Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 5, с. 291 – 298 © 2021 г. 10 марта

Поиск модификации свойств ω-мезона в холодной ядерной материи в эксперименте Гиперон-М

С. В. Евдокимов[1)], *В. И. Изучеев, Е. С. Кондратюк, Б. В. Полищук, С. А. Садовский, Ю. В. Харлов, А. А. Шангараев*

НИЦ "Курчатовский институт" – ИФВЭ, 142281 Протвино, Россия

Поступила в редакцию 31 декабря 2020 г.
После переработки 25 января 2021 г.
Принята к публикации 25 января 2021 г.

Модификация спектральной функции векторных мезонов в ядерной среде предсказывается во многих теоретических моделях. Однако, существующие экспериментальные результаты, направленные на проверку этих моделей, весьма противоречивы. В эксперименте Гиперон-М проведен поиск возможных эффектов модификации массы и ширины ω-мезонов, образующихся во взаимодействии положительно-заряженных мезонов с импульсом 7 ГэВ/c с ядерными мишенями C, Be, Al, Cu, Sn и Pb. Измеренные значения массы и ширины ω-мезонов, рожденных на указанных ядрах, согласуются друг с другом с высокой точностью, не подтверждая таким образом теоретические модели, в которых предсказываются изменения массы и/или ширины ω-мезона в ядерной среде.

DOI: 10.31857/S1234567821050013

Введение. Динамическое нарушение киральной симметрии в вакууме приводит к ненулевым эффективным массам кварков, называемым конституентными массами. В ядерной среде с ненулевой температурой или ненулевой плотностью нарушенная киральная симметрия может частично или полностью восстанавливаться, что отражается в изменении спектральной функции адронов в ядерной среде по сравнению с вакуумом.

Ряд теоретических моделей полагает, что заметное изменение кваркового конденсата [1] ожидается не только при высокой температуре, но и в ядерной среде при нормальной плотности. Согласно модели, основанной на правилах суммирования КХД [2], массы векторных мезонов ρ и ω могут быть меньше на сотню МэВ/c^2 в ядре по сравнению с массами этих мезонов в вакууме. Ряд более новых теоретических работ, выполненных в последние десятилетия, указывает на то, что масса ω-мезона в ядерной среде отличается от массы свободного ω-мезона лишь незначительно, но его спектральная функция может существенно уширяться (до 60 МэВ/c^2) за счет резонансного взаимодействия ωN [3]. В модели взаимодействия ω-мезонов с нуклонами [4] также предсказывается увеличение ширины ω на 120 ± 10 МэВ/c^2. Недавние вычисления масс легких скалярных и векторных мезонов в рамках линейной сигма-модели с тремя ароматами и модели четных дублетов с двумя ароматами [5] указывают на возможную зависимость массы ω- и ρ-мезонов от плотности ядерной среды, причем вариации массы зависят от выбора величины киральной инвариантной массы, которая может быть подогнана под экспериментальные данные.

Интерес к данной тематике не ограничивается только лишь теоретическими работами. Ряд исследований посвящен поиску модификаций свойств адронов в ядерной материи. В эксперименте E325 на KEK PS [6], изучающем распады векторных мезонов ρ, ω, ϕ на e^+e^- в столкновениях протонов с импульсом 12 ГэВ/c с ядрами C и Cu, было обнаружено превышение спектров дилептонов слева от массовых пиков, соответствующих векторным мезонам, что интерпретировалось как уменьшение массы мезонов в ядерной среде в соответствии с моделью [2]. В детекторе Crystal Barrel/TAPS на комплексе меченных фотонов ELSA, где изучалось фоторождение ω-мезонов на ядрах от C до Pb [7], было обнаружено значительное увеличение ширины ω до 130–150 МэВ/c^2. В 2005 году этой же коллаборацией было сообщено [8] о наблюдении уменьшения массы ω на 14 % на ядрах Nb, однако повторный анализ данных не подтвердил этот эффект [9]. Поиск эффектов модификации легких векторных мезонов осуществлялся и коллаборацией CLAS [10]. Эти результаты указывают на наличие незначительного уменьшения массы ρ-мезона в ядрах. Экспериментальное изучение возможного изменения кирального конденсата проводилось и в условиях горячей материи в столкно-

[1)]e-mail: Sergey.Evdokimov@ihep.ru

вениях ультрарелятивистских тяжелых ионов. Эксперимент CERES/NA45 [11] обнаружил значительное превышение спектра масс e^+e^--пар в области $0.3-0.7$ ГэВ/c^2 в Pb-Au столкновениях при энергии 158 ГэВ, которое может быть связано с уменьшением масс ρ- и ω-мезонов в ядерной среде. Более детальный обзор экспериментальных результатов приведен в работах [12, 13].

