

ВРЕМЯПРОЛЕТНАЯ СИСТЕМА СПЕКТРОМЕТРА ГИПЕРНИС

*А. В. Аверьянов, С. А. Авраменко, В. Д. Аксиненко,
А. Н. Баева, С. В. Герценбергер, А. И. Голохвастов,
А. М. Короткова, Д. О. Кривенков, Ю. Лукстиньш,
А. И. Максимчук, Е. А. Матюшина, О. В. Охрименко, Н. Г. Парфенова,
С. Н. Пляшкевич, Р. А. Салмин, Е. А. Строковский, А. А. Фещенко*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Целью эксперимента «ГиперНИС» является поиск легчайших нейтроноизбыточных гиперъядер, в частности ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ и малоизученного ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, а также измерение времени жизни и величины сечения рождения этих гиперъядер. Для измерения масс рождающихся гиперъядер необходимо измерить импульсы продуктов их распада, включая пионы. Импульсы пионов распада планируется измерить методом времени пролета. Результаты моделирования показывают, что использование данного метода обеспечивает достаточную точность реконструкции масс гиперъядер. В данной работе описано устройство детекторов времяпролетной системы и представлены результаты исследований их характеристик.

The main goal of HyperNIS experiment is a search for lightest hypernuclei with high neutron excess, in particular ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ and poorly studied ${}^6_{\Lambda}\text{He}$, and to measure their lifetimes and production cross sections. In order to measure masses of the hypernuclei, it is necessary to determine momenta of their decay products, including pions. The time-of-flight (TOF) method is planned to be used for measurements of the pion momenta. Simulation results show that the method provides adequate accuracy of hypernuclei mass reconstruction. The structure of the TOF system detectors and the results of study of their characteristics are presented in this paper.

PACS: 21.80.+a; 14.20.Jn; 13.85.-t

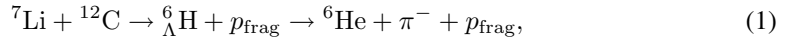
ВВЕДЕНИЕ

Основной задачей эксперимента «ГиперНИС» является поиск легчайших нейтроноизбыточных гиперъядер, в частности ${}^6_{\Lambda}\text{H}$, рожденных при взаимодействии пучка релятивистских ядер ${}^7\text{Li}$ с углеродной мишенью, а также измерение времени жизни и величины сечения рождения этих гиперъядер. Кроме того, планируются исследования малоизученного ядра ${}^6_{\Lambda}\text{He}$ на пучке ${}^6\text{Li}$.

Подобные исследования проводились в эксперименте FINUDA (Фраскати, Италия) на e^+e^- -коллайдере DAFNE, где были зарегистрированы три события, интерпретированные авторами как события рождения гиперъядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ [1]. Однако в другом эксперименте (E10 на ускорителе J-PARC (Япония)) ядра ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ не были обнаружены, несмотря на гораздо большую (50 событий) ожидаемую статистику [2]. Следует отметить, что схема

этого эксперимента была выбрана не оптимальной (с точки зрения кинематики), поэтому отрицательный результат эксперимента E10 не является удивительным. В обоих экспериментах исследуемые гиперядра должны рождаться относительно медленными в лабораторной системе.

Особенность постановки нашего эксперимента состоит в том, что гиперядра, образующиеся в результате реакции



должны иметь почти такую же скорость (в лабораторной системе отсчета), что и ядра ${}^7\text{Li}$, падающие на мишень. Их импульс в расчете на один нуклон должен быть близок к соответствующему импульсу пучковых ядер: 3,8 ГэВ/с на нуклон. Это позволяет достаточно четко разделить изотопы гиперводорода по импульсу дочерних ядер и, следовательно, надежно выделить гиперядро, если оно существует.

В реакции (1) импульс ядра ${}^6\text{He}$ измеряется магнитным спектрометром, а импульс отрицательного пиона от распада исследуемого гиперядра измеряется методом времени пролета с использованием соотношения

$$p = m \left(\frac{\tau^2}{\tau_0^2} - 1 \right)^{-1/2}, \quad (2)$$

где p — импульс регистрируемого пиона; m — его масса; τ_0 — время, за которое свет проходит времяпролетную базу; τ — время, за которое пион проходит эту же базу.

