

ИЗУЧЕНИЕ СКАЛЯРНОГО РЕЗОНАНСА В СИСТЕМЕ $\omega\phi$ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПИОНОВ С Be ПРИ ИМПУЛЬСЕ 29 ГэВ

В. Г. Готман¹, В. А. Дорофеев¹, А. М. Зайцев^{1,2},
И. А. Качаев¹, В. И. Лисин¹, В. Д. Матвеев¹,
Е. В. Назаров¹, А. Н. Плеханов¹, Д. И. Рябчиков¹,
В. П. Сугоняев¹, Ю. А. Хохлов^{1,2,*}, А. А. Шумаков^{1,2}

¹ Институт физики высоких энергий им. А. А. Логунова Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

² Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

На установке ВЕС изучена реакция $\pi^- \text{Be} \rightarrow A\omega(782)\phi(1020)$. В спектре масс $\omega\phi$ доминирует пик вблизи порога с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$. Он идентифицируется как $f_0(1710)$. Измерено сечение реакции, в приближении однопионного обмена получено произведение $\text{Br}(f_0 \rightarrow \pi\pi)\text{Br}(f_0 \rightarrow \omega\phi)$. Полученная величина приводит к большой парциальной ширине радиационного распада $J/\psi \rightarrow \gamma f_0$, что указывает на значительную глюбольную компоненту для этого резонанса.

The reaction $\pi^- \text{Be} \rightarrow A\omega(782)\phi(1020)$ is studied with the VES setup. The $\omega\phi$ invariant mass spectrum is dominated by a peak near the threshold with quantum numbers $J^{PC} = 0^{++}$. It is identified as $f_0(1710)$. The reaction cross section is measured and the product $\text{Br}(f_0 \rightarrow \pi\pi)\text{Br}(f_0 \rightarrow \omega\phi)$ is obtained within the one-pion-exchange model. This value leads to a large partial width of the radiative decay $J/\psi \rightarrow \gamma f_0$, which points to a significant glueball component for this resonance.

PACS: 13.85–t; 14.40.Be; 14.40.Rt

ВВЕДЕНИЕ

Скалярные состояния занимают особое место в спектроскопии легких мезонов ввиду неопределенности и избыточности в заполнении ими нонета $SU(3)_{\text{flavor}}$. Резонансные структуры с числами $I^G J^{PC} = 0^+ 0^{++}$ наблюдаются в области масс 1700–1800 МэВ. Большинство наблюдений отнесено в данных PDG [1] к резонансу $f_0(1710)$. Это касается и сигналов в каналах 4π , $K\bar{K}$, $\pi\pi$ и $\omega\phi$ в радиационных распадах J/ψ . Со-

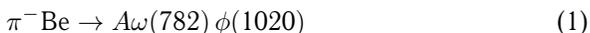
* E-mail: Yury.Khokhlov@ihep.ru

стояние 0^+0^{++} в канале $\omega\omega$ в [2] тоже может быть отнесено к $f_0(1710)$. Большое относительно других скаляров значение $\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710))$ может указывать на глобальную природу $f_0(1710)$ [3].

В интересующем нас канале $\omega\phi$ в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\phi$ наблюдалась околороговая структура с $J^{PC} = 0^{++}$ [4]. Похожий сигнал был замечен в эксперименте ВЕС в $\pi\text{Ве}$ -взаимодействиях [5]. Представляемая работа заменяет результаты [5]. В ней используются данные с модернизированной и детально смоделированной установки. Измерение сечения позволило сопоставить наши результаты с данными из радиационных распадов J/ψ и с теоретическими моделями.

1. ОТБОР И ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКЦИИ

В анализе использованы данные с модернизированной установки ВЕС. Краткое описание установки представлено в [6]. Данные накоплены в четырех экспозициях 2013–2015 гг. при номинальном импульсе пучка 29 ГэВ и интенсивности 1–2 млн/с⁻¹. Интегральный поток за «живое» время эксперимента составил около $2,3 \cdot 10^{11}$ пучковых частиц. Отбирались события реакции



с $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $\phi \rightarrow K^+K^-$. Здесь A представляет ядро в конечном состоянии и нейтрон отдачи, который может остаться в ядре или вылететь из него.

