

---

**ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО  
ЭКСПЕРИМЕНТА**


---

УДК 539.17

## ВРЕМЕННОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЯ ПРОТОТИПОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КАЛОРИМЕТРА НА ОСНОВЕ КРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМАТА СВИНЦА

© 2023 г. А. В. Акиндинов<sup>а</sup>, К. А. Балыгин<sup>а</sup>, Ю. В. Гришук<sup>а</sup>, М. С. Ипполитов<sup>а,\*</sup>, В. А. Лебедев<sup>а</sup>,  
В. И. Манько<sup>а</sup>, Ю. Г. Сибиряк<sup>а</sup>, В. А. Арефьев<sup>б</sup>, А. С. Водопьянов<sup>б</sup>, Н. В. Горбунов<sup>б</sup>,  
**Н. А. Кузьмин**<sup>б</sup>, П. В. Номоконов<sup>б</sup>, Ю. П. Петухов<sup>б</sup>, И. А. Руфанов<sup>б</sup>, Д. В. Будников<sup>с</sup>,  
Д. В. Грачев<sup>с</sup>, О. В. Вихлянец<sup>с</sup>, В. А. Деманов<sup>с</sup>, Н. В. Завьялов<sup>с</sup>, А. В. Курякин<sup>с</sup>, А. Д. Тумкин<sup>с</sup>,  
С. В. Фильчагин<sup>с</sup>, Г. А. Шмонин<sup>с</sup>

<sup>а</sup>Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”  
Россия, 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1

<sup>б</sup>Объединенный институт ядерных исследований  
Россия, 141980, Дубна Московской обл., ул. Жолио-Кюри, 6

<sup>с</sup>РФЯЦ–ВНИИ экспериментальной физики  
Россия, 607188, Саров Нижегородской обл., просп. Мира, 37

\*e-mail: Mikhail.Ippolitov@cern.ch, Ippolitov\_MS@nrcki.ru

Поступила в редакцию 28.06.2022 г.

После доработки 26.07.2022 г.

Принята к публикации 26.09.2022 г.

Приведены результаты измерений временного и энергетического разрешений для четырех прототипов электромагнитного калориметра PHOS эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере ЦЕРН. Каждый из прототипов состоит из девяти одинаковых детектирующих элементов, собранных в виде матрицы  $3 \times 3$ . Основой детектирующего элемента является неорганический сцинтиллирующий кристалл вольфрамата свинца  $PbWO_4$  длиной 180 мм с поперечным сечением  $22 \times 22$  мм<sup>2</sup>, просматриваемый с торца фотодетектором. В качестве фотодетекторов использовались лавинные фотодиоды и кремниевые фотоумножители различной чувствительной площади (Hamamatsu, Япония). Измерения проведены при температуре 17.5°C на электронной компоненте вторичных пучков частиц протонного синхротрона PS в ЦЕРН в диапазоне импульсов от 1 до 10 ГэВ/с.

DOI: 10.31857/S0032816223010032, EDN: PUQOZI

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Некоторые характеристики кварк-глюонной плазмы, образование которой происходит в столкновениях ядер высоких энергий, могут быть определены по не искажаемым сильным взаимодействием электромагнитным сигналам, например, по спектрам прямых термальных фотонов. Для измерения спектров таких фотонов и нейтральных  $\pi$ - и  $\eta$ -мезонов был создан многоканальный электромагнитный калориметр PHOS (PHOton Spectrometer) [1], входящий в состав эксперимента ALICE [2] на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН. В создании PHOS основную роль играли сотрудники НИЦ “Курчатовский институт”, ОИЯИ (г. Дубна) и ВНИИЭФ (г. Саров).

Электромагнитные калориметры, измеряющие полную энергию частиц, образующих электромагнитный ливень, являются неотъемлемой

частью большинства экспериментов в физике высоких энергий [3–5]. Такие калориметры представляют собой сегментированные в поперечном направлении системы с большим количеством каналов или детектирующих элементов (ДЭ). Как правило, длина рабочего вещества ДЭ электромагнитного калориметра эквивалентна  $\sim 20$  радиационным длинам  $X_0$ , поперечные размеры выбираются близкими к радиусу Мольера  $R_m$ . При таких размерах энергия электромагнитного ливня практически полностью поглощается в нескольких соседних ДЭ, что позволяет определить не только энергию, но и координату попадания частицы, вызвавшей ливень. Основой ДЭ служит вещество с высокими значениями плотности и заряда ядра, что обеспечивает минимальные значения  $X_0$  и  $R_m$  и, следовательно, компактность детектора.

В последнее время в электромагнитной калориметрии широко используются сцинтиллирую-

щие кристаллы вольфрамата свинца  $PbWO_4$  (далее PWO), обладающие достаточно малыми значениями  $X_0$  и  $R_m$ :  $X_0 = 0.9$  см и  $R_m = 2$  см. Кристаллы PWO с поперечным сечением  $22 \times 22$  мм<sup>2</sup> и длиной 180 мм являются основой ДЭ электромагнитного калориметра PHOS ядерно-физического эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН. Свет сцинтилляций, образованный частицами электромагнитного ливня в кристалле, преобразуется в электрический сигнал лавинным фотодиодом (ЛФД), установленным на торце кристалла. В ДЭ PHOS используются ЛФД типа S8148 (S8664-55) производства фирмы Hamamatsu [6] с размером чувствительной области  $5 \times 5$  мм. Преобразование токового сигнала ЛФД в импульс напряжения осуществляется малошумящим зарядочувствительным предусилителем (ЗЧП) [7]. Дальнейшая обработка сигнала происходит в картах считывающей электроники [8], каждая из которых обеспечивает оцифровку формы сигнала (так называемое сэмплирование (sampling)) с частотой 10 МГц, первичную обработку и передачу данных для 32-х детектирующих элементов. При off-line анализе по кодам восстанавливается форма импульса, по которой вычисляется амплитуда сигнала и ее положение во времени.

Считывающая электроника позволяет проводить измерения в диапазоне выделенной в ДЭ энергии от 5 МэВ до 80 ГэВ. При этом обеспечивается хорошее энергетическое разрешение, но время прихода сигнала можно определить с точностью, приблизительно равной 8 нс, при выделенной энергии 1 ГэВ.