Целью данной работы является измерение массы и ширины ω-мезонов, образующихся в мезон-ядерных взаимодействиях при импульсе 7 ГэВ/c на различных ядерных мишенях для поиска возможных эффектов модификации параметров ω-мезонов, образовавшихся и сформировавшихся в ядре-мишени. Ядра мишеней в эксперименте (C, Be, Al, Cu, Sn, Pb) были подобраны таким образом, чтобы провести измерения в зависимости от радиуса R_A ядра-мишени, связанного с массовым числом ядра A соотношением $R_A \approx 1.2A^{1/3}$ Фм.

Эксперимент Гиперон-М [14] проведен на вторичном положительном пучке адронов на базе ускорительного комплекса У-70. В течение 2008–2018 гг. были получены данные, в которых реконструированы в общей сложности около 550 тыс. событий распада $\omega \to \pi^0\gamma$, рожденных в инклюзивной реакции

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

Результаты эксперимента по измерению свойств нейтральных мезонов с использованием статистики 2008–2009 гг. приведены в работе [15], в которой нет однозначного вывода о возможной модификации массы ω-мезона из-за недостаточной статистической обеспеченности и ряда неучтенных аппаратурных эффектов.

Структура работы следующая: в первой главе описаны постановка эксперимента Гиперон-М и задача измерения параметров ω-мезона в реакции (1), рассмотрены аппаратурные эффекты, искажающие результаты, и способы их коррекции. Во второй главе обсуждается процедура обработки данных эксперимента применительно к ω-мезону в сеансах 2008–2018 гг. Подробно рассмотрены особенности идентификации и отбора ансамблей $\pi^0\gamma$-событий, которые включают и изучаемые события распада $\omega \to \pi^0\gamma$. В третьей главе излагается методика Монте-Карло (МК) моделирования эксперимента, рассмотрены генератор событий, модель экспериментальной установки и параметризация модельных спектров масс $\pi^0\gamma$-систем аппаратурными функциями. В четвертой главе рассмотрена процедура параметрического анфолдинга массы и ширины ω-мезона на каждой мишени, обсуждается коррекция измерений с учетом аппаратурных эффектов, и приводятся окончательные результаты измерений.

1. Эксперимент Гиперон-М. Схема эксперимента Гиперон-М приведена на рис. 1. Установка включает в себя пучковый телескоп сцинтилляционных счетчиков $\{S_1,\ S_2,\ S_4\}$, три черенковских счетчика C_{1-3}, ядерную мишень T, сцинтилляционный триггерный антисчетчик S_A и электромагнитный черенковский спектрометр полного поглощения LGD2, который располагался на расстоянии 370 см от мишени.

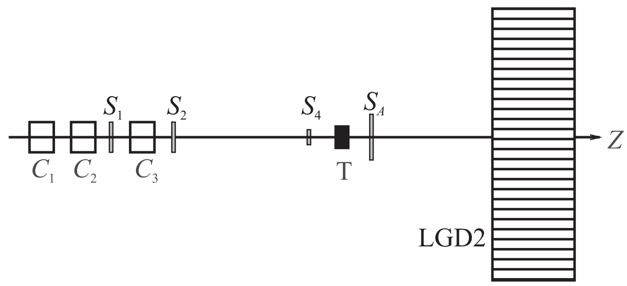

Рис. 1. Схема экспериментальной установки Гиперон-М: S_1, S_2, S_4 – пучковые сцинтилляционные счетчики; C_{1-3} – черенковские счетчики; T – мишень; S_A – триггерный сцинтилляционный антисчетчик; LGD2 – черенковский электромагнитный спектрометр с радиаторами из свинцового стекла

Спектрометр LGD2 собран в виде матрицы 24×24 из блоков свинцового стекла, к торцевой поверхности которых приклеены фотоумножители. Размер блоков – $85 \times 85 \times 350$ мм^3. Центральная часть спектрометра выполнена из 8×8 блоков в два раза меньшего поперечного размера – $42.5\times42.5\times350$ мм^3. Более подробное описание установки, электроники и системы сбора данных эксперимента можно найти в работах [15–17].

