

P13-2006-104

КАЛИБРОВКА СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ
СЧЕТЧИКОВ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО
КАЛОРИМЕТРА УСТАНОВКИ
«НЕЙТРИННЫЙ ДЕТЕКТОР ИФВЭ–ОИЯИ»
ДЛЯ ИДЕНТИФИКАЦИИ ЧАСТИЦ
ПО ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА

Направлено в журнал «Письма в ЭЧАЯ»

Бунятов С. А. и др.

P13-2006-104

Калибровка сцинтилляционных счетчиков
модернизированного калориметра установки
«Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ»
для идентификации частиц по времени пролета

В статье представлены особенности работы калориметра установки «Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ» на основе жидкостных сцинтилляционных счетчиков, модернизированного для идентификации частиц по времени пролета. Детально описаны регистрирующая аппаратура, алгоритмы восстановления отклика и калибровки счетчиков калориметра. Оценка временного и пространственного разрешения счетчиков получена на треках вертикальных космических мюонов. Достигнутое среднее временное разрешение составило 1,2 нс, а координатное — 13 см.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Bunyatov S. A. et al.

P13-2006-104

Calibration of Scintillation Counters
in the Improved Calorimeter of the IHEP–JINR Neutrino Detector
for Particle Identification by Time-of-Flight Measurements

The article contains information about the IHEP–JINR Neutrino Detector calorimeter based on the liquid scintillator counters, upgraded for the time-of-flight particle identification. The data-acquisition system, response reconstruction and calibration algorithms of the counters are described in detail. The time and spatial resolution of the counters is estimated on the vertical cosmic muons tracks. The achieved average time resolution is 1.2 ns, whereas the coordinate resolution is 13 cm.

The investigation has been performed at the Dzhelapov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006



С. А. Бунятов, А. В. Красноперов*, Ю. А. Нефедов, Б. А. Попов,
В. В. Терещенко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н. И. Божко, А. С. Вовенко, В. Н. Горячев, Ю. И. Саломатин, В. А. Сенько,
А. В. Сидоров

Институт физики высоких энергий, Протвино

*E-mail: Alexei.Krasnoperov@jinr.ru

ВВЕДЕНИЕ

Нейтринный детектор (НД) сотрудничества ИФВЭ–ОИЯИ [1] был создан для использования в нейтринных пучках, генерируемых на протонном ускорителе У-70 ИФВЭ (г. Протвино) с энергией 70 ГэВ. Конструкция установки предусматривала использование НД в двух модификациях.

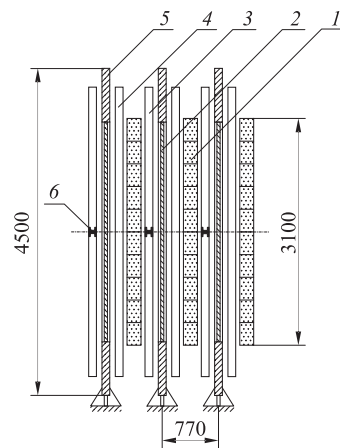


Рис. 1. Схема модуля мишенной части нейтринного детектора (размеры указаны в мм): 1 — плоскость жидкостных счетчиков; 2 — алюминиевая пластина; 3 — плоскость Y дрейфовых камер; 4 — плоскость X дрейфовых камер; 5 — рамный магнит; 6 — стык дрейфовых камер

В первой модификации детектор использовался для изучения, в основном, глубоконеупругих взаимодействий нейтрино. Схема одного из 36 модулей мишенной части детектора показана на рис. 1. В этом варианте между плоскостями жидкостных сцинтилляционных счетчиков и дрейфовых камер были установлены 36 алюминиевых пластин толщиной 5 см для увеличения массы мишени и уменьшения утечки адронных ливней. Детектор работал на пучке нейтрино с энергией 1–30 ГэВ.

Вторая модификация детектора ориентирована на исследования малочастичных упругих и квазиупругих процессов взаимодействия нейтрино [2, 3]. Для этого из детектора были извлечены алюминиевые пластины, полностью

заменена электроника сцинтилляционных счетчиков калориметра, модернизирована система сбора данных и контролера за параметрами всех детекторов установки. Сотрудниками отдела пучков ИФВЭ был создан новый вариант нейтринного пучка с энергией в интервале 1–3 ГэВ.

Для надежного выделения упругих и квазиупругих взаимодействий нейтрино от реакций рождения дополнительного π -мезона требуется хорошая сепарация протонов от π -мезонов. В предшествующих экспериментах для такого разделения использовали метод измерения ионизации частиц и их пробега. В нашей работе для разделения протонов и π -мезонов предполагается измерять время пролета частиц между двумя плоскостями сцинтилляционных счетчиков и их пробеги в детекторе. Большое расстояние между плоскостями сцинтилляционных счетчиков (75 см), значительное различие в скоростях протонов и пионов при исследуемых энергиях позволяют сделать вывод, что при временном разрешении счетчиков $\sim 1,5$ нс получается надежная сепарация протонов от π -мезонов. Именно поэтому в ОЭА ИФВЭ была разработана и изготовлена новая электронная аппаратура с использованием Flash ADC.

В настоящей работе приводятся результаты калибровки сцинтилляционных счетчиков с новой электроникой с использованием вертикального потока космических мюонов. Получены величины временного и координатного разрешения сцинтилляционных счетчиков.

1. КОНСТРУКЦИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО КАЛОРИМЕТРА

Калориметр нейтринного детектора является одновременно мишенью для нейтринных взаимодействий, а также служит для измерения энергии и направления адронных и электромагнитных каскадов, определения времени событий и грубого измерения координаты мюонных треков, что существенно повышает эффективность их точной реконструкции по отсчетам в дрейфовых камерах.

Структура мишени-калориметра нейтринного детектора показана на рис. 1. Плоскость ЖСС площадью $3,1 \times 5$ м и толщиной по пучку 0,2 м составлена из 10 счетчиков с размерами $0,3 \times 0,2 \times 5$ м, зазор между ними равен ~ 1 см. Счетчики заполнены жидким сцинтиллятором на основе уайт-спирита (C_nH_{2n+2} , $\langle n \rangle = 10$, плотность — $0,78$ г/см³, радиационная длина — $44,8$ г/см², ядерная длина — $89,6$ г/см²) [4]. Рамный магнит с размерами $4,5 \times 4,5 \times 0,1$ м имеет внутреннее окно 3×3 м, которое определяет размеры рабочей области калориметра. Одна плоскость ЖСС*, один рамный магнит, алюминиевая пластина и две плоскости дрейфовых камер (X и Y) образуют

*Плоскости ЖСС нумеруются по направлению нейтринного пучка с 1-й по 36-ю.

модуль мишенной части нейтринного детектора. С учетом стенок камер и счетчиков модуль содержит $16,2 \text{ г/см}^2$ алюминия и $15,1 \text{ г/см}^2$ уайт-спирита, что составляет 1,01 радиационной и 0,32 ядерной длины. Калориметр состоит из 36 таких модулей. В модификации с извлеченными алюминиевыми пластинами детектор становится практически полностью активным и имеет более тонкую структуру (0,45 радиационной и 0,20 ядерной длины на один модуль). При этом улучшается энергетическое разрешение для электромагнитных каскадов, появляется возможность идентифицировать короткопробежные адроны от нейтринных взаимодействий и измерять их импульс.

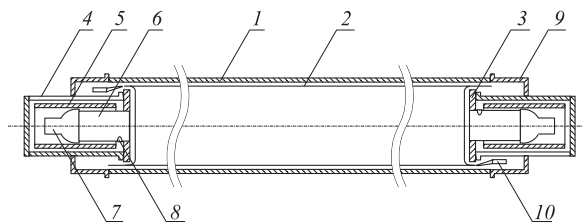


Рис. 2. Большой жидкостной сцинтилляционный счетчик: 1 — алюминиевый контейнер; 2 — лавсановая оболочка; 3 — фланец; 4 — стальной экран; 5 — пермалловый экран; 6 — световод; 7 — фотоумножитель; 8 — светодиод; 9 — светоизолирующий кожух; 10 — штуцер для заливки сцинтиллятора

Конструкция одного ЖСС показана на рис. 2. Сцинтиллятор заливается в герметичный мешок из лавсановой пленки, вложенный в алюминиевый контейнер. Свет собирается за счет полного внутреннего отражения от внешней поверхности пленки на два фотоумножителя, установленных на противоположных концах счетчика.

При разработке ЖСС были испытаны на макетах разные варианты его конструкции и несколько типов отражающих поверхностей [5]. Вариант с лавсановой пленкой обеспечивает максимальную эффективность и однородность светосбора при очень простой конструкции счетчика.

Фотоумножитель ФЭУ-49, который был выбран для калориметра, имеет диаметр фотокатода 150 мм. При невысокой стоимости он обладает хорошим энергетическим разрешением, высокой долговременной стабильностью и надежностью, малым разбросом параметров. К недостаткам этого фотоумножителя следует отнести большую (200 нс) длительность выходного импульса. Этот недостаток не имеет большого значения для нейтринного детектора, так как загрузка счетчиков в рабочих экспозициях невысока.

В местах расположения фотоумножителей максимальная величина рассеянных полей от рамных магнитов составляет около 30 Э. Так как ФЭУ-49 из-за большого диаметра фотокатода очень чувствительны к магнитным по-

лям, необходимо их надежно экранировать. Кожухи фотоумножителей в ЖСС изготовлены из стальной трубы с толщиной стенок 5 мм и диаметром 190 мм; внутри трубы установлен экран, состоящий из пяти слоев пермаллоевой ленты толщиной 0,2 мм, расстояние между фотокатодом и концом экрана 200 мм. Такой экран обеспечивает достаточную защиту фотоумножителей. При включении магнитов временная задержка и форма выходных сигналов практически не меняются. В десяти процентах фотоумножителей, расположенных в местах, где рассеянные поля максимальны, амплитуда сигнала уменьшается на 20–30%. Это изменение корректируется по сигналам от светодиодов.

2. РЕГИСТРИРУЮЩАЯ АППАРАТУРА КАЛОРИМЕТРА

Определяющими при разработке регистрирующей аппаратуры калориметра, модернизированного для идентификации частиц по времени пролета, были следующие требования: регистрировать все сигналы с фотоумножителей (ФЭУ) за время сброса пучка (4 мкс); измерять время появления каждого сигнала с точностью 1–2 нс для минимально ионизирующей частицы ($m\mu$), оставляющей в счетчике ~ 50 МэВ; измерять амплитуду сигналов с систематической ошибкой 2–3% в диапазоне энерговыделений от 1 до 20 $m\mu$. Блок-схема аппаратуры показана на рис. 3.

