

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ РЕЗУЛЬТАТ ИЗУЧЕНИЯ ПЕРЕХОДНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА В КОНВЕРСИОННОМ РАСПАДЕ $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ НА ДЕТЕКТОРЕ КМД-3

Д. Н. Григорьев^{1,2,*}, Д. С. Василевская³, В. Л. Иванов^{1,4},
В. Ф. Казанин^{1,4}, Б. Д. Куценко^{1,5}, Д. В. Шёлковый³
от имени коллаборации КМД-3

¹ Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

³ Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси, Минск

⁴ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

⁵ Университет Экс-Марсель, CNRS/IN2P3, CPPM, Марсель, Франция

На основе набранной детектором КМД-3 статистики 13 pb^{-1} при энергиях вблизи массы ω -мезона проведено предварительное измерение переходного электромагнитного формфактора в процессе $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Использование методов машинного обучения позволило подавить основной фоновый процесс $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ во всем диапазоне углов разлета. Полученный параметр наклона формфактора $\Lambda_\omega^{-2} = (1.0 \pm 0.4) (\text{ГэВ}/c^2)^{-2}$ согласуется с предсказаниями модели векторной доминантности.

The transition electromagnetic form factor in the process $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ was studied based on 13 pb^{-1} statistics collected by CMD-3 detector at energies close to the ω -meson mass. Using of machine learning method suppressed main background process $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ in the entire range of open angles. The slope of the form factor $\Lambda_\omega^{-2} = (1.0 \pm 0.4) (\text{GeV}/c^2)^{-2}$ agrees with the prediction of the Vector Dominant Model.

PACS: 07.05.Mh; 07.77.Gx; 13.40.Gp

ВВЕДЕНИЕ

Изучение переходных формфакторов конверсионных распадов позволяет исследовать электромагнитную структуру мезонов. Для проведения исследования изучается зависимость величины формфактора от переданного импульса (q), который измеряется по инвариантной массе родив-

* E-mail: D.N.Grigoriev@inp.nsk.su

шейся из виртуального фотона лептон-антилептонной пары. В области низких энергий экспериментальные данные по свойствам легких мезонов хорошо описываются моделью векторной доминантности (МВД) [1]. Одно из наиболее значимых отклонений от предсказаний МВД наблюдается в конверсионном распаде $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Первое указание было приведено в работе [2]. В более поздней работе [3] отклонение от предсказаний МВД составило более 4 стандартных отклонений в основном при больших переданных импульсах, при этом в близком по параметрам процессе $\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных с предсказаниями МВД. Результат изучения родственного процесса $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ в работе [4] не согласуется с работой [3] и ближе к предсказаниям МВД. В связи с этим изучение процесса $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ в экспериментах на встречных электрон-позитронных пучках с другими источниками фоновых событий и систематических ошибок представляет большой интерес.

Данная работа выполнена на электрон-позитронном коллайдере ВЭПП-2000 [5]. Благодаря разработанному в ИЯФ СО РАН методу круглых пучков он имеет рекордную в мире светимость в области энергий до 2 ГэВ в с.ц.м. Весной 2024 г. каждый из работающих на коллайдере детекторов, КМД [6] и СНД [7], набрал проектную интегральную светимость 1 фб^{-1} . Накопленный объем экспериментальных данных в разы превышает суммарную статистику всех предыдущих экспериментов в данной области энергий, и набор данных успешно продолжается.

Для предварительного изучения переходного электромагнитного формфактора в конверсионном распаде $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ использовался

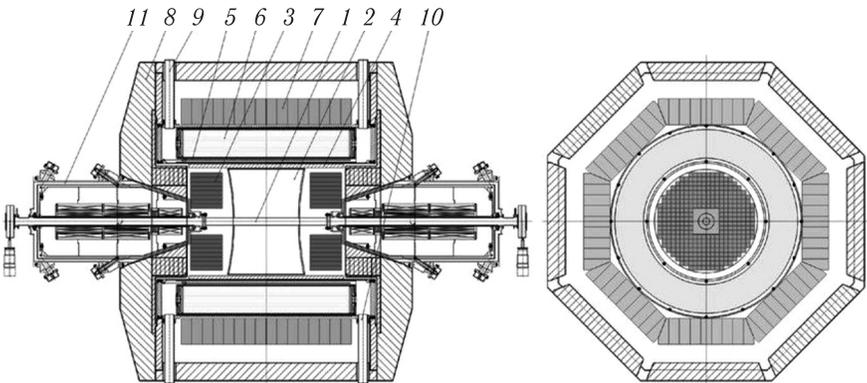


Рис. 1. Схема детектора КМД-3: 1 — ось электрон-позитронных пучков; 2 — дрейфовая камера; 3 — торцевой калориметр; 4 — Z-камера; 5 — сверхпроводящий магнит; 6 — LXe-калориметр; 7 — CsI-калориметр; 8 — железное ядро; 9 и 10 — элементы криогенной системы; 11 — фокусирующие магниты коллайдера