Важнейшей физической задачей PHOS является измерение так называемых прямых термальных фотонов, испускаемых кварк-глюонной плазмой, образующейся при столкновении ядер высоких энергий. Многие систематические ошибки измерения спектров прямых фотонов определяются точностью измерения выхода  $\pi^0$ -мезонов [9], которая зависит от разрешений калориметра по двухфотонной инвариантной массе и времени. Для улучшения точности выделения прямых фотонов на фоне  $\gamma$ -квантов из распада нейтральных мезонов детектирующие элементы охлаждаются до температуры  $-25^\circ\text{C}$ . По сравнению с работой при комнатной температуре это позволило значительно снизить шумы электронного канала и повысить световых выход кристаллов PWO в  $\sim 3$  раза [1]. Оба этих фактора улучшают разрешение по инвариантной массе. Кроме того, рабочая температура  $-25^\circ\text{C}$  легко достигается стандартными промышленными методами охлаждения. Улучшение временного разрешения уменьшает неопределенности, связанные с ошибочной идентификацией нейтронов и антинейтронов как фотонов. Отметим, что ввиду достаточно сильной

температурной зависимости коэффициента усиления ЛФД и световых выходов кристаллов температура ДЭ должна поддерживаться с точностью лучше  $0.3^\circ\text{C}$ , что требует наличия системы термостабилизации.

Работа при отрицательной температуре требует поддержания влажности в объеме спектрометра ниже точки росы. Для этого модули PHOS герметизируются, а их внутренний объем заполняется сухим азотом. Отметим, что герметизация объема спектрометра создает значительные трудности при обслуживании электроники PHOS, которая также находится внутри герметичного объема, вне холодной зоны, при комнатной температуре.

Использование малошумящей электроники вместе с охлаждением ДЭ позволяет получить разрешение по инвариантной массе двух  $\gamma$ -квантов лучше  $5$  МэВ/ $c^2$  [9].

В настоящее время планируется модернизация ДЭ PHOS. Одной из основных целей модернизации является улучшение временного разрешения  $\sigma_t$  от  $\sim 8$  до  $0.5$  нс при выделенной энергии электромагнитного ливня в ДЭ (энерговыведении) 1 ГэВ. Для этого планируется замена фотодетектора и карт считывающей электроники. Рассматриваются фотодетекторы различных типов: ЛФД большей площади, кремниевые фотоумножители. Исследуются варианты решений, позволяющие эксплуатировать PHOS без ухудшения основных характеристик при комнатной температуре. При этом основа ДЭ – кристалл вольфрамата свинца – остается без изменений, а ЗЧП производится с учетом наличия современной компонентной базы и геометрии контактов новых фотодетекторов. Принципиальная схема ЗЧП практически не изменяется.

В данной работе приводятся экспериментальные результаты измерения энергетического и временного разрешений четырех прототипов электромагнитного калориметра PHOS, проведенные при положительной температуре  $+17.58^\circ\text{C}$ . Для экспериментов на пучке было изготовлено по девять ДЭ для каждого прототипа калориметра PHOS. Прототипы отличались типом фотодетектора в ДЭ.

Измерения были проведены в 2017 г. на вторичных пучках T9 в East Hall синхротрона PS ЦЕРН в диапазоне импульсов  $1-10$  ГэВ/ $c$ . Специально для измерений был разработан и изготовлен ряд электронных карт и блоков: ЗЧП, компараторов с низким порогом и другой вспомогательной электроники, обеспечивших проведение высокоточных спектрометрических и временных измерений. Подробное описание этих карт и блоков не входит в задачи данной работы и будет приведено в отдельной статье.

## 2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

### 2.1. Описание детектирующих элементов и прототипов калориметра

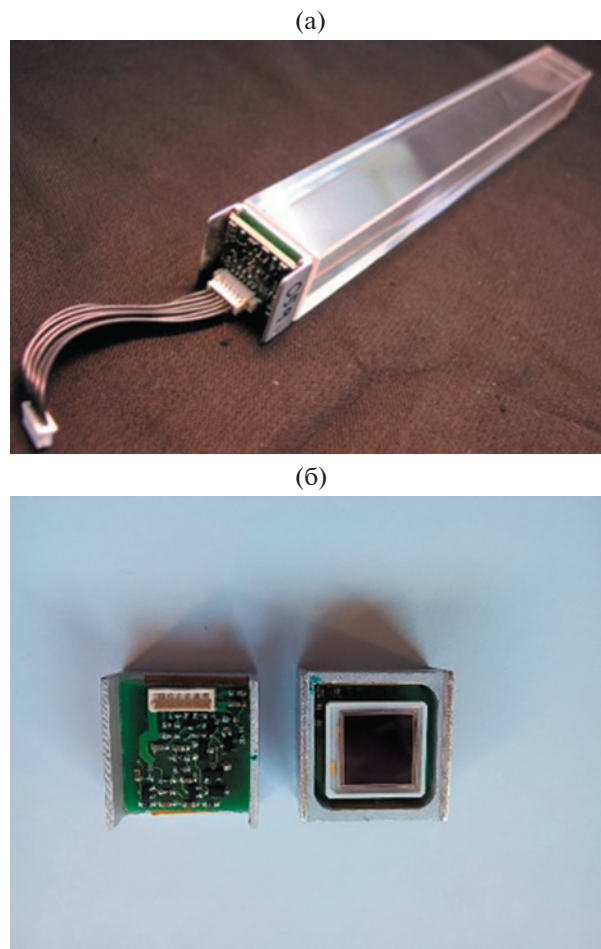
Детектирующие элементы (рис. 1а), из которых собирались все исследованные в данной работе прототипы калориметра RHOS, состояли из кристалла вольфрамата свинца в форме прямоугольного параллелепипеда сечением  $22 \times 22 \text{ мм}^2$  и длиной 180 мм, фотодетектора и ЗЧП. При этом в каждом прототипе формировалась прямоугольная матрица из девяти ДЭ размерностью  $3 \times 3$  (сборка  $3 \times 3$ ).

Для размещения прототипов использовался термостат калориметра на 256 каналов (сборка  $16 \times 16$ ), описанный в [7]. С целью сглаживания температурных колебаний оставшийся свободный объем термостата был заполнен ДЭ RHOS, отключенными от питания. Так же как и в действующем RHOS, поддержание стабильной температуры ДЭ обеспечивалось прокачкой охлаждающей жидкости  $\text{C}_6\text{F}_{14}$  внутри термостата. Стабильность температуры достигалась периодическим охлаждением этой жидкости или ее нагревом. Гистограмма распределения температуры, набранная в процессе измерений, имеет колоколообразную форму со средним значением температуры  $17.58^\circ\text{C}$  и среднеквадратичным отклонением  $0.06^\circ\text{C}$ . Подгонка распределением Гаусса дает среднее значение температуры  $17.58^\circ\text{C}$  и дисперсию  $0.03^\circ\text{C}$ . Подробное описание системы охлаждения и термостабилизации приведено в [7].

В качестве фотодетекторов три прототипа содержали ЛФД и один прототип – матрицы из кремниевых фотоэлектронных умножителей (Si-ФЭУ). Отметим, что фотодетекторы в каждой сборке были подобраны так, что позволяли использовать общее для всех ДЭ сборки напряжение смещения. Фотодетекторы впаивались в печатные платы площадью  $19 \times 19 \text{ мм}^2$ , на обратной стороне которых были смонтированы ЗЧП, а в случае Si-ФЭУ – схемы подачи питания и съема сигнала. Печатные платы вклеивались в опорную рамку-экран из алюминия. Пример такой сборки приведен на рис. 1б.

