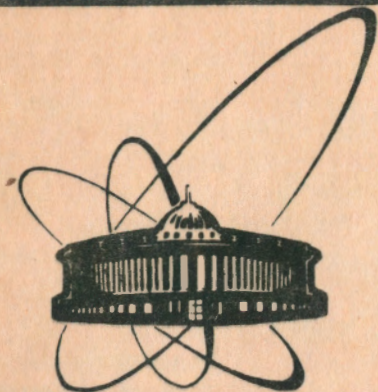


91-280



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P13-91-280

Л.С.Ажгирей, И.К.Взоров, М.А.Игнатенко,
Г.Д.Столетов

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ
СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СЧЕТЧИКОВ
НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯТОРА ИЗ ПОЛИСТИРОЛА,
ПАРАТЕРФЕНИЛА И РОРОР

1991

Некоторые характеристики времяпролетных сцинтилляционных счетчиков на основе сцинтиллятора из полистирола, паратерфенила и POPOP

На основании анализа экспериментальных данных с установки МАСПИК исследованы характеристики различных сцинтилляционных счетчиков, участвовавших в измерении времени пролета регистрируемых частиц. Временные разрешения для испытывавшихся пар счетчиков составили величины от 550 до 680 пс (полная ширина на половине высоты). Наблюдается корреляция временного разрешения времяпролетной системы и эффективной длины ослабления света в длинном кристалле. Измерения скорости распространения светового сигнала в исследованных пластиках указывают, что величина скорости зависит от свойств сцинтиллирующего образца.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Azhgirey L.S. et al.

P13-91-280

Some Performances of the Time-of-Flight Scintillation Counters Based on Polystyrene, Paraterfenil and POPOP

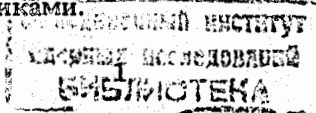
On the basis of the analysis of the experimental data from MASPIC spectrometer the performances of different scintillators used in the time-of-flight measurements have been investigated. The time resolutions of the tested counter pairs were between 550 and 680 ps (FWHM). Correlation between the time resolution of the time-of-flight system and the effective attenuation length of the long scintillators is observed. The measurements of an effective propagation velocity of light in the tested scintillators have shown that its magnitude depends on scintillator features.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Technique and Automations, JINR.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в экспериментах по физике высоких энергий широкое распространение получила методика измерения времени пролета (ИВП) частиц с помощью сцинтилляционных счетчиков. Достаточно сказать, что системами ИВП оснащено большинство экспериментальных установок, эксплуатирующихся на встречных пучках. Это объясняется тем, что основная масса частиц, рождающихся даже при наибольших доступных энергиях коллайдеров, обладает относительно низкими импульсами^{1/1} и ИВП является эффективным методом их идентификации. На строящихся и проектируемых коллайдерах нового поколения, таких как ст- и В-фабрики, системы ИВП остаются одним из необходимых элементов экспериментальных установок. Для решения физических задач в экспериментах, постановка которых становится возможной на новых ускорителях, существенно возрастают требования к основным параметрам всех элементов детекторов, в том числе и к временному разрешению систем ИВП частиц. Поэтому постоянно проводятся исследования, направленные на совершенствование этой методики^{1/2-4/1}. Временное разрешение систем ИВП с помощью сцинтилляционных счетчиков зависит от ряда факторов, основными из которых являются: геометрические размеры кристаллов, материал сцинтиллятора, качество светосбора при передаче света на фотокатод фотоумножителя (ФЭУ), характеристики ФЭУ и используемой электроники, а также способ внесения поправок в результаты измерений.

Для идентификации вторичных частиц, образующихся в ядро-ядерных столкновениях, в магнитном спектрометре МАСПИК^{1/5/1} также использовалась методика ИВП с помощью сцинтилляционных счетчиков^{1/6/1}. Измерения проводились с двумя парами счетчиков, расстояния между которыми были 16 и 21,9 м. В экспериментах в зависимости от физической задачи применялись различные по составу и размерам сцинтиллирующие пластики. В данном сообщении на основании обработки экспериментальных данных, записанных в рабочих сеансах, анализируются характеристики системы ИВП и сцинтилляционных счетчиков, полученные с различными пластиками.



2. АППАРАТУРА И МЕТОД АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Схема включения одной из пар счетчиков и функциональная схема аппаратуры для времяпролетных измерений показаны на рис.1. Каждый сцинтиллятор просматривался с противоположных концов двумя фотумножителями. Свет от люминесценции, вызванной регистрируемой частицей, поступал на фотокатоды ФЭУ по световодам из плексигласа, изготовленным в форме "рыбьего хвоста". Внутренняя поверхность корпусов счетчиков была покрыта черной краской с целью использования только света, испытавшего полное внутреннее отражение. Для оптического контакта световода и пластика, а также световода и входного окна ФЭУ применялось оптическое масло (Dow-Corning).