набранный на детекторе КМД-3 интеграл светимости 13 пб^{-1} при энергиях вблизи массы ω -мезона. Схема детектора КМД-3 приведена на рис.1. КМД-3 — это универсальный криогенный магнитный детектор. Сверхпроводящий соленоид и дрейфовая камера (ДК) образуют магнитный спектрометр, измеряющий параметры заряженных частиц, а параметры нейтральных частиц измеряются цилиндрическим и торцевым электромагнитными калориметрами. Основные системы детектора описаны в [8, 9].

ОТБОР СОБЫТИЙ

Для изучения процесса $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ отбирались события с двумя треками с нулевым суммарным зарядом, происходящими из области взаимодействия пучков, и с двумя и более фотонами. Основными фоновыми процессами в порядке значимости являются:

- $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (количество событий на 4–5 порядков больше ожидаемого сигнала при больших углах разлета);
- $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ с конверсией монохроматического гамма-кванта на веществе перед чувствительным объемом детектора;
- КЭД ($e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma$, $\gamma \gamma$ с конверсией одного гамма-кванта на веществе перед чувствительным объемом детектора и дополнительным фотоном от выбывающих из пучка частиц в обоих процессах $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma$).

Для определения отклика детектора КМД-3 на сигнальные и фоновые события было проведено полное моделирование методом Монте-Карло на основе пакета GEANT4 с учетом излучения фотона начальными частицами.

Для отбора треков использовались следующие условия:

- на каждом треке не менее 10 сработавших ячеек ДК;
- поперечный импульс трека больше 40 МэВ/с, так как частицы с меньшим поперечным импульсом совершают 1 и более полных оборотов в дрейфовой камере и их параметры плохо измеряются;
- для обеспечения прохождения заряженных частиц через область высокой эффективности ДК полярный угол треков ограничивался диапазоном $0,9 < \theta < \pi - 0,9$ рад;
- расстояние от вершины треков до места встречи пучков не более 1 см по радиусу и не более 8 см вдоль оси пучков.

Для подавления фоновых срабатываний из анализа исключались фотоны с энергией меньше 30 МэВ и полярным углом относительно оси пучков менее 0,6 рад. Так как при взаимодействии заряженных частиц в калориметрах могут реконструироваться дополнительные кластеры, требовалось, чтобы пространственный угол между фотоном и направлением на рассчитанную точку входа заряженной частицы в калориметр был больше 0,4 рад. Если после применения этих условий в событии

оставалось более 2 фотонов, то в анализе использовались 2 с наибольшими энергиями.

Для выделения сигнальных событий использовались кинематические особенности изучаемого процесса и фоновых. Применялись следующие критерии отбора:

- проекции треков в r - φ -плоскости неколлинеарны, $|\pi - |\varphi_1 - \varphi_2|| > 0,15$ рад;
- пространственный угол между фотонами находится в интервале от 0,6 до 1,5 рад;
- инвариантная масса фотона с максимальной энергией и двух заряженных частиц в гипотезе электрона и позитрона меньше 1,8 энергии пучков;
- квадрат недостающей массы заряженных частиц в гипотезе пары пионов меньше нуля.

Выбор критериев отбора подробно описан в [10].

ПОДАВЛЕНИЕ ФОНОВЫХ СОБЫТИЙ

На рис. 2 приведено распределение сигнальных и фоновых событий по углу разлета треков. Характерной особенностью конверсионного

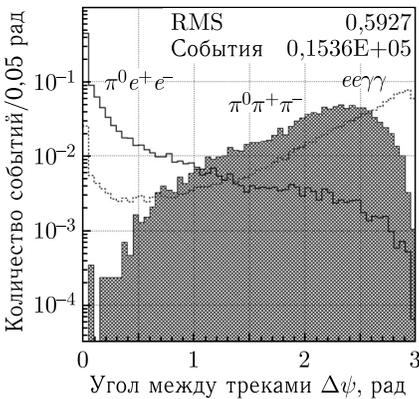


Рис. 2. Углы между треками в сигнальных и фоновых событиях (моделирование)