Основу регистрирующей электроники составляют 8-канальные модули 10-разрядных аналогово-цифровых преобразователей (АЦП), установленные в шести каркасах СУММА, по 15 модулей в каждом. К каждому каркасу подключаются шесть плоскостей сцинтилляционных счетчиков. Кроме того, в каркасе установлены разветвители сигналов тактового генератора и модули триггерной логики, на которые поступают сигналы срабатывания каждого канала в каркасе.

В седьмом каркасе установлены управляющие модули, с помощью которых задаются режимы работы системы регистрации, регулируется и измеряется высокое напряжение на ФЭУ жидкостных счетчиков, вырабатываются сигналы запроса для ЭВМ на чтение информации.

Система регистрации имеет четыре режима работы:

1. *Режим «контрольный генератор»* используется для проверки и настройки аппаратуры.

2. *Режим «вертикальная космика»* запускается триггером со схемы совпадений сигналов с 1-го, 5-го и 10-го счетчиков плоскости для отбора вертикальных космических мюонов. Среди событий, выделяемых триггером, большую долю составляют ливни. Для отбора одиночных мюонов требуется срабатывание каналов в одной плоскости и отсутствие срабатываний во всех остальных

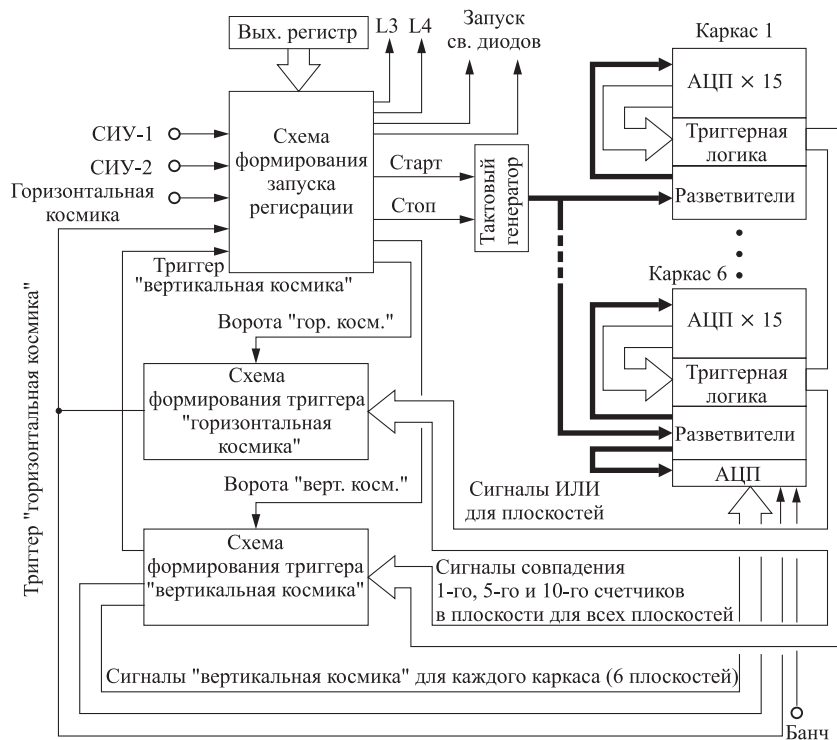


Рис. 3. Блок-схема регистрирующей аппаратуры сцинтиляционного калориметра

каналах каркаса. Данный режим используется для подбора высокого напряжения ФЭУ и предварительной калибровки счетчиков калориметра. При настройке детектора амплитуды сигналов с ФЭУ устанавливаются с точностью до 5 % регулировкой высокого напряжения. Более высокая точность обеспечивается калибровочными коэффициентами при реконструкции событий.

3. Режим «горизонтальная космика» запускается по совпадению сигналов в любой из четырех групп плоскостей: (1 5 9), (9 14 18), (18 23 27) и (27 32 36) и предназначен для регистрации мюонов, проходящих вдоль оси детектора. Этот режим необходим для калибровки калориметра и дрейфовых камер.

4. Режим «рабочая информация» запускается по сигналу от ускорителя. Режим предназначен для регистрации нейтринных взаимодействий в детекторе.

Сигнал «стоп» на тактовый генератор подается через 5 мкс после начала записи для режимов «рабочая информация» и «контрольный генератор» и через 0,2 мкс после прихода триггера для режимов «вертикальная космика» и «горизонтальная космика». По нему прекращается запись информации в

регистрирующей электронике и вырабатывается сигнал запроса на чтение для ЭВМ.

После записи рабочей информации ЭВМ включает режим «вертикальная космика». Примерно в середине интервала между двумя последовательными выводами пучка в нейтринный канал поступает сигнал «горизонтальная космика», который служит признаком готовности камер к регистрации треков. После записи одного события «горизонтальная космика» снова включается режим «вертикальная космика», который сохраняется до следующего вывода пучка в нейтринный канал.

3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ОТСЧЕТОВ В ЖСС

Детектирование частицы, пересекающей ЖСС, основано на регистрации сцинтилляционной вспышки с помощью двух ФЭУ, расположенных на противоположных торцах счетчика. Задача восстановления отсчетов в ЖСС заключается в оценке энергосвечения и определении времени и координаты прохождения частицы.

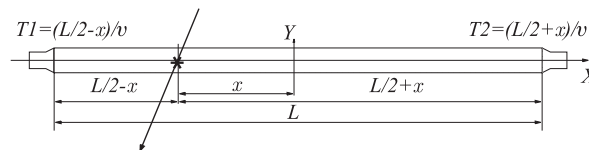


Рис. 4. Оценка продольной координаты X_T прохождения частицы через счетчик по разности времен распространения сигнала сцинтилляционной вспышки T_1 и T_2 до его торцов; L — длина счетчика; v — скорость распространения света в сцинтилляторе. Центр системы координат совпадает с центром счетчика

Продольная координата (X -координата) прохождения частицы через сцинтилляционный счетчик (см. рис. 4) определяется из разности времен регистрации сигнала левым (T_1) и правым (T_2) ФЭУ:

$$X_T = -\frac{v}{2} \times (T_1 - T_2 - T_d), \quad (1)$$

где v — скорость распространения света в сцинтилляторе, а T_d — разность задержек каналов, включающих задержку в ФЭУ, кабеле и канале регистрирующей электронике. Значения v и T_d определяются из калибровки.

Другая, независимая оценка X -координаты вычисляется из отношения сигналов A_1 и A_2 , зарегистрированных левым и правым ФЭУ ЖСС соответственно. Известно, что амплитуда сигнала A экспоненциально затухает с расстоянием x :

$$A(x) = A \times \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right), \quad (2)$$

где λ — длина затухания света в сцинтилляторе. Следовательно, координата сцинтилляционной вспышки X_A вычисляется по формуле

$$X_A = \frac{\lambda}{2} \times \left(\ln \left(\frac{A_1}{A_2} \right) - \ln \left(\frac{K_1}{K_2} \right) \right) = \frac{\lambda}{2} \times \left(\ln \left(\frac{A_1}{A_2} \right) - S \right), \quad (3)$$

где $S = \ln(K_1/K_2)$ — эффективный сдвиг, определяемый возможным неравенством коэффициентов усиления левого (K_1) и правого (K_2) ФЭУ. Значение сдвига S зависит от высокого напряжения на обоих ФЭУ, его величина определяется из калибровки на каждом интервале набора данных.

Время срабатывания ЖСС вычисляется по формуле

$$T = \frac{(T_1 + T_2)}{2} - T_s, \quad (4)$$

где T_s — эффективная временная задержка, включающая в себя задержки распространения сигналов по кабелю, задержку срабатывания триггера и время распространения света в сцинтилляторе на продольной длине ЖСС (5 м). Значение T_s определяется из калибровки.

Среднее геометрическое двух амплитуд A_1 и A_2 служит оценкой энерговыделения в счетчике:

$$A = K \sqrt{A_1 \cdot A_2}, \quad (5)$$

где K — нормировочный коэффициент. Используя формулу (2), можно показать, что данная оценка энерговыделения не зависит от координаты прохождения частицы.

Таким образом, для восстановления отсчета ЖСС необходимо определить ряд калибровочных величин. Скорость распространения света в сцинтилляторе v и длина затухания света λ постоянны и определяются один раз для каждого счетчика калориметра. Значения задержек T_d , T_s и величин S , K могут сильно меняться с течением времени из-за нестабильности коэффициентов усиления ФЭУ, определяемой температурными колебаниями и работой высоковольтных источников питания, а также нестабильности параметров регистрирующей электроники. Их величина вычисляется для каждого периода набора данных.

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ОТСЧЕТОВ ФЭУ

4.1. Регистрация срабатывания ФЭУ в АЦП. Амплитуда сигнала с предусилителя-формирователя ФЭУ оцифровывается с частотой $\simeq 50$ МГц и сохраняется последовательно в памяти блока АЦП. Адрес памяти определяет время прихода сигнала с точностью до периода тактового генератора ($T_{\text{АЦП}} = 19,78$ нс).

Признаком срабатывания ФЭУ являются момент времени T_{Π} , когда амплитуда сигнала превышает пороговое значение ($A_{\Pi} = 41$). Для быстрого доступа к значимой информации адреса ячеек памяти, соответствующие признакам срабатывания, сохраняются в дополнительной памяти блока, доступной для чтения. Срабатывание считывается из блока АЦП в виде 40 последовательных амплитуд $\{A_i\}$, где $i = 1 \dots 40$, и времени признака срабатывания T_{Π} , определенного относительно времени запуска блока. Пример оцифрованного сигнала ФЭУ показан на рис. 5.

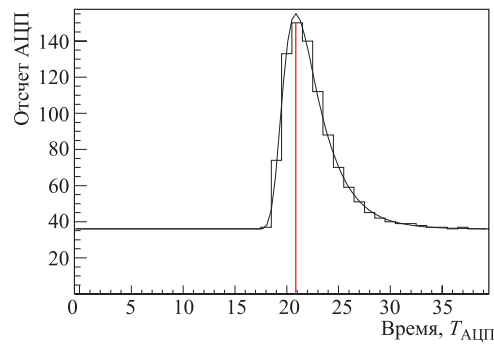


Рис. 5. Зарегистрированный сигнал с ФЭУ (гистограмма) и восстановленная непрерывная зависимость амплитуды от времени (линия). Вертикальная линия определяет положение максимума T_0 . Срабатывание соответствует космическому мюону

Точность регистрации времени срабатывания ФЭУ может быть существенно улучшена за счет восстановления непрерывной зависимости амплитуды сигнала от времени.

