

ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИПОДОБНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ФОРМФАКТОРА НЕЙТРОНА НА ДЕТЕКТОРЕ СНД

© 2023 г. М. Н. Ачасов^{1),2)}, А. Ю. Барняков^{1),2)}, Е. В. Бедарев^{1),2)}, К. И. Белобородов^{1),2)}, А. В. Бердюгин^{1),2)}, Д. Е. Беркаев¹⁾, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾, Т. В. Димова^{1),2)}, В. П. Дружинин^{1),2)}, В. Н. Жабин^{1),2)}, Ю. М. Жаринов¹⁾, Л. В. Кардапольцев^{1),2)}, А. С. Касаев¹⁾, Д. П. Коврижин¹⁾, И. А. Кооп^{1),2)}, А. А. Король^{1),2)}, А. С. Купич^{1),2)}, А. П. Крюков¹⁾, А. П. Лысенко¹⁾, Н. А. Мельникова^{1),2)}, Н. Ю. Мучной^{1),2)}, А. Е. Образовский¹⁾, Е. В. Пахтусова¹⁾, К. В. Пугачев^{1),2)}, С. А. Растигеев¹⁾, Ю. А. Роговский^{1),2)}, С. И. Середняков^{1),2)*}, З. К. Силагадзе^{1),2)}, И. К. Сурин¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, А. Г. Харламов^{1),2)}, Ю. М. Шатунов^{1),2)}, Д. А. Штоль¹⁾

Поступила в редакцию 29.06.2023 г.; после доработки 29.06.2023 г.; принята к публикации 29.06.2023 г.

Представлены результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и эффективного времениподобного формфактора нейтрона. Набор данных проводился в 2020–2021 гг. на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 в диапазоне энергии в системе центра масс от 1891 до 2007 МэВ. Для регистрации нейтрон-антинейтронных событий использовался универсальный немагнитный детектор СНД. Выделение событий $n\bar{n}$ производилось системой измерения времени пролета антинейтронов. Величина измеренного сечения составляет 0.4–0.6 нбн. Нейтронный формфактор в изучаемом диапазоне энергии изменяется в пределах от 0.3 до 0.2.

DOI: 10.31857/S0044002723060077, EDN: OVHXNC

1. ВВЕДЕНИЕ

Внутренняя структура нуклонов описывается электромагнитными формфакторами. Во времениподобной области формфакторы измеряются в процессах e^+e^- -аннигиляции в нуклон-антинуклонные пары. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ зависит от двух формфакторов, электрического G_E и магнитного G_M :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2\beta}{4s} \left[|G_M(s)|^2 (1 + \cos^2\theta) + \frac{1}{\gamma^2} |G_E(s)|^2 \sin^2\theta \right], \quad (1)$$

где α — постоянная тонкой структуры, $s = E^2$, $E = 2E_b$ — энергия в системе центра масс, E_b — энергия пучка в коллайдере, $\beta = \sqrt{1 - 4m_n^2/s}$, $\gamma = E_b/m_n$, m_n — масса нейтрона и θ — полярный

угол вылета нейтрона. Полное сечение имеет вид

$$\sigma(s) = \frac{4\pi\alpha^2\beta}{3s} \left(1 + \frac{1}{2\gamma^2} \right) |F(s)|^2, \quad (2)$$

где был введен эффективный формфактор

$$|F(s)|^2 = \frac{2\gamma^2 |G_M(s)|^2 + |G_E(s)|^2}{2\gamma^2 + 1}. \quad (3)$$

Значение отношения формфакторов $|G_E/G_M|$ может быть получено из анализа измеренного распределения по $\cos\theta$ в уравнении (1). На пороге $|G_E| = |G_M|$.

Последние результаты по времениподобному формфактору нейтрона ниже 2 ГэВ были получены в эксперименте на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД [1]. В той работе приводится список предыдущих измерений. При энергии выше 2 ГэВ наиболее точные данные были получены на детекторе BESIII [2]. В настоящей работе приводится измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и времениподобного формфактора нейтрона по данным, записанным СНД в 2020–2021 гг., с интегральной светимостью в 4 раза большей, чем в предыдущем измерении [1].

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия.

