящие процессы в адронной физике. Однако в области малых переданных импульсов, т.е. в так называемой мягкой области КХД, наступает непертурбативный режим, где уже нет возможности применять теорию возмущений для вычислений, и в результате предсказательная сила КХД существенно падает. Удивительно, что эта мягкая область соответствует в том числе и обычному состоянию окружающей нас адронной материи, где связанные между собой кварки и глюоны находятся в состоянии конфайнмента, формируя протоны и нейтроны, фундаментальные частицы, которые в свою очередь связываются в атомные ядра. В таком виде адронная материя пребывает большую часть своего времени. В этой связи интерес к исследованиям в непертурбативной области чрезвычайно велик, так как они углубляют наше понимание фундаментальных процессов, происходящих в окружающей нас материи, и позволяют найти методы вычислений и подходы к этой непертурбативной области теории, которые позволяли бы описать экспериментально наблюдаемые явления и сделать новые предсказания и открытия в этой области.

Одним из актуальных вопросов исследований в области непертурбатив-

ной КХД является вопрос о генерации масс адронов. Так, массы легчайших u - и d -кварков составляют $m_u = 2.16_{-0.26}^{+0.49}$ МэВ/ c^2 и $m_d = 4.67_{-0.17}^{+0.48}$ МэВ/ c^2 , а масса легчайшего адрона — нейтрального пиона, являющегося суперпозицией $\bar{u}u$ и $\bar{d}d$ кварков, составляет $m_{\pi^0} \simeq 135$ МэВ/ $c^2 \gg 2m_u, 2m_d$ [3]. Это значит, что основная часть массы π^0 -мезона является следствием взаимодействия составляющих его кварков, которое очевидным образом описывается в мягком секторе КХД, т.к. в свободном (покоящемся) адроне жестких процессов не происходит. Естественно, это актуально и для более тяжелых адронов. Одним из механизмов, отвечающих за генерации масс адронов, является динамическое нарушение киральной симметрии, впервые рассмотренное Намбу и Йона-Ласинио [4, 5]. Массы адронов оказываются связанными со значением кирального кваркового конденсата $\langle \bar{q}q \rangle$ [6], которое в свою очередь становится отличным от нуля при нарушении киральной симметрии.

Интересно отметить, что значение кирального кваркового конденсата в ядерной среде отличается от такового в вакууме: при увеличении температуры и плотности среды происходит частичное или полное восстановление киральной симметрии [7], то есть значение кирального конденсата приближается к нулевому. Это приводит к изменению масс адронов в среде по сравнению с их вакуумными значениями [8]. При этом не только массы адронов связаны с кварковым конденсатом, но и другие их свойства, такие как ширины, относительные вероятности (брэнчинги) распадов и формы соответствующих спектральных линий. В связи с этим можно говорить, что свойства адронов определяются не только характером взаимодействия составляющих их кварков и глюонов, но и свойствами среды, в которой они находятся. И, соответственно, исследование свойств адронов в плотной ядерной среде дает доступ к такой фундаментальной информации, как характер взаимодействий составляющих их кварков друг с другом и, в частности, к значениям кваркового конденсата в этой среде, что важно для дальнейшего развития теоретических представлений в мягком секторе КХД.

Актуальность темы

Проблема модификации параметров мезонных резонансов в ядерной среде, как в теории, так и в эксперименте, остаётся актуальной на протяжении уже более 30 лет. Различные теоретические работы, см. например, [9–16], сообщают о возможных модификациях свойств адронов внутри плотной ядерной материи: их спектральная функция, в том числе положение пика (масса) и его ширина, могут модифицироваться вследствие изменения кваркового конденсата и нетривиальной динамики взаимодействия адронов с частицами среды. Проведенные исследования [17–21] по поиску модификации масс адронов в холодной ядерной материи в различных экспериментах, в том числе в Германии, Японии и Америке, являются противоречивыми и неоднозначными. В этой связи дополнительные исследования свойств адронов, рождающихся на различных ядерных мишенях, являются, безусловно, востребованными физическим сообществом. Они проводятся как в текущих экспериментах, см. [22], так и обсуждаются в качестве возможных направлений исследований в будущих проектах [23].

В последнее время также появились сообщения о наблюдении ранее неизвестных экзотических состояний в области малых масс, возникающих в мягких процессах КХД в присутствии ядерной материи. Например, сообщается о наблюдении состояний $X17$ [24, 25], $E38$ [26–28] и $R360$ [29]. Последнее состояние было обнаружено на Нуклотроне в Дубне в двухфотонном спектре масс, полученном в инклюзивных dC -взаимодействиях при импульсе 2.75 АГэВ/с. Оно может иметь несколько интерпретаций. Одной из наиболее интересных является интерпретация состояния $R360$ как молекулярного состояния, состоящего из двух заряженных пионов и двух $E38$ -состояний, интерпретируемых как Квантовоэлектродинамические мезоны [30, 31]. Поиск подобных состояний является актуальной задачей: любые данные об их обнаружении либо отсутствии в той или иной реакции дополняют наши знания об их природе, возможных механизмах рождения и ядерной физики в целом.

Цели и задачи диссертационной работы

Целями настоящей диссертационной работы являются:

- поиск и измерение модификации параметров $\omega(782)$ - и $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся в холодной материи атомных ядер в результате мезон-ядерных взаимодействий;
- поиск экзотических нейтральных состояний, которые потенциально могут образовываться в ядерной материи в результате мезон-ядерных взаимодействий.

Для достижения поставленных целей автором были решены следующие задачи:

- Проведен анализ данных эксперимента Гиперон-М по мезон-ядерным взаимодействиям при импульсе 7 ГэВ/с, полученных в сеансах 2008-2018 гг. на ускорительном комплексе У70.
- Разработана программа Монте-Карло моделирования эксперимента, детально учитывающая эффекты транспортировки вторичных частиц во всех детекторах установки Гиперон-М.
- Разработан и применен метод измерения массы и ширины резонанса, основанный на параметризации наблюдаемого в эксперименте спектра масс в терминах искомых параметров резонанса с учетом Монте-Карло моделирования спектра.
- Измерены с высокой точностью массы и ширины $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся в эксперименте Гиперон-М на различных ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb), по данным сеансов 2008-2009 гг.
- Измерены с высокой точностью массы и ширины $\omega(782)$ -мезонов, образующихся в эксперименте Гиперон-М на различных ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb), по данным сеансов 2008-2018 гг.

- Проведен поиск экзотических резонансно-подобных состояний в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в π^+A -взаимодействиях в эксперименте Гиперон-М на бериллиевой и углеродной мишенях, по данным сеансов 2008-2018 гг.

Научная новизна работы

Впервые был осуществлен поиск модификации свойств тензорных мезонов. Проведенные измерения массы и ширины $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb, показали отсутствие значимых эффектов модификации параметров мезонов при указанном импульсе.

Проведенные измерения массы и ширины $\omega(782)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb, показали отсутствие значимых эффектов модификации этих параметров при данном импульсе.

Проведенный поиск неизвестных экзотических резонансно-подобных состояний в спектре масс двухфотонных событий в π^+A -взаимодействиях на ядрах бериллия и углерода показал отсутствие таковых. Установлен верхний предел на сечение рождения таких состояний 3.2×10^{-3} по отношению к наблюдаемому сечению рождения η -мезона на уровне достоверности 95%.

Практическая ценность результатов

Проведенные измерения массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона являются самыми точными в мире на текущий момент. Они были включены в Таблицы Частиц в 2016 году [32], и они до сих пор являются рекордными [3].

Достигнутая относительная точность измерения массы $\omega(782)$ -мезона имеет порядок 10^{-4} , что сравнимо с точностью, приведенной в Таблицах Частиц 2022 г., см. [3]. Проведенные измерения свидетельствуют о том, что разрабо-

танный метод измерения масс и ширин нейтральных мезонов, наблюдаемых в эксперименте Гиперон-М, позволяет с высокой точностью измерять параметры $f_2(1270)$ - и $\omega(782)$ -мезонов, что, безусловно, будет востребовано в других экспериментах.

Факт отсутствия состояния $R360$ свидетельствует о том, что состояние $R360$ не образуется π^+A -взаимодействиях и, таким образом, исключает механизмы, допускающие его рождение в исследованной реакции.

Выносятся на защиту

На защиту диссертации выносятся следующие положения:

- Измерены массы и ширины $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка (53% π^+ , 7% K^+ , 40% p) с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb с наилучшей на настоящее время точностью.
- Измерены массы и ширины $\omega(782)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка (53% π^+ , 7% K^+ , 40% p) с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb.
- Полученные результаты измерений массы и ширины $f_2(1270)$ - и $\omega(782)$ -мезонов, образующихся при взаимодействии адронного пучка (53% π^+ , 7% K^+ , 40% p) с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами Be, C, Al, Cu, Sn, Pb, свидетельствуют об отсутствии влияния ядерной материи на параметры исследованных мезонов в данной реакции в пределах достигнутой точности.
- Установлен верхний предел сечения рождения экзотических резонансно-подобных состояний во взаимодействиях π^+ мезонов с импульсом 7 ГэВ/с с ядрами бериллия и углерода по отношению к сечению рождения η мезонов в двухфотонных модах распада на указанных ядрах.

Степень достоверности и апробация работы

Результаты, лежащие в основе настоящей диссертации, получены с применением общепринятых методов анализа данных в физике высоких энергий, в том числе с использованием Монте-Карло моделирования эксперимента. Как было отмечено выше, полученные результаты находятся в согласии с мировыми данными и уточняют их, что является подтверждением достоверности результатов.

Результаты работы были доложены автором на ряде конференций, включая международные:

- Sergey Evdokimov, “Search for parameter modification of neutral light mesons in nuclear matter in Hyperon-M experiment at U-70 accelerator”, IV International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2018), г.Москва, 22 - 26 октября 2018 г.;
- С.В.Евдокимов, “Измерение масс и ширин нейтральных мезонов с помощью метода параметрического анфолдинга в эксперименте Гиперон-М на У-70”, Молодежная конференция по теоретической и экспериментальной физике (МКТЭФ-2019), г. Москва, 25 - 28 октября 2019 г.;
- С.В.Евдокимов, В.И.Изучеев, Е.С.Кондратюк, Б.В.Полищук, С.А.Садовский, Ю.В.Харлов, А.А.Шангараев, “Поиск модификации свойств нейтральных мезонов в холодной ядерной материи в эксперименте Гиперон-М”, XIV Черенковские чтения, г. Москва, 20 апреля 2021 г.;
- А.М.Горин, С.В.Евдокимов, А.А.Зайцев, В.И.Изучеев, Е.С.Кондратюк, Б.В. Полищук, В.И.Рыкалин, С.А.Садовский, Ю.В.Харлов, А.А.Шангараев, “Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в p_i+A - взаимодействиях, в эксперименте Гиперон-М на У-70”, XV Черенковские чтения, г.Москва, 19 апреля 2022 г.

По теме диссертации опубликовано 3 работы в научных реферируемых журналах [33–35], соответствующих требованиям ВАК. Работы были поддер-

жаны Российским Фондом Фундаментальных Исследований (грант №18-32-00266 для коллективов молодых ученых) и Российским Научным Фондом (грант №22-12-00095).

Вклад автора

- Автор диссертации принимал непосредственное участие в приеме данных эксперимента Гиперон-М в сеансах 2012-2018 гг. в качестве оперативного дежурного персонала.
- Автор создал программу Монте-Карло моделирования эксперимента Гиперон-М, которая использовалась при анализе всех данных эксперимента.
- Автор занимался подготовкой данных Монте-Карло моделирования эксперимента для анализа конкретных процессов и настройкой процедуры моделирования, включая генераторы первичных событий, чтобы результаты моделирования хорошо воспроизводили данные эксперимента.
- Автор непосредственно занимался анализом данных эксперимента с целью прецизионного измерения масс и ширин $f_2(1270)$ - и $\omega(782)$ -мезонов по данным сеансов 2008-2018 гг., а также поиском неизвестных экзотических резонансно-подобных состояний в спектре масс двухфотонных событий в π^+A -взаимодействиях.
- Автор лично представлял результаты исследований на упомянутых выше конференциях и играл определяющую роль в подготовке публикаций [34, 35] в научных журналах.
- Автор являлся руководителем гранта РФФИ №18-32-00266, при поддержке которого была опубликована работа [34].
- Автор является ответственным исполнителем гранта РФФИ №22-12-00095, при поддержке которого была опубликована работа [35].

Структура диссертации

Диссертация состоит из Введения, пяти глав и Заключения. В первой главе дан краткий обзор теоретических представлений и экспериментальных исследований, посвященных эффектам модификации свойств адронов в ядерной среде. Во второй главе дано описание эксперимента Гиперон-М. В третьей и четвертой главах изложены исследования масс и ширин $f_2(1270)$ - и $\omega(782)$ -мезонов, соответственно, образующихся на ядрах Be, C, Al, Cu, Sn, Pb. В пятой главе изложены методы поиска неизвестных экзотических резонансно-подобных состояний в спектрах масс двухфотонных событий π^+ A-взаимодействий на ядрах бериллия и углерода, также здесь представлены полученные результаты. В Заключении суммированы основные результаты диссертации.

Диссертация содержит 108 страниц, в том числе 43 рисунка и 8 таблиц. Список литературы содержит 100 ссылок.

Глава 1

Свойства адронов в среде

1.1 Кварковый конденсат в вакууме

Адроны и ядра — частицы, участвующие в сильных взаимодействиях, в Стандартной Модели описываются Квантовой Хромодинамикой (КХД) [1]. Эффективная константа сильного взаимодействия $\alpha_S = \alpha_S(Q^2)$ является бегущей константой, т.е. она зависит от масштаба переданного импульса Q^2 в данном процессе. В двухпетлевом приближении теории возмущений эффективная константа взаимодействия имеет следующий вид [36]:

$$\alpha_S(Q^2) \simeq \frac{1}{4\pi\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \left[1 - \frac{\beta_1 \ln(\ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2))}{\beta_0^2 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \right], \quad (1.1)$$

где $\beta_0 = (11 - 2/3 N_f)/(4\pi)^2$, $\beta_1 = (102 - 38/3 N_f)/(4\pi)^4$, N_f — число различных ароматов кварков, а $\Lambda_{QCD} \sim 200$ МэВ — фундаментальный размерный параметр КХД.

На Рис. 1.1 представлена зависимость α_S от Q [3], полученная в различных экспериментах. Из этого рисунка и формулы (1.1) видно, что константа взаимодействия убывает с увеличением масштаба переданного импульса Q . Режим, при котором $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ и $\alpha_S < 1$, называется пертурбативным, в этом режиме применима теория возмущений. Успехи КХД в пертурбативной области обусловлены как возможностью вести вычисления с помощью теории возмущений, так и множеством экспериментов по глубоконеупругому рассеянию лептонов и адронов на адронах, проведенных в ведущих лабораториях

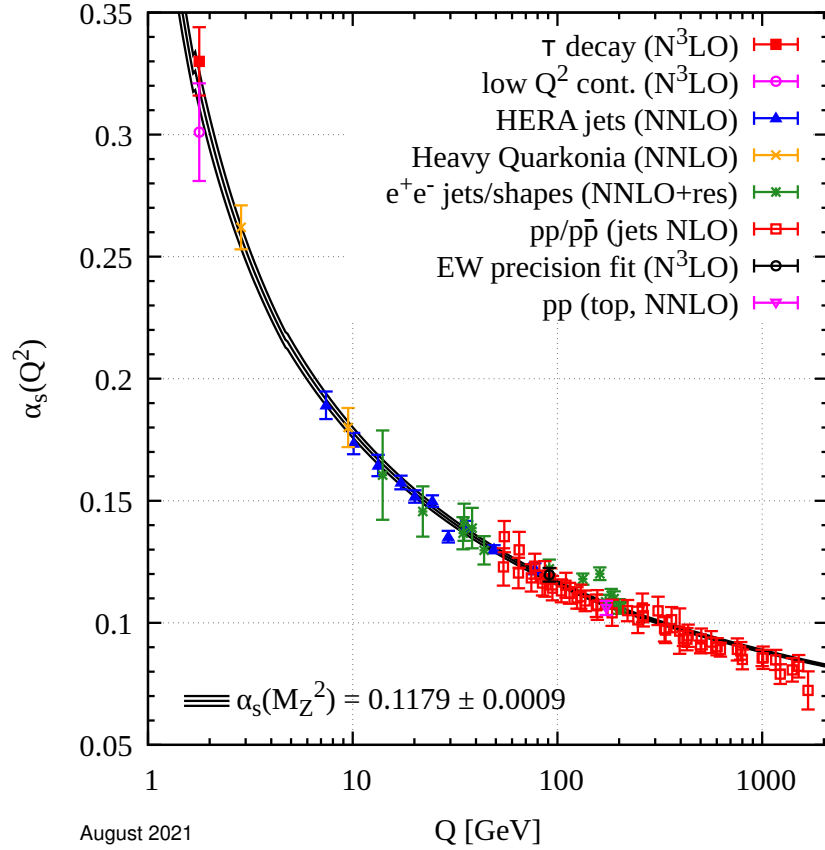


Рис. 1.1: Зависимость $\alpha_S(Q)$ [3].

мира, таких как ЦЕРН, ФермиЛаб, ДЭЗИ и другие. В непертурбативной же области при масштабах $Q^2 \sim \Lambda_{QCD}^2$ наблюдается рост α_S , и применение теории возмущений не возможно, что видно из формулы (1.1): α_S , вычисленная в двухпетлевом приближении, обладает сингулярностью при $Q^2 = \Lambda_{QCD}^2$. Непертурбативная область КХД не является настолько же хорошо изученной, как пертурбативная, и чаще всего количественные оценки сделать здесь весьма затруднительно. Невозможность применения теории возмущений ограничивает предсказательную силу теории. В этой связи основными предсказательными методами становятся различные эффективные теории [37] и Монте-Карло вычисления на решетках [38, 39]. Экспериментальные исследования, проводимые в этой области, являются поэтому необходимым условием для дальнейшего развития существующих методов и моделей, а также для создания новых более общих подходов и формулировке новых принципов в решении уравнений движения КХД.

В непертурбативной области наблюдается конфайнмент кварков и глюонов [40] (т.е. их невылетание из адронов), а также динамическое нарушение киральной симметрии [4, 5, 41]. Эти эффекты играют важную роль при формировании адронов из кварков и глюонов: они определяют такие свойства адронов как их масса и ширина. Для примера рассмотрим случай только двух легчайших u - и d -кварков с массами m_u и m_d соответственно. В киральном пределе ($m_{u,d} \rightarrow 0$) они описываются группой симметрии $SU(2)_L \times SU(2)_R$. При динамическом нарушении киральной симметрии $SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2)_{L+R}$ возникают 3 безмассовых Намбу-Голдстоуновских бозона [42], которые являются $\pi^{\pm,0}$ -мезонами. Однако при $m_{u,d} \neq 0$ их массы оказываются связаны с кварковым конденсатом в вакууме $\langle \bar{q}q \rangle_0 = \langle \bar{q}_L q_R + \bar{q}_R q_L \rangle_0$ соотношением Гелл-Мана–Окса–Реннера (ГОР) [36, 43]:

$$\begin{aligned} f_\pi^2 m_{\pi^\pm}^2 &= -\hat{m} \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0 + O(\hat{m}^2), \\ f_\pi^2 m_{\pi^0}^2 &= -\langle m_u \bar{u}u + m_d \bar{d}d \rangle_0 + O(\hat{m}^2), \end{aligned} \quad (1.2)$$

где m_u и m_d - динамические массы u - и d -кварков, соответственно, $\hat{m} = (m_u + m_d)/2$, $f_\pi = 92.4$ МэВ - константа распада пиона, $m_{\pi^\pm(\pi^0)}$ - масса $\pi^\pm(\pi^0)$ -мезона.

Кварковый конденсат $\langle \bar{q}q \rangle_0$ может быть получен в рамках вычислений КХД на решетках. Например, вычисления были проведены на решетках в модели динамически перекрывающихся фермионов [44], в результате которых получено следующее значение кваркового конденсата в пределе нулевых динамических масс u и d кварков:

$$\frac{1}{2} \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle_0 = (242 \pm 5(stat) \pm 20(syst) \text{ МэВ})^3. \quad (1.3)$$

Используя значение (1.3) в соотношениях Гелл-Мана–Окса–Реннера (1.2), получим, что усредненная масса u и d кварков должны быть порядка $\hat{m} \sim 5 \text{ МэВ}^1$, что согласуется по порядку величины с данными из Таблиц частиц [3]: $\hat{m} = 3.45_{-0.15}^{+0.35} \text{ МэВ}$. Таким образом, массы адронов напрямую связаны с такими фундаментальными параметрами КХД как динамические массы кварков, и

¹В этой главе в качестве единиц измерения масс частиц мы будем использовать в основном МэВ и ГэВ вместо более строгих МэВ/ c^2 и ГэВ/ c^2 , следуя используемым в большинстве цитируемых работ обозначениям.

знание их точных значений необходимо для дальнейшего развития теории и методов вычислений.

1.2 Кварковый конденсат в сильновзаимодействующей среде

Выше приведены вычисления кваркового конденсата в вакууме. Что же касается его значения в ядерной среде, то оно изменяется в зависимости от температуры и плотности среды. На Рис. 1.2 изображена зависимость абсолютного значения кваркового конденсата $|\langle \bar{q}q \rangle|$ от температуры среды T и ее плотности ρ [8]. Как видно из рисунка, значение $|\langle \bar{q}q \rangle|$ уменьшается по мере увеличения температуры и плотности среды. При этом происходит частичное восстановление киральной симметрии [7]. Это приводит к тому, что параметры адронов в среде изменяются по сравнению с таковыми в вакууме. В частности, для π -мезонов это можно легко заметить из соотношения ГОР (1.2): при уменьшении абсолютного значения кваркового конденсата уменьшается произведение константы распада π -мезона на его массу, а при достижении им значения $|\langle \bar{q}q \rangle| = 0$ π -мезоны становятся безмассовыми, каковыми и должны быть Намбу-Голдстоуновские бозоны в киральном пределе. То есть при больших значениях температуры и(или) плотности среды происходит полное восстановление киральной симметрии.

Температура T и плотность ρ ядерной материи соответствуют различным состояниям системы кварков и глюонов. На Рис. 1.3 представлена фазовая диаграмма КХД [45], из которой видно соответствие фаз сильновзаимодействующей материи её температуре и плотности. Так, точка $(T = 0, \rho = 0)$ соответствует физическому вакууму. Состояние покоящихся ядер соответствует $T \sim 0$ и плотности $\rho \sim \rho_0 \approx 0.17$ нуклонов·Фм⁻³. При повышении температуры выше температуры фазового перехода материя переходит в состояние кварк-глюонной плазмы [46], которая может наблюдаться при высокоэнерге-

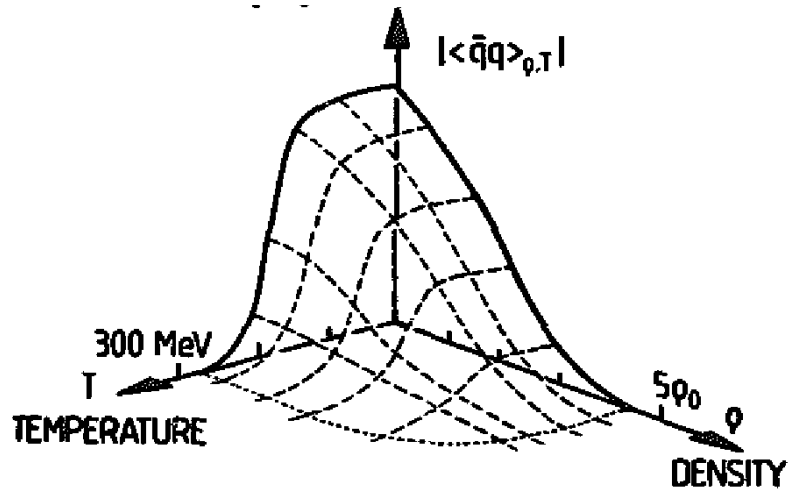


Рис. 1.2: Зависимость абсолютного значения кваркового конденсата $|\langle \bar{q}q \rangle|$ в зависимости от температуры среды T и ее плотности ρ [8]. Плотность указана в единицах $\rho_0 = 0.17$ нуклонов $\cdot \text{Фм}^{-3}$.

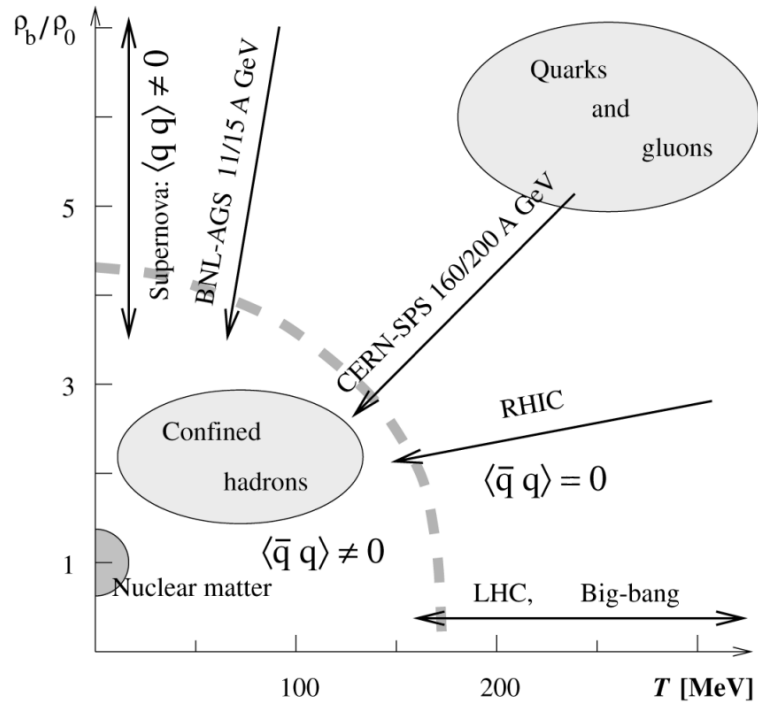


Рис. 1.3: Фазовая диаграмма КХД [45]. Штриховой линией показана граница между состоянием материи в виде отдельных адронов (конфайнмент) и в виде взаимодействующих друг с другом кварков и глюонов (деконфайнмент). Плотность указана в единицах $\rho_0 = 0.17$ нуклонов $\cdot \text{Фм}^{-3}$.

тических столкновениях тяжелых ионов. Кроме того, в первые микросекунды ($t < 20 \mu\text{с}$) жизни Вселенной после Большого Взрыва она была заполнена

кварк-глюонной плазмой [45]. Поэтому исследования в этой области важны не только для развития самой КХД, но имеют ключевое значение для понимания эволюции Вселенной в первые микросекунды ее существования. Что же касается холодной ядерной материи, то исследования в этой области помогут не только расширить знания в непертурбативной области КХД, но и сделать шаг вперед к высоким плотностям, которые наблюдаются при взрывах сверхновых и внутри нейтронных звезд. Проявление кварк-кваркового притяжения приводит к появлению ненулевого дикваркового конденсата $|\langle qq \rangle|$ и цветных кварк-кварковых пар при малых температурах и высокой плотности [47]. Такое состояние деконфайнмента называется "цветным суперпроводником" и может возникать во время взрыва сверхновых.

1.3 Спектральные свойства адронов в плотной ядерной среде

В экспериментах на фиксированных мишенях покоящиеся ядра представляют собой холодную материю в состоянии конфайнмента. Изменение кваркового конденсата $|\langle \bar{q}q \rangle|$ при этих условиях приводит к изменению параметров адронов, находящихся внутри ядер. Так, в работе [48] приводится оценка кваркового конденсата в холодной ядерной материи

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \simeq 1 - 0.35 \frac{\rho_p + \rho_n}{\rho_0}, \quad (1.4)$$

где $\rho_{p,n}$ - плотности протонов и нейтронов, что означает уменьшение значения конденсата на $\sim 35\%$ при типичных ядерных плотностях. При этом масса пиона в симметричной ядерной среде ($Z = N$) изменяется по закону (1.5) [36, 48, 49]

$$\left(\frac{m_\pi(\rho)}{m_\pi} \right) = 1 + \frac{2\rho}{f_\pi^2} \left(2c_1 - c_2 - c_3 + \frac{g_A^2}{8m_N} \right), \quad (1.5)$$

где эмпирические значения $c_1 = -0.81 \pm 0.12 \text{ ГэВ}^{-1}$, $c_2 = 3.2 \pm 0.25 \text{ ГэВ}^{-1}$, $c_3 = -4.7 \pm 1.16 \text{ ГэВ}^{-1}$, $g_A = 1.2695 \pm 0.0029$, m_N - усредненная масса нуклона. В этой же работе [48] сообщается, что в ассиметричной ядерной материи

($\rho_n \neq \rho_p$) должно наблюдаться расхождение масс положительно и отрицательно заряженных пионов. Так, при $N/Z = 1.5$ и нормальной ядерной плотности $\rho = \rho_0 = 0.17$ нуклонов·Фм⁻³ сдвигка массы π^- составляет +18 МэВ, для π^+ – -12 МэВ и +2 МэВ для π^0 . Схожие величины сдвижек масс пионов ($\Delta m_{\pi^-} = 14$ МэВ, $\Delta m_{\pi^+} = -1$ МэВ, $\Delta m_{\pi^0} = 6$ МэВ) в ядерной среде с аналогичными параметрами были получены в двухпетлевом приближении пертурбативной киральной теории [50].

Вычисления кварковых конденсатов $|\langle \bar{u}u \rangle| \sim |\langle \bar{d}d \rangle|$, $|\langle \bar{s}s \rangle|$ и масс псевдоскалярных мезонов π , η , η' в зависимости от плотности ядерной материи в модели Намбу-Иона-Ласинио [4, 5] были сделаны в работе [9]. Проведённые вычисления для случая $SU_f(2)$ и $SU_f(3)$ симметрий (т.е. в приближениях двух $\{u, d\}$ и трех $\{u, d, s\}$ кварков) представлены на Рис. 1.4. Расхождение линий, соответствующих двум симметриям, может быть использовано в качестве критерия выбора более подходящей модели для описания экспериментальных данных по измерению масс этих мезонов внутри ядер.

Из Рис. 1.4 видно, что массы π - и η -мезонов в этой модели имеют тенденцию к росту для обоих случаев $SU_f(2)$ и $SU_f(3)$ симметрий, смещение их значений является весьма заметным и потенциально наблюдаемым в эксперименте.