Для измерений использовались семь ядерных мишеней: CH (полистирол), C, Be, Al, Cu, Sn и Pb, с радиационной толщиной от 0.16 до 0.45 X_0, см. табл. 1, которые облучались на вторичном пучке несепарированных положительных частиц (53 % π^+, 7 % K^+, 40 % p) с импульсом 7 ГэВ/с и общей интенсивностью за цикл ускорителя У-70, варьировавшейся в пределах $\sim(0.2 \ - \ 1.5)\cdot10^6$ част./с. Измерения на мишени из полистирола (CH) являются здесь контрольными, так как данные с этой мишени должны совпадать с данными на углеродной мишени (C), поскольку изучаемая в эксперименте реакция (1) подавлена на ядрах водорода, входящего в состав полистирольной мишени.

Для формирования триггерного сигнала Trg требовалось наличие пучковой частицы в пучковом те-

Таблица 1. Характеристики ядерных мишеней, использовавшихся в эксперименте, данные взяты из таблицы частиц [18]

Мишень	Радиус ядра мишени (Фм)	Толщина мишени (см)	Радиационная толщина (X/X_0)	Ядерная толщина мишени (l/λ)
C	2.3	7.5	0.399	0.193
CH	2.3	8.0	0.159	0.091
Be	3.0	7.8	0.221	0.185
Al	3.6	3.5	0.393	0.088
Cu	4.8	0.65	0.375	0.038
Sn	5.9	0.50	0.414	0.022
Pb	7.1	0.25	0.445	0.014

лескопе счетчиков $\{S_1, S_2, S_4\}$ и отсутствие сигнала с антисчетчика S_A:

$$\mathrm{Trg} = S_1 \cdot S_2 \cdot S_4 \cdot \bar{S_A}. \tag{2}$$

Триггер позволял эффективно выделять инклюзивные события с нейтральными мезонами, вылетающими в телесный угол спектрометра LGD2 и распадающимися в конечном счете на фотоны. Уровень триггера, т.е. доля триггерных событий по отношению к падающему на мишень потоку пучковых частиц, как правило, имел величину $\approx (1-3)\cdot 10^{-2}$ в зависимости от интенсивности пучка, типа и толщины облучаемой мишени. Эффективность пучкового телескопа была достаточна для регистрации максимально возможного числа событий, принимаемых системой сбора данных. При этом эффективность антисчетчика S_A была измерена и составляла $98\pm1\,\%$. События, инициированные протонами, подавлялись посредством отбора по черенковским счетчикам (отсутствие сигналов со всех черенковских счетчиков).

Для дальнейшего изложения важно отметить здесь ряд существенных деталей эксперимента и особенностей обработки данных применительно к задаче измерения параметров ω-мезона.

Геометрия установки. Кассета, в которую вставлялась конкретная мишень T для экспозиции на пучке, позволяет фиксировать положение мишени вдоль пучка с точностью ≈ 0.3 см, что приводит к неопределенности реконструкции массы M^0 в реакции (1) порядка 0.1 %. Чтобы убрать этот источник погрешности, следует проводить относительные измерения. В качестве нормировки была использована масса η-мезона, известная с точностью $\approx 3\cdot10^{-5}$ [18] и не подверженная модификации в ядрах мишеней, поскольку все η-мезоны в данном эксперименте распадаются вне ядра из-за своего большого времени жизни.

Калибровка спектрометра. Спектрометр был откалиброван на физических событиях (1) с реконструированной множественностью фотонов $n = 2$. Для этого использовались события двухфотонного распада π^0-мезонов, образующихся на бериллиевой мишени с энергией пары $E_{2\gamma} > 1000$ МэВ. Определение калибровочных коэффициентов LGD2 проводилось методом их итерационной коррекции [19]: положение пика от распада π^0-мезона с координатами одного из фотонов в данной ячейке спектрометра выставлялось на табличное значение его массы. 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 погрешностям определения калибровочных коэффициентов и, как следствие, массы системы M^0.

Программа реконструкции идентифицирует фотоны в спектрометре, выделяя кластеры ячеек калориметра с амплитудами, превышающими порог в 10 отсчетов 12-битных АЦП. Кластерами считались группы ячеек с общей границей. В качестве энергии фотона бралась суммарная энергия кластера, а его координаты определялись по центру тяжести логарифмов амплитуд с эмпирической коррекцией на углы входа фотонов в спектрометр, которые могли достигать 20 градусов, детали см. в работах [15, 20, 21]. Этот тандем, реконструкция событий – калибровка – реконструкция событий, в эксперименте Гиперон-М приводит к целому ряду взаимосвязанных и взаимообусловленных эффектов.