4.2. Восстановление одиночного срабатывания ФЭУ. Дискретная последовательность амплитуд $\{A_i\}$ может быть описана непрерывной функцией, зависящей от времени t :

$$A(t)|_{C, T_0, \sigma_1, \sigma_2, P} = \mathcal{F}(t)|_{C, T_0, \sigma_1, \sigma_2} + P, \quad (6)$$

где P — пьедестал АЦП и $\mathcal{F}(t)$ — хорошо описывающая отклик ФЭУ функция:

$$\mathcal{F}(t)|_{C, T_0, \sigma_1, \sigma_2} = C \times \exp\left(\frac{T_0 - t}{\sigma_1} - \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \times \exp\left(\frac{T_0 - t}{\sigma_2}\right)\right), \quad (7)$$

вид которой был найден эмпирически. Функция (6) имеет пять параметров: положение максимума T_0 , нормировочный коэффициент C , пьедестал P и временные параметры σ_1 и σ_2 , характеризующие скорости нарастания и

спада сигнала соответственно. Эти параметры находятся методом минимизации функционала χ^2 , который имеет вид

$$\chi^2(C, T_0, \sigma_1, \sigma_2, P) = \sum_{i=i_s}^{40} \frac{(\mathcal{A}(t_i)|_{C, T_0, \sigma_1, \sigma_2, P} - \mathcal{A}_i)^2}{e_i^2}. \quad (8)$$

Здесь t_i — дискретный набор времен, соответствующий амплитудам \mathcal{A}_i . Выбор начала интервала минимизации i_s определяется вероятностью регистрации двух последовательных срабатываний ФЭУ в пределах одного набора $\{\mathcal{A}_i\}$ и зависит от триггера события. При восстановлении калибровочных событий (триггер «вертикальная космика») все отсчеты рассматриваются как изолированные ($i_s = 1$). Восстановление отсчетов, зарегистрированных на нейтринном пучке, начинается с $i_s = 18$, что исключает срабатывания, инициированные предыдущим банчем ускорителя (см. разд. 4.3). Значения ошибок e_i выбраны из предположения пуассоновской природы сигнала:

$$e_i = \begin{cases} 1, & \text{для } F_i \leq 1, \\ \sqrt{F_i} & \text{для } F_i > 1, \\ \text{где } & F_i = \mathcal{A}_i - P. \end{cases}$$

Минимизация функционала χ^2 (8) проводится с помощью пакета MINUIT [7]. Функция $\mathcal{A}(t)$, соответствующая минимуму χ^2 , показана на рис. 5 непрерывной линией.

При работе установки были замечены значительные флуктуации пьедесталов P относительно заданных при настройке аппаратуры. Нестабильность пьедесталов обусловлена низкочастотными электрическими наводками на каналы ЖСС и нестабильностью работы самого блока АЦП. По этой причине пьедестал является свободным параметром в (8) при восстановлении каждого отсчета ФЭУ.

Параметры σ_1 и σ_2 слабо зависят от высокого напряжения на ФЭУ и определяются главным образом характеристиками фотоумножителя, преусилителя-формирователя и величиной волнового сопротивления сигнального кабеля. Их значения вычислялись на наборе калибровочных событий согласно описанной выше схеме, затем σ_1 и σ_2 усреднялись на 20-минутном интервале непрерывного набора данных (~ 800 вертикальных мюонов на одну плоскость ЖСС). Исключение параметров σ_1 и σ_2 из минимизации и использование вместо них полученных средних $\bar{\sigma}_1$ и $\bar{\sigma}_2$ позволяет в дальнейшем приблизительно в два раза ускорить процедуру минимизации и увеличить эффективность метода восстановления двойных срабатываний, изложенного в следующем разделе.

4.3. Восстановление двойного срабатывания ФЭУ. При работе установки на пучке нейтрино вероятность регистрации двух срабатываний ФЭУ в

пределах одной последовательности $\{\mathcal{A}_i\}$ становится значительной. Пример такого срабатывания показан на рис. 6: *а)* сигнал с левого ФЭУ и *б)* с правого. Срабатывания скоррелированы по времени — времена признаков срабатывания равны 548 и 550 соответственно. Обе последовательности содержат по три срабатывания ФЭУ: первое — изолировано, предшествует времени признака срабатывания последовательности, имеет свое время T_{Π} и будет восстановлено с помощью алгоритма восстановления одиночных срабатываний ФЭУ; сигналы двух последующих срабатываний перекрываются. В этом случае для точного описания формы импульсов и увеличения эффективности восстановления отсчетов ФЭУ применяется алгоритм восстановления двойных срабатываний.

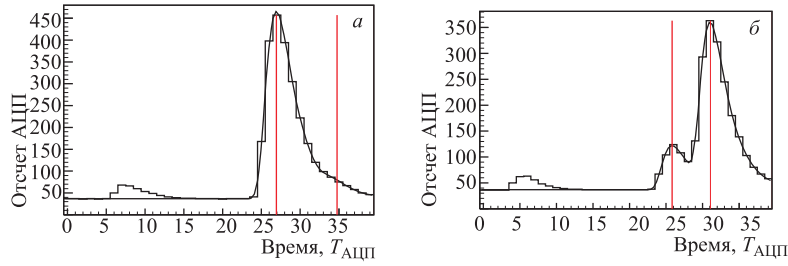


Рис. 6. Срабатывания ЖСС: *а)* сигнал с левого ФЭУ; *б)* сигнал с правого ФЭУ. Сигналы зарегистрированы в одном событии и имеют близкие времена признаков срабатывания. Распределение амплитуд показано в виде гистограммы. Вертикальные линии указывают положения максимумов импульсов ФЭУ, восстановленных с помощью алгоритма восстановления перекрывающихся сигналов, кривая — суммарное восстановленное срабатывание

Этот алгоритм включает в себя несколько этапов:

- Для $\{\mathcal{A}_i\}$ применяется гипотеза одиночного срабатывания ФЭУ (см. разд. 4.2).

- В случае, когда эта гипотеза не дает удовлетворительного описания $\{\mathcal{A}_i\}$, т. е. значение χ^2 превосходит критическое значение, применяется гипотеза двойного срабатывания. Критическое значение определяется числом степеней свободы функционала: $\text{ndof} = 20$.

- Исходя из предположения, что суммарный отклик регистрирующего канала описывается функцией $\mathcal{A}_d(t)$, включающей в себя суперпозицию двух откликов ФЭУ $\mathcal{F}(t)$, определенных в (7), получаем

$$\mathcal{A}_d(t)|_{C^1, T_0^1, C^2, T_0^2, \bar{\sigma}_1, \bar{\sigma}_2, P} = \mathcal{F}(t)|_{C^1, T_0^1, \bar{\sigma}_1, \bar{\sigma}_2} + \mathcal{F}(t)|_{C^2, T_0^2, \bar{\sigma}_1, \bar{\sigma}_2} + P, \quad (9)$$

где (C^1, T_0^1) и (C^2, T_0^2) — параметры первого и второго импульсов соответственно. Исключая калибровочные постоянные, функция χ_d^2 зависит от пяти

переменных:

$$\chi_d^2(C^1, T_0^1, C^2, T_0^2, P) = \sum_{i=18}^{40} \frac{(\mathcal{A}(t_i)|_{C^1, T_0^1, C^2, T_0^2, P} - \mathcal{A}_i)^2}{e_i^2} \quad (10)$$

— и имеет 18 степеней свободы (ndof_d). Гипотеза двойного срабатывания принимается, если для достаточно изолированных импульсов ($(T_0^2 - T_0^1) \geq 2 \times T_{\text{АЦП}}$) выполнено условие

$$\chi_d^2 \leq \text{ndof}_d. \quad (11)$$

• Если функция $\mathcal{A}_d(t)$ не дает удовлетворительного описания зарегистрированных сигналов ($\chi_d^2 > \text{ndof}_d$), гипотеза принимается только для случаев, когда

$$\frac{\chi_d^2}{\text{ndof}_d} \leq \frac{\chi^2}{\text{ndof}}. \quad (12)$$

• Для неизолированных импульсов ($(T_0^2 - T_0^1) < 2 \times T_{\text{АЦП}}$) гипотеза двойного срабатывания исключается.

Таблица 1. Результат восстановления двух перекрывающихся сигналов ФЭУ (см. рис. 6). Времена указаны в периодах $T_{\text{АЦП}}$

ФЭУ	χ^2	χ_d^2	T_n	T_0^1	T_0^2	$T_n + T_0^1$	$T_n + T_0^2$
Левый	33,43	3,24	548	26,93	34,75	574,93	582,75
Правый	297,88	1,35	550	25,82	31,07	575,82	581,07

В табл. 1 представлены результаты восстановления двух перекрывающихся сигналов, показанных на рис. 6. Гипотеза двойного срабатывания принимается для левого и правого ФЭУ.

4.4. Определение времени срабатывания ФЭУ. В качестве временной привязки T_{th} к срабатыванию ФЭУ было выбрано время, при котором амплитуда сигнала $\mathcal{F}(t)$ достигает одной трети от максимума:

$$\mathcal{F}(T_{\text{th}}) - \frac{1}{3} \cdot \mathcal{F}_{\text{max}} = 0, \quad (13)$$

где $\mathcal{F}_{\text{max}} = \mathcal{F}(T_0)$ (см. рис. 7). Поиск T_{th} осуществлялся численно методом Ньютона [8]. Экспоненциальная зависимость сигнала от времени и вычисляемое аналитически начальное приближение (время, соответствующее половине максимальной амплитуды) обеспечивают быструю сходимость метода. За три итерации решение уравнения находится с точностью лучше чем 10^{-6} .

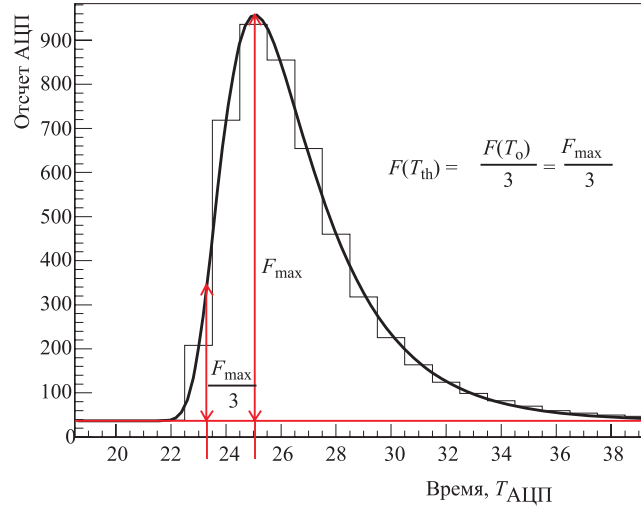


Рис. 7. Схема временной привязки к фронту сигнала с ФЭУ — $\mathcal{F}(t)$ (жирная линия). Пьедестал показан горизонтальной линией. Уровень порога выбран равным $1/3$ от максимальной амплитуды $\mathcal{F}_{\max} = \mathcal{F}(T_0)$

Как будет показано ниже, оценка времени T_{th} позволяет более чем на порядок улучшить временное разрешение счетчиков по сравнению со временем оцифровки.