распада являются малые углы разлета электрон-позитронной пары. Поэтому примененное при измерении относительной вероятности процесса $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ требование $\Delta\psi < 1,0$ сильно подавляло фоновые события, особенно основного фонового процесса $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$. Кроме того, при малом угле разлета суммарный импульс электрон-позитронной пары практически константа, что позволяет подавить фон от процесса $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ до нескольких процентов [10], так как суммарный импульс пары пионов значительно меньше (рис. 3). Наиболее интересная область больших переданных импульсов соответствует

большим углам разлета, и данный критерий отбора неприменим. Поэтому необходимо использовать другой метод подавления процесса $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$.

Для разделения сигнальных и фоновых событий использовалось различие отклика калориметра на электроны/позитроны и пионы. В предыдущей работе на детекторе КМД-2 для разделения применялся параметр

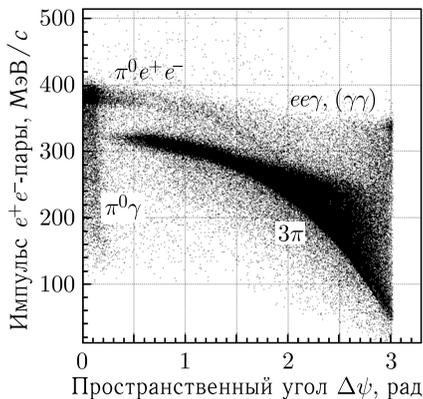


Рис. 3. Зависимость суммарного импульса треков от угла разлета событий $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ (эксперимент)

отношения энергосодержания к импульсу частицы [11]. Однако большая ширина распределений событий по этому параметру не позволила эффективно подавить фон при больших углах разлета.

В КМД-3 для подавления фоновых событий процесса $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ была использована продольная сегментация цилиндрического калориметра. Попадающая в калориметр частица оставляет энергосодержание сначала в жидкоксереновом калориметре (LXe) (рис. 4), потом в калори-

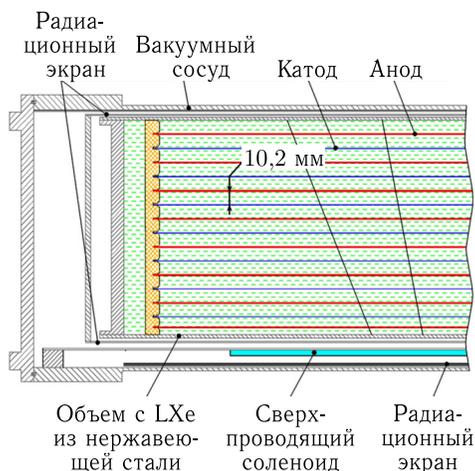


Рис. 4. Структура жидкоксеренового калориметра. Энергосодержание измеряется на полосковых электродах в 12 катодных зазорах и суммарное по анодным плоскостям

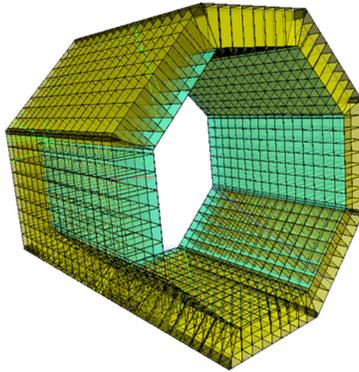


Рис. 5. Структура калориметра на основе кристаллов CsI размером $60 \times 60 \times 150$ мм

метре на основе кристаллов йодистого цезия (рис. 5). За основу был взят описанный в [12] метод разделения типов частиц.

Для усиления разделения частиц к данным об энерговыделениях во всех 12 слоях, измеряемым по полосковым каналам LXe-калориметра, была добавлена информация об энерговыделении в башнях LXe и о полном энерговыделении частицы в калориметре. Для решения такой многопараметрической задачи был применен метод машинного обучения. В результате для каждой заряженной частицы, попавшей в калориметр, вычисляется отклик классификатора $BDT(e, \pi)$ (boosted decision trees), характеризующий степень соответствия частицы гипотезе электрона или пиона. На рис. 6, *a* приведены двумерные распределения по параметру классификатора $BDT(e, \pi)$, рассчитанные для обоих треков в событиях моделирования, сигнальных и фоновых от процесса $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, прошедших отбор, указанный ранее. На рис. 6, *b* показано соответствующее распределение для экспериментальных событий. На обоих рисунках показана кривая — критерий отбора, который применялся для подавления событий основного фона.

