

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-85-749

Л.С.Ажгирей, П.И.Зарубин, В.В.Иванов,
А.С.Кузнецов, Г.Д.Столетов

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА
В МАГНИТНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ
С ПРОВОЛОЧНЫМИ КАМЕРАМИ

Направлено в журнал "Приборы и техника
эксперимента"

1985

ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах, проводимых в области физики высоких энергий, измерение времени пролета регистрируемых частиц широко используется для идентификации участвующих в изучаемом процессе частиц. Идентификация частицы по времени пролета τ на базе длиной l предполагает одновременное измерение ее импульса p . Масса частицы определяется из соотношения

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

где $\tau_0 = \frac{l}{c}$, c — скорость света. По мере увеличения импульса регистрируемой частицы для обеспечения надежной ее идентификации по времени пролета нужно либо улучшать временное разрешение, либо увеличивать базу l . При увеличении базы для сохранения телесного угла установки необходимо увеличивать размеры детекторов, что сопряжено с техническими трудностями. Поэтому для расширения области применимости время-пролетной методики постоянно проводится исследование, направленные на улучшение временного разрешения используемых детекторов и электронной аппаратуры [1-6].

К основным факторам, влияющим на точность измерения времени пролета частиц, относятся:

- 1) флуктуации ионизационных потерь заряженных частиц в сцинтилляторах счетчиков [7];
- 2) распределение во времени интенсивности световой вспышки в сцинтилляторе [7-9];
- 3) задержка переднего фронта импульса при использовании отраженного света для получения достаточной его амплитуды в счетчиках большого размера [2, 10];
- 4) нестабильность времени формирования выходного сигнала в фотомножителях (ФЭУ), просматривающих сцинтилляторы счетчиков [11, 12].

В настоящей работе описывается методика измерения времени пролета частиц в магнитном спектрометре с проволочными камерами

МАСПИК [13], предназначенном для исследования механизма ядерных реакций на выведенных пучках релятивистских ядер синхрофазотрона ОИИ; рассматриваются вопросы коррекции результатов измерений на основе учета данных об амплитудах импульсов от ФЭУ.

I. Характеристики системы измерения времени пролета

Схема расположения аппаратуры спектрометра показана на рис. I.

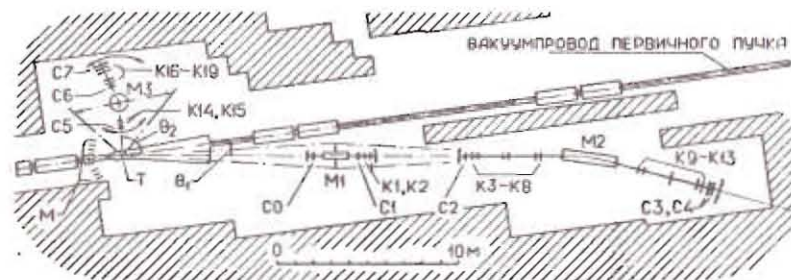


Рис. I. Схема расположения аппаратуры спектрометра МАСПИК. Т — мишень, М — мониторы пучка, К1-К19 — проволочные камеры, С0-С7 — сцинтилляционные счетчики, М1-М3 — магниты.

Для определения времени пролета частиц, регистрируемых основным плечом спектрометра, использовались импульсы от счетчиков С0 и С4, расстояние между которыми составляло 21,9 м. Эти счетчики были включены также в систему триггера установки. Размеры сцинтиллятора счетчика С0 составляли $5 \times 12 \times 2$ см³, а счетчика С4 — $60 \times 19 \times 2$ см³. Каждый сцинтиллятор просматривался с противоположных концов двумя фотомножителями типа XP-2020 через световоды из плексигласа. Учитывая то обстоятельство, что на временной разброс выходного сигнала ФЭУ существенное влияние оказывает нестабильность разности потенциалов между фотокатодом и фокусирующим диодом [14], напряжение между ними поддерживалось постоянным с помощью стабилизаторов типа КС630А. В остальном делитель напряжения соответствовал схеме, рекомендованной фирмой-изготовителем [15].

Объединенный институт
ядерных исследований
Библиотека

Функциональная схема электронной аппаратуры для время-пролетных измерений показана на рис.2.

