

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ВЕС

*А. А. Шумаков**

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

Представлены основные методы измерения сечений в эксперименте ВЕС, изучающем мезон-ядерные взаимодействия на фиксированной мишени при импульсе пучка 29 ГэВ/с. Проведен сравнительный анализ разных методов, оценены их систематические погрешности, и представлена проверка этих методов на основе реакций с известными сечениями. Отдельное внимание уделено влиянию на измеряемые сечения эффектов, зависящих от интенсивности пучка.

The main methods for measuring cross sections in the VES experiment, which studies meson-nuclear interactions on a fixed target at a beam momentum of 29 GeV/c, are presented. A comparative analysis of different methods has been carried out, their systematic errors have been estimated, and verification of these methods based on reactions with known cross sections is presented. Special attention is paid to the beam intensity-dependent effects in cross section measurements.

PACS: 01.50.Pa; 25.80.Ek

ВВЕДЕНИЕ

Сечения реакций — одни из доступных для измерения величин в физике высоких энергий, и отлаживание методов их измерения в конкретно взятом эксперименте — необходимая процедура. Однако есть сложности, связанные со степенью нашего знания как самой установки (геометрия, характеристики отдельных детекторов и триггера), так и процессов, происходящих внутри установки. Все это должно быть отражено в финальных расчетах сечения в виде поправочных коэффициентов и/или вкладов в систематическую ошибку. В этой работе мы рассмотрим различные методы, используемые на установке ВЕС, расположенной на ускорительном комплексе У-70 в ИФВЭ (Протвино). Для демонстрации работоспособности методов используются данные, собранные на установке ВЕС в течение нескольких ускорительных сеансов (44-го, 45-го, 47-го, 48-го), проведенных в промежутке с 2012 по 2015 г. Конфигурация детекторов и электроники незначительно менялась от сеанса к сеансу.

* E-mail: shumakov@ihep.ru

ЭКСПЕРИМЕНТ ВЕС

Эксперимент ВЕС — это эксперимент на выведенном пучке. Экспериментальная установка получает вторичный пучок отрицательных частиц (преимущественно пионов) от ускорителя У-70, длительность цикла У-70 9,5 с, из них сброс частиц на ВЕС происходит в течение 1–2 с. Средняя интенсивность пучка $\sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Основная часть экспериментальной установки представляет собой широкоапертурный магнитный спектрометр, предназначенный для регистрации заряженных треков, возникающих при взаимодействии пучковой частицы в мишени. Принята система координат, в которой ось Y направлена вертикально вверх, ось Z — по пучку, а ось X дополняет тройку до правой. Начало расположено в центре магнита. На рис. 1 изображено YZ -сечение установки, пучковая часть изображена не в масштабе. Эта часть установки состоит из сцинтилляционных счетчиков S1, S2, S3 (на рисунке не показаны, расположены до мишени), черенковских счетчиков C1, C2, C3, четырех двухплоскостных пропорциональных камер НРС, счетчика А10–А11 для подавления гало пучка (представляет собой пластину сцинтиллятора с вырезанным круглым отверстием). После пучковой части установки находится мишень Target, окруженная активной охранной системой Veto и свинцовыми пластинами Converter. Предназначение этих пластин — конверсия гамма-квантов, не попадающих в апертуру электромагнитного калориметра. Далее идет основная часть установки, предназначенная для детектирования продуктов взаимодействия в мишени. В ее состав входят следующие детекторы: группа пропорциональных камер PC1, состоящая из трех двухплоскостных камер, где третья камера повернута на угол 15° вокруг оси Z ; группа пропорциональных камер PC2, состоящая из пяти двухплоскостных камер; магнит Magnet; микродрейфовые камеры внутри магнита MDC; многоканальный