Правило сумм КХД [51, 52] – метод, с помощью которого можно установить связь между спектральными функциями адронов и кварковым конденсатом [10]. В работе [11] обсуждается, например, непрямая связь спектральной функции ω -мезона с кварковым конденсатом в среде, и приводятся некоторые теоретические предсказания, основанные на правилах сумм КХД и эффективных адронных моделях. Так, спектральная функция ω -мезона в среде имеет вид

$$A_{med}(q) = -\frac{1}{\pi} Im \frac{1}{q^2 - (m_\omega^0)^2 - \Pi_{vac}(q) - \Pi_{med}(q)}, \quad (1.6)$$

где q - 4-импульс ω -мезона, m_ω^0 - его масса в вакууме, $\Pi_{vac}(q) = im_\omega^0 \Gamma_{vac}$ - вакуумная часть его собственной энергии, а $\Pi_{med}(q)$ - внутрисредовая часть собственной энергии, которая отвечает за уширение спектральной функции

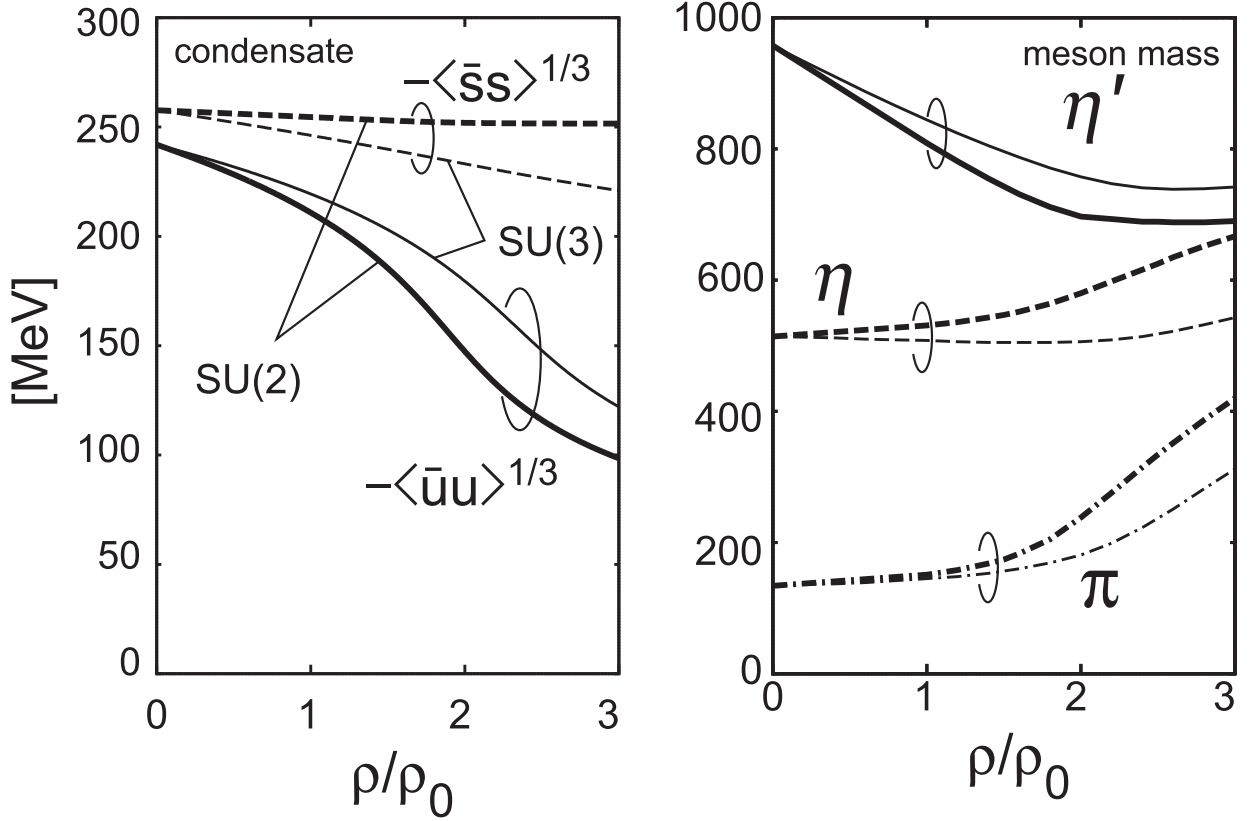


Рис. 1.4: Результаты вычислений [9] кварковых конденсатов (слева) и масс π -, η - и η' -мезонов в холодной ядерной материи в модели Намбу-Иона-Ласинио в приближениях симметрий $SU_f(2)$ и $SU_f(3)$. Плотность указана в единицах $\rho_0 = 0.17$ нуклонов $\cdot \text{ФМ}^{-3}$.

за счет столкновений (взаимодействия) рассматриваемого адрона со средой. Для вычисления $\Pi_{med}(q)$ может быть использована теорема низкой плотности [10, 12], согласно которой

$$\Pi_{med}(\nu, \vec{q} = 0; \rho) = -\rho T(\nu), \quad (1.7)$$

где $T(\nu)$ - амплитуда ωN -рассеяния. Уширение спектральной функции может проявляться в виде увеличения полной ширины резонанса:

$$\Gamma_{tot} = \Gamma_{vac} + \Gamma_{col} = \Gamma_{vac} + \hbar\beta\rho\sigma, \quad (1.8)$$

где Γ_{tot} - полная ширина, Γ_{vac} - ширина в вакууме, $\Gamma_{col} = \hbar\beta\rho\sigma$ - столкновительное уширение (collisional broadening), зависящее от плотности среды ρ , σ - сечение взаимодействия резонанса с частицами среды (нуклонами) и $\beta = v/c$ - отношение скорости резонанса в среде к скорости света.

Для оценки спектральной функции в работе [11] был использован эффективный лагранжиан, сочетающий динамическую киральную $SU(3)$ теорию с гипотезой о векторной доминантности мезонов. Вычисления были проведены на древесном уровне, используя релятивистский подход. Полученные результаты для случая покоящегося резонанса ($\vec{q} = 0$) приведены на Рис. 1.5 для вакуума и среды с плотностью $\rho_0 = 0.17 \text{ ФМ}^{-3}$. Из Рис. 1.5 видно, что

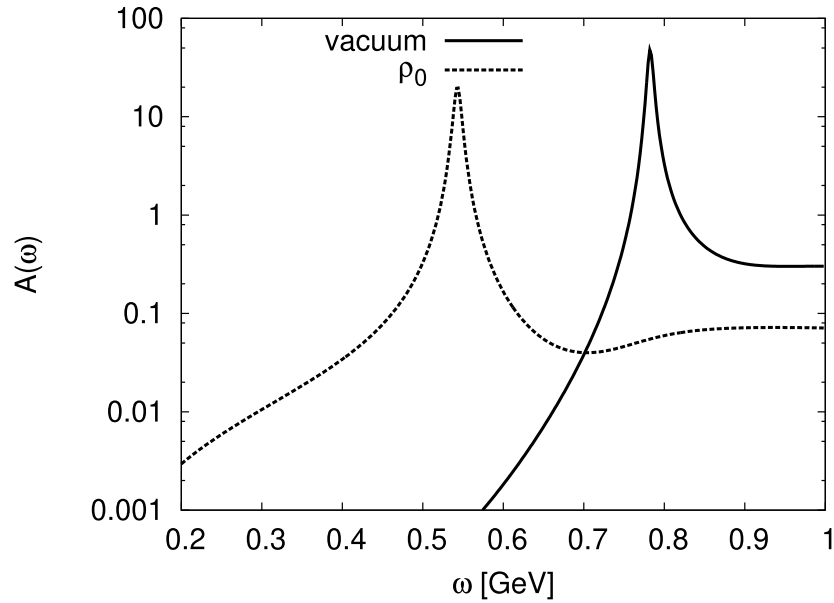


Рис. 1.5: Спектральная функция ω -мезона в вакууме (сплошная линия) и в среде с плотностью $\rho_0 = 0.17$ нуклонов·ФМ⁻³ (штриховая линия), вычисленная в работе [11].

спектральная функция отличается от вакуумной для случая плотной среды. Смещение пика составляет около 200 МэВ, что существенно и может быть проверено экспериментально.

В работе [12] были проведены другие расчеты, в которых учитывалось не только ωN -взаимодействие, но и взаимодействие ω -мезона с нуклонным резонансом $N(1535)$. Благодаря этому спектральная функция, представленная на Рис. 1.6, приобретает сложный вид с дополнительным пиком в области ~ 550 МэВ. В отличие от работы [11] (см. Рис. 1.5) основной пик получает небольшое смещение положения в сторону больших масс, но при этом значительно уширяется.

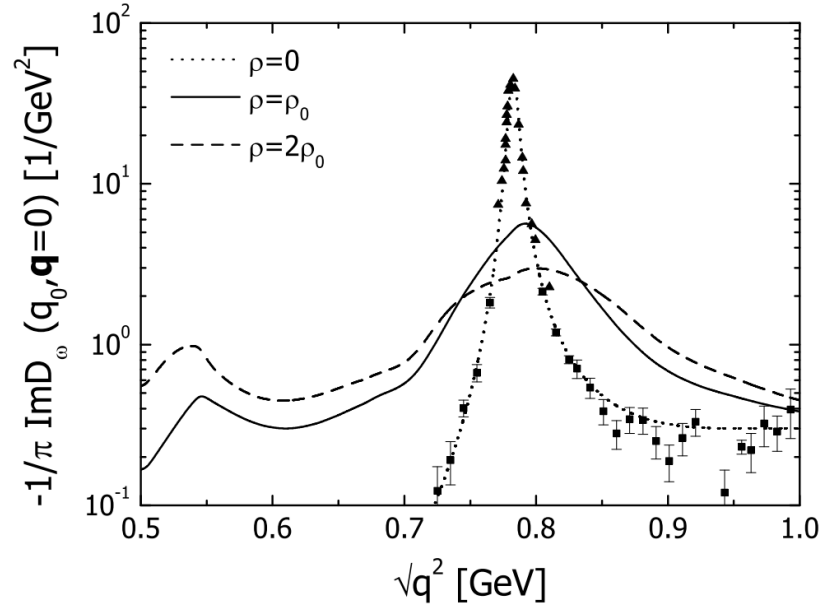


Рис. 1.6: Спектральная функция ω -мезона в вакууме (пунктирная линия) и в среде с плотностью $\rho = \rho_0 = 0.16$ нуклонов·ФМ $^{-3}$ (сплошная линия) и $\rho = 2\rho_0$ (штриховая линия), вычисленные в работе [12].

Оценки положения и ширины основного пика ω -мезона при разных значениях его импульса, полученные в работе [12], приведены на Рис. 1.7 для случаев его продольной и поперечной поляризаций. Значения массы и ширины, соответствующие основному пику спектральной функции, зависят от импульса ω -мезона, но всюду отличны от табличных значений для вакуума ($m_\omega = 782.65 \pm 0.12$ МэВ, $\Gamma_\omega = 8.49 \pm 0.08$ МэВ [3]).

Модификация спектральной функции ρ -мезона за счет резонансного ρN -взаимодействия в области нуклонного резонанса $D_{13}(1520)$ ($N(1520) D_{13}$ -резонанс [53]) была предсказана в работе [13]. Вычисления представлены на Рис. 1.8. Схожая со случаем ω -мезона структура в области низких масс, возникающая в следствие резонанса $\rho N \rightarrow D_{13}(1520)$, появляется и для ρ -мезона. Она особенно заметна при малых импульсах. При этом, как и в случае ω -мезона, происходит уширение спектральной функции по сравнению с вакуумной.

В работе Брауна и Ро [14] при рассмотрении эффективного кирального лагранжиана КХД был сформулирован закон масштабирования масс адронов

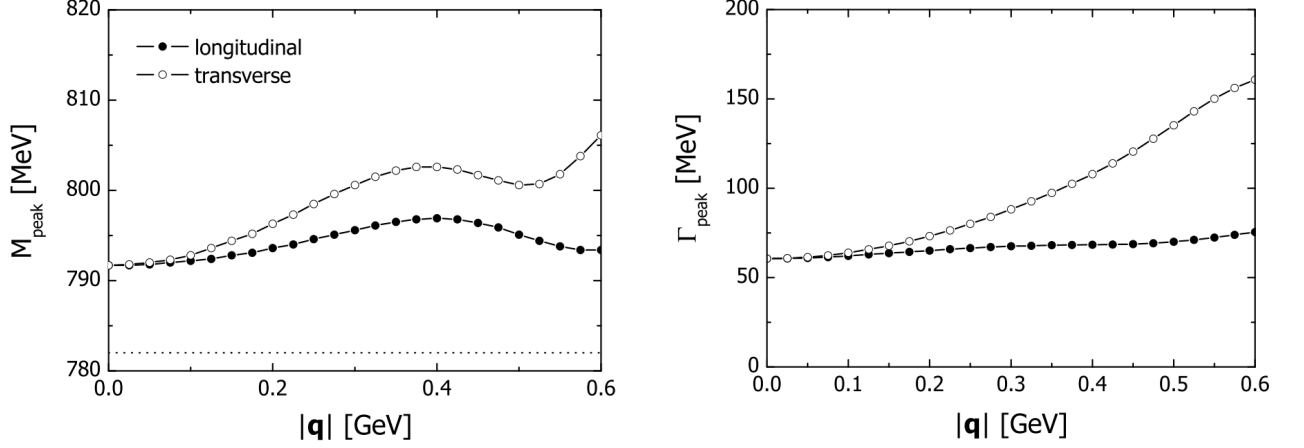


Рис. 1.7: Положение (слева) и ширина (справа) пика спектральной функции ω -мезона в зависимости от величины его импульса для случаев его продольной и поперечной поляризаций [12]. Пунктирной линией обозначена масса ω -мезона в вакууме.

в плотной ядерной среде:

$$\frac{m_\sigma^*}{m_\sigma} \sim \frac{m_N^*}{m_N} \sim \frac{m_\rho^*}{m_\rho} \sim \frac{m_\omega^*}{m_\omega} \sim \frac{f_\pi^*}{f_\pi} \sim \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle_0}, \quad (1.9)$$

где m_h^* - масса соответствующего адрона в среде, а m_h - его масса в вакууме. Если принять во внимание формулу для значения кваркового конденсата в холодной ядерной среде (1.4), то получим выражение для изменения масс легких мезонов в среде с плотностью ρ :

$$\frac{m^*}{m} \sim 1 - 0.35 \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (1.10)$$

Интересно, что похожая зависимость была установлена и в работе [15], где было использовано правило сумм КХД для оценки изменений спектральных функций ρ -, ω - и ϕ -мезонов:

$$\frac{m^*}{m} = 1 - C \frac{\rho}{\rho_0}, \quad (1.11)$$

где $C = 0.18$ для ρ - и ω -мезона, и $C = 0.15$ для ϕ -мезона с ошибкой 30%.

Идеи использования эффективного кирального лагранжиана для оценки параметров адронов в среде получили дальнейшее развитие, например, в работе [54], где с помощью правил сумм Вайнберга [55] в предположении о существовании обобщенной скрытой локальной симметрии было получено, что при

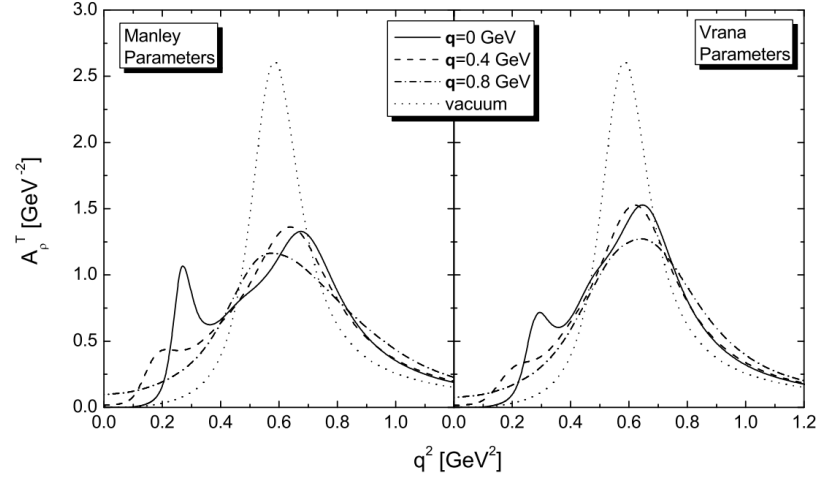


Рис. 1.8: Спектральная функция ρ -мезона в вакууме (пунктирная линия) и в среде с плотностью $\rho = \rho_0$ (сплошная линия) и различных значениях его импульса, вычисленные в работе [13].

восстановлении киральной симметрии ($\langle \bar{q}q \rangle \rightarrow 0$) массы векторного ρ -мезона и аксиального a_1 -мезона вырождаются: $m_\rho - m_{a_1} \rightarrow 0$. Идея вычислений с помощью эффективных адронных лагранжианов была использована также и в работе [16], в которой были рассмотрены мезоны со значениями спинов 0 и 1 в расширенной линейной сигма-модели [56, 57] с тремя ароматами. Полученные в результате массы мезонов в зависимости от плотности среды, в которой они находятся, приведены на Рис. 1.9.

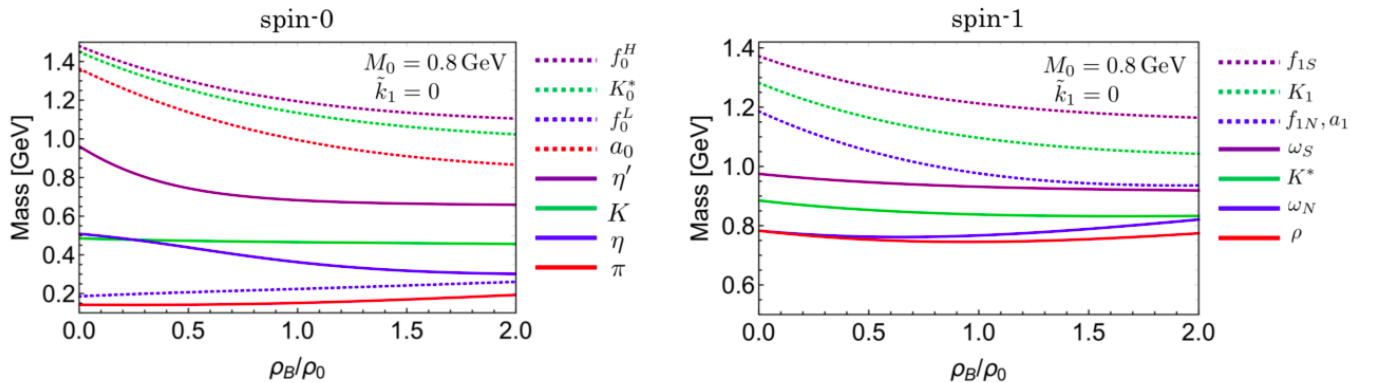


Рис. 1.9: Массы мезонов со спином 0 (слева) и 1 (справа) в зависимости от плотности среды [16].

Наконец, что касается тензорных мезонов, то для рассмотрения их в ваку-

уме и в среде применяются те же подходы. Идея использования правил сумм КХД для определения массы f_2 - и a_2 -мезонов была реализована в работе [58]. Полученные значения масс $m_{f_2} \approx m_{a_2} \approx 1250$ МэВ находятся в качественном согласии с экспериментальными данными: $m_{f_2(1270)}^{PDG} = 1275.5 \pm 0.8$ МэВ, $m_{a_2(1320)}^{PDG} = 1318.2 \pm 0.6$ МэВ [3]. Это свидетельствует об успешности применения данного подхода и для описания этих мезонов. В ядерной среде параметры тензорных мезонов также могут изменяться по сравнению вакуумными значениями. В работе [59] с помощью правил сумм КХД были оценены массы $f_2(1270)$ - и $a_2(1320)$ -мезонов в зависимости от температуры среды. Результаты приведены на Рис. 1.10. Массы $f_2(1270)$ (слева) и $a_2(1320)$ (справа) заметно уменьшаются с увеличением температуры. Изменение масс мезонов в подходе правила сумм КХД связано с изменением значений кварковых конденсатов, которые в свою очередь изменяются не только при росте температуры, но и в холодной плотной ядерной среде, см. Рис.1.2. Поэтому изменение масс тензорных мезонов следует ожидать и в этом случае.

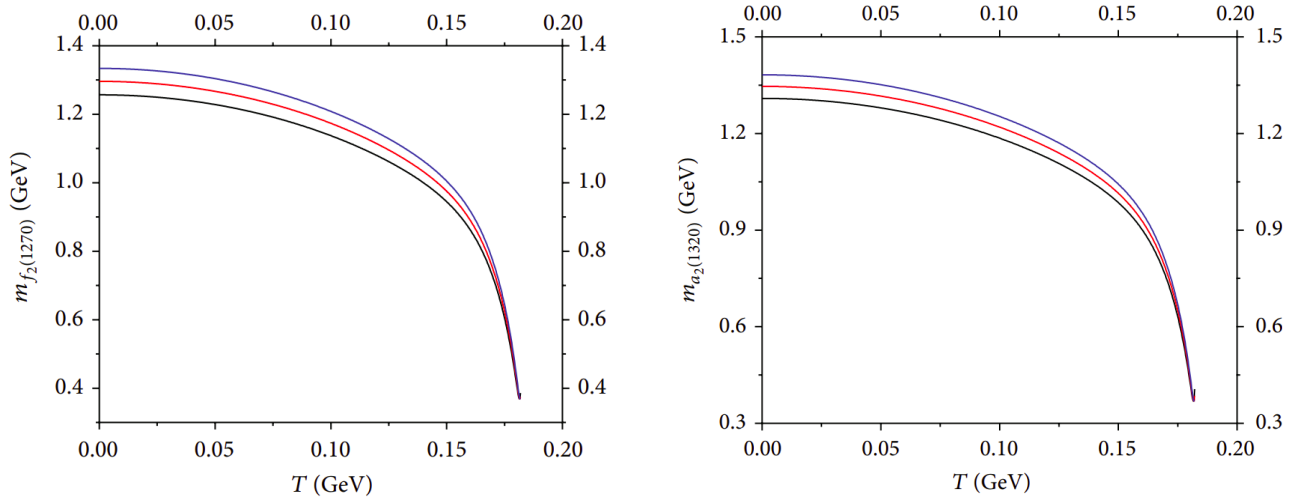


Рис. 1.10: Зависимость массы $f_2(1270)$ (слева) и $a_2(1320)$ (справа) мезонов от температуры среды [59].

1.4 Экспериментальные исследования

При экспериментальных исследованиях свойств адронов в ядерной среде важно понимать, что прямое измерение массы и ширины резонанса затруднено, т.к. в связи с малым размером ядра родившиеся в нем частицы часто покидают ядро и распадаются уже в вакууме. Кроме того, если распад произошел внутри ядра, то продукты распада, пролетая через ядерную среду, также испытывают ее влияние. Для корректного учета этих эффектов обычно используют транспортные модели для описания рождения, прохождения сквозь ядерную среду и последующего распада адронов с различными базовыми сценариями изменения массы и ширины резонанса в среде. Одной из наиболее используемых моделей является модель GiBUU [60]. Для иллюстрации на Рис. 1.11 представлены расчеты спектров масс $\pi^0\gamma$ -событий от распадов $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ при фоторождении $\omega(782)$ -мезона на ниобиевой мишени для различных сценариев модификации его параметров внутри ядерной среды [61]. Как видно из рисунка, исходные спектры с учетом взаимодействия продуктов распада с ядром (красная сплошная линия) и без такового (красная пунктирная линия) существенно отличаются друг от друга. В результате учет взаимодействий с ядром приводит к тому, что предсказываемые спектры для различных сценариев модификации $\omega(782)$ -мезона внутри ядра уже будут слабо отличаться друг от друга, и поэтому для их наблюдения в эксперименте необходимы высокоточные измерения, чувствительные к небольшим изменениям формы массового спектра $\pi^0\gamma$.

Первое прямое наблюдение модификации свойств $\omega(782)$ -мезона было сделано в эксперименте CBELSA/TAPS [17] в Германии. В нем изучалось фоторождение $\omega(782)$ -мезона на ниобиевой и жидководородной мишенях при малых импульсах ($P_\omega < 0.5$ ГэВ/с). На Рис. 1.12 представлены полученные спектры масс $\pi^0\gamma$ -событий на этих мишенях до и после вычитания фона, а также результат вычитания спектров друг из друга, соответствующий спектру от внутриядерных распадов $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$. Видно, что пик, соот-

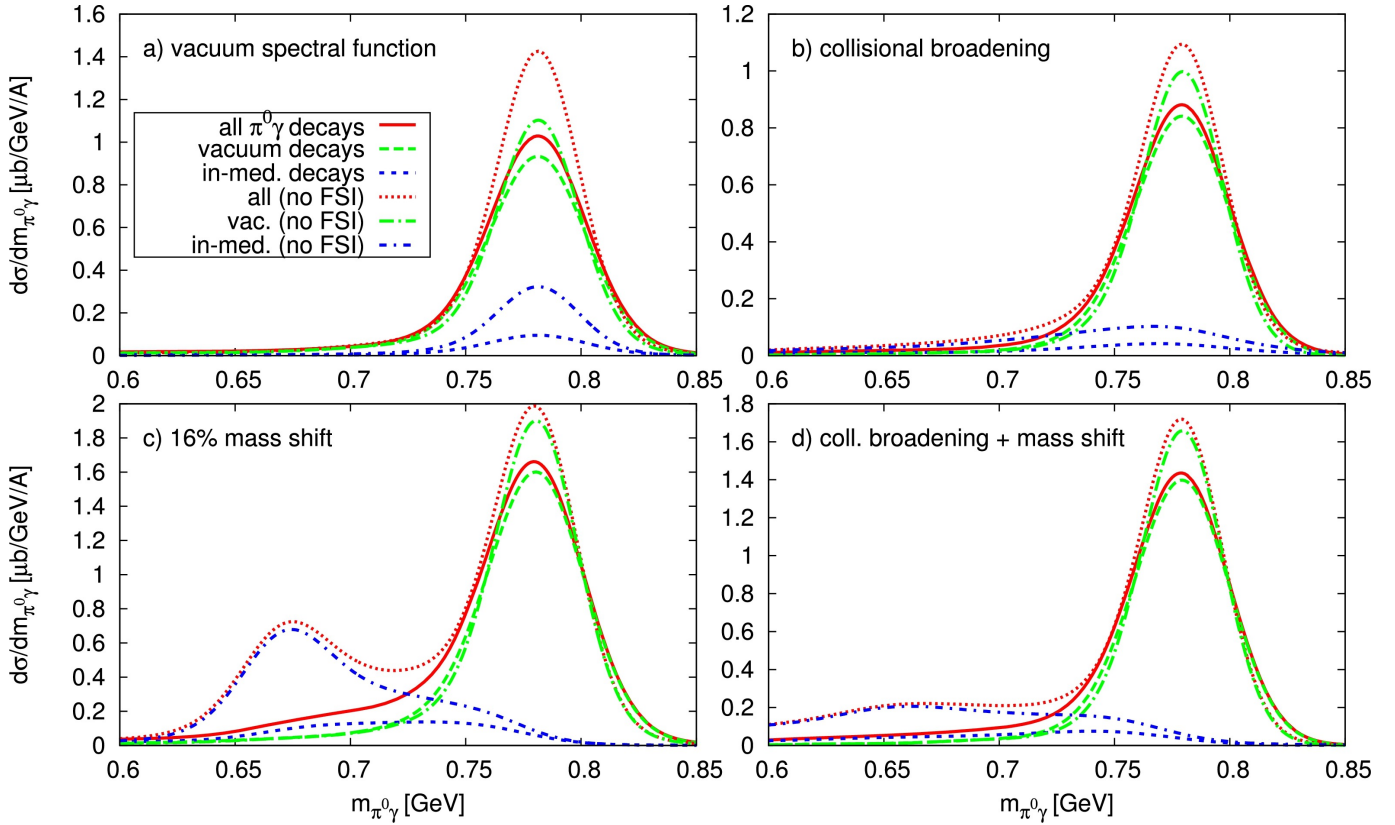


Рис. 1.11: Спектры масс $\pi^0\gamma$ -событий от распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ при фоторождении $\omega(782)$ -мезона на ниобиевой мишени при различных сценариях модификации его спектральной функции внутри ядерной среды [61]: (а) вакуумная форма спектра; (б) уширение за счет столкновений; (с) сдвигка основного спектрального пика на 16% в область низких масс; (д) сдвигка пика + уширение за счет столкновений. Сплошной красной линией показан ожидаемый спектр масс, штриховой зеленой — вклад от распадов мезона в вакууме при вылете из ядра, синей штриховой линией — вклад от распадов мезона внутри ядра. Красной пунктирной и штрих-пунктирными линиями показаны ожидаемый спектр масс и отдельные вклады без учета взаимодействий продуктов распада (π^0, γ) с ядром.

ветствующий спектру от внутриядерных распадов $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, является смещенным относительно табличного значения массы: $m_{peak} = 722 \text{ МэВ}/c^2$, а $m_{\omega(782)}^{PDG} = 782.65 \pm 0.12 \text{ МэВ}/c^2$. Полученное смещение массы составляет около $60 \text{ МэВ}/c^2$, что оказалось в качественном согласии с теоретическими представлениями и вызвало интерес к дальнейшим исследованиям в этом направлении.

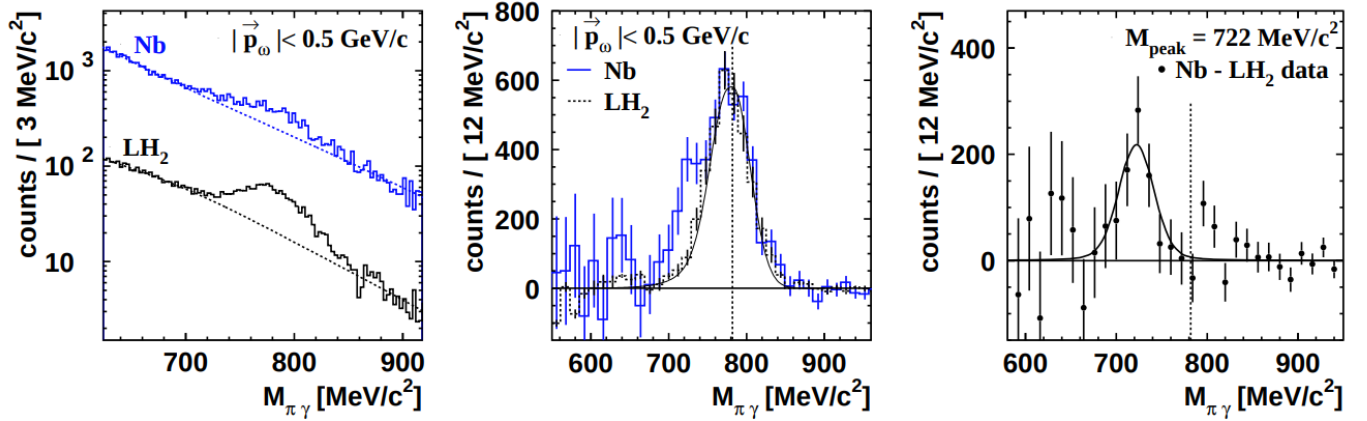


Рис. 1.12: Спектры масс $\pi^0\gamma$ -событий на ниобиевой и жидководородной мишенях в эксперименте CBELSA/TAPS [17] до вычитания фона (слева) и после него (в центре), а также результат вычитания спектров друг из друга (справа), соответствующий спектру от внутриядерных распадов $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$.

Позже в эксперименте CBELSA/TAPS был измерен спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий, полученный при фоторождении $\omega(782)$ -мезона на ниобиевой мишени с большей статистической обеспеченностью, и проведен более тщательный анализ данных [18, 19]. Результаты эксперимента в сравнении с вычислениями модели GiBUU для различных сценариев внутриядерной модификации спектральной функции $\omega(782)$ -мезона [61], представлены на Рис. 1.13. Как видно из рисунка, в согласии с транспортной моделью GiBUU, прямые измерения спектра масс $\pi^0\gamma$ -систем являются не слишком чувствительными к наличию модификации свойств $\omega(782)$ -мезона. Для надежных выводов необходима существенно большая статистика и более высокая точность измерений.