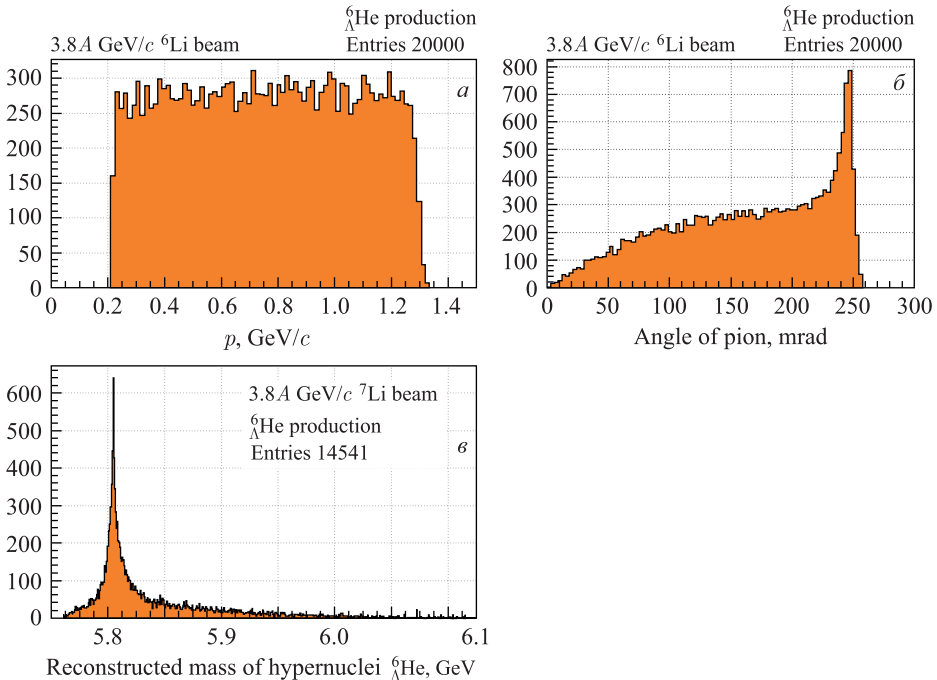


Рис. 1. Импульсное (а) и угловое (б) распределение регистрируемых пионов. Распределение по реконструированной эффективной массе регистрируемого гиперядра (в)

Результаты моделирования показывают, что использование метода времени пролета для измерения импульсов пионов обеспечивает достаточную точность определения масс гиперядер (рис. 1).

В данной работе представлены результаты измерений основных характеристик детекторов времяпролетной системы спектрометра гиперНИС. Измерения были проведены как на частицах космических лучей, так и на выведенных из нуклотрона пучках дейтронов и углерода.

1. ВРЕМЯПРОЛЕТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ УСТАНОВКИ ГИПЕРНИС

Установка гиперНИС — магнитный спектрометр, расположенный на выведенном пучке нуклотрона. Схема расположения детекторов приведена на рис. 2. Детекторы установки можно разделить на группы в соответствии с их функциями:

- 1) триггерные детекторы (группа сцинтиляционных счетчиков А, В, С);
- 2) трековые детекторы (пропорциональные камеры PC1–PC4);
- 3) времяпролетная система (сигнал «Старт» формируется после обработки сигналов от сцинтиляционного счетчика «Start counter», сигнал «Стоп» поступает от годоскопа из резистивных плоских камер RPC).

Углеродная мишень установлена на расстоянии 14 см от следующего за ней вакуумного объема длиной 55 см, в котором должен происходить распад регистрируемых гиперядер.

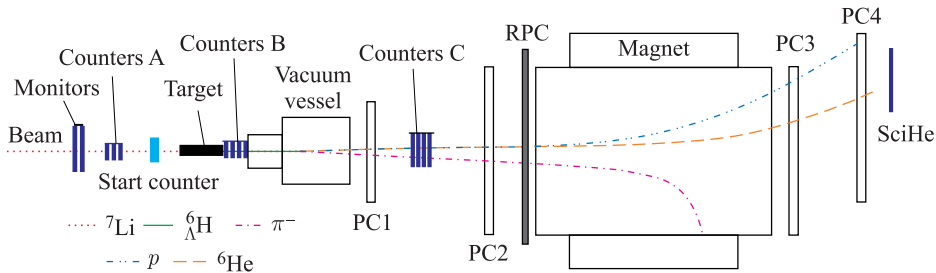


Рис. 2. Схема спектрометра гиперНИС

1.1. Стартовый детектор. Сигнал «Старт» для времяпролетной системы обеспечивается счетчиком, схема которого представлена на рис. 3. Счетчик состоит из пластикового сцинтилятора на основе полистирола размером $50 \times 50 \times 15$ мм и четырех фотоумножителей (ФЭУ-143). Высоковольтное питание ФЭУ (~ 2 кВ) обеспечивается источниками питания Wiener MPOD.

1.2. Детекторы, обеспечивающие сигнал «Стоп». На рис. 4 показано устройство резистивных плоских камер (РПК) времяпролетной системы установки гиперНИС, которые являются основным времяпролетным детектором спектрометра. Ранее эти РПК использовались в экспе-

