

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

*С. А. Бунятов, А. В. Красноперов¹, 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, Россия

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. Усредненное временное разрешение составило $\sigma = 1,2$ нс, а координатное разрешение — $\sigma = 13$ см.

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 using vertical cosmic muons. The average time resolution is $\sigma = 1.2$ ns, whereas the coordinate resolution is $\sigma = 13$ cm.

PACS: 01.50.My, 29.40.Mc, 29.40.Vj

ВВЕДЕНИЕ

Нейтринный детектор (НД) сотрудничества ИФВЭ–ОИЯИ был создан для использования в нейтринных пучках, генерируемых на 70 ГэВ-ном протонном ускорителе У-70 ИФВЭ (г. Протвино). Конструкция установки подробно описана в работе [1].

Эксперименты на НД проводились в двух модификациях установки. Первая модификация была предназначена для изучения в основном глубоконеупругих взаимодействий

¹E-mail: Alexei.Krasnoperov@jinr.ru

нейтрино. Детектор работал на пучке нейтрино с энергией в интервале 1–30 ГэВ. Для увеличения массы мишени и уменьшения утечек адронных ливней в каждом модуле между плоскостями жидкостных сцинтилляционных счетчиков (ЖСС) и дрейфовых камер были установлены алюминиевые пластины толщиной 5 см. В данной статье описываются особенности работы калориметра НД во второй модификации установки, ориентированной 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 контроля за параметрами всех детекторов установки. Сотрудниками отдела пучков ИФВЭ был создан нейтринный пучок с энергией в интервале 1–3 ГэВ.

Для надежного выделения упругих и квазиупругих взаимодействий нейтрино от реакций рождения дополнительного π -мезона требуется хорошее разделение протонов и π -мезонов. Обычно в нейтринных экспериментах для такого разделения использовались измерения ионизационных потерь частиц и величин их пробегов. В экспериментах на НД дополнительно предполагается измерять время пролета частиц между соседними плоскостями сцинтилляционных счетчиков. Относительно большое расстояние между плоскостями (77 см) и значительное различие в скоростях протонов и пионов при исследуемых энергиях позволяют получить надежное разделение протонов и π -мезонов при условии, что временное разрешение счетчиков калориметра составляет порядка 2 нс. В работе показано, что используемая в детекторе электроника и алгоритмы восстановления отклика и калибровки ЖСС позволяют достичь такой точности.

1. КОНСТРУКЦИЯ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО КАЛОРИМЕТРА

Калориметр НД (рис. 1) является 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. В модификации с извлеченными алюминиевыми пластинами он становится практически полностью активным и имеет более тонкую структуру. При этом улучшается энергетическое разрешение для электромагнитных каскадов, появляется возможность идентифицировать адроны от нейтринных взаимодействий и измерять их импульс.

Калориметр состоит из 36 плоскостей ЖСС площадью $3,1 \times 5$ м и толщиной по пучку 0,2 м каждая. Плоскость 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 [4]. 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 и регистрируется двумя фотоумножителями ФЭУ-49. Экранирование ФЭУ от рассеянных полей рамных магнитов обеспечено стальным и пермаллоевым кожухами. 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.

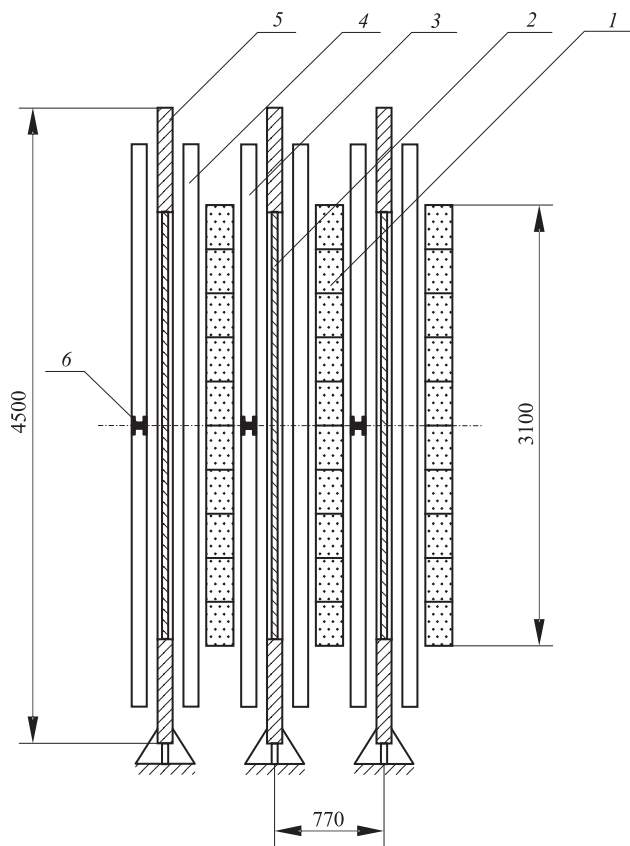


Рис. 1. Схема модуля мишенной части нейтринного детектора (размеры указаны в мм): 1 — плоскость жидкостных счетчиков; 2 — алюминиевая пластина (в описываемой модификации извлечена); 3 — плоскость Y дрейфовых камер; 4 — плоскость X дрейфовых камер; 5 — рамный магнит; 6 — стык дрейфовых камер

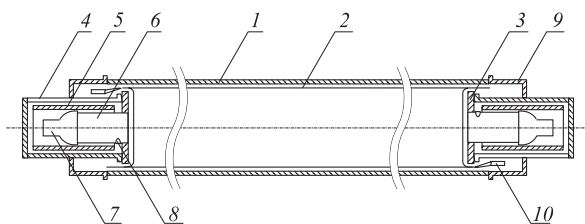


Рис. 2. Большой жидкостный сцинтилляционный счетчик: 1 — алюминиевый контейнер; 2 — лавсановая оболочка; 3 — фланец; 4 — стальной экран; 5 — пермалловый экран; 6 — световод; 7 — фотоумножитель; 8 — светодиод; 9 — светоизолирующий кожух; 10 — штуцер для заливки сцинтиллятора

2. РЕГИСТРИРУЮЩАЯ АППАРАТУРА КАЛОРИМЕТРА

Для идентификации частиц по времени пролета регистрирующая аппаратура калориметра должна удовлетворять следующим требованиям: регистрировать все сигналы с фотоумножителей (ФЭУ) за время сброса пучка (4 мкс); измерять время появления сигнала от минимально ионизирующей частицы¹ с точностью 1–2 нс; измерять амплитуду сигналов с систематической ошибкой 2–3 % в диапазоне энерговыделений от 1 до 20 мр. Такая аппаратура была разработана и изготовлена ОЭА ИФВЭ на основе Flash ADC.