Сигналы от ФЭУ XR2020 подавались на пассивные делители по коаксиальным кабелям РК50-4-11 длиной от 12 до 30 м и далее поступали на входы аналого-цифровых преобразователей (АЦП) с чувствительностью около 1 пКл/канал (35% от величины каждого сигнала) и на формирователи с порогом 60 мВ. Импульсы с пороговых формирова-

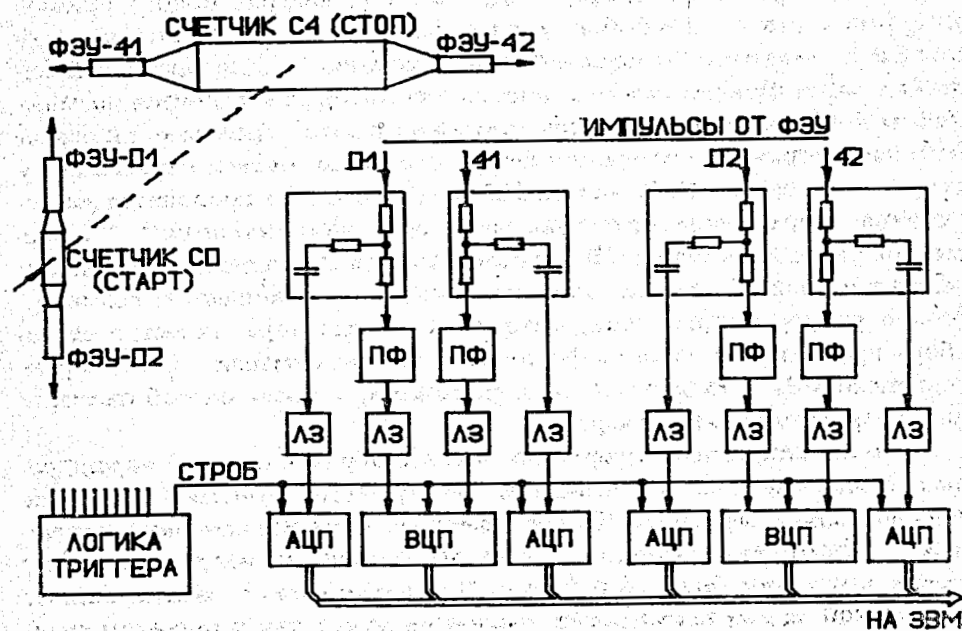


Рис. 1. Функциональная схема аппаратуры измерения времени пролета одной парой сцинтилляционных счетчиков. ПФ — пороговый формирователь, ЛЗ — линия задержки, АЦП — зарядово-цифровой, ВЦП — время-цифровой преобразователи.

телей служили в качестве стартовых и стоповых сигналов для времяцифровых преобразователей (ВЦП) с ценой канала около 40 пс, а также использовались при выработке "триггера" установки.

В спектрометре координаты траекторий частиц определялись с помощью пропорциональных камер, расположенных между сцинтилляционными счетчиками, а импульсы частиц восстанавливались по углу отклонения в поле анализирующего магнита¹⁷. Зависимость величины измеряемого времени пролета от места пересечения частицей пластика компенсировалась путем усреднения показаний обеих ВЦП пары счетчиков, а поправка, связанная с влиянием величины амплитуды сигнала на измеряемое время, находилась для каждого из счетчиков в процессе обработки полученных данных. С целью ослабить влияние на изучаемые характеристики краевых эффектов в стартовых счетчиках в настоящей работе в анализируемые события отбирались только те частицы, траектории которых пересекали полосу шириной 4 см в середине пластиков этих счетчиков.

Сцинтиллирующие образцы были изготовлены из очищенного и полимеризованного полистирола с первичной добавкой паратерфенила путем механической обработки с последующей полировкой. В качестве сместителя спектра применялась вторичная добавка (РОРОР). Один из образцов имел неполированные поверхности, за исключением граней, обращенных к световодам. Использованный тип сцинтиллятора, согласно¹⁸, имеет короткий фронт нарастания светового импульса (786 ± 69 пс) и малое время высвечивания ($2,32 \pm 0,16$ нс), что существенно при проведении временных измерений. Так как этот сцинтиллятор обладает относительно высоким световыходом, проводились также измерения с пластиком без сместителя спектра. Основные параметры испытывавшихся пластиков приведены в табл.1.