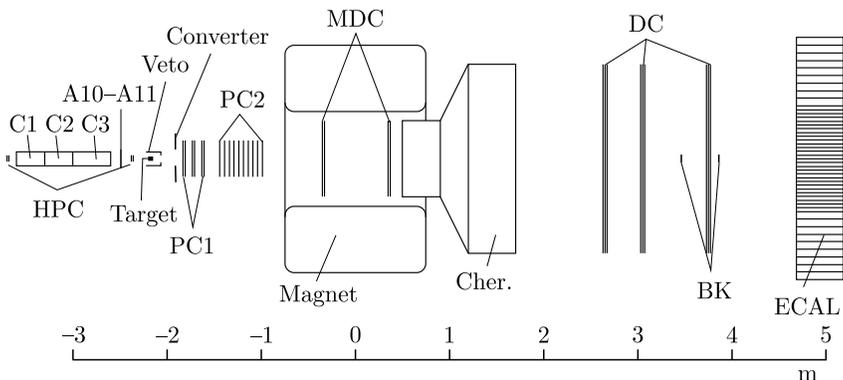


Рис. 1. Схема установки

черенковский счетчик Cher [1]; дрейфовые камеры на основе трубок DC; счетчики ВК, предназначенные для детектирования непроявившегося пучка; электромагнитный калориметр ECAL [2]. Информацию о системе сбора данных (ССД) установки можно найти в [3].

Мишень представляет собой бериллиевый цилиндр толщиной 4 см (0,11 рад. длин) и диаметром 4,5 см.

Триггер установки формирует несколько триггерных решений. Основным триггерным решением является $S_1 S_2 S_3 \overline{A_{10}} \overline{A_{11}} \overline{BK_1} \overline{BK_2} \overline{Veto}$. Далее по тексту эта комбинация триггерных условий будет называться Main. Также есть разреженные с некоторым коэффициентом относительно основного решения вспомогательные триггерные решения BEAM ($S_1 S_2 S_3 \overline{A_{10}} \overline{A_{11}}$) и MWG ($S_1 S_2 S_3 \overline{A_{10}} \overline{A_{11}} \overline{BK_1} \overline{BK_2}$).

ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Рассмотрим классическую формулу, связывающую число событий и сечение в эксперименте на фиксированной мишени

$$\frac{N_{\text{real}}}{N_{\text{beam}}} = P(\text{react}) = \sigma_{\text{syst}} n \lambda_l (1 - e^{-l/\lambda_l}). \quad (1)$$

Здесь N_{real} — число реально произошедших событий изучаемой реакции, N_{beam} — число налетающих пучковых частиц, $P(\text{react})$ — вероятность прохождения изучаемой реакции для отдельной налетающей частицы пучка, σ_{syst} — сечение изучаемой реакции, n — концентрация рассеивающих центров в мишени, l — длина мишени, λ_l — ядерная длина для частицы пучка в мишени. Выражая это в терминах наблюдаемого в эксперименте числа событий, получаем

$$N_{\text{obs}} = N_{\text{beam}} P(\text{react}) S_{\text{trig}} P(\text{DT}) \varepsilon. \quad (2)$$

Здесь $P(\text{DT})$ — вероятность принять событие с учетом мертвого времени ССД, ε — акцептанс, S_{trig} — коэффициент разрежения триггера.

Здесь и далее, с точки зрения теории вероятностей, мы будем рассматривать вероятности проявления тех или иных признаков у событий, где пучок налетает на мишень. Вероятности далее по тексту будут обозначаться $P(A)$, где A — некоторое множество событий, характеризующее одним или несколькими признаками.

Введем несколько обозначений возможных исходов при регистрации и реконструкции события: *react* — произошла искомая реакция; *trig* — сработал некоторый триггер; *beam* — пучок был реконструирован и прошел отборы, с ним связанные, есть триггер BEAM; *syst* или *syst.rec* — система вторичных частиц была реконструирована и прошла отборы.

Подробнее распишем множества в пространстве событий, которые стоят за искомой вероятностью, и, пользуясь определением условной

вероятности, преобразуем формулу (2):

$$N_{\text{obs}} = N_{\text{beam}} P(\text{DT}) P(\text{react}) P(\text{beam}|\text{react}) \times \\ \times P(\text{syst}|\text{beam} \cap \text{react}) P(\text{trig}|\text{syst} \cap \text{beam} \cap \text{react}) S_{\text{trig}}. \quad (3)$$

Такое представление помогает разделить вклады в акцептанс и более точно следить за их вычислением или сокращением.

Величина $P(\text{syst}|\text{beam} \cap \text{react})$ моделируема с помощью метода Монте-Карло и будет равна отношению числа событий, прошедших реконструкцию и отборы, к числу событий, прошедших реконструкцию и отборы, связанные только с пучком. Триггер при этом не моделируется.

Величина $P(\text{trig}|\text{syst} \cap \text{beam} \cap \text{react})$ равна 1 для триггера ВЕАМ по определению и должна быть найдена для других триггеров.