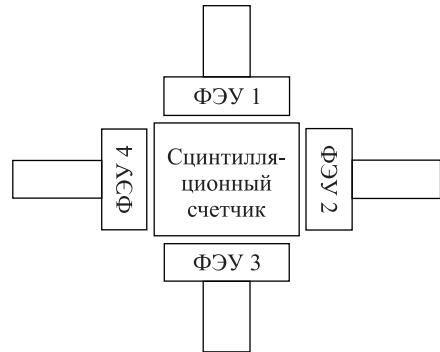


Рис. 3. Схема стартового счетчика

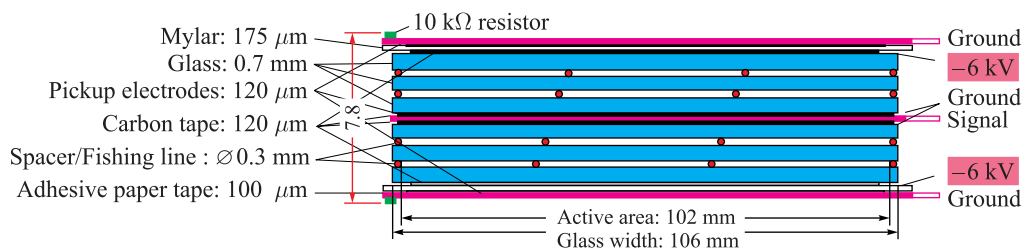


Рис. 4. Конструкция РПК

рименте HARP (ЦЕРН), их конструкция и соответствующая считывающая электроника описаны в работе [3].

Активная зона детектора состоит из двух идентичных частей, каждая из которых состоит из трех стеклянных резистивных электродов, разделенных газовыми зазорами. Эти части расположены симметрично относительно центрального считывающего электрода. Электроды изготовлены из стандартного плоского стекла с удельным объемным сопротивлением $\sim 10^{13}$ Ом·см. Газовый зазор между ними составляет 0,3 мм. Ширину зазора определяют четыре калиброванных «спейсера» диаметром 0,3 мм каждый. Ширину стеклянного электрода — 106 мм, длина — 1930 мм, высота — 7,8 мм. На внешнюю сторону крайних электродов нанесено графитовое покрытие с сопротивлением ~ 200 кОм/см². Через это покрытие к электродам подводится отрицательное высокое напряжение. Две стеклянные пластины, которые находятся ближе к центральному считывающему электроду, заземлены.

Три сигнальных электрода «Pickup electrodes» (см. рис. 4), находящихся посередине и по краям конструкции, собирают индуцированные сигналы со всех четырех зазоров. Электроды сделаны из каптонового слоя толщиной 75 мкм с медным напылением (15 мкм). Они разделены на 64 полосы (29×104 мм). Расстояние между соседними полосами составляет 1 мм. Восемь полос составляют «пад» и обслуживаются одним предусилителем.

Активная зона детектора, показанная на рис. 4, помещена в алюминиевый корпус длиной 2 м, шириной 150 мм, толщиной 10 мм. Корпус состоит из нижней части и съемной верхней части. В корпусе предусмотрено место для предусилителя и соединяющих проводов. Все части склеены и газонепроницаемы.

Лавинный режим работы этих РПК (при газовой смеси 90 % C₂F₄N₂, 5 % SF₆ и 5 % C₄H₁₀) наступает при напряжении около -6 кВ на высоковольтных электродах.

Площадь активной зоны годоскопа РПК составляет 1,63 м².

1.3. Электроника регистрации сигналов РПК. Каждый из восьми «падов» камеры имеет свой собственный встроенный в корпус предусилитель (типичная величина сигнала, поступающего на предусилитель, порядка 1 пКл), коэффициент усиления которого ~ 30 . Восемь каналов «пада» имеют одинаковое время доставки сигнала в чип предусилителя и изолированы друг от друга входными транзисторами. Предусилитель имеет также калибровочный вход, через который можно подавать тестовые импульсы. Усиленный сигнал передается через мини-коаксиальный кабель на пассивную соединительную панель, которая находится на расстоянии 0,8–1,5 м от модуля. Панель имеет вход для подачи низкого напряжения на предусилители, тестовый вход для подачи калибровочного сигнала от генератора и восемь сигнальных выходов.

1.4. Система сбора и обработки данных. Измерения амплитуды сигналов от стартового счетчика и «падов» RPC, а также времени их появления проводятся модулями TQDC-16 VME (рис. 5). Модуль TQDC-16 является времязарядовым 16-канальным преобразователем со встроенной триггерной логикой (шаг измерения времени — 25 пс, разрядность двоичного АЦП — 12 бит) (<http://afi.jinr.ru/TQDC-16>).