*E-mail: S. I. Serednyakov@inp.nsk.su

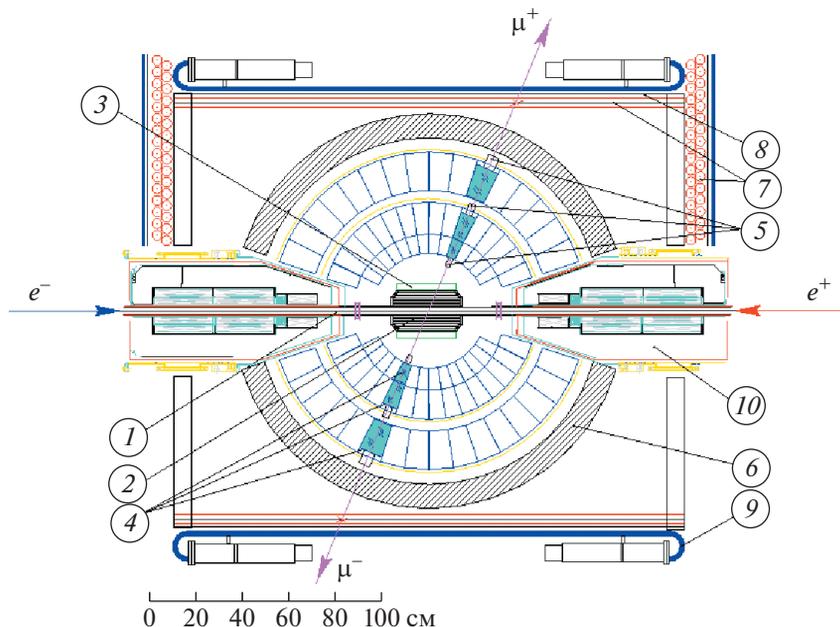


Рис. 1. СНД-детектор, вид вдоль движения пучков: 1 — вакуумная камера, 2 — трековая система, 3 — аэрогелевые черенковские счетчики, 4 — счетчики NaI(Tl), 5 — вакуумные фототриоды, 6 — железный поглотитель, 7 — пропорциональные трубки, 8 — стальная пластина, 9 — сцинтилляционные счетчики, 10 — фокусирующие соленоиды коллайдера.

2. КОЛЛАЙДЕР, ДЕТЕКТОР, ЭКСПЕРИМЕНТ

Электрон-позитронный коллайдер ВЭПП-2000 [3] работает в области энергии от порога рождения адронов ($E = 280$ МэВ) до 2 ГэВ. Светимость коллайдера выше нуклонного порога при энергии 1.87 ГэВ составляет порядка $5 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. На коллайдере установлены два детектора: СНД и КМД-3.

Сферический нейтральный детектор (СНД) [4] — это немагнитный детектор, включающий в себя трековую систему, систему черенковских счетчиков, сферический электромагнитный калориметр на кристаллах NaI(Tl) и мюонный детектор. Его схема показана на рис. 1. Калориметр — основная часть детектора, используемая в анализе $n\bar{n}$. Толщина калориметра составляет 34.7 см (13.4 радиационных длин). Длина поглощения антинейтронов в NaI(Tl) изменяется с ростом энергии от нескольких сантиметров вблизи порога до 15 см на максимальной энергии [5]. Поэтому практически все антинейтроны поглощаются в калориметре.

Для измерения времени срабатывания детектора используется калориметр. Начиная с 2019 г. на каждом из 1640 счетчиков калориметра установлен флэш-АЦП [6], измеряющий форму сигнала. При аппроксимации формы сигнала в счетчике определяется время прихода сигнала и его амплитуда. Время прихода события в целом вычисляется

как средневзвешенное время отдельных счетчиков. В качестве веса используется энерговыделение в счетчике. Временное разрешение калориметра, измеренное по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, составляет 0.8 нс.

В настоящей работе представлены результаты анализа данных СНД с интегральной светимостью около 80 пбн^{-1} , записанных в восьми точках по энергии в интервале 1.891–2.007 ГэВ.

3. УСЛОВИЯ ОТБОРА СОБЫТИЙ

При рождении пары $n\bar{n}$ антинейтрон в большинстве случаев аннигилирует в калориметре СНД, образуя пионы, нуклоны, фотоны и другие частицы, которые выделяют в калориметре энергию до 2 ГэВ. Нейтрон из начальной пары $n\bar{n}$ дает малое энерговыделение в калориметре, особенно на фоне сигнала от аннигиляции антинейтрона. В данном анализе сигнал от нейтрона не используется. Программа реконструкции событий СНД идентифицирует событие $n\bar{n}$ как многофотонное.

Основные признаки событий $n\bar{n}$ — это отсутствие заряженных треков и фотонов из центра детектора и нарушение баланса импульса в событии. При выборе условий отбора учитываются основные источники фона: космический фон, фон от процессов e^+e^- -аннигиляции и так называемый пучковый фон, возникающий из-за выбывающих из коллайдера электронов и позитронов.

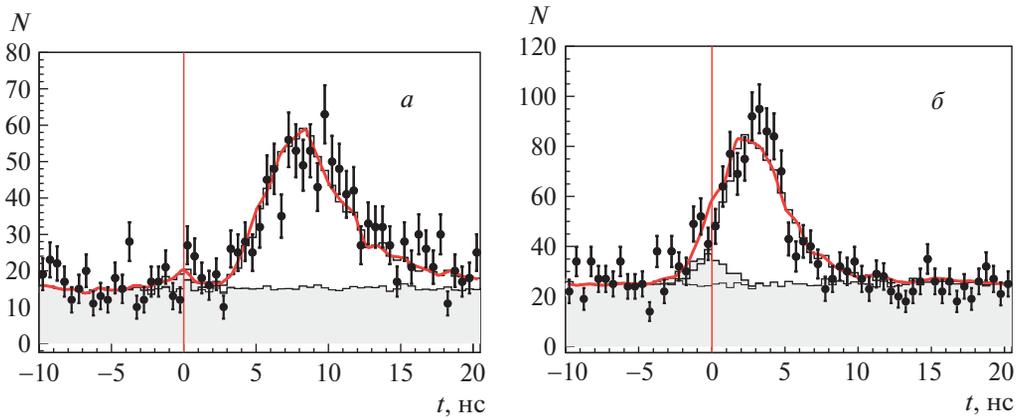


Рис. 2. Временное распределение отобранных событий (точки с ошибками) при энергии $E_b = 945$ МэВ (а) и $E_b = 980$ МэВ (б). Положение $t = 0$ соответствует моменту столкновения пучков. Широкий пик справа от нуля — вклад $n\bar{n}$ -событий. Тонированная область гистограммы — вклад космического фона (равномерный по времени) и пучкового фона (пик при $t = 0$). Сплошная кривая — результат аппроксимации, описывающей вклады эффекта и фона.

