

Содержание

1	Введение	4
2	Эксперимент Belle II	6
2.1	Коллайдер SuperKEKB и детектор Belle II	6
2.2	Электромагнитный калориметр	8
2.2.1	Конструкция калориметра	8
2.2.2	Считывающая электроника калориметра	10
2.3	Взаимодействие частиц в калориметре	13
2.3.1	Электромагнитный ливень	14
2.3.2	Адронный ливень	15
2.3.3	Сцинтилляционное излучение CsI(Tl)	16
2.4	Офлайн подгонка сигнала	17
3	Моделирование сигнала	20
3.1	Сигнал с калориметра	20
3.2	Моделирование шумов	22
3.2.1	Ковариационная матрица шума	23
3.2.2	Шумы электроники	23
3.2.3	Шумы наложения	24
4	Измерение вклада адронной компоненты	27
4.1	Алгоритм подгонки сигнала суммой фотонной и адронной компонент	27
4.2	Временное и амплитудное разрешение	31
4.3	Обработка экспериментальных данных с использованием на- писанного алгоритма	34
5	Подготовка к имплементации в ПЛИС	38
6	Моделирование для модернизации считывающей электро- ники калориметра	40
7	Заключение	44

1 Введение

С 2018 года в исследовательской организации ускорителей высоких энергий КЕК (Цукуба, Япония) проводятся эксперименты с детектором Belle II на e^+e^- коллайдере SuperKEKB. Основными задачами эксперимента Belle II является изучение параметров CP-нарушения в редких распадах B- и D-мезонов, а также поиск Новой физики. Поставленная задача на изучение очень редких процессов накладывает высокие требования на светимость коллайдера. Проектная светимость коллайдера SuperKEKB составляет $6 \times 10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [1], что в 30 раз превышает предыдущий мировой рекорд, поставленный на КЕКВ.

Одной из основных подсистем детектора Belle II является электромагнитный калориметр (ECL), задачей которого является регистрация фотонов с высокой эффективностью в широком диапазоне энергий и определение их энергии и координат. Калориметр состоит из сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl), расположенных в цилиндрической и двух торцевых секциях. Световые импульсы с кристаллов преобразуются в электрические и поступают в считывающую электронику калориметра, представленную модулями ShaperDSP (Shaper & Digital Signal Processor). Здесь происходит аналоговое формирование и оцифровка сигнала, а оцифрованные данные подаются на программируемую логическую интегральную схему (ПЛИС) для восстановления амплитуды и времени прихода сигнала относительно сигнала триггера.

Кроме измерения времени сигнала калориметр можно использовать для идентификации адронов, в частности, разделения адронов и легких ливнеобразующих частиц - фотонов и электронов. Форма вспышки сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) зависит от плотности ионизационных потерь dE/dx [2]. Частицы с высокой dE/dx такие, как альфа-частицы и протоны, производят сцинтилляционное излучение CsI(Tl) с более быстрым временем высвечивания по сравнению с излучением, создаваемыми минимально ионизирующими частицами, в том числе и вспышками засчет электромагнитных ливней. Некоторые частицы, образующиеся при взаимодействии адронов с веществом калориметра, распадаются засчет электромагнитного взаимодействия и, таким образом, в адронном ливне обычно

имеется примесь электромагнитного ливня с меньшей dE/dx . Этот факт позволяет идентифицировать адроны, измеряя вклад адронной компоненты. Для этого сигнал с калориметра подгонялся суммой вкладов фотонной и адронной компонент и величина адронной компоненты используется для идентификации частиц.

Сейчас вклад адронной компоненты определяется в процессе офлайн подгонки сигнала с использованием класса TMinuit пакета ROOT [3]. Для этого, наряду с восстановленными амплитудой и временем, что занимает 32 бита, сохраняются формы импульсов (31×18 бит, после упаковки составляющие ~ 120 бит) с энергией более 50 МэВ. Однако, при плановом увеличении светимости увеличится и объем данных. Поэтому алгоритм подгонки требуется реализовать внутри электроники ECL.