В первой так называемой “контрольной” сборке были применены ЗЧП действующего RHOS с ЛФД Hamamatsu S8664-55 с чувствительной площадью  $5 \times 5 \text{ мм}^2$ .

Во второй сборке (А) устанавливались детектирующие элементы с ЛФД Hamamatsu S8664-1010 с чувствительной площадью  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  производства 2016 г. (см. рис. 1), использованные в [10]. Предусилители были того же типа, что и в контрольной сборке. Из-за отличия геометрии контактов ЛФД S8664-1010 и S8664-55 соединение их с предусилителем осуществлялось при помощи разработанной переходной платы.



**Рис. 1.** Фотография: а – детектирующего элемента RHOS в сборе; б – детали из печатной платы с ЗЧП и ЛФД Hamamatsu S8664-1010 с чувствительной площадью  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  для прототипа Б, плата вклеена в опорную рамку (слева – вид со стороны ЗЧП, справа – вид со стороны чувствительной области ЛФД).

Для третьей сборки (Б), изготовленной в 2017 г., были также использованы ЛФД Hamamatsu S8664-1010 с площадью чувствительной области  $10 \times 10 \text{ мм}^2$ , произведенные в 2017 г. Для них был разработан и изготовлен ЗЧП, аналогичный контрольному, но с учетом новой геометрии ЛФД. Зарядовая чувствительность нового ЗЧП оказалась примерно на 30% меньше по сравнению с ЗЧП для S8664-55, что можно объяснить увеличением паразитных емкостей, вызванным новой топологией разводки платы ЗЧП. Отметим, что токи утечки ЛФД сборки Б были меньше, чем сборки А.

В четвертой сборке (сборка с Si-ФЭУ) в качестве фотодетектора использовались матрицы  $2 \times 2$ , собранные в Hamamatsu из Si-ФЭУ типа MPPC S12572-015C [11]. Эти Si-ФЭУ, отобранные в состав матриц, имеют близкие напряжения пита-

ния, размеры микроячеек в них  $15 \times 15$  мкм, чувствительная площадь окна  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup>. Si-ФЭУ в матрице электрически соединены параллельно. Общая площадь чувствительной области матрицы  $2 \times 2$  составляет  $6 \times 6$  мм<sup>2</sup>. Близкие характеристики всех использованных Si-ФЭУ позволили применить одинаковое напряжение питания для всех матриц. Для подачи напряжения и съема сигналов с матрицы Si-ФЭУ была разработана печатная плата площадью  $19 \times 19$  мм<sup>2</sup>.

Механическое соединение кристалла и фотодетектора в ДЭ обеспечивалось их склейкой по всей площади фотодетектора при помощи оптического клея Cargille Meltmount Quick Stick™ производства Cargille Laboratories, США [12], который при нагревании становится жидким. Клей, кристалл, рамка с ЗЧП и ЛФД нагревались до  $+70^\circ\text{C}$ , после чего клей наносился на склеиваемые поверхности элементов, которые соединялись и фиксировались на время охлаждения. В процессе охлаждения до комнатной температуры клей отвердевал, образуя механическую связь фотодетектора и кристалла, обеспечивая оптическое соединение с показателем преломления  $n_d = 1.704$ . Разработанная технология сборки и склейки обеспечивала толщину слоя клея  $\sim 100$  мкм.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПУЧКОВЫХ ИСПЫТАНИЙ

Главной целью пучковых испытаний было определение временного и энергетического разрешений для сборки Б и временных разрешений ДЭ для остальных сборок. Основной массив данных был набран для сборки Б. Спектрометрические свойства остальных сборок были подробно изучены в 2016 г. и частично опубликованы в [10].

Отметим, что для измерения временных характеристик ДЭ достаточно иметь один детектирующий элемент, в то время как для измерения энергетического разрешения прототипа необходима сборка из девяти элементов (в виде массива  $3 \times 3$ ). Это связано с тем, что при выбранных геометрических размерах энергии электромагнитного ливня выделяется в нескольких соседних ДЭ.

При измерениях прототип со сборками помещался на дистанционно-управляемый стол с возможностью перемещения по горизонтальной и вертикальной осям. Стол использовался для юстировки сборок относительно пучка частиц и перемещения исследуемой сборки под пучок. Поперечные размеры счетчиков триггера и регулировка положения фокуса пучка позволяли в одном сеансе измерений облучать электронами все девять ДЭ сборки, находящейся под пучком (облучение так называемым “широким пучком”).

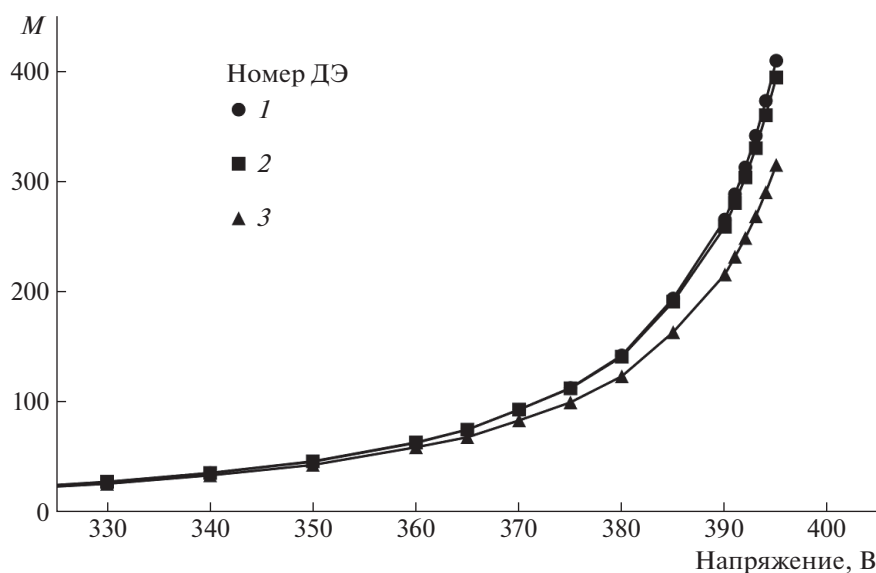
На ДЭ сборки напряжение смещения подавалось от высоковольтного источника питания – пикоамперметра Keithley-6487.

#### 3.1. Описание триггера эксперимента

Триггер эксперимента служил для синхронизации времени обработки и записи сигналов от всех ДЭ исследуемой сборки с временем попадания электрона в сборку и идентификации электронов в пучке.