МЕТОД ПРЯМОГО ПОДСЧЕТА

Число наблюдаемых пучковых событий в триггере ВЕАМ находится по формуле

$$N_{\text{obs. beams}} = N_{\text{beam}} P(\text{DT}) P(\text{beam}) S_{\text{ВЕАМ}}. \quad (4)$$

Выражая вероятность реакции из формул (3) и (4), для триггера ВЕАМ получаем

$$P(\text{react}) = \frac{N_{\text{obs}}}{N_{\text{obs. beams}}} \frac{1}{P(\text{syst}|\text{beam} \cap \text{react})}. \quad (5)$$

Однако, прежде чем можно будет воспользоваться этой формулой, необходимо учесть pile-up — эффект, когда одно событие ССД содержит в себе информацию от нескольких актов попадания пучковых частиц в установку. Доля таких событий растет с интенсивностью пучка I . В эксперименте ВЕС интенсивность пучка, приписываемая событию, находится по количеству срабатываний $S_1 S_2$ за время между этим и предыдущим событием. Для учета этих эффектов в МК-моделировании используется специальный набор событий, набранных на триггере, асинхронном с пучком. Хиты электроники из событий этого набора подмешиваются к хитам электроники основных событий, моделируемых с использованием GEANT4. Для каждого детектора это осуществляется с учетом особенностей электроники детектора.

Для учета эффектов pile-up все подверженные этому эффекту величины из формулы (5) надо считать некими функциями от I . Это же будет относиться и ко всем дальнейшим формулам. В процессе обработки данных величины, зависящие от I , представляются в виде гистограмм, и математические операции выполняются над ними как над гистограммами.

Для проверки метода (5) воспользуемся им для вычисления сечения реакции $\pi^- \text{Be} \rightarrow X^+ X^- X^- \text{Be}$ при $t' < 0,02 \text{ ГэВ}^2/c^2$. События этой реакции отбираются по следующим условиям: система успешно реконструирована; имеются один положительный трек и два отрицательных; допускается кластер в калориметре с энергией $E < 0,5 \text{ ГэВ}$; трек пучка

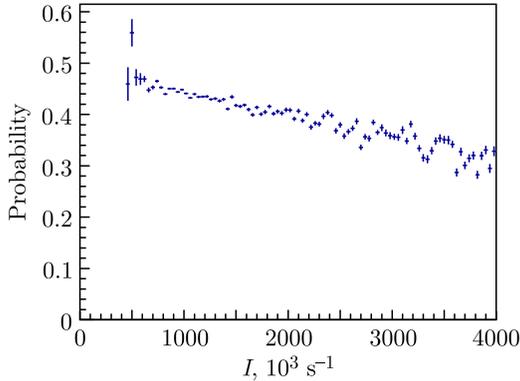


Рис. 2. Акцептанс $P(\text{syst}|\text{beam} \cap \text{react})$ для сеанса gun47 в зависимости от интенсивности I

пересекает передний по пучку торец мишени в точке, расположенной не ближе чем 5 мм к краю мишени; z -координата вершины отстоит от торцов мишени не более чем на 4 см; отсутствие пересечения треков частиц со счетчиками ВК; инвариантная масса пар разноименно заряженных частиц с приписанной им массой электронов должна быть больше $0,03 \text{ ГэВ}/c^2$; восстановленный по энергетическому балансу импульс пучка $27 < p < 31 \text{ ГэВ}/c$; $t' < 0,02 \text{ ГэВ}^2/c^2$; идентификация пучковой частицы как π .

Результаты расчета акцептанса $P(\text{syst}|\text{beam} \cap \text{react})$ в зависимости от интенсивности I видны на рис.2. Для расчета акцептанса использовалось моделирование исходной реакции по результатам ПВА этой системы, представленным в [4]. Хочется отметить линейную зависимость акцептанса от интенсивности. Ошибки акцептанса предполагаются биномиальными.