Таблица 1. Основные параметры сцинтиллирующих пластиков

№	Состав	Размер, мм	Поверхность	Назначение
1	Pst+2%Tr+0,02%РОРОР	50*120*20	полированная	Старт
2	Pst+2%Tr+0,02%РОРОР	60*120*10	полированная	Старт
3	Pst+2%Tr+0,02%РОРОР	500*190*10	полированная	Стоп
4	Pst+2%Tr+0,02%РОРОР	500*190*60	матовая	Стоп
5	Pst+2%Tr+0,02%РОРОР	600*190*20	полированная	Стоп
6	Pst+2%Tr	600*190*30	полированная	Стоп

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Зависимость величин регистрируемых сигналов ФЭУ от координаты места попадания частицы в счетчик характеризует эффективную длину ослабления света в сцинтилляторе. Она определяется как прозрачностью самого вещества сцинтиллятора в диапазоне регистрируемых длин волн, так и качеством поверхности пластика, влияющим на собиранье отраженного света. На рис.2 в качестве примера показаны зависимости величин измеренных АЦП сигналов от места сцинтилляции для счетчика с кристаллом без спектросмещающей добавки. Для всех полированных пластиков эти зависимости хорошо описываются суммой двух экспонент:

$$A = a \cdot \exp(-x/\lambda_1) + b \cdot \exp(-x/\lambda_2)$$

с существенно разными параметрами затухания. Данные для кристалла с матовыми боковыми поверхностями удовлетворительно аппроксимируются одной экспонентой. Найденные в результате фитирования параметры λ приведены в табл.2. Полученные результаты согласуются с представлениями о том, что, во-первых, свет в диапазоне коротких длин волн, который доминирует в спектре люминесценции сцинтиллятора рассматриваемого типа, интенсивно поглощается и рассеивается в веществе самого пластика, а во-вторых, в области, близкой к световоду, условия собиранья света существенно отличаются от условий светосбора для более удаленных точек кристалла¹⁹.

Временное разрешение системы ИВП в случае регистрации частиц с разными импульсами характеризуется шириной распределения величины

$$T_0 = \tau_0 \sqrt{1 + (m/p)^2} - t - \delta t,$$

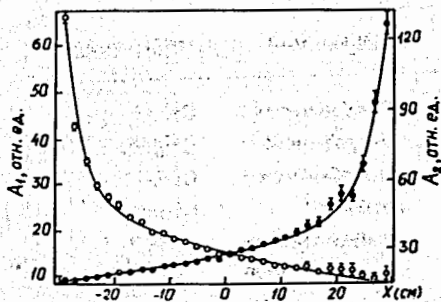


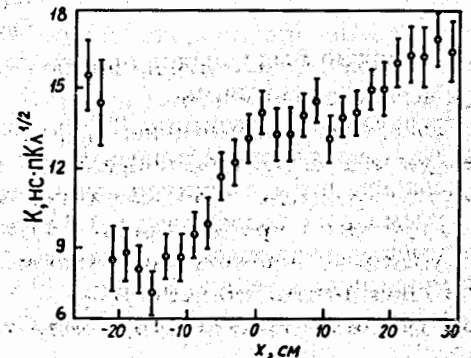
Рис. 2. Зависимости величин регистрируемых сигналов с обоих ФЭУ от координаты места пересечения частицей кристалла счетчика. Кривыми показаны результаты аппроксимации данных суммой двух экспонент.

где τ_0 — время распространения света между счетчиками, m и p — масса и импульс детектирующей частицы, t — полусумма показаний обоих кодировщиков, а δt — поправка, связанная с величинами сигналов от ФЭУ. Известно, что при использовании пороговых формирователей искажение, вносимое индивидуальным ФЭУ в измеряемое время, хорошо описывается зависимостью вида $\delta t_i = k_i / \sqrt{q_i}$ в широком диапазоне регистрируемых зарядов q_i ¹¹⁰. Величины коэффициентов k_i зависят, в основном, от характеристик и режима работы ФЭУ. Кроме того, они также могут зависеть от места попадания частицы в кристалл из-за изменения временной "формы" светового сигнала на фотокатоде ФЭУ. На рис.3 показан пример зависимости коэффициента k для одного из ФЭУ, просматривающего кристалл №5 (в табл.1), от места попадания частицы в счетчик. Видно, что величина коэффициента существенно меняется в зависимости от расстояния. В этом случае определение результирующей поправки из поправок для индивидуальных ФЭУ становится довольно трудоемкой процедурой.