Электроны вторичного пучка образуются в основном в результате конверсии  $\gamma$ -квантов в электрон-позитронную пару при распаде нейтрального  $\pi$ -мезона, образующегося в результате ядерного взаимодействия первичного пучка протонов PS с импульсом 24 ГэВ/с с мишенью. Выбор импульса частицы осуществлялся магнитным трактом пучка Т9, состоявшим из 11-ти магнитов различных типов. Магнитная система позволяет проводить отбор частиц только по их импульсу и заряду. Из-за того что в результате взаимодействия в мишени образуется множество других заряженных частиц (протоны, заряженные  $\pi$ -мезоны, каоны, мюоны и др.), необходима не только синхронизация с временем попадания частицы в калориметр, но и идентификация частицы.

Для этого перед калориметром были установлены пороговый газовый счетчик Черенкова длиной 4 м и два быстрых сцинтилляционных счетчика – стартовый и антифоновый. Изменением давления газа в счетчике обеспечивалось получение сигнала от счетчика только от электронов в пучке при всех использованных на Т9 импульсах. Антифоновый счетчик с поперечным размером  $4 \times 4$  см<sup>2</sup> и толщиной 1 см служил для уменьшения количества случайных сбоев и подавления фона частиц гало пучка. Сигналы от стартового счетчика с размерами  $2 \times 2 \times 10$  см использовались для временных измерений. Сцинтиллятор в счетчике просматривался с двух торцов быстрыми вакуумными ФЭУ. В черенковском и антифоновом счетчиках были также использованы ФЭУ. Для разветвления и формирования сигналов использовались коммерческие блоки в стандарте NIM. Триггерным сигналом являлся сигнал совпадения  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $C$  и  $S_A$ , где  $S_1$  и  $S_2$  – сигналы от ФЭУ стартового счетчика,  $C$  и  $S_A$  – сигналы от черенковского и антифоновых счетчиков соответственно. В каналах стартового счетчика использовались формирователи со следящим порогом типа N605 производства CAEN, Италия. Триггерный сигнал был привязан по времени к сигналу  $S_1$  от одного из ФЭУ стартового счетчика. Применение быстрого пластика, быстрых ФЭУ и формирователей со следящим порогом в каналах стартового счетчика обеспечили точность временной привязки триггерного сигнала 120 пс.



**Рис. 2.** Зависимость коэффициента усиления  $M$  от напряжения на ЛФД при комнатной температуре. Представлены результаты для ДЭ центрального столбца сборки Б. 2 – центральный ДЭ; 1 и 3 – верхний и нижний ДЭ, соответственно. Для наглядности точки соединены прямыми линиями.

Для оцифровки сигналов и временных измерений был использован модернизированный 16-канальный блок амплитудно-временных измерений TQDC16VS-E, разработанный в ОИЯИ [13].

Программы системы сбора данных MIDAS [14] были реализованы на персональном компьютере под управлением операционной системы Линукс CentOS 7. Компьютер имел две сетевые карты, одна из которых служила для подключения к глобальной сети, а вторая использовалась во внутренней локальной сети, к которой подключался блок электроники TQDC16VS-E. Считывание информации с блока было синхронизовано с сигналом триггера.

Для быстрой off-line обработки использовался программный пакет ROOT [15].

### 3.2. Выбор напряжения смещения

Выбор напряжения смещения, т.е. по сути коэффициента усиления  $M$  лавинного фотодиода, очень важен для получения требуемых характеристик ДЭ. Повышение напряжения смещения ЛФД (особенно при приближении к точке пробоя) приводит к резкому росту  $M$ , что предъявляет повышенные требования к стабильности напряжения смещения и температуры ЛФД. Кроме того, с ростом напряжения увеличивается так называемый шумовой член, учитывающий флуктуации  $M$ , и возрастают паразитные токи. Оба этих эффекта приводят к ухудшению энергетического разрешения. Производитель рекомендует работу ЛФД при напряжении, соответствующем  $M = 50$ . Отметим, что выбор рабочего значения  $M$  опреде-

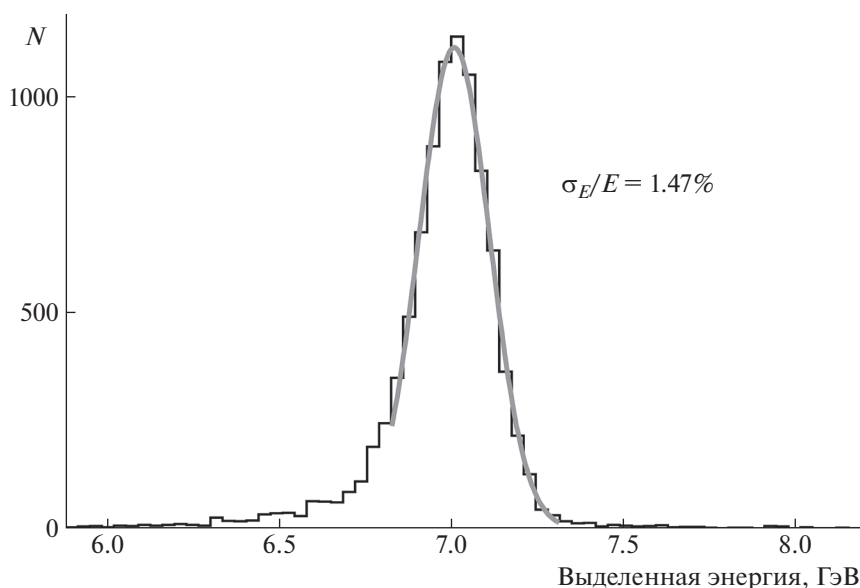
ляется требуемыми характеристиками детектора. При этом работа при других значениях  $M$ , в том числе и при  $M > 50$ , возможна и должна быть экспериментально обоснована. Положительным моментом работы при повышенном значении  $M$  является увеличение крутизны фронта сигнала от ЗЧП, что приводит к улучшению временного разрешения.

Для ЛФД производства 2016 г. напряжение смещения, соответствующее  $M = 50$ , имело среднее значение 351.6 В, разброс напряжения питания составлял от 349.2 до 352 В. Для ЛФД, изготовленных в 2017 г., разброс напряжения питания для  $M = 50$  несколько больше – от 352.9 до 360.6 В при среднем значении 357.7 В. На рис. 2 приведены характерные зависимости коэффициента усиления ЛФД от напряжения в диапазоне 330–395 В. Все измерения были проведены в диапазоне напряжений 330–395 В, коэффициент усиления  $M$  нормировался на единицу при напряжении 30 В. Измерения проведены при комнатной температуре с использованием светодиода, освещавшего открытый торец ДЭ.

Относительно небольшой разброс напряжений питания для обеих сборок позволил использовать одинаковое напряжение на всех ДЭ сборки. Типичное значение темнового тока ЛФД сборки Б было в диапазоне 3–4 нА. Темновые токи сборки А были несколько больше – в пределах 4–6 нА. Темновые токи соответствуют напряжению для  $M = 50$ .