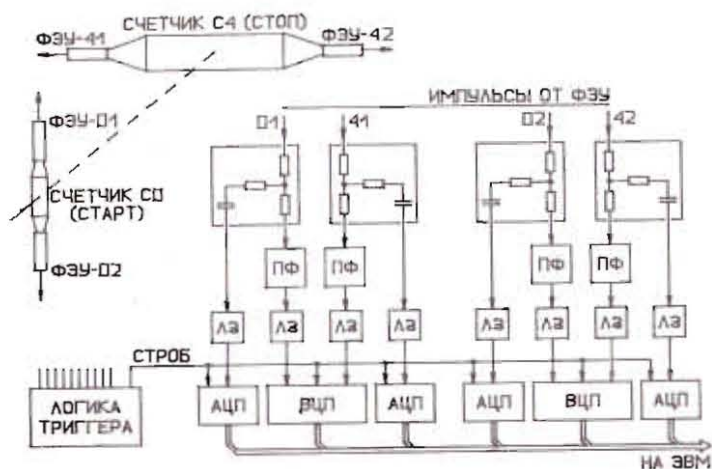


Рис.2. Функциональная схема аппаратуры измерения времени пролета. ПФ – пороговый формирователь, ВЦП – время-цифровой преобразователь, ЛЗ – линия задержки, АЦП – зарядово-цифровой преобразователь.

Выходные сигналы ФЭУ с помощью пассивных делителей подавались на входы зарядово-цифровых преобразователей АЦП /16/ (около 35% от полной величины сигнала) и на входы пороговых формирователей-дискриминаторов ПФ. Чувствительность АЦП составляла около 1 пКл/канал. Сигналы с ПФ использовались в качестве стартовых (от счетчика С0) и стоповых (от счетчика С4) сигналов во время-цифровых преобразователях ВЦП /17/. Цена канала ВЦП составляла около 40 пс. Информация передавалась на ЭВМ ЕС-1010 и записывалась на магнитные ленты.

Алгоритм идентификации регистрируемых спектрометром частиц обрабатывался на данных, полученных при измерении импульсных спектров вторичных частиц, испущенных под углом 140 Мрад в соударениях дейтронов с начальным импульсом 9 ГэВ/с с мишенью из углерода. Рассматривался импульсный интервал 3,6 – 4,6 ГэВ/с, основной вклад в который дают протоны (примесь дейтронов составляла около 2%).

Зависимость момента появления импульса на выходе ФЭУ от места прохождения частицы через сцинтиллятор компенсировалась путем усреднения показаний обоих ВЦП, регистрирующих разность времен прихода сигналов от ФЭУ 01-41 (t_1) и ФЭУ 02-42 (t_2):

$$t = \frac{1}{2} (c_1 t_1 + c_2 t_2),$$

где C_1 и C_2 – калибровочные константы ВЦП. Время пролета τ складывается из времени t и константы $\langle t_0 \rangle$, обусловленной задержками сигнала в кабелях, временем распространения света в световодах и т.п. Величина $\langle t_0 \rangle$ определялась как среднее значение распределения величин

$$t_0 = \tau_0 \sqrt{1 + \left(\frac{cm}{\rho}\right)^2} - t,$$

при этом всем частицам приписывалась масса протона. Полученное распределение значений t_0 показано на рис.3 (штриховая линия); ширина

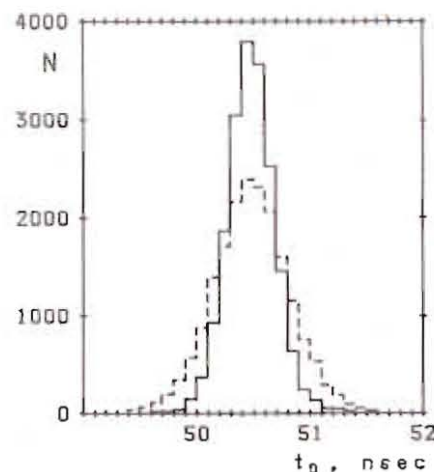


Рис.3. Распределение значений t_0 , характеризующее временное разрешение аппаратуры измерения времени пролета, без учета (штриховая линия) и с учетом (сплошная линия) поправок на флуктуацию амплитуд импульсов от ФЭУ.