В эксперименте E325 на протонном синхротроне КЕК в Японии изучались e^+e^- -распады ρ - и ω -мезонов, рождающихся на ядрах углерода и меди в pA -взаимодействиях при импульсе налетающего протона 12 ГэВ/с [20]. Лептонные распады являются привлекательными для изучения внутриядерных модификаций векторных мезонов т.к. лептоны в меньшей степени подвержены влиянию среды ядра при прохождении через него. Полученные спектры масс e^+e^- -пар на углеродной и медной мишенях представлены на Рис. 1.14, на

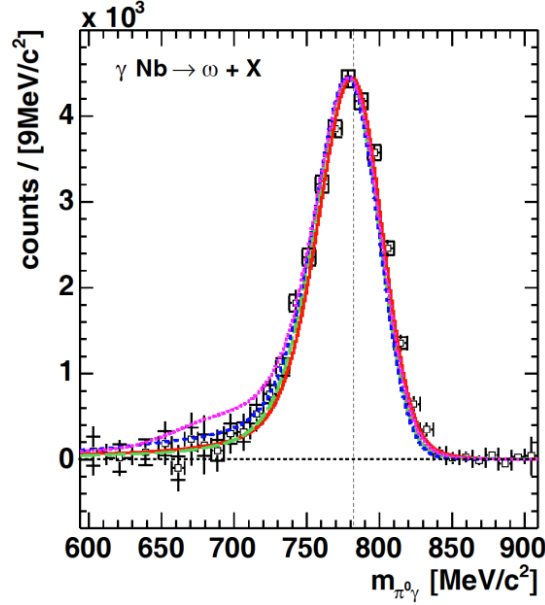


Рис. 1.13: Спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий на ниобиевой мишени в эксперименте CBELSA/TAPS [19] в сравнении с вычислениями модели GiBUU для различных сценариев внутриядерной модификации свойств $\omega(782)$ -мезона [61]: красной линией показан сценарий без внутриядерной модификации, зеленой — только столкновительное уширение $\omega(782)$ -мезона, синей — столкновительное уширение и 14% сдвигка массы $\omega(782)$ -мезона, малиновой — сдвигка массы $\omega(782)$ -мезона без столкновительного уширения

котором также представлены результаты фитирования спектров масс суммой вкладов от распадов $\omega \rightarrow e^+e^-$ (голубая пунктирная линия) и $\rho \rightarrow e^+e^-$ (малиновая штрих-пунктирная линия), в которых массы ω - и ρ -мезонов модифицированы при распадах внутри ядра согласно уравнению (1.11) с параметром $C = 0.092$. При нормальной ядерной плотности $\rho \approx \rho_0$ это соответствует 9% уменьшению масс этих мезонов внутри ядерной материи.

Поиск эффектов модификации легких векторных мезонов осуществлялся также и в эксперименте CLAS [21] на ускорительном комплексе CEBAF (JeffersonLab) в США. В этом эксперименте исследовались векторные мезоны в лептонной моде распада, образованные в реакции фоторождения на различных ядрах от жидкодейтериевой до свинцовой мишенях. Результаты указы-

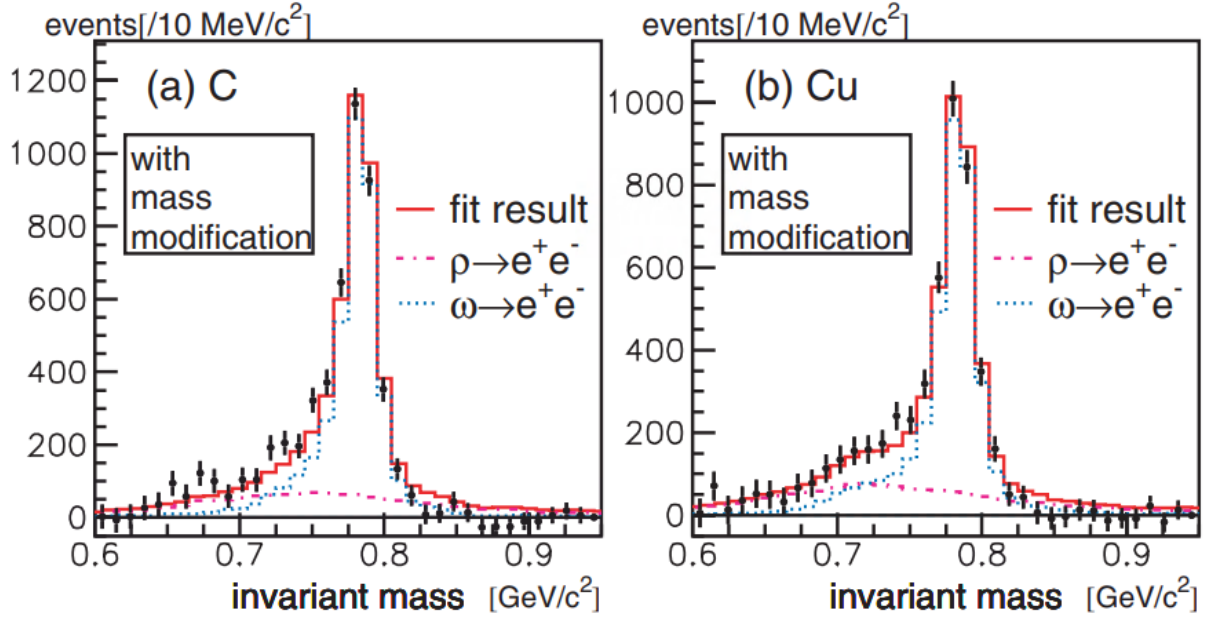


Рис. 1.14: Спектры масс e^+e^- -пар на углеродной (слева) и медной (справа) мишенях, полученные в эксперименте E325 в КЕК [20]. Красной сплошной линией показаны результаты фитирования спектров суммой вкладов от распадов $\omega \rightarrow e^+e^-$ (голубая пунктирная линия) и $\rho \rightarrow e^+e^-$ (малиновая штрихпунктирная линия) с учетом их внутриядерной модификации (подробнее см. в тексте).

вают на наличие незначительного, сравнимого с нулевым уменьшения массы ρ -мезона в ядрах. При этом получен параметр модификации $C = 0.02 \pm 0.02$ в формуле (1.11).

Противоречивость полученных экспериментальных результатов совместно с наличием большого числа теоретических работ в этой области вызывают большой интерес научного сообщества к данной проблеме. Так, на текущий момент проводятся исследования модификации свойств векторных мезонов в холодной ядерной материи в эксперименте J-PARC E16 [22]. Эксперимент нацелен на подтверждение и уточнение результатов, полученных в экспериментах на протонном синхротроне КЕК путем набора большей статистики с использованием нового улучшенного спектрометра. Набор физических данных в этом эксперименте запланирован на 2023 год.

Однако, с точки зрения эксперимента, наиболее подходящими адронными

состояниями для наблюдения эффектов модификации их свойств в холодной материи атомных ядер являются короткоживущие мезонные состояния с большой шириной распада и, соответственно, маленькой характерной длиной пробега ct внутри ядра до распада. Например, полная ширина $f_2(1270)$ -мезона составляет $\Gamma_{f_2} = 186.6 \pm 2.3 \text{ МэВ}/c^2$, что соответствует $ct \sim 1 \text{ Фм}$. Эта величина сравнима с радиусом ядра (2-3 Фм для легких ядер, таких как бериллий и углерод, и до 5-7 Фм для тяжелых ядер (олово, свинец и т.д.)). В связи с этим исследования таких состояний являются крайне интересными и наиболее перспективными для наблюдения возможных модификаций.

Экспериментальное изучение возможной модификации свойств векторных мезонов проводилось и в условиях горячей материи в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ионов. Эксперимент CERES/NA45 [62] обнаружил значительное превышение спектра масс e^+e^- -пар в области 0.3-0.7 ГэВ/ c^2 в Pb-Au столкновениях при энергии 158 АГэВ, которое может быть связано с уменьшением масс ρ - и ω -мезонов в ядерной среде. Эксперимент HADES в GSI, Германия, также обнаружил модификацию спектра масс e^+e^- -пар [63]. Изучение эффектов планируется продолжить и в рамках проекта NICA, который однозначно имеет большой потенциал для расширения наших знаний в этой области [23] исследований.

Глава 2

Эксперимент Гиперон-М

2.1 Экспериментальная установка

Описываемые в данной работе измерения проводились на установке Гиперон-М [64], расположенной на 18 канале ускорительного комплекса У70. Схема установки приведена на Рис. 2.1. Установка включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счетчиков S_1 , S_2 , S_4 , черенковские счетчики C_{1-3} , мишень T , сцинтилляционный триггерный анти-счетчик S_A и электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения $LGD2$, который располагался на расстоянии 3.67 м от мишени.

Сцинтилляционный анти-счетчик S_A использовался для выделения событий, в которых отсутствуют заряженные частицы в апертуре калориметра. Для формирования триггерного сигнала требовалось наличие пучковой частицы в пучковом телескопе счетчиков и отсутствие сигнала с анти-счетчика S_A :

$$Tr = S_1 \cdot S_2 \cdot S_4 \cdot \overline{S_A}.$$

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

$$\pi^+(K^+, p) + {}^AZ \rightarrow M^0 + X, \quad M^0 \rightarrow n\gamma. \quad (2.1)$$

Уровень триггера, как правило, имел величину $\sim (1 - 3) \cdot 10^{-2}$ в зависимости

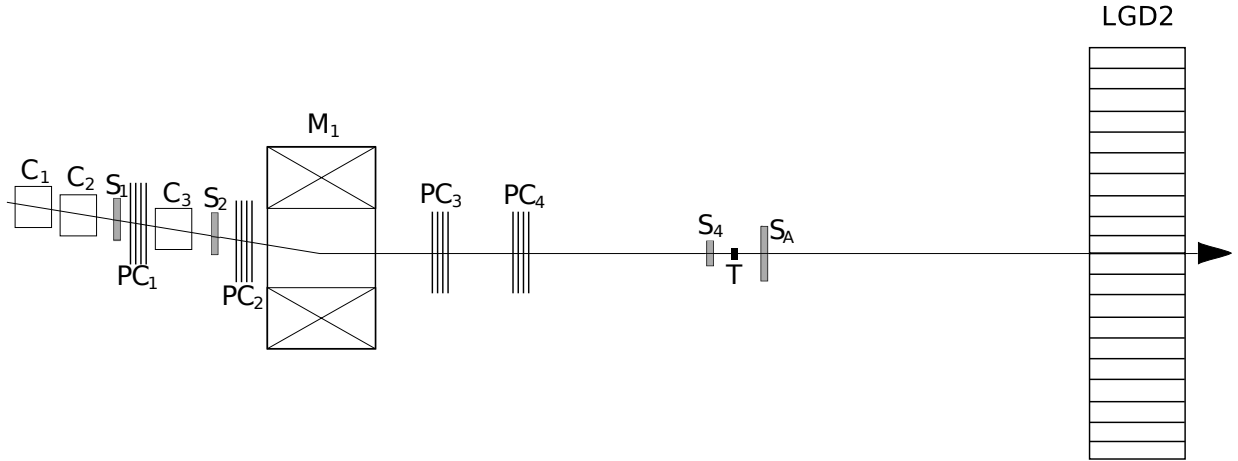


Рис. 2.1: Схема экспериментальной установки Гиперон-М: S_1 , S_2 , S_4 - пучковые сцинтилляционные счетчики, C_{1-3} - черенковские счетчики, PC_{1-4} - многопроволочные пропорциональные камеры (в описываемых ниже экспериментах не использовались), T - мишень, S_A - триггерный сцинтилляционный анти-счетчик, $LGD2$ - черенковский электромагнитный спектрометр полного поглощения с радиаторами из свинцового стекла.

от типа и толщины облучаемой мишени.

Для измерений использовались шесть ядерных мишеней (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) радиационной толщины от 0.22 до 0.45 X_0 , см. Табл. 2.1. Ядра мишеней были подобраны таким образом, чтобы можно было изучать ожидаемые эффекты модификации свойств мезонов в ядерной материи в зависимости от радиуса R_A ядра, тесно связанного с атомным весом ядра: $R_A \approx 1.2A^{1/3}$ Фм. Мишени облучались на вторичном пучке несепарированных положительных частиц (53% π^+ , 7% K^+ , 40% p)¹ с импульсом 7 ГэВ/с и общей интенсивностью до $1.5 \cdot 10^6$ частиц за цикл ускорителя У70. Цикл ускорителя составлял 9 с, а время сброса первичного пучка на внутреннюю мишень варьировалось от 0.5 с до 2 с.

¹Парциальный состав пучка в конкретном сеансе зависит от энергии первичного протонного пучка и типа внутренней мишени установки.

Таблица 2.1: Характеристики ядерных мишеней, использовавшихся в эксперименте Гиперон-М в сеансах 2008-2018 гг.

Мишень	Радиус ядра мишени R_A (ФМ)	Радиационная длина вещества X_0 (мм)	Толщина мишени (мм)	Радиационная толщина мишени ($X/0$)	Ядерная длина вещества λ_I (г/см ²)	Ядерная толщина мишени (λ/λ_I)
C	2,3	188	75	0,40	86,3	0,197
CH	2,3	413	80	0,16	81,7	0,091
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

2.2 Электромагнитный калориметр

Образовавшиеся в результате взаимодействия фотоны в реакции (2.1) регистрировались с помощью черенковского спектрометра полного поглощения [65] *LGD2*. Электромагнитный калориметр *LGD2* собран в виде матрицы 24×24 из блоков свинцового стекла марки ТФ1-100, к задней поверхности которых приклеены фотоумножители [66]. Размер блоков - $85 \times 85 \times 350$ мм³. Центральная часть спектрометра выполнена при этом из 8×8 блоков меньшего поперечного размера – $42.5 \times 42.5 \times 350$ мм³ для более точного измерения координат высокоэнергетичных фотонов, вылетающих в переднюю полусферу реакции (2.1) под малыми углами к пучку. Таким образом, калориметр в целом состоит из 560 больших и 64 малых блоков (ячеек) свинцового сиекла, всего 624 штуки. Продольная длина свинцовых стекол в терминах радиационных длин эквивалентна $\approx 14X_0$.

Попадающие в спектрометр фотоны приводят к образованию электромагнитных ливней, черенковское излучение которых детектируется фотодетек-

торами. В качестве фотодетекторов в спектрометре используются фотоумножители ФЭУ-84-3 (малые ячейки) и ФЭУ-110 (большие ячейки), приклеенные оптическим клеем к задней поверхности стекол калориметра. Полученное в результате энергетическое разрешение зарегистрированных в калориметре фотонов параметризуется в виде $\sigma_E/E \simeq 0.08/\sqrt{E[\text{ГэВ}]}$, а координатное разрешение составляет при этом величины типа $\Delta X \simeq \Delta Y \simeq 7\text{мм}$ и $\Delta X \simeq \Delta Y \simeq 4.5\text{мм}$ для больших и малых ячеек калориметра, соответственно [67].

2.3 Система сбора данных

Система сбора данных эксперимента Гиперон-М [68, 69] создана на общих принципах построения систем сбора данных в стандарте МИСС [70] (многоканальная информационная скоростная система), принятых в ИФВЭ [71]. А именно, информация со считывающихся триггерных и детектирующих блоков буферизуется во время сброса пучка (0.5-2 с) в быстродействующей памяти автономных контроллеров системы, а в промежутках между сбросами пучка (7-8.5 с) она передаётся в память компьютера приема данных с помощью интерфейс-адаптера. Общая длительность цикла ускорителя составляет при этом 9 с.

В описываемых ниже экспериментах в качестве детектирующих блоков использовались блоки ЛЭ-71 [68, 72], которые являются управляемыми 96-канальными стробируемыми зарядово-цифровыми преобразователями (ЗЦП) с динамическим диапазоном 12 бит. Общее количество блоков ЛЭ-71 в установке составляет 7, и, таким образом, максимальное число считываемых каналов с амплитудной информацией в эксперименте может достигать 672, из которых 624 использовались для оцифровки амплитудных сигналов с ячеек калориметра *LGD2*. Оставшиеся каналы использовались для записи сигналов с триггерных сцинтилляционных счетчиков и черенковских счетчиков установки, см. Рис.2.1, для последующего оффлайн анализа и идентификации типа пучковых частиц в событиях.

Сигналы, поступающие на ЗЦП, интегрируются в пределах строба длительностью $T_S = 120$ нс, вырабатываемому по срабатыванию триггера. Считывание происходит параллельно по трем массивам каналов, по 32 канала в каждом массиве. Интегральная нелинейность ЗЦП составляет не более 0.05% от полной шкалы, а время преобразования и последующего считывания события составляет $T_S + 6\text{мкс} = 6.12\text{мкс}$. Каждое событие записывается в три массива памяти размером 32×24 бит каждый в формате адрес-амплитуда. Также имеются три массива памяти размера 32×12 бит для хранения пьедесталов, которые вычитаются из сигналов с помощью арифметически-логического устройства. Цифровая логика блока ЛЭ-71 реализована с помощью программируемой логической интегральной схемы марки ALTERA ACEX EP1K100QC208.

Для управления блоками ЛЭ-71 используется контроллер сектора ЛЭ-83 [73]. Он служит для инициализации, отладки, тестирования и занесения в память модулей значений пьедесталов с возможностью их обратного считывания. Данный контроллер связан с компьютером посредством карты PCI-QBUS.

Для быстрого считывания информации из блоков ЛЭ-71 в каждом событии во время сброса пучка используется автономный контроллер ЛЭ-74 [68]. По приходу физического триггера блок ЛЭ-74 начинает прием события, последовательно опрашивая подконтрольные модули, и выставляет сигнал запрета приема новых событий BUSY, в течение которого все вновь пришедшие физические триггеры игнорируются. Информация накапливается в быстродействующей памяти объемом 8 МБ и считывается в память компьютера посредством адаптера ЛЭ-75 [68], подключаемого к интерфейсной карте PCI-7200. Чтение информации, накопленной в автономном контроллере ЛЭ-74 за цикл ускорителя происходит после сигнала об окончании сброса пучка.

Для записи информации о количестве прошедших пучковых частиц и физических триггерах использовался пересчетный модуль ЛЭ-69 [74]. Данный модуль считает количество сигналов, поступивших на его входы, а именно: общее количество пучковых частиц, количество π^+ и K^+ мезонов, общее ко-

личество физических триггеров. Подсчет этих величин ведется в трех разных модах: от начала приема данных, от начала сброса пучка в данном цикле и от предыдущего принятого события. Информация из блока ЛЭ-69 также считывается автономным контроллером ЛЭ-74 в каждом принятом событии.

Описанная выше система сбора данных эксперимента функционирует под управлением программы, написанной на языке Си и работающей на персональном компьютере под операционной системой Linux Debian. В начале приема данных программа определяет адреса блоков ЛЭ-71 в системе, записывает в них данные пьедесталов и проверяет корректность записи путем обратного считывания, взаимодействуя с контроллером ЛЭ-83. Далее активируется автономный контроллер ЛЭ-74, который в асинхронном режиме передает накопленный за каждый цикл ускорителя буфер информации в компьютер, и эта информация записывается на диск для последующей реконструкции и анализа событий.

2.4 Реконструкция событий

Данные эксперимента, записанные во время сеансов на ускорителе, реконструировались оффлайн с помощью программы реконструкции событий. Для отбора физических сигналов в ячейках калориметра *LGD2* и подавления шума электроники использовался порог в 10 отсчетов ЗЦП после вычитания пьедесталов. Для определения энергий и координат фотонов использовались алгоритмы, описанные в работах [75, 76]. Группы ячеек спектрометра с амплитудами выше указанного порога и общей границей по вертикали или горизонтали объединялись в кластеры. Каждый кластер соответствует фотону, попавшему в калориметр. Энергия фотона при этом равна полному энерговыделению в кластере E_{tot} :

$$E_{tot} = \sum_{i=1}^n E_i, \quad (2.2)$$

где E_i - энерговыделение в i -й ячейке кластера. Координаты фотонов определяются по центру тяжести амплитуд в соответствующих им кластерах с

эмпирической поправкой на углы входа фотонов в спектрометр [77]. Для определения центра тяжести ливня по оси X использовалась разность энергосыделений слева и справа от центральной (с максимальной амплитудой) ячейки кластера:

$$\begin{aligned} R(x) &= R_{left}(x) - R_{right}(x), \\ R_{left}(x) &= \frac{\sum_{left} E_i}{E_{tot}}, \\ R_{right}(x) &= \frac{\sum_{right} E_i}{E_{tot}}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где $left(right)$ обозначает группу ячеек слева (справа) от центральной ячейки. Особенностью калориметра *LGD2* является наличие ячеек разного поперечного размера, что вносит дополнительные сложности при реконструкции координат входа фотонов в него на границе больших и малых ячеек, но позволяет при этом измерять координаты энергичных фотонов в центре калориметра с большей точностью. Формулы (2.3) однако могут быть использованы и в случае ячеек кратного размера, что верно для *LGD2*, см. подробнее [76]. Экспериментальное распределение $R_{exp}(x)$, полученное на пучке позитронов с импульсом 5 ГэВ/с [76], представлено на Рис. 2.2. Для аппроксимации распределения $R_{exp}(x)$ была выбрана следующая функция:

$$R(x) = a_1 (\operatorname{arctg}(a_2 x) - \operatorname{arctg}(a_2(h - x))), \quad (2.4)$$

где h - ширина центральной ячейки (85 мм для периферических и 42.5 мм для центральных ячеек *LGD2*). Как видно из Рис. 2.2, данная функция хорошо описывает в пределах погрешностей распределение $R_{exp}(x)$. При этом были получены следующие значения параметров: $a_1 = 0.346$, $a_2 = -0.16$ [75, 76]. Для определения координаты по разнице энергосыделений слева и справа была использована обратная функция:

$$x(R) = \frac{a_2 h \operatorname{tg}(b_1 R) - 2 + \sqrt{4 + a_2^2 h^2 \operatorname{tg}^2(b_1 R) - 4 \operatorname{tg}^2(b_1 R)}}{2a_2 \operatorname{tg}(b_1 R)}, \quad (2.5)$$

где $b_1 = 1/a_1$, а для точки $R = 0$ ее значение $x(R) = h/2$.

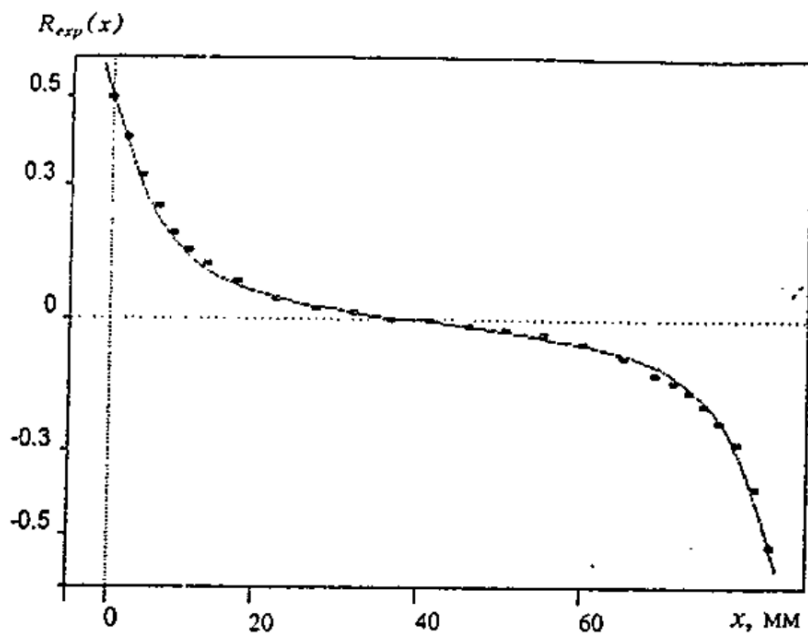


Рис. 2.2: Распределение (2.3), полученное экспериментально на пучке позитронов с импульсом 5 ГэВ/с [76]. Центр ячейки соответствует координате 42.5 мм. Сплошной линией показан фит функцией (2.4).

Формула (2.5) описывает случай нормального падения позитронов на плоскость калориметра. В рассматриваемой же постановке эксперимента (Рис. 2.1) фотоны могут попадать в калориметр под заметными углами, что приводит к смещению реконструированной координаты: $x' = x + DX(\alpha)$. Зависимость среднего смещения $\overline{DX}(\alpha)$ от угла падения α также была получена для позитронов [76], приведена на Рис. 2.3. Она аппроксимирована следующей функцией:

$$\overline{DX}(\alpha) = a_1 \operatorname{th}(a_2\alpha + a_3) + a_4. \quad (2.6)$$

Параметры функции (2.6) получены фитированием распределения $\overline{DX}(\alpha)$, они имеют следующие значения: $a_1 = 14.0$, $a_2 = 21.6$, $a_3 = 0.898$, $a_4 = 10.5$ [76]. В результате реконструированная координата x_{rec} имеет вид:

$$x_{rec} = x(R) - \overline{DX}(\alpha). \quad (2.7)$$

Y -координата фотона определяется аналогичным образом в силу XY -симметрии калориметра.

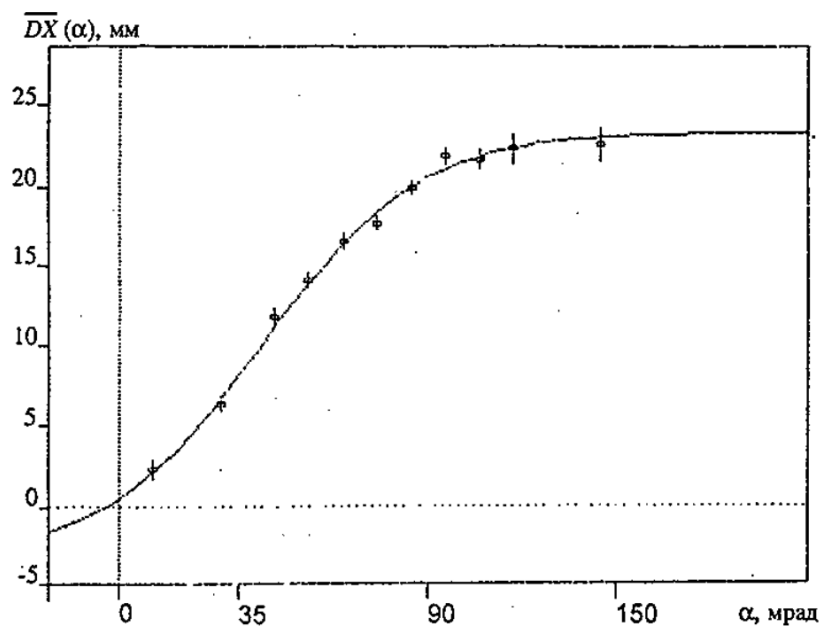


Рис. 2.3: Среднее смещение координаты в зависимости от угла падения позитронов, полученное экспериментально [76]. Сплошной линией показан фит аппроксимирующей функцией (2.6).

Используя известное расстояние от мишени до калориметра и реконструированные координаты точки входа фотона в калориметр, легко определить его направление вылета из мишени. Реконструированная энергия фотона и направление вылета однозначно определяют его 4-импульс в приближении тонкой мишени.

2.5 Калибровка и коррекция энергетической шкалы калориметра

Калибровка калориметра *LGD2* проводилась на физических двухфотонных событиях, полученных при импульсе пучка 7 ГэВ/с на бериллиевой мишени. При радиационной толщине в $22\%X_0$ она является 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 временного дрейфа электроники в энергетическое разрешение спектрометра, соответственно, достаточно мал. Ансамбли событий,

использованные для калибровки спектрометра в каждом сеансе, включали более 2 млн. событий реакции (2.1) с реконструированной множественностью фотонов равной $n = 2$ и энергией фотонной пары $E_{\gamma\gamma} > 1$ ГэВ.

Определение калибровочных коэффициентов спектрометра *LGD2* проводилось методом их итерационной коррекции, имеющей целью поправить при помощи соответствующего калибровочного коэффициента 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 [78, 79]. Одна итерация предполагает обработку всего ансамбля 2γ -событий с $E_{\gamma\gamma} > 1$ ГэВ на Ве мишени. При этом положение пика π^0 -мезона определялось фитированием распределения эффективных масс пары фотонов функцией Гаусса с гладким полиномиальным фоном, а коррекция калибровочных коэффициентов в каждой ячейке спектрометра проводилась независимо от других. Такая процедура калибровки сходится достаточно медленно. Тем не менее, за 20-25 итераций достигается асимптотическая точность калибровочных коэффициентов, проявляющаяся в выходе разрешения по массе π^0 -мезона по всему спектрометру на предельное значение.

Вместе с тем, 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 энергетического порога регистрации ливней в ячейках спектрометра и конечной длины радиаторов *LGD2*, угловые эффекты развития ливней и т.д. С целью компенсации этих эффектов при обработке данных эксперимента использовалась коррекция энергетической шкалы спектрометра *LGD2*, описанная в работе [80], в соответствии с которой скорректированная энергия фотона \tilde{E} выражается через его реконструированную

энергию E в виде полинома по переменной x :

$$\tilde{E}(E) = E \left(1 + \sum_{i=0}^{i=k} \frac{\alpha_i}{E} x^i \right), \quad x = \ln(E/E_0), \quad (2.8)$$

где $E_0 = 1$ МэВ, α_i - коэффициенты коррекции энергетической шкалы, которые определялись методом минимизации функционала:

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \frac{(\tilde{m}_{2\gamma}^n - m_{\pi^0})^2}{\sigma^2(m_{2\gamma}^n)}, \quad (2.9)$$

где m_{π^0} - табличная масса нейтрального пиона, $\tilde{m}_{2\gamma}^n$ - эффективная масса пары фотонов как функция параметров α_i , $\sigma(m_{2\gamma}^n)$ - ошибка измерения массы в калибровочном событии n и, наконец, N - это количество калибровочных двухфотонных событий с эффективной массой в области π^0 -пика. На Рис. 2.4(а), взятом из работы [80], серым цветом выделена область масс двухфотонных событий, использовавшихся для процедуры коррекции энергетической шкалы. Минимизация функционала (2.9) проводилась методом линеаризации по параметрам α_i , подробнее см. [80].

На Рис. 2.5, см. [80], показаны зависимости измеренных масс π^0 - и η -мезонов от отбора по суммарной энергии пары фотонов до и после коррекции энергетической шкалы. В результате примененной коррекции измеренные массы обоих мезонов перестали зависеть от отбора по суммарной энергии, а их значения пришли в гораздо более лучшее согласие с табличными значениями. Достигнутая в результате точность массовой шкалы в двухфотонных событиях эксперимента составила величину порядка 0.2%.

Для иллюстрации полученного в результате качества калибровки спектрометра *LGD2* и коррекции его энергетической шкалы на Рис. 2.6 по данным апрельского сеанса 2008 г. приведены спектры эффективных масс двухфотонных событий на Ве мишени в области масс π^0 - и η -мезонов, профитированные суммой функции Гаусса и полинома второй степени. Полученные при этом параметры среднеквадратичного отклонения функций Гауса равны $\sigma_{\pi^0} = 12 \pm 0.1$ МэВ/ c^2 и $\sigma_{\eta} = 32.5 \pm 0.3$ МэВ/ c^2 , соответственно.

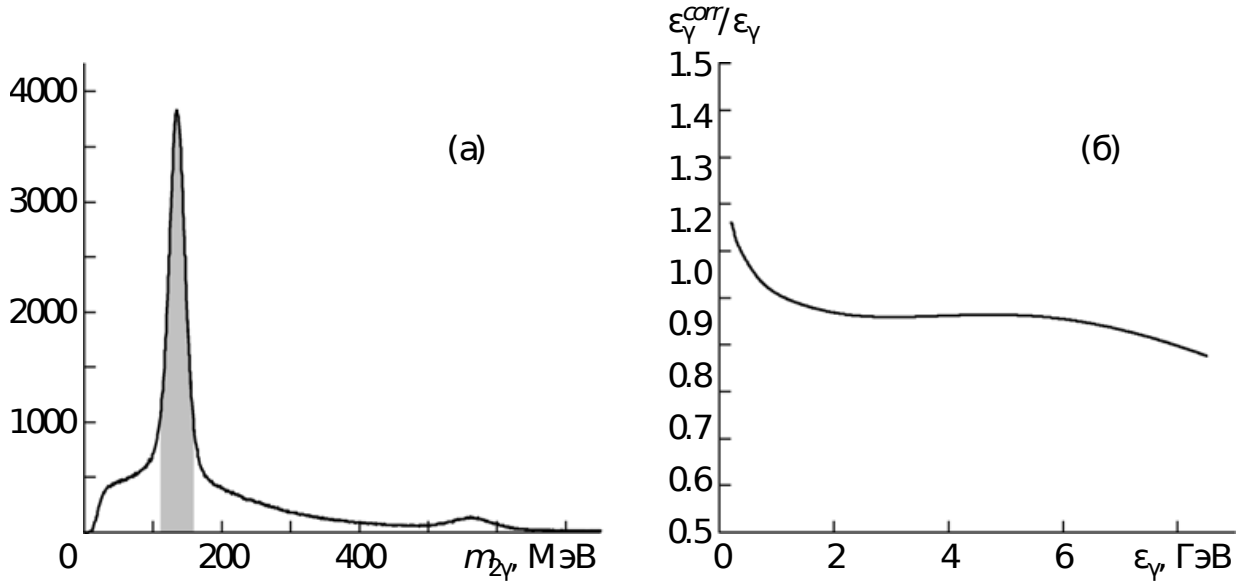


Рис. 2.4: (а) Распределения по эффективной массе двухфотонных событий, серым цветом выделена область масс событий, использовавшихся в процедуре нахождения коррекции энергии. (б) Отношение откорректированной к зарегистрированной энергии фотона в зависимости от зарегистрированной энергии. Рисунок взят из работы [80].