Корректность учета интенсивности проверяется с помощью фита зависимости сечения от интенсивности константой методом χ^2 (рис.3). Пределы фита берутся равными квантилям $Q(0,05)$ и $Q(0,95)$ распределения по интенсивности событий с реконструированным пучком в триггере ВЕАМ. Сама величина сечения извлекается из отношения побинных сумм числителя и знаменателя в формуле (5), которое потом подставляется в (1). Бины, входящие в суммы, определяются теми же условиями, что и пределы фита. Полученные сечения для отдельных сеансов затем объединяются методом взвешенного среднего. Статистическая ошибка происходит из метода взвешенного среднего. Если учесть систематические ошибки с известным происхождением ($\sim 4\%$), то метод взвешенного среднего дает $\chi^2/\text{ndf} = 14,4/3$. Поэтому систематическая ошибка результата рассчитывается как стандартное отклонение выборки

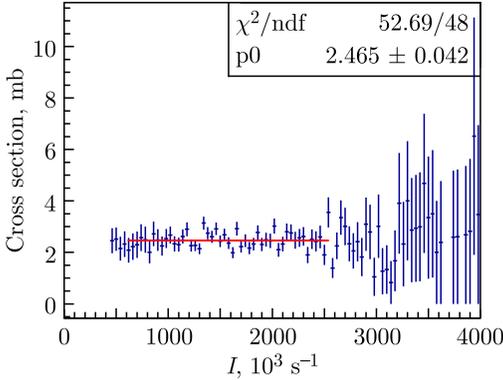


Рис. 3. Сечение $\sigma(\pi^- \text{Be} \rightarrow X^+ X^- X^- \text{Be})$ для сеанса gun47 в зависимости от интенсивности I

результатов по сеансам. В итоге получаем

$$\sigma_{\pi^- \text{Be} \rightarrow X^+ X^- X^- \text{Be}} = (2,31 \pm 0,01(\text{stat.}) \pm 0,15(\text{syst.})) \text{ мб}, \quad (6)$$

что дает общую относительную ошибку 6,4%. Отметим, что в данном измерении не участвуют триггерные решения MWG и MAIN, которые могут вносить дополнительную систематику, связанную с неопределенностью их вкладов в акцептанс.

МЕТОД ПО ПОТОКУ КАОНОВ

Альтернативный метод вычисления сечения — это нормировка на поток каонов, нередко используемый в похожих экспериментах (например, [5]). Сформулируем этот метод с помощью введенных обозначений. Для начала запишем выражение для числа каонных распадов:

$$N_{\text{kaon}} = N_{\text{Kbeam}} P(\text{DT}) W P(\text{Kbeam}) P(\text{kaon. rec} | \text{beam} \cap \text{kaon}) \times \\ \times P(\text{trig} | \text{kaon. rec} \cap \text{beam} \cap \text{kaon}) S_{\text{trig}}. \quad (7)$$

Здесь N_{Kbeam} — число налетающих пучковых каонов, W — вероятность распада в нужном канале внутри распадной базы, K_{beam} — множество событий, в которых пучок реконструирован и прошел необходимые отборы.

Из отношения числа каонов и числа событий искомой реакции можно выразить вероятность этой реакции,

$$P(\text{react}) = \frac{N_{\text{obs}}}{N_{\text{Obs. kaons}}} \frac{K_{\text{frac}} W}{P(\text{int})} \frac{S_{\text{trig. kaon}}}{S_{\text{trig}}} \times \\ \times \frac{P(\text{kaon. rec} | \text{beam} \cap \text{kaon}) P(\text{trig} | \text{kaon. rec} \cap \text{beam} \cap \text{kaon})}{P(\text{syst. rec} | \text{beam} \cap \text{react}) P(\text{trig} | \text{syst. rec} \cap \text{beam} \cap \text{react})}. \quad (8)$$

Таблица 1. Доли частиц пучка в разных сеансах. Доля unknown, формально получающаяся в ходе разрешения системы уравнений, должна быть совместима с нулем в пределах ошибки

Сеанс	π , %	K , %	\bar{p} , %	Unknown, %
run44	$98,23 \pm 0,03$	$1,61 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,01$	$-0,08 \pm 0,03$
run45	$98,30 \pm 0,05$	$1,63 \pm 0,01$	$0,24 \pm 0,02$	$-0,16 \pm 0,04$
run47	$98,32 \pm 0,09$	$1,63 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,07$	$-0,13 \pm 0,07$
run48	$98,11 \pm 0,07$	$1,64 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,06$	$-0,07 \pm 0,04$

Здесь $P(\text{int})$ — вероятность пересечь мишень пучком. Для определения сечения по потоку каонов необходимо знать долю каонов в пучке K_{frac} . В данной работе мы предполагаем, что пучок состоит только из π , K и \bar{p} (табл. 1). Пучковые пороговые черенковские счетчики эксперимента ВЕС настроены следующим образом: два из трех дают сигнал только на π и не дают на K и \bar{p} , а один — дает сигнал на π и K и не дает на \bar{p} . Тем самым комбинация откликов от всех трех счетчиков позволяет определить тип пучковой частицы. Невозможные в случае идеальной работы детекторов комбинации откликов алгоритм идентификации помечает как unknown.