Напряжение смещения в контрольной сборке, как и в действующем RHOS, устанавливалось для значения  $M = 50$ . Напряжение питания для сбор-





**Рис. 3.** Гистограмма суммарного энерговыделения в сборке  $3 \times 3$ . Сплошная линия – подгонка гистограммы распределением Гаусса. Представлены результаты измерений 2017 г. с ЛФД  $10 \times 10 \text{ мм}^2$  при температуре  $+17.58^\circ\text{C}$  и энергии пучка 7 ГэВ.

ки матриц Si-ФЭУ устанавливалось, согласно рекомендациям производителя.

### 3.3. Энергетическое разрешение

Импульсное разрешение частиц пучка определялось шириной щели горизонтального коллиматора, которая в экспериментах составляла 6 мм. Такая величина щели соответствует  $\Delta P/P = 0.6\%$ , где  $\Delta P$  и  $P$  – соответственно полный разброс и среднее значение импульса пучка. Сборки облучались “широким” пучком, т.е. пучком, полная ширина которого определялась поперечными размерами счетчика  $S_A$  и положением фокуса пучка. Положение фокуса выбиралось таким образом, чтобы при всех импульсах пучка обеспечивалось облучение всех ДЭ сборки.

Энергетическое разрешение сборки при энергии  $E$  определялось по результатам проведения следующих этапов [16].

1) Проводилась относительная калибровка всех ДЭ, для чего определялась максимальная амплитуда в каждом ДЭ. По этой амплитуде определялись относительные коэффициенты усиления:  $g_i = A_i/A_c$ , где  $A_i$  – максимальная амплитуда  $i$ -го ДЭ,  $A_c$  – максимальная амплитуда центрального ДЭ.

2) Проводился отбор центральных событий, отвечающих попаданию электрона в центр сборки (квадрат  $14 \times 14$  мм относительно продольной оси центрального ДЭ). Для каждого центрального события определялось энерговыделение как  $E = \sum g_i A_i$ , ( $i = 1, \dots, 9$ ). По суммарному энерговыделению заполнялась гистограмма событий, кото-

рая имела вид распределения Гаусса (рис. 3) с затянутым (из-за утечек энергии электромагнитного ливня) в сторону малых энергий “хвостом” и максимумом, соответствующим энергии  $E$ .

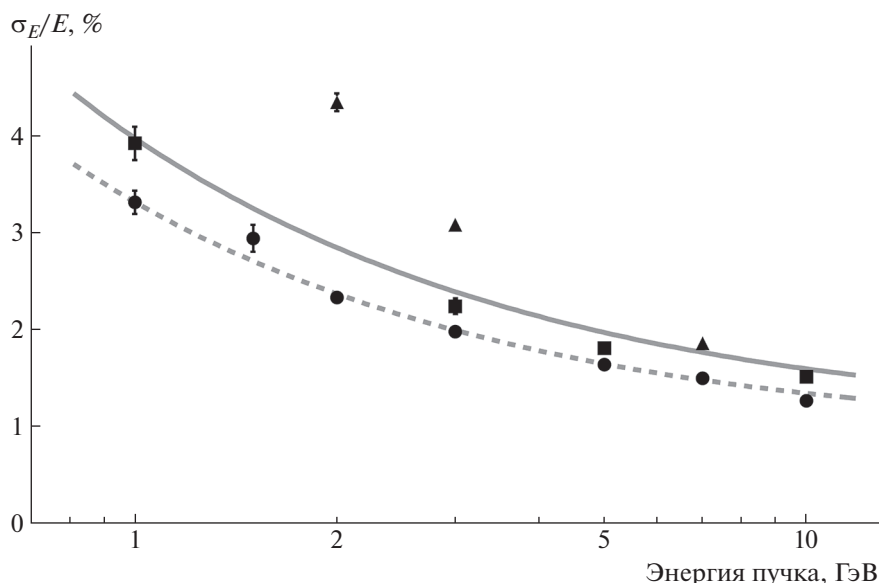
3) Гистограмма подгонялась распределением Гаусса со средним значением  $E$  и дисперсией  $\sigma_E$ , отношение  $\sigma_E/E$  является относительным энергетическим разрешением при энергии  $E$  (см. рис. 3).

Следует отметить, что при описанном выше отборе центральных событий основная часть (от 70 до 80%) энергии электромагнитного ливня выделяется в центральном ДЭ [1], а остальная энергия – в соседних ДЭ сборки. Следовательно, энергетическое разрешение во многом определяется центральным ДЭ.

Зависимость относительного энергетического разрешения от энергии пучка приведена на рис. 4 вместе с результатами подгонки для сборок с лавинными фотодиодами. Кривые подгонялись по следующей формуле [10]:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{E}\right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + c^2}, \quad (1)$$

где  $E$ , ГэВ – энергия;  $a$  – константа, связанная с шумами электроники;  $b$  – так называемый стохастический член, связанный с флуктуациями электромагнитного ливня и статистикой фотокликов ДЭ и неоднородностей структуры калориметра [1, 2]. Отметим, что стохастический член накладывает принципиальные ограничения на величину относительного энергетического разрешения. Результаты подгонки эксперимен-



**Рис. 4.** Зависимости относительного энергетического разрешения от энергии электронов. Треугольники – результаты измерений с ЛФД  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  при  $+17.58^\circ\text{C}$ , сплошная линия – результаты подгонки формулой (1) энергетического разрешения действующего РНОС с ЛФД  $5 \times 5 \text{ мм}^2$ , полученные при  $-25^\circ\text{C}$  в [7]; квадраты – результаты для сборки А при  $+17.5^\circ\text{C}$  опубликованные в [10]; кружки – результаты для сборки Б при температуре  $+17.58^\circ\text{C}$ . Штриховая линия – результаты подгонки этих данных формулой (1).

тальных данных для сборки Б дали следующие значения параметров:  $a = 1.17 \pm 0.07$ ,  $b = 2.94 \pm 0.20$  и  $c = 0.96 \pm 0.08$ .

Процедура измерения энергетического разрешения “широким” пучком была подтверждена в 2017 г. экспериментально при энергии 7 ГэВ. Для этого были выполнены измерения с так называемым “узким” пучком, т.е. с пучком с меньшим по сравнению с ДЭ поперечным сечением. В этих измерениях с триггер был включен сцинтилляционный счетчик с поперечным сечением  $1 \times 1 \text{ см}^2$ , определявший сечение пучка. По результатам измерений обоими методами получены одинаковые в пределах ошибок измерений значения относительного энергетического разрешения.