Основываясь на специфических особенностях процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ и вышеперечисленных фоновых процессов, выбранные условия отбора были разделены на три основных группы.

В первой группе собраны условия, подавляющие фон от событий e^+e^- -аннигиляции, включающие требование отсутствия заряженных треков в событии, ограничение на полный импульс события ($p/2E_b > 0.4$) и ограничение на поперечный размер ливня от фотона с максимальной энергией [7], который должен быть шире, чем у фотонов, вылетающих из места встречи пучков.

Во второй группе находятся условия отбора, которые должны подавлять космический фон. Сюда включено мюонное вето и специальные условия, анализирующие форму распределения энерговыделений в счетчиках калориметра и подавляющие космические события, преодолевшие мюонное вето [1]. В основном это космические ливни в калориметре.

В третьей группе содержится ограничение на энерговыделение в калориметре $E_{\text{cal}} > E_b$. Это ограничение практически полностью подавляет фон от пучков в коллайдере, но при этом эффективность регистрации событий $n\bar{n}$ уменьшается на приблизительно 20%.

Перечисленные выше условия отбора аналогичны условиям, используемым в нашей предыдущей работе [1]. Единственным отличием является отсутствие ограничения на энерговыделение в третьем слое калориметра СНД. Это увеличило эффективность регистрации, хотя и привело к возрастанию космического фона. После наложения описанных условий отбора для последующего анализа остается около 400 событий на 1 пбн^{-1} интегральной светимости.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧИСЛА ИСКОМЫХ СОБЫТИЙ

Временные спектры для отобранных событий показаны на рис. 2. Нулевое значение времени соответствует моменту столкновения пучков. Видны три основных вклада: пик от пучкового и физического фонов при $t = 0$, космические события, равномерно распределенные по времени, и широкий пик от задержанных по времени событий $n\bar{n}$. Измеренный спектр аппроксимируется суммой этих трех вкладов:

$$F(t) = N_{n\bar{n}}H_{n\bar{n}}(t) + N_{\text{csm}}H_{\text{csm}}(t) + N_{\text{bkg}}H_{\text{bkg}}(t), \quad (4)$$

где $H_{n\bar{n}}$, H_{csm} и H_{bkg} — нормализованные гистограммы, описывающие временные спектры для событий $n\bar{n}$, космического фона и суммарного вклада от пучкового и физического фонов, $N_{n\bar{n}}$, N_{csm} и N_{bkg} — соответствующие числа событий этих вкладов, которые определяются в результате аппроксимации. Форма пучкового и физического фонов H_{bkg} измеряется по событиям, записанным ниже порога рождения $n\bar{n}$. Космический спектр H_{csm} измеряется по событиям, в которых сработала мюонная система, отобранным с пониженным порогом на энерговыделение в калориметре. Спектр $H_{n\bar{n}}$ вычисляется с помощью моделирования методом Монте-Карло (МС) событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$.

Сравнение временных спектров в данных и моделировании для процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ показывает, что в данных распределение по времени более широкое. Для процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ это обусловлено конечным временным разрешением системы измерения времени [6], которое адекватно не моделируется. Поэтому мы проводим

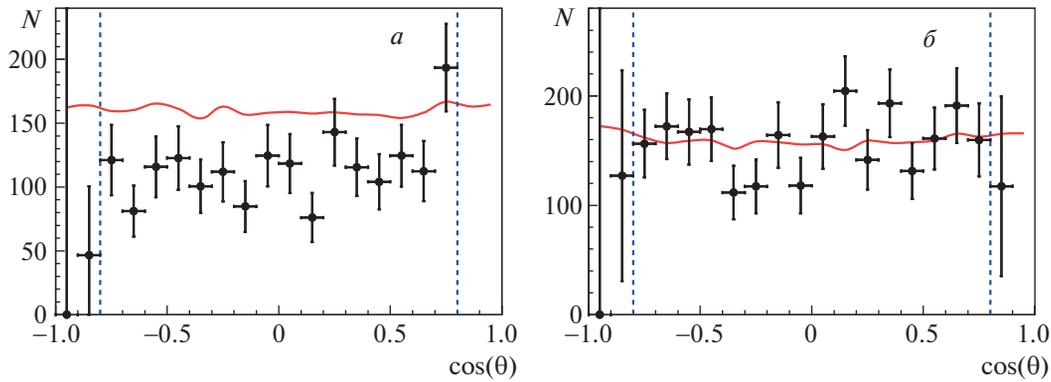


Рис. 3. Распределение по $\cos \theta_n$ антинейтрона для данных (точки с ошибками) и моделирования (сплошная кривая) при энергии $E_b = 970$ МэВ (а) и $E_b = 1000$ МэВ (б). Вертикальные линии показывают условия отбора событий.