Перед активным объемом дрейфовой камеры на пути частиц расположены алюминиевый вакуумный промежуток коллайдера толщиной 0,5 мм с внутренним радиусом 17 мм и внутренняя стенка дрейфовой камеры из компаунда плотностью $1,9 \text{ г/см}^3$ толщиной 0,35 мм. Конверсия моноэнергетичного гамма-кванта от процесса $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ в электрон-позитронную пару создает неотличимый по кинематическим параметрам фон. Точность знания химического состава компаунда недостаточна для учета этого эффекта с помощью моделирования. Основное различие фонового процесса от изучаемого состоит в расположении вершины треков вблизи вещества, однако разрешение дрейфовой камеры не позволяет разделить события с нужной точностью. Поэтому была разработана процедура разделения на основе глубокой нейронной сети, которая подробно описана

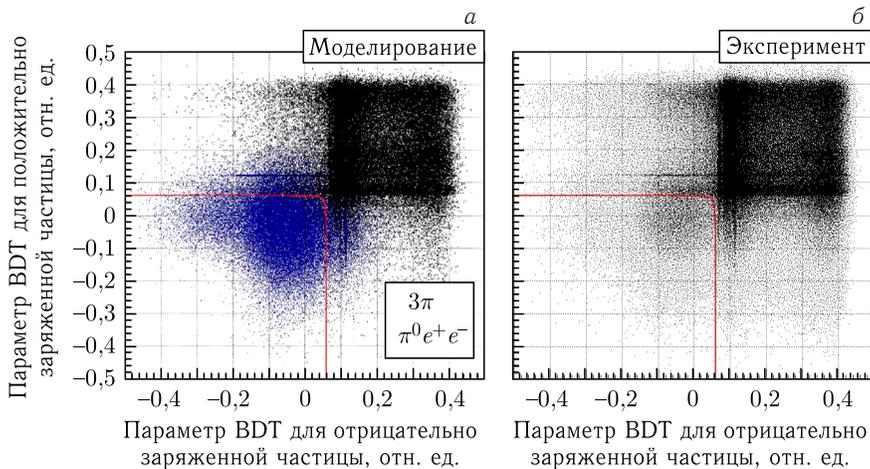


Рис. 6. Зависимость параметра разделения BDT(e, π) для заряженных частиц в событиях моделирования (приведены сигнальные события и фоновые события распада $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$) (а) и в экспериментальных событиях (б). Линией показан отбор по параметру разделения BDT(e, π)

в [13]. Обучение проводилось на событиях моделирования и проверялось на экспериментальных событиях квантовой электродинамики при энергиях пучков в центре масс 680 и 750 МэВ, где сечение рождения ω -мезона пренебрежимо мало. Доля событий с конверсией на веществе по отношению к сигнальным событиям составила $(48 \pm 1 \text{ (сист.)})\%$ [10]. Так как при конверсии на веществе переданный импульс мал, при измерении формфактора расчетное количество событий было вычтено из первого бина гистограммы.

События КЭД с добавочным фоновым гамма-квантом сложно моделировать, так как распределения выбывающих из пучка частиц по энергиям и углам сильно изменяются во времени в зависимости от настроек ускорителя. Для подавления событий КЭД был использован отбор на пространственный угол между направлением импульса электрон-позитронной пары и самым энергичным гамма-квантом: $\Delta\psi(e^+e^-, \gamma_0) < 3,05$ рад. Такой отбор существенно подавляет события КЭД, однако не убирает их полностью. Для их учета использовалось распределение по инвариантной массе двух гамма-квантов. В сигнальных событиях оно пикуется вблизи массы π^0 -мезона, а для фоновых имеет широкое распределение. Для определения формы распределения сигнальных событий было использовано моделирование. Спектр инвариантных масс двух гамма-квантов всех отобранных экспериментальных событий аппроксимировался суммой двух функций: функцией, описывающей сигнальные события, основа которой была взята из моделирования, и функцией, описывающей фон из событий КЭД, в качестве которой было использовано нормальное