Частицы отдачи не регистрируются. В событии требуются 4 трека от частиц с соответствующими зарядами, с общей вершиной в объеме мишени. Требуется от двух до трех фотонных кластеров в электромагнитном калориметре с энергией каждого $E_\gamma > 200$ МэВ. В спектре инвариантной массы $M_{\gamma\gamma}$ наблюдается гауссовоподобный пик шириной (RMS) 6,0 МэВ. Пара гамма-квантов с $|M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}| < 20$ МэВ считается кандидатом в π^0 . Третий кластер, при наличии, не должен входить в π^0 и должен иметь энергию до 500 МэВ. Накладывается обрезание на суммарный импульс измеренных частиц $27,5 < P_{\text{tot}} < 31,0$ ГэВ. Для идентификации заряженных частиц используется многоканальный черенковский счетчик с порогом для пионов 3,5 ГэВ [7]. Налагается требование на отношение логарифмов правдоподобия двух конкурирующих гипотез: $\mathcal{L}(2K2\pi)/\mathcal{L}(4\pi) > 2$.

В спектрах инвариантных масс K^+K^- (рис. 1) и $\pi^+\pi^-\pi^0$ (рис. 2) видны пики вблизи номинальных масс резонансов M_ϕ и M_ω соответственно, с $\text{RMS } \sigma_\phi = 4,4$ МэВ и $\sigma_\omega = 10$ МэВ, последняя — после 1С-подгонки энергий γ на M_{π^0} . Двумерное распределение по M_{2K} и $M_{3\pi}$ (не показано) демонстрирует преимущественно ассоциативное образование двух резонансов, с меньшим фоном по сравнению с одномерными спектрами.

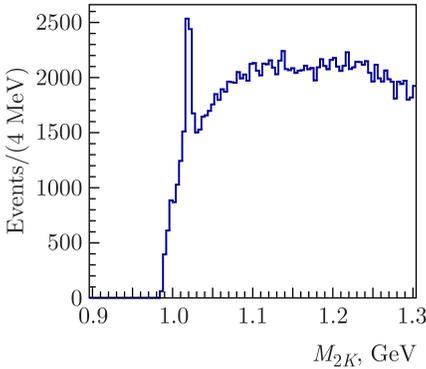


Рис. 1. Спектр масс K^+K^-

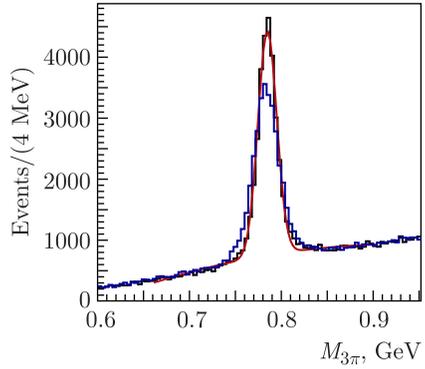


Рис. 2. Спектр масс $\pi^+\pi^-\pi^0$ с 1С-подгонкой (см. текст, верхняя гистограмма) и без нее (нижняя гистограмма). Кривая — сумма гауссовой и квадратичной функций

Эллиптическая область

$$r_{2M}^2 = \frac{(M_{3\pi} - M_\omega)^2}{\sigma_\omega^2} + \frac{(M_{2K} - M_\phi)^2}{\sigma_\phi^2} \leq 4 \quad (2)$$

содержит 1054 события и считается сигнальной для реакции (1).

В спектре $M_{\omega\phi}$ инвариантной массы системы $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ для сигнальных событий (рис. 3) доминирует резкий пик на пороге. Его нет в спектре для преимущественно фоновых событий из кольца $4 < r_{2M}^2 \leq 8$.

На рис. 4 показано распределение по косинусу угла α между нормалью к плоскости распада ω -мезона в его системе покоя и импульсом K^+ в системе покоя ϕ . Оно слабо искажается эффективностью и де-

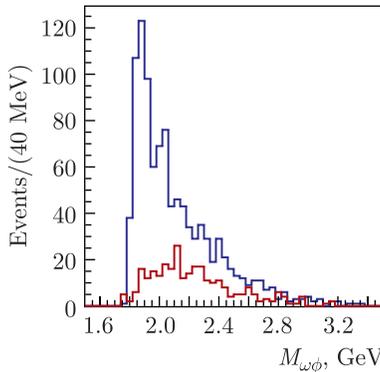


Рис. 3. Спектр масс $K^+K^-\pi^+\pi^-\pi^0$ в сигнальной области $r_{2M}^2 \leq 4$ (см. (2), верхняя гистограмма) и в фоновой области $4 < r_{2M}^2 \leq 8$ (нижняя гистограмма)