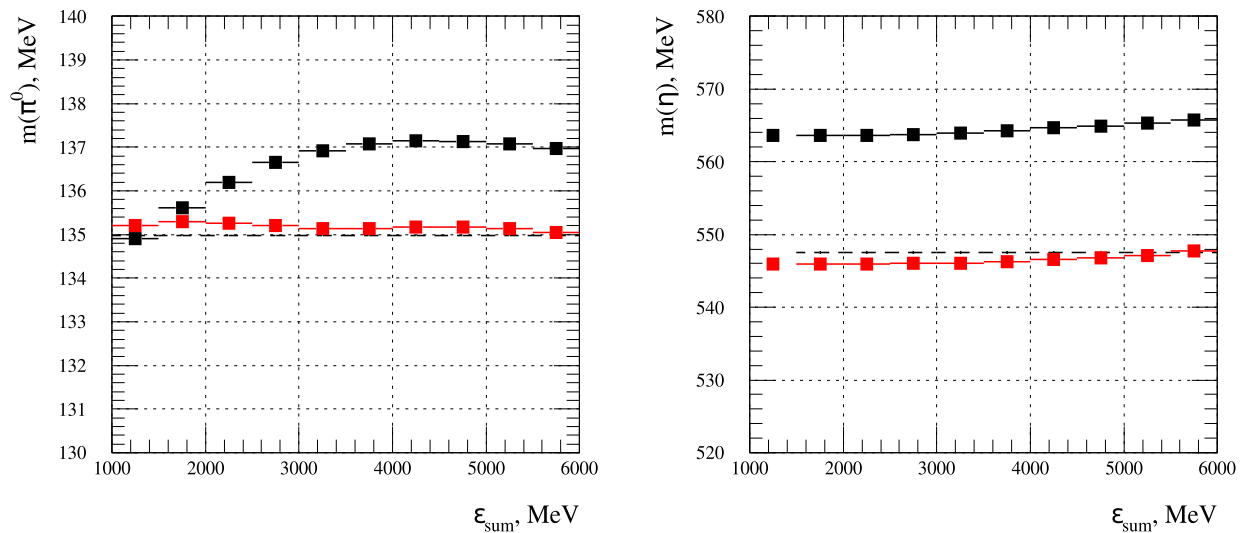


Рис. 2.5: Слева: зависимость измеренной массы π^0 -мезона от отбора по суммарной энергии пары фотонов. Справа: зависимость измеренной массы π^0 -мезона от отбора по суммарной энергии пары фотонов. Черным цветом показана зависимость, полученная до коррекции энергетической шкалы, красным - после коррекции. Штриховыми линиями показаны табличные значения масс мезонов. См. работу [80].

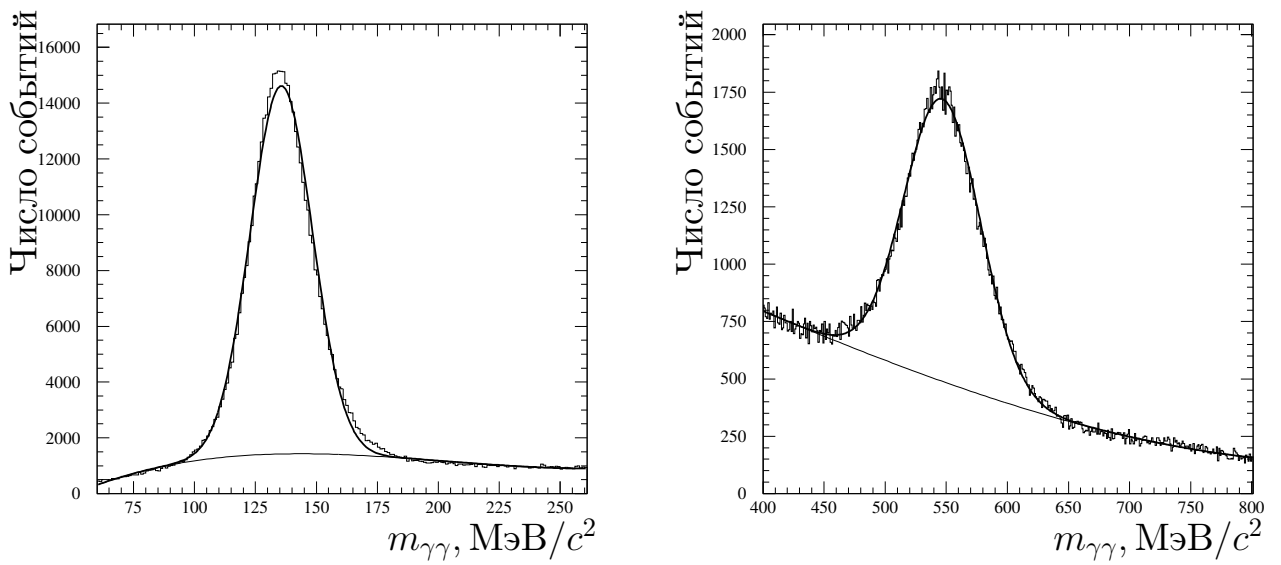


Рис. 2.6: Распределения по эффективной массе двухфотонных событий в области массы π^0 мезона (а) и η мезона (б), полученные в апрельском сеансе 2008 г. на Ве мишени. Кривые показывают аппроксимации распределений суммой гауссиана и полиномиальным фоном. Последний также показан на рисунках тонкой линией.

2.6 Измерение масс π^0 и η мезонов

Мезоны π^0 и η являются сравнительно долгоживущими частицами: $c\tau_{\pi^0} \sim 25$ нм, $c\tau_{\eta} \sim 0.15$ нм [3], что на несколько порядков величины превышает характерный размер исследуемых в эксперименте Гиперон-М ядер ($R_A=2.3-7.1$ Фм), см. Табл. 2.1. В этой связи изучение модификации свойств этих мезонов методом прямого измерения их массы невозможно, так как они, практически, всегда успевают вылететь из ядра и распасться далеко за его пределами. Тем не менее измерение их масс в эксперименте является существенным элементом для понимания различных эффектов, связанных с наличием паразитного вещества в канале, включая триггерные счетчики, проволочные камеры PC_{1-4} , элементы позиционирования мишени и т.д., приводящие к систематическим ошибкам в эксперименте. Представленные в разделе 2.5 результаты были получены по двухфотонным событиям апрельского сеанса 2008 г. на бериллиевой 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 мишени приведена в таблице 2.2.

Таблица 2.2: Статистика двухфотонных событий при $E_{\gamma\gamma} > 1$ ГэВ для ядерных мишеней, экспонированных в сеансах 2008 и 2009 гг., в миллионах событий.

Сеанс	C	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	–

Далее, прежде чем переходить к детальному анализу данных, 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 мише-

ни до *LGD2*), исходя из требований, чтобы фотоны от распадов π^0 -мезонов должны, с одной стороны, хорошо пространственно разделяться, а с другой – облучать всю фронтальную поверхность спектрометра *LGD2*, но эффективность регистрации π^0 -мезонов при этом должна быть все еще достаточно высокой. В результате, что касается уже η -мезона, заметная эффективность регистрации его двухфотонных распадов имеет место только при энергии $E_\eta > 2.5$ ГэВ.

Во-вторых, счетчик S_4 , расположенный на расстоянии 13.5 см до мишени, равно как и пучковые камеры РС3 и РС4, см. Рис.2.1, являются источником аппаратного фона, относительный вклад которого тем выше, чем меньше ядерная толщина мишени. Следовательно, этот фон более опасен для тяжелых мишеней, таких как: Cu, Sn, Pb, (см. Табл. 2.1). Для уменьшения указанного фона был эмпирически введен отбор по поперечному импульсу зарегистрированной в событии системы фотонов: $P_T(n\gamma) > 150$ МэВ/с. Эффективность этого отбора иллюстрируется Рис.2.7, где представлены спектры масс 2γ -, 3γ - и 4γ -событий без отбора и с отбором по $P_T(n\gamma)$ для бериллиевой и свинцовой мишеней в ноябрьском сеансе 2008 г. Как видно из Рис.2.7 d, отбор по $P_T(n\gamma) > 150$ МэВ/с существенно подавляет фон под пиками π^0 - и η -мезонов на свинцовой мишени (сравнить с Рис.2.7 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. 2.6. По данным сеансов 2008 и 2009 гг. полученные значения масс π^0 - и η -мезонов для всех мишеней показаны на Рис. 2.8 и 2.9, 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.2.1. Пропорционально уменьшается и количество событий на мишени, а относительный уровень фона от счетчика S_4 , стоящего перед мишенью,

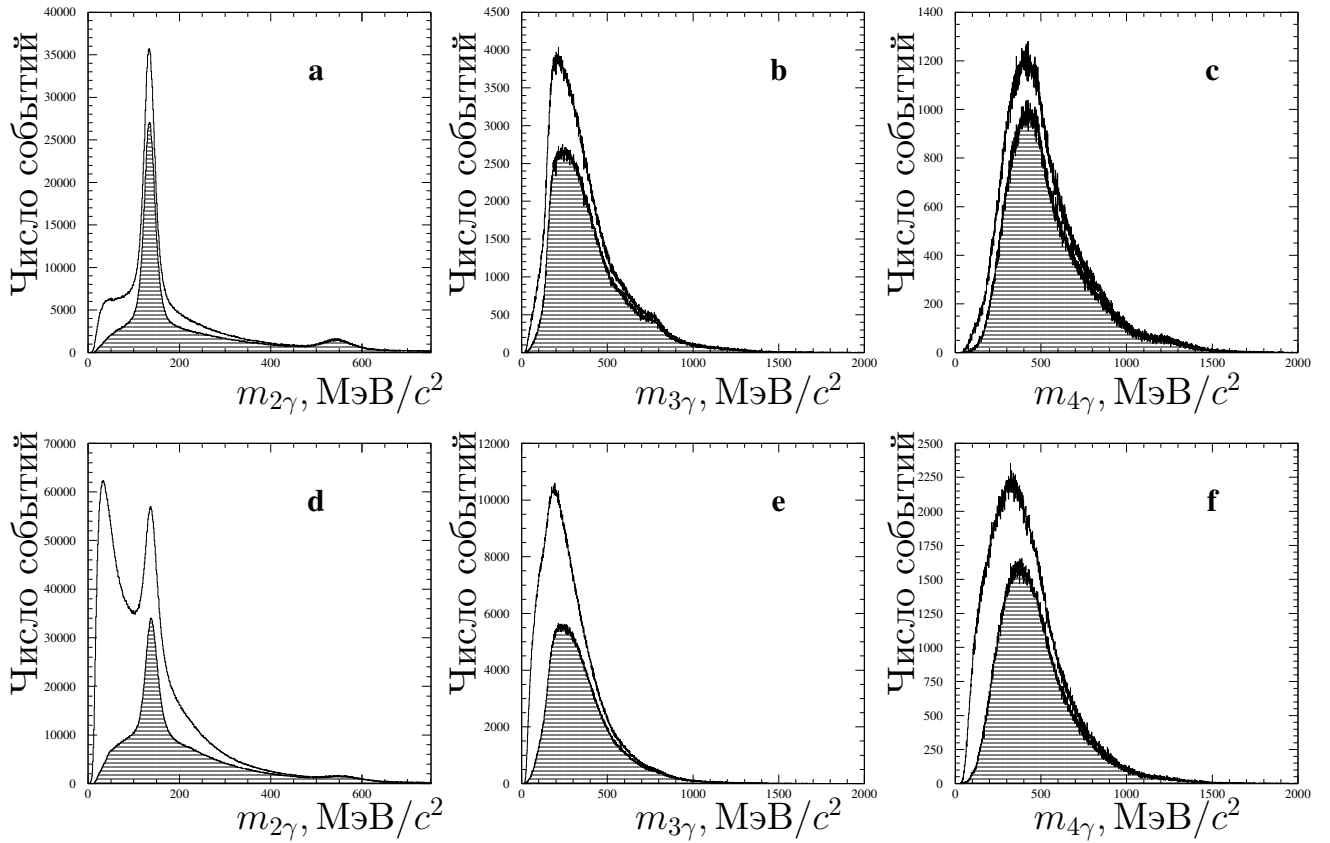


Рис. 2.7: Спектр эффективных масс двухфотонных (a и d), трехфотонных (b и e) и четырехфотонных (c и f) событий на бериллиевой (a, b, c) и свинцовой мишенях (d, e, f), по данным ноябрьского сеанса 2008 года. Незаштрихованные гистограммы соответствуют событиям без отбора по P_T , заштрихованные — с отбором по P_T больше 150 МэВ/с. Рисунок взят из работы [33].

соответственно, увеличивается. Однако при взаимодействии на счетчике S_4 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. 2.8 и 2.9 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 здесь так ясно не выражена. Это связано с тем, что в сеансе 2009 г. толщина счетчика S_4 с учетом опыта сеансов 2008 г. была уменьшена до 1 мм по сравнению с 5 мм в сеансах 2008 г.

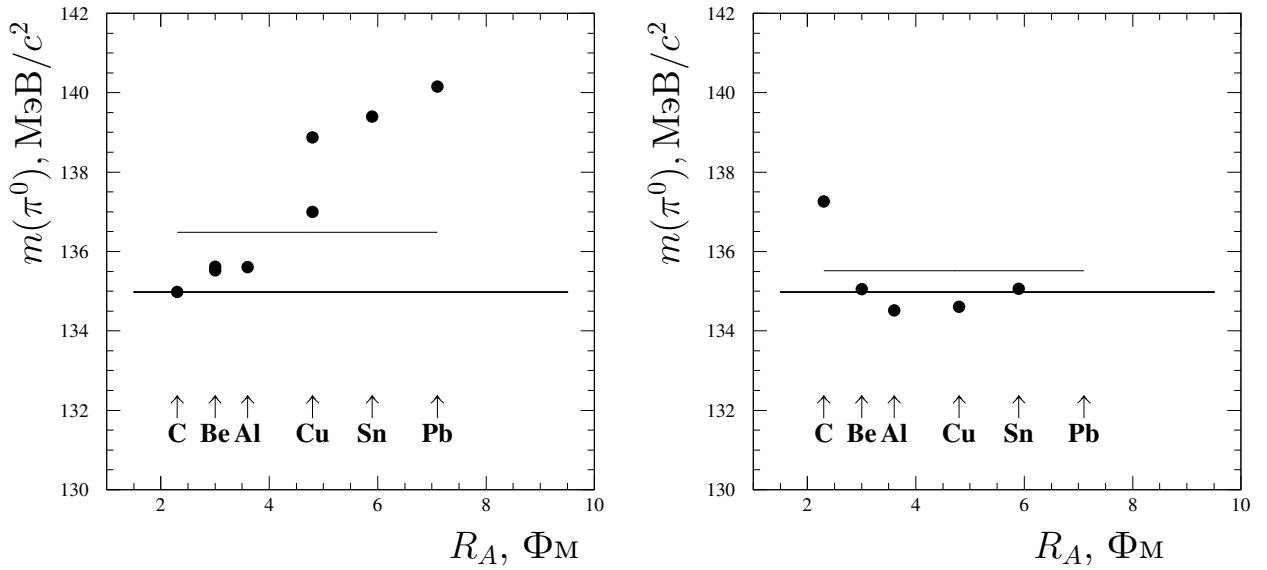


Рис. 2.8: Измеренная в эксперименте масса π^0 -мезона как функция радиуса ядра R для событий с $P_T > 150$ МэВ/ c и $E_{2\gamma} > 3500$ МэВ. Слева для данных 2008 г., справа – для данных 2009 г. Среднее значение массы по всем мишеням 136.486 ± 0.010 МэВ/ c^2 для данных 2008 г. и 135.520 ± 0.013 МэВ/ c^2 для данных 2009 г., ошибки статистические и имеют величину менее размера точек. Рисунок взят из работы [33].

Наконец, для η -мезона описанный выше эффект сравнительно меньше, поскольку в этом случае собственные углы разлета распадных фотонов более чем в 4 раза 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 для обоих мезонов очень похожи, см. Рис. 2.8 и 2.9. Таким образом, наблюдаемая на указанных рисунках вариация масс π^0 и η мезонов в зависимости от радиуса ядра связана с описанными выше аппаратными эффектами. Поэтому для проведения прецизионных измерений необходимо применять такие методы анализа данных, которые позволят существенно сократить или же вовсе нивелировать влияние систематических погрешностей на конечный результат. Методы должны существенно опираться на результаты моделирования эксперимента, но в то же время они должны

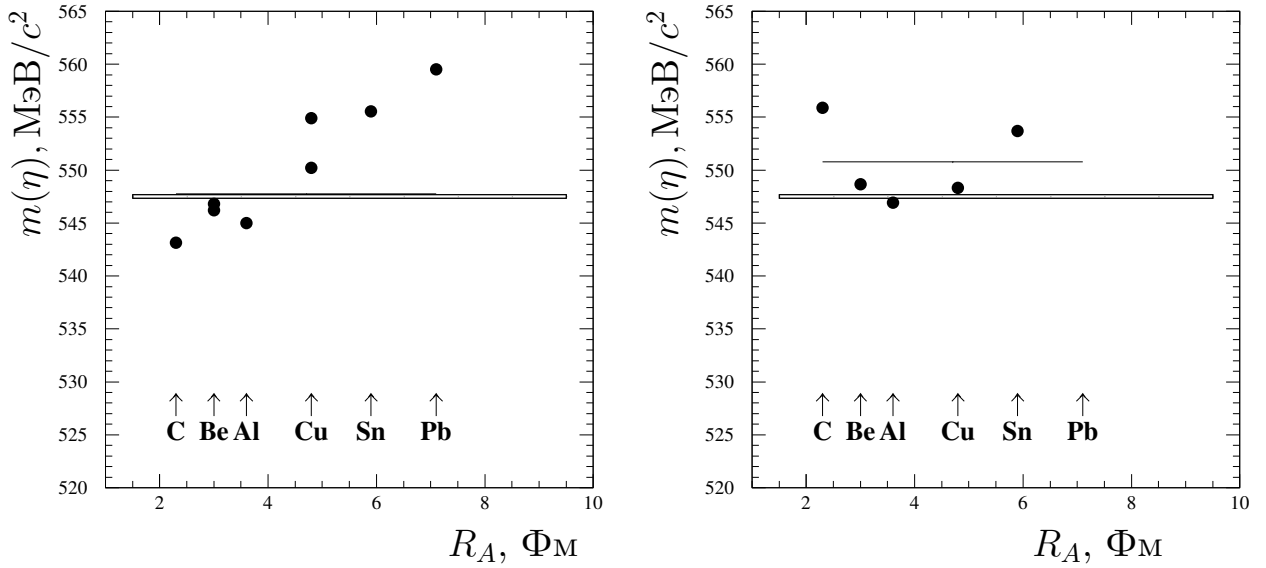


Рис. 2.9: Измеренная в эксперименте масса η -мезона как функция радиуса ядра R для событий $P_T > 150$ МэВ/ c и $E_{2\gamma} > 3500$ МэВ. Слева для данных 2008 г., справа — для данных 2009г. Среднее значение массы по всем мишеням 547.74 ± 0.07 МэВ/ c^2 для данных 2008 г. и 550.76 ± 0.09 МэВ/ c^2 для данных 2009 г., ошибки статистические и имеют величину менее размера точек. Рисунок взят из работы [33].

быть и управляемыми данными. Например, должна быть принята во внимание корреляция между измеряемыми параметрами исследуемого мезона и мезона, вариации параметров которого не ожидаются. В случае измерения масс π^0 и η мезонов наблюдается их сильная корреляция, корректный учет которой очевидно приводит к отсутствию зависимости результатов измерений от радиуса ядра.

Глава 3

Измерение массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона

Как было уже отмечено в главе 1, $f_2(1270)$ -мезон является одним из наиболее привлекательных состояний для наблюдения модификации его параметров внутри атомных ядер. Являясь короткоживущим состоянием ($c\tau \sim 1$ Фм, что меньше размера, например, ядер Cu, Sn, Pb в несколько раз), он с большой долей вероятности распадется внутри такого ядра. Тем самым это делает возможным прямое наблюдение модификации его параметров даже в случае их незначительного отклонения от вакуумных значений. С целью поиска модификаций массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона в различных ядрах (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) были проведены их измерения в эксперименте Гиперон-М. Результаты измерений опубликованы в работах [33, 81]. Они же легли в основу данной главы.

3.1 Анализ данных

Исследование параметров $f_2(1270)$ -мезона было проведено на данных, полученных в сеансах 2008-2009 гг. Статистика данных, использованных для анализа, на различных ядерных мишенях представлена в Табл. 2.2. Как уже было отмечено в разделе 2.6, для корректного измерения параметров $f_2(1270)$ -мезона и контроля систематических ошибок необходимо проводить измере-

ния параметров не только непосредственно $f_2(1270)$ -мезона, но и мезонов, для которых существенной модификации параметров не ожидается. Регистрация $f_2(1270)$ -мезона осуществлялась в канале распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$ с 4 фотонами в конечном состоянии. По этому же каналу происходит и распад, например, K_s^0 -мезона, имеющего массу порядка $500 \text{ МэВ}/c^2$. K_s^0 -мезон является долгоживущим состоянием ($c\tau \sim 2.6 \text{ см}$), и он заведомо покидает ядро и распадается далеко за его пределами, не подвергаясь модификации.

С целью выделения K_s^0 - и $f_2(1270)$ -мезонов из множества событий с четырьмя реконструированными фотонами в конечном состоянии реакции (2.1) был проведен кинематический анализ этих событий. Процедура анализа заключается в подгонке измеренных с конечной точностью параметров события таким образом, чтобы выполнялись заданные кинематические соотношения (constraints), и в последующем отборе событий, для которых значение χ^2 удовлетворяет заданному критерию $\chi^2 < \chi_{thr}^2$. При этом значение χ^2 вычисляется по известной формуле:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(p_i - p'_i)^2}{\sigma_{p_i}^2}, \quad (3.1)$$

где p_i — измеренные параметры события (координаты X, Y фотонов в плоскости калориметра, энергии фотонов, Z - координата вершины события), p'_i — подогнанные параметры события, σ_{p_i} — ошибка измерения параметра p_i , N — количество подгоняемых параметров. Ошибки измерения параметров фотонов обсуждаются в подглаве 2.4. В качестве ошибки Z -координаты вершины события взята величина $b/\sqrt{12}$, где b — толщина мишени. Описанная процедура носит название кинематического С-фита. Он был проведен по двум конкурирующим гипотезам: $2\pi^0$ (каждая из двух пар фотонов имеет табличную массу π^0 -мезона) и $\pi^0\eta$ (одна из двух пар фотонов имеет массу π^0 -мезона, а вторая — массу η -мезона) с последующим отбором $2\pi^0$ -систем, как имеющих лучший в событии $\chi_{2\pi^0}^2$ и удовлетворяющих при этом критерию $\chi_{2\pi^0}^2 < 5.0$. В ходе фитирования рассматривались все возможные комбинации пар фотонов, и выбиралась комбинация с наименьшим значением χ^2 для данной гипотезы.

Кинематический фит с двумя кинематическими ограничениями на измеряемые параметры в событии называют для краткости 2С-фитом.

Особенностью распада $K_s^0 \rightarrow 2\pi^0$ является то, что K_s^0 -мезон в среднем пролетает расстояние $\gamma\beta ct \sim 10 ct = 26$ см от момента своего рождения до распада на $2\pi^0$ в эксперименте Гиперон-М. Кинематический фит для таких распадов выделяет события, в которых распад K_s^0 -мезона произошел недалеко от точки взаимодействия пучковой частицы с мишенью, что приводит к существенному уменьшению эффективности отбора таких событий, особенно для тонких мишеней.

В ходе анализа данных было установлено, что K_s^0 -мезон образуется в событиях с K^+ -мезоном в пучке, а $f_2(1270)$ -мезон — в событиях с π^+ -мезоном в пучке. Спектр эффективных масс $2\pi^0$ -систем без выделения конкретной пучковой частицы в отобранных таким образом событиях приведен на Рис.3.1 слева по данным апрельского 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 однозначно интерпретируются 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.

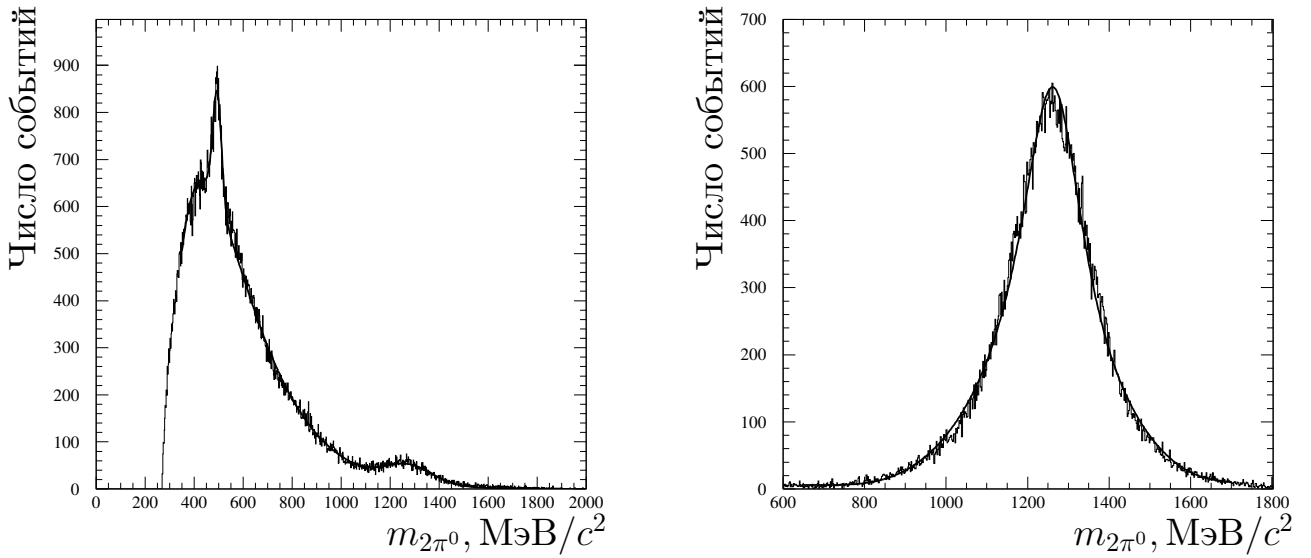


Рис. 3.1: Слева: Спектр эффективных масс $2\pi^0$ -систем (2С-фит, фиксированы массы обоих пионов) в апрельском сеансе 2008 г. на бериллиевой мишени, сплошной линией показан фит двумя функциями Гаусса, описывающим K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезоны, и общим полиномиальным фоном. Справа: МК спектр эффективных масс $2\pi^0$ -систем от распада $f_2(1270)$ -мезона, сплошной линией показан фит спектра аппаратурной функцией (3.3). Рисунок взят из работы [33].

3.2 Монте Карло-моделирование

Монте-Карло моделирование включает в себя генератор первичных событий квазидвухчастичной реакции (2.1), модель экспериментальной установки Гиперон М, транспортный код, отбор, оцифровку и форматирование МК-событий с тем, чтобы их можно было обрабатывать при помощи той же системы программ, что и экспериментальные события.

В генераторе квазидвухчастичной реакции (2.1) используются два эмпирических распределения: 1) распределение по квадрату переданного импульса системе M^0 и 2) распределение по массе системы M_X . Оба распределения для $f_2(1270)$ - и K_s^0 -мезонов были подобраны таким образом, чтобы спектры реконструированных МК-событий качественно согласовывались с таковыми в эксперименте. Распады мезонов проводились равномерно по фазовому объему.

При этом в качестве первичного распределения по массе $f_2(1270)$ -мезона использовалось распределение Брейта-Вигнера, а по массе K_s^0 -мезонов — дельта-функция.

В модель установки Гиперон-М были включены сцинтилляционный счетчик S_4 , мишень Т, сцинтилляционный антисчетчик S_A и спектрометр $LGD2$, см. Рис. 2.1. Учитывался пространственный, угловой и импульсный разброс частиц пучка при номинальном импульсе 7 ГэВ/с.

Для учета взаимодействия как первичных, так и вторичных частиц с элементами установки Гиперон-М использовался транспортный пакет GEANT3 [82], в том числе и для моделирования электромагнитных ливней в спектрометре $LGD2$, инициированных фотонами от распада системы M^0 в реакции (2.1). Имитация триггера осуществлялась посредством отбора событий по выделившимся энергиям в триггерных сцинтилляционных счетчиках. Отбирались события выше порога регистрации заряженной частицы в счетчике S_4 и ниже такового в S_A .

В каналах спектрометра $LGD2$ оцифрованные амплитуды вычислялись как результат деления выделившихся в ячейках спектрометра энергий на соответствующие калибровочные коэффициенты с добавлением случайной величины для имитации шума считывающей электроники.

МК моделирование рождения $f_2(1270)$ -мезонов в реакции (2.1) с последующим распадом их на $2\pi^0$ было использовано для получения параметризации спектра реконструированных эффективных масс $2\pi^0$ -систем в зависимости от массы и ширины резонанса (см. Рис. 3.1 справа). В дальнейшем эта параметризация называется аппаратурной функцией эксперимента для $f_2(1270)$ -мезона.

Полученные в результате МК-спектры масс $2\pi^0$ -систем для K_s^0 - и $f_2(1270)$ -мезонов были профитированы соответствующими аппаратурными функциями. В частности, для K_s^0 -мезона использована аппаратурная функция в следу-

ющей параметризации, учитывая его исчезающе малую собственную ширину:

$$F_{K_s^0}(m) = \exp\left\{-\frac{(m - m_{K_s^0})^2}{2\sigma_{K_s^0}^2}\right\} \cdot P_n((m - m_{K_s^0})/m_0), \quad (3.2)$$

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 $m_0 = m_{K_s^0}$. Тогда как для $f_2(1270)$ -мезона использовалась параметризация аппаратурной функции в виде

$$F_{f_2}(m) = BW_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2}) \cdot P_n((m - m_{f_2})/m_0), \quad (3.3)$$

где $P_n((m - m_{f_2})/m_0)$ - корректирующий полином степени 11 с нормировочной константой $m_0 = m_{f_2}$, $BW_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2})$ - релятивистское распределение Брейта-Вигнера для частицы со спином 2 и динамической шириной Γ , см. работу [83]:

$$BW_2(m, m_{f_2}, \Gamma_{f_2}) \sim \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_{f_2} \Gamma}{m_{f_2}^2 - m^2 - im_{f_2} \Gamma} \right|^2, \quad \Gamma = \Gamma_{f_2} \left(\frac{q}{q_{f_2}} \right)^{2l+1} \frac{D_l(rq_{f_2})}{D_l(rq)}. \quad (3.4)$$

Здесь 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. [84].