Для определения рабочего диапазона коэффициента усиления  $M$ , в котором можно работать без ухудшения энергетического разрешения с имеющейся в РНОС системой термостабилизации и источниками напряжения смещения ЛФД, при энергии 3 ГэВ были измерены относительные энергетические разрешения в диапазоне значений  $M$  от 50 до 300 для центрального ДЭ. Ре-

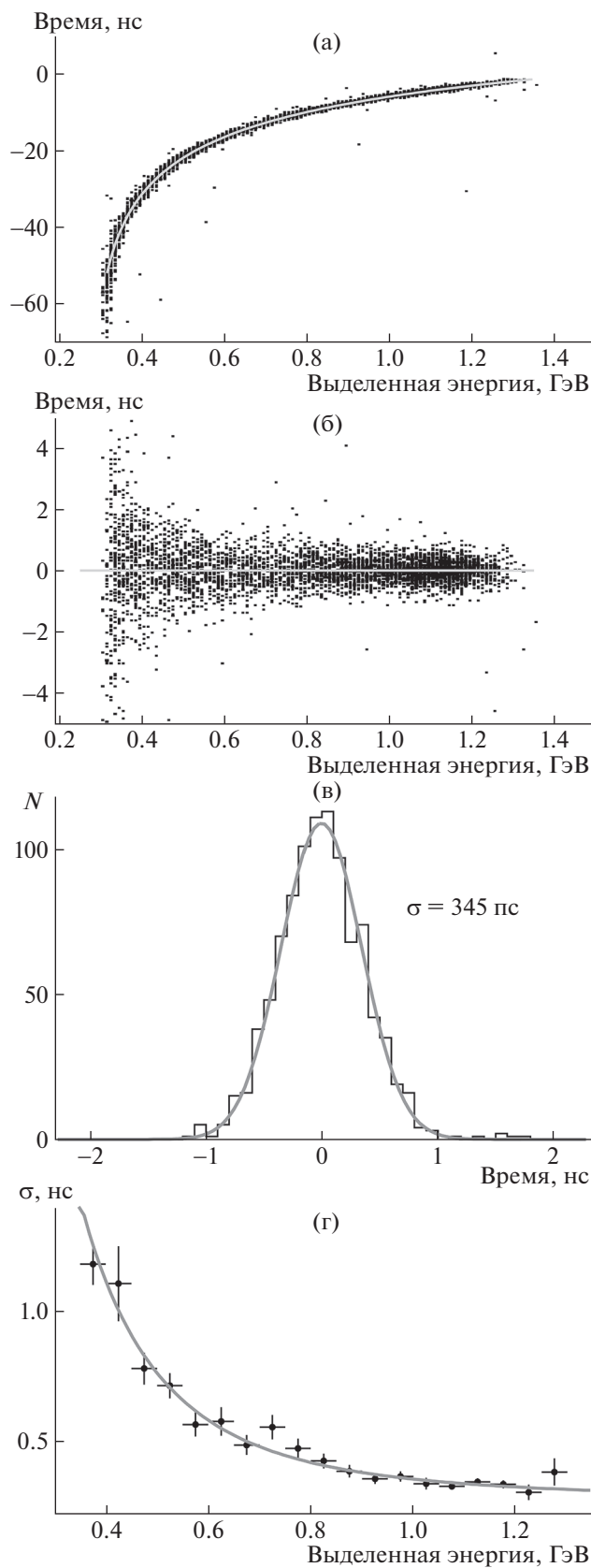
зультаты измерений представлены в табл. 1. В пределах статистических неопределенностей не обнаружено увеличения  $\sigma(E)/E$  при росте  $M$  до 183. Показано значительное, статистически значимое, ухудшение энергетического разрешения при  $M = 258$ .

### 3.4. Временное разрешение детектирующих элементов

Временное разрешение  $\sigma_t$  определялось для отдельного ДЭ. Во временном канале использовалась модернизированная версия компараторов, описанных в [16], с минимальным порогом срабатывания 2 мВ. Временные характеристики вычислялись из тех же данных, что и энергетическое разрешение. При изучении временных свойств в диапазоне энергоснабжения 1–1.5 ГэВ брались данные, полученные при импульсе пучка в диапазоне 1.5–3 ГэВ/с. Такой выбор значений импульса позволяет определить с хорошей точностью временное разрешение при энергоснабжении 1 ГэВ в ДЭ в условиях ограниченного времени ра-

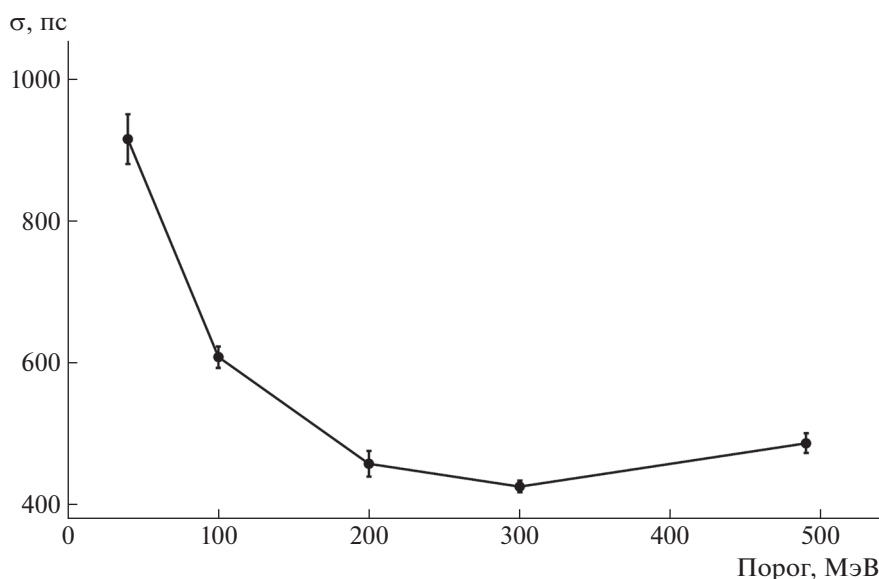
**Таблица 1.** Значения относительного энергетического разрешения сборки Б при разных значениях напряжения. Для ориентировки указан коэффициент усиления  $M$  центрального ДЭ. Энергия пучка 3 ГэВ

$U, \text{В}$	355	365	375	385	390
$M$	50	74	101	183	258
$\sigma_E/E, \%$	$1.95 \pm 0.06$	$1.96 \pm 0.05$	$1.97 \pm 0.06$	$2.03 \pm 0.03$	$2.13 \pm 0.03$



**Рис. 5.** а – двумерная зависимость энерговыделения в ДЭ от времени до коррекции; б – распределение, скорректированное на зависимость времени от амплитуды; в – одномерные распределения числа событий от времени для энерговыделения 1 ГэВ; г – зависимость временного разрешения ДЭ от энерговыделения. Данные приведены для ДЭ с коэффициентом усиления ЛФД  $M = 140$  при  $U = 380$  В. Энергия пучка 1.5 ГэВ.