4.5. Оценка интегрального отклика ФЭУ. Оценкой энерговыделения в ЖСС является интеграл сигнала ФЭУ. Заряд определяется численным интегрированием восстановленного сигнала $\mathcal{F}(t)$:

$$A = \int \mathcal{F}(t) dt. \quad (14)$$

Такое определение позволяет уменьшить вклад флуктуаций амплитуд и получить несмещенную оценку заряда в случае нескольких срабатываний ФЭУ в пределах одной последовательности $\{A_i\}$, а при восстановлении двух перекрывающихся срабатываний — оценить заряд в каждом из них.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КАЛИБРОВОЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЖСС

Определение калибровочных параметров счетчиков осуществлялось на наборе вертикальных космических мюонов, пересекающих плоскости ЖСС между сбросами ускорителя. Параметры определялись только на основе измерений в самих счетчиках.

Процедура определения параметров основана на предположении о равномерной засветке счетчика космическими мюонами по всей его длине. Требование симметричности распределений отсчетов по переменным $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$ (см. формулы (4) и (3)) относительно нулевого значения и привязка ширины распределений к активной длине счетчика позволяют вычислить необходимые параметры.

5.1. Отбор событий для калибровки. Определение калибровочных параметров проводится на наборе событий вертикальных космических мюонов, зарегистрированных с триггером «вертикальная космика». В калибровке участвуют только мюоны, пересекающие всю плоскость ЖСС. Для этого мы требуем восстановления отсчетов с правого и левого ФЭУ в каждом из 10 счетчиков плоскости. Пример такого события показан на рис. 15.

5.2. Предварительная оценка сдвигов T_d и S . Предварительная оценка сдвигов T_d в (4) и S в (3) получена после усреднения параметров срабатываний ЖСС за один час работы установки:

$$T_d = \overline{(T_1 - T_2)}, \quad (15)$$

$$S = \overline{\ln(A_1/A_2)}. \quad (16)$$

Эти значения сохраняются в зависимости от периода набора данных и используются в дальнейшем для коррекции параметров срабатываний (событие за событием).

5.3. Предварительная оценка v и λ . Границы и ширина распределений срабатываний ЖСС по параметрам $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$ (см. рис. 8) определялись на равных интервалах времени набора данных (три дня работы установки) из их аппроксимации П-образной функцией, представленной в виде произведения двух ступенчатых функций:

$$F(x) = \frac{A}{[1 + \exp(S_1 \cdot x + X_1)] \cdot [1 + \exp(-S_2 \cdot x + X_2)]}, \quad (17)$$

где A — нормировочный параметр; S_1 и S_2 положительны. Функция достигает половины максимального значения в точках $-X_1/S_1$ и X_2/S_2 .

Геометрическое расположение счетчиков в плоскости и требование срабатывания каждого из них приводит к образованию «мертвых» зон у краев ЖСС и, как следствие, к явной зависимости ширины распределения от положения счетчика в плоскости. Учитывая равномерную засветку верхнего ЖСС и слабую зависимость распределения космических мюонов от полярного угла в направлениях, близких к вертикальным, можно оценить эффективность ре-

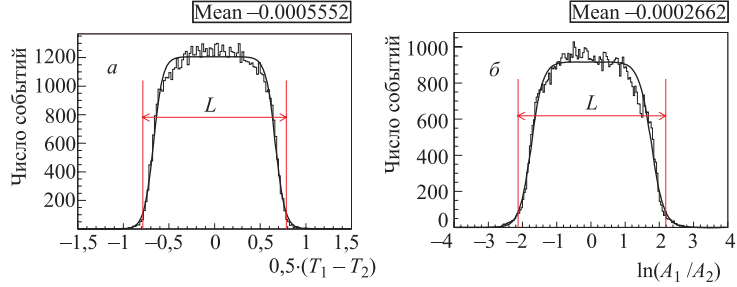


Рис. 8. Распределение отсчетов ЖСС по параметрам а) $(T_1 - T_2)$ и б) $\ln(A_1/A_2)$ (гистограмма). Границы (вертикальные линии) и ширина L (горизонтальная линия со стрелками) распределений определялись из аппроксимации П-образной функции (17) (непрерывная линия)

гистрации частицы, определяемую геометрическим аксептансом плоскости:

$$P(x, y) = \frac{1}{N} \times \left\{ \begin{array}{ll} \arctan\left(\frac{x}{y}\right) + \arctan\left(\frac{l-x}{y}\right) & \text{для} \\ y \geq \frac{h \cdot x}{l} & \text{и } y \geq \frac{h \cdot (l-x)}{l}; \\ \pi - \arctan\left(\frac{h-y}{x}\right) - \arctan\left(\frac{y}{x}\right) & \text{для} \\ y \geq \frac{h \cdot x}{l} & \text{и } y < \frac{h \cdot (l-x)}{l}; \\ \pi - \arctan\left(\frac{h-y}{l-x}\right) - \arctan\left(\frac{y}{l-x}\right) & \text{для} \\ y < \frac{h \cdot x}{l} & \text{и } y \geq \frac{h \cdot (l-x)}{l}; \\ \arctan\left(\frac{x}{h-y}\right) + \arctan\left(\frac{l-x}{h-y}\right) & \text{для} \\ y < \frac{h \cdot x}{l} & \text{и } y < \frac{h \cdot (l-x)}{l}, \end{array} \right. \quad (18)$$

где $N = 619,875$ — нормировочный множитель; x, y — координаты точки на плоскости; $h = 3,1$ м — высота плоскости и $l = 2,5$ м — половина длины счетчика (плоскости).

Зависимость геометрической эффективности регистрации частицы от координаты x представлена на рис. 9 на уровне первого ($y = 0,15$ м) и пятого ($y = 1,39$ м) счетчиков. Экспериментальные распределения по $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$ (рис. 8) отличаются от ожидаемой геометрической эффективности

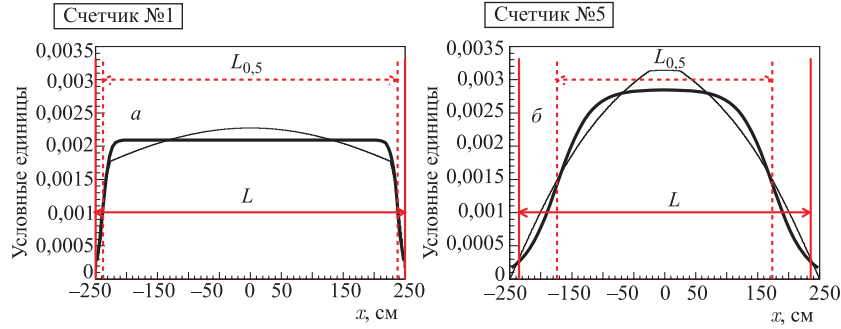


Рис. 9. Геометрическая эффективность регистрации (тонкая линия) вертикальных мюонов на уровне *a*) первого и *б*) пятого счетчиков плоскости в зависимости от продольной координаты X и ее аппроксимация функцией (17) (толстая линия). Оценки ширины распределения и характерные границы на уровне полувысоты (внешних перегибов функции) показаны пунктиром (линией)

Таблица 2. Зависимость оценок ширины распределения $L_{0,5}$ (ширина на полувысоте) и L от номера счетчика в плоскости и отношение оценки к длине ЖСС $L_0 = 5$ м

№ ЖСС в плоскости	$L_{0,5}$, м	$L_{0,5}/L_0$	$L = X_2^b - X_1^b$, м	L/L_0
1, 10	4,76	0,95	4,99	0,99
2, 9	4,32	0,86	4,91	0,98
3, 8	3,94	0,79	4,82	0,96
4, 7	3,65	0,73	4,75	0,95
5, 6	3,48	0,70	4,70	0,94

из-за ограниченного временного и амплитудного разрешения ЖСС, наличия порога регистрации и эффективности регистрации частицы в сцинтилляторе. Пренебрегая наблюдаемым различием, границы распределения определяют из аппроксимации (18) зависимостью (17). В качестве характерных точек используются внешние точки перегиба функции (17):

$$\begin{aligned} X_1^b &= -(-X_1 + \ln(5 + 2 \cdot \sqrt{6}))/S_1, \\ X_2^b &= (-X_2 + \ln(5 + 2 \cdot \sqrt{6}))/S_2, \end{aligned} \quad (19)$$

так как такая оценка ширины $L = X_2^b - X_1^b$ менее смещена и слабо чувствительна к положению счетчика в плоскости по сравнению с оценкой ширины на полувысоте $L_{0,5}$ (см. табл. 2).

Привязка ширины распределений по параметрам $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$ к длине ЖСС $L_0 = 5$ м с учетом поправочных коэффициентов на геометрии-

ческую эффективность счетчика L/L_0 (табл. 2) позволяет оценить скорость распространения света в сцинтилляторе v и длину затухания λ . Разброс значений, полученных на каждом трехдневном интервале набора данных, не превышает 6 % для скорости распространения и 3 % — для длины затухания света. Этот разброс объясняется отсутствием сигнала с одного из ФЭУ. В случае, когда мюон пересекает счетчик вблизи одного из ФЭУ, сигнал сцинтилляционной вспышки может быть ниже порога регистрации канала противоположного ФЭУ из-за значительного ослабления при распространении на длине ~ 5 м или недостаточного усиления самого ФЭУ. Такое срабатывание не будет зарегистрировано, что приводит к недооценке ширины распределений по $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$ и, как следствие, к переоценке скорости и длины затухания света. Кроме того, различие коэффициентов усиления ФЭУ может приводить к несимметричности распределений ($S_1 \neq S_2$ в (17)). В этом случае средние $\overline{(T_1 - T_2)}$ и $\overline{\ln(A_1/A_2)}$ являются смещенными оценками T_d и S .

Описанная в следующем пункте процедура позволяет частично устранить перечисленные систематические неточности определения калибровочных параметров ЖСС.

5.4. Уточнение калибровочных параметров ЖСС. Рассмотрим метод уточнения калибровочных параметров v и T_d на примере оценки координаты X_T (1). Подобный метод также применялся для уточнения длины затухания λ для оценки X_A (3).