Блок-схема аппаратуры показана на рис. 3. Основу электроники составляют 8-канальные модули 10-разрядных аналогово-цифровых преобразователей (АЦП), установленные в шести каркасах «Сумма». В каркасе также установлены разветвители сигналов тактового генератора и триггерная логика, на которую 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.

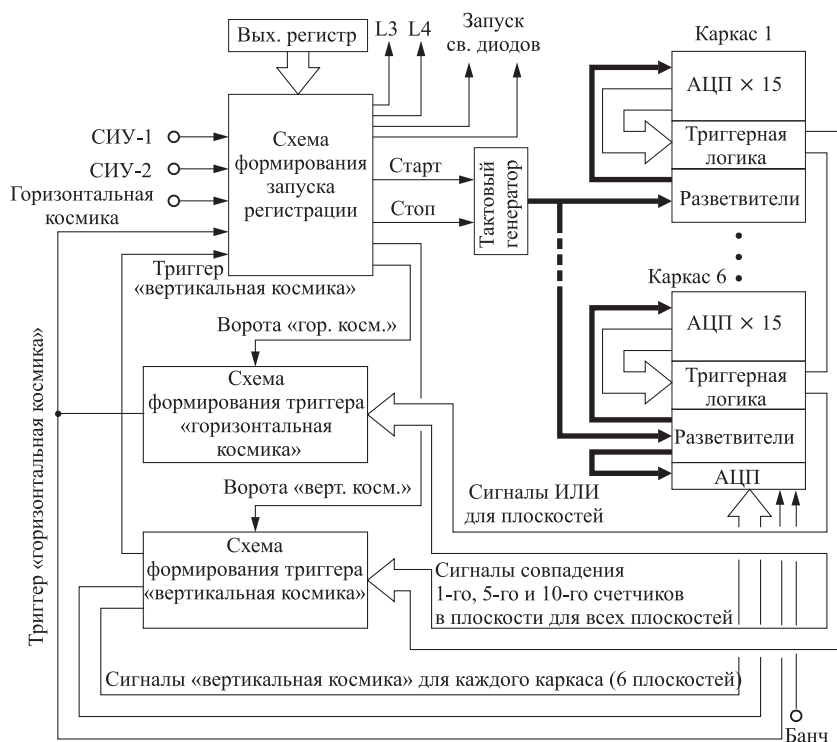


Рис. 3. Блок-схема регистрирующей аппаратуры сцинтиляционного калориметра

¹При пересечении счетчика в горизонтальном направлении минимально ионизирующая частица теряет ~ 32 МэВ энергии (1 мр).

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. 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 восстановления амплитуды сигнала 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 горизонтальной 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 считывания 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 регистрации 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 энерговыделения и определении времени и координаты прохождения частицы.

Продольная координата (X -координата) прохождения частицы через сцинтилляционный счетчик определяется из разности времен регистрации сигналов с левого (T_1) и с правого (T_2) ФЭУ:

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

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

Другую, независимую оценку X -координаты можно получить из отношения амплитуд сигналов A_1 и A_2 , зарегистрированных левым и правым ФЭУ счетчика соответственно.

Из экспоненциального затухания амплитуды сигнала сцинтилляционной вспышки A с расстоянием x :

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

где λ — длина затухания света в сцинтилляторе, получаем оценку координаты X_A :

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

где S — эффективный сдвиг из-за возможного неравенства коэффициентов усиления фотомножителей счетчика. Значение S 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 выработки триггера и время распространения света вдоль счетчика (5 м). Значение T_s определяется из калибровки.

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

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

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 v и длина затухания λ постоянны и определяются один раз для каждого счетчика калориметра. Значения задержек T_d , T_s и величины S , K вычисляются с определенной периодичностью, так как они могут сильно меняться со временем из-за нестабильности коэффициентов усиления ФЭУ, определяемой температурными колебаниями и работой высоковольтных источников питания, а также из-за нестабильности параметров регистрирующей электроники.

4. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ОТСЧЕТОВ ФЭУ

4.1. Регистрация срабатывания ФЭУ в АЦП. Сигнал с усилителя-формирователя ФЭУ оцифровывается в течение всего времени работы тактового генератора. Амплитуды сохраняются последовательно в памяти блока АЦП, адрес ячейки памяти определяет время с точностью до периода генератора ($T = 19,78$ нс). Для быстрого доступа к значимой информации моменты времени (ячейки памяти), когда амплитуда сигнала начинает превышать пороговое значение, сохраняются в дополнительной доступной для чтения памяти блока. Считывание срабатывания проводится относительно этого времени в виде сорока последовательных амплитуд $\{A_i\}$, где $i = 1, 40$. Пример оцифрованного сигнала ФЭУ показан на рис. 4.