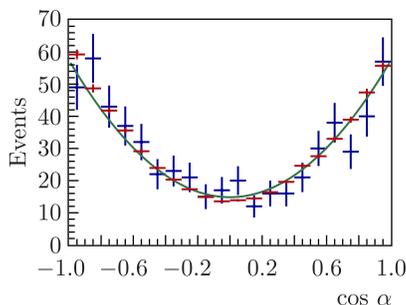


Рис. 4. Распределение по косинусу угла α между нормалью к плоскости распада ω и импульсом K^+ для экспериментальных (гистограмма с большими ошибками) и смоделированных по ПВА (гистограмма с меньшими ошибками) событий. Кривая — квадратичная подгонка к экспериментальным данным

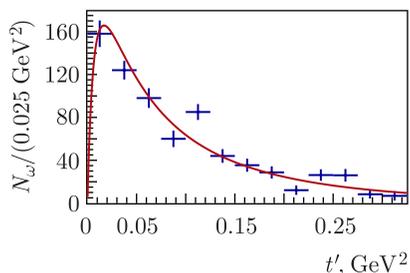


Рис. 5. Распределение по t' (гистограмма). Кривая — подгонка в модели ОПО

монстрирует параболическую компоненту, ожидаемую в случае распада бесспинового состояния на две векторные частицы с орбитальным моментом между ними $L = 0$. Таким образом, распределение указывает на значительный вклад состояния с $J^{PC} = 0^{++}$.

На рис. 5 показано распределение сигнальных событий по величине $t' = |t| - |t|_{\min}$, где t — квадрат переданного импульса от пучка к мезонной системе, $|t|_{\min}$ — минимальное значение $|t|$. В кинематике изучаемой реакции $|t|_{\min}$ мало, так что в дальнейшем мы пренебрегаем различием t' и $|t|$. Система $\omega\phi$ имеет положительную G -четность и может рождаться в однопионном обмене (ОПО). Подгонка t -распределения соответствующей формулой $\frac{dN_\omega}{dt} \propto \frac{t e^{\beta t}}{(t - m_\pi^2)^2}$ дает наклон $\beta = (4,3 \pm 0,5) \text{ ГэВ}^{-2}$, хотя с плохим качеством $\chi^2/\text{ndf} = 36/11$. Наклон в параметризации ОПО, приведенный в [8] для реакций с $q\bar{q}$ -резонансами ρ , f_2 , ρ_3 , с учетом энергетической зависимости [9] оценивается как $\beta \approx (8,2 \pm 0,2) \text{ ГэВ}^{-2}$. Причина отличия полученного нами наклона для системы $\omega\phi$ неизвестна и заслуживает внимания.

2. ПАРЦИАЛЬНО-ВОЛНОВОЙ АНАЛИЗ

В диапазоне масс $M_{\omega\phi}$ 1,78–2,80 ГэВ, разбитом на бины по 60 МэВ, был выполнен масс-независимый парциально-волновой анализ (ПВА). Для уменьшения возможного вклада не-ОПО процессов, имеющих более широкое t -распределение, диапазон по t был ограничен до 0,15 ГэВ².

Модель квазидвухчастичного ПВА аналогична использованной ранее в анализе системы $\omega\omega$ [10], кроме симметризации по тождественным частицам.

Использован метод расширенного максимума правдоподобия с функцией

$$\log \mathcal{L} = \sum_{k=1}^N \log \sum_{\eta=\pm 1} \left| \sum_i T_i^\eta A_i^\eta(\tau_k) \right|^2 - \sum_{\eta=\pm 1} \sum_{i,j} T_i^\eta T_j^{\eta*} \int A_i^\eta(\tau) A_j^{\eta*}(\tau) \zeta(\tau) d\tau, \quad (3)$$

где i, j нумеруют амплитуды парциальных волн, k — события с координатами τ в фазовом пространстве. Используется базис «reflectivity», где $\eta = +1$ и $\eta = -1$ соответствуют натуральной (NPE) и ненатуральной (UPE) четности обменной частицы. Амплитуда факторизуется на искомую амплитуду рождения T_i и известную амплитуду распада A_i . Полный угловой момент J с проекционным числом M складывается из суммарного спина S двух векторных частиц и их орбитального момента L . Полное обозначение волны выглядит как $J^{PC}M^\eta LS$. Для эффективного учета фонов введена квазиволна FLAT с равномерным заполнением фазового объема $KK\pi\pi$.