Полученное в результате описание МК-спектра эффективных масс $2\pi^0$ -систем от распада $f_2(1270)$ -мезона аппаратурной функцией (3.3) для условий апрельского сеанса 2008 г. на бериллиевой мишени иллюстрируется Рис.3.1 справа. При этом, как уже отмечалось выше, в качестве собственного распределения по массе $f_2(1270)$ -мезона при генерации событий реакции (2.1) использовалось распределение Брейта-Вигнера (3.4) с табличными значениями параметров $f_2(1270)$ -мезона [85]. Фитируемыми величинами в параметризации (3.3) были только коэффициенты корректирующего полинома $P_{11}((m - m_{f_2})/m_0)$ в аппаратурной функции $f_2(1270)$ -мезона. На рисунке она показана сплошной линией.

Столь же хорошее описание МК-спектра аппаратурной функцией было получено и для K_s^0 -мезона с той лишь разницей, что в дополнение к коэффициентам корректирующего полинома в его аппаратурной функции (3.2) в качестве фитируемых величин использовалось и аппаратурное разрешение эксперимента $\sigma_{K_s^0}$.

3.3 Фитирование экспериментальных данных

Экспериментальные спектры эффективных масс $2\pi^0$ -систем, полученных на бериллиевой мишени в апрельском сеансе 2008 г. в областях K_s^0 - и $f_2(1270)$ -пиков были независимо профитированы аппаратурными функциями K_s^0 - и $f_2(1270)$ -мезонов и соответствующими фоновыми функциями. При этом для описания физического фона в области K_s^0 -мезона использовался полином третьей степени $P_3(m)$, а в области $f_2(1270)$ - экспоненциальная функция $\exp\{P'_3(m)\}$. Варьируемыми параметрами при описании указанных $2\pi^0$ -спектров были нормировки аппаратурных 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 аппаратурных функций K_s^0 - и $f_2(1270)$ - мезонов были при этом фиксированы. Качество проведенного фита по данным на бериллиевой мишени иллюстрируется Рис.3.2: слева приведено описание области масс K_s^0 -мезона, а справа - $f_2(1270)$ -мезона.

Аппаратурные 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 обоих сеансов 2008 г. и сеанса 2009 г. 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 приведены на Рис.3.3 и Рис.3.4, 3.5, соответственно.

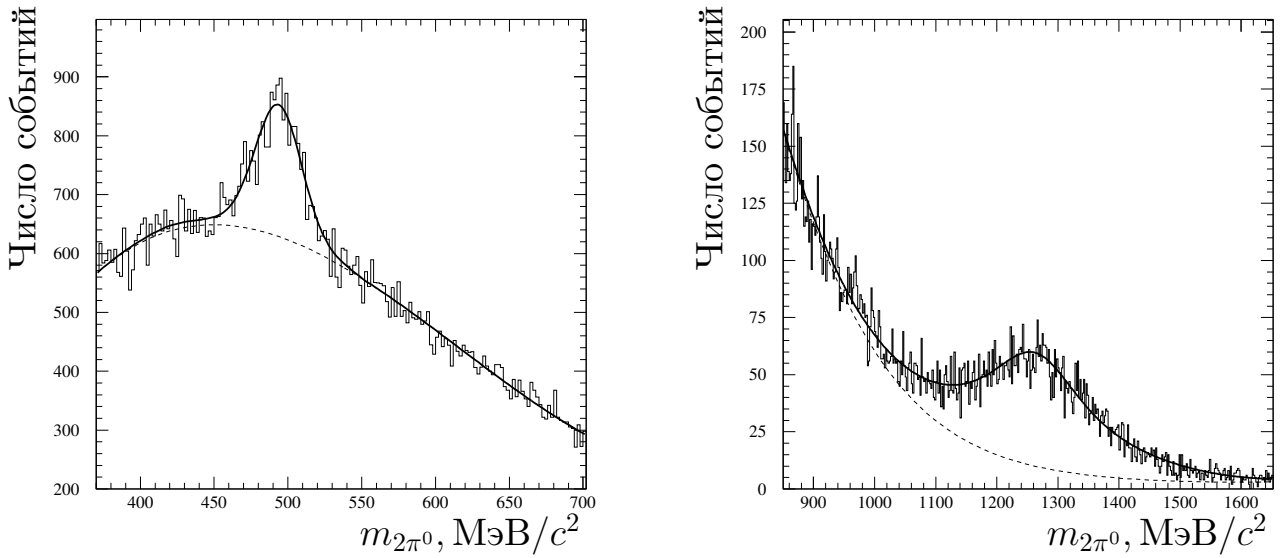


Рис. 3.2: Слева: спектр эффективных масс $2\pi^0$ -систем в области K_s^0 -мезона в апрельском сеансе 2008 г. на бериллиевой мишени, толстой линией показан фит аппаратурной функцией (3.2) и полиномиальным фоном, который показан тонкой штриховой линией. Справа: этот же спектр, но в области масс $f_2(1270)$ -мезона, толстой линией показан фит аппаратурной функцией (3.3) и экспоненциальным фоном, последний показан тонкой штриховой линией. Рисунок взят из работы [33].

Усредненные данные сеансов по массе K_s^0 -мезона приведены также в табл.3.1.

Как видно из Рис.3.3 и Табл.3.1, данные обоих сеансов по массе K_s^0 -мезона согласуются между собой со статистической точностью, а отклонения их средних значений по всем мишеням в каждом сеансе от табличного значения не превышает 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 массы $2\pi^0$ - систем в данном эксперименте (детальное обсуждение систематических ошибок см. в подглаве 3.4). В целом, все это дает основание утверждать, что в соответствии с априорным ожиданием зависимость массы K_s^0 -мезона от радиуса ядра в настоящем эксперименте не наблюдается.

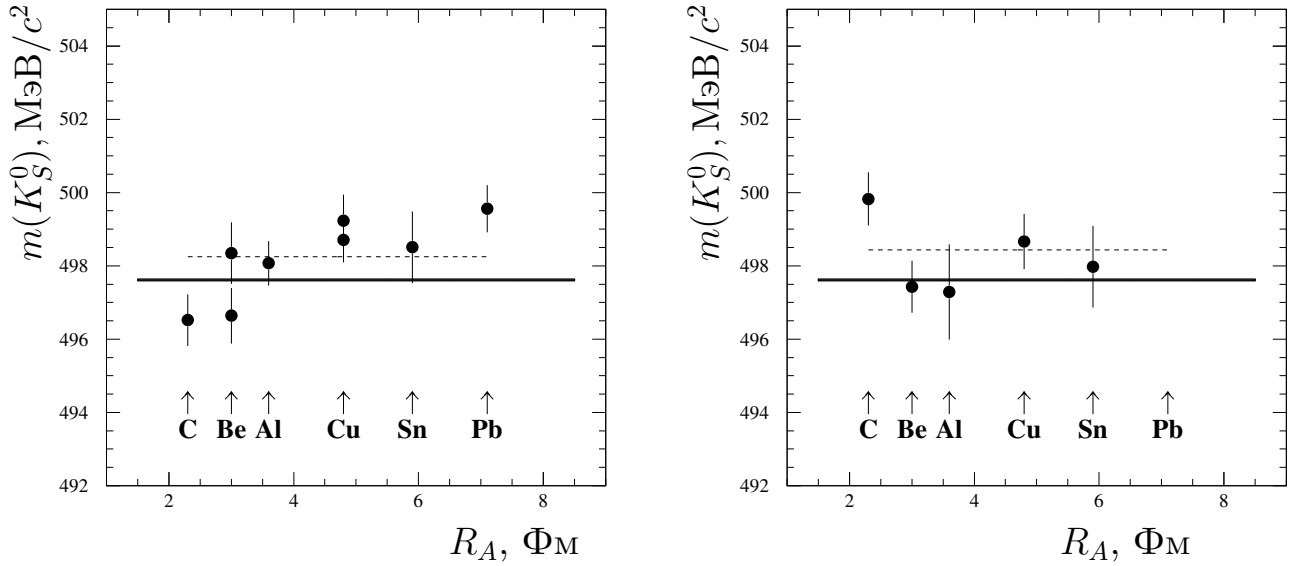


Рис. 3.3: Масса K_s^0 -мезона в зависимости от радиуса ядра, измеренная в сеансах 2008 г. (слева) и в сеансе 2009 г. (справа). Жирной линией показано табличное значение массы K_s^0 -мезона. Усредненные значения массы K_s^0 -мезона по всем мишеням в сеансах показаны штриховыми линиями. Ошибки статистические. Рисунок взят из работы [33].

Что касается $f_2(1270)$ -мезона, то измеренные значения его параметров для каждой мишени, см. Рис.3.4 и 3.5, 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 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 [85], см. Табл.3.2.

Наконец, на Рис.3.6 показаны значения массы $f_2(1270)$ -мезона, нормированные на измеренные на этих же мишенях значения массы K_s^0 -мезона (см. Рис.3.3) в зависимости от радиуса ядра для сеансов 2008 и 2009 гг. 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.3.3.

Таблица 3.1: Измеренные значения массы K_s^0 -мезона по данным сеансов 2008 и 2009 гг. (обсуждение систематических ошибок см. в подглаве 3.4). Табличное [85] значение массы K_s^0 -мезона равно 497.614 ± 0.024 МэВ/ c^2 .

Сеанс	Масса, МэВ/ c^2
2008	$498.2 \pm 0.3(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.})$
2009	$498.4 \pm 0.4(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.})$
2008+09	$498.3 \pm 0.2(\text{stat.}) \pm 0.3(\text{syst.})$

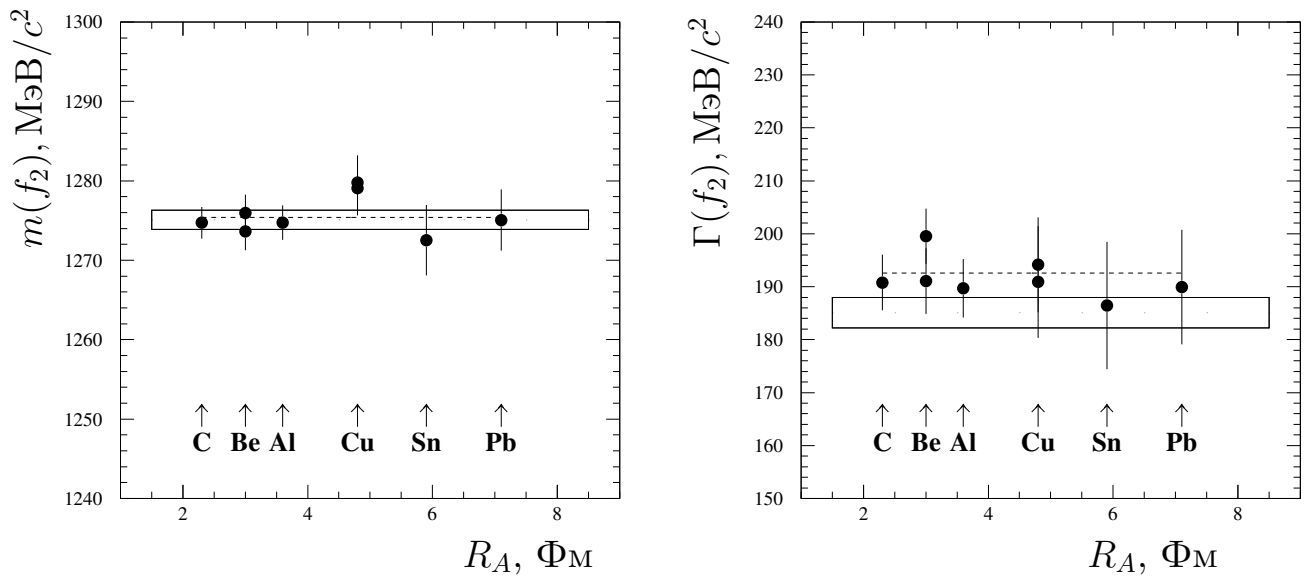


Рис. 3.4: Масса (слева) и ширина (справа) $f_2(1270)$ -мезона в зависимости от радиуса ядра, измеренная в сеансах 2008 г. Интервал в одно стандартное отклонение от табличного значения параметров $f_2(1270)$ -мезона показан сплошной линией в виде прямоугольника. Усредненные значения параметров $f_2(1270)$ -мезона по всем мишеням в данном сеансе показаны штриховыми линиями. Ошибки статистические. Рисунок взят из работы [33].

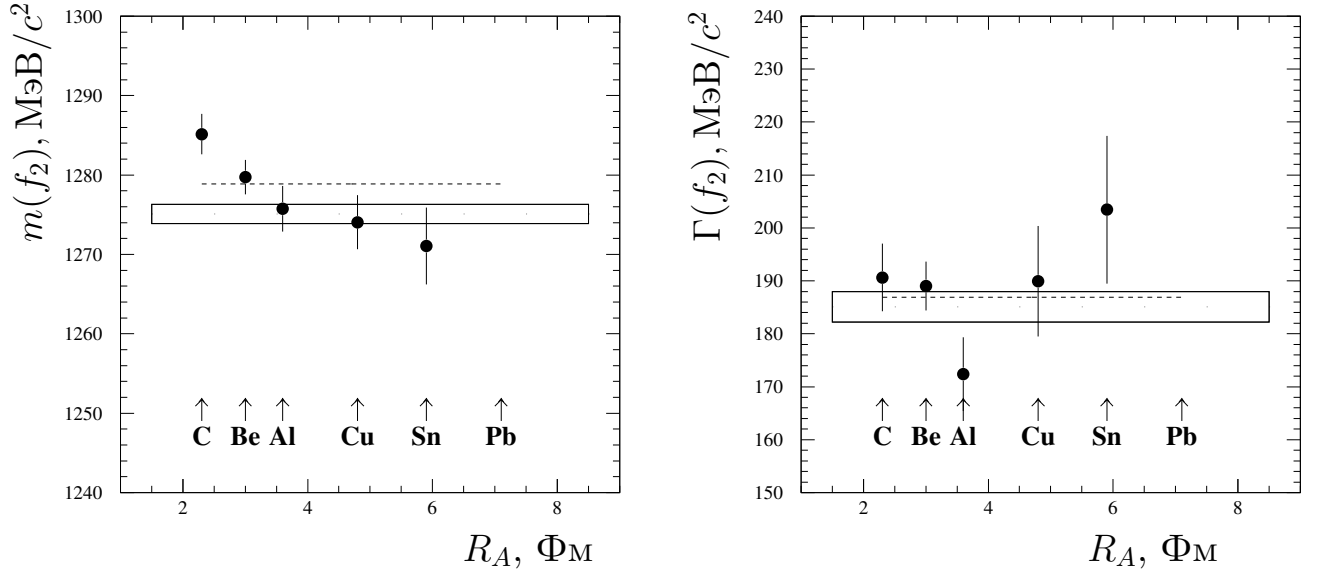


Рис. 3.5: То же, что на Рис.3.4, но по данным сеанса 2009 г.

Таблица 3.2: Прямое измерение массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона по данным сеансов 2008 и 2009 гг [33]. (обсуждение систематических ошибок см. в подглаве 3.4).

Сеанс	Масса, MeV/c^2	Ширина, MeV/c^2
2008	$1275.4 \pm 0.9(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$	$192.6 \pm 2.4(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.})$
2009	$1278.9 \pm 1.3(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$	$186.9 \pm 3.1(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.})$
2008+09	$1276.5 \pm 0.7(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$	$190.3 \pm 1.9(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.})$

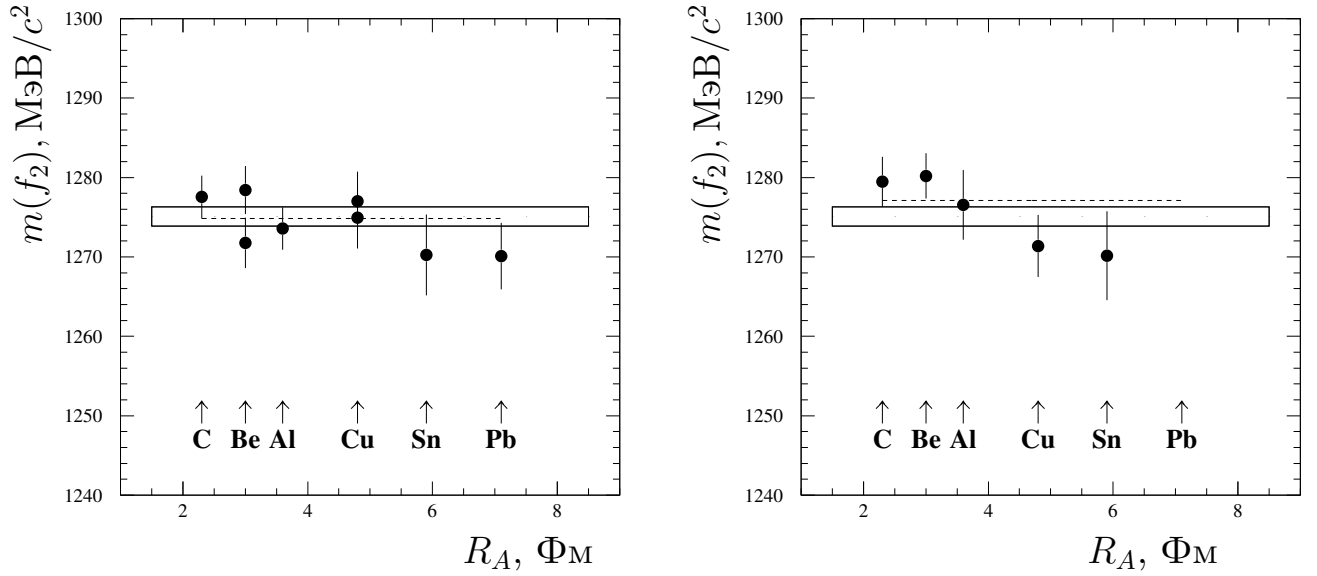


Рис. 3.6: Значения масс $f_2(1270)$ -мезона на различных мишенях, нормированные на измеренные на этих же мишенях значения массы K_s^0 -мезона, в зависимости от радиуса ядра для сеансов 2008 г. (слева) и 2009 г. (справа). Интервал в одно стандартное отклонение от табличного значения массы $f_2(1270)$ -мезона показан сплошной линией в виде прямоугольника. Усредненные значения массы $f_2(1270)$ -мезона по всем мишеням в каждом из сеансов показаны пунктирными линиями. Ошибки статистические. Рисунок взят из работы [33].

Таблица 3.3: Нормированные значения массы $f_2(1270)$ -мезона на массу K_s^0 -мезона по данным сеансов 2008 и 2009 гг. [33] (обсуждение систематических ошибок см. в подглаве 3.4). Табличные значения [85] массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона равны 1275.1 ± 1.2 и $185.1^{+2.9}_{-2.4}$ МэВ/ c^2 , соответственно.

Сеанс	Масса, МэВ/ c^2	Ширина, МэВ/ c^2
2008	$1274.9 \pm 1.2(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$	$192.6 \pm 2.4(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.})$
2009	$1277.1 \pm 1.6(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$	$186.9 \pm 3.1(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.})$
2008+09	$1275.8 \pm 1.0(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.})$	$190.3 \pm 1.9(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.})$

3.4 Систематические ошибки измерений

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 [85]. 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 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.3.6 и Табл.3.3, с целью компенсации неизбежного дрейфа аппаратуры в процессе продолжительных измерений.

Чтобы исключить всякое возможное влияние табличных значений параметров $f_2(1270)$ -мезона на его аппаратную функцию (3.3), была предпринята попытка определить параметры (коэффициенты) этой аппаратной функции вообще без использования табличных значений параметров $f_2(1270)$ -мезона. С этой целью была реализована итерационная процедура определения параметров $f_2(1270)$, основанная на уравнении (3.3). А именно, на первой итерации экспериментальный спектр масс $2\pi^0$ -систем в области $f_2(1270)$ -мезона на бериллиевой мишени, Рис.3.2 справа, был профитрован функцией (3.3), 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 спектра $f_2(1270)$,

и коэффициенты функции описания фона под $f_2(1270)$ -пиком. Полученные в результате первой итерации параметры $f_2(1270)$ -мезона были использованы для МК-генерации событий образования $f_2(1270)$ в реакции (2.1) с собственным распределением по массе согласно (3.4) и далее уже для определения коэффициентов полновесного корректирующего полинома, степень которого для $f_2(1270)$ -мезона, как и выше, была выбрана равной 11, и далее 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 (2.1), вновь был определен корректирующий полином, вновь оценены параметры $f_2(1270)$ -мезона, и т.д. В результате четвертой итерации были получены масса и собственная ширина $f_2(1270)$ -мезона, отличающиеся от полученных в предыдущей главе (т.е. где использовались табличные значения параметров $f_2(1270)$ -мезона) на 0.1 и 0.7 МэВ/ c^2 , соответственно. Дальнейшие итерации приводят к колебаниям полученных значений параметров в указанных пределах. Эти отклонения представляют собой систематические ошибки в измерении параметров $f_2(1270)$, обусловленные возможной неточностью параметризации аппаратурной функции $f_2(1270)$ -мезона, и мы приводим их в первой строке Табл.3.4 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 определялось 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.3.4. В каче-

Таблица 3.4: 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, МэВ/ c^2	$f_2(1270)$ ширина, МэВ/ c^2	K_s^0 масса, МэВ/ c^2
Аппаратурная функция	0.10/0.10	0.7/0.7	— — —
Отбор по E_{Sum}	0.08/0.12	0.4/0.5	0.07/0.10
Нижний предел обл. фита	0.17/0.27	0.8/1.1	0.008/0.011
Верхний предел обл. фита	0.08/0.14	0.4/0.6	0.03/0.15
Функция описания фона	0.12/0.12	0.9/0.9	0.20/0.29
Суммарная квадрат. ошибка	0.26/0.36	1.5/1.8	0.23/0.34

стве указанных выше в Табл.3.3 систематических ошибок измеренных величин показана именно суммарная среднеквадратичная ошибка максимальных отклонений при вариации всех критических параметров — это последняя строка в Табл. 3.4.

3.5 Результаты

Проведенные измерения массы и ширины $f_2(1270)$ -мезона на различных ядерных мишенях в пределах статистических ошибок измерения хорошо согласо-

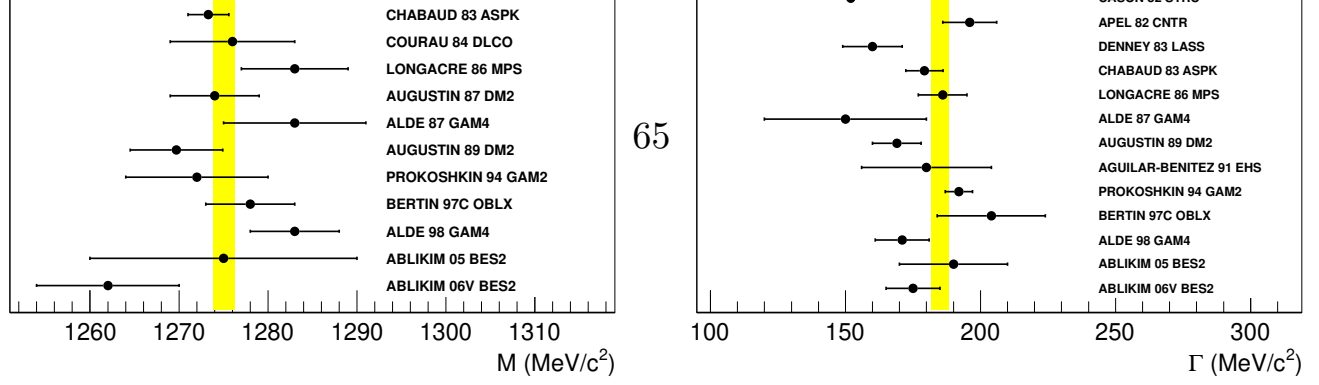


Рис. 3.7: Параметры $f_2(1270)$ -мезона, измеренные в настоящем эксперименте (3.5), в сравнении с мировыми данными, см.[85]. Слева представлены данные по массе, а справа – по ширине $f_2(1270)$ -мезона. Рисунок взят из работы [81].

ются с табличными значениями для $f_2(1270)$ -мезона, см. Рис.3.4, 3.5, 3.6, что не позволяет в рассмотренном эксперименте говорить о наблюдении возможного эффекта модификации параметров $f_2(1270)$ -мезона в холодной ядерной материи. 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.3.3), 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:

$$\begin{aligned}
 m_{f_2} &= 1275.8 \pm 1.0(\text{stat.}) \pm 0.4(\text{syst.}) \text{ МэВ}/c^2, \\
 \Gamma_{f_2} &= 190.3 \pm 1.9(\text{stat.}) \pm 1.8(\text{syst.}) \text{ МэВ}/c^2.
 \end{aligned}
 \tag{3.5}$$

Учитывая далее описанную в предыдущем разделе процедуру определения систематических ошибок, обусловленных погрешностями в определении аппаратной функции $f_2(1270)$ -мезона, следует подчеркнуть, что полученные параметры (3.5) не зависят от усредненных значений параметров $f_2(1270)$ -мезона, приведенных в таблице частиц [85]. И поэтому их можно рассматривать как еще одно независимое измерение параметров $f_2(1270)$ -мезона. В сравнении с мировыми данными измеренные в данном эксперименте параметры $f_2(1270)$ -мезона представлены на Рис.3.7 [81]. Вплоть до настоящего времени это наиболее точное измерение параметров $f_2(1270)$ -мезона, см.[3].

Глава 4

Измерение массы и ширины $\omega(782)$ -мезона

Как было отмечено в главе 1, есть уже достаточно значимое количество теоретических работ, предсказывающих модификацию свойств $\omega(782)$ -мезона в ядерной среде. Однако имеющиеся на данный момент измерения этих эффектов весьма противоречивы и неоднозначны. Это обуславливает повышенный интерес к исследованиям данной тематики. Для поиска модификации массы и ширины $\omega(782)$ -мезонов, образующихся на различных ядрах, в эксперименте Гиперон-М были проведены их прецизионные измерения. Результаты измерений опубликованы в работах [34, 86], которые легли в основу данной главы.

4.1 Данные эксперимента и их обработка

Измерения массы и ширины $\omega(782)$ -мезонов, образующихся в реакции (2.1) на различных ядрах, было проведено с использованием данных, набранных на установке Гиперон-М в сеансах 2008 - 2018 гг. Они содержат большую статистику событий (2.1), в том числе более 1.5 млн распадов $\omega(782) \rightarrow \pi^0 \gamma$, которая потенциально позволяет с высокой точностью измерить параметры $\omega(782)$ -мезонов, образующихся на экспонированных в эксперименте семи ядерных мишенях: Be, C, CH (полистирол), Al, Cu, Sn и Pb.

Обработка данных эксперимента Гиперон-М, полученных на установке в

отдельных сеансах, подробно описана в главах 2 и 3. Здесь же мы остановимся на существенных для дальнейшего изложения деталях, а также процедуре совместной обработки данных всех сеансов (2008-2018 гг.) с целью учесть рассмотренные в главе 2 аппаратные эффекты применительно к $\pi^0\gamma$ -событиям в разных сеансах и, как результат, просуммировать данные всех сеансов по конкретным мишеням, чтобы уменьшить статистические ошибки. В отличие от анализа данных по измерению параметров $f_2(1270)$ -мезона (см. главу 3), здесь нас будут интересовать только 3γ - и 2γ -события реакции (2.1). Первые включают в себя множество распадов $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ с последующим распадом $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, а вторые будут использоваться для калибровки спектрометра *LGD2* и коррекции измеренных на различных ядерных мишенях параметров ω -мезона по измеренным одновременно, т.е. на конкретной мишени и в этом же сеансе, массам π^0 - и η -мезонов в их двухфотонных модах распада. Параметры ω -мезона на каждой мишене определялись по спектру масс $\pi^0\gamma$ -систем, выделенных из множества трех-фотонных событий реакции (2.1) в результате 1С кинематического фита с двумя конкурирующими гипотезами: $\pi^0\gamma$ и $\eta\gamma$. Отбирались события с $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < 5.2$ и $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < \chi_{\eta^0\gamma}^2$.

Для дальнейшего изложения важно отметить здесь ряд существенных деталей и особенностей обработки данных применительно к задаче измерения параметров ω -мезона в данном эксперименте, учитывая, что полная статистика эксперимента основана на 15 различных сеансах, проведенных в 2008-2018 гг.

Геометрия установки. Кассета, в которую вставлялась конкретная мишень T для экспозиции её на пучке, позволяет фиксировать положение мишени вдоль пучка с точностью ≈ 0.3 см, что приводит к неопределенности реконструкции массы M^0 в реакции (2.1) на величину порядка 0.1%. Чтобы убрать этот источник погрешности, следует проводить относительные измерения. Для нормировки массовой шкалы $\pi^0\gamma$ -систем нами была использована масса η -мезона, известная с относительной точностью $\approx 3 \cdot 10^{-5}$ [87] и не подверженная модификации в ядрах мишеней, поскольку все η -мезоны в данной

постановке эксперимента заведомо распадаются вне ядра из-за своего большого времени жизни.

Калибровка спектрометра. Как уже было описано в главе 2 спектрометр *LGD2* был откалиброван на физических событиях (2.1) с реконструированной множественностью фотонов $n = 2$. Использовались события двухфотонного распада π^0 -мезонов, образующихся на бериллиевой мишени с энергией пары $E_{2\gamma} > 1500$ МэВ. Определение калибровочных коэффициентов *LGD2* проводилось методом их итерационной коррекции [78]: положение пика от распада π^0 -мезона с координатами одного из фотонов в данной ячейке спектрометра выставлялось калибровочным коэффициентом на табличное значение массы π^0 -мезона. Коррекция калибровочного коэффициента для каждой ячейки калориметра проводилась независимо от других. Конечная статистика и убывающая от центра к периферии калориметра заселенность ячеек калибровочными фотонами приводят к вариации погрешностей определения калибровочных коэффициентов в зависимости от расстояния ячейки до центра спектрометра, и, как следствие, к некому систематическому искажению массы системы M^0 . Другие детали, включая коррекцию энергетической шкалы спектрометра, см. в главе 2.5.

Неоднородность засветки спектрометра LGD2 фотонами калибровочных событий приводит, как отмечалось выше, к меньшей статистической обеспеченности калибровочных коэффициентов на периферии калориметра. Это влечет дополнительные искажения при измерении масс состояний с широким углом разлета фотонов, таких как η - и ω -мезонов. Данный факт также обуславливает расхождение наблюдаемого в эксперименте отношения масс η - и π^0 -мезонов и подтверждает необходимость проведения измерения массы ω -мезона относительно реперного мезона, в качестве которого мы выбрали η -мезон, как имеющий близкие углы раствора распадных фотонов к таковым от распада ω -мезонов. Действительно, фотоны от двухфотонных распадов π^0 -мезонов ($E_{\pi^0} > 1500$ МэВ) весьма неравномерно облучают спектрометр *LGD2*: большинство калибровочных фотонов сосредоточено в центре спектрометра, и

существенно меньше фотонов — на его периферии, причем на регистрацию последних накладываются еще и эффекты развития ливней в радиаторах спектрометра под большими углами, что дополнительно ухудшает точность калибровки спектрометра на периферии. Однако, что касается, скажем, $\eta \rightarrow 2\gamma$ событий, то их распадные фотоны в значительной степени расположены ближе к периферии спектрометра. При $E_\eta < 2500$ МэВ они практически совсем не попадают в спектрометр, но при увеличении энергии начинают заселять его периферию. Полученную выше погрешность 0.2% в измерении отношения масс η - и π^0 -мезонов следует интерпретировать тогда как точность калибровки *LGD2* с учетом проведенной коррекции энергетической шкалы на периферии по отношению к центру спектрометра. Эта коррекция в известной мере компенсирует систематические ошибки, связанные с неравномерностью облучения спектрометра калибровочными фотонами от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.

Высокая загрузка центральной части спектрометра в интенсивном пучке приводит к уменьшению коэффициента усиления фотоумножителей и, следовательно, к дрейфу калибровочных коэффициентов. Другим следствием высокой интенсивности пучка является искажение энергетического разрешения в центральной части спектрометра из-за наложения близких по времени событий, следующих друг за другом, за время оцифровки ЗЦП (120 нс). Уменьшить эти эффекты можно, если использовать события с фотонами преимущественно вне центральной области спектрометра *LGD2*.