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

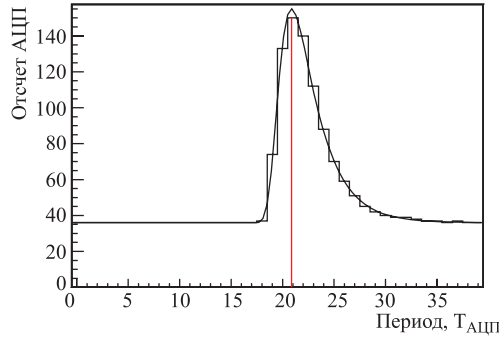


Рис. 4. Зарегистрированный сигнал с ФЭУ (гистограмма) и восстановленная непрерывная зависимость амплитуды от времени (линия). Вертикальная линия определяет положение максимума T_0 . Срабатывание соответствует космическому мюону

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 $\mathcal{F}(t)$ — функция, хорошо описывающая отклик ФЭУ:

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

Вид функции (7) 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. Параметры находятся методом минимизации функционала χ^2 :

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

Здесь t_i — дискретный набор времен, соответствующий амплитудам A_i . Граница интервала минимизации i_s определяется вероятностью регистрации двух последовательных срабатываний ФЭУ в пределах одного набора $\{A_i\}$ и зависит от триггера события. В калибровочных событиях (триггер «вертикальная космика») все отсчеты рассматриваются как изолированные ($i_s = 1$). Для исключения срабатываний, инициированных предыдущим банчем ускорителя (см. п. 4.3), восстановление отсчетов, зарегистрированных на нейтринном пучке, начинается с $i_s = 18$. Значения ошибок e_i выбраны из предположения пуассоновской природы сигнала:

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

Минимизация функционала χ^2 (8) проводится с помощью пакета MINUIT [7]. Функция $A(t)$, соответствующая минимуму χ^2 , показана на рис. 4 непрерывной линией.

Пьедестал P является свободным параметром в (8) при восстановлении каждого отсчета, так как были замечены его значительные флуктуации относительно значения, заданного при настройке аппаратуры. Эти отклонения обусловлены низкочастотными электрическими наводками на каналы регистрации и нестабильностью работы блока АЦП. Параметры σ_1 и σ_2 слабо зависят от высокого напряжения на ФЭУ и определяются главным образом характеристиками фотоумножителя, предусилителя-формирователя и волновым сопротивлением сигнального кабеля. Их значения вычислялись на наборе калибровочных событий и усреднялись на определенном интервале набора данных. 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 ниже.

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. 5: рис. *a* — сигнал с левого ФЭУ и рис. *б* — с правого. Срабатывания имеют близкие времена превышения порога. Последовательности содержат по три срабатывания ФЭУ: первое — изолировано и будет реконструировано с помощью алгоритма восстановления одиночных срабатываний ФЭУ. Сигналы двух последующих срабатываний перекрываются. Для точного описания формы импульсов и увеличения эффективности восстановления отсчетов ФЭУ к ним применяется алгоритм восстановления двойных срабатываний.

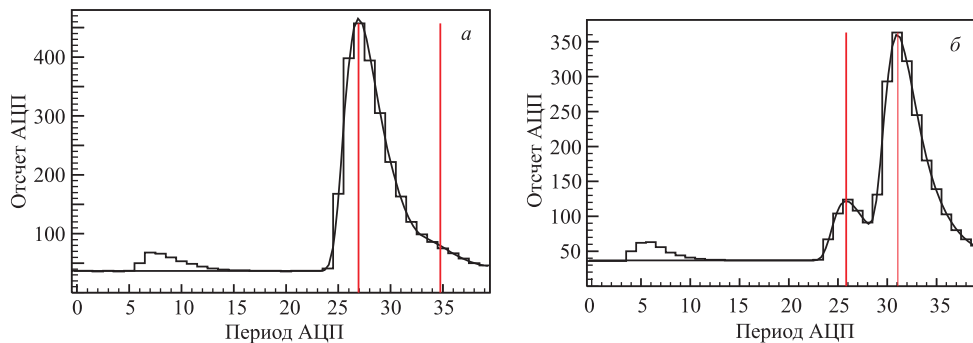


Рис. 5. Срабатывание ЖСС: *a*) сигнал с левого ФЭУ; *б*) сигнал с правого ФЭУ. Сигналы зарегистрированы в одном событии и имеют близкие времена превышения порога. Распределение амплитуд показано в виде гистограммы. Вертикальные линии указывают положения максимумов импульсов ФЭУ, восстановленных с помощью 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. п. 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: $\text{ndof} = 20$.

• Предполагая, что суммарный отклик регистрирующего канала $\mathcal{A}_d(t)$ описывается суперпозицией 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. После подстановки калибровочных постоянных $\bar{\sigma}_1$ и $\bar{\sigma}_2$ функция χ_d^2 стала зависеть 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 ($(T_0^2 - T_0^1) \geq 2 T_{\text{АЦП}}$) 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 ($(T_0^2 - T_0^1) < 2 T_{\text{АЦП}}$) гипотеза двойного срабатывания исключается.

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

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

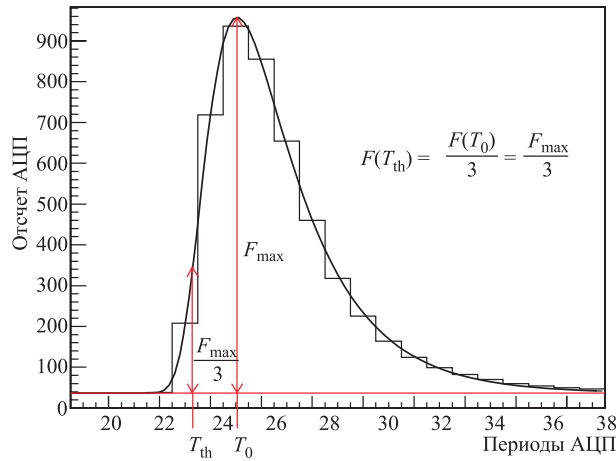


Рис. 6. Схема временной привязки к фронту сигнала с ФЭУ — $\mathcal{F}(t)$ (жирная линия). Пьедестал показан горизонтальной линией. Уровень порога выбран равным 1/3 от максимальной амплитуды $\mathcal{F}_{\text{max}} = \mathcal{F}(T_0)$

где $\mathcal{F}_{\max} = \mathcal{F}(T_0)$ (см. рис. 6). 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} .

Ниже будет показано, что оценка T_{th} более чем на порядок превосходит по точности период оцифровки сигнала.

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

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

что 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

Калибровка сцинтилляционных счетчиков проводится с использованием набора событий вертикальных космических мюонов, пересекающих калориметр между сбросами ускорителя (триггер «вертикальная космика»). Для отбора мюонов, проходящих через всю плоскость ЖСС, мы требуем восстановления отсчетов с правого и левого ФЭУ в каждом из 10 счетчиков плоскости.