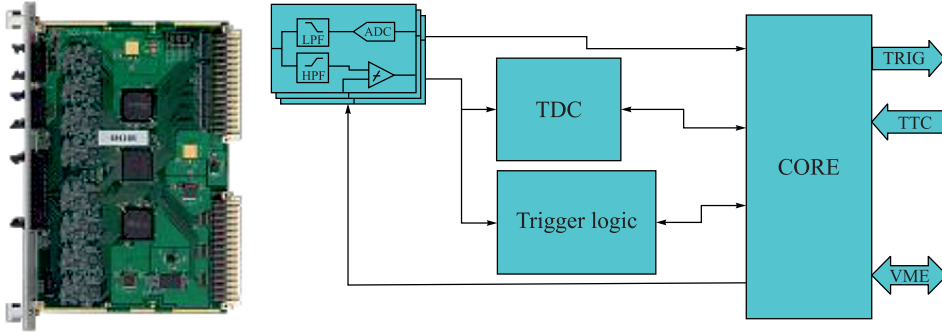


Рис. 5. Внешний вид и блок-диаграмма работы модуля TQDC-16

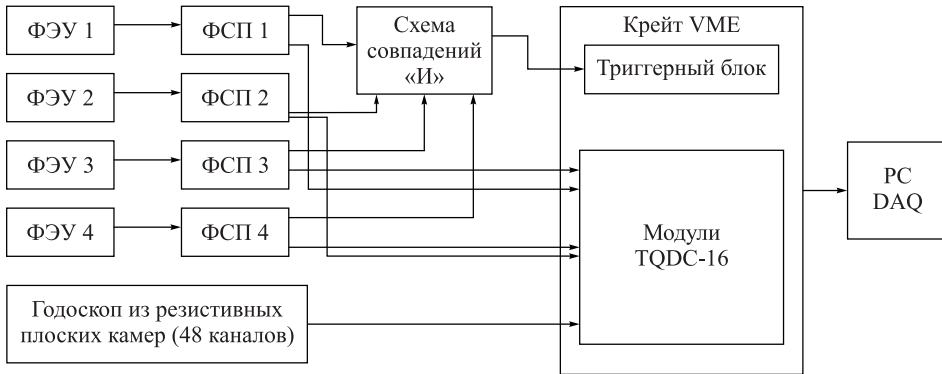


Рис. 6. Блок-схема системы сбора и обработки данных времяпролетных детекторов

На рис. 6 представлена блок-схема системы сбора и обработки данных, полученных от стартового счетчика и РПК. Сигнал от каждого из четырех фотоумножителей стартового счетчика передается в соответствующий формирователь со следящим порогом. Сформированный сигнал делится на две части, одна из которых передается в схему совпадений, а вторая — в блок TQDC-16. Выходной сигнал схемы совпадений подается на вход триггерного блока крейта VME. Сигналы, поступающие из предусилителей РПК, передаются в блоки TQDC-16.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Стартовый счетчик. Временное разрешение стартового счетчика было измерено на пучке дейтронов. Для оценки временного разрешения было построено распределение величины T_{start} (рис. 7):

$$T_{\text{start}} = \left(\frac{T_1 - T_3}{2} + \frac{T_2 - T_4}{2} \right), \quad (3)$$

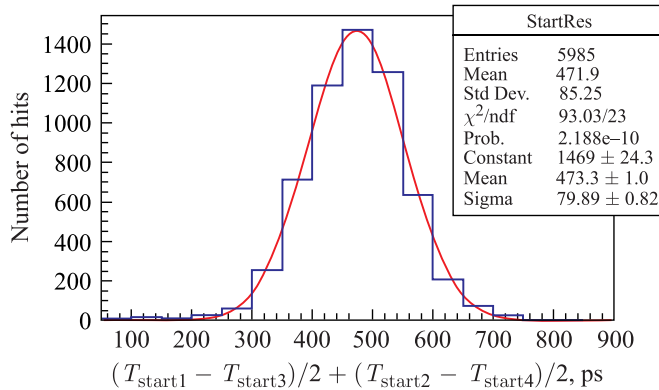


Рис. 7. Распределение величины T_{start} . Линия — аппроксимация гауссовой функцией

где $T_1 - T_4$ — времена прихода сигналов от соответствующих фотоумножителей (см. рис. 3). Величина T_{start} не зависит от координаты попадания частицы в сцинтиллятор. Это распределение достаточно хорошо соответствует нормальному (см. рис. 7).

Временное разрешение стартового счетчика $\sigma_{T_{\text{start}}} \approx 80$ пс.

2.2. Резистивные плоские камеры. 2.2.1. Эффективность РПК. Измерение эффективности РПК в зависимости от величины поданного на камеру высоковольтного

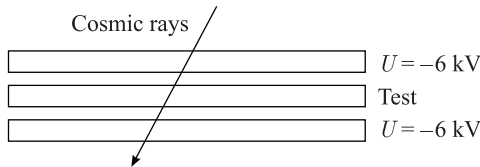


Рис. 8. Схема измерений эффективности РПК

напряжения проводилось на космических частицах по схеме, показанной на рис. 8. Тестируемая РПК находилась между двумя мониторными камерами, на которые подавалось высоковольтное напряжение, равное -6 кВ. Напряжение на испытываемой камере менялось в диапазоне от $-5,0$ до $-6,2$ кВ. Измерения были выполнены при рабочей газовой смеси 90 % $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$, 5 % SF_6 и 5 % C_4H_{10} .