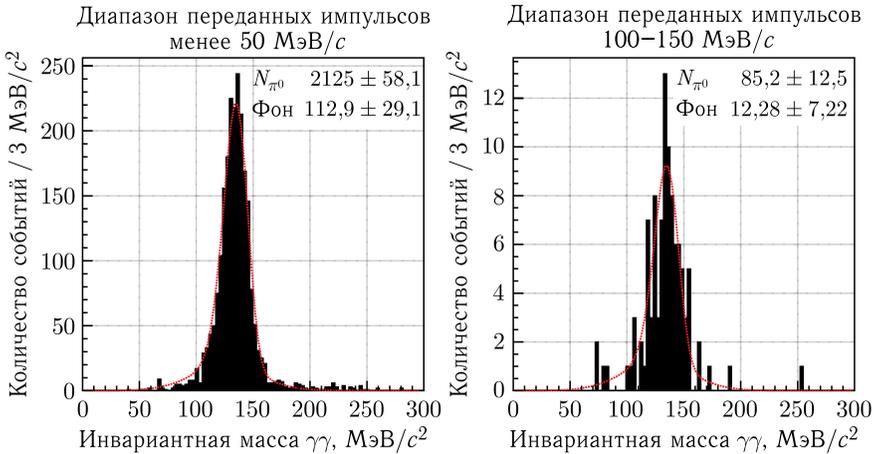


Рис. 7. Распределение по инвариантной массе двух гамма-квантов для диапазона с переданным импульсом менее 50 МэВ/с (слева) и для диапазона от 100 до 150 МэВ/с (справа). Линией показана аппроксимация суммой функций, описывающих события с π^0 и нерезонансный фон

распределение. Аппроксимация определяла форму спектра инвариантных масс двух гамма-квантов для событий фона и сигнальных событий. Отобранные события разделялись на 10 диапазонов по переданному импульсу так, что ширина каждого диапазона равнялась 50 МэВ/с и максимальный переданный импульс был равен 500 МэВ/с. В каждом диапазоне спектры инвариантных масс аппроксимировались суммой двух функций, описывающих форму сигнальных и фоновых событий. Варьируемым параметром было только количество событий сигнала и фона. Характерные спектры инвариантных масс приведены на рис. 7. Заметим, что определенные таким образом сигнальные события все еще содержат события распада $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$ и события $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$, которые были вычтены на основании работ [10, 12] с учетом полученного из моделирования распределения событий по переданному импульсу. При больших углах разлета, соответствующих большому переданному импульсу, вклад КЭД оказался неожиданно большим и ограничил максимальный доступный для анализа угол разлета $\Delta\psi < 2,3$ рад.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Определенное таким образом количество сигнальных событий $N_{\text{sig}} = 1264$ во всех 10 диапазонах по переданному импульсу было поправлено на эффективность регистрации событий, рассчитанную на основе моделирования. Перед поправкой на эффективность в каждом диапазоне из сигнального количества событий был вычтен фон от событий

$\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и событий $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$. Оставшиеся события считались сигналами и были использованы для определения переходного формфактора. Расчет переходного формфактора производился по теоретической зависимости формфактора от переданного импульса в МВД (1), взятого из работы [1]:

$$\frac{dN}{dq} = 2qA \frac{\alpha}{3\pi} \left(1 - \frac{4m_e^2}{q^2}\right)^{1/2} \left(1 + \frac{2m_e^2}{q^2}\right) \frac{1}{q^2} \times \left[\left(1 + \frac{q^2}{(m_\omega^2 - m_\pi^2)^2}\right)^2 - \frac{4m_\omega^2 q^2}{(m_\omega^2 - m_\pi^2)^2} \right]^{3/2} |F_{\omega\pi}(q^2)|^2. \quad (1)$$

Рассчитанное значение квадрата формфактора аппроксимировалось в параметризации полюсного приближения, в котором

$$F_{\omega\pi}(q^2) = \left(1 - \frac{q^2}{\Lambda_\omega^2}\right)^{-1}. \quad (2)$$

Результат аппроксимации совместно с предсказаниями в МВД приведен на рис. 8. Из него следует, что предварительный результат измерения переходного формфактора $\Lambda_\omega^{-2} = (1,0 \pm 0,4) \text{ (ГэВ/}c^2\text{)}^{-2}$ согласуется с предсказаниями МВД, однако точность в настоящее время недостаточна для проведения количественного сравнения.