Траектория движения мюона через плоскость ЖСС аппроксимировалась прямой линией:

$$X(Y) = A \cdot Y + B, \quad (20)$$

где Y — вертикальная координата. Коэффициенты A и B определялись методом наименьших квадратов на основе восстановленных значений $\{X_T^i\}_0$:

$$X_{T^i|0}^i = -\frac{v^i|_0}{2} \times (T_1^i - T_2^i - T_d^i|_0), \quad (21)$$

где $i = 1 \dots 10$ — номер счетчика в плоскости, а значения $T_d^i|_0$ и $v^i|_0$ — начальные приближения, полученные на предыдущих этапах калибровки.

При восстановлении траектории частицы мы пренебрегаем эффектами многократного рассеяния, которые малы по сравнению с координатным разрешением счетчиков, составляющим ~ 13 – 18 см (см. разд. 6). Необходимо также отметить, что конструкция креплений обеспечивает геометрическое выравнивание счетчиков друг относительно друга с хорошей точностью. Относительные сдвиги, видимые при осмотре установки, не превышают 1 см и пренебрежимо малы по сравнению с координатным разрешением счетчиков.

Предполагая близость начальных приближений $T_d^i|_0$ и $v^i|_0$ к истинным T_d^i и v^i , представим их в виде

$$T_d^i = T_d^i|_0 + \Delta T_d^i \quad |\Delta T_d^i/T_d^i| \ll 1, \quad (22)$$

$$v^i = v^i|_0 + \Delta v^i \quad |\Delta v^i/v^i| \ll 1, \quad (23)$$

где ΔT_d^i и Δv^i — линейные поправки. Для отклонения восстановленного отсчета от траектории мюона

$$\Delta X_T^i|_0 = X_T^i|_0 - X(Y^i), \quad (24)$$

где Y^i — вертикальная координата центра счетчика, после замены $X(Y^i)$ на $X_T^i = -0,5 \times v^i \times (T_1 - T_2 - T_d^i)$ и подстановки (22) и (23) получим следующую зависимость:

$$\Delta X_T^i|_0 = \frac{\Delta v^i \cdot (T_1 - T_2 - T_d^i|_0) - \Delta T_d^i \cdot v^i|_0}{2}. \quad (25)$$

Из-за флуктуаций разности времен срабатываний $(T_1 - T_2)$ систематическая зависимость (25) от малых поправок может быть изучена только на большом наборе событий после усреднения отклонений $\Delta X_T^i|_0$ по интервалам $(T_1^i - T_2^i - T_d^i|_0)$. Пример такой зависимости показан на рис. 10. Значения малых поправок ΔT_d^i и Δv^i определяются из аппроксимации функцией (25). На границах распределения экспериментальная зависимость отличается от ожидаемой линейной — подгонка параметров в (25) проводится только на интервале $(-0,45 T_{\text{АЦП}}, 0,45 T_{\text{АЦП}})$.

Относительное изменение калибровочных параметров показано на рис. 11, *а, б*. Заметим, что максимум распределения по $\Delta v^i/v^i|_0$ соответствует $\sim -1\%$, что, как указывалось выше, соответствует в среднем переоценке скорости распространения света начальным приближением.

Описанная процедура применяется итерационно, с подстановкой в качестве начальных приближений $T_d^i|_0$ и $v^i|_0$ скорректированных параметров (22) и (23). Начиная с третьей итерации изменения $T_d^i|_0$ и $v^i|_0$ становятся пренебрежимо малыми для большинства счетчиков калориметра (см. рис. 11, *в, г*), и дальнейшее уточнение параметров прерывается.

5.5. Скорость распространения и длина затухания света. Определенная в ходе калибровки скорость распространения света в сцинтиляторе показана на рис. 12, *а* в зависимости от номера ЖСС в калориметре. Среднее значение составляет ~ 16 см/нс (рис. 12, *б*).

Длина затухания света показана на рис. 12, *в*. Среднее значение λ составляет $\sim 2,19$ м. Длина затухания света для части счетчиков значительно меньше среднего значения, что указывает на нарушение герметичности лавсанового контейнера и частичное отсутствие сцинтилятора в нем. Критерием

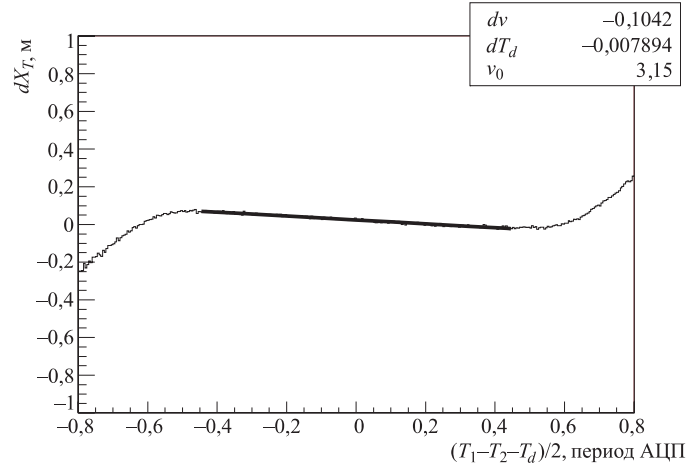


Рис. 10. Пример зависимости среднего отклонения реконструированной координаты от полуразности времен регистрации сигнала фотоумножителями ЖСС (тонкая линия). Отклонение вычисляется относительно траектории мюона, восстановленной методом наименьших квадратов по отсчетам в 10 счетчиках плоскости в предположении прямой линии. Аппроксимация зависимости функцией (25) на интервале $(-0,45 T_{\text{АЦП}}, 0,45 T_{\text{АЦП}})$ показана жирной линией. Время указано в отсчетах $T_{\text{АЦП}}$

отбора таких счетчиков для замены и ремонта может служить нижний предел на длину затухания, определенный из аппроксимации распределения по λ (рис. 12, д) функцией плотности распределения экстремальных значений:

$$f(\lambda) = C \cdot y \cdot \exp(-y)/B, \quad y = \exp((\lambda - A)/B), \quad (26)$$

где параметр A задает положение максимума, B — масштаб и C — нормировку. Пороговое значение λ_{th} определяется из зависимости его величины от накопленной вероятности P :

$$\lambda_{\text{th}} = A + \ln(-\ln(P)) \cdot B. \quad (27)$$

На 95 %-м уровне достоверности ($P = 0,95$) «критическое» (пороговое) значение длины затухания $\lambda_{\text{th}} = 1,879$ м. Число счетчиков с $\lambda < 1,879$ м составляет 29 из 360 всех счетчиков calorиметра. Наиболее вероятное значение λ равно $\sim 2,3$ м.

5.6. Калибровка амплитуды отсчета ЖСС. Оценкой энерговыделения в счетчике, не зависящей от координаты прохождения частицы, служит среднегеометрическое амплитуд (5), зарегистрированных правым и левым ФЭУ. Нормировочный коэффициент K вычислялся так, чтобы наиболее вероятное

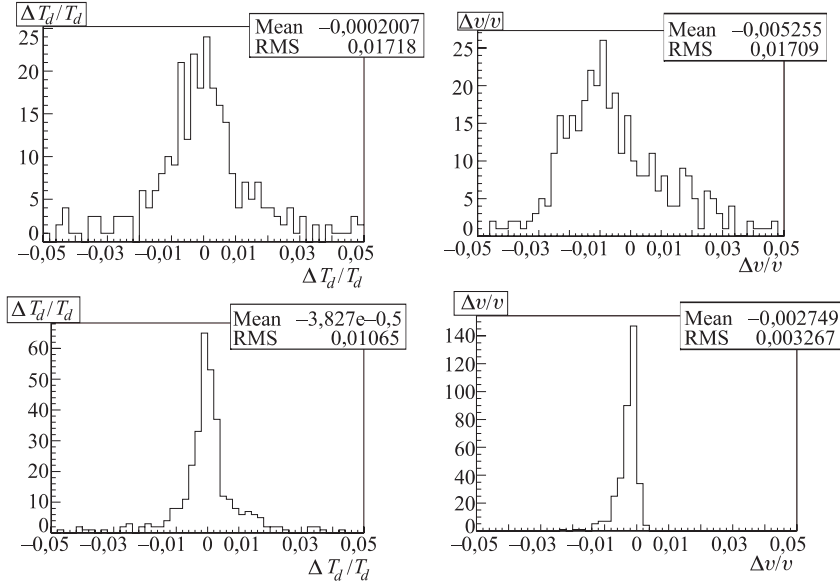


Рис. 11. Отношение малых поправок к начальному приближению после первой (а, б) и третьей (в, г) итерации калибровки

значение энерговыделения от космических мюонов, пересекающих счетчик вертикально, соответствовало 460 отсчетам АЦП.

Параметр K определялся с интервалом в два часа работы установки на наборе событий вертикальных космических мюонов с 10 сработавшими счетчиками в плоскости (~ 3000 мюонов на плоскость за интервал). Траектория движения частицы оценивалась по продольным координатам, восстановленным в счетчиках, для определения длины пробега мюона в сцинтилляторе. Зарегистрированное энерговыделение $\sqrt{A_1 A_2}$ нормировалось на длину пробега, соответствующую вертикально проходящей частице (29,4 см). Наиболее вероятное значение определялось из аппроксимации экспериментального распределения (см. рис. 13) аналитическим приближением [6] распределения Ландау для флуктуаций ионизационных потерь:

$$F(x) = A \cdot \exp(-0,5 \cdot (y + \exp(-y))), \quad y = (x - \text{MPV})/\sigma, \quad (28)$$

где A — нормировочный коэффициент; MPV — наиболее вероятное значение и σ — параметр, зависящий от поглотителя. Приближение (28) хорошо описывает экспериментальное распределение (см. рис. 13). Нормировка амплитуды срабатывания ЖСС $\sqrt{A_1 A_2}$ на коэффициент K

$$K = \frac{460}{\text{MPV}} \quad (29)$$

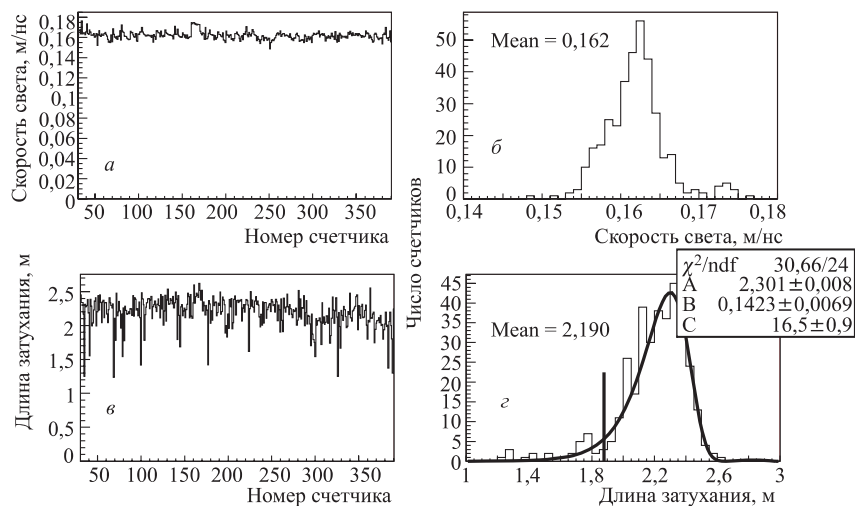


Рис. 12. Скорость (а) и длина затухания (в) света в сцинтилляторе в зависимости от номера счетчика в калориметре. Распределение числа счетчиков в зависимости от скорости и длины затухания показано на (б) и (г) соответственно. Распределение (г) аппроксимировалось функцией экстремального значения (жирная линия) для определения критерия отбора разгерметизированных счетчиков с малой длиной затухания. Нижний предел для длины затухания (вертикальная линия) соответствует 95 %-му уровню достоверности

позволяет сопоставить отсчеты АЦП энерговыделению минимальной ионизирующей частицы в сцинтилляторе на длине пробега 29,4 см (460 отсчетов АЦП = 1 mip).