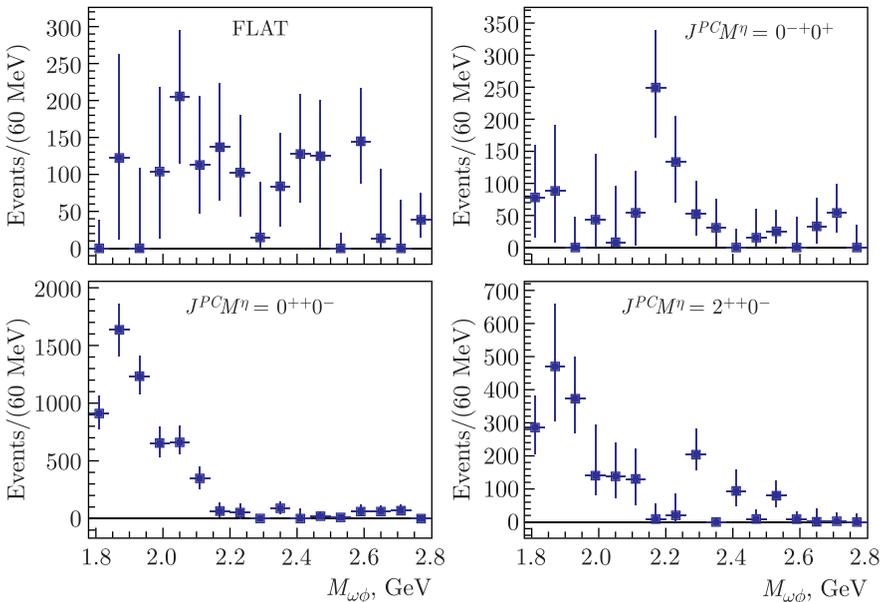


Рис. 6. Интенсивности парциальных волн по результатам ПВА

Интегралы с функцией акцептанса $\zeta(\tau)$ во втором члене формулы (3) вычисляются методом Монте-Карло. Результирующие поправленные интенсивности $I_i^\eta = |T_i^\eta|^2$ выражены в числе событий.

В окончательный ПВА включены 4 волны, которых оказалось достаточно для описания данных. Это FLAT, $0^{++}0^-00$, $2^{++}0^-02$, $0^-+0^{++}11$. Их интенсивности показаны на рис. 6. Интегральные по массе доли от полной интенсивности составляют: 58 % для 0^{++} , 20 % для 2^{++} , 9 % для 0^-+ , 13 % для FLAT. Доминирующая скалярная волна пикирует на порог. Следующая по значимости волна 2^{++} имеет менее выраженный пик, остальные две малы и бесструктурны. Волны UPE в сумме составляют 78 % интенсивности, что поддерживает гипотезу доминирования ОПО.

Полная эффективность, включая приложенные обрезания, медленно меняется в показанном диапазоне масс между 5,1 и 6,7%. На примере рис. 4 со сравнением экспериментального и смоделированного по результату ПВА распределений демонстрируется хорошее качество описания данных.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В начале этого раздела характеристики реакций $\pi^-Be \rightarrow A\omega\phi$ и $\pi^-Be \rightarrow A\omega\omega$ сравниваются с предсказаниями по правилу ОЦИ (Окубо, Цвейга, Иизуки). Далее из сравнения каналов $\omega\phi$ и $\omega\omega$ в реакциях перезарядки и в радиационных распадах J/ψ делается вывод о наблюдении в двух механизмах одного резонанса. Определяются его характеристики.

3.1. Сравнение каналов $\omega\phi$ и $\omega\omega$. Используем результаты [5, 10] по ПВА системы $\omega\omega$, выполненному на ВЕС при номинальном импульсе 28 ГэВ. Далее они обозначаются индексом 28, в отличие от новых результатов с индексом 29. Интенсивность $N_{\omega\omega,28}^{0^+}$ волны $0^{++}0^-00$ извлекается из рис. 4 в [5]. Полная интенсивность получена суммированием вкладов UPE и NPE из рис. 4 в [10]. Получаем относительный вклад скалярной волны $N_{\omega\omega,28}^{0^+}/N_{\omega\omega,28}$ как функцию $M_{\omega\omega}$.