его на половине высоты составляет 0,8 нс, значение $\langle t_0 \rangle = 50,53$ нс и среднеквадратичное отклонение равно 345 пс. Соответствующее распределение значений масс зарегистрированных частиц

$$m = \frac{P}{C} \sqrt{\frac{(t + \langle t_0 \rangle)^2}{\tau_0^2} - 1}$$

показано на рис.4. Наряду с интенсивным пиком протонов на рисунке отчетливо виден 2% – ный вклад дейтронов.

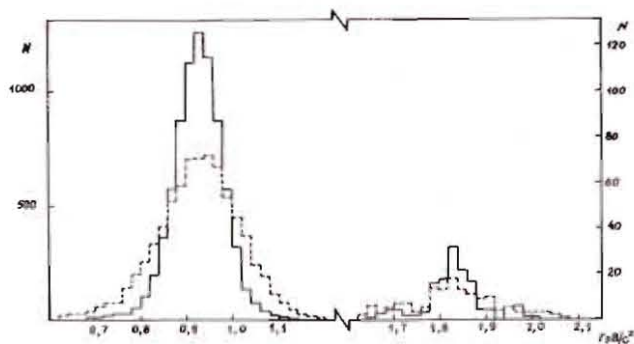


Рис.4. Распределение значений масс вторичных частиц, зарегистрированных в импульсном интервале 3,6 - 4,6 ГэВ/с, вычисленных без поправок (штриховая линия) и с поправками (сплошная линия) на флуктуацию амплитуд импульсов от ФЭУ.

2. Коррекция времени пролета по данным об амплитудах импульсов от ФЭУ

В формирователях, работающих по схеме пороговых дискриминаторов, изменение амплитуды входного сигнала приводит к смещению переднего фронта выходного импульса. Для определения поправок, компенсирующих вклад этого смещения в результаты временных измерений, были исследованы корреляции между измеряемыми значениями времени пролета и амплитудами импульсов от ФЭУ.

Вначале из показаний АИИ для каждого счетчика (А01 и А02 для счетчика С0, А41 и А42 для счетчика С4) вычислялись некоторые усредненные амплитуды А0 и А4. Рассматривались следующие (одинаковые для счетчиков С0 и С4) способы усреднения амплитуд:

- 1) $A_0 = \frac{A_{01} + A_{02}}{2}$,
- 2) $A_0 = \sqrt{A_{01} \cdot A_{02}}$,
- 3) $A_0 = \left(\frac{\sqrt{A_{01}} + \sqrt{A_{02}}}{2} \right)^2$,
- 4) $\frac{1}{\sqrt{A_0}} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\sqrt{A_{01}}} + \frac{1}{\sqrt{A_{02}}} \right)$.

Средние значения (в относительных единицах) распределений амплитуд А0 и А4 приведены в таблице I; там же приведены значения среднеквадратичных отклонений δ .

Таблица I
Результаты усреднения показаний АИИ для счетчиков С0 и С4

Способ усреднения	1	2	3	4	
счетчик С0	А0	54,21	53,64	53,93	53,36
	δ	0,68	0,44	0,56	0,33
счетчик С4	А4	24,03	23,70	23,87	23,55
	δ	0,17	0,11	0,13	0,10

Видно, что четвертый способ усреднения приводит к наименьшему среднеквадратичному отклонению для распределения амплитуд А0 и А4. Заметим, что такой результат усреднения вытекает из предположения, что амплитуда импульса ФЭУ пропорциональна телесному углу, под которым фотокатод ФЭУ виден из точки пересечения частицы плоскости сцинтиллятора.

Определенные таким образом величины А0 и А4 практически не зависят от места прохождения частицы через счетчик, а их распределение отражает флуктуацию ионизационных потерь энергии частицей в веществе сцинтиллятора. Между значениями $I/\sqrt{A_0} = B_0$ и $I/\sqrt{A_4} = B_4$, с одной стороны, и значениями t_0 , с другой, наблюдается четкая линейная корреляция. Окончательное выражение для определения времени пролета, учитывающее временной разброс из-за флуктуации амплитуд, имеет вид

$$\tau = t + \langle t_0 \rangle + K_0(B_0 - \langle B_0 \rangle) + K_4(B_4 - \langle B_4 \rangle),$$

где $\langle B_0 \rangle$ и $\langle B_4 \rangle$ - средние значения распределений величин B_0 и B_4 , а K_0 и K_4 - коэффициенты корреляции, определенные в предварительном анализе экспериментального материала. Распределение значений t_0 , полученное с учетом указанных поправок, показано на рис.3 сплошной линией; ширина распределения на половине высоты составляет 400 пс, а среднеквадратичное отклонение - 220 пс. Таким образом, учет данных об амплитудах импульсов от ФЭУ позволяет существенно улучшить разрешение при определении времени пролета регистрируемой частицы.