свертку моделированного спектра с распределением Гаусса с параметром $\sigma_{\gamma\gamma} = 0.8$ нс. Для событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ свертка проводится с параметром $\sigma_{n\bar{n}} = 1.5-2$ нс в зависимости от энергии.

Кроме того, ввиду неудовлетворительного совпадения формы временного спектра событий $n\bar{n}$ в моделировании и данных форма $H_{n\bar{n}}$ дополнительно корректируется. Несовпадение объясняется использованием в моделировании некорректных значений сечений аннигиляции и рассеяния антинейтронов, а также некорректным распределением продуктов аннигиляции. Была использована простая модель для модификации моделированного распределения. Были построены временные спектры для моделированных событий, в которых первым взаимодействием антинейтрона с веществом детектора было рассеяние ($H_{n\bar{n}}^s$) или аннигиляция ($H_{n\bar{n}}^a$). Доля событий аннигиляции в МС составляла около 33%. Аннигиляция дает в калориметре временной спектр, близкий по форме к экспоненциальному, тогда как рассеяние имеет задержанное и более широкое временное распределение с неэкспоненциальной формой. Спектр $H_{n\bar{n}}$ (формула (4)) для аппроксимации строился как линейная комбинация двух вышеописанных распределений $H_{n\bar{n}} = (1 - \alpha)H_{n\bar{n}}^s + \alpha H_{n\bar{n}}^a$. Параметр α (доля событий аннигиляции) был свободным при аппроксимации. Его значение в данных оказалось большим, чем в моделировании, $\simeq 60\%$, и соответственно доля событий рассеяния уменьшилась до $\simeq 40\%$. На рис. 2 видно, что модифицированный таким образом спектр хорошо описывает экспериментальные распределения.

Получающееся при аппроксимации суммарное сечение пучкового и физического фонов σ_{bkg} составляет около 7 пбн и слабо зависит от энергии. Главный вклад в σ_{bkg} дают процессы с нейтральными каонами: $e^+e^- \rightarrow K_S K_L \pi^0$, $K_S K_L \eta$ и подобные им. Измеренный вклад космического фона в отобранных событиях составляет около 0.01 Гц,

что соответствует подавлению числа космических событий, прошедших отбор первичного триггера в электронике детектора, приблизительно в 2×10^4 раз.

Числа найденных событий $n\bar{n}$ при разных энергиях приведены в табл. 1. Полное число событий около 6000. В табл. 1 приведена только статистическая ошибка аппроксимации. Источником систематической ошибки в числе событий $n\bar{n}$ могут быть неопределенности в величине и форме временного спектра космического и пучкового фонов. Вносимая этими источниками ошибка составляет 15 событий при $E_b = 1000$ МэВ и менее 8 событий при более низких энергиях. Эти значения значительно меньше статистической ошибки в табл. 1 и в дальнейшем не учитываются.

5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АНТИНЕЙТРОНОВ ПО ПОЛЯРНОМУ УГЛУ

Угол вылета антинейтрона θ_n измеряется по направлению полного импульса события с точностью около 5° . Распределение по $\cos \theta_n$ экспериментальных и моделированных событий $n\bar{n}$ показано на рис. 3. Моделирование было выполнено по формуле (1) при условии, что $G_E = G_M$. В этом случае в интервале условий отбора $36^\circ < \theta_n < 144^\circ$ находится около 80% событий $n\bar{n}$. Как видно из рис. 3, наблюдается согласие между данными и моделированием, что подтверждает правильность модели углового распределения. Стоит отметить, что измеренная в предыдущей работе СНД [1] величина $|G_E/G_M|$ также не противоречила гипотезе $G_E = G_M$.

6. ЭФФЕКТИВНОСТЬ РЕГИСТРАЦИИ

Эффективность регистрации ε для событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ в зависимости от энергии в принятых условиях отбора приведена на рис. 4.

Таблица 1. Энергия пучка (E_b), интегральная светимость (L), число найденных $n\bar{n}$ -событий ($N_{n\bar{n}}$), радиационная поправка ($1 + \delta$), эффективность регистрации (ε), измеренное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ (σ), эффективный формфактор нейтрона (F_n), приведенные ошибки для N и σ — статистические и систематические; для эффективности регистрации приводится систематическая ошибка; для формфактора F_n приводится квадратичная сумма статистической и систематической ошибок

	E_b , МэВ	L , пбн ⁻¹	$N_{n\bar{n}}$	$1 + \delta$	ε	σ , нбн	F_n
1	945.5	8.54	676 ± 37	0.746	0.253 ± 0.021	0.420 ± 0.023 ± 0.036	0.322 ± 0.016
2	950.3	8.86	834 ± 37	0.787	0.246 ± 0.015	0.485 ± 0.022 ± 0.031	0.301 ± 0.012
3	960.3	8.33	767 ± 35	0.840	0.217 ± 0.013	0.506 ± 0.023 ± 0.032	0.266 ± 0.010
4	970.8	8.07	718 ± 34	0.870	0.229 ± 0.017	0.447 ± 0.021 ± 0.034	0.230 ± 0.011
5	968.8	5.51	524 ± 34	0.870	0.186 ± 0.020	0.589 ± 0.039 ± 0.065	0.267 ± 0.017
6	980.3	7.70	654 ± 37	0.900	0.216 ± 0.018	0.436 ± 0.025 ± 0.038	0.216 ± 0.011
7	990.4	8.77	624 ± 38	0.920	0.183 ± 0.019	0.422 ± 0.026 ± 0.045	0.204 ± 0.013
8	1003.5	20.06	1075 ± 50	0.947	0.151 ± 0.014	0.374 ± 0.018 ± 0.035	0.186 ± 0.010