Для установления связи 28-ГэВ и 29-ГэВ данных из последних, следуя отборам аналогично [10], получен массовый спектр $N_{\omega\omega,29}^{\text{obs}}$ (рис. 7). Эффективность $\epsilon_{29}(M_{\omega\omega})$ смоделирована и составляет в среднем $\langle\epsilon_{29}\rangle \approx 0,06$. Таким образом, получаем интенсивность скалярной

волны в 29-ГэВ данных $N_{\omega\omega,29}^{0^+}(M_{\omega\omega}) = \frac{N_{\omega\omega,29}^{\text{obs}} N_{\omega\omega,28}^{0^+}}{\epsilon_{29} N_{\omega\omega,28}} C_t$. Фактор $C_t = 1,13 \pm 0,03$ учитывает более широкий диапазон $|t| < 0,20$ ГэВ² в 28-ГэВ данных.

Наконец, для области масс, где открыты оба канала, и для $|t| < 0,15$ ГэВ² получаем отношение интенсивностей скалярной волны в $\omega\phi$ и $\omega\omega$ (рис. 8):

$$R = \frac{N_{\omega\phi,29}^{0^+}}{N_{\omega\omega,29}^{0^+}} \frac{\text{Br}(\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0)}{\text{Br}(\phi \rightarrow K^+K^-)}. \quad (4)$$

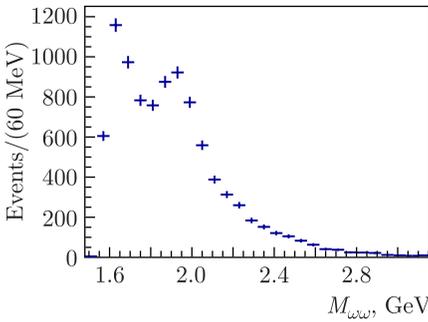


Рис. 7. Спектр масс $\omega\omega$ в эксперименте при 29 ГэВ

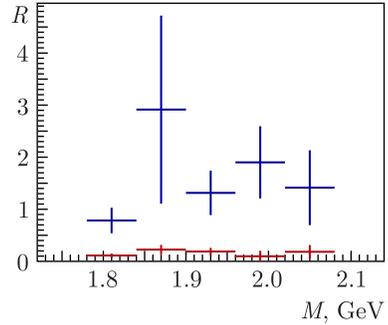


Рис. 8. Отношение (4) интенсивности волны $J^{PC} = 0^{++}$ (верхний набор точек с ошибками) и аналогичное отношение для $J^{PC} = 2^{++}$ (нижний набор точек с ошибками) в каналах $\omega\phi$ и $\omega\omega$ в зависимости от массы

Вычислено также отношение, исключаяющее факторы фазового объема, $R_A = R(q_{\omega\omega}/q_{\omega\phi})$, где $q_{\omega\omega}$ и $q_{\omega\phi}$ — распадные импульсы в соответствующих с.ц.м. $\omega\omega$ и $\omega\phi$. Отбрасывая первый бин по массе с быстрым пороговым ростом импульса, находим среднее по диапазону масс 1,84–2,08 ГэВ $\langle R_A \rangle(0^{++}) = 2,4 \pm 0,5$. Действуя аналогично для волны $2^{++}0^{-02}$, получаем для нее существенно меньшее отношение R , также показанное на рис. 8, и $\langle R_A \rangle(2^{++}) = 0,30 \pm 0,08$.

Сравним полученные нами величины с ожиданиями из правила ОЦИ [11–13], которое устанавливает для взаимодействий частиц из легких кварков сильное подавление относительного выхода ϕ к ω , и с экспериментальными данными для различных процессов [14]. $\langle R_A \rangle(0^{++})$ не показывает подавления и превышает все имеющиеся данные. Одним из объяснений может быть существенное смешивание скаляров с различным составом, которое наблюдается экспериментально и объясняется моделями [15]. Смешивание в тензорном секторе слабое, поэтому $\langle R_A \rangle(2^{++})$ ближе к правилу ОЦИ.