Для определения доли предлагается сделать следующее: выделить по одной эталонной реакции на каждый тип пучковых частиц и измерить отклики системы и алгоритма идентификации в этих эталонных реакциях, с помощью полученных результатов составить систему уравнений, связывающую наблюдаемые и истинные доли частиц в пучке,

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{\pi \rightarrow \pi} & \epsilon_{K \rightarrow \pi} & \epsilon_{\bar{p} \rightarrow \pi} & 0 \\ \epsilon_{\pi \rightarrow K} & \epsilon_{K \rightarrow K} & \epsilon_{\bar{p} \rightarrow K} & 0 \\ \epsilon_{\pi \rightarrow \bar{p}} & \epsilon_{K \rightarrow \bar{p}} & \epsilon_{\bar{p} \rightarrow \bar{p}} & 0 \\ \epsilon_{\pi \rightarrow \text{unk}} & \epsilon_{K \rightarrow \text{unk}} & \epsilon_{\bar{p} \rightarrow \text{unk}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_{\pi}^{\text{real}} \\ f_{K}^{\text{real}} \\ f_{\bar{p}}^{\text{real}} \\ f_{\text{unk}}^{\text{real}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_{\pi} \\ f_{K} \\ f_{\bar{p}} \\ f_{\text{unk}} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Здесь $\epsilon_{i \rightarrow j}$ — вероятность, что алгоритм идентификации даст ответ j , если в реальности была частица i , а f_i^{real} и f_i — реальная и измеренная доли частиц типа i в пучке.

Эталонной реакцией для π -мезонов служит упругое рассеяние на электронах вещества мишени $\pi^- e^- \rightarrow \pi^- e^-$. События этой реакции отбираются по следующим условиям: система успешно реконструирована; два отрицательно заряженных трека; вершина взаимодействия находится внутри мишени; инвариантная масса $\pi^- e \in [0,17; 0,27]$ ГэВ/ c^2 ; отбор по суммарному импульсу вторичных частиц ($27 < p_{\text{tot}} < 31$ ГэВ/ c); формально вычисленное $t' < 0,001$ ГэВ $^2/c^2$; отсутствие пересечения треков частиц со счетчиками ВК; импульс вылетевшего электрона $p_e > 3,36$ ГэВ/ c . Последнее условие необходимо, чтобы на уровне кинематики исключить фоновые события рассеяния каонов и антипротонов на электронах.

Эталонной реакцией для K -мезонов служит распад $K \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$. События этой реакции отбираются по следующим условиям: система успешно реконструирована; имеются один положительно и два отрицательно заряженных трека; допускается лишний кластер в электромагнитном калориметре $E < 0,5$ ГэВ; ведется отбор по z вершины ($-400 < z < -240$ см), отбор по восстановленному импульсу пучка ($27 < p_{\text{beam}} < 31$ ГэВ/ c), отбор $m_{ee} > 0,03$ ГэВ/ c^2 для пар противоположно заряженных треков; отсутствуют пересечения треков частиц со счетчиками ВК; инвариантная масса вторичных частиц $m_{3\pi} \in [0,46; 0,54]$ ГэВ/ c^2 ; формально вычисленное $t' < 0,004$ ГэВ $^2/c^2$.

Эталонной реакцией для антипротонов служит реакция $\bar{p}n \rightarrow \Delta^{--}p \rightarrow \bar{p}\pi^-p$. События этой реакции отбираются по следующим условиям: система успешно реконструирована; имеются два отрицательно заряженных трека; вершина взаимодействия находится в мишени; ведется отбор по суммарному импульсу вторичных частиц ($27 < p_{\text{tot}} < 31$ ГэВ/ c); отсутствуют пересечения треков частиц со счетчиками ВК; идентификация идет с помощью Cher в гипотезах $\pi\pi$, πK , $K\pi$, $\bar{p}\pi$, $\pi\bar{p}$.