При вычислении эффективности для моделирования взаимодействия $n\bar{n}$ с веществом использовался пакет GEANT4 [8], версия 10.5. Дополнительно в моделировании учитывалось излучение фотонов начальными электронами и позитронами и энергетический разброс в пучках около 1 МэВ. В моделировании учитывались неработающие каналы детектора, а также наложения на изучаемые события пучкового фона. Для этого во время эксперимента с запуском от генератора, синхронизированного с моментом соударения пучков, записывались специальные “события наложений”, которые затем накладывались на моделированные события. Эффективность регистрации, приведенная на рис. 4, скорректирована на разницу между данными и моделированием. Эта поправка обсуждается ниже. Численные значения эффективности регистрации приведены в табл. 1. Уменьшение эффективности с энергией объясняется энергетической зависимостью параметров отбора, а также увеличением доли энергии, выходящей за пределы калориметра. На рис. 5 представлена угловая зависимость эффективности регистрации при энергии 960 МэВ.

Величина эффективности регистрации в принятых условиях отбора составляет около 20%. Важно выяснить, насколько корректно моделирование воспроизводит доли событий, отбрасываемых разными условиями отбора. Поправки вычислялись для трех групп условий отбора, описанных в разд. 3. Для этого поочередно инвертируются условия отбора для групп и далее вычисляются поправки к эффективности регистрации δ_i в каждой из восьми точек по энергии в следующем виде:

$$\delta = \frac{n_0}{n_0 + n_1} \frac{m_0 + m_1}{m_0}, \quad (5)$$

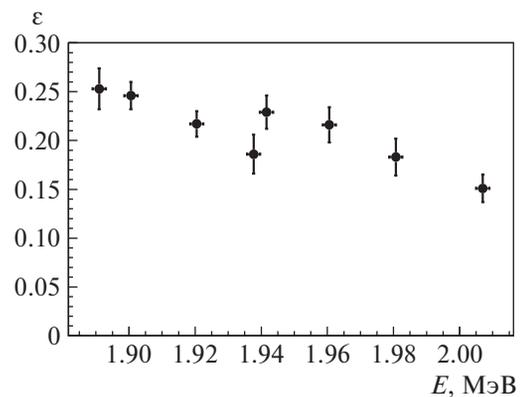


Рис. 4. Эффективность регистрации событий $n\bar{n}$ после внесения поправок как функция от энергии.

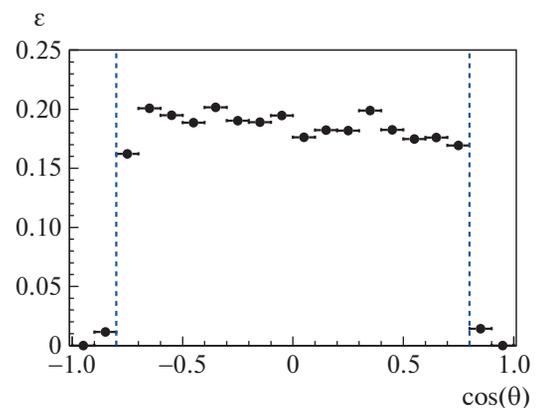


Рис. 5. Эффективность регистрации событий $n\bar{n}$, полученная по моделированию, в зависимости от $\cos \theta_n$ антинейтрона при энергии $E_b = 960$ МэВ. Вертикальные линии показывают условия отбора событий.

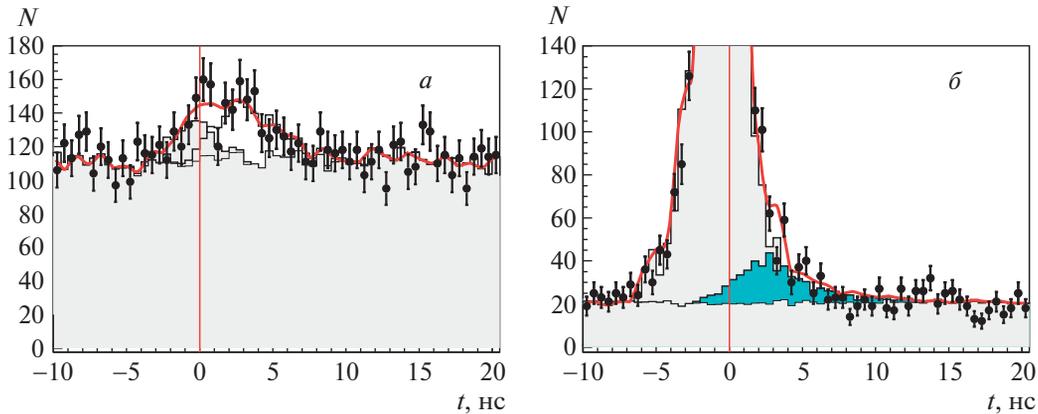


Рис. 6. Временные спектры при инвертированных условиях отбора. *a* — инвертированные условия второй группы при $E_b = 970$ МэВ, *б* — частично инвертированное условие третьей группы ($0.7E_b < E_{\text{cal}} < E_b$). Экспериментальные данные показаны точками с ошибками. Сплошная кривая — результат аппроксимации данных формулой (4). Светлая тонировка показывает вклад фона. Темная тонировка на рис. 6б — вклад событий $n\bar{n}$.