Триггером для системы сбора данных служило срабатывание любого «пада» верхней мониторной камеры в совпадении с любым «падом» нижней мониторной камеры. Для

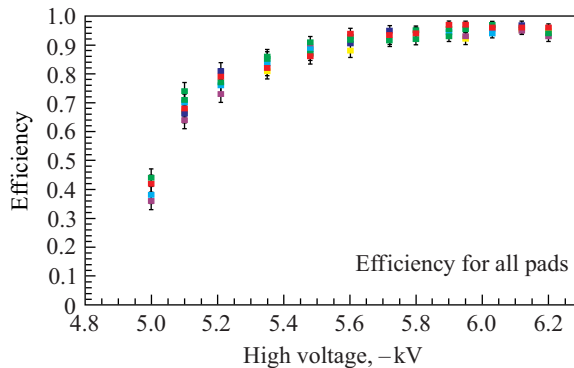


Рис. 9. Зависимость эффективности РПК от приложенного напряжения

дальнейшей обработки были выбраны только те события, в которых частица прошла через «пады» мониторинжных РПК, находящиеся друг под другом. Эффективность «пада» тестируемой РПК определялась как отношение количества срабатываний испытуемого «пада» к количеству срабатываний мониторов. На рис. 9 показана зависимость эффективности срабатывания (для каждого из «падов») одной из тестируемых камер от приложенного к ней напряжения.

Эффективность выходит на плато при $-5,7$ кВ и в среднем для всех «падов» равна 95 %.

2.2.2. Амплитудный спектр и временное разрешение РПК. Амплитудный спектр сигналов и временное разрешение резистивных плоских камер были исследованы на пучках дейтронов и углерода. Для определения собственного временного разрешения РПК две тестируемые камеры были установлены на пучке друг за другом вплотную и расположены перпендикулярно направлению пучка. Измерения проводились при значении напряжения на камерах -6 кВ и составе использованной газовой смеси: 90 % $C_2F_4H_2$, 5 % SF_6 и 5 % C_4H_{10} .

Амплитудный анализ. Известно, что между моментом времени, когда заряженная частица проходит через (любой) детектор, и моментом времени, когда электроника регистрирует сигнал от этого детектора, всегда существует некоторая задержка, зависящая, как правило, от амплитуды приходящего от детектора сигнала (так называемый эффект «time slewing»). Учет этой зависимости позволяет существенно улучшить временное разрешение детектора (см. ниже). По этой причине наряду с информацией о времени прихода сигнала исследовались и данные о его амплитуде. На рис. 10 представлено распределение амплитуд сигналов одного из «падов» РПК, расположенного вблизи оси пучка. Данные получены на пучках ядер углерода и дейтерия. Для определения амплитуды в «окне» регистрации сигнала выбирался сигнал с максимальным значением.

Измерения временного разрешения РПК на пучке углерода. Для оценки временного разрешения было построено распределение разности времен прихода сигналов от двух «падов» тестируемых РПК, занимающих одинаковое геометрическое положение относи-

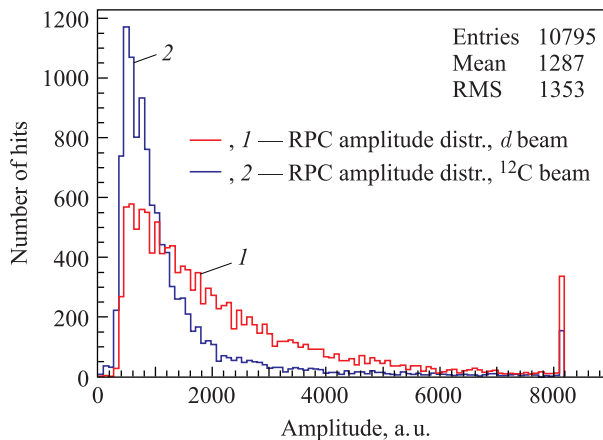


Рис. 10 (цветной в электронной версии). Распределение амплитуд сигналов исследуемых «падов» РПК для углеродного (красная линия, 1) и дейтронного (синяя линия, 2) пучков

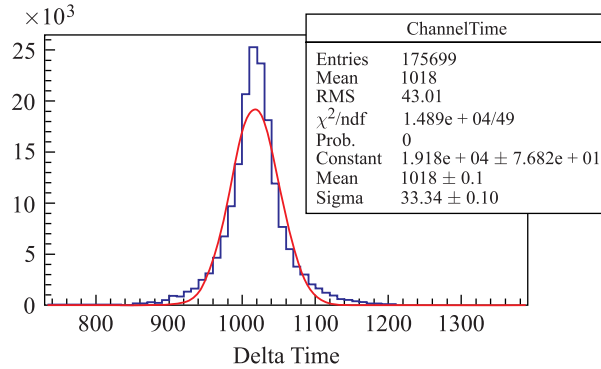


Рис. 11. Распределение разности времен прихода сигналов от двух «падов» тестируемых РПК. Линия — аппроксимация гауссовой функцией. Шкала оси X — в каналах электроники

тельно оси пучка (рис. 11) и идентичных по конструкции:

$$T_{\text{RPC1-RPC2}} = T_{\text{RPC1}} - T_{\text{RPC2}}, \quad (4)$$

$$\sigma_{\text{RPC1-RPC2}}^2 = \sigma_{\text{RPC1}}^2 + \sigma_{\text{RPC2}}^2 = 2\sigma_{\text{RPC}}^2, \quad (5)$$

$$\sigma_{\text{RPC}} = \frac{\sigma_{\text{RPC1-RPC2}}}{\sqrt{2}}. \quad (6)$$

Это распределение достаточно хорошо соответствует нормальному (сплошная линия на рис. 11). Собственное временное разрешение «пада» РПК оказалось ≈ 590 пс при использовании газовой смеси 90% $\text{C}_2\text{F}_4\text{H}_2$, 5% SF_6 и 5% C_4H_{10} .