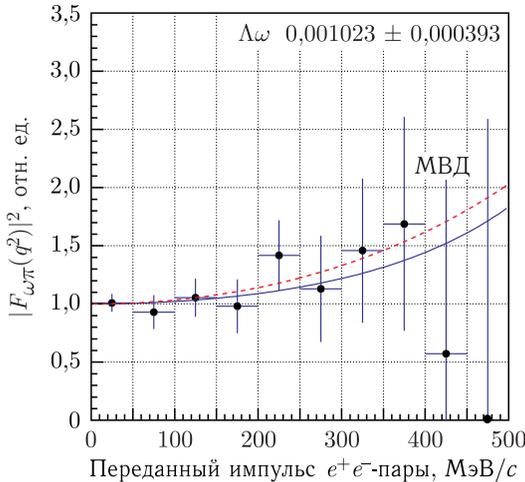


Рис. 8. Зависимость среднего значения формфактора по диапазону в эксперименте (точки), аппроксимированная в параметризации полюсного приближения (сплошная кривая), штриховая кривая — предсказание в МВД

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработанный метод e/π -разделения с использованием информации об энерговыделении в продольно сегментированном калориметре с применением метода BDT позволил подавить основной фон от процесса $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ во всем диапазоне углов разлета и значительно улучшил точность измерения формфактора. Однако неожиданно большой фон от событий КЭД не позволил использовать в анализе события с углами разлета треков $\Delta\psi > 2,3$ рад.

Получен предварительный результат на основе анализа 13 пб^{-1} интегральной светимости, набранной вблизи массы ω -мезона. Измеренный формфактор согласуется с предсказаниями МВД, однако точность недостаточна для проведения количественного сравнения. Для увеличения точности необходимо разработать метод дальнейшего подавления фона от событий КЭД и распространить метод e/π -разделения, который сейчас отлажен на пике сечения ω -мезона, на все точки по энергии с целью использования всех набранных 50 пб^{-1} интегральной светимости в интересующем диапазоне энергий. В следующих сезонах планируется провести набор данных вблизи ω -мезона, и доступная для обработки статистика увеличится кратно.

Финансирование. Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-42-10025) и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (грант № Ф23РНФ-118).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ландсберг Л. Г. Электромагнитные лептонные распады и структура легких мезонов // УФН. 1985. Т. 146, № 6. С. 185–236.
2. Dzhelyadin R. I. et al. Study of the Electromagnetic Transition Form-Factor in $\omega \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ Decay // Phys. Lett. B. 1981. V. 102, No. 4. P. 296–298.
3. Arnaldi R. et al. (NA60 Collab.). Precision Study of the $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ and $\omega \rightarrow \mu^+ \mu^- \pi^0$ Electromagnetic Transition Form-Factors and of the $\rho \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Line Shape in NA60 // Phys. Lett. B. 2016. V. 757. P. 437–444.
4. Adlarson P. et al. Measurement of the $\omega \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ and $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ Dalitz Decays with the A2 Setup at MAMI // Phys. Lett. C. 2017. V. 95, No. 3. 035208.
5. Тимошенко М. В. и др. Статус электрон-позитронного коллайдера ИЯФ ВЭПП-2000 // Письма в ЭЧАЯ. 2015. Т. 17, № 4. С. 380–387.
6. Fedotov G. V. et al. (CMD-3 Collab.). CMD-3 Detector for VEPP-2000 // Phys. Lett. B. 2006. V. 162. P. 332–338.
7. Achasov M. N. et al. (SND Collab.). Spherical Neutral Detector for VEPP-2M Collider // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 449, No. 1–2. P. 125–139.
8. Grancagnolo F. et al. Drift Chamber for the CMD-3 Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2010. V. 623, No. 1. P. 113–116.

9. *Shebalin V.E. et al.* Calorimetry of the CMD-3 Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2016. V. 824. P. 710–712.
10. *Амирханов А.Н. и др. (колл. КМД-3)*. Первое измерение величины конверсионного распада омега-мезона в нейтральный пион и электрон-позитронную пару на детекторе КМД-3 // Вестн. Нац. акад. наук Белоруссии. Сер. физ.-мат. наук. 2024. Т. 60, № 1. С. 52–71.
11. *Akhmetshin R.R. et al. (CMD-2 Collab.)*. Study of the ρ and ω Meson Decays into a Pseudoscalar Meson and e^+e^- Pair with the CMD-2 Detector // Phys. Lett. B. 2005. V. 613, No. 1–2. P. 29–38.
12. *Ivanov V.L. et al. (CMD-3 Collab.)*. Charged Particle Identification with the Liquid Xenon Calorimeter of the CMD-3 Detector // Nucl. Instr. Meth. A. 2021. V. 1015. P. 165761.
13. *Kutsenko B.D. for the CMD-3 Collab.* An Analysis of the Omega Meson Conversion Decay Using Neural Network-Based Technique with the CMD-3 Experiment // J. Phys.: Conf. Ser. 2023. V. 1015, No. 1. P. 012070.