где n_0 (n_1) — число событий $n\bar{n}$ в эксперименте, отобранных со стандартными (инвертированными) условиями. Эти числа определяются при аппроксимации временного спектра формулой (4), как описано в разд. 4. Величины m_0 и m_1 относятся к соответствующим числам событий в моделировании. Примеры временных спектров с инверсными условиями отбора показаны на рис. 6.

В первую группу условий отбора входит требование отсутствия треков заряженных частиц в событии. При изучении инверсного отбора мы допускаем наличие одного или нескольких “нецентральных” заряженных треков, имеющих $D_{xy} > 0.5$ см, где D_{xy} — расстояние между треком и осью столкновения пучков. Здесь следует обсудить возможный фон от родственного процесса $e^+e^- \rightarrow p\bar{p}$. В области энергии $E_b > 960$ МэВ протоны и антипротоны дают “центральные” треки в дрейфовой камере. События с такими треками отбрасываются условием $D_{xy} > 0.5$ см, также как и события других процессов с заряженными частицами в конечном состоянии. Однако при $E_b < 960$ МэВ протоны и антипротоны медленные, поэтому они останавливаются в стенке вакуумной камеры коллайдера. При этом антипротон аннигилирует с рождением нескольких заряженных частиц, которые в основном реконструируются как “нецентральные”. Но и здесь фон от событий $p\bar{p}$ подавляется при аппроксимации временного спектра, так как максимальное время от столкновения пучков до аннигиляции антипротона даже при $E_b = 945$ не превышает 1 нс. Для второй группы условий отбора использовались инверсные условия без изменений. Для третьей группы использовалась частичная инверсия, т.е. изучались события с условием $0.7E_b < E_{\text{cal}} < E_b$.

Дополнительная поправка возникает от части экспериментальных событий, в которых антинейтроны прошли через калориметр без взаимодействия, а также от событий с энерговыделением в калориметре $E_{\text{cal}} < 0.7E_b$, которые не берутся в анализ из-за большого фона и поэтому недоступны для внесения поправок описанным выше способом. Их доля в моделировании составляет от 1.9% при энергии $E_b = 945$ МэВ до 8.5% при $E_b = 1000$ МэВ. Ранее (разд. 4) отмечалось, что для описания формы временного спектра вклад процесса рассеяния \bar{n} в МС следует уменьшить сравнительно с вкладом процесса аннигиляции \bar{n} в калориметре в ≈ 1.5 раза. При таком изменении доля событий с $E_{\text{cal}} < 0.7E_b$ в моделировании уменьшается до 1.4% при $E_b = 945$ и 5.7% при $E_b = 1000$ МэВ. Разница между этими величинами учитывается в качестве дополнительной поправки δ_E к эффективности регистрации со 100%-ной неопределенностью.

Измеренные величины поправок по группам условий отбора δ_1 , δ_2 , δ_3 , а также δ_E и полная поправка $\delta_t = \delta_1\delta_2\delta_3\delta_E$, вычисленная перемножением отдельных поправок, приводятся в табл. 2. Из таблицы видно, что полная поправка δ_t изменяется с энергией в пределах 0.80–1.25, что объясняется сильной зависимостью длины поглощения антинейтрона в детекторе от энергии.

Корректированная эффективность регистрации получается из эффективности, вычисленной по моделированию, умножением на δ_t . В табл. 1 она приводится вместе с систематической ошибкой. В отличие от нашего предыдущего измерения [1], здесь поправки в каждой точке по энергии вычисляются независимо.

Таблица 2. Поправки к эффективности регистрации событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, описанные в разд. 6 ($\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_E$), и полная поправка (δ_t)

	$E_b, \text{МэВ}$	δ_1	δ_2	δ_3	δ_E	δ_t
1	945.5	0.991 ± 0.022	1.292 ± 0.092	0.971 ± 0.038	1.005 ± 0.005	1.249 ± 0.102
2	950.3	0.977 ± 0.018	1.214 ± 0.062	0.985 ± 0.030	1.009 ± 0.009	1.179 ± 0.072
3	960.3	9.966 ± 0.019	1.077 ± 0.050	0.992 ± 0.028	1.012 ± 0.012	1.044 ± 0.062
4	970.8	0.949 ± 0.021	1.198 ± 0.061	0.980 ± 0.050	1.018 ± 0.018	1.134 ± 0.084
5	968.8	0.958 ± 0.027	1.031 ± 0.080	0.896 ± 0.044	1.018 ± 0.018	0.901 ± 0.097
6	980.3	0.997 ± 0.031	1.102 ± 0.073	0.986 ± 0.043	1.021 ± 0.021	1.106 ± 0.093
7	990.4	0.925 ± 0.033	1.131 ± 0.080	0.889 ± 0.041	1.024 ± 0.024	0.952 ± 0.099
8	1003.5	0.915 ± 0.024	1.065 ± 0.056	0.796 ± 0.028	1.028 ± 0.028	0.797 ± 0.073

7. ИЗМЕРЕННОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА РОЖДЕНИЯ ПАР НЕЙТРОН–АНТИНЕЙТРОН

Используя число отобранных $n\bar{n}$ -событий, интегральную светимость L и эффективность регистрации из табл. 1, можно получить так называемое видимое сечение $\sigma_{\text{vis}}(E) = N_{n\bar{n}}/L\varepsilon$. Борновское сечение $\sigma(E)$ связано с видимым сечением $\sigma_{\text{vis}}(E)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{vis}}(E) &= \sigma(E)(1 + \delta(E)) = \quad (6) \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} G(E', E)dE' \int_0^{x_{\text{max}}} W(s, x)\sigma(s(1-x))dx, \end{aligned}$$

где $W(s, x)$ — функция, описывающая вероятность излучения фотонов с энергией xE_b начальными электронами и позитронами [9], x_{max} — максимальная энергия излученного фотона, $G(E', E)$ — распределение Гаусса, описывающее энергетический разброс в системе центра масс. В функции $W(s, x)$ не учитывается вклад поляризации вакуума, поэтому борновское сечение является так называемым одетым сечением. Фактор $(1 + \delta(E))$ учитывает радиационные поправки и энергетический разброс. Этот фактор вычисляется для каждой из восьми энергетических точек, по борновскому сечению, полученному при аппроксимации видимого сечения формулой (6). Для энергетической зависимости борновского сечения используется формула (2), в которой формфактор нейтрона описывается полиномом второй степени, как это описано в следующем разделе.

Измеренное борновское сечение показано на рис. 7 и приводится в табл. 1. Доминирующий вклад в систематическую ошибку сечения вносит

поправка к эффективности регистрации, приведенная в табл. 2. Учитываются также погрешности в измерении светимости (1%) и радиационной поправке (2%). На рис. 7 в качестве ошибки приведена квадратичная сумма статистической и систематической ошибок. По сравнению с предыдущей работой [1] измеренное сечение имеет примерно в 2 раза лучшую статистическую ошибку и в 1.5 раза лучшую систематическую ошибку. Кроме того, следует учесть, что систематические ошибки в разных точках слабо коррелированы. При максимальной энергии $E = 2$ ГэВ наше сечение согласуется с результатом детектора BESIII [2].

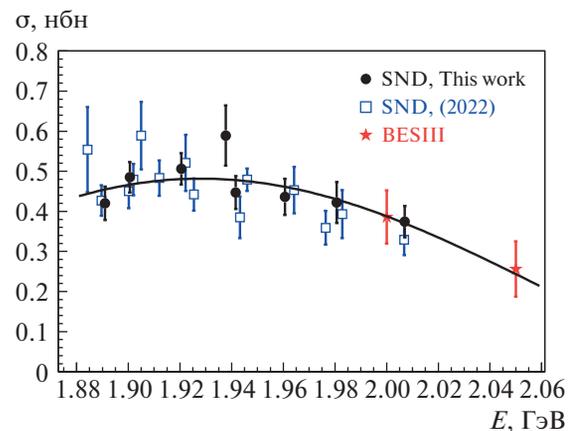


Рис. 7. Измеренное в настоящей работе сечение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ в сравнении с предыдущим результатом СНД [1] и результатом детектора BESIII [2]. Сплошная кривая — аппроксимация борновского сечения, в которой использовались новые данные СНД и данные BESIII.

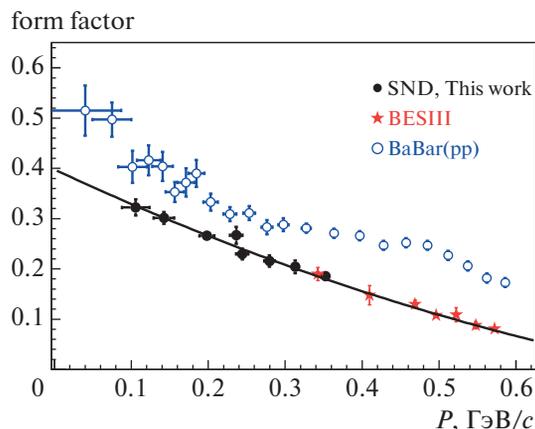


Рис. 8. Временеподобный эффективный формфактор нейтрона, измеренный в настоящей работе (сплошные кружки) и в эксперименте BESIII [2] (звездочки), как функция импульса нейтрона. Сплошная кривая — результат аппроксимации квадратичным полиномом. Для сравнения показан эффективный формфактор протона, измеренный в эксперименте BABAR [10].