**Рис. 6.** Зависимость временного разрешения центрального ДЭ от величины порога компараторов в энергетическом эквиваленте. Энерговыведение в ДЭ 1 ГэВ.  $U = 375$  В. Энергия пучка 3 ГэВ. Сборка Б.

боты на пучке. Отметим, что получены аналогичные временные свойства сборок А и Б. Мы в этой работе приводим результаты для сборки Б.

Для определения временного разрешения применялась следующая процедура [17]. Строилось двумерное распределение зависимости разности между временем триггера и временем срабатывания ДЭ (далее просто времени  $t$ ) от выделенной энергии. Пример такого распределения для энергии пучка 1.5 ГэВ приведен на рис. 5а. Кривая отображает тот факт, что чем меньше амплитуда сигнала, тем с большим запаздыванием вырабатывается временной сигнал. Для устранения зависимости времени срабатывания от амплитуды была проведена коррекция наклона этой кривой. Для этого двумерная зависимость была подогнана степенной функцией (сплошная линия на рис. 5а):

$$t = p_0 - p_1(E - p_3)^{-p_2}, \quad (2)$$

где  $t$  — время,  $E$  — выделенная энергия,  $p_0$ – $p_3$  — параметры, определяемые из погонки. Затем, со-

**Таблица 2.** Временное разрешение при разных  $M$  для центрального ДЭ

$M$ (U, В)	$\sigma$ , пс
50 (355)	805 ± 49
101 (375)	420 ± 15
140 (380)	361 ± 9
183 (385)	349 ± 8

Примечание. Энерговыведение 1 ГэВ. Сборка ЛФД 2017 г.

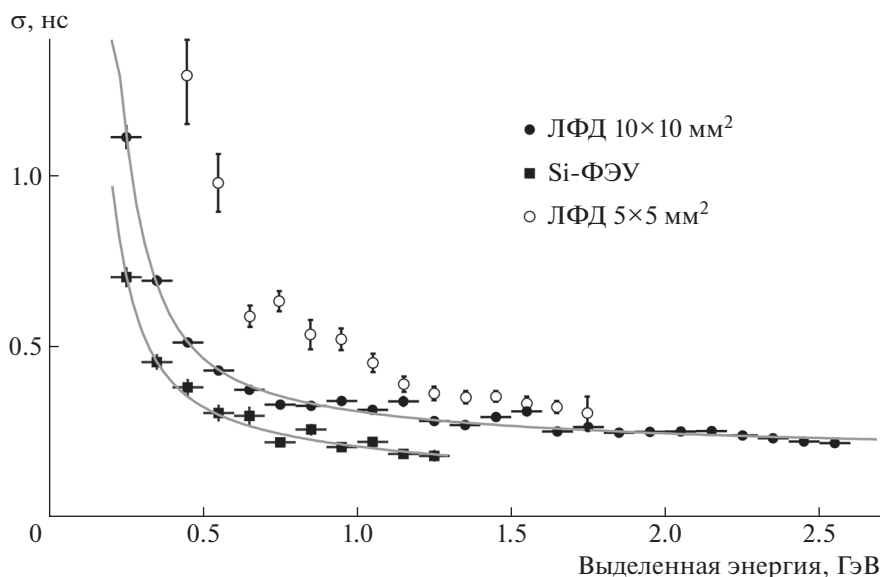
гласно найденным параметрам, распределение было откорректировано согласно (2), что привело к выпрямлению зависимости (см. рис. 5б).

Для каждого бина по выделенной энергии из откорректированного распределения были вычислены одномерные распределения числа событий от времени, которые подгонялись распределением Гаусса (см. рис. 5в). На рис. 5г приведена зависимость дисперсии распределения Гаусса, которая в основном определяет временное разрешение ДЭ от энерговыведения. Кривая на рис. 5г — результат подгонки 4-параметрической функцией вида

$$\sigma = \sqrt{\left(\frac{A_{SQ}}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{A_1}{E}\right)^2 + \left(\frac{A_2}{E^2}\right)^2} + A_0. \quad (3)$$

Временное разрешение зависит от порога компараторов, используемых в блоках электроники. На рис. 6 приведена зависимость временного разрешения для центрального ДЭ от энергетического эквивалента величины порога компаратора для сборки Б при энергии пучка 3 ГэВ и  $M = 101$ . В этой работе приводятся значения временного разрешения ДЭ, полученные при величине порога компараторов, эквивалентной энергии 300 МэВ.

Временное разрешение определяется уровнем шума и крутизной фронта сигнала. Последняя определяется, в том числе, коэффициентом усиления МЛФД. Были проведены измерения  $\sigma$ , для разных значений  $M$ . В табл. 2 приведены результаты измерений временного разрешения  $\sigma$ , для центрального ДЭ сборки Б при разных порогах компараторов в энергетическом эквиваленте.



**Рис. 7.** Зависимость временного разрешения от энергосвыделения для ДЭ с различными фотодетекторами. Светлые кружки – данные из работы [18] для ДЭ действующего RHOS при  $M = 50$  и  $T = -25^\circ\text{C}$ , полученные с использованием ДЭ действующего RHOS и электроникой, описанной в [18]; темные кружки – данные для сборки Б, энергия пучка 3 ГэВ,  $M = 140$ ; черные квадраты – сборка Si-ФЭУ, энергия пучка 1.5 ГэВ. Кривые – результаты подгонки экспериментальных данных формулой (3).

Также было измерено временное разрешение для ДЭ из контрольной сборки и сборки Si-ФЭУ. Результаты измерений приведены на рис. 7.

Временное разрешение ДЭ из сборки Si-ФЭУ оказалось лучше 300 пс. Временные разрешения для ДЭ с разными фотодетекторами приведены на рис. 7.

Все данные по временным измерениям не корректировались на временное разрешение триггера, которое определялось стартовым счетчиком и привязано к сигналу  $S_1$  от ФЭУ. Временное разрешение триггера оценивается как  $\sigma_{TR} = 120$  пс.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведены результаты пучковых испытаний четырех прототипов электромагнитного калориметра RHOS эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере LHC в ЦЕРН. Прототипы представляли собой массив (сборку) размерностью  $3 \times 3$  из детектирующих элементов с различными фотодетекторами. В качестве фотодетекторов использовались лавинные фотодиоды S8148 (S8664-55) и S8664-1010 с площадью чувствительной области 25 и 100 мм<sup>2</sup>, соответственно. В одном из прототипов использовались матрицы  $2 \times 2$ , собранные из кремниевых фотоумножителей типа MPPC S12572-015C. Применялись фотодетекторы производства фирмы Hamamatsu, Япония.

Были получены кривые энергетического разрешения сборок и временное разрешение ДЭ в

диапазоне импульсов пучка от 1 до 10 ГэВ/с. Измерения выполнены при температуре  $+17.58^\circ\text{C}$ .