Наконец, имея в виду потенциально достижимую в данном эксперименте относительную точность измерения массы ω -мезонов в реакции (2.1) порядка 10^{-4} , при переходе от одной ядерной мишени к другой для уменьшения систематических погрешностей следует учитывать аппаратные эффекты сдвигки измеряемой массы мезонов за счет изменения относительного вклада событий на счетчике S_4 , к числу событий на самой мишени, поскольку ядерная толщина использованных в эксперименте мишеней изменяется более чем на порядок величины, см. Табл. 2.1. Эти эффекты были учтены методом Монте-Карло (МК) моделирования, см. ниже главу 4.2.

Обработка данных всех сеансов начиналась с калибровки. Калибровка спектрометра *LGD2* проводилась в каждом сеансе на бериллиевой мишене. Прямая обработка данных с хорошей точностью показала, что калибровочные коэффициенты от сеанса к сеансу отличаются лишь одним общим нормировочным множителем, так что реальная обработка всех данных эксперимента проводилась всего с двумя наборами калибровочных коэффициентов (соответствовавших сеансам с разной цифровой электроникой, смена ее произошла в 2010 г.), которые экстраполировались на последующие сеансы при помощи присущего каждому сеансу своего нормировочного множителя. Что касается коррекции энергетической шкалы *LGD2* (2.5), то при реконструкции всех сеансов также использовались несколько функций коррекции, соответствующих сеансам с существенно различной общей интенсивностью пучка. Тем не менее, как уже отмечалось выше, различные аппаратурные эффекты приводили к тому, что даже на одной ядерной мишене измеренные в эксперименте массы π^0 -, η - и ω -мезонов заметно варьировались от сеанса к сеансу. Поэтому, учитывая, что ошибка в положении каждой мишени вдоль пучка была сравнительно небольшая (0.3 см), а масса π^0 -мезона не может зависеть от того, на какой мишене он образовался из-за своего большого времени жизни как адрона ($c\tau = 2.5 \cdot 10^7$ Фм), для каждой мишени в каждом сеансе был введен свой дополнительный коэффициент коррекции энергии фотонов, который сдвигал положение π^0 -пика в двухфотонных событиях на табличное значение массы π^0 -мезона с точностью ≈ 0.2 МэВ/ c^2 . Именно эти скорректированные данные и использовались в дальнейшем для получения физических результатов по каждой мишени во всех указанных выше сеансах. В качестве иллюстрации на Рис.4.1а приведен спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий с энергией $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ на Ве мишени по суммарной статистике сеансов 2008-2018 гг.

Аналогичные спектры были получены для всех экспонированных в эксперименте мишеней (C, CH, Be, Al, Cu, Sn, Pb). Высокая статистическая обеспеченность наблюдаемых в $\pi^0\gamma$ -спектрах масс пиков от распада ω -мезона позволяет восстановить его параметры путем фитирования полученных экспе-

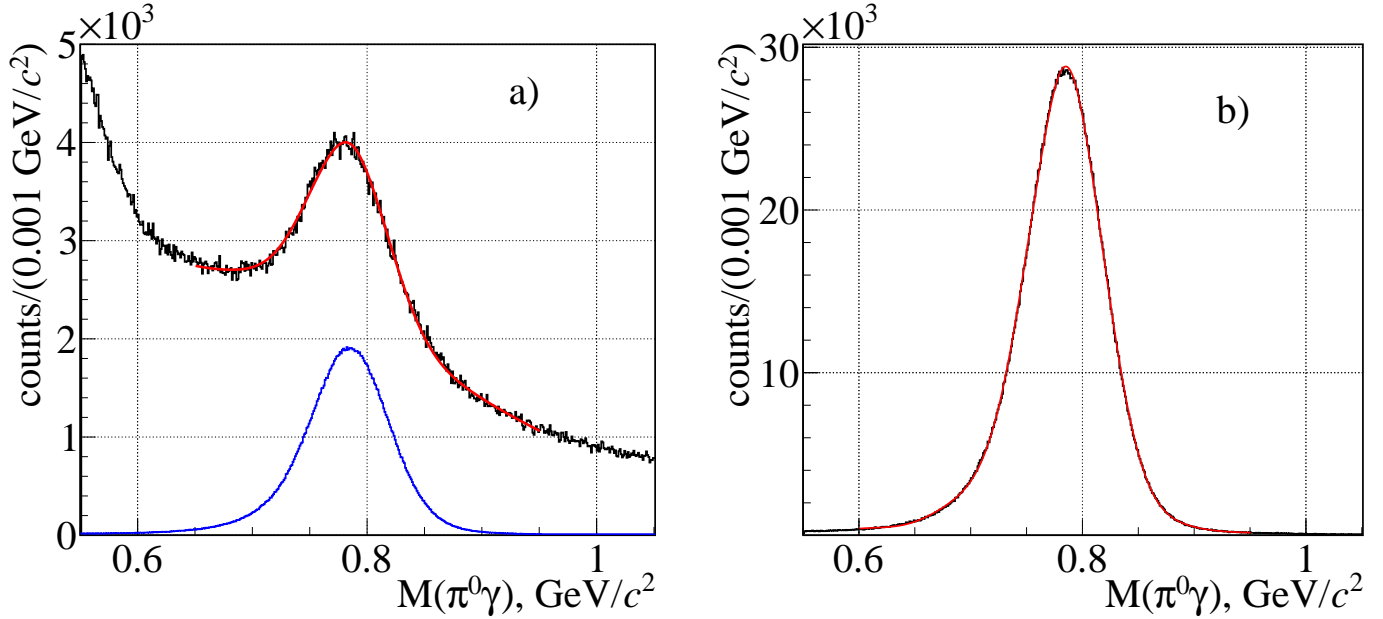


Рис. 4.1: Реконструированные спектры масс $\pi^0\gamma$ -событий с $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ на Ве мишени: а) в эксперименте на суммарной статистике сеансов 2008-2018 гг. и б) по данным МК-моделирования. Синей линией на рисунке (а) показан МК-спектр, масштабированный в соответствии с величиной ω -сигнала, наблюдаемого в эксперименте. Рисунок взят из работы [34].

риментальных спектров масс параметризацией этих спектров на основе МК-моделирования. Этот метод известен как параметрический анфолдинг (обратная свертка). Процедура МК-моделирования данных эксперимента Гиперон-М применительно к реакциям образования ω - и η -мезонов на различных мишенях рассмотрена в следующей главе.

4.2 Монте-Карло моделирование

Процедура МК-моделирования применительно к рождению ω - и η -мезонов в реакции (2.1) аналогична, изложенной в разделе 3.3 для $f_2(1270)$ - и K_s^0 -мезонов. Моделирование включает в себя генератор первичных событий квазидвухчастичной реакции (2.1), модель экспериментальной установки Гиперон-М, транспортный код, отбор, оцифровку и форматирование МК-событий. В генераторе квазидвухчастичной реакции также используются два эмпириче-

ских распределения: по квадрату переданного импульса t системе M^0 и по массе системы M_X , но уже применительно к ω - и η -мезонам. Распределения были также подобраны, чтобы спектры реконструированных МК-событий качественно согласовывались с экспериментальными. Распады мезонов проводились равномерно по фазовому объему.

МК-моделирование рождения ω -мезонов в реакции (2.1) с последующим распадом их на $\pi^0\gamma$ было использовано для получения параметризации спектра эффективных масс $\pi^0\gamma$ -систем в зависимости от массы и ширины резонанса. В дальнейшем эту параметризацию мы будем называть аппаратурной функцией эксперимента для ω -мезона. Для ее определения была проведена генерация событий $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ на вычислительном кластере общего пользования ИФВЭ [88]. В качестве распределения по массе резонанса была использована функция релятивистского Брейта-Вигнера для резонанса со спином 1 [83] с массой и шириной ω -мезона:

$$BW_\omega(m, m_\omega, \Gamma_\omega) = \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_\omega \Gamma}{m_\omega^2 - m^2 - im_\omega \Gamma} \right|^2, \quad (4.1)$$

$$\Gamma = \Gamma_\omega \left(\frac{q}{q_\omega} \right)^{2l+1} \frac{D_l(rq_\omega)}{D_l(rq)},$$

где m_ω и Γ_ω - табличные значения параметров ω -мезона, $l = 1$ - его спин, q - импульс π^0 -мезона в системе центра масс $\pi^0\gamma$ -системы, q_ω - импульс π^0 -мезона в системе покоя резонанса при $m = m_\omega$, $r = 1$ Фм - радиус взаимодействия, $D_l(x)$ - факторы Блатта-Вайскопфа, см. [84]. Спектр эффективных масс $\pi^0\gamma$ -систем для бериллиевой мишени, полученный в результате моделирования, приведен на Рис.4.1b.

Аппаратурная функция эксперимента для ω -мезонов в канале распада на $\pi^0\gamma$ выбрана в виде

$$F_\omega(m, m_\omega, \Gamma_\omega) = \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_\omega \Gamma}{m_\omega^2 - m^2 - im_\omega(\Gamma + \Gamma_a)} \right|^2 \times$$

$$\times \sum_{i=0}^n a_i H_i \left(\frac{m - m_\omega}{m_0} \right), \quad (4.2)$$

где $H_i(x)$ - функции Эрмита, т.е. полиномы Эрмита, умноженные на весовую функцию $e^{-x^2/2}$, а m_0 , Γ_a и коэффициенты a_i - параметры аппаратурной функции. Для их определения МК-спектры $\pi^0\gamma$ -масс для всех ядерных мишеней были профитированы указанной функцией с фиксированными массой и шириной ω -мезона, равными их табличным значениям, которые были использованы при моделировании. Параметры аппаратурной функции оставались при этом свободными. Количество функций Эрмита $n = 12$ в формуле (4.2) было выбрано таким образом, чтобы качество описания МК-спектра, $\chi^2/\text{n.d.f.}$, не улучшалось при добавлении очередного члена. Аналогичные параметризации были получены для всех ядерных мишеней, использованных в эксперименте.

4.3 Анфолдинг параметров ω -мезона

Процедура анфолдинга [89] параметров применительно к ω -мезону, наблюдаемому в спектре масс $\pi^0\gamma$ -систем, см. Рис.4.1а, была разработана в работе [33] для сравнительно небольшой статистики событий. В настоящей работе использовалась иная параметризация аппаратурной функции, а именно параметризация (4.2), причем она определялась отдельно для каждой ядерной мишени, экспонированной в эксперименте. По сравнению с работой [33] было изменено также и описание нерезонансного фона под пиками. Теперь для его параметризации была использована линейная функция от массы системы $\pi^0\gamma$. Был также учтен и физический фон от распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$, поскольку сечения образования ρ^0 - и ω -мезонов в реакции (2.1) сравнимы по порядку величины, а отношение вероятностей их $\pi^0\gamma$ -распадов равно $BR(\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma)/BR(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = 5.6 \cdot 10^{-3}$, см. [87], что неизбежно должно приводить к фоновым $\pi^0\gamma$ -событиям со средней массой близкой к массе ω -мезона и шириной распределения $\approx 150 \text{ МэВ}/c^2$. Чтобы количественно учесть этот эффект, было проведено моделирование процессов рождения ρ^0 -мезонов (с табличными значени-

ями массы и ширины) в реакции (2.1) и их последующим распадом на $\pi^0\gamma$. Аналогичным образом были получены параметризации (4.2) спектров масс $\pi^0\gamma$ -систем от распадов ρ^0 -мезона для всех ядерных мишеней.

Для определения массы и ширины ω -мезона на всех ядерных мишенях измеренные спектры эффективных масс $\pi^0\gamma$ -систем для каждой мишени были профитированы аппаратурной функцией ω -мезона (4.2) с массой и шириной резонанса в качестве свободных параметров, линейным фоном и функцией, описывающей вклад фоновых событий от распада $\rho^0 \rightarrow \pi^0\gamma$. Пример описания экспериментального спектра масс $\pi^0\gamma$ -систем по всем данным сеансов 2008–2018 гг. на бериллиевой мишени при отборе по энергии $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ показан на Рис.4.1а. Аналогичные описания экспериментальных спектров масс $\pi^0\gamma$ -систем получены и для остальных мишеней. Соответствующие значения массы ω -мезона в зависимости от радиуса ядра мишени показаны на Рис.4.2а. При этом для ядер Be и C значения их радиусов были взяты из работы [90], а для других ядер определены по формуле $R_A \approx 1.2A^{1/3}$ Фм.

Как видно из этого рисунка, значение массы ω -мезона заметно варьируется от мишени к мишени, что следует рассматривать как проявления аппаратурных искажений, подробно рассмотренных выше. Аналогичные смещения наблюдаются и в измерениях массы η -мезона, проведенных параллельно на тех же мишенях по событиям его 2γ -распада. Значения массы η -мезона, полученные в результате фита спектров масс 2γ -событий функцией Гаусса с линейным фоном, приведены на Рис.4.2б. Как видно, качественно вариации измеренных масс ω - и η -мезонов от мишени к мишени повторяют друг друга.

Что касается количественного соотношения в смещениях масс ω - и η -мезонов, то следует принять во внимание, что одни и те же аппаратурные эффекты приводят к разным сдвигам масс ω - и η -мезонов. Действительно, масса η -мезона определяется как эффективная масса пары фотонов. В то же время масса ω -мезона вычисляется как масса системы $\pi^0\gamma$, для которой импульсы троек фотонов в 3γ -событиях реакции (2.1) были предварительно скорректированы процедурой кинематического 1С-фита. Поэтому, например, ошибка

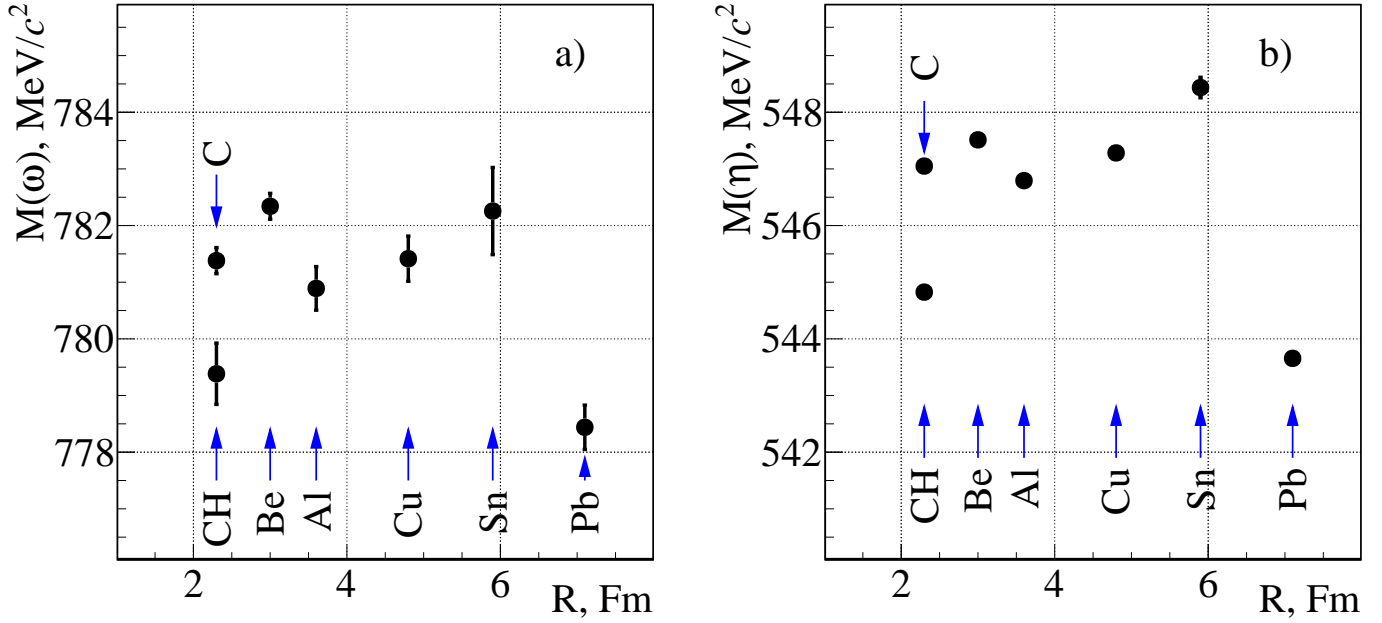


Рис. 4.2: а) Масса ω -мезона в зависимости от радиуса ядра, полученная в результате фитирования спектров масс $\pi^0\gamma$ -систем при $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ аппаратурной функцией и линейным фоном с учетом вклада ρ^0 -мезонов. б) Массы η -мезонов, полученные на тех же мишенях при отборе по энергии $E_{2\gamma} > 4000$ МэВ, подробности см. в основном тексте. Рисунок взят из работы [34].

в расстоянии от мишени Т до калориметра *LGD2* приводит к разному относительному изменению масс ω - и η -мезонов. Количественно их связь была определена методом МК-моделирования. Были отдельно оценены смещения масс указанных мезонов при одной и той же вариации (на 0.5%) расстояния мишени Т от калориметра *LGD2* в МК-моделировании при неизменном значении этого параметра в программе реконструкции событий. С учетом этого эффекта скорректированную массу ω -мезона m_ω на измеренную в этом же эксперименте массу η -мезона следует вычислять по формуле:

$$m_\omega = m_\omega^{\text{meas}} \left(1 - \alpha \frac{m_\eta^{\text{meas}} - m_\eta^{\text{PDG}}}{m_\eta^{\text{meas}}} \right), \quad (4.3)$$

где m_ω^{meas} - измеренная в эксперименте масса ω -мезона (Рис.4.2а), m_η^{meas} - измеренная масса η -мезона (Рис.4.2б), m_η^{PDG} - табличная масса η -мезона [87] и

$\alpha = 0.6706$ - вычисленный методом МК коэффициент коррекции. Вариация на 0.5% калибровочных коэффициентов в МК-моделировании при их неизменности в программе анализа приводит с высокой точностью к тому же значению коэффициента коррекции α . На Рис.4.3 показаны полученные скорректированные значения массы (а) и ширины (б) ω -мезона в зависимости от радиуса ядра R_A . Прямыми линиями на рисунках показаны результаты фитирования

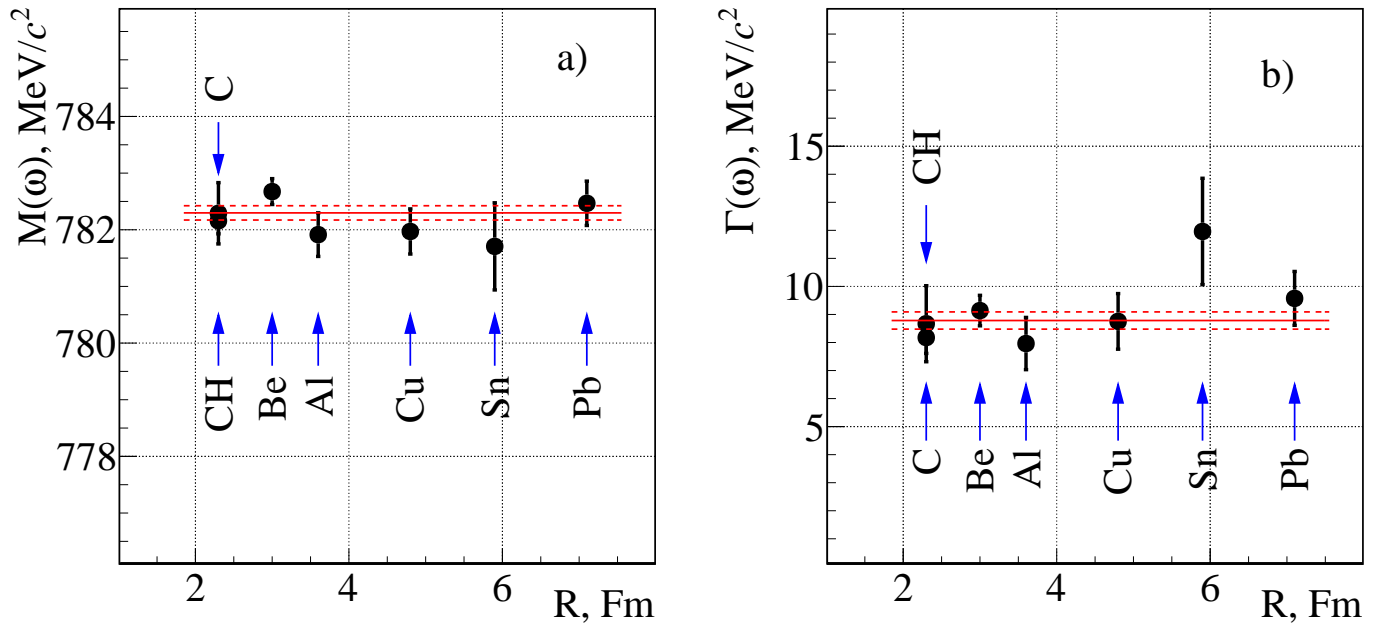


Рис. 4.3: Масса (а) и ширина (б) ω -мезона в зависимости от радиуса ядра, измеренные в сеансах 2008–2018 гг., $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ. Сплошными линиями на рисунках показаны результаты фитирования константами массы и ширины ω -мезона в зависимости от радиуса ядра R , а штриховыми – интервалы ошибок, соответствующие 1 стандартному отклонению. Рисунок взят из работы [34].

представленных данных константами. Полученные при этом значения χ^2 на число степеней свободы: $\chi_m^2/\text{n.d.f.} = 0.92$ и $\chi_\Gamma^2/\text{n.d.f.} = 0.97$, – свидетельствуют об отсутствии статистически значимой зависимости измеренных параметров ω -мезона от радиуса ядра R , а полученные в результате фита константы следует рассматривать как массу и ширину ω -мезона, измеренные по всей статистике сеансов эксперимента Гиперон-М в 2008-2018 гг.

Систематические погрешности измерений массы и ширины ω -мезона бы-

ли оценены изменением области фитирования спектра масс $\pi^0\gamma$ -систем, см. Рис.4.1, и энергетического порога E_{th} при отборе $\pi^0\gamma$ -систем $E_{\pi^0\gamma} > E_{\text{th}}$. Проведенный анализ показал, что при этом статистически значимой зависимости параметров ω -мезона от размера ядра не возникает. Также было изучено влияние неэффективности антисчетчика S_A с помощью МК-моделирования: значимых смещений масс мезонов при изменении порогов регистрации заряженных частиц не наблюдается. Меняются лишь усредненные по всем мишеням значения параметров ω -мезона. Полученные в результате значения массы и ширины ω -мезона

$$\begin{aligned} m_\omega &= 782.30 \pm 0.13 \text{ (stat)} \pm 0.26 \text{ (sys)} \text{ МэВ}/c^2 \\ \Gamma_\omega &= 8.78 \pm 0.30 \text{ (stat)} \pm 0.35 \text{ (sys)} \text{ МэВ}/c^2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

согласуются в пределах ошибок измерения с табличными значениями [87]: $m_\omega^{\text{PDG}} = 782.65 \pm 0.12 \text{ МэВ}/c^2$, $\Gamma_\omega^{\text{PDG}} = 8.49 \pm 0.08 \text{ МэВ}/c^2$. При этом достигнутая в эксперименте относительная точность измерения массы ω -мезона равна $\approx 4 \cdot 10^{-4}$, а его ширины $\approx 5 \cdot 10^{-2}$.

4.4 Результаты

В эксперименте Гиперон-М во взаимодействиях мезонов с импульсом 7 ГэВ/с с ядерными мишенями осуществлен поиск модификации параметров ω -мезона в холодной ядерной материи. Для измерения массы и ширины ω -мезона применен метод параметрического анфолдинга. Статистически значимой зависимости массы и ширины ω -мезона в его моде распада на $\pi^0\gamma$ от радиуса ядра мишеней не обнаружено. Усредненные по данным всех мишеней параметры ω -мезона согласуются с табличными значениями [87] в пределах погрешностей измерения.

На Рис.4.4 данные настоящего эксперимента по параметрам ω -мезона представлены в сравнении с мировыми данными [87]. Полученный по всем мишеням результат (4.4) можно рассматривать как еще одно независимое измерение массы и ширины $\omega(782)$ -мезона.

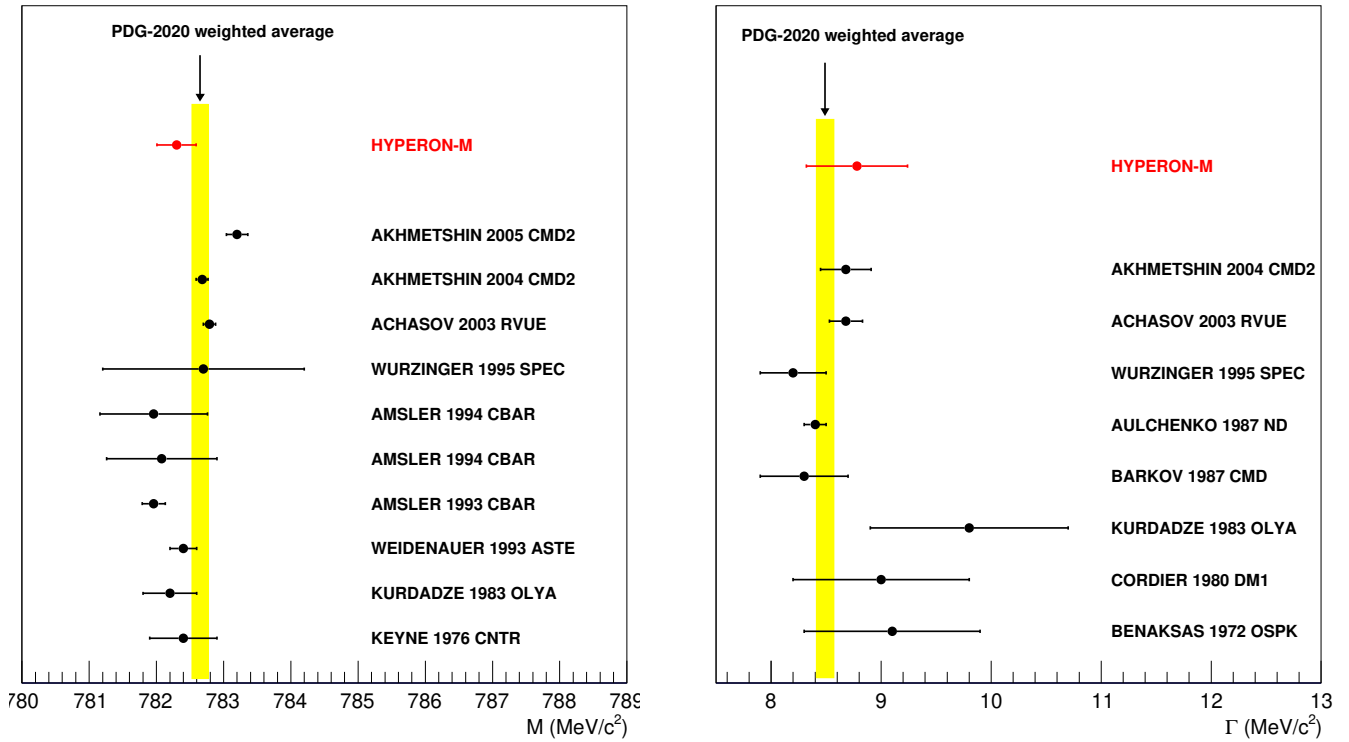


Рис. 4.4: Параметры ω -мезона, измеренные в настоящем эксперименте (HYPERON-M), в сравнении с мировыми данными, см. [87]. Слева представлены данные по массе, а справа — по ширине ω -мезона. В качестве ошибок здесь показаны квадратичные суммы статистических и систематических ошибок указанных величин (4.4) Рисунок взят из работы [86].

Глава 5

Поиск неизвестных резонансов в спектре масс двухфотонных событий

Несмотря на то, что спектры масс различных систем в области легких мезонов хорошо изучены, особенности динамики взаимодействий частиц в поле ядра могут приводить к появлению резонансо-подобных структур в наблюдаемых спектрах. Так, впервые о наблюдении аномалии двухпионного спектра масс в области $315 \text{ МэВ}/c^2$ в реакции $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + 2\pi$ сообщили Abashian, Booth и Crowe в работах [91, 92]. Эта аномалия получила название *ABC*-эффект. Позднее о наблюдении *ABC*-эффекта было сообщено во многих работах, см., например [93–96]. Наличие резонансо-подобной структуры в двухпионном спектре масс, скорее всего, не связано с реальной частицей, но может быть интерпретировано, например, как следствие резонансного дибарионного $\Delta\Delta$ -взаимодействия [97], приводящего к образованию возбужденного состояния дейтрона $d^*(2370)$, который наблюдался в эксперименте WASA@COSY [98]. В детальном обзоре [99] по рождению легких мезонов и мезонных состояний во взаимодействиях легких ядер обсуждаются экспериментальные указания на наличие резонансо-подобных особенностей двухпионного спектра масс в области $455, 550$ и $750 \text{ МэВ}/c^2$. Основным выводом обзора при этом является необходимость проведения дальнейших экспериментов для прояснения при-

роды этих аномалий.

Скалярные дипионные резонансо-подобные состояния могут проявляться и в своих двухфотонных распадах. В работе [29] в двухфотонном спектре масс наблюдалось состояние $R360$ в околопороговой области 2π -систем ($M_R \approx 380$ МэВ/ c^2 , $\Gamma_R \approx 60$ МэВ/ c^2) в реакции $d + C \rightarrow 2\gamma + X$ на Нуклотроне в Дубне при импульсе пучка 2.75 АГэВ/ c . При этом, однако, подобная структура отсутствует в реакции $p + C \rightarrow 2\gamma + X$ при импульсе протона 5.5 ГэВ/ c . Поиск легких бозонов в распадах на два фотона в последнее время приобрел новый интерес в связи с указанием на существование состояний $X17$ [24, 25] и $E38$ [26–28] которые могут быть интерпретированы как КЭД-мезоны, представляющие собой пару легких кварков $q\bar{q}$ в состоянии конфайнмента в открытой струне, описывающейся в $(1+1)D$ абелевом $U(1)$ калибровочном квантово-электродинамическом (КЭД) взаимодействии [31]. Эта модель описывает $R360$ как молекулярное состояние двух пионов и двух $E38$ состояний, объединяя в себе различные аномальные бозонные состояния, включая $R360$, АВС эффект и КЭД-мезоны $X17$, $E38$. Дальнейшие исследования этих состояний и их взаимосвязей представляют большой интерес, см. [31].

Поиск подобных аномальных резонансных бозонных состояний был проведен и на установке Гиперон-М в диапазоне двухфотонных масс от 200 до 1000 МэВ/ c^2 на основе данных сеансов 2008-2018гг., набранных на ядрах ^9Be и ^{12}C . Результаты поиска опубликованы в работе [35], уоторая легла в основу настоящей главы. Суммарная статистика 2γ -событий в π^+ -пучке, полученная за период работы с 2008 по 2018 гг., позволяет осуществить поиск резонансо-подобных структур в спектре масс пар фотонов, вплоть до массы η -мезона и выше, с достаточно высокой статистической обеспеченностью. Это, безусловно, представляет интерес в связи с физикой резонансных мезонных состояний, образующихся в адрон- и ион-ядерных столкновениях при энергиях до нескольких ГэВ на адронную пару.

5.1 Данные эксперимента и Монте-Карло моделирования

Для физического анализа двухфотонных систем использовались все события сеансов 2008-2018 гг. на установке Гиперон-М, в которых было зарегистрировано 2 фотона в детекторе *LGD2*. События с 3 и 4 фотонами были использованы для идентификации и оценки вкладов от многофотонных распадов нейтральных мезонов в двухфотонный спектр масс и учета их при дальнейшем анализе спектров. При этом требовалось наличие сигналов в пороговых черенковских счетчиках C_1 и C_2 для отбора событий с π^+ -мезонами в пучке. Порог счетчика C_1 был установлен таким образом, чтобы регистрировать пионы с импульсом 7 ГэВ/ c , а C_2 — для регистрации пионов и каонов с импульсом 7 ГэВ/ c . Для подавления шумящих каналов в калориметре использовался отбор по суммарной энергии фотонов $\sum_{i=1}^n E_i > 1000$ МэВ, зарегистрированных в *LGD2*.