Структура, наблюдаемая нами в скалярной волне в $\omega\phi$, похожа на сигнал $X(1810)$ в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\phi$ из [4], отнесенный PDG к $f_0(1710)$ [1]. Сравним относительные интенсивности 0^{++} в каналах $\omega\omega$ и $\omega\phi$ в нашей зарядово-обменной реакции (ChEx) и в радиационном распаде J/ψ (RadDec). Для этого просуммируем по всем массовым бинам от соответствующих порогов до 2,08 ГэВ как числитель, так и знаменатель в (4). Это приводит к $R_{\text{ChEx}} = 0,70 \pm 0,15$. Для J/ψ имеем $R_{\text{RadDec}} = \frac{\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710) \rightarrow \gamma\omega\phi)}{\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710) \rightarrow \gamma\omega\omega)} = 0,8 \pm 0,4$, что совместимо

с R_{ChEx} . Это приводит к выводу о наблюдении в данном эксперименте и в распадах J/ψ одного и того же резонанса.

3.2. Характеристики скалярного резонанса. Определим резонансные параметры наблюдаемого f_0 -мезона в параметризации Флатте:

$$\frac{dN}{dM} = \frac{CM_R^2\Gamma_0 gq\omega\phi}{(M_R^2 - M^2)^2 + M_R^2(\Gamma_0 + gq\omega\phi)^2} \quad (M > M_\omega + M_\phi). \quad (5)$$

Γ_0 учитывает каналы резонанса далеко от порога, а $gq\omega\phi$ — вклад канала $\omega\phi$. Величина g задает относительную вероятность канала $\omega\phi$. Из данных [1]

$$\begin{aligned} \text{Br}_{\text{max}}(f_0(1710) \rightarrow \omega\phi) &= \\ &= \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710) \rightarrow \gamma\omega\phi)}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710) \rightarrow \text{all observed channels})} = 0,12. \end{aligned} \quad (6)$$

С учетом ошибок мы консервативно оцениваем $\text{Br}_{\text{max}}(f_0(1710) \rightarrow \omega\phi) = 0,14$. Нижняя граница определена из следующего ниже (10) как $\text{Br}_{\text{min}}(f_0(1710) \rightarrow \omega\phi) = 0,05$.

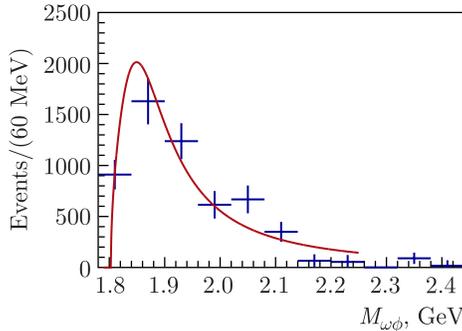


Рис. 9. Интенсивность волны $0^{++}0^{-00}$ в $\omega\phi$ (точки с ошибками) и подгонка функцией (5) (кривая) при $g = 0,1$

Подгонка формулы (5) при $g = 0,1$ (рис. 9) дает центральные значения параметров M_R, Γ_0 , а при $g = 0,05$ и $g = 0,14$ — оценку их систематической неопределенности: $M_R = (1834 \pm 14 \text{ (стат.)}_{-10}^{+2} \text{ (сист.)})$ МэВ и $\Gamma_0 = (114 \pm 15 \text{ (стат.)}_{-15}^{+5} \text{ (сист.)})$ МэВ. Это совместимо с параметрами $X(1810)$ из [4]: $M = (1795 \pm 7_{-20}^{+23})$ МэВ, $\Gamma = (95 \pm 10_{-82}^{+78})$ МэВ.

3.3. Вероятности распадов скалярного резонанса. Интегральная интенсивность скалярной волны в области масс до 2,14 ГэВ составляет $5,4 \cdot 10^3$ событий. С учетом вероятностей распадов ω и ϕ это соответствует сечению $\sigma(\pi^- \text{Be} \rightarrow A\omega\phi)$ ($J^{PC} = 0^{++}$, $M_{\omega\phi} < 2,14$ ГэВ,

$|t| < 0,15 \text{ ГэВ}^2$) = $(98 \pm 7(\text{стат.}) \pm 7(\text{сист.}))$ нб. Систематическая ошибка обусловлена методикой измерения сечения [16].