Однако такое временное разрешение не является максимально достижимым для данного типа детекторов. Оно связано с упомянутым выше эффектом «time slewing»: сигналы малой амплитуды приходят позже по времени (относительно момента времени прохождения заряженной частицы через детектор), что хорошо видно на рис. 12.

Для компенсации описанного выше эффекта необходима коррекция зависимости «время–амплитуда». Для этого распределение, показанное на рис. 12, аппроксимиро-

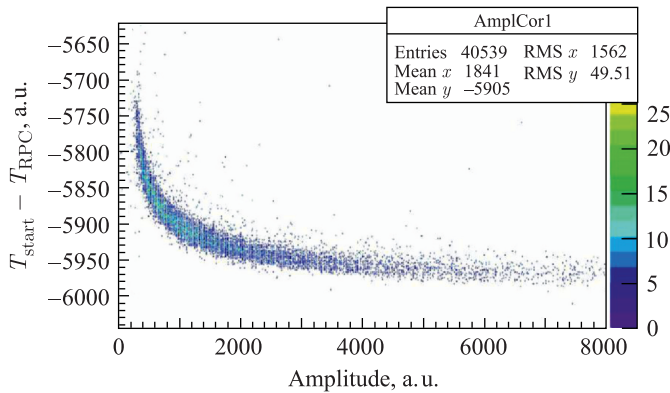


Рис. 12. Зависимость времени прихода сигнала от амплитуды

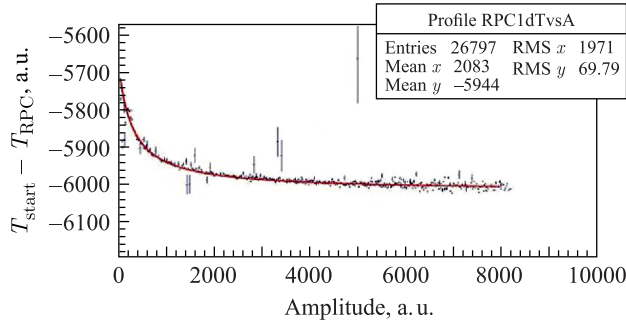


Рис. 13. Коррекция зависимости «амплитуда–заряд»

валось функцией (рис. 13, сплошная линия):

$$y = b + \frac{c}{x - a} + \frac{d}{(x - a)^2}. \quad (7)$$

Как видно из рис. 14, после проведения процедуры коррекции вклад эффекта «time slewing» оказывается практически устраненным.

Для того чтобы оценить собственное временное разрешение после коррекции, рассматривалось распределение скорректированных времен приходов сигналов от двух «падов» тестируемых РПК (рис. 15). Поскольку исследуемые «пады» РПК имеют одинаковую конструкцию и занимают одинаковое геометрическое положение относительно оси пучка, их собственные временные разрешения предполагаем равными:

$$T_{\text{corr}}(\text{RPC1} - \text{RPC2}) = T_{\text{corr}} \text{RPC1} - T_{\text{corr}} \text{RPC2}, \quad (8)$$

$$\sigma_{T_{\text{corr}}}^2 = \sigma_{\text{corr}}^2 \text{RPC1} + \sigma_{\text{corr}}^2 \text{RPC2} = 2\sigma_{\text{corr}}^2 \text{RPC}, \quad (9)$$

$$\sigma_{\text{corr}} \text{RPC} = \frac{\sigma_{T_{\text{corr}}}}{\sqrt{2}}. \quad (10)$$

После проведения коррекции на время-амплитудную корреляцию собственное разрешение РПК составило 160 пс. Таким образом, процедура амплитудно-временной коррекции позволила улучшить временное разрешение детектора в 3,5 раза.