Нелинейность энергетической шкалы LGD2 приводит к нелинейности шкалы эффективной массы системы M^0 в реакции (1). Это проявляется в несоответствии положения пика от распада $\eta \to 2\gamma$ табличному значению его массы, несмотря на проведенную калибровку спектрометра. Нелинейность энергетической шкалы обусловлена рядом аппаратурных эффектов, включая рост с энергией боковых и продольных утечек фотонных ливней за пределы ячеек, ненулевой порог регистрации сигналов, а также различные угловые эффекты развития ливней. Для компенсации указанных эффектов была проведена коррекция энергетической шкалы LGD2 [22]. В результате нелинейность шкалы по массе зарегистрированных двухфотонных событий в реакции (1), измеренную по отношению масс η- и π^0-мезонов, удалось подавить до уровня менее чем 0.2 %.

Неоднородность засветки спектрометра LGD2 фотонами калибровочных событий приводит, как уже отмечалось, к меньшей статистической обеспеченности калибровочных коэффициентов на периферии калориметра. Это влечет дополнительные иска-

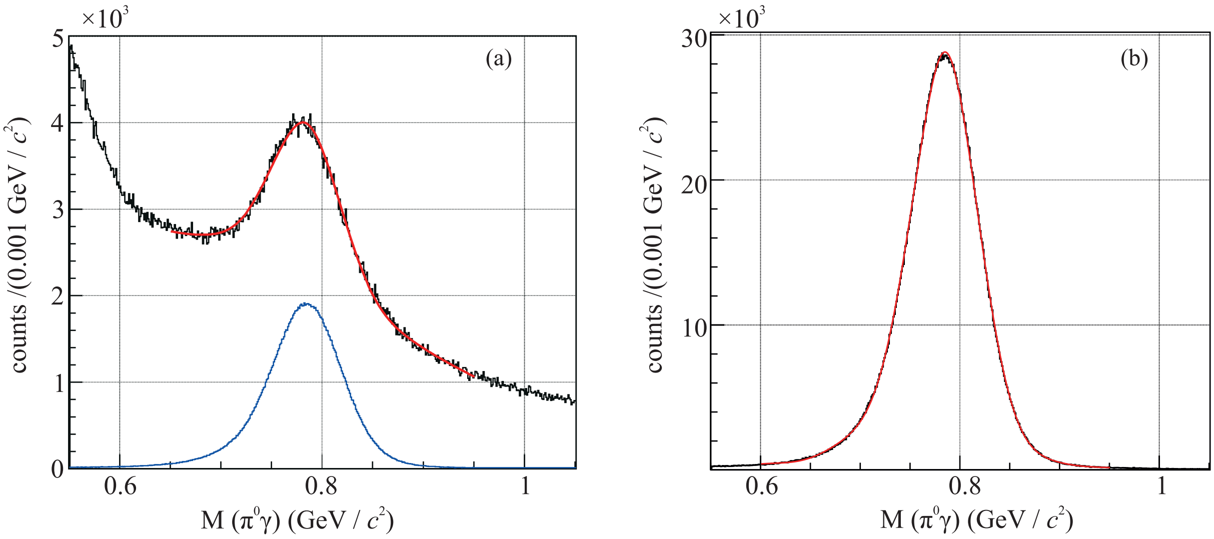

Рис. 2. (Цветной онлайн) Реконструированные спектры масс $\pi^0\gamma$-событий с $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ на Be мишени: (a) – в эксперименте и (b) – в результате МК моделирования. Синей линией на рис. (a) показан МК спектр, масштабированный в соответствии с величиной сигнала в эксперименте

жения при измерении масс состояний с широким углом разлета фотонов, таких как η- и ω-мезонов. Данный факт также обуславливает расхождение наблюдаемых в эксперименте масс η- и π^0-мезонов.

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 АЦП (140 нс). Уменьшить эти эффекты можно, если использовать события с фотонами преимущественно вне центральной области спектрометра LGD2.

Наконец, при переходе от одной ядерной мишени к другой следует учитывать аппаратурные эффекты сдвижки измеряемой массы мезонов за счет изменения относительного вклада событий, происходящих на счетчике S_4, к числу событий на самой мишени, поскольку ядерная толщина использованных мишеней изменяется более чем на порядок величины, см. табл. 1. Эти эффекты были учтены методом МК моделирования, см. ниже главу 3.