5.1. Предварительная оценка калибровочных параметров. Предварительная оценка сдвигов T_d в (1) и S в (3) получена из усреднения:

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

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

Значения вычисляются с определенной периодичностью и используются для коррекции параметров срабатываний (событие за событием).

Границы и ширина распределений срабатываний ЖСС по параметрам $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$ (см. рис. 7) определялись на равных интервалах времени набора данных из их аппроксимации П-образной функцией:

$$F(u) = \frac{N}{[1 + \exp(-\alpha_1 u + \beta_1)][1 + \exp(\alpha_2 u + \beta_2)]}, \quad (17)$$

где N — нормировочный множитель, а α_1 и α_2 — положительные параметры с размерностью, обратной к u . Функция достигает половины максимального значения в точках β_1/α_1 и $-\beta_2/\alpha_2$, причем $\beta_1/\alpha_1 < -\beta_2/\alpha_2$.

Ширины распределений по параметрам $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$ оценивались на их полувысоте. Было обнаружено систематическое уменьшение ширины при приближении к центру плоскости по координате y . Такая зависимость объясняется требованием отклика всех 10 счетчиков на мюон, пересекающий плоскость, и, как следствие, уменьшением

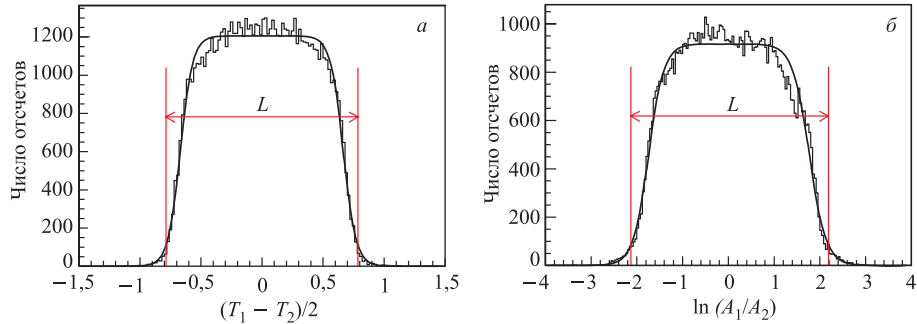


Рис. 7. Распределение отсчетов ЖСС по параметрам: а) $(T_1 - T_2)$; б) $\ln(A_1/A_2)$ (гистограмма). Границы (вертикальные линии) и ширина L (горизонтальная линия со стрелками) распределений определялись из аппроксимации П-образной функцией (17) (сплошная линия)

плотности срабатываний вблизи ФЭУ в центральных счетчиках по сравнению со счетчиками, расположенными по краям.

Определяемый триггером геометрический аксептанс плоскости был оценен аналитически в предположении о равномерной засветке верхнего ЖСС космическими мюонами и слабой зависимости их углового распределения от полярного угла в направлениях, близких к вертикальным. Геометрическая эффективность регистрации частицы в каждом счетчике была определена из аксептанса на уровне y -координаты его центра. Аппроксимация эффективности П-образной функцией (17) дает оценку «активной» длины счетчика L . Эта оценка $L = u_2^b - u_1^b$, где u_1^b и u_2^b — внешние перегибы функции (17):

$$\begin{aligned} u_1^b &= (\beta_1 - \ln(5 + 2\sqrt{6}))/\alpha_1, \\ u_2^b &= -(\beta_2 - \ln(5 + 2\sqrt{6}))/\alpha_2, \end{aligned} \tag{18}$$

менее смещена относительно длины счетчика $L_0 = 5$ м и слабо чувствительна к положению ЖСС в плоскости по сравнению с оценкой ширины на полувысоте.

Сопоставление ширины распределений по $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$ с длиной $L_0 = 5$ м и учет поправочного коэффициента на геометрическую эффективность L/L_0 позволяют оценить скорость распространения света v и длину затухания λ в каждом счетчике. Разброс значений, полученных на разных интервалах времени, составил 6 % для скорости и 3 % — для длины затухания. Флуктуации v и λ обусловлены изменениями ширин распределений $(T_1 - T_2)$ и $\ln(A_1/A_2)$, их сдвигом или несимметричностью относительно нуля, которые, в свою очередь, являются следствием нестабильности работы высоковольтных источников питания ФЭУ, недостаточных или неравных значений коэффициентов усиления фотоумножителей счетчика и результатом наличия порога регистрации сигнала.

5.2. Уточнение калибровочных параметров ЖСС. Усредненные оценки скорости и длины затухания света уточнялись после восстановления прямолинейных траекторий мюонов по срабатываниям счетчиков в плоскости. При восстановлении траекторий мы пренебрегаем эффектами многократного рассеяния из-за их малости по сравнению с координатным разрешением ЖСС, составляющим ~ 13 –18 см (см. п. 6.1). Учитывая, что крепление счетчиков обеспечивает их геометрическое выравнивание в плоскости с точностью лучше 1 см, мы считаем, что любое систематическое отклонение продольной

координаты от трека мюона обусловлено отклонениями калибровочных параметров от их истинных значений.

Предполагая, что начальные приближения T_d^0 и v^0 мало отличаются от истинных T_d и v , на примере оценки координаты X_T (1) можно показать, что отклонение отсчета ΔX_T имеет следующую зависимость:

$$\Delta X_T(\Delta v, \Delta T_d) = \frac{\Delta v(T_1 - T_2 - T_d^0) - \Delta T_d v^0}{2} \quad (19)$$

от малых поправок Δv и ΔT_d . Из-за флуктуаций разности времен срабатываний $(T_1 - T_2)$ эта зависимость может быть изучена только на большом наборе событий после усреднения отклонений ΔX_T по интервалам $(T_1 - T_2 - T_d^0)$. Значения малых поправок определяются из аппроксимации наблюдаемых зависимостей функцией (19). Описанная процедура применяется итерационно, с подстановкой в качестве начальных приближений T_d^0 и v^0 скорректированных параметров $(T_d^0 + \Delta T_d)$ и $(v^0 + \Delta v)$. Начиная с третьей итерации, поправки становятся пренебрежимо малыми для большинства счетчиков калориметра, и дальнейшее уточнение параметров прерывается.