У такого метода нахождения реального состава пучка существует особенность. Выбор «успешной» реакции в основной части установки снижает долю событий с pile-up и тем самым влияет на эффекты pile-up в пучковой части. Для противодействия этому вводится требование ко всем событиям, участвующим в данном методе: должны отсутствовать лишние сигналы в триггерных счетчиках за 228 нс до времени триггера и еще 130 нс после. Данные величины подобраны на используемых событиях по границе искажения экспоненциального распределения времени прихода ближайших сигналов с триггерных счетчиков, которое должно наблюдаться для пуассоновского процесса.

Стоит отметить, что извлекаемые с помощью эталонных реакций элементы матрицы из (9) являются оценками параметров мультиномиального распределения и имеют скоррелированные внутри столбцов ошибки. Для распространения ошибок используется метод из [6].

Когда доля каонов в пучке становится известной, пользуясь формулой (8), можно извлечь сечение и проверить правильность поправки на зависимость величин от интенсивности пучка аналогично предыдущему методу. Найдем сечение реакции $\pi^- \text{Be} \rightarrow X^+X^-X^- \text{Be}$ при $t' < 0,02$ ГэВ $^2/c^2$, пользуясь каонным методом в триггере MWG. Сечения получают посеансово, последующий метод взвешенного среднего дает $\chi^2/\text{ndf} = 3,4/3$. Объединяя результаты по сеансам, получаем полную относительную ошибку 4,4%,

$$\sigma_{\pi^- \text{Be} \rightarrow X^+X^-X^- \text{Be}} = (2,09 \pm 0,04(\text{stat.}) \pm 0,08(\text{syst.})) \text{ мб}. \quad (10)$$

Дополнительно посмотрим на брэнчинг $K^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-$, чтобы проверить согласованность методов. Найдем методом прямого подсчета по событиям из триггера MWG. Брэнчинг получается посеансово, после-

дующий метод взвешенного среднего дает $\chi^2/\text{ndf} = 5/3$. Объединяя результаты по сеансам, получаем полную относительную ошибку 8%:

$$\text{Br}(K^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^-) = (5,9 \pm 0,2(\text{stat.}) \pm 0,5(\text{syst.}))\%. \quad (11)$$

Для сравнения в PDG [7]: $(5,583 \pm 0,024)\%$.

МЕТОД ОПОРНОЙ РЕАКЦИИ

Используя экспериментально или теоретически известное сечение одной реакции, можно найти интегральную светимость в том или ином триггере. Воспользуемся формулой числа наблюдаемых событий, записанной для двух реакций, обозначенных индексами 1 и 2. Возьмем отношение и сократим одинаковые члены,

$$\frac{N_{\text{obs}}^{(1)}}{N_{\text{obs}}^{(2)}} = \frac{P(1) P(\text{syst}^{(1)}. \text{rec}|\text{beam} \cap (1)) P(\text{trig}|\text{syst}^{(1)}. \text{rec} \cap \text{beam} \cap (1))}{P(2) P(\text{syst}^{(2)}. \text{rec}|\text{beam} \cap (2)) P(\text{trig}|\text{syst}^{(2)}. \text{rec} \cap \text{beam} \cap (2))}. \quad (12)$$

Переходя к сечениям, приведем выражение к виду известной формулы $N = \sigma \mathcal{L}$, связывающей число событий, сечение и интегральную светимость. Выделим всю информацию о второй (референсной) реакции в отдельную величину

$$L(I) = \frac{N_{\text{obs}}^{(2)}}{\sigma_2 P(\text{syst}^{(2)}. \text{rec}|\text{beam} \cap (2)) P(\text{trig}|\text{syst}^{(2)}. \text{rec} \cap \text{beam} \cap (2))}. \quad (13)$$

Отметим, что эта величина зависит от выбранного триггера. Формула (12) преобразуется в

$$N_{\text{obs}}^{(1)} = \sigma_1 L(I) P(\text{syst}^{(1)}. \text{rec}|\text{beam} \cap (1)) \times P(\text{trig}|\text{syst}^{(1)}. \text{rec} \cap \text{beam} \cap (1)). \quad (14)$$

Эта величина (13) имеет смысл интегральной светимости, поправленной на эффективность реконструкции пучка и мертвое время установки. Получив эту величину, можно применять ее универсальным образом для нахождения сечения реакций.