3. Оценка пространственного разрешения счетчика С4

В счетчике, сцинтиллятор которого просматривается фотоумножителями с двух противоположных граней, разность прихода сигналов от ФЭУ, измераемая с достаточно хорошим временным разрешением, позволяет локализовать место прохождения частицы через сцинтиллятор. Информация о траекториях частиц, полученная с помощью проволочных камер, позволяет оценить возможность использования сцинтилляционных счетчиков в спектрометре МАСПИК в качестве координатных детекторов.

В настоящей работе оценивалось пространственное разрешение счетчика С4. Вначале была определена эффективная скорость распространения света в сцинтилляторе счетчика $V_{\text{эф}}$. Для этого исследовалась зависимость между X-координатой места прохождения частицей счетчика (по горизонтали) и временем распространения света в сцинтилляторе t_i^* ($i = 1, 2$):

$$t_1^* = c_1 t_1 + \langle t_0 \rangle - \tau_0 - \frac{K4}{\sqrt{A41}},$$

$$t_2^* = c_2 t_2 + \langle t_0 \rangle - \tau_0 - \frac{K4}{\sqrt{A42}}.$$

Чтобы ослабить влияние зависимости t_i^* и t_2^* от координаты места пересечения частицей счетчика С0, в его середине выделялась полоса шириной в 4 см (по вертикали) и в расчетах учитывались частицы, прошедшие через эту полосу. Построенные зависимости приведены на рис.5.

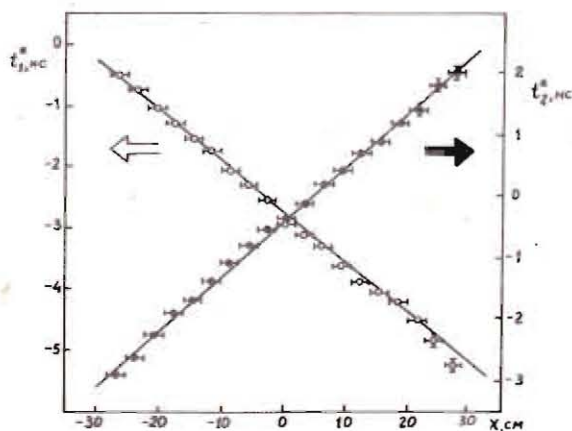


Рис.5. Зависимости между координатой места прохождения частиц через сцинтиллятор счетчика С4 и временами t_1^* и t_2^* поступления сигналов от ФЭУ-41 и ФЭУ-42.

Из них получены следующие значения эффективных скоростей:

$$V_{\text{эф1}} = (11,8 \pm 0,1) \text{ см/нс},$$

$$V_{\text{эф2}} = (11,1 \pm 0,2) \text{ см/нс}.$$

Для определения пространственного разрешения счетчика С4 строилось распределение величин $\Delta X = X - \frac{1}{2}(V_{\text{эф1}} c_1 t_1 - V_{\text{эф2}} c_2 t_2)$. Точность определения координаты X с помощью проволочных камер ($\leq 0,1$) заведомо выше, чем при определении ее из выражения $\frac{1}{2}(V_{\text{эф1}} c_1 t_1 - V_{\text{эф2}} c_2 t_2)$, поэтому среднеквадратичное отклонение распределения величин ΔX можно принять за оценку пространственного разрешения счетчика С4. Оно составило около 4 см.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе определено временное разрешение системы измерения времени пролета частиц в магнитном спектрометре МАСПИК и изучены корреляции между измеряемым временем пролета и амплитудами импульсов на выходах ФЭУ, просматривающих сцинтилляторы счетчиков. Получено выражение для коррекции измеряемого времени пролета на флуктуации амплитуд импульсов от ФЭУ. Временное разрешение системы измерения времени пролета без учета поправки на флуктуацию амплитуд импульсов составило около 800 пс (полная ширина на половине высоты), а с учетом этой поправки — около 400 пс. Достигнутое временное разрешение позволило четко разделять протоны и дейтроны при существенно больших значениях импульсов регистрируемых частиц. На рис.6 приведено распределение значений масс частиц, зарегистрированных спектрометром в импульсном интервале 5,7 — 8,5 ГэВ/с.