Двухфотонные спектры масс, полученные в экспозициях на бериллиевой и углеродной мишенях, представлены на Рис. 5.1. В обоих спектрах хорошо видны пики от распадов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и $\eta \rightarrow 2\gamma$ при массах ≈ 135 МэВ/ c^2 и ≈ 547 МэВ/ c^2 , соответственно. Также заметна особенность в области масс 700 – 800 МэВ/ c^2 , связанная с наличием событий распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, где один из фотонов от распада π^0 -мезона не был зарегистрирован в *LGD2*. Суммарная статистика 2γ -событий по всем сеансам соответствует 2.2×10^6 и 1.6×10^6 зарегистрированных распадов η -мезона на бериллиевой и углеродной ядерных мишенях, соответственно.

Для учета вклада событий распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$ в анализируемый двухфотонный спектр масс использовались события с тремя зарегистрированными фотонами в *LGD2*. Отобранные события подвергались процедуре кинематического 1C-фита с гипотезой $\pi^0\gamma$, при этом выбиралась лучшая комбинация фотонов по критерию $\chi_{\pi^0\gamma}^2$. События с $\chi_{\pi^0\gamma}^2 < 5.0$ использовались для построения

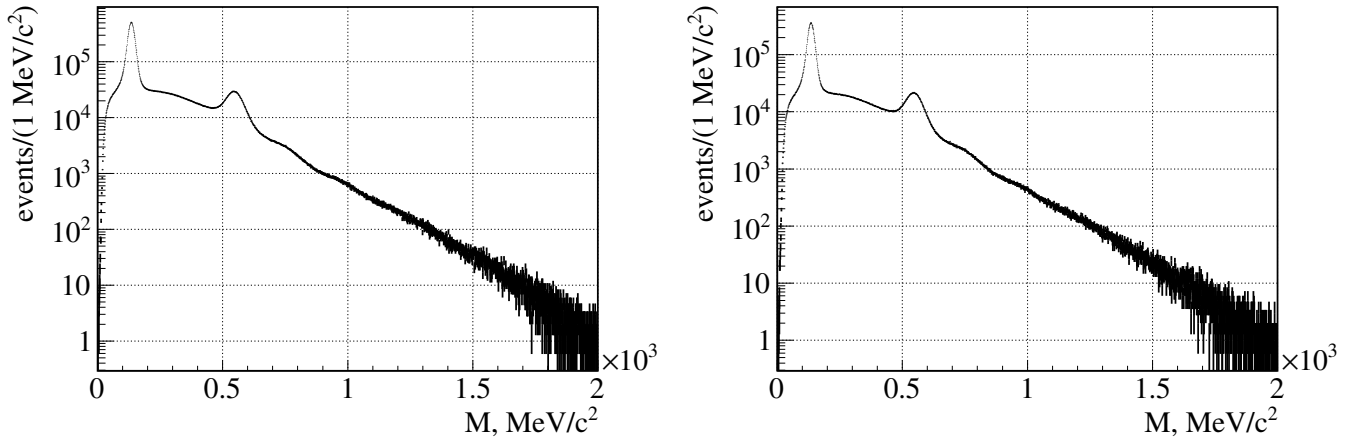


Рис. 5.1: Спектр масс двухфотонных событий в реакции $\pi^+ + A \rightarrow M_{\rightarrow n\gamma}^0 + X$ на бериллиевой (слева) и углеродной (справа) мишенях при импульсе 7 ГэВ/с по данным всех сеансов 2008-2018 гг. на установке Гиперон-М. Рисунок взят из работы [35].

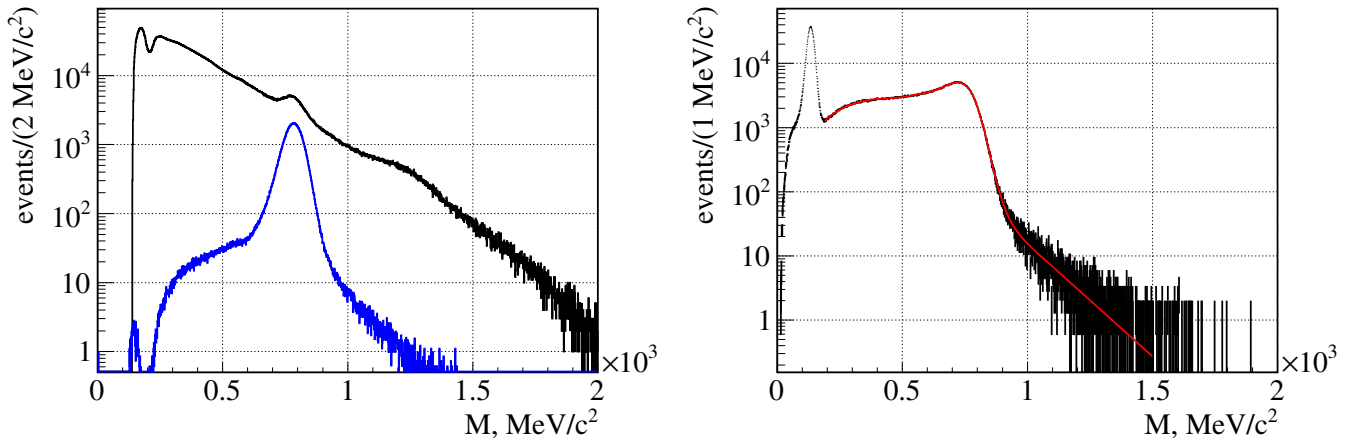


Рис. 5.2: Слева: экспериментальный спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий на бериллиевой мишени, идентифицированных в результате проведенного 1С-фита (черная линия) по данным сеансов 2008-2018 гг. на установке Гиперон-М, и аналогичный спектр от распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, полученный с помощью Монте-Карло моделирования с соответствующей нормировкой (синяя линия). Справа: спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью МК-моделирования распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$. Красной линией изображена фитирующая функция, см. ниже подглаву 5.2. Рисунок взят из работы [35].

спектра инвариантных масс $\pi^0\gamma$ -систем. На Рис. 5.2 слева черной линией приведен полученный в результате экспериментальный спектр масс $\pi^0\gamma$ -событий на бериллиевой мишени, а синей линией на этом же рисунке показан аналогичный МК-спектр, полученный в результате моделирования рождения $\omega(782)$ -мезона на бериллиевой мишени и его последующего распада $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, подробнее см. в Главе 4 и в работе [34]. При этом МК-спектр на рисунке нормирован на число наблюдаемых в эксперименте событий этого распада. Для углеродной мишени показанные распределения выглядят аналогично.

Распады резонансов в канале $2\pi^0$ также могут приводить к появлению особенностей в 2γ -спектре. Для учета этих особенностей использовались события с четырьмя зарегистрированными фотонами в *LGD2*. При этом ото-

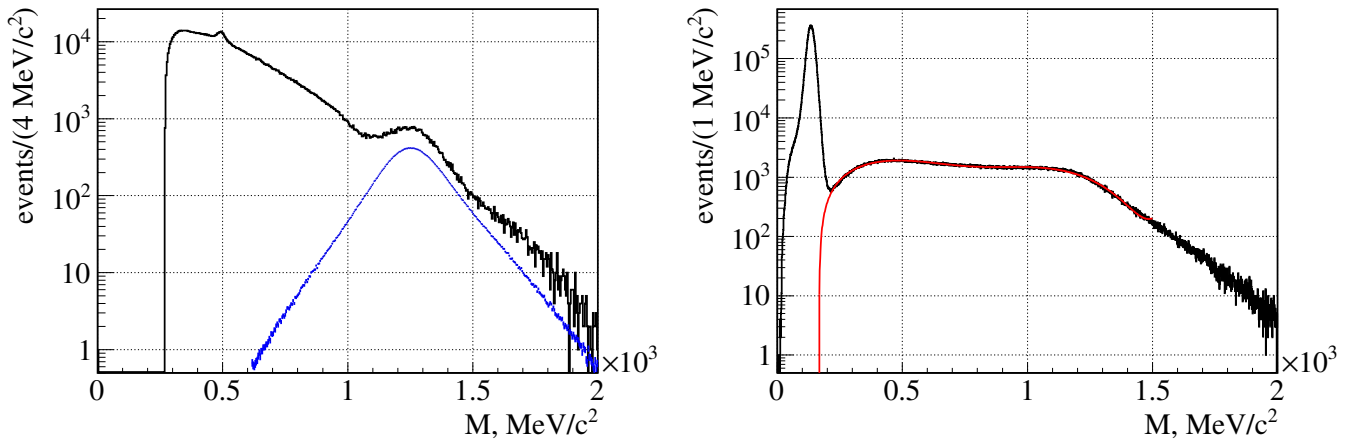


Рис. 5.3: Слева: экспериментальный спектр масс $2\pi^0$ -событий на бериллиевой мишени, идентифицированных в результате проведенного $2C$ -фита (черная линия) по данным сеансов 2008-2018 гг. на установке Гиперон-М, и аналогичный спектр от распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, полученный с помощью Монте-Карло моделирования с соответствующей нормировкой (синяя линия). Справа: спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью МК-моделирования распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$. Красной линией изображена фитирующая функция, см. подглаву 5.2. Рисунок взят из работы [35].

бранные события подвергались процедуре кинематического $2C$ -фита с гипотезой $2\pi^0$, выбиралась лучшая комбинация фотонов по критерию $\chi^2_{2\pi^0}$. Собы-

тия с $\chi_{2\pi^0}^2 < 5.0$ использовались для построения спектра инвариантных масс $2\pi^0$ -систем. На Рис. 5.3 слева черной линией приведен полученный в результате экспериментальный спектр масс $2\pi^0$ -событий на бериллиевой мишени, а бирюзовой линией на этом же рисунке показан аналогичный МК-спектр, полученный в результате моделирования рождения $f_2(1270)$ -мезона на бериллиевой мишени и его последующего распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, подробнее см. в Главе 3 и работе [33]. МК-спектр нормирован на число наблюдаемых в эксперименте событий этого распада. Для углеродной мишени представленные распределения выглядят аналогично.

5.2 Анализ спектра масс 2γ -событий

В двухфотонные спектры масс, представленные на Рис. 5.1, дают вклад несколько различных процессов: распады нейтральных мезонов на два фотона ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$); распады нейтральных резонансов в конечном счете на n фотонов ($n > 2$), в которых в LGD2 было зарегистрировано только два фотона ($\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$, $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$); нерезонансное рождение нескольких нейтральных мезонов, распадающихся в конечном счете на фотоны, но с регистрацией только двух фотонов в калориметре. Целью дальнейшего анализа является описание экспериментальных двухфотонных спектров с помощью вкладов хорошо известных резонансов, полученных с помощью Монте-Карло моделирования.

Анализ экспериментальных 2γ -спектров, Рис.5.1, был проведен в области масс $m > 200$ МэВ/ c^2 , т.е. далеко за пределами доминирующего пика от распада $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, который является источником значимого физического фона в данном эксперименте.

Следующий по значимости физический фон обусловлен событиями нейтральных распадов η -мезона. Для параметризации вклада от распадов $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$ было проведено Монте-Карло моделирование рождения η -мезона и его распадов по указанным каналам с относительными вероятностями 39.36%

и 32.57% [3]. Всего было сгенерировано по 7.5×10^6 событий распадов на бериллиевой и углеродной мишенях. МК-спектр отобранных двухфотонных событий на бериллиевой мишени представлен на Рис. 5.4. Он представляет собой широкий ассиметричный гауссоподобный пик, амплитуду и положение максимума которого будем ниже характеризовать параметрами a_0 и a_1 . Для параметризации спектра использовалась 16-параметрическая функция $f_\eta(m)$, которая была подобрана эмпирически

$$f_\eta(m) = \begin{cases} a_0 \exp(-x_L^2/2 + \sum_{i=4}^8 a_i x_L^{i-1}), & x_L = (m - a_1)/(a_2 + a_3(m - a_1)), \quad m > a_1 \\ a_0 \exp(-x_R^2/2 + \sum_{i=11}^{15} a_i x_R^{i-8}), & x_R = (m - a_1)/(a_9 + a_{10}(m - a_1)), \quad m \leq a_1 \end{cases} \quad (5.1)$$

где a_i – фитируемые параметры. При этом качество параметризации спектра, как видно из Рис. 5.4, где функция (5.1) показана красной линией, достаточно хорошее. На углеродной мишени параметризация МК-спектра функцией (5.1) была проведена столь же успешно.

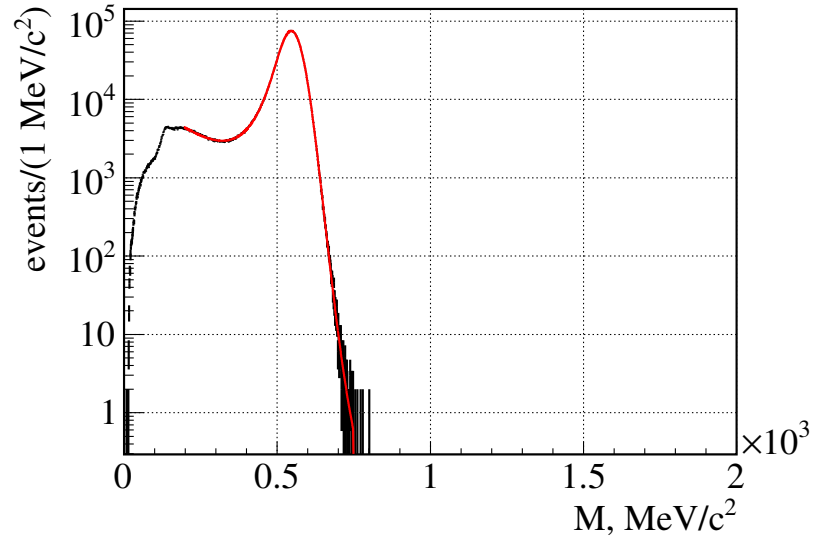


Рис. 5.4: Спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью Монте-Карло моделирования распадов $\eta \rightarrow 2\gamma, \eta \rightarrow 3\pi^0$. Красной линией изображена фитирующая функция (5.1). Рисунок взят из работы [35].

Следующими по значимости фоновыми процессами являются процессы образования и распада $\omega(782)$ - и $f_2(1270)$ -мезонов. Для параметризации вклада от распада $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ было проведено Монте-Карло моделирование рождения

ω -мезона и его последующего распада по указанному каналу. Всего было сгенерировано по 7.5×10^6 распадов на бериллиевой и углеродной мишенях. Полученный в результате спектр масс двухфотонных событий на бериллиевой мишени представлен на Рис. 5.2 справа. На углеродной мишени спектр выглядит аналогично. Для параметризации спектров на обеих мишенях в терминах фитируемых параметров b_i использовалась подобранная эмпирически функция $f_\omega(x)$:

$$f_\omega(m) = \begin{cases} f_L(m), & m < 815 \text{ MeV}/c^2 \\ f_R(m), & m \geq 815 \text{ MeV}/c^2, \end{cases} \quad (5.2)$$

где функция $f_L(m)$ описывает основной спектр масс двухфотонных систем:

$$f_L(m) = b_0 + b_1 G(b_2, b_3, m) \cdot (1 + \sum_{i=4}^6 b_i m^{2i-7}) + b_7 G(b_8, b_9, m) \cdot (1 + \sum_{i=10}^{12} b_i m^{2i-18}), \quad (5.3)$$

а функция

$$f_R(m) = b_{13} \exp(-b_{14}m) + b_{15} \exp(-b_{16}m) \quad (5.4)$$

— правую часть этого спектра. В выражении (5.3) и ниже обозначение G используется нами для ненормированной функции Гаусса со средним значением α и дисперсией δ^2

$$G(\alpha, \delta, x) = \exp(-0.5(x - \alpha)^2/\delta^2). \quad (5.5)$$

Для параметризации двухфотонного спектра масс от распада $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$ было проведено Монте-Карло моделирование рождения $f_2(1270)$ мезона и его распада по указанному каналу. Было сгенерировано по 7.5×10^6 распадов на бериллиевой и углеродной мишенях. Спектр отобранных двухфотонных событий на бериллиевой мишени представлен на Рис. 5.3 справа. Эмпирическая функция в терминах параметров c_i

$$f_{f_2}(m) = \sum_{i=0}^2 c_i m^i + c_3 G(c_4, c_5, m) + c_6 G(c_7, c_8, m) \cdot (1 + c_9 m), \quad (5.6)$$

использованная для фитирования спектров, показана на рисунке красной линией.

В спектрах двухфотонных масс на обеих мишенях был учтен также вклад от распада $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$. Для параметризации спектра от этого распада была выбрана функция Гаусса (5.5). Выбор такой простой функции обусловлен малым числом наблюдаемых в эксперименте распадов $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$, хотя реальная форма сигнала несколько и отличается от распределения Гаусса. На Рис. 5.5 слева приведен спектр масс двухфотонных событий, полученный с помощью Монте-Карло моделирования распада узкого резонанса с массой $958 \text{ МэВ}/c^2$ на 2 фотона на бериллиевой мишени [100]. Спектр профитирован функцией Гаусса (5.5), на рисунке она показана красной линией. Описание пика удовлетворительное, основная разница наблюдается слева от пика. Однако в силу небольшого числа наблюдаемых событий эта разница заведомо несущественна.

Наконец, для полноты картины на Рис. 5.5 справа представлена эффективность регистрации узкого резонанса, распадающегося на 2 фотона, в зависимости от его массы [100]. Эффективность получена с помощью Монте-Карло моделирования на бериллиевой мишени. Для углеродной мишени распределение выглядит аналогично.

Двухфотонные спектры масс, полученные в эксперименте на бериллиевой и углеродной мишенях, были профитированы суммой $f_{tot}(m)$ рассмотренных выше оптимально параметризованных МК-вкладов от распадов: $\eta \rightarrow 2\gamma$, $\eta \rightarrow 3\pi^0$, $\omega(782) \rightarrow \pi^0\gamma$, $f_2(1270) \rightarrow 2\pi^0$, $\eta'(958) \rightarrow 2\gamma$ со свободными (фитируемыми) параметрами нормировки, и гладкой функции $f_{NR}(m)$, дополнительно введенной для описания нерезонансного фона от различных неидентифицированных в эксперименте процессов:

$$f_{tot}(m) = p_0 f_\eta(m) + p_1 f_\omega(m) + p_2 f_{f_2}(m) + p_3 f_{\eta'(958)}(m) + f_{NR}(m), \quad (5.7)$$

где пятипараметрическая функция $f_{NR}(m)$ была подобранная эмпирически. Она имеет вид:

$$f_{NR}(m) = p_4 \exp(-p_5 m) + p_6 G(p_7, p_8, m), \quad (5.8)$$

а ее параметры включены в процедуру фитирования экспериментальных спек-

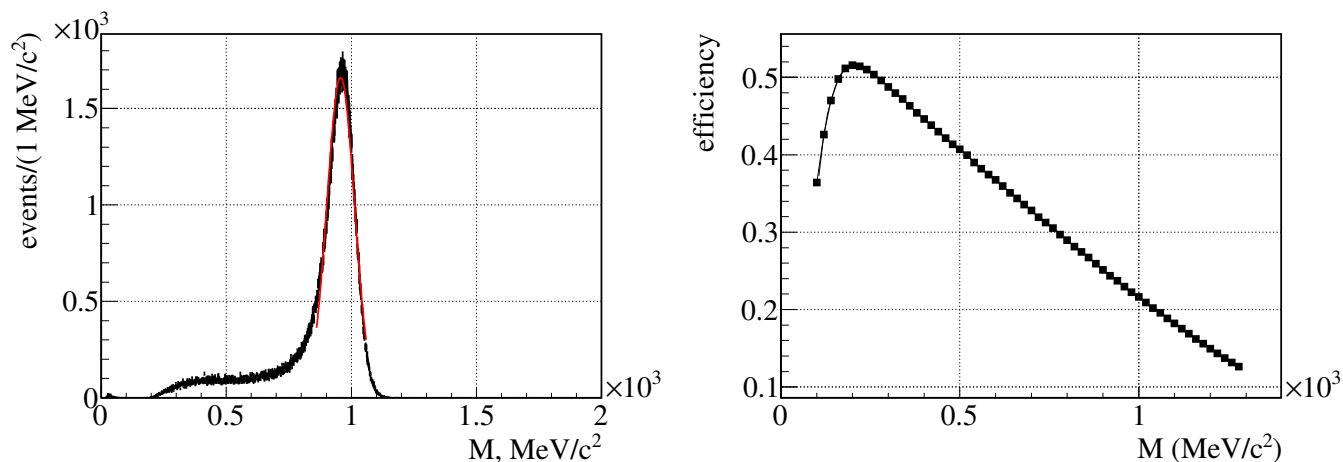


Рис. 5.5: Слева: спектр масс 2γ -событий, полученных с помощью Монте-Карло моделирования распада узкого резонанса с массой $958 \text{ МэВ}/c^2$ на 2 фотона. Красной линией изображена фитирующая функция Гаусса (5.5). Справа: Эффективность регистрации узкого резонанса, распадающегося на 2 фотона, в зависимости от его массы, полученная с помощью Монте-Карло моделирования. Рисунок взят из работы [100].

тров наряду с параметрами нормировки p_{0-3} в функции (5.7). Как ожидаемый результат, функция (5.7) должна хорошо описывать полученные экспериментальные 2γ -спектры на бериллиевой и углеродной мишенях.

Результаты фитирования спектров на бериллиевой и углеродной мишенях функцией (5.7) представлены на Рис. 5.6. Фитирующая функция на рисунках показана красной линией, здесь же линиями других цветов показаны вклады всех, рассмотренных выше процессов. Как видно из рисунков, качество фитирования экспериментальных 2γ -спектров высокое, оно характеризуется статистиками $\chi^2/ndf = 1332.24/1278$ и $\chi^2/ndf = 1327.14/1278$ на бериллиевой и углеродной мишенях, соответственно.

На Рис. 5.7 приведены разности экспериментальных спектров и фитирующих функций для бериллиевой и углеродной мишеней. Хорошо видно, что на гистограммах отсутствуют скольнибудь значимые локальные избытки событий. Откуда можно сделать вывод, что для описания экспериментальных 2γ -спектров на обеих мишенях вполне достаточно вкладов, рассмотренных

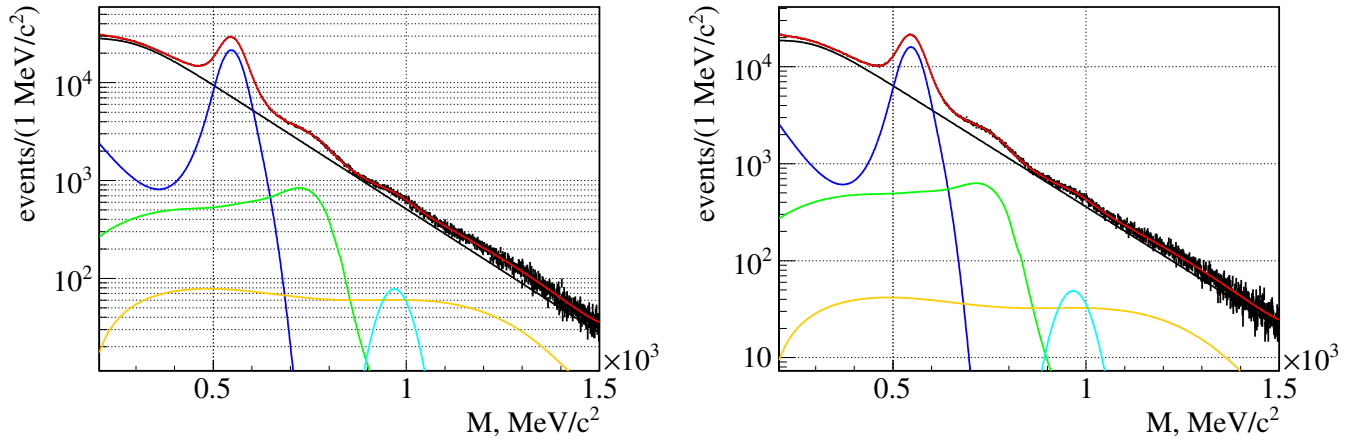


Рис. 5.6: Слева: спектр масс 2γ -событий на бериллиевой мишени. Справа: спектр масс 2γ -событий на углеродной мишени. Красной линией показана фитирующая функция (5.7). Черной линией показан вклад от нерезонансных событий (5.8). Синей линией показан вклад от нейтральных распадов η -мезона (5.1). Зеленым цветом показан вклад от распада $\omega(782)$ -мезона (5.2). Желтой линией показан вклад от распада $f_2(1270)$ -мезона (5.6). Бирюзовым цветом показан вклад от 2γ -распада $\eta'(958)$. Рисунок взят из работы [35].

выше процессов.

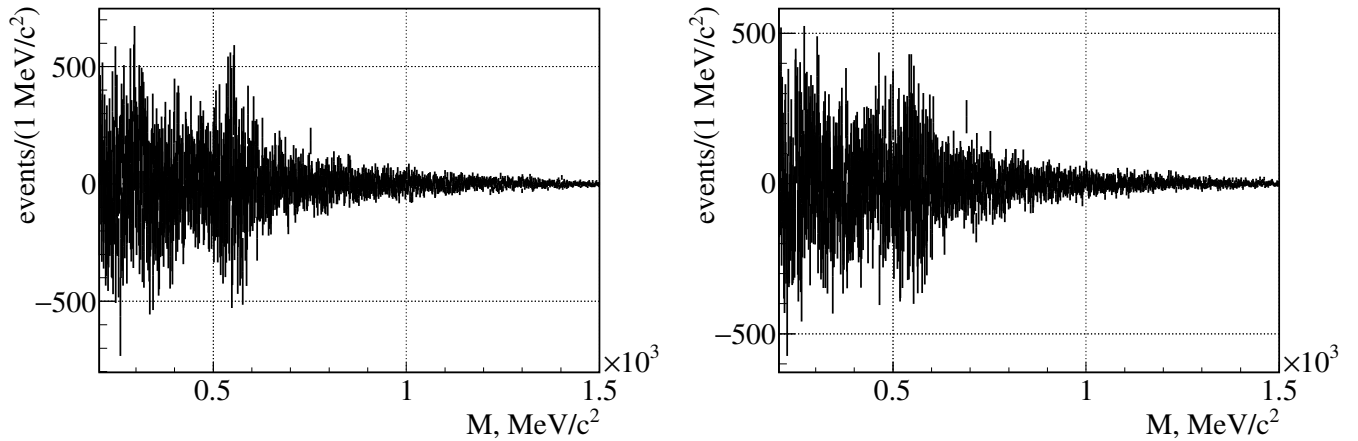


Рис. 5.7: Разность экспериментального двухфотонного спектра масс и фитирующей функции (5.7): слева — для бериллиевой мишени, справа — для углеродной мишени. Рисунок взят из работы [35].

5.3 Поиск неизвестного резонанса

Как видно из Рис. 5.7, какие-либо визуально определяемые пики в двухфотонном спектре масс на бериллиевой и углеродной мишенях отсутствуют. Для количественной оценки возможного вклада неизвестного состояния в рассматриваемые спектры к фитирующей функции (5.7) была добавлена функция Гаусса с нормировкой n_R , средним значением m_R и среднеквадратичным отклонением $\delta = \sqrt{\delta_R^2 + \delta_A^2}$, где δ_A характеризует аппаратное разрешение установки, а δ_R — среднеквадратичное отклонение, связанное с наличием собственной ширины состояния:

$$f_R(m) = f_{tot}(m) + n_R \exp(-0.5(m - m_R)^2 / (\delta_R^2 + \delta_A^2)). \quad (5.9)$$

Разрешение установки было оценено с помощью Монте-Карло моделирования распадов узкого двухфотонного резонанса с фиксированной массой. Для серии значений массы резонанса реконструированные двухфотонные спектры масс были профитированы функцией Гаусса, как это показано на Рис. 5.5. Полученные в результате среднеквадратичные отклонения от среднего значения для бериллиевой и углеродной мишеней в зависимости от массы узкого резонанса представлены на Рис. 5.8, где красными линиями показаны также результаты их фитирования линейными функциями. Из рисунка видно, что линейная функция хорошо описывает зависимость аппаратного среднеквадратичного отклонения от массы узкого резонанса независимо от мишени.

Для поиска возможных 2γ -резонансов была проведена серия фитирований экспериментальных 2γ -спектров масс функцией (5.9) с фиксированной массой m_R и среднеквадратичным отклонением δ_R . Для каждой точки (m_R, δ_R) в результате была определена величина сигнала n_R и его статистическая ошибка δ_{n_R} , которые были использованы для вычисления, так называемой, p -статистики, представляющей собой вероятность статистической флуктуации, воспроизводящей или превышающей данные, при условии верности нуль-гипотезы H_0 . Нуль-гипотеза H_0 состоит в отсутствии сигнала с параметрами (m_R, δ_R) , подробнее см., например, в обзоре [3]. p -статистика оценивается,

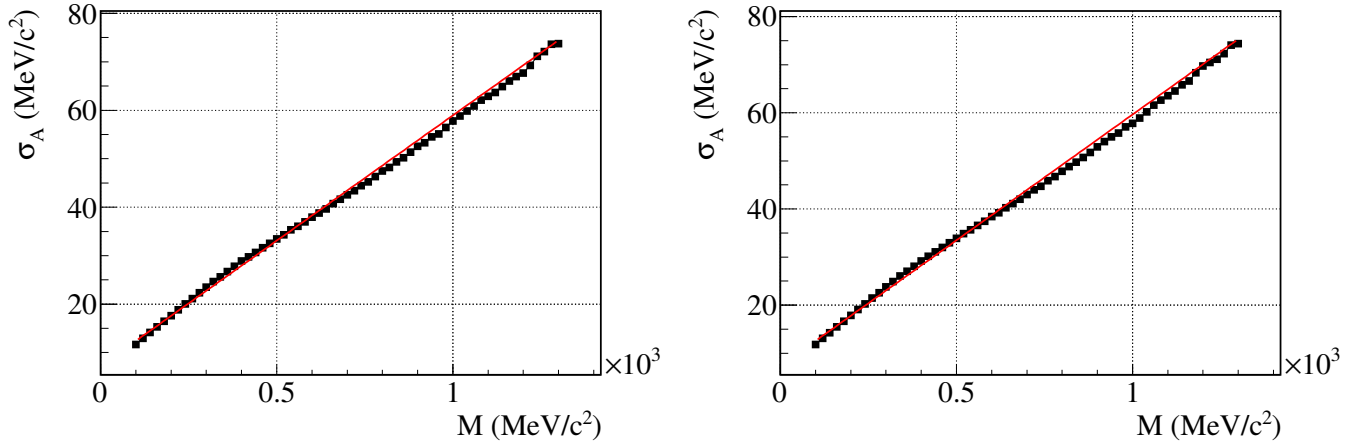


Рис. 5.8: Слева: аппаратурное среднеквадратичное отклонение функции Гаусса δ_A в зависимости от массы узкого резонанса на бериллиевой мишени, полученное в результате МК-моделирования. Справа: среднеквадратичное отклонение функции Гаусса δ_A в зависимости от массы узкого резонанса на углеродной мишени. Красной линией на каждом рисунке показан фит линейной функцией. Рисунок взят из работы [100].