Как было показано в работах^{111,112}, такое же временное разрешение можно получить, если поправку вычислять для каждого счетчика в виде $\delta t = k/\sqrt{A}$, где A — усредненная величина сигналов с обоих ФЭУ счетчика. Чтобы избавиться от возможной зависимости коэффициента k от координаты, необходимо выбрать такой способ усреднения сигналов, при котором величина A не зависела бы от места попадания частицы в счетчик. Для этого были проанализированы различные способы усреднения. На рис.4 представлены результаты различных способов усреднения для пластика без спектросмещающей добавки. Кроме вариантов, проиллюстрированных на рисунке, анализировались также результаты усреднения величин $1/q^{1/3}$ и $1/q^{1/4}$. Наименьшую зависимость от координаты места пересечения частицей кристалла имеет величина A , характеризующая полусуммой обратных квадратных корней из измеренных зарядов q_1 и q_2 .

В процессе обработки данных было замечено, что значения коэффициентов k различались как для разных кристаллов одного и того же счетчика, так

Рис. 3. Зависимости коэффициента k для ФЭУ, просматривающего кристалл №5 (в табл.1), от места попадания частицы в счетчик.



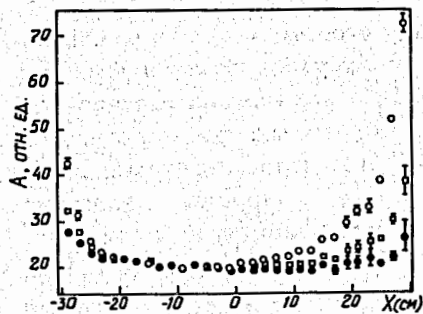


Рис. 4. Зависимости результатов различных способов усреднения величин сигналов (q_1 и q_2) с двух ФЭУ одного и того же счетчика от координаты места пересечения частицы счетчика:

○ — $A = (q_1 + q_2) / 2$, □ — $A = \sqrt{q_1 \times q_2}$,
● — $1/\sqrt{A} = 2/(1/\sqrt{q_1} + 1/\sqrt{q_2})$.

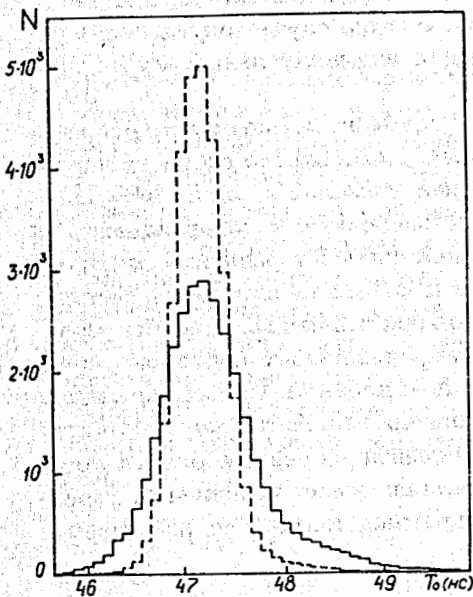


Рис. 5. Распределение значений T_0 , характеризующее временное разрешение аппаратуры измерения времени пролета, без учета (сплошная линия) и с учетом (штриховая линия) поправок на зависимость T_0 от величины сигналов от ФЭУ.

и для данного пластика в зависимости от условий эксперимента (загрузка счетчика, фон случайных совпадений, равномерность облучения счетчика регистрируемыми частицами). Как правило, найденные коэффициенты обеспечивали эффективную коррекцию времяпролетных измерений во всем диапазоне амплитуд регистрируемых сигналов. Однако в отдельных случаях связь

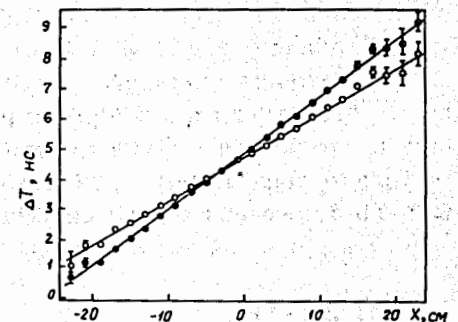
δt и A можно было лучше описать зависимостью более сложного вида, чем использованная нами.