Ожидаемый отклик ЖСС на минимальную ионизирующую частицу, пересекающую его нормально в горизонтальном направлении, следует из отношения толщины сцинтиллятора в горизонтальном (19,4 см) и вертикальном (29,4 см) направлениях. Он составляет $\sim 0,66 \text{ mip}$ (~ 300 отсчетов АЦП).

5.7. Определение временной задержки T_S . Регистрируемое время срабатывания счетчика $(T_1 + T_2)/2$ задержано относительно «истинного» времени срабатывания T на величину T_S (см. (4)):

$$T_S = \frac{1}{2} \cdot (L/v + D_1 + D_2) + T_{\text{старт}}, \quad (30)$$

где D_1 и D_2 — задержки распространения сигналов левого и правого ФЭУ до регистрирующих каналов АЦП; L/v — время распространения света в сцинтилляторе на длине счетчика $L = 5$ м и $T_{\text{старт}}$ — время старта АЦП.

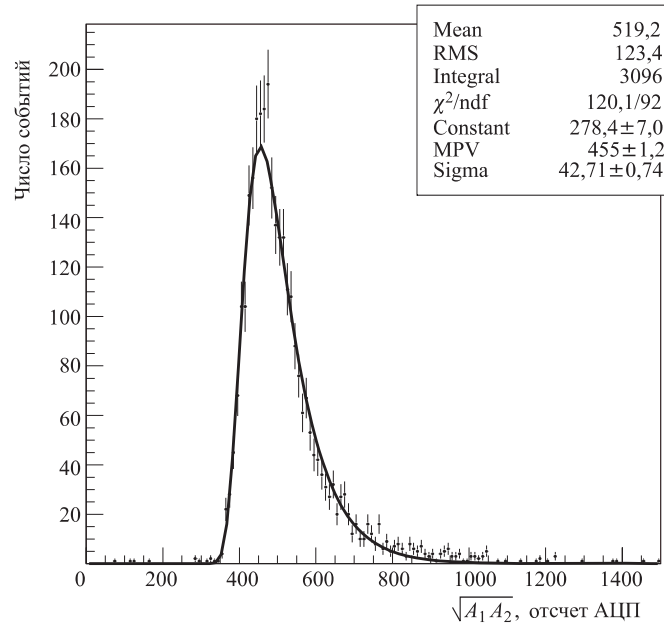


Рис. 13. Распределение срабатываний ЖСС от космических мюонов по амплитуде $\sqrt{A_1 A_2}$ (точки с ошибками) и его аппроксимация аналитическим приближением распределения Ландау (линия)

Определение абсолютного значения T_S возможно только с ограниченной точностью: измерение значений L/v , D_1 и D_2 для каждого счетчика является трудоемкой задачей, а время $T_{\text{старт}}$ определяется работой логики триггера. При отборе событий вертикальных и горизонтальных мюонов величина $T_{\text{старт}}$ может изменяться от события к событию, так как сложным образом зависит от траектории и времени пролета частицы через счетчики калориметра.

Метод идентификации частиц по времени пролета, предложенный для экспериментов на установке «Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ», основан на оценке разности времен срабатываний двух счетчиков, пересекаемых частицей последовательно. Разница $(T^i - T^j)$, где i и j — номера ЖСС, не содержит неопределенностей, связанных с определением $T_{\text{старт}}$, и зависит только от временной задержки сигнала одного счетчика относительно сигнала другого. Поэтому для практических целей достаточно определить задержку сигнала «i» ЖСС относительно заранее выбранного «опорного» счетчика «j»:

$$\Delta T_S^{ij} = T_S^i - T_S^j.$$

Определение ΔT_S^{ij} проводится в два этапа:

1) определение относительных задержек сигналов в пределах одной плоскости на срабатываниях от вертикальных космических мюонов и соответствующая коррекция временен срабатываний;

2) определение относительных задержек сигналов от плоскости к плоскости на срабатываниях от горизонтальных мюонов, пересекающих калориметр.

Для определения относительных задержек сигналов в пределах одной плоскости мы использовали космические мюоны, пересекающие плоскость ЖСС вертикально. Траектория движения мюона восстанавливалась в предположении прямой линии на основе набора продольных координат $\{X_A^i\}^*$, где i — номер ЖСС в плоскости, для определения угла наклона трека к счетчику. Полученный угол α использовался для коррекции времени срабатывания на время пролета от счетчика « i » до определенной точки Y :

$$T_{\text{cor}}^i = T^i - \frac{(Y^i - Y)}{v_\mu \cdot \sin \alpha}, \quad (31)$$

где Y^i — вертикальная координата центра ЖСС; $v_\mu \simeq c$ — скорость релятивистского мюона. В качестве координаты Y , относительно которой проводится определение поправки ΔT_S^i , была выбрана координата центра плоскости, расположенная между 5-м и 6-м ЖСС. При этом вычисление поправки сводится к нахождению разности между скорректированным временем и средним временем срабатывания плоскости:

$$\Delta T_S^i = T_{\text{cor}}^i - T_{\text{ref}}, \quad \text{где } T_{\text{ref}} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} T_{\text{cor}}^i = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} T^i. \quad (32)$$

Значения $\overline{\Delta T_S^i}$, усредненные по всем зарегистрированным событиям, используются в качестве оценки относительных временных задержек сигналов в пределах одной плоскости.

Необходимо заметить, что вычисление задержек относительно среднего времени срабатывания плоскости T_{ref} дает лучшую оценку $\overline{\Delta T_S^i}$ в смысле среднеквадратичного отклонения (1,2 нс в среднем по всем счетчикам калориметра) по сравнению со случаем, когда они вычисляются относительно, например, четвертого счетчика плоскости (1,7 нс).

Восстановленное время срабатывания ЖСС « i » корректируется на задержку ΔT_S^i :

$$T^i = \frac{(T_1^i + T_2^i)}{2} - \overline{\Delta T_S^i}. \quad (33)$$

*Как будет показано ниже, оценка продольной координаты частицы X_A имеет лучшее разрешение по сравнению с X_T .

Процедура определения задержек срабатываний плоскостей ЖСС друг относительно друга рассмотрена в разд. 7.

6. КООРДИНАТНОЕ И ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СЧЕТЧИКОВ

Оценка координатного и временного разрешения счетчиков калориметра проведена на всем наборе событий вертикальных космических мюонов после восстановления отсчетов в ЖСС с учетом всего набора полученных калибровочных параметров.

6.1. Спектр энерговыделений вертикальных мюонов. Зарегистрированное за весь период набора данных число срабатываний счетчиков калориметра от вертикальных космических мюонов показано на рис. 14 в зависимости от восстановленного энерговыделения, нормированного на длину пробега в сцинтилляторе 29,4 см. Максимум распределения соответствует амплитуде, равной 467-му каналу АЦП. Учитывая, что калибровка отклика счетчиков калориметра на сигнал от минимальной ионизирующей частицы осуществлялась так, чтобы его наиболее вероятное значение соответствовало 460-му каналу АЦП, получаем, что усредненная точность калибровки составляет $\sim 1,5\%$.

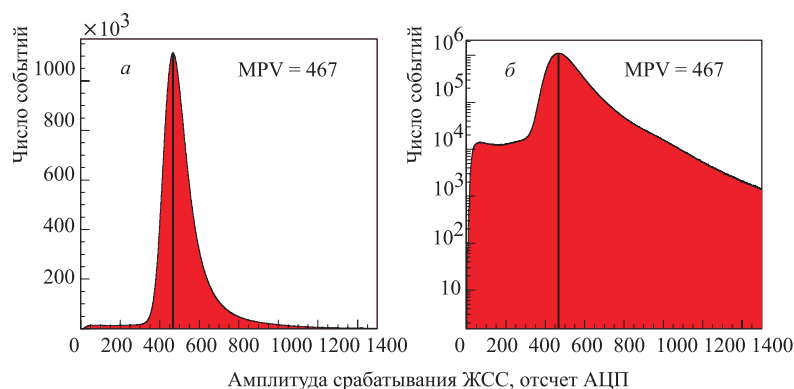


Рис. 14. Распределение числа срабатываний по восстановленному энерговыделению в счетчиках калориметра показано в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабе. Положение максимума указано вертикальной линией

Число равномерно распределенных срабатываний в области энергий от 0 до 350 отсчетов АЦП составляет $\sim 2\%$ от всего набора: они практически отсутствуют в счетчиках, расположенных в центре плоскости, с другой стороны, их примесь достигает $\sim 8\%$ в первом и последнем ЖСС плоскости. Низкоэнергетичные отсчеты включают в себя фоновые срабатывания,

имитирующие сигнал мюона, и отклики на мюон, пересекающий плоскость под углом, когда он входит (выходит) через боковые стенки верхнего (нижнего) счетчика. Нормировка энерговыделений в срабатываниях от частично пересекающих счетчик мюонов может быть сделана лишь с большой неопределенностью — точность оценки длины пробега в плоскости XU ограничена координатным разрешением ЖСС, а в плоскости YZ она невозможна. Изучение амплитудной зависимости координатного и временного разрешения счетчиков проводится на событиях, в которых энерговыделение в каждом счетчике превосходит пороговое значение, равное 350 отсчетам АЦП (см. рис. 14), что соответствует пробегу в сцинтилляторе не меньше 29,4 см.