Для перехода к сечению на протоне используем [17–19]. Z -зависимость сечения для легких ядер можно аппроксимировать как $\sigma \propto Z^{0,73 \pm 0,03}$. Тогда получаем

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow n\omega\phi) (J^{PC} = 0^{++}, M_{\omega\phi} < 2,14 \text{ ГэВ}, |t| < 0,15 \text{ ГэВ}^2) = (36 \pm 5) \text{ нб.} \quad (7)$$

Теперь можно получить $\text{Br}(f_0 \rightarrow \pi\pi) \text{Br}(f_0 \rightarrow \omega\phi)$ на основе ОПО-аппроксимации для образования резонанса X [20, 21]:

$$\frac{d\sigma(\pi^- p \rightarrow nX) \text{Br}(X \rightarrow \text{channel})}{d|t|} = 26,9 \text{ мб Br}(X \rightarrow \pi\pi) \text{Br}(X \rightarrow \text{channel}) \frac{M_X \Gamma_X}{P_{\text{beam}}^2} \frac{|t| e^{\beta(t-m_\pi^2)}}{(t-m_\pi^2)^2}. \quad (8)$$

Интегрируя уравнение (8) по $|t|$ с $|t|_{\text{max}} = 0,15 \text{ ГэВ}^2$, ранее найденным $\beta = (4,3 \pm 0,5) \text{ ГэВ}^{-2}$, $M_X \Gamma_X = (0,260 \pm 0,021) \text{ ГэВ}^2$ согласно данным [1] для $f_0(1710)$, и используя (7), получим

$$\text{Br}(f_0(1710) \rightarrow \pi\pi) \text{Br}(f_0(1710) \rightarrow \omega\phi) = (4,8 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}. \quad (9)$$

Используя [1], вычислим произведение $\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710) \rightarrow \gamma\pi\pi) \text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710) \rightarrow \gamma\omega\phi) = (9,5 \pm 2,6) \cdot 10^{-8}$.

Из этого и из (9) находим

$$\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710)) = (4,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}. \quad (10)$$

Сравнение полученной величины $\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710))$ с величиной $(3,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$, вычисленной для скалярного глюбола в КХД на решетке [22], означает большой или даже доминирующий вклад глобальной компоненты в $f_0(1710)$. Для других известных скаляров эта вероятность намного ниже [3].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучена реакция $\pi^- \text{Be} \rightarrow A\omega\phi$ при импульсе 29 ГэВ. В системе $\omega\phi$ доминирует волна $J^{PC} = 0^{++}$ с пиком на пороге. Среднее отношение интенсивностей скалярной волны в $\omega\phi$ и $\omega\omega$, поправленное на фактор фазового объема, составляет $\langle R_A \rangle = 2,4 \pm 0,5$, что является сильным нарушением правила ОЦИ.

Измерено сечение

$$\sigma(\pi^- \text{Be} \rightarrow A\omega\phi) (J^{PC} = 0^{++}, M_{\omega\phi} < 2,14 \text{ ГэВ}, |t| < 0,15 \text{ ГэВ}^2) = (98 \pm 7(\text{стат.}) \pm 7(\text{сист.})) \text{ нб.}$$

Сигнал в $\omega\phi$ может быть отнесен к $f_0(1710)$. С использованием модели ОПО для реакции $\pi^-p \rightarrow n f_0$ и вероятности радиационных распадов J/ψ найдена вероятность $\text{Br}(J/\psi \rightarrow \gamma f_0(1710)) = (4,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$, которая указывает на большую глобальную компоненту в этом скалярном мезоне.