5.3. Скорость распространения и длина затухания света. Скорость распространения и длина затухания света в сцинтиляторе показаны на рис. 8, *a*, *в* в зависимости от номера счетчика в калориметре. Среднее значение скорости составляет ~ 16 см/нс, а длины затухания — $\sim 2,19$ м (рис. 8, *б*, *г*).

Длина затухания света в некоторых ЖСС значительно меньше среднего значения, что указывает на нарушение герметичности лавсанового контейнера и частичное отсутствие

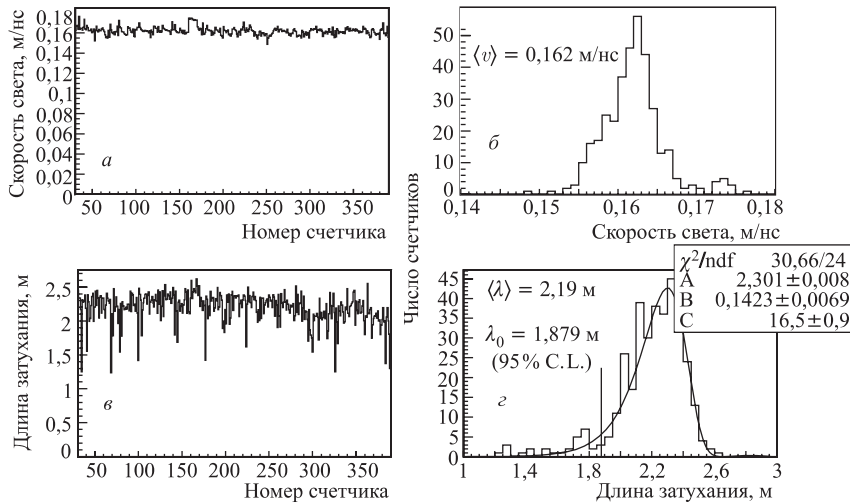


Рис. 8. Скорость (*a*) и длина затухания (*в*) света в сцинтиляторе в зависимости от номера счетчика в калориметре. Распределение числа счетчиков в зависимости от скорости и длины затухания показано на *б* и *г* соответственно. Распределение (*г*) аппроксимировалось функцией экстремального значения (жирная линия) для определения критерия отбора разгерметизированных счетчиков с малой длиной затухания. Нижний предел для длины затухания (вертикальная линия) соответствует 95%-му уровню достоверности

сцинтиллятора в нем. Критерием отбора таких счетчиков для замены и ремонта может служить нижний предел на длину затухания, определенный из аппроксимации распределения по λ (рис. 8, з) функцией плотности распределения экстремальных значений:

$$f(\lambda) = Ch \exp(-h)/B, \quad h = \exp((\lambda - A)/B), \quad (20)$$

где параметр A задает положение максимума, B — масштаб и C — нормировку. Пороговое значение λ_0 определяется в зависимости от накопленной вероятности P :

$$\lambda_0 = A + \ln(-\ln(P))B. \quad (21)$$

На 95 %-м уровне достоверности ($P = 0.95$) «критическое» (пороговое) значение длины затухания $\lambda_0 = 1,879$ м. Число счетчиков с $\lambda < \lambda_0$ составляет 29 из 360 всех счетчиков калориметра. Наиболее вероятное значение λ равно $\sim 2,3$ м.

5.4. Калибровка амплитуды отсчета ЖСС. Оценкой энерговыделения в счетчике, слабо зависящей от координаты прохождения частицы, служит среднее геометрическое амплитуд (5), зарегистрированных правым и левым ФЭУ. Нормировочный коэффициент K вычислялся так, чтобы наиболее вероятное значение энерговыделения от космических мюонов, пересекающих счетчик вертикально, соответствовало 460 отсчетам АЦП.

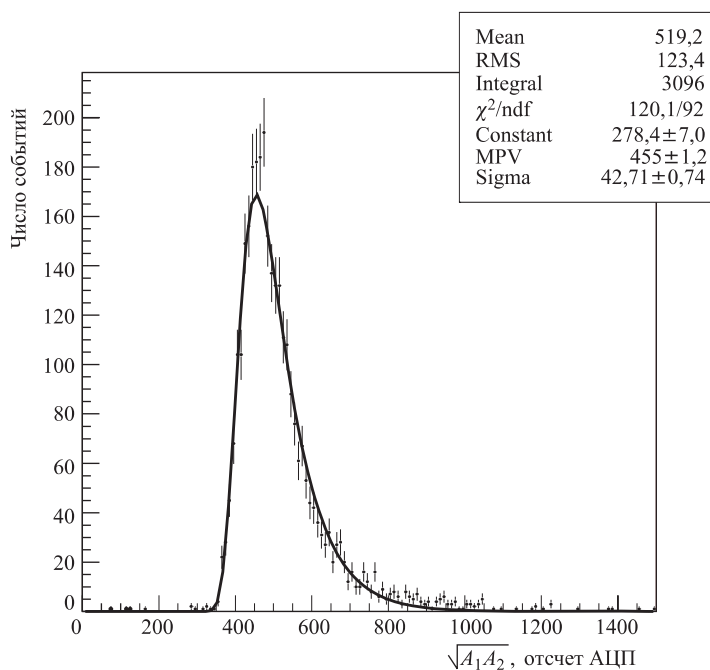


Рис. 9. Распределение срабатываний ЖСС от космических мюонов по амплитуде $\sqrt{A_1 A_2}$ (точки с ошибками) и его аппроксимация аналитическим приближением распределения Ландау (линия)

Параметр K определялся с некоторой периодичностью после восстановления траектории частицы в плоскости ЖСС для оценки длины пробега мюона в сцинтилляторе.