2. Обработка данных. Обработка данных эксперимента Гиперон-М, полученных в отдельных сеансах, подробно описана в работе [15]. Здесь мы остановимся на существенных для дальнейшего изложения деталях, а также процедуре совместной обработки данных всех сеансов (2008–2018 гг.) с целью учесть рассмотренные выше аппаратурные эффекты и, как результат, просуммировать данные сеансов по конкретным мишеням, чтобы уменьшить статистические ошибки. В данной работе, в отличие от [15], нас интересуют только 3γ- и 2γ-события реакции (1). Первые включают в себя множество распадов $\omega \to \pi^0\gamma$ с последующим распадом $\pi^0 \to 2\gamma$, а вторые – для калибровки LGD2 и коррекции измеренных на различных мишенях параметров ω-мезона по измеренным в этом же эксперименте массам π^0- и η-мезонов и табличным значениям их масс, известных с высокой точностью [18]. Параметры ω-мезона определялись по спектру масс $\pi^0\gamma$-систем, выделенных из множества трехфотонных событий реакции (1) в результате $1C$ кинематического фита с двумя конкурирующими гипотезами: $\pi^0\gamma$ и $\eta\gamma$. Отбирались события с $\chi^2_{\pi^0\gamma} < 5.2$ и $\chi^2_{\pi^0\gamma} < \chi^2_{\eta^0\gamma}$.

В качестве иллюстрации на рис. 2a приведен спектр масс $\pi^0\gamma$-событий с энергией $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ на Be мишени по суммарной статистике 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 экспериментальных спектров масс параметризацией этих спектров из МК моделирования. Этот метод известен как параметрический анфолдинг. Процедура МК моделирования данных эксперимента Гиперон-М рассмотрена в следующей главе.

3. МК моделирование. МК моделирование включает в себя генератор первичных событий квазидвухчастичной реакции (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 (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 η- и ω-мезонов были подобраны таким образом, чтобы спектры реконструированных МК-событий качественно согласовывались с таковыми в эксперименте. Распады мезонов проводились равномерно по фазовому объему.

В модель установки Гиперон-М были включены сцинтилляционный счетчик S_4, мишень T, сцинтилляционный антисчетчик S_A и спектрометр LGD2, см. рис. 1. Учитывался пространственный, угловой и импульсный разброс частиц пучка.

Для учета взаимодействия как первичных, так и вторичных частиц с элементами установки Гиперон-М использовался транспортный пакет GEANT3 [23], в том числе и для моделирования электромагнитных ливней в спектрометре LGD2, инициированных фотонами от распада системы M^0 в реакции (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 ω-мезонов в реакции (1) с последующим распадом их на $\pi^0\gamma$ было использовано для получения параметризации спектра реконструированных 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 $\omega \to \pi^0\gamma$ на вычислительном кластере общего пользования ИФВЭ [24]. В качестве распределения по массе резонанса использована функция Брейта–Вигнера для релятивистского резонанса со спином 1 [25] с массой и шириной ω-мезона:

$$BW_\omega(m, m_\omega, \Gamma_\omega) = \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_\omega \Gamma}{m_\omega^2 - m^2 - i m_\omega \Gamma} \right|^2, \quad \Gamma = \Gamma_\omega \left(\frac{q}{q_\omega}\right)^{2l+1} \frac{D_l(rq_\omega)}{D_l(rq)}, \tag{3}$$

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. [26]. Спектр эффективных масс $\pi^0\gamma$-систем для бериллиевой мишени, полученный в результате моделирования, приведен на рис. 2b.

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

$$F_\omega(m, m_\omega, \Gamma_\omega) = \left| \frac{m}{\sqrt{q}} \cdot \frac{m_\omega \Gamma}{m_\omega^2 - m^2 - i m_\omega (\Gamma + \Gamma_a)} \right|^2 \times \sum_{i=0}^{n} a_i H_i \left(\frac{m - m_\omega}{m_0}\right), \tag{4}$$

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 в формуле (4) $n = 12$ выбиралось таким образом, чтобы качество описания МК спектра, χ^2/n.d.f., не улучшалось при добавлении очередного члена. Аналогичные параметризации были получены для всех ядерных мишеней, использованных в эксперименте.

4. Анфолдинг параметров ω-мезона. Процедура анфолдинга [27] параметров применительно к ω-мезону, наблюдаемому в спектре масс $\pi^0\gamma$-систем, см. рис. 2a, была разработана в работе [15] для сравнительно небольшой статистики событий. В данной работе использовалась иная параметризация аппаратурной функции, а именно, параметризация (4), причем она определялась отдельно для каждой ядерной мишени, экспонированной в эксперименте. Было изменено также и описание нерезонансного фона. Теперь для параметризации фона была выбрана линейная функция массы системы $\pi^0\gamma$. Был учтен также и физический фон от распада $\rho^0 \to \pi^0\gamma$, поскольку сечения образования ρ^0- и ω-мезонов в реак-