8. ЭФФЕКТИВНЫЙ ВРЕМЕНИПОДОБНЫЙ ФОРМФАКТОР НЕЙТРОНА

Нейтронный формфактор вычисляется из измеренного сечения, используя формулу (2). Численные значения формфактора приводятся в табл. 1 и показаны на рис. 8 вместе с данными BESIII [2] и протонным формфактором, измеренным в эксперименте BABAR [10]. Кривая на рис. 8, аппроксимирующая формфактор — полином второй степени $|F_n| = a_0 + a_1 p_n + a_2 p_n^2$, в котором параметры a_i определены при аппроксимации видимого сечения, а p_n — импульс антинейтрона. Получены следующие значения параметров: $a_0 = 0.398 \pm 0.022$, $a_1 = -0.713 \pm 0.126$, $a_2 = 0.268 \pm 0.166$. При продолжении аппроксимирующей кривой к нулевому импульсу ожидаемое значение нейтронного формфактора на пороге составит $a_0 \simeq 0.4$. Из рис. 8 видно, что протонный формфактор значительно превышает нейтронный, а их отношение на пороге будет близким к $3/2$.

9. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен эксперимент по измерению сечения процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД в области энергии от 1891 до 2007 МэВ. Измеренное сечение меняется с энергией в пределах 0.4–0.6 нбн, согласуется с предыдущим измерением СНД [1], но имеет в 2 раза лучшую статистическую точность. При максимальной энергии эксперимента сечение согласуется с измерениями детектора BESIII [2]. Эффективный временеподобный формфактор нейтрона извлекается из полученного сечения, используя уравнение (2). Формфактор уменьшается с энергией от 0.3 до 0.2. По величине формфактор нейтрона оказывается меньше формфактора протона в этой области энергии.

Данная работа выполнялась по гранту РНФ, No. 23-22-00011.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), *Eur. Phys. J. C* **22**, 761 (2022); <http://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10696-0>
2. M. Ablikim *et al.* (BESIII Collab.), *Nat. Phys.* **17**, 1200 (2021); <https://doi.org/10.1038/s41567-021-01345-6>
3. P. Yu. Shatunov *et al.*, *Part. Nucl. Lett.* **13**, 995 (2016); <http://dx.doi.org/10.1134/S154747711607044X>
4. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), *Nucl. Instrum. Methods A* **449**, 125 (2000); [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01302-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01302-9)
5. M. Astrua *et al.*, *Nucl. Phys. A* **697**, 209 (2002); [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(01\)01252-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(01)01252-0)
6. M. N. Achasov *et al.*, *JINST* **10**, T06002 (2015); <http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/10/06/T06002>
7. A. V. Bozhenok *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* **379**, 507 (1996); [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(96\)00548-7](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(96)00548-7)
8. J. Allison *et al.* (GEANT Collab.), *Nucl. Instrum. Methods A* **835**, 186 (2016); <https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.06.125>, <https://geant4-data.web.cern.ch/-ReleaseNotes/ReleaseNotes4.10.5.html>
9. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **41**, 466 (1985).
10. J. P. Lees *et al.* (BABAR Collab.), *Phys. Rev. D* **87**, 092005 (2013); *Phys. Rev. D* **88**, 072009 (2013); <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.87.092005> <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.88.072009>

MEASUREMENTS OF THE NEUTRON TIMELIKE ELECTROMAGNETIC FORM FACTOR WITH THE SND DETECTOR

M. N. Achasov^{1),2)}, A. Yu. Barnyakov^{1),2)}, E. V. Bedarev^{1),2)}, K. I. Beloborodov^{1),2)},
A. V. Berdyugin^{1),2)}, D. E. Berkaev¹⁾, A. G. Bogdanchikov¹⁾, A. A. Botov¹⁾, T. V. Dimova^{1),2)},
V. P. Druzhinin^{1),2)}, V. N. Zhabin^{1),2)}, Yu. M. Zharinov¹⁾, L. V. Kardapoltsev^{1),2)},
A. S. Kasaev¹⁾, D. P. Kovrizhin¹⁾, I. A. Koop^{1),2)}, A. A. Korol^{1),2)}, A. S. Kupich^{1),2)},
A. P. Kryukov¹⁾, A. P. Lysenko¹⁾, N. A. Melnikova^{1),2)}, N. Yu. Muchnoy^{1),2)},
A. E. Obrazovsky¹⁾, E. V. Pakhtusova¹⁾, K. V. Pugachev^{1),2)}, S. A. Rastigeev¹⁾,
Yu. A. Rogovsky^{1),2)}, S. I. Serednyakov^{1),2)}, Z. K. Silagadze^{1),2)}, I. K. Surin¹⁾, Yu. V. Usov¹⁾,
A. G. Kharlamov^{1),2)}, Yu. M. Shatunov^{1),2)}, D. A. Shtol¹⁾

¹⁾*Budker Institute of Nuclear Physics of Siberian Branch Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, Russia*

²⁾*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

The results of the measurement of the $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ cross section and effective neutron timelike form factor are presented. The data taking was carried out in 2020–2021 at the VEPP-2000 e^+e^- collider in the center-of-mass energy range from 1891 to 2007 MeV. The general purpose nonmagnetic detector SND is used to detect neutron-antineutrons events. The selection of $n\bar{n}$ events is performed using the time-of-flight technique. The measured cross section is 0.4–0.6 nb. The neutron form factor in the energy range under study varies from 0.3 to 0.2.