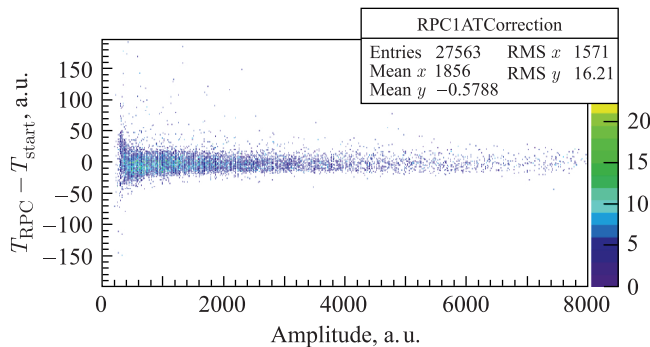


Рис. 14. Зависимость времени прихода сигнала от амплитуды после коррекции

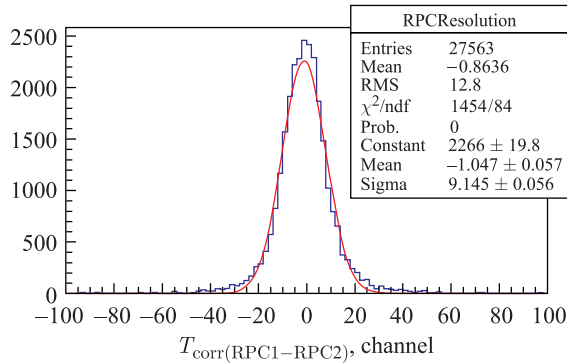


Рис. 15. Распределение разности времен прихода сигналов от двух «падов» тестируемых РПК после коррекции (на пучке углерода). Линия — аппроксимация гауссовской функцией. Шкала оси X — в каналах электроники

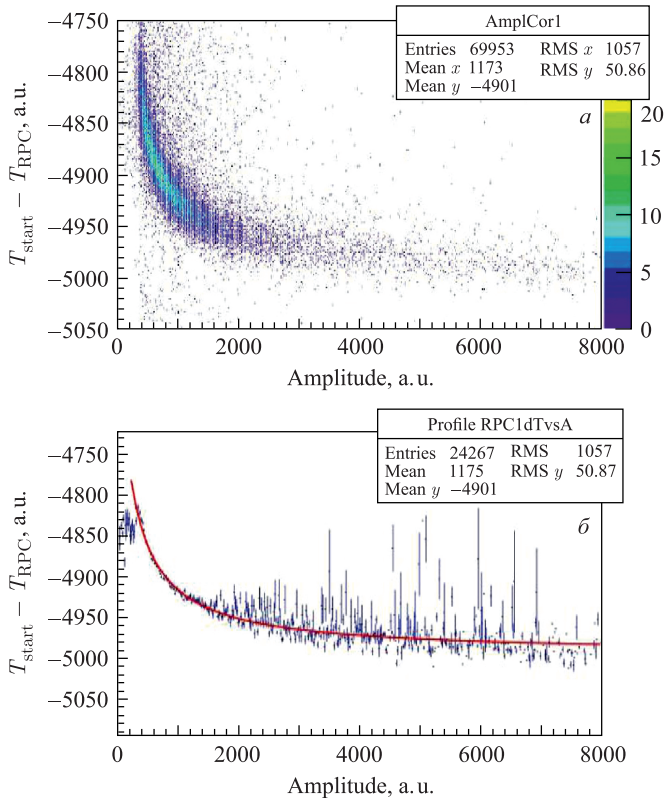


Рис. 16. Зависимость времени прихода сигнала от амплитуды (*a*) и коррекция зависимости «амплитуда–заряд» (*b*). Данные получены на пучке дейтронов

Измерения временного разрешения РПК на пучке дейтронов. Аналогичная процедура была проведена для измерения временного разрешения РПК на пучке дейтронов. Распределение, показанное на рис. 16, *a*, аппроксимировалось функцией (5). Скорректи-

рованное распределение времен прихода сигналов двух исследуемых «падов» РПК было рассчитано по формулам (8)–(10) и показано на рис. 17.

Как видно из рис. 18, вклад эффекта «time slewing» не удалось полностью устранить в области малых амплитуд. Собственное разрешение РПК составило 190 пс. Наиболее

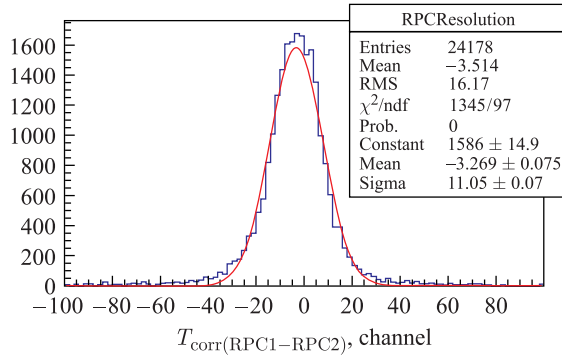


Рис. 17. Распределение разности времен прихода сигналов от двух «падов» тестируемых РПК (на пучке дейтронов). Линия — аппроксимация гауссовой функцией