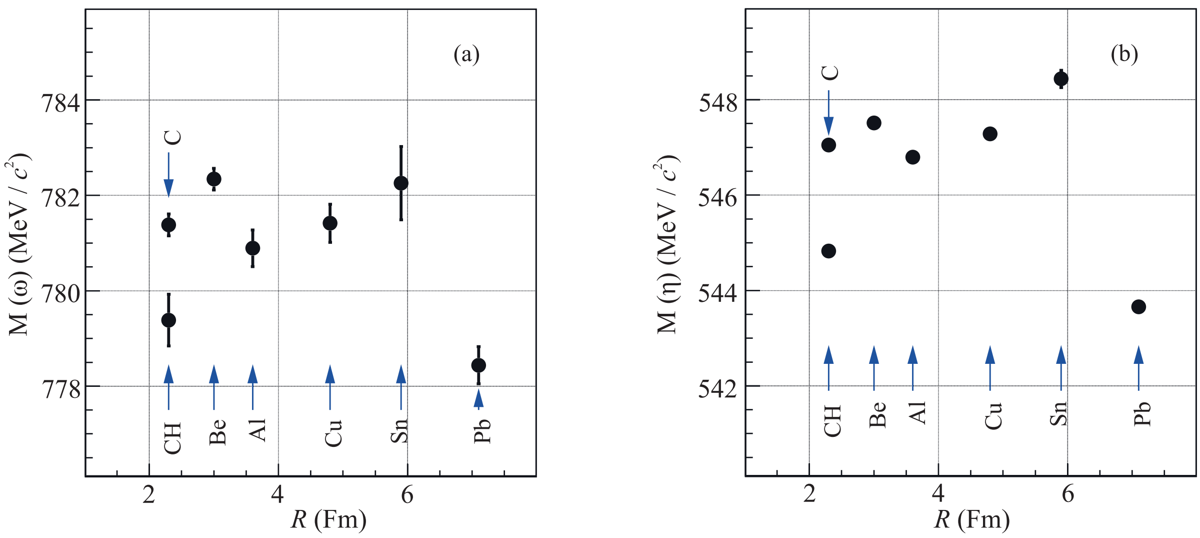

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Масса ω-мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени, полученная в результате фитирования спектров масс $\pi^0\gamma$-систем при $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ аппаратурной функцией и линейным фоном с учетом вклада ρ^0-мезонов. (b) – Массы η-мезонов, полученные на тех же мишенях при отборе по энергии $E_{2\gamma} > 4000$ МэВ, подробности см. в основном тексте

ции (1) сравнимы по порядку величины, а отношение вероятностей их $\pi^0\gamma$-распадов равно $BR(\rho^0 \to \to \pi^0\gamma)/BR(\omega \to \pi^0\gamma) = 5.6 \cdot 10^{-3}$, см. [18], что неизбежно приводит к фоновым $\pi^0\gamma$-событиям со средней массой, близкой к массе ω-мезона, и шириной распределения ≈ 150 МэВ$/c^2$. Чтобы количественно учесть этот эффект, было проведено моделирование процессов рождения ρ^0-мезонов (с табличными значениями массы и ширины) в реакции (1) и их последующим распадом на $\pi^0\gamma$. Аналогичным образом были получены параметризации (4) 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) с массой и шириной резонанса в качестве свободных параметров, линейным фоном и функцией, описывающей вклад фоновых событий от распада $\rho^0 \to \pi^0\gamma$. 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. 2a. 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. 3a. При этом для ядер Be и C значения их радиусов были взяты из работы [28], 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 в первой главе. Аналогичные смещения наблюдаются и в измерениях массы η-мезона, проведенных параллельно на тех же мишенях. Значения массы η-мезона, полученные в результате фита спектров масс 2γ-событий функцией Гаусса с линейным фоном, приведены на рис. 3b. 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 сдвижкам масс η- и ω-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 (1) были предварительно скорректированы процедурой кинематического 1C-фита. Поэтому, например, ошибка в расстоянии от мишени T 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 T от калориметра LGD2 в МК моделировании при неизменном значении это-