6.2. Координатное разрешение. Траектория движения мюона через плоскость восстанавливалась в предположении прямой линии по двум наборам координат $\{X_T^i\}$ и $\{X_A^i\}$ (см. рис. 15). Распределение отклонения отсчетов от соответствующего им восстановленного трека мюона представлено на рис. 16, а для оценки X_A и б — для оценки X_T . Распределения включают в себя все срабатывания всех счетчиков калориметра. Оценка среднего координатного разрешения счетчиков калориметра получена из аппроксимации наблюдаемых распределений функцией Гаусса. Оно составляет ~ 13 см для оценки X_A и ~ 18 см — для X_T .

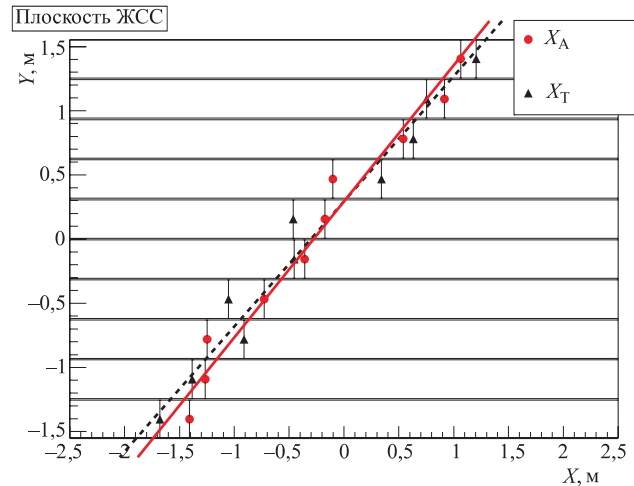


Рис. 15. Срабатывание плоскости калориметра на вертикальный космический мюон (событие из реальных данных). Трек мюона восстановлен в предположении прямой линии $X(Y) = Y \cdot A + B$. Две оценки траектории движения частицы через плоскость (линия и пунктир) получены по отсчетам X_A и X_T (точки и треугольники соответственно). Границы счетчиков показаны горизонтальными линиями и ошибками отсчетов по Y

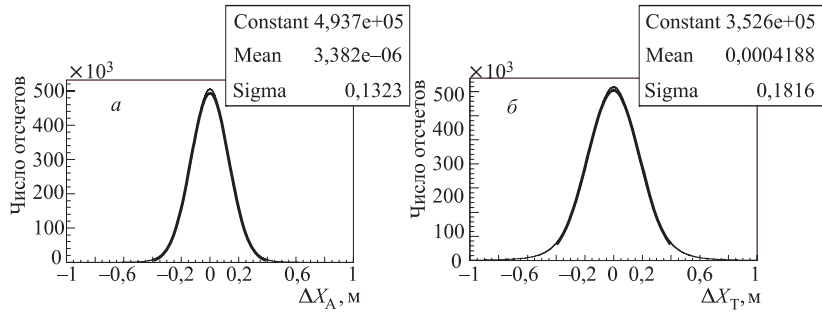


Рис. 16. Распределение отклонений координаты отсчета от восстановленного трека мюона *a*) для оценки X_A и *б*) для оценки X_T . Экспериментальные распределения (гистограмма) аппроксимировались функцией Гаусса (толстая линия)

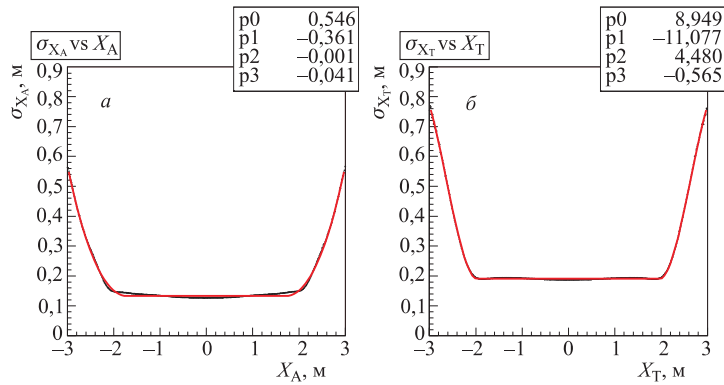


Рис. 17. Координатная зависимость погрешности оценки X_A (*a*) и оценки X_T (*б*). Параметризованная зависимость показана непрерывной линией

Зависимость разрешений σ_{X_A} и σ_{X_T} от измеренной координаты показана на рис. 17, *a* и *б* соответственно. Разрешение практически не зависит от координаты на интервале от -2 до 2 м и резко возрастает вблизи краев счетчика, где хорошо описывается полиномом 3-й степени вида

$$\begin{aligned} \sigma_x(x) &= p_0 + p_1 \cdot |x| + p_2 \cdot |x^2| + p_3 \cdot |x^3| & \text{для } x \leq -x_0 \text{ и } x \geq x_0, \\ \sigma_x(x) &= \sigma_x(x_0) & \text{для } -x_0 < x < x_0. \end{aligned} \quad (34)$$

Коэффициенты аппроксимации приведены в табл. 3. Параметризованная зависимость разрешения (34), полученная для всех срабатываний ЖСС калори-

Таблица 3. Параметры функции (34) (см. рис. 17)

Оценка X	x_0 , м	p_0	p_1	p_2	p_3
X_A	1,74	0,55	-0,36	0,00	0,04
X_T	1,97	8,95	-11,1	4,48	-0,57

метра, может быть использована в качестве оценки ошибки восстановления координаты в « i » счетчике с учетом его средней погрешности σ_x^i (см. рис. 18):

$$\begin{aligned} \sigma_x^i(x) &= (\sigma_x(x) - \sigma_x(x_0)) + \sigma_x^i && \text{для } x \leq -x_0 \text{ и } x \geq x_0, \\ \sigma_x^i(x) &= \sigma_x^i && \text{для } -x_0 < x < x_0. \end{aligned} \quad (35)$$

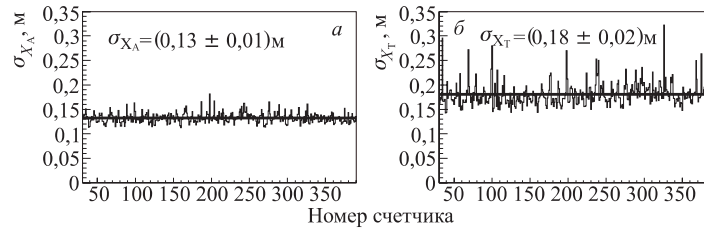


Рис. 18. Координатное разрешение ЖСС для оценки а) X_A и б) X_T в зависимости от номера счетчика калориметра. Среднее значение показано горизонтальной линией

Из-за флуктуаций $\ln(A_1/A_2)$ и $(T_1 - T_2)$ оценки X_A и X_T могут лежать вне пределов счетчика — $|X_{A,T}| > 2,5$ м. Для предельных значений координат мы использовали условие

$$|x^i| < (2,5 + \sigma_x^i(x^i)) < 3,5 \text{ м, где } x = X_T, X_A. \quad (36)$$

Это позволило избежать потери эффективности восстановления отсчетов в счетчиках вблизи краев. Условие (36) для оценки X_T также определяет «временное окно», в пределах которого считается, что отсчет левого и отсчет правого ФЭУ соответствуют одному срабатыванию счетчика.

Зависимость разрешений σ_{X_A} и σ_{X_T} от энерговыделения в счетчике показана на рис. 19. Для обеих оценок наблюдается улучшение координатного разрешения на 20 % с возрастанием энерговыделения от 1 до 4 мр (от 460

до 1840 отсчетов АЦП). Экспериментальные распределения хорошо согласуются с ожидаемой зависимостью разрешения σ_x от выделенной энергии в счетчике E :

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_s^2 + \frac{A^2}{E}}, \quad (37)$$

где A — размерный множитель; σ_s — достигнутый систематический предел разрешения. Систематический предел разрешения σ_s составил (8 ± 4) см для оценки X_T и (6 ± 3) см — для оценки X_A .

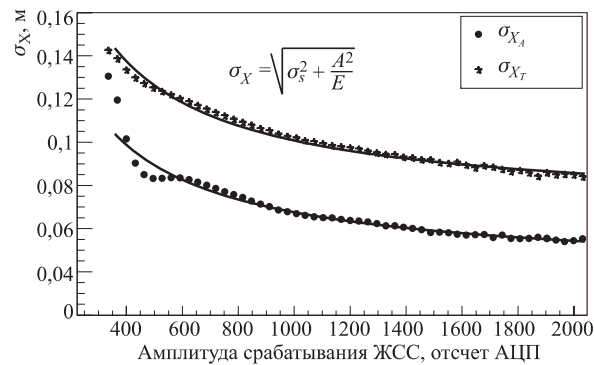


Рис. 19. Зависимость координатного разрешения ЖСС от энерговыделения в счетчике. Параметризованная зависимость (37) показана непрерывной линией

6.3. Временное разрешение. Грубая оценка временного разрешения калориметра может быть получена исходя из средней скорости распространения света в сцинтиляторе $v = 16$ см/нс (см. разд. 5.5) и координатного разрешения σ_{X_T} : $\sigma_T = \sigma_{X_T}/v$. Для энергий порядка 2 мр оно составляет ~ 1 нс на один счетчик.

Оценки временного разрешения счетчика получены для времени $T_{\text{кор}}$ относительно времени срабатывания четвертого счетчика плоскости $T_{\text{кор}}^4$ и относительно времени срабатывания плоскости T_{ref} (см. определения (31) и (32) в разд. 5.7). Распределение отклонений $(T_{\text{кор}}^i - T_{\text{ref}})$ и $(T_{\text{кор}}^i - T_{\text{кор}}^4)$ представлено на рис. 20, *a* и *б* соответственно. Разрешение составляет 1,2 нс для $(T_{\text{кор}}^i - T_{\text{ref}})$ и 1,7 нс для $(T_{\text{кор}}^i - T_{\text{кор}}^4)$.