Воспользуемся ранее определенным сечением реакции $\pi^- \text{Be} \rightarrow X^+ X^- X^- \text{Be}$ при $t' < 0,02 \text{ ГэВ}^2/c^2$, полученным в триггере ВЕАМ для определения $L(I)$ в триггере МАИМ. В табл. 2 приведена сумма интегральной светимости для интенсивности $I \in [6,40] \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Воспользуемся методом опорной реакции для нахождения сечения реакции $\pi^- e^- \rightarrow \pi^- e^-$ для энергии вылетающих электронов $E_e > 0,3 \text{ ГэВ}$.

Таблица 2. **Поправленная интегральная светимость** (13) для разных сеансов

Сеанс	L , нб ⁻¹
44	$26,2 \pm 2,1$
45	$13,5 \pm 1,1$
47	$7,7 \pm 0,6$
48	$16,9 \pm 1,3$
Всего	$42,9 \pm 2,9$

Здесь систематическая ошибка была получена из ошибок светимости, опорного сечения (6) и акцептанса системы, тогда как статистическая ошибка содержит в себе только пуассоновскую ошибку полного числа событий π^-e^- по всем сеансам

$$\sigma_{\pi e} = (0,732 \pm 0,002(\text{stat.}) \pm 0,051(\text{syst.})) \text{ мб.} \quad (15)$$

Отметим, что из формул выше для упрощения изложения был исключен фактор отношения концентраций рассеивающих центров n_e/n . Этот фактор введен из-за того, что типы частиц, с которыми происходит взаимодействие, отличаются для искомой и опорной реакций. В финальный ответ этот фактор входит. Теоретическое значение:

$$\sigma_{\pi e}^{\text{theory}} = (0,773 \pm 0,002) \text{ мб.} \quad (16)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены методы измерения сечений реакций в эксперименте ВЕС. Важно отметить несколько деталей. Во-первых, наличие минимально возмущенного триггера ВЕАМ позволяет использовать метод прямого подсчета и анализировать работу других триггеров. Во-вторых, интенсивность пучка и связанные с этим эффекты pile-up вносят заметный вклад в выход событий и могут быть смоделированы с помощью подмешивания специально набранных событий с триггером, асинхронным с пучком. В-третьих, метод по потоку каонов и метод опорной реакции являются предпочтительными, ибо могут приводить к сокращению неучтенной систематики.

Автор выражает благодарность Ю. А. Хохлову и В. И. Лисину за плодотворные обсуждения. Работа выполнена с использованием вычислительного кластера коллективного пользования ИФВЭ.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kholodenko M. S.* Particle Identification with the Cherenkov Detector in the VES Experiment // J. Instrum. 2020. V. 15, No. 07. P. 07024.
2. *Dorofeev V. A., Ivashin A. V., Kalendarev V. V., Katchaev I. A., Konstantinov V. F., Matveev V. D., Polyakov B. F., Sugonyaev V. P., Kholodenko M. S., Khokhlov Y. A.* A New Electromagnetic Calorimeter for the Updated VES Setup // Instrum. Exp. Tech. 2016. V. 59, No. 5. P. 658–665.
3. *Ивашин А. В., Матвеев В. Д., Хохлов Ю. А.* Модернизированная система сбора данных установки ВЕС. Технические аспекты. Препринт ИФВЭ 2010-10. Протвино, 2010.
4. *Kachaev I., Ryabchikov D.* PWA with Full Rank Density Matrix of the $\pi^+\pi^-\pi^-$ and $\pi^-\pi^0\pi^0$ Systems at VES Setup // Eur. Phys. J. Web. Conf. 2016. V. 130. P. 04003.

5. *Adolph C. et al.* Measurement of Radiative Widths of $a_2(1320)$ and $\pi_2(1670)$ // Eur. Phys. J. A. 2014. V. 50, No. 4; arXiv:1403.2644 [hep-ex].
6. *Lefebvre M., Keeler R. K., Sobie R., White J.* Propagation of Errors for Matrix Inversion // Nucl. Instr. Meth. A. 2000. V. 451, No. 2. P. 520–528; arXiv: 9909031v1 [hep-ex].
7. *Particle Data Group.* Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020, No. 8.