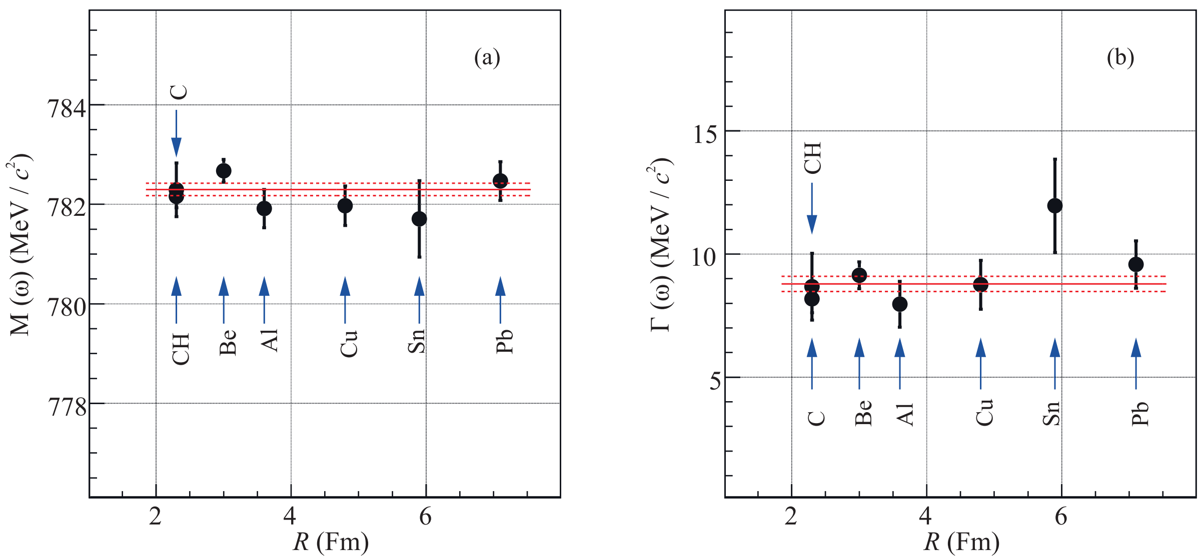

Рис. 4. (Цветной онлайн) Масса (a) и ширина (b) ω-мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени, измеренные в сеансах 2008–2018 гг., $E_{\pi^0\gamma} > 4000$ МэВ. Сплошными линиями на рисунках показаны фитирования константами массы и ширины ω-мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени R, а штриховыми – интервалы ошибок, соответствующие 1 стандартному отклонению

го 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:

$$m_\omega = m_\omega^{\text{meas}} \left(1 - \alpha \, \frac{m_\eta^{\text{meas}} - m_\eta^{\text{PDG}}}{m_\eta^{\text{meas}}} \right), \tag{5}$$

где m_ω^{meas} – измеренная в эксперименте масса ω-мезона (рис. 3a), m_η^{meas} – измеренная масса η-мезона (рис. 3b), m_η^{PDG} – табличная масса η-мезона [18] 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 рисунке 4 показаны полученные скорректированные значения массы (a) и ширины (b) ω-мезона в зависимости от радиуса ядра-мишени R_A. Прямыми линиями на рисунках показаны результаты фитирования представленных данных константами. Полученные при этом значения χ^2 на число степеней свободы: $\chi^2_m/\text{n.d.f.} = 0.92$ и $\chi^2_\Gamma/\text{n.d.f.} = 0.97$ свидетельствуют об отсутствии статистически значимой зависимости измеренных параметров ω-мезона от радиуса ядра-мишени 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 были оценены изменением области фитирования спектра масс $\pi^0\gamma$-систем, см. рис. 2, 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 порога регистрации заряженных частиц не наблюдается. Полученные в результате значения массы и ширины ω-мезона

$$\begin{aligned} m_\omega &= 782.30 \pm 0.13 \text{ (stat)} \pm 0.26 \text{ (sys) МэВ}/c^2 \\ \Gamma_\omega &= 8.78 \pm 0.30 \text{ (stat)} \pm 0.35 \text{ (sys) МэВ}/c^2 \end{aligned} \tag{6}$$

согласуются в пределах ошибок с табличными значениями [18]: $m_\omega^{\text{PDG}} = 782.65 \pm 0.12$ МэВ$/c^2$, $\Gamma_\omega^{\text{PDG}} = 8.49 \pm 0.08$ МэВ$/c^2$. При этом достигнутая в эксперименте относительная точность измерения массы ω-мезона равна $\approx 4 \cdot 10^{-4}$, а его ширины – $\approx 5 \cdot 10^{-2}$.

Заключение. В эксперименте Гиперон-М во взаимодействиях мезонов с импульсом 7 ГэВ$/c$ 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 [18] в пределах погрешностей измерения.

Данное исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта # 18-32-00266.

Авторы выражают благодарность А. М. Зайцеву за стимулирование данной работы, а также М. Ю. Боголюбскому, В. А. Викторову, Д. И. Паталахе и М. В. Столповскому за сотрудничество на ранних этапах проведения данного эксперимента.