В настоящий момент по результатам пучковых испытаний можно сделать следующие выводы.

1) Увеличение в 4 раза чувствительной площади ЛФД полностью компенсирует охлаждение до  $-25^\circ\text{C}$ , что позволит существенно упростить и удешевить обслуживание и ремонт RHOS после модернизации.

2) Сравнение сборок А и Б, в которых были использованы ЛФД S8664-1010 показывает, что применение более современной элементной базы и новой топологии ЗЧП в сборке Б улучшает энергетическое разрешение на  $\sim 20\%$  при низких энергиях ( $< 2$  ГэВ, см. рис. 4). Показана возможность работы при значениях коэффициента усиления  $M$  лавинного фотодиода S8664-1010 в диапазоне 50–180. Работа при  $M \geq 300$  нецелесообразна ввиду повышенных требований к стабилизации температуры и напряжения питания ЛФД. Энергетическое разрешение при  $M = 300$  ухудшается на 9%.

Характеристики примененного источника напряжения смещения позволяют практически исключить вклад в энергетическое разрешение нестабильности напряжения. Основной вклад, по видимому, определяется стабильностью температуры, которую может обеспечить использованная система термостабилизации. Подтверждены данные работы [10] о том, что для контрольной сборки работа при температуре  $17.58^\circ\text{C}$  не позволяет получить требуемое энергетическое разрешение.

Данные об энергетическом разрешении сборки Si-ФЭУ также приведены в работе [10].

Подробно исследованная кривая энергетического разрешения позволила оценить вклады от шумов электроники и флуктуаций ливня, а также величину постоянного члена в энергетическом разрешении для сборки Б. Шумы электроники и постоянный член в пределах ошибок совпадают с данными, полученными для ЛФД малой площади при отрицательной температуре. Флуктуации ливня (стохастический член в энергетическом разрешении) лучше для сборки Б.

3) Временное разрешение при энерговыделении 1 ГэВ с ЛФД не превышает 500 пс при работе в диапазоне значений коэффициента усиления  $M$  100–150 для ДЭ из матриц А и Б. Временное разрешение ДЭ из контрольной сборки не удовлетворяет требованиям модернизации RHOS, тогда как временное разрешение для ДЭ из сборки Si-ФЭУ лучше 300 пс при энерговыделении 1 ГэВ.

#### БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаем благодарность сотрудникам ускорительного отдела ЦЕРН, обеспечившим бесперебойную работу ускорителя PS и вторичного пучка T9. Выражаем благодарность нашим коллегам из эксперимента ALICE за поддержку и полезные обсуждения результатов, коллегам из НИЦ “Курчатовский институт” за полезные замечания, высказанные в ходе обсуждения представленных экспериментальных результатов.

Благодарим также наших коллег из отдела электроники ЛВЭ ОИЯИ за модернизацию под наши требования блока TQDC и помощь в настройке и запуске этого блока.

#### ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке НИЦ “Курчатовский институт”, приказ № 2767 от 28 октября 2021 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- ALICE Collaboration. *Dellacasa G. et al.* Alice Technical Design Report CERN/LHCC 99-4. ALICE TDR 2. 5 March 1999. ISBN 92-9083-138-3.
- The ALICE Collaboration. *Aamodt K. et al.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08002. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08002>
- Wigmans R.* Calorimetry. Energy Measurements in Particle Physics. Oxford: Clarendon Press, 2008.
- The CMS Collaboration. *Chatrchyan S. et al.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08004. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08004>
- The ATLAS Collaboration. *Aad G. et al.* // J. Instrum. 2008. V. 3. P. S08003. <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08003>
- URL: <https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/optical-sensors/apd/si-apd/S8664-55.html> (дата обращения: 24.04.2022)
- Aleksandrov D.V., Burachas S.F., Ippolitov M.S., Lebedev V.A., Manko V.I., Nikulin S.A., Nyanin A.S., Sibiriak I.G., Tsvetkov A.A., Vasiliev A.A., Vinogradov A.A., Bogolyubsky M.Yu., Kharlov Yu.V., Konstantinov S.A., Petrov V.S. и др.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2005. V. 550. P. 169. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.03.174>
- Yin Z.B., Liu L.J., Muller H., Rohrich D., Sibiryak I., Skaali B., Vinogradov A., Wang D., Wang Y.P., Zhang F., Zhou D.C.* // Journal of Physics: Conference Series. 2011. V. 293. P. 012019. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/293/1/012019>
- ALICE Collaboration. *Adam J. et al.* // Phys. Lett. B. 2016. V. 754. p. 235. <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2016.01.020>
- Балыгин К.А., Ипполитов М.С., Климов А.И., Лебедев В.А., Манько В.И., Мелешко Е.А., Сибиряк Ю.Г., Акиндинов А.В., Изучеев В.И., Арефьев В.А., Водопьянов А.С., Горбунов Н.В., Кузьмин Н.А., Номоконов П.В., Петухов Ю.П., Руфанов И.А. и др.* // ПТЭ. 2018. № 5. С. 13. <https://doi.org/10.1134/S003281621804016X>
- URL: [https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99\\_SALES\\_LIBRARY/ssd/s12572-010\\_etc\\_kapd1045e.pdf](https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/ssd/s12572-010_etc_kapd1045e.pdf) (дата обращения: 24.04.2022)
- URL: <https://cargille.com/mounting-media> (дата обращения: 24.04.2022)
- URL: <https://indico.jinr.ru/event/681/contributions/5565/attachments/4397/>(дата обращения: 24.04.2022)
- URL: <https://indico.jinr.ru/event/681/contributions/5565/attachments/4397/>(дата обращения: 24.04.2022)
- URL: <https://root.cern.ch/> (дата обращения: 24.02.2022)
- Ипполитов М.С., Балыгин К.А., Манько В.И., Сибиряк Ю.Г., Акиндинов А.В., Водопьянов А.С., Горбунов Н.В., Запорожец С.А., Номоконов П.В., Руфанов И.А.* // ПТЭ. 2017. № 1. С. 33. <https://doi.org/10.7868/S0032816217010025>
- Bogolyubsky M., Ippolitov M., Kuryakin A., Manko V., Muller H., Nomokonov P., Punin V., Rohrich D., Sadowsky S., Sibiriak I., Skaali B., Sugitate T., Vasil'ev A., Vinogradov A., Vodopianov A., Zhou D.* // Nucl. Instrum. and Methods A. 2009. V. 598. P. 702. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2008.10.003>
- Балыгин К.А., Ипполитов М.С., Климов А.И., Манько В.И., Мелешко Е.А., Сибиряк Ю.Г.* // ПТЭ. 2017. № 1. С. 25. <https://doi.org/10.7868/S0032816217010165>