исходя из полученной нормировки вклада резонанса $n_R \pm \delta_{n_R}$ в спектр масс, по формуле:

$$p = 1 - \int_{-\infty}^{n_R} f_G(0, \delta_{n_R}, x) dx, \quad (5.10)$$

где интеграл представляет собой кумулятивную функцию нормированного на 1 распределения Гаусса со средним 0 и среднеквадратичным отклонением δ_{n_R} . Полученные значения p -статистики в зависимости от параметров резонанса m_R и δ_R на бериллиевой и углеродной мишенях представлены на Рис. 5.9. Области локальных минимумов соответствуют значениям m_R и δ_R с наибольшей значимостью искомого сигнала (минимальной вероятности нулевой гипотезы). Так, значение $p = 1.59 \times 10^{-1}$ соответствует 1δ -значимости сигнала, $p = 2.28 \times 10^{-2}$ соответствует 2δ -значимости, а $p = 1.35 \times 10^{-3}$ соответствует 3δ -значимости. Из рисунка видно, что наблюдаются 3 локальных минимума, соответствующих массам возможных резонансов 300, 450 и 800 МэВ/ c^2 , для каждого из которых значение p -статистики превышает величину 10^{-2} , т.е. статистическая значимость резонансов заведомо не превышает 3 стандартных

отклонений.

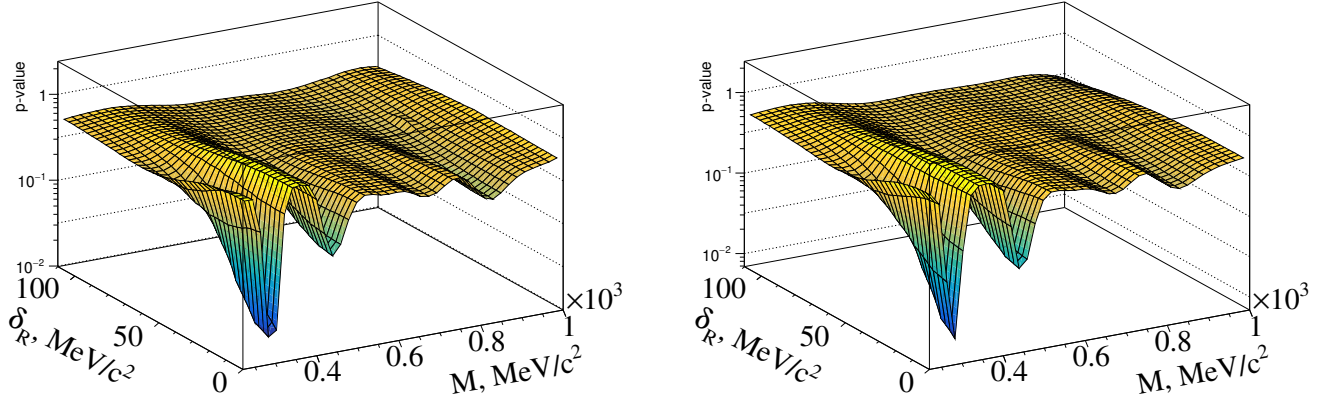


Рис. 5.9: Значения p -статистики в зависимости от массы резонанса m_R и его среднеквадратичного отклонения δ_R . Слева — на бериллиевой мишени, справа — на углеродной мишени. Рисунок взят из работы [35].

В окрестностях локальных минимумов было проведено фитирование двухфотонных спектров функцией (5.9) со свободными параметрами n_R , m_R и δ_R . В результате для каждого из минимумов были определены все перечисленные параметры, а также числа $N_{R \rightarrow 2\gamma}$ потенциально наблюдаемых в 2γ -спектрах резонансов R согласно формуле

$$N_{R \rightarrow 2\gamma} = n_R (2\pi)^{1/2} (\delta_R^2 + \delta_A^2)^{1/2}. \quad (5.11)$$

При этом следует отметить, что полученные значения параметров δ_R в пределах статистических погрешностей близки к нулю, причем с достаточно хорошей точностью. Это проявляется, в частности, и в наблюдаемой чисто аппаратной ширине указанных пиков. Отнормировав далее эти числа резонансов (5.11) на числа $n_{\eta \rightarrow 2\gamma}$ наблюдаемых в этих же спектрах масс η -мезонов с поправкой на эффективности их регистрации, получаем оценку отношения сечений образования искомых резонансов R к сечению образования η -мезона в их двухфотонных модах распада:

$$\rho(R \rightarrow 2\gamma / \eta \rightarrow 2\gamma) = \frac{\sigma(R) \cdot BR(R \rightarrow 2\gamma)}{\sigma(\eta) \cdot BR(\eta \rightarrow 2\gamma)} = \frac{N_{R \rightarrow 2\gamma} / \varepsilon(m_{R \rightarrow 2\gamma})}{n_{\eta \rightarrow 2\gamma} / \varepsilon(m_{\eta \rightarrow 2\gamma})} \quad (5.12)$$

где $\varepsilon(m_{R \rightarrow 2\gamma})$ - эффективность регистрации резонанса R , а $\varepsilon(m_{\eta \rightarrow 2\gamma})$ - эффективность регистрации η мезона в их двухфотонных модах распада, см. Рис.5.5 справа. Полученные в результате значения параметров резонансов, а также их сечений по отношению к сечению образования η мезона с последующим двухфотонным распадом, приведены в Табл. 5.1 для данных на бериллиевой мишени и в Табл.5.2 – на углеродной мишени [35].

Таблица 5.1: Результаты поиска неизвестных резонансов в двухфотонном спектре масс на бериллиевой мишени [35], обозначения см. в основном тексте.

Резонанс	Масса m_R , МэВ/ c^2	Число соб. $N_{R \rightarrow 2\gamma}$	$\rho(R \rightarrow 2\gamma/\eta \rightarrow 2\gamma)$, 95% CL
R(290)	297 ± 7	3629 ± 1450	$< 3.1 \times 10^{-3}$
R(450)	447 ± 30	1523 ± 1294	$< 2.1 \times 10^{-3}$
R(830)	830 ± 44	343 ± 537	$< 1.1 \times 10^{-3}$

Таблица 5.2: Результаты поиска неизвестных резонансов в двухфотонном спектре масс на углеродной мишени [35], обозначения см. в основном тексте.

Резонанс	Масса m_R , МэВ/ c^2	Число соб. $N_{R \rightarrow 2\gamma}$	$\rho(R \rightarrow 2\gamma/\eta \rightarrow 2\gamma)$, 95% CL
R(290)	285 ± 8	2746 ± 1206	$< 3.2 \times 10^{-3}$
R(450)	450 ± 36	1639 ± 1074	$< 2.7 \times 10^{-3}$
R(830)	835 ± 41	219 ± 441	$< 1.1 \times 10^{-3}$

Как видно из обеих таблиц, ни в одной из потенциально интересных областей масс двухфотонных систем в интервале от 200 до 1000 МэВ/ c^2 измеренный уровень экстра-резонансных состояний, образующихся в π^+A взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с, не превышает величины в 2.5 стандартных отклонения от физического фона, обусловленного хорошо известными процессами. На статистике событий, включающей 2.2 млн реконструированных

событий двухфотонных распадов η мезона на бериллиевой мишени и 1.6 млн событий на углеродной мишени, получено ограничение сверху на отношение сечений образования экстра резонансов к сечению образования η -мезона в их двухфотонных модах распада [35]

$$\rho(R_{\rightarrow 2\gamma}/\eta_{\rightarrow 2\gamma}) < 3.2 \times 10^{-3}, \quad 95\% \text{ CL}$$

для каждой из указанных мишеней.

5.4 Результаты поиска

Исследованный спектр масс пар фотонов, образующихся в π^+A взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с, не содержит указаний на существование в нем *ABC*-подобных структур, являющихся следствием нетривиальной динамики взаимодействия частиц в поле ядра, в области масс 200 – 1000 МэВ/ c^2 . Получено ограничение сверху на отношение сечений образования экстра-структур (резонансов) к сечению образования η -мезона с последующими их двухфотонными распадами на уровне 3.2×10^{-3} (95% CL) для бериллиевой и углеродной мишеней [35]. Данный факт исключает любые механизмы, допускающие образование таких структур в π^+A взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с, на указанном уровне ограничения сверху.

Заключение

В данной диссертации представлены результаты исследований нейтральных состояний, образующихся в мезон-ядерных взаимодействиях на ядрах Be, C, Al, Cu, Sn, Pb при импульсе налетающей частицы 7 ГэВ/с в эксперименте Гиперон-М на ускорителе У-70.

Одной из основных целей исследования был поиск модификации свойств хорошо известных мезонов в холодной ядерной материи. Для этого были проведены высокоточные измерения масс и ширин $f_2(1270)$ -мезонов, образующихся в эксперименте Гиперон-М на различных ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) по данным, набранным в сеансах работы ускорителя в 2008-2009 гг. Результаты, полученные на отдельных мишенях, показывают отсутствие зависимости исследуемых параметров $f_2(1270)$ -мезона от атомного веса ядра в пределах ошибок измерений. При этом достигнутая точность по сумме всех измерений оказалась выше мировых данных и позволила их уточнить. На настоящее время это наиболее точное измерение указанных параметров.

Также были проведены высокоточные измерения масс и ширин $\omega(782)$ -мезонов, образующихся в эксперименте Гиперон-М на различных ядерных мишенях (Be, C, Al, Cu, Sn, Pb) по данным, набранным в сеансах работы ускорителя У-70 в 2008-2018 гг. Результаты, полученные на отдельных мишенях, показывают отсутствие зависимости исследуемых параметров от атомного веса ядра в пределах ошибок измерений. При этом достигнутая точность по сумме всех измерений оказалась сравнимой с точностью мировых данных.

Основным выводом проведенных исследований $f_2(1270)$ - и $\omega(782)$ -мезонов является отсутствие статистически значимой модификации их масс и ширин

при рождении в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с в эксперименте Гиперон-М. Теоретические модели, предсказывающие модификацию масс и ширин указанных мезонов в холодной ядерной материи, в этой связи должны быть при необходимости уточнены. Для дальнейших исследований в данной области необходимо проводить (планировать) эксперименты, в которых уровень точности с учетом систематических ошибок измерений должен быть существенно повышен.

Другой целью настоящего исследования был поиск ранее неизвестных или экзотических состояний, которые могут возникать в сильных полях вблизи атомных ядер. Поиск таких состояний был проведен в спектре масс двухфотонных событий в π^+A -взаимодействиях на ядрах бериллия и углерода по данным эксперимента Гиперон-М, набранных в сеансах 2008-2018 гг. В результате проведенных исследований искомых состояний не обнаружено. Установлен верхний предел на сечение рождения таких состояний 3.2×10^{-3} (уровень достоверности 95%) по отношению к наблюдаемому сечению рождения η -мезона, включая сечение рождения экзотического состояния $R360$, обнаруженного на Нуклотроне ОИЯИ в Дубне, что, безусловно, только повышает интерес к этому экзотическому состоянию. Эксперименты в этом направлении должны быть продолжены.

Благодарности

Автор выражает огромную благодарность и глубокую признательность своему научному руководителю Садовскому Сергею Анатольевичу за его руководство, поддержку и многочисленные плодотворные обсуждения по широкому кругу актуальных вопросов как по теме диссертации, так и далеко за ее пределами.

Автор благодарен Харлову Юрию Витальевичу за его неоценимый вклад в виде консультаций и развернутых обучающих курсов на тему программирования и вычислительной техники, за критические обсуждения методов анализа и полученных результатов, а также за поднятие морального духа на всех этапах выполнения данной работы.

Автор признателен коллективу эксперимента Гиперон-М, и в частности Шангараеву Артему Анваровичу, Изучееву Владимиру Ивановичу, Михалину Николаю Евгеньевичу и Полищук Борису Владимировичу за плодотворную совместную работу и преодоление всех трудностей, возникавших при эксплуатации экспериментальной установки.

Автор считает необходимым поблагодарить Рогалева Романа Николаевича за ценные обсуждения касательно динамического нарушения киральной симметрии, кирального конденсата и вырождения масс киральных мультиплетов.

Данная работа не была бы возможна без всецелой и безграничной поддержки и одобрения со стороны членов семьи автора: супруги Новиковой Ольги Сергеевны, мамы Голевой Александры Сергеевны и сестры Евдокимовой Евгении Владимировны. Они безусловно причастны к выполнению данных исследований, особенно в части их стимулирования.

Литература

- [1] Gross D. J., Wilczek F. Asymptotically Free Gauge Theories - I // Phys. Rev. D. — 1973. — Vol. 8. — 3633–3652.
- [2] Окунь Л. Б. Лептоны и кварки. — М. : Наука, 1981.
- [3] Workman R. L., Burkert V.D., Crede V. et al. Review of Particle Physics // PTEP. — 2022. — Vol. 2022. — 083C01.
- [4] Nambu Y., Jona-Lasinio G. Dynamical Model of Elementary Particles Based on an Analogy with Superconductivity. 1. // Phys. Rev. — 1961. — Vol. 122. — 345–358.
- [5] Nambu Y., Jona-Lasinio G. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. II. // Phys. Rev. — 1961. — Vol. 124. — 246–254.
- [6] Lee S. H. Chiral Symmetry Breaking and the Masses of Hadrons: A Review // Symmetry. — 2023. — Vol. 15, no. 4. — 799.
- [7] Brown G. E., Rho Mannque. Chiral restoration in hot and/or dense matter // Phys. Rept. — 1996. — Vol. 269. — 333–380.
- [8] Weise W. Nuclear aspects of chiral symmetry // Nucl. Phys. A. — 1993. — Vol. 553. — 59C–72C.
- [9] Nagahiro H., Takizawa M., Hirenzaki S. eta- and eta-prime-mesic nuclei and U(A)(1) anomaly at finite density // Phys. Rev. C. — 2006. — Vol. 74. — 045203.

- [10] Klingl F., Kaiser Norbert, Weise W. Current correlation functions, QCD sum rules and vector mesons in baryonic matter // Nucl. Phys. A. — 1997. — Vol. 624. — 527–563.
- [11] Eichstaedt F., Leupold S., Mosel U., Muehlich P. Hadrons in medium: Theory confronts experiment // Prog. Theor. Phys. Suppl. — 2007. — Vol. 168. — 495–502.
- [12] Muehlich P., Shklyar V., Leupold S. et al. The Spectral function of the omega meson in nuclear matter from a coupled-channel resonance model // Nucl. Phys. A. — 2006. — Vol. 780. — 187–205.
- [13] Post M., Leupold S., Mosel U. Hadronic spectral functions in nuclear matter // Nucl. Phys. A. — 2004. — Vol. 741. — 81–148.
- [14] Brown G. E., Rho M. Scaling effective Lagrangians in a dense medium // Phys. Rev. Lett. — 1991. — Vol. 66. — 2720–2723.
- [15] Hatsuda T., Lee S. H. QCD sum rules for vector mesons in the nuclear medium // Phys. Rev. C. — 1992. — Vol. 46, no. 1. — R34.
- [16] Suenaga D., Lakaschus P. Comprehensive study of mass modifications of light mesons in nuclear matter in the three-flavor extended linear σ model // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 101, no. 3. — 035209.
- [17] Trnka D., Anton G., Bacelar J.C.S. et al. First observation of in-medium modifications of the omega meson // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 94. — 192303.
- [18] Nanova M., Metag V., Anton G. et al. In-medium omega mass from the $\gamma + \text{Nb} \rightarrow \pi^0 \gamma + X$ reaction // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 82. — 035209.
- [19] Metag V., Nanova M., Brinkmann K.-Th. In-medium properties of mesons // EPJ Web Conf. — 2017. — Vol. 134. — 03003.

- [20] Naruki M., Funahashi H., Fukao Y. et al. Experimental signature of the medium modification for rho and omega mesons in 12-GeV p + A reactions // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Vol. 96. — 092301.
- [21] Wood M. H., Nasseripour R., Weygand D. P. et al. Light Vector Mesons in the Nuclear Medium // Phys. Rev. C. — 2008. — Vol. 78. — 015201.
- [22] Ozawa K., Aoki K., Arimizu D. et al. Towards the Measurement of the Mass Modifications of Vector Mesons in a Finite Density Matter // Acta Phys. Polon. A. — 2022. — Vol. 142, no. 3. — 399–404.
- [23] Parganlija D. Glueballs and vector mesons at NICA // Eur. Phys. J. A. — 2016. — Vol. 52, no. 8. — 229.
- [24] Feng J. L., Tait T. M. P., Verhaaren Ch. B. Dynamical Evidence For a Fifth Force Explanation of the ATOMKI Nuclear Anomalies // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 102, no. 3. — 036016.
- [25] Krasznahorkay A. J., Krasznahorkay A., Begala M. et al. New anomaly observed in C12 supports the existence and the vector character of the hypothetical X17 boson // Phys. Rev. C. — 2022. — Vol. 106, no. 6. — L061601.
- [26] van Beveren E., Rupp G. First indications of the existence of a 38 MeV light scalar boson // arXiv preprint. — 2011. — hep-ph/1102.1863.
- [27] van Beveren E., Rupp G. Material evidence of a 38 MeV boson // arXiv preprint. — 2012. — hep-ph/1202.1739.
- [28] Abraamyan Kh., Austin C., Baznat M. et al. Check of the structure in photon pairs spectra at the invariant mass of about 38 MeV/c² // EPJ Web Conf. — 2019. — Vol. 204. — 08004.
- [29] Abraamyan Kh. U., Anisimov A. B., Baznat M. I. et al. Diphoton and dipion

- productions at the Nuclotron/NICA // Eur. Phys. J. A. — 2016. — Vol. 52, no. 8. — 259.
- [30] Wong Ch.-Y. QED Mesons, the QED Neutron, and the Dark Matter // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — 13016.
- [31] Wong Ch.-Y. On the question of quark confinement in the Abelian U(1) QED gauge interaction // Front. Phys. (Beijing). — 2023. — Vol. 18, no. 6. — 64401.
- [32] Patrignani C., Agashe K., Aielli G. et al. Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. — 2016. — Vol. 40, no. 10. — 100001.
- [33] Боголюбский М.Ю., Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Паталаха Д.И., Полищук Б.В., Садовский С.А., Соловьев А.С., Столповский М.В., Харлов Ю.В., Кузьмин Н.А., Обудовский В.П., Петухов Ю.П., Сычков С.Я. Измерение масс нейтральных мезонов в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с в эксперименте Гиперон-М // Ядерн. физ. — 2013. — Т. 76, № 11. — С. 1–15.
- [34] Евдокимов С.В., Изучеев, В.И., Кондратюк Е.С., Полищук Б.В., Садовский С.А., Харлов Ю.В., Шангараев А.А. Поиск модификации свойств ω -мезона в холодной ядерной материи в эксперименте Гиперон-М // Письма ЖЭТФ. — 2021. — Т. 113, № 5. — С. 291–298.
- [35] Горин А.М., Евдокимов С.В., Зайцев А.А., Изучеев В.И., Романишин К.А., Рыкалин В.И., Садовский, С.А. Харлов, Ю.В., Шангараев А.А. Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в π^+A -взаимодействиях, в эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70 // Письма ЖЭТФ. — 2023. — Т. 118, № 9. — С. 629–636.
- [36] Hayano R. S., Hatsuda T. Hadron properties in the nuclear medium // Rev. Mod. Phys. — 2010. — Vol. 82. — 2949.

- [37] Van Kolck U., Abu-Raddad L. J., Cardamone D. M. Introduction to effective field theories in QCD // AIP Conf. Proc. — 2002. — Vol. 631, no. 1. — 191.
- [38] Makeenko Yu. M. MONTE CARLO METHOD IN LATTICE GAUGE THEORY // Sov. Phys. Usp. — 1984. — Vol. 27. — 401.
- [39] Durr S., Fodor Z., Frison J. et al. Ab-Initio Determination of Light Hadron Masses // Science. — 2008. — Vol. 322. — 1224–1227.
- [40] Wilson K. G. Confinement of Quarks // Phys. Rev. D. — 1974. — Vol. 10. — 2445–2459.
- [41] Hatsuda T., Kunihiro T. QCD phenomenology based on a chiral effective Lagrangian // Physics Reports. — 1994. — Vol. 247, no. 5. — 221–367.
- [42] Beekman A. J., Rademaker L., van Wezel J. An Introduction to Spontaneous Symmetry Breaking // SciPost Phys. Lect. Notes. — 2019. — Vol. 11. — 1.
- [43] Gell-Mann M., Oakes R. J., Renner B. Behavior of current divergences under $SU(3) \times SU(3)$ // Phys. Rev. — 1968. — Vol. 175. — 2195–2199.
- [44] Fukaya H., Aoki S., Chiu T. W. et al. Determination of the chiral condensate from QCD Dirac spectrum on the lattice // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 83. — 074501.
- [45] Letessier J., Rafelski J. Hadrons and Quark–Gluon Plasma. — Oxford University Press, 2002.
- [46] Fukushima Kenji, Hatsuda Tetsuo. The phase diagram of dense QCD // Rept. Prog. Phys. — 2011. — Vol. 74. — 014001.
- [47] Alford M. G., Rajagopal K., Wilczek F. Color flavor locking and chiral symmetry breaking in high density QCD // Nucl. Phys. B. — 1999. — Vol. 537. — 443–458.

- [48] Meissner U. G., Oller J. A., Wirzba A. In-medium chiral perturbation theory beyond the mean field approximation // *Annals Phys.* — 2002. — Vol. 297. — 27–66.
- [49] Thorsson V., Wirzba A. S wave meson nucleon interactions and the meson mass in nuclear matter from chiral effective lagrangians // *Nucl. Phys. A.* — 1995. — Vol. 589. — 633–648.
- [50] Kaiser N., Weise W. Systematic calculation of S wave pion and kaon selfenergies in asymmetric nuclear matter // *Phys. Lett. B.* — 2001. — Vol. 512. — 283–289.
- [51] Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I. QCD and Resonance Physics: Applications // *Nucl. Phys. B.* — 1979. — Vol. 147. — 448–518.
- [52] Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I. QCD and Resonance Physics. Theoretical Foundations // *Nucl. Phys. B.* — 1979. — Vol. 147. — 385–447.
- [53] Amsler C., Doser M., Antonelli M. et al. Review of Particle Physics // *Phys. Lett. B.* — 2008. — Vol. 667. — 1–1340.
- [54] Harada M., Sasaki Ch. Dropping rho and A(1) meson masses at chiral phase transition in the generalized hidden local symmetry // *Phys. Rev. D.* — 2006. — Vol. 73. — 036001.
- [55] Weinberg S. Precise relations between the spectra of vector and axial vector mesons // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Vol. 18. — 507–509.
- [56] Gallas S., Giacosa F., Rischke D. H. Vacuum phenomenology of the chiral partner of the nucleon in a linear sigma model with vector mesons // *Phys. Rev. D.* — 2010. — Vol. 82. — 014004.
- [57] Parganlija D., Kovacs P., Wolf G. et al. Meson vacuum phenomenology in a three-flavor linear sigma model with (axial-)vector mesons // *Phys. Rev. D.* — 2013. — Vol. 87, no. 1. — 014011.

- [58] Aliev T. M., Shifman M. A. Old Tensor Mesons in QCD Sum Rules // Phys. Lett. B. — 1982. — Vol. 112. — 401–405.
- [59] Azizi K., Türkan A., Veli Veliev E., Sundu H. Thermal properties of light tensor mesons via QCD sum rules // Adv. High Energy Phys. — 2015. — Vol. 2015. — 794243.
- [60] Buss O., Gaitanos T., Gallmeister K. et al. Transport-theoretical Description of Nuclear Reactions // Phys. Rept. — 2012. — Vol. 512. — 1–124.
- [61] Weil J., Mosel U., Metag V. Investigating in-medium properties of the ω meson via the $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ decay // Phys. Lett. B. — 2013. — Vol. 723. — 120–125.
- [62] Agakichiev G., Baur R., Braun-Munzinger P. et al. Low mass $e^+ e^-$ pair production in 158/A-GeV Pb - Au collisions at the CERN SPS, its dependence on multiplicity and transverse momentum // Phys. Lett. B. — 1998. — Vol. 422. — 405–412.
- [63] Agakishiev G., Balanda A., Belver D. et al. First measurement of proton-induced low-momentum dielectron radiation off cold nuclear matter // Phys. Lett. B. — 2012. — Vol. 715. — 304–309.
- [64] Асеев А.А., Боголюбский М.Ю., Викторов В.А. и др. Предложение эксперимента по изучению мезон-ядерных взаимодействий и поиску редких распадов мезонов на установке ГИПЕРОН-М // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 2002. — 2002-3.
- [65] Малиновский Е. И. Черенковские спектрометры полного поглощения // Усп. физ. наук. — 2015. — Т. 185, № 5. — С. 549–552.
- [66] Блик А.М., Колосов В.Н., Кутьин В.М. и др. Тесты 624-канального ЭМ-калориметра по регистрации продуктов реакций перезарядки π^+ - и K^+ -мезонов при энергии 10 ГэВ // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 1994. — 94-136.

- [67] Batusov V. Yu., Budagov J. A., Chirikov-Zorin I. E. et al. Study of K meson decays with the HYPERON-2 spectrometer: Proposal of the experiment // JINR preprint, Dubna. — 1998. — E1-98-193.
- [68] Боголюбский М.Ю., Викторов В.А., Онучин В.А. и др. Система сбора данных эксперимента Гиперон-М на основе электроники МИСС и контроллера с внутренней аппаратной буферизацией // ПТЭ. — 2006. — № 1. — С. 67–75.
- [69] Боголюбский М.Ю., Викторов В.А., Онучин В.А. и др. Многомашинный комплекс сбора данных эксперимента Гиперон-М на основе электроники в стандартах МИСС и СУММА // ПТЭ. — 2007. — № 5. — С. 93–101.
- [70] Бушнин Ю.Б., Ваньев В.С., Гончаров П.И. и др. Быстродействующая система регистрирующей и триггерной электроники для экспериментальных исследований в ИФВЭ // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 1988. — 88-47.
- [71] Сенько В.А., Солдатов М.М., Якимчук В.И. Аппаратура для создания систем сбора данных экспериментальных установок ИФВЭ с буферизацией информации, принимаемой за цикл ускорителя // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 2012. — 2012-20.
- [72] Макаров Г.П., Медведев А.А., Петров В.С. и др. Пересчетные модули для экспериментальных установок ИФВЭ // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 2003. — 2003-11.
- [73] Петров В.С., Якимчук В.И. Аппаратура для подключения электронных систем МИСС, КАМАК и СУММА к персональному компьютеру // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 2011. — 2011-21.
- [74] Сенько В.А., Солдатов М.М., Якимчук В.И. 96-канальный модуль МИСС преобразования «заряд-цифра» для калориметров физики высоких энергий // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 2012. — 2012-19.

- [75] Батусов В.Ю., Велев Г.В., Либа И.П. и др. Обработка экспериментальных данных по исследованию распадов K -мезонов на спектрометре ГИПЕРОН-2 // Сообщения ОИЯИ, Дубна. — 1995. — P1-95-459.
- [76] Батусов В.Ю., Русакович Н.Л. Восстановление координат входа γ -квантов в ливневый годоскопический калориметр с ячейками разного размера // ПТЭ. — 1996. — Т. 39. — С. 35–37.
- [77] Bitsadze G.S., Budagov Yu.A., Glagolev V.V. et al. Reconstruction of the coordinate and energy of the electromagnetic shower in the lead-glass hodoscope calorimeter at different entrance angles of 5 GeV positrons // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1992. — Vol. 311, no. 3. — 472–478.
- [78] Akimenko S. A., Bannikov A. V., Belousov V. I. et al. Calibration of an avalanche hodoscope detector through decays of π^0 and eta mesons into two gamma quanta // Instrum. Exp. Tech. — 1984. — Vol. 27. — 63–68.
- [79] Blik A. M., Liba I. P. Calibration of a calorimeter using mass spectra // Instrum. Exp. Tech. — 1995. — Vol. 38. — 308–313.
- [80] Боголюбский М.Ю., Паталаха Д.И., Полищук Б.В. и др. Коррекция нелинейности энергетической шкалы электромагнитного калориметра по двухфотонным распадам π^0 -мезона // ПТЭ. — 2011. — № 5. — С. 88–92.
- [81] Боголюбский М.Ю., Евдокимов С.В., Изучеев В.И. и др. Измерение масс нейтральных мезонов в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/с в эксперименте Гиперон-М // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 2011. — 2011-30.
- [82] Brun R., Bruyant F., Carminati F. et al. GEANT Detector Description and Simulation Tool // CERN Program Library. — 1994. — 10.

- [83] Alde D., Binon F.G., Boutemour M. et al. Study of the $\pi^0 \pi^0$ system with the GAMS-4000 spectrometer at 100-GeV/c // Eur. Phys. J. A. — 1998. — Vol. 3. — 361–371.
- [84] Blatt J. M., Weisskopf V. F. Theoretical nuclear physics. — New York : Springer, 1952. — 359.
- [85] Nakamura K., Hagiwara K., Hikasa K. et al. Review of particle physics // J. Phys. G. — 2010. — Vol. 37. — 075021.
- [86] Евдокимов С.В., Изучеев В.И., Кондратюк Е.С. и др. Поиск модификации свойств ω -мезона в холодной ядерной материи в эксперименте Гиперон-М // Препринт ИФВЭ, Протвино. — 2020. — 2020-8.
- [87] Tanabashi M., Hagiwara K., Hikasa K. et al. Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98, no. 3. — 030001.
- [88] Kotliar V., Gusev V., Kukhtenkov V. IHEP Tier-2 Computing Center: Status and Operation // 9th International Conference on Distributed Computing and Grid Technologies in Science and Education. — 2021. — 266–269.
- [89] Аникеев В.Б., Жигунов В.П. Использование методов регуляризации для модельно- и детекторно-независимого оценивания распределений (проблема анфолдинга, ансмиринга, деконволюции) // ЭЧАЯ. — 1993. — Т. 24, № 4. — С. 989–1055.
- [90] Хофстадтер Р. Рассеяние электронов и структура ядер // Усп. физ. наук. — 1957. — Vol. 63, no. 12. — 693–759.
- [91] Abashian A., Booth N. E., Crowe K. M. A possible anomaly in meson production in p+d collisions // 10th International Conference on High Energy Physics. — 1960. — 55–57.
- [92] Booth N. E., Abashian A., Crowe K. M. Anomaly in Meson Production in p+d Collisions // Phys. Rev. Lett. — 1961. — Vol. 7. — 35–39.

- [93] Homer R.J., Khan Q.H., McFarlane W.K. et al. Evidence for an anomaly in two pion production // *Physics Letters*. — 1964. — Vol. 9, no. 1. — 72–75.
- [94] Hall J. H., Murray T. A., Riddiford L. Evidence for a low-energy S wave pi pi interaction and a possible doubly charged dibaryon enhancement // *Nucl. Phys. B*. — 1969. — Vol. 12. — 573–585.
- [95] Banaigs J., Berger J., Goldzahl L. et al. ABC and DEF effects in the reaction $d p \rightarrow \text{he-3}(\text{mm})0$ - position, width, isospin, angular and energy distributions // *Nucl. Phys. B*. — 1973. — Vol. 67. — 1–36.
- [96] Bar-Nir I., Burkhardt E., Filthuth H. et al. Analysis of the reaction $n p \rightarrow d \pi^+ \pi^-$ below 3.5 gev/c // *Nucl. Phys. B*. — 1973. — Vol. 54. — 17–28.
- [97] Cho S., Hyodo T., Jido D. et al. Exotic hadrons from heavy ion collisions // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2017. — Vol. 95. — 279–322.
- [98] Adlarson P., Augustyniak W., Bardan W. et al. Isospin Decomposition of the Basic Double-Pionic Fusion in the Region of the ABC Effect // *Phys. Lett. B*. — 2013. — Vol. 721. — 229–236.
- [99] Codino A., Plouin F. Production of light mesons and multi - pion systems in light nuclei interactions // *LNS report*. — 1994. — LNS-PH-94-06.
- [100] Горин А.М., Евдокимов С.В., Зайцев А.А. и др. Поиск резонансов в спектре масс двухфотонных событий, образующихся в π^+A -взаимодействиях, в эксперименте Гиперон-М на ускорительном комплексе У-70 // *Препринт ИФВЭ, Протвино*. — 2023. — 2023-9.