Зарегистрированная амплитуда $\sqrt{A_1 A_2}$ нормировалась на длину пробега, соответствующую вертикально проходящей частице (29,4 см). Наиболее вероятное значение определялось из аппроксимации экспериментального распределения (см. рис. 9) аналитическим приближением [6] распределения Ландау для флуктуаций ионизационных потерь:

$$F(E) = N \exp(-0,5(h + \exp(-h))), \quad h = (E - \text{MPV})/\sigma, \quad (22)$$

где $E = \sqrt{A_1 A_2}$; N — нормировочный коэффициент; MPV — наиболее вероятное значение и σ — параметр, зависящий от поглотителя. Приближение (22) хорошо описывает экспериментальное распределение (см. рис. 9). Нормировка амплитуды $\sqrt{A_1 A_2}$ на коэффициент K

$$K = \frac{460}{\text{MPV}} \quad (23)$$

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

Ожидаемый отклик ЖСС на минимально ионизирующую частицу, пересекающую его в горизонтальном направлении, определяется отношением толщины сцинтиллятора в горизонтальном (19,4 см) и вертикальном (29,4 см) направлениях и составляет $\sim 0,66$ мр (~ 300 отсчетов АЦП).

5.5. Временная калибровка счетчиков. Метод идентификации частиц по времени пролета основан на оценке разности времен срабатываний двух счетчиков, пересекаемых частицей последовательно. Значение $(T^i - T^j)$, где i и j — номера ЖСС, определено с точностью до разности задержек сигналов счетчиков $\Delta T_s^{ij} = T_s^i - T_s^j$. Для оценки относительных задержек сигналов достаточно вычислить задержки сигналов всех счетчиков калориметра относительно заранее выбранного «опорного» ЖСС.

Определение ΔT_s^{ij} проводится в два этапа:

- 1) определение относительных задержек в пределах одной плоскости на срабатываниях от вертикальных космических мюонов и соответствующая коррекция времен срабатываний;
- 2) определение относительных задержек от плоскости к плоскости на срабатываниях от горизонтальных мюонов, пересекающих калориметр.

При определении задержек в пределах плоскости треки вертикальных космических мюонов восстанавливались по продольным координатам¹ X_A для оценки угла наклона трека. Полученный угол α использовался для коррекции времени срабатывания на время пролета от счетчика « i » до точки Y :

$$T_{\text{cor}}^i = T^i - \frac{(Y^i - Y)}{v_\mu \sin \alpha}, \quad (24)$$

где Y^i — вертикальная координата центра ЖСС; $v_\mu \simeq c$ — скорость релятивистского мюона. Значение Y было выбрано равным координате центра плоскости, расположенного между пятым и шестым ЖСС. При этом вычисление ΔT_s^i сводится к нахождению

¹Как показано ниже, X_A дает более точную оценку координаты по сравнению с X_T .

разности между скорректированным временем и средним временем срабатывания плоскости:

$$\Delta T_s^i = T_{\text{cor}}^i - T_{\text{ref}}, \quad \text{где } T_{\text{ref}} = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} T_{\text{cor}}^i = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} T^i. \quad (25)$$

Усредненные значения $\overline{\Delta T_s^i}$ являются оценками относительных временных задержек сигналов в пределах плоскости.

Вычисление задержек относительно среднего времени срабатывания плоскости T_{ref} дает более точную оценку ΔT_s^i (1,2 нс в среднем по всем ЖСС) по сравнению с их определением относительно, например, четвертого счетчика плоскости (1,7 нс).

Восстановленное время срабатывания ЖСС «*i*» корректируется на задержку $\overline{\Delta T_s^i}$:

$$T^i = \frac{(T_1^i + T_2^i)}{2} - \overline{\Delta T_s^i}. \quad (26)$$

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

6. КООРДИНАТНОЕ И ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ СЧЕТЧИКОВ

6.1. Координатное разрешение. Траектория движения вертикального мюона через плоскость восстанавливалась в предположении прямой линии по двум наборам координат $\{X_T^i\}$ и $\{X_A^i\}$. Распределение отклонений отсчетов от реконструированного трека, усредненное по всем счетчикам, представлено на рис. 10, *a* для оценки X_A и рис. 10, *б* — для оценки X_T . Координатное разрешение получено из аппроксимации наблюдаемых

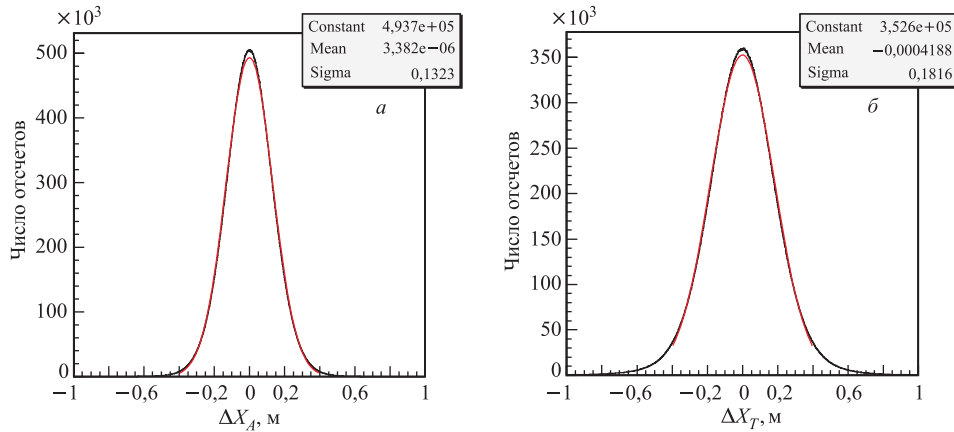


Рис. 10. Распределение отклонений отсчетов ΔX_A (*a*) и ΔX_T (*б*) и их аппроксимация функцией Гаусса (жирная линия)

распределений функцией Гаусса. На уровне 1σ оно составляет ~ 13 см для оценки X_A и ~ 18 см — для X_T . Систематические отклонения центров распределений от нуля изучались в зависимости от номера счетчика калориметра. Они пренебрежимо малы по

сравнению с ширинами распределений. Усредненное значение абсолютных сдвигов распределений по ΔX_A составляет $(0,2 \pm 0,2)$ см, а по ΔX_T — $(1,2 \pm 2,7)$ см.