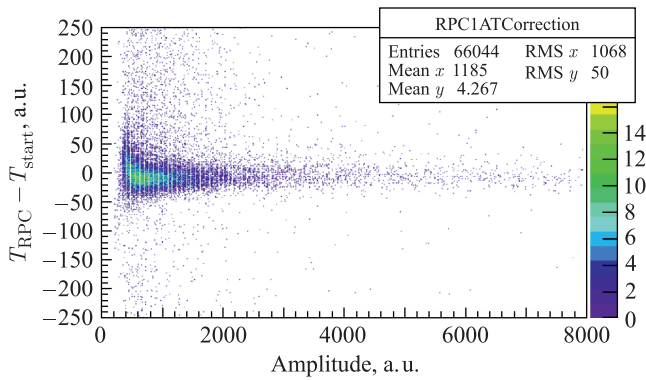


Рис. 18. Зависимость времени прихода сигнала от амплитуды после коррекции

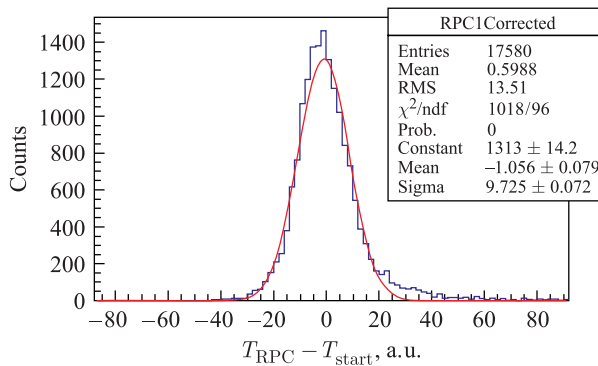


Рис. 19. Временное разрешение времяпролетной системы на пучке дейтронов. Линия — аппроксимация гауссовой функцией

вероятная причина отличия собственного временного разрешения детекторов РПК на пучках дейтронов и углерода — в разных зарядах частиц и, как следствие этого, в различии амплитудных распределений сигналов детектора (см. рис. 10, 14, 18).

2.3. Временное разрешение времяпролетной системы. Для определения временного разрешения времяпролетной системы эксперимента «ГиперНИС» анализировалось распределение разности времен прихода сигналов от стартового счетчика и исследуемых «падов» РПК на пучке дейтронов (рис. 19). Это распределение аппроксимировалось функцией Гаусса (сплошная линия), полное временное разрешение времяпролетной системы составило 250 пс при следующем составе газовой смеси: 90 % $C_2F_4H_2$, 5 % SF_6 и 5 % C_4H_{10} .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы характеристики детекторов времяпролетной системы установки гиперНИС на дейтронном и углеродном пучках нуклотрона и космических частицах. Описан метод амплитудно-временной коррекции, позволяющий улучшить временное разрешение РПК в 3,5 раза. Полученные характеристики времяпролетной системы установки гиперНИС — эффективность регистрации заряженных частиц $\sim 95\%$ и временное разрешение ~ 250 пс — обеспечивают выполнение задач эксперимента «ГиперНИС».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Agnello M., Benussi L., Bertani M., Bhang H. C., Bonomi G., Botta E., Bregant M., Bressani T., Bufalino S., Busso L., Calvo D., Camerini P., Dalena B., De Mori F., D'Erasmus G., Fabbri F. L., Feliciello A., Filippi A., Fiore E. M., Fontana A., Fujioka H., Genova P., Gianotti P., Grion N., Lucherini V., Marcello S., Mirfakhrai N., Moia F., Morra O., Nagae T., Ota H., Pantaleo A., Paticchio V., Piano S., Rui R., Simonetti G., Wheadon R., Zenoni A. Evidence for Heavy Hyperhydrogen ${}^6_{\Lambda}H$ // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 042501.
2. Sugimura H., Agnello M., Ahn J. K., Ajimura S., Akazawa Y., Amano N., Aoki K., Bhang H. C., Chiga N., Endo M., Evtoukhovitch P., Feliciello A., Fujioka H., Fukuda T., Hasegawa S., Hayakawa S., Honda R., Hosomi K., Hwang S. H., Ichikawa Y., Igarashi Y., Imai K., Ishibashi N., Iwasaki R., Joo C. W., Kiuchi R., Lee J. K., Lee J. Y., Matsuda K., Matsumoto Y., Matsuoka K., Miwa K., Mizoi Y., Moritsu M., Nagae T., Nagamiya S., Nakagawa M., Naruki M., Noumi H., Ota R., Roy B. J., Saha P. K., Sakaguchi A., Sako H., Samanta C., Samoilo V., Sasaki Y., Sato S., Sekimoto M., Shimizu Y., Shiozaki T., Shirotori K., Soyama T., Takahashi T., Takahashi T. N., Tamura H., Tanabe K., Tanaka T., Tanida K., Tokiyasu A. O., Tsamalaidze Z., Ukai M., Yamamoto T. O., Yamamoto Y., Yang S. B., Yoshida K. Search for ${}^6_{\Lambda}H$ Hypernucleus by the ${}^6Li(\pi^-, K^+)$ Reaction at $p_{\pi^-} = 1.2$ GeV/c // *Phys. Lett. B.* 2014. V. 729. P. 39–44.
3. Bogomilov M., Dedovich D., Dumps R., Dydak F., Gapienko V., Semak A., Sviridov Y., Usenko E., Wotschack J., Za V. The HARP RPC Time-of-Flight System // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2003. V. 508. P. 152–158.

Получено 27 февраля 2019 г.