1. N. O. Agasian, JETP Lett. **111**(4), 201 (2020).
2. T. Hatsuda and S. H. Lee, Phys. Rev. C **46**(1), 34 (1992).
3. S. Leupold, V. Metag, and U. Mosel, Int. J. Mod. Phys. E **19**, 147 (2010).
4. A. Ramos, L. Tolos, R. Molina, and E. Oset, Eur. Phys. J. A **49**, 148 (2013).
5. D. Suenaga and P. Lakaschus, Phys. Rev. C **101**(3), 035209 (2020).
6. K. Ozawa, H. En'yo, H. Funahashi et al. (E325 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **86**, 5019 (2001).
7. M. Kotulla, D. Trnka, P. Muhlich et al. (CBELSA/TAPS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **100**, 192302 (2008) [erratum: Phys. Rev. Lett. **114**(19), 199903 (2015)].
8. D. Trnka, G. Anton, J. C. S. Bacelar et al. (CBELSA/TAPS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **94**, 192303 (2005).
9. M. Nanova, V. Metag, G. Anton et al. (CBELSA/TAPS Collaboration), Phys. Rev. C **82**, 035209 (2010).
10. M. H. Wood, R. Nasseripour, D. P. Weygand et al. (CLAS Collaboration), Phys. Rev. C **78**, 015201 (2008).
11. G. Agakichiev, R. Baur, P. Braun-Munzinger et al. (CERES/NA45 Collaboration), Phys. Lett. B **422**, 405 (1998).
12. R. S. Hayano and T. Hatsuda, Rev. Mod. Phys. **82**(4), 2949 (2010).
13. V. Metag, M. Nanova, and K. T. Brinkmann, EPJ Web Conf. **134**, 03003 (2017); doi:10.1051/epjconf/201713403003.
14. А. А. Асеев, М. Ю. Боголюбский, В. А. Викторов и др. (Коллаборация Гиперон-М), Препринт ИФВЭ 2002-3, Протвино (2002).
15. М. Ю. Боголюбский, С. В. Евдокимов, В. И. Изучеев, Д. И. Паталаха, Б. В. Полищук, С. А. Садовский, А. С. Соловьев, М. В. Столповский, Ю. В. Харлов, Н. А. Кузьмин, В. П. Обудовский, Ю. П. Петухов, С. Я. Сычков, ЯФ **76**(11), 1 (2013).
16. М. Ю. Боголюбский, В. А. Викторов, В. С. Петров и др. (Коллаборация Гиперон-М), ПТЭ **1**, 67 (2006).
17. М. Ю. Боголюбский, В. А. Викторов, В. А. Онучин и др. (Коллаборация Гиперон-М), ПТЭ **5**, 93 (2007).
18. P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer et al. (Particle Data Group), Prog. Theor. Exp. Phys. **2020**, 083C01 (2020).
19. С. А. Акименко, А. В. Банников, В. И. Белоусов, А. М. Блик, В. Н. Колосов, В. М. Кутьин, З. В. Крумштейн, А. И. Павлинов, А. С. Соловьев, Препринт ИФВЭ 82-149, Серпухов (1982).
20. С. А. Акименко, А. В. Банников, В. И. Белоусов, А. М. Блик, В. Н. Колосов, В. М. Кутьин, З. В. Крумштейн, А. И. Павлинов, А. С. Соловьев, ПТЭ **1**, 66 (1984).
21. В. Ю. Батусов, Н. Л. Русакович, Препринт ОИЯИ Р1-95-423, Дубна (1995).
22. М. Ю. Боголюбский, Д. И. Паталаха, Б. В. Полищук, С. А. Садовский, А. С. Соловьев, М. В. Столповский, Ю. В. Харлов, ПТЭ **5**, 88 (2011).
23. R. Brun, F. Bruyant, F. Carminati, S. Giani, M. Maire, A. McPherson, G. Patrick, and L. Urban, CERN (1994); doi:10.17181/CERN.MUHF.DMJ1.
24. V. Kotliar, V. Gusev, V. Kukhtenkov, and N. Savin, *CEUR Workshop Proceedings. February 2017*, v. **1787**, p. 323.
25. D. Alde, F. G. Binon, M. Boutemeur et al. (GAMS Collaboration), Eur. Phys. J. A **3**, 361 (1998).
26. J. Blatt and W.Weiskopf, *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley & Sons, N.Y. (1952), p. 359.
27. В. Б. Аникеев, В. П. Жигунов, ЭЧАЯ **24**(3), 989 (1993).
28. Р. Хофстадтер, УФН **63**(12), 693 (1957).