Зависимость разрешений σ_{X_A} и σ_{X_T} от измеренной координаты показана на рис. 11, *a* и *б* соответственно. Разрешение практически не зависит от координаты на интервале от -2 до 2 м и резко возрастает вблизи краев счетчика. Наблюдаемая зависимость была опи-

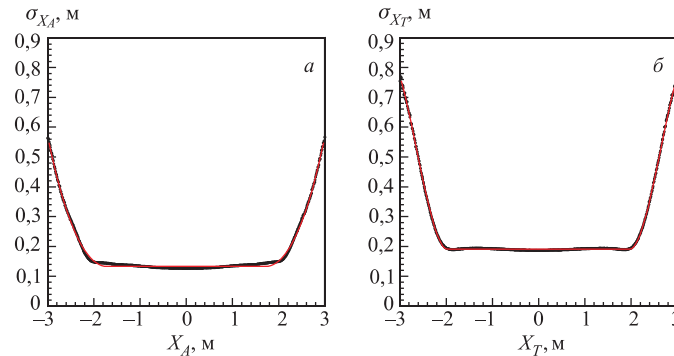


Рис. 11. Координатная зависимость погрешности оценки X_A (*a*) и оценки X_T (*б*). Параметризованная зависимость показана сплошной линией

сана аналитической функцией $\sigma_x(x)$. Из-за флуктуаций $\ln(A_1/A_2)$ и $(T_1 - T_2)$ значения X_A и X_T могут лежать вне пределов счетчика — $|X_{A,T}| > 2,5$ м. Для увеличения эффективности восстановления срабатываний вблизи ФЭУ предельные значения координат должны удовлетворять условию

$$|x| < (2,5 + \sigma_x(x)) < 3,5 \text{ м, где } x = X_T, X_A. \quad (27)$$

Условие (27) для оценки X_T также определяет «временное окно», в пределах которого считается, что отсчет левого и отсчет правого ФЭУ соответствуют одному срабатыванию счетчика.

Зависимость σ_{X_A} и σ_{X_T} от энерговыделения в счетчике показана на рис. 12, *a*. Для обеих оценок наблюдается улучшение координатного разрешения на 20 % с возрастанием энерговыделения от 1 до 4 мр (от 460 до 1840 отсчетов АЦП). Измерения хорошо

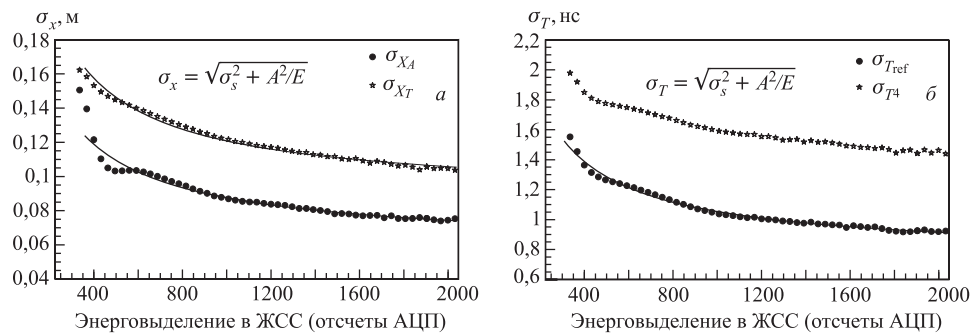


Рис. 12. Зависимость координатного (*a*) и временного (*б*) разрешения от энерговыделения в счетчике. Параметризованная зависимость (28) показана сплошной линией

согласуются с ожидаемой зависимостью σ_x :

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_s^2 + \frac{A^2}{E}}, \quad (28)$$

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

6.2. Временное разрешение. Предварительная оценка временного разрешения счетчиков calorиметра следует из средней скорости распространения света в сцинтиляторе $v = 16$ см/нс (см. п. 5.3) и координатного разрешения σ_{X_T} : $\sigma_T = \sigma_{X_T}/v$. Для энергий порядка 2 μp оно составляет ~ 1 нс на один счетчик.

Точность регистрации времени T_{cor} оценивалась относительно времени срабатывания четвертого счетчика плоскости T_{cor}^4 и относительно времени срабатывания плоскости T_{ref} (см. определения (24) и (25) в п. 5.5). Распределение отклонений $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{ref}})$ и $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{cor}}^4)$ представлено на рис. 13, *a* и *б* соответственно. На уровне 1σ разрешение составляет 1,2 нс для оценки $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{ref}})$ и 1,7 нс — для $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{cor}}^4)$. Систематические

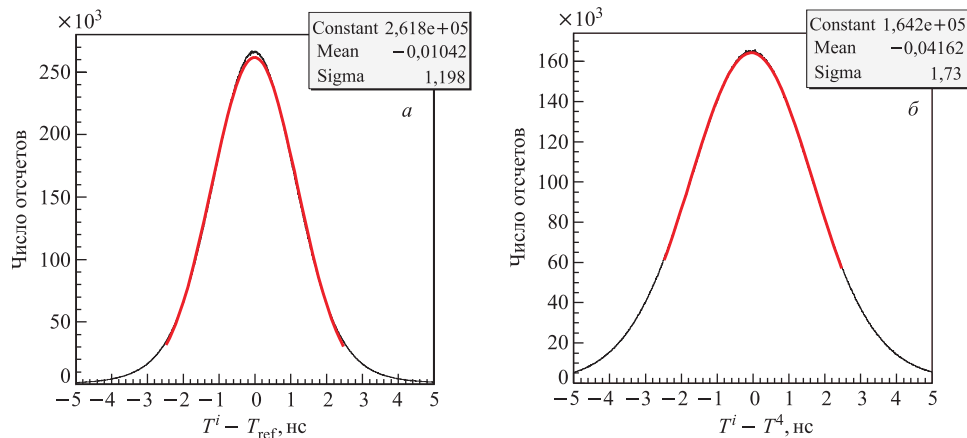


Рис. 13. Распределение временных отклонений $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{ref}})$ (*a*) и $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{cor}}^4)$ (*б*) и их аппроксимация функцией Гаусса (жирная линия) на интервале от -2,5 до 2,5 нс

отклонения центров распределений от нуля определялись в зависимости от номера счетчика. Усредненное значение абсолютных сдвигов распределений по $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{ref}})$ равно $(0,10 \pm 0,14)$ нс, а по $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{cor}}^4)$ — $(0,12 \pm 0,16)$ нс.