Распределения величины T_0 для одной из пар счетчиков (№1 и №5) без учета амплитудной поправки и с ее учетом представлены на рис.5. Для данной пары счетчиков амплитудная поправка привела к улучшению временного разрешения в 1,6 раза. Значения полных ширины ΔT_0 на полувысоте распределений величин T_0 для испытывавшихся кристаллов приведены в табл.2. В работе^{11,3} при исследовании сцинтилляционных счетчиков длиной 2,18 м было замечено, что временное разрешение

Таблица 2. Характеристики исследованных сцинтилляторов

№	$\lambda_{1,1}$, см	$\lambda_{1,2}$, см	$\lambda_{2,1}$, см	$\lambda_{2,2}$, см	ΔT_0 , пс	v , см/нс
3	$3,8 \pm 0,1$	$2,0 \pm 0,3$	$54,4 \pm 1,1$	$57,8 \pm 0,9$	560 ± 5	$16,2 \pm 0,1$
4			$44,4 \pm 0,4$	$49,2 \pm 0,6$	680 ± 10	$13,7 \pm 0,1$
5	$1,7 \pm 0,3$	$1,4 \pm 1,1$	$79,8 \pm 1,9$	$74,1 \pm 1,3$	550 ± 5	$16,0 \pm 0,1$
6	$3,0 \pm 0,2$	$3,6 \pm 0,3$	$49,3 \pm 1,7$	$51,0 \pm 1,3$	610 ± 10	$14,3 \pm 0,1$

Рис. 6. Зависимость между координатой мест пересечения частицы кристалла №3 и разностью показаний ВЦП: ○ — без учета и ● — с учетом поправок на зависимость показаний ВЦП от величин регистрируемых сигналов от ФЭУ.



коррелирует со значениями длин ослабления света в кристаллах. Полученные в наших измерениях результаты не противоречат этому выводу.

Зависимость разности ΔT показаний ВЦП от координаты x места прохождения частицы через кристалл счетчика характеризует скорость v распространения светового сигнала в сцинтилляторе. Пример наблюдавшихся зависимостей $\Delta T(x)$ с учетом и без учета поправок на величину сигналов от ФЭУ показан на рис.6. Найденные в результате линейной аппроксимации данных значения скорости v в исследованных образцах приведены в табл.2.

Считается, что измеренная таким образом скорость является эффективной и определяется, в основном, условиями светосбора, поскольку момент срабатывания порогового формирователя зависит от количества пришедших на фотокатод ФЭУ фотонов^{11,14}. Однако существуют указания на то, что скорость "прямого" света в сцинтилляторах отличается от величины c/n , где n — показатель преломления среды^{10,15}. Для испытывавшихся сцинтилляторов $c/n \approx 18,9$ см/нс. Можно было ожидать, что в пластике толщиной 60 мм с матовыми боковыми поверхностями измеряется скорость распространения прямого света, а вклад фотонов, испытавших отражения от боковых поверхностей, незначителен. Измеренные скорости v в образце с матовыми

стенками, а также в сцинтилляторе без сместителя спектра оказались даже меньше, чем в других пластинках. При этом найденные величины скоростей коррелируют со значениями длин ослабления света.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования временного разрешения и характеристик сцинтилляционных счетчиков системы измерения времени пролета частиц в магнитном спектрометре при использовании различных кристаллов на основе полистирола и паратерфенила показали, что лучшее временное разрешение достигается с пластиками, обладающими большей эффективной длиной ослабления света. Результаты по измерению скорости распространения светового сигнала в кристаллах счетчиков указывают на то, что замедление скорости распространения света от люминесценции по сравнению с фазовой скоростью света в сцинтилляторе вызвано не только увеличением пути фотонов из-за отражений от граней образцов, но также связано со свойствами самого вещества сцинтиллятора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Banerjee S. et al. — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1988, v. A269, p. 121.
2. Stroynowski R. — CALT-68-1668, 1990.
3. Sugitate T. et al. — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1986, v. A249, p. 354.
4. Pestov Yu. N. — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1988, v. A265, p. 150.
5. Ажгирей Л. С. и др. — ЯФ, 1987, т. 46, с. 1134.
6. Ажгирей Л. С. и др. — ОИЯИ, P1-85-749, Дубна, 1985.
7. Ажгирей Л. С. и др. — ОИЯИ, 13-86-52, Дубна, 1986.
8. Matveeva E. N. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1981, v. 179, p. 277.
9. Шелков Г. А., Шпиринг К. — ОИЯИ, P13-80-84, Дубна, 1980.
10. Brown J. S. et al. — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1984, v. 221, p. 503.
11. D'Agostini G. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1981, v. 185, p. 49.
12. Tanimori T. et al. — Nucl. Instr. and Meth., 1983, v. 216, p. 57.
13. Heller R. et al. — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1985, v. A235, p. 26.
14. Antipov Yu. M. et al. — Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 1989, v. A274, p. 452.
15. Bengston B., Moszynski M. — Nucl. Instr. and Meth., 1970, v. 81, p. 109.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1991 года.