Работа выполнена с использованием вычислительного кластера коллективного пользования ИФВЭ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Workman R. L. et al. (PDG Collab.)*. Review of Particle Physics // PTEP. 2022. V. 2022 P. 083C01.
2. *Ablík M. et al. (BES Collab.)*. Pseudoscalar Production at $\omega\omega$ Threshold in $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\omega$ // Phys. Rev. D. 2006. V. 73. P. 112007; arXiv:hep-ex/0604045.
3. *Xing-Dao Guo, Hong-Wei Ke, Ming-Gang Zhao, Liang Tang, Xue-Qian Li*. Revisiting the Determining Fraction of Glueball Component in f_0 Mesons via Radiative Decays of J/ψ // Chin. Phys. C. 2021. V. 45, No. 2. P. 023104; arXiv:2003.07116 [hep-ph].
4. *Ablík M. et al. (BESIII Collab.)*. Study of the Near-Threshold $\omega\phi$ Mass Enhancement in Doubly OZI-Suppressed $J/\psi \rightarrow \gamma\omega\phi$ Decays // Phys. Rev. D. 2013. V. 87, No. 3. P. 032008; arXiv:1211.5668 [hep-ex].
5. *Ivashin A. et al. (VES Collab.)*. Evidence for a Scalar Meson Resonance in the $\pi^-p \rightarrow n\omega\phi$ Reaction // AIP Conf. Proc. 2010. V. 1257, No. 1. P. 262–266.
6. *Готман В. Г. и др.* Изучение образования $\phi\pi^0$ -системы в реакции перезарядки 29-ГэВ пионного пучка на бериллиевой мишени установки BES // Науч. сессия секции ядерной физики Отд-ния физ. наук РАН, посвященная 300-летию РАН, Дубна, 1–5 апр. 2024 г.; ЭЧАЯ. 2025. Т. 56, вып. 3. С. 1214.
7. *Kholodenko M. S. (VES Collab.)*. Particle Identification with the Cherenkov Detector in the VES Experiment // J. Instrum. 2020. V. 15, No. 07. P. C07024.
8. *Hyams B., Jones C., Weilhammer P., Blum W., Dielt H., Grayer G., Lorenz E., Lütjens G., Männer W., Meissburger J., Ochs W., Stierlin U.* t Dependence and Production Mechanisms of the ρ , f and g Resonances from $\pi^-p \rightarrow \pi^-\pi^+n$ at 17.2 GeV // Phys. Lett. B. 1974. V. 51, No. 3. P. 272–278.
9. *Achasov N. N., Shestakov G. N.* $\pi\pi$ Scattering S Wave from the Data on the Reaction $\pi^-p \rightarrow \pi^0\pi^0n$ // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 114018.
10. *Amelin D. V. et al. (VES Collab.)*. Resonances in the $\omega\omega$ System // Phys. At. Nucl. 2006. V. 69. P. 690–698.
11. *Okubo S.* Phi Meson and Unitary Symmetry Model // Phys. Lett. 1963. V. 5. P. 165–168.
12. *Zweig G.* An $SU(3)$ Model for Strong Interaction Symmetry and Its Breaking. I. CERN rep. TH-401. Geneva, 1964.
13. *Iizuka J.* Systematics and Phenomenology of Meson Family // Prog. Theor. Phys. Suppl. 1966. V. 38. P. 21–34.
14. *Nomokonov V. P., Sapozhnikov M. G.* Experimental Tests of the Okubo–Zweig–Iizuka Rule in Hadron Interactions // Phys. Part. Nucl. 2003. V. 34. P. 94–123; arXiv:hep-ph/0204259.

15. *Isgur N., Thacker H. B.* On the Origin of the OZI Rule in QCD // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 64. P. 094507.
16. *Шумаков А. А.* Методика измерения сечений реакций в эксперименте ВЕС // Науч. сессия секции ядерной физики Отд-ния физ. наук РАН, посвященная 300-летию РАН, Дубна, 1–5 апр. 2024 г.; ЭЧАЯ. 2025. Т. 56, вып. 3. С. 1097.
17. *Kolbig K. S., Margolis B.* Particle Production in Nuclei and Unstable Particle Cross Sections // *Nucl. Phys. B.* 1968. V. 6. P. 85–101.
18. *Guisan O., Bonamy P., Le Du P., Paul L.* Study of $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ and $\pi^- p \rightarrow \eta n$ Reactions in Nuclei at $7.82 \text{ GeV}/c$ // *Nucl. Phys. B.* 1971. V. 32. P. 681–690.
19. *Apokin V. D. et al.* Determination of the Cross Section of the Process $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$ in the Dipion Mass Range $0.5 < M < 2 \text{ GeV}$ from the Reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 \pi^0 n$ at $39.1 \text{ GeV}/c$ // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1989. V. 49. P. 278.
20. *Chew G. F., Low F. E.* Unstable Particles as Targets in Scattering Experiments // *Phys. Rev.* 1959. V. 113. P. 1640–1648.
21. *Williams P. K.* Extrapolation Model for $\pi\pi$ Scattering // *Phys. Rev. D.* 1970. V. 1. P. 1312–1318.
22. *Gui Long-Cheng et al. (CLQCD Collab.).* Scalar Glueball in Radiative J/ψ Decay on the Lattice // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 021601; arXiv:1206.0125 [hep-lat].