Отношение временных разрешений, усредненных по всему набору срабатываний, $\sigma_{T^4}/\sigma_{T_{\text{ref}}}$ близко к $\sqrt{2}$. Это соотношение сохраняется с хорошей точностью на всем интервале энерговыделений (см. рис. 12, *б*). Учитывая, что точность восстановления $(T_{\text{cor}}^i - T_{\text{cor}}^4)$ зависит от разрешений двух счетчиков $\sigma_{T^4}^i = \sqrt{(\sigma^i)^2 + (\sigma^4)^2} \simeq \sqrt{2}\sigma^i$, получаем, что оценка $\sigma_{T_{\text{ref}}}$ 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 .

Начиная с $\sim 2,5$ нс временное разрешение становится лучше 1 нс (см. рис. 12, б). Зависимость $\sigma_{T_{\text{ref}}}$ была параметризована согласно (28). Систематический предел временного разрешения на один счетчик составил $\sim 0,75$ нс.

7. ВРЕМЕННОЕ ВЫРАВНИВАНИЕ ПЛОСКОСТЕЙ ЖСС

Определение относительных временных задержек срабатываний плоскостей калориметра проводилось на основе времен срабатываний счетчиков (26), скорректированных на соответствующие относительные задержки сигналов в пределах плоскости.

В событиях, зарегистрированных во время экспозиции установки в пучке нейтрино (триггер «рабочая информация»), срабатывания 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. 14. Расположение четко выраженных узких пиков по времени на интервале от 0,8 до 4,5 мкс объясняется банчевой структурой пучка. Требование

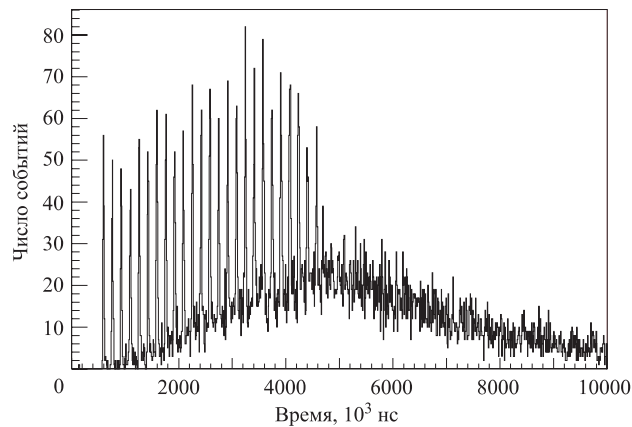


Рис. 14. Зависимость числа срабатываний плоскости от времени. События зарегистрированы во время экспозиции детектора в пучке нейтрино

соответствия пиков одним и тем же временам во всех плоскостях калориметра позволяет 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. Точность регистрации времени плоскостью оценивалась по его отклонению от времени, полученного после усреднения времен срабатываний плоскостей, пересеченных частицей в событии. Двумерная зависимость «отклонение — номер плоскости» показана на рис. 15, а. Отклонения сконцентрированы вблизи нуля, что соответствует достаточно хорошему временному выравниванию, без систематических отклонений для любой из сцинтилляционных плоскостей. Распределение числа событий в зависимости

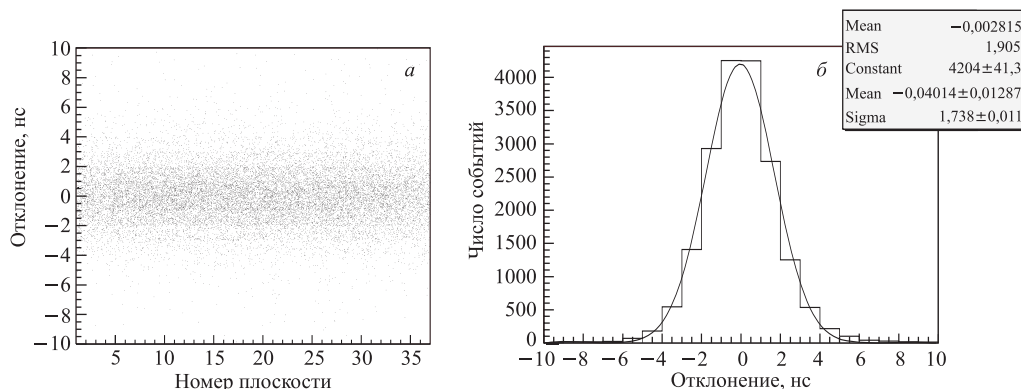


Рис. 15. Распределение отклонений времен срабатываний плоскости от среднего времени в событии в зависимости от номера плоскости (а) и распределение числа срабатываний в зависимости от значения отклонения (б). Усредненная погрешность определена из аппроксимации экспериментального распределения функцией Гаусса (сплошная линия)

от величины отклонения показано на рис. 15, б. Погрешность измерения времени плоскостями счетчиков калориметра варьируется от 1,5 до 2 нс, среднее значение составляет $\sim 1,74$ нс.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе были 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. Восстановление непрерывной временной зависимости сигнала с ФЭУ по дискретному набору амплитуд позволило более чем на порядок повысить точность определения времени срабатывания счетчика по сравнению с периодом тактового генератора.

В результате проведенной калибровки среднее временное разрешение счетчиков калориметра для вертикальных мюонов составило $\sigma = 1,2$ нс, а для горизонтальных — $\sigma = 1,7$ нс. Для энерговыделений, превышающих $2,5 \text{ mpr}$, временное разрешение на один счетчик становится лучше 1 нс. Средняя погрешность определения продольной координаты из анализа амплитуд срабатывания составила $\sigma = 13$ см и $\sigma = 18$ см — из анализа времен. Обе погрешности практически не зависят от продольной координаты прохождения частицы вдоль счетчика на интервале от -2 до 2 м.

Авторы признательны Ю. К. Акимову и З. В. Крумштейну за ряд полезных замечаний и обсуждение полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

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. Серпухов, 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. Серпухов, 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. 1955. V. 46. P. 263–280.
7. James F. MINUIT. Reference Manual. CERN Program Library Long Writeup D506.
8. William H. P. et al. Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing. 2nd ed. Cambridge Univ. Press, 2002.

Получено 29 ноября 2006 г.