Отношение временных разрешений, усредненных по всему набору срабатываний, $\sigma_{T^4}/\sigma_{T_{\text{ref}}}$ близко к $\sqrt{2}$, причем это соотношение сохраняется с хорошей точностью на всем интервале зарегистрированных энерговыделений (см. рис. 21). Учитывая, что разрешение, полученное для $(T_{\text{кор}}^i - T_{\text{кор}}^4)$ зависит от разрешений двух счетчиков $\sigma_{T^4}^i = \sqrt{(\sigma^i)^2 + (\sigma^4)^2} \simeq \sqrt{2}\sigma^i$, заключаем,

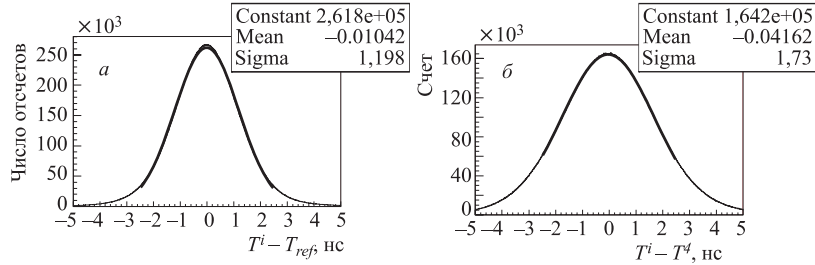


Рис. 20. Распределение временных отклонений; а) $(T_{cor}^i - T_{ref})$; б) $(T_{cor}^i - T_{cor}^4)$ (гистограмма). Результат их аппроксимации функцией Гаусса на интервале от $-2,5$ до $2,5$ нс показан линией

что оценка $\sigma_{T_{ref}}$ с хорошей точностью дает оценку временного разрешения одного счетчика. Таким образом, T_{ref} является несмещенной оценкой времени пересечения космическим мюоном центра плоскости, что обосновывает выбор T_{ref} в качестве «опорного» при калибровке ΔT_s^i .

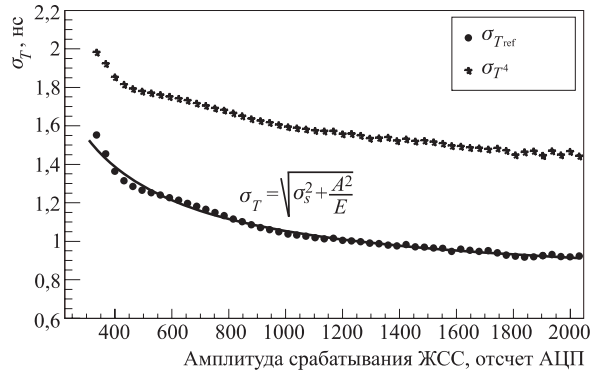


Рис. 21. Временное разрешение ЖСС в зависимости от энерговыделения в счетчике. Параметризованная зависимость (37) показана непрерывной линией

Оценка разрешения на один счетчик $\sigma_{T_{ref}}$, полученного на наборе срабатываний от вертикальных мюонов, представлена на рис. 22 в зависимости от номера счетчика калориметра. Начиная с $\sim 2,5$ μ р временное разрешение становится лучше 1 нс (см. рис. 21). Зависимость $\sigma_{T_{ref}}$ от энерговыделения в счетчике параметризовалась согласно (37). Систематический предел временного разрешения на один счетчик составил $\sim 0,75$ нс.

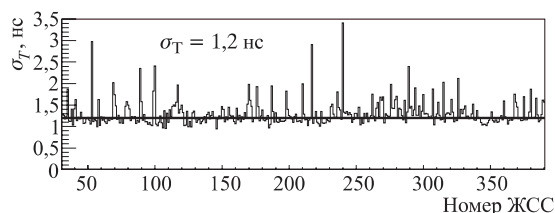


Рис. 22. Временное разрешение ЖСС в зависимости от номера счетчика калориметра

7. ВРЕМЕННОЕ ВЫРАВНИВАНИЕ ПЛОСКОСТЕЙ ЖСС

Определение относительных временных задержек срабатываний плоскостей калориметра проводилось на основе времен срабатываний счетчиков (33), скорректированных на соответствующие относительные задержки сигналов в пределах плоскости, что позволяет рассматривать время срабатывания плоскости как целого.

В событиях, зарегистрированных во время экспозиции установки в пучке нейтрино (триггер «рабочая информация»), срабатывания сцинтилляционных счетчиков вызваны, главным образом, релятивистскими частицами, образованными во взаимодействиях нейтрино в детекторе и в конечной части мюонной защиты. Распределение числа отсчетов плоскости в зависимости от времени показано на рис. 23. Расположение четко выраженных узких пиков по времени на интервале от 0,8 до 4,5 мкс определено банчевой структурой пучка. Требование соответствия пиков одним и тем же временам во

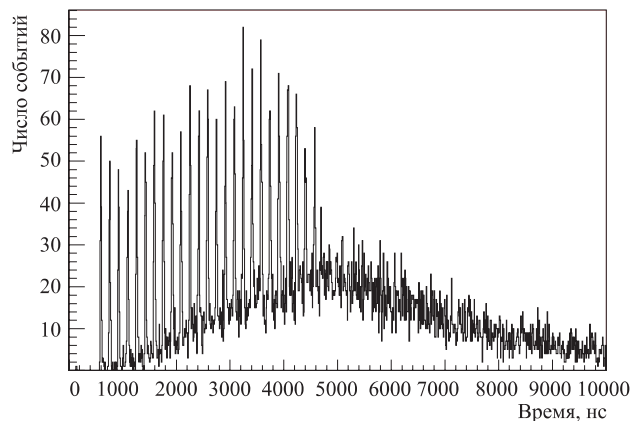


Рис. 23. Зависимость числа срабатываний плоскости от времени. События зарегистрированы во время экспозиции детектора в пучке нейтрино

всех плоскостях калориметра позволило предварительно оценить временные задержки для каждой плоскости. При таком определении прохождению релятивистского мюона через весь детектор соответствуют одинаковые времена срабатываний всех счетчиков.

Уточнение временных задержек проводилось на наборе срабатываний от мюонов, пересекающих большую часть установки, с учетом угла наклона трека и направления пролета частицы. Используя длинные треки, можно оценить точность регистрации времени плоскостями калориметра. Для этого после усреднения времен срабатываний плоскостей, пересеченных частицей в

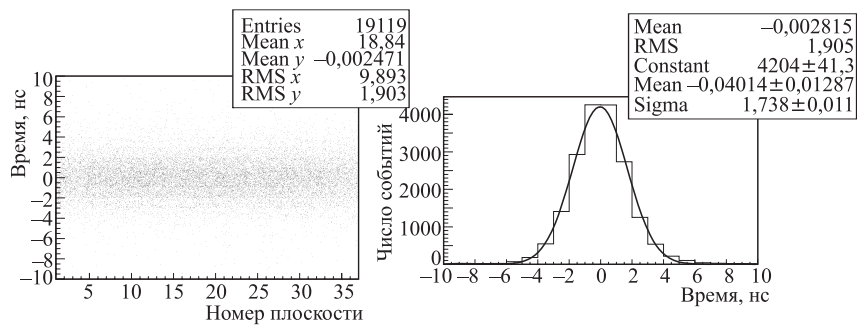


Рис. 24. Распределение отклонений времен срабатываний плоскости от среднего времени в событии в зависимости от номера плоскости (а) и распределение числа срабатываний в зависимости от значения отклонения (б). Усредненная погрешность определена из аппроксимации экспериментального распределения функцией Гаусса (непрерывная линия)

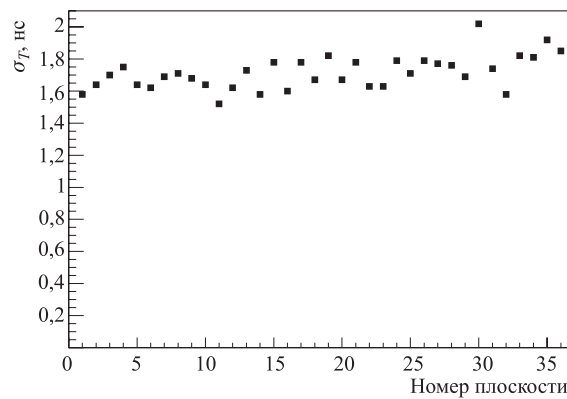


Рис. 25. Погрешность измерения времени в каждой плоскости калориметра

события, вычислялись отклонения времен каждой плоскости от среднего. Двумерная зависимость «отклонение — номер плоскости» показана на рис. 24, *а*. Отклонения сконцентрированы вблизи нуля, что соответствует достаточно хорошему временному выравниванию, без систематических отклонений для любой из сцинтилляционных плоскостей. Распределение числа событий в зависимости от величины отклонения показано на рис. 24, *б*. Погрешность измерения времени плоскостями варьируется от 1,5 до 2 нс (см. рис. 25), среднее значение составляет $\sim 1,74$ нс (рис. 24, *б*).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами рассмотрены особенности работы жидкосцинтилляционного калориметра установки «Нейтринный детектор ИФВЭ–ОИЯИ» с времяпролетной идентификацией частиц. Описан алгоритм восстановления отсчетов в счетчиках калориметра. Определение калибровочных параметров и оценка временного и координатного разрешения счетчиков проведены на наборе треков вертикальных космических мюонов, зарегистрированных в интервалах между сбросами ускорителя.

Временная привязка к определенному уровню сигнала ФЭУ, восстановленному по дискретному набору амплитуд, позволила более чем на порядок повысить точность восстановления времени срабатывания счетчика по сравнению с периодом регистрации амплитуды.

Среднее временное разрешение счетчиков калориметра составило 1,2 нс (для длины пробега в сцинтилляторе 29,4 см). Для энерговыделений, превышающих 2,5 mip , временное разрешение на один счетчик становится лучше 1 нс.

Средняя погрешность определения продольной координаты: 13 см — из анализа амплитуд срабатывания и 18 см — из анализа времен. Оба значения погрешности практически не зависят от места прохождения частицы в интервале от -2 до 2 м.

Авторы признательны Ю. К. Акимову и З. В. Крумштейну за внимательное прочтение работы, ряд замечаний и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барабаш Л. С. и др. // ПТЭ. 2003. № 3. С. 20–48.
2. Бобинкин В. М. и др. Определение странных формфакторов из упругого рассеяния нейтрино на протоне (Предложение эксперимента на У-70). СЕРП-Е-182. 1998.

3. *Бобинкин В. М. и др.* Осцилляции $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ в «мягком» нейтринном пучке (Предложение эксперимента на У-70) СЕРП-Е-183. 1998.
4. *Воеводский А. В., Дадыкин В. Л., Ряжская О. Г.* // ПТЭ. 1970. № 1. С. 85.
5. *Божко Н. И. и др.* // ПТЭ. 1985. № 2. С. 57.
6. *Moyal J. E.* Theory of Ionization Fluctuations // Phil. Mag. 46. 1955. С. 263–280.
7. *James F.* MINUIT, Reference Manual, CERN Program Library Long Writeup D506.
8. *William H. Press et al.* Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing, 2nd ed., Cambridge University Press, 2002.

Получено 14 июля 2006 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 26.10.2006.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 2,0. Уч.-изд. л. 2,45. Тираж 325 экз. Заказ № 55522.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/