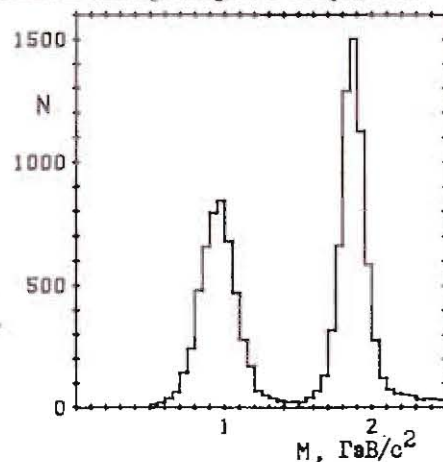


Рис.6. Распределение значений масс вторичных частиц, зарегистрированных в импульсном интервале 5,7 — 8,5 ГэВ/с в опытах по фрагментации дейтронов с импульсом 9 ГэВ/с.

В заключение авторы благодарят В.Н.Самойлова за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вишневский Н.К. и др. ИВВЗ, СЭФ 71-86, Серпухов, 1971.
2. Braunschweig W. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1976, vol.134, p.261.
3. D'Agostini G. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1981, vol.185, p.49; CERN-EP/81-17, 1981.
4. Boll K.W. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1981, vol.179, p.29.
5. D'Agostini G. et al. Nucl.Instr.and Meth.in Phys.Res., 1984, vol.219, p.495.
6. Brown G.S. et al. Nucl.Instr.and Meth.in Phys.Res., 1984, vol.221, p.503.
7. Медведев М.Н. Сцинтилляционные детекторы. М., Атомиздат, 1977.
8. Nuclear Enterprises Bull. No.412, 1974; No.465, 1976.
9. Richvitsky S.V. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1981, vol.179, p.277.
10. Бунятов С.А. и др. ОИЯИ, I3-I0156, Дубна, 1976.
11. Lescovare B. et al. IEEE Trans.on Nucl.Sci., v.NS-25, 1978, p.582.
12. Lo C.C., Lescovare B. IEEE Trans.on Nucl.Sci., v.NS-28, 1981, p.659.
13. Ажгирей Л.С. и др. В кн.: Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с.83.
14. Binon F. et al. Nucl.Instr.and Meth., 1978, vol.153, p.409.
15. Philips Industries, RTS - Photomultiplicateurs Catalogue Montargis, France.
16. Антохов В.А. и др. ОИЯИ, I0-I0576, Дубна, 1977.
17. Ажгирей Л.С. и др. В кн.: Труды X Международного симпозиума по ядерной электронике. Дрезден, 1980, с.287.

Рукопись поступила в издательский отдел

22 октября 1985 года.

Ажгирей Л.С. и др.

P1-85-749

Система измерения времени пролета в магнитном спектрометре с проволочными камерами

Описана система измерения времени пролета заряженных частиц, регистрируемых магнитным спектрометром с проволочными камерами (установка МАСПИК). Исследованы корреляции между измеряемыми временем пролета и амплитудами импульсов на выходах фотоумножителей. Достигнутое временное разрешение системы (после введения поправок на флуктуации амплитуд импульсов со сцинтилляционных счетчиков) составило 400 пс (полная ширина на половине высоты).

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Azhgirej L.S. et al

P1-85-749

Time-of-Flight System in Magnetic Spectrometer with Wire Chambers

The time-of-flight system for identification of charged particles registered by the magnetic spectrometer with multi-wire proportional chambers (MASPIK installation) is described. The correlations between measured times of flight and amplitudes of pulses on phototube outputs were investigated. The achieved system time resolution (after introducing corrections to amplitude fluctuations of pulses from scintillation counters) was 400 ps (FWHM).

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985