Целью данной работы является разработка алгоритма, моделирующего восстановление фотонной и адронной компонент сигнала в считывающей электронике калориметра. Для достижения данной цели были поставлены следующие задачи:

1. Моделирование выходного сигнала с калориметра, соответствующего входному сцинтилляционному излучению со счетчика CsI(Tl) с вкладом фотонной и адронной компонент.
2. Разработка алгоритма восстановления вклада адронной компоненты для имплементации в ПЛИС.
3. Изучение точности алгоритма восстановления параметров формы сигнала.
4. Сравнение работы и точности алгоритма с существующим в офлайн на экспериментальных данных.
5. Подготовка алгоритма для имплементации в ПЛИС.
6. Исследование возможности модернизации считывающей электроники калориметра.

2 Эксперимент Belle II

2.1 Коллайдер SuperKEKB и детектор Belle II

Коллайдер SuperKEKB является В-фабрикой с асимметричными встречными электрон-позитронными пучками с энергиями 7 ГэВ для электронов и 4 ГэВ для позитронов (рис. 1). Установка работает на энергии $\Upsilon(4S)$ резонанса, соответствующей энергии пучков в системе центра масс 10,58 ГэВ. Электронные и позитронные пучки накапливаются на независимых накопительных кольцах и сталкиваются в единственном месте встречи, где расположен детектор Belle II. Для увеличения мгновенной светимости до проектных значений ($6 \times 10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) коллайдер KEKB, на котором проводился эксперимент Belle, был модернизирован в SuperKEKB. Эта модернизация позволяет увеличить токи пучка и производить столкновения длинных тонких пучков под углом, а также увеличить количество сгустков в пучках [4].

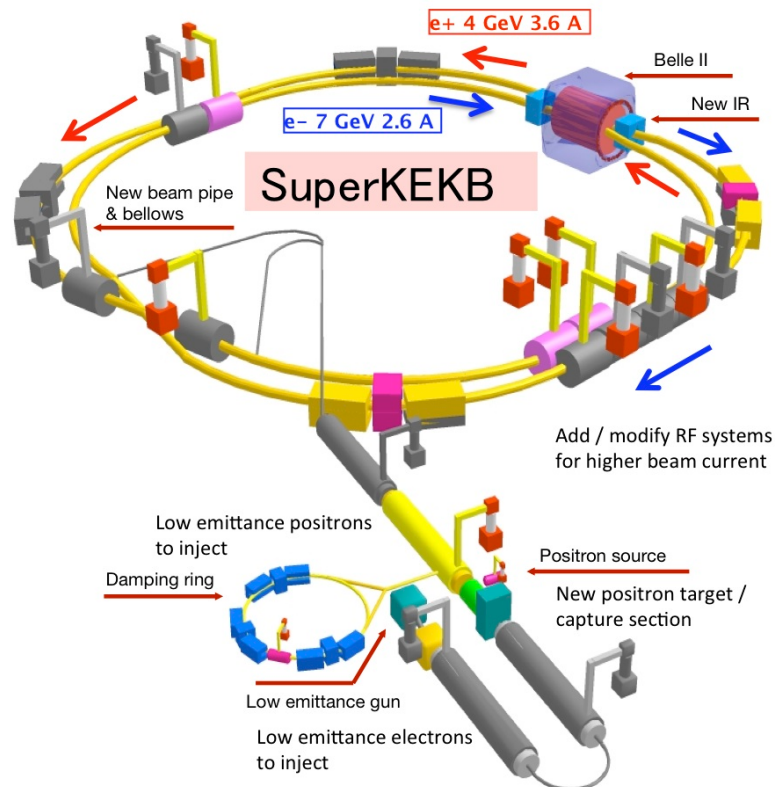


Рис. 1. Ускорительный комплекс SuperKEKB.

Вместе с увеличением светимости коллайдера значительно возрастает и уровень фоновой загрузки. Основной вклад в пучковый фон вносят следующие процессы:

- Эффект Тушека: внутрипучковое рассеяние электронов/позитронов, приводящее к потере частиц из пучка и их попаданию в компоненты ускорителя или детектора Belle II.
- Рассеяние на остаточном газе: рассеяние частиц пучка на молекулах газа в вакуумной камере.
- Радиационное упругое Бабба рассеяние ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$): в этом процессе частица, испуская фотон, теряет энергию и уходит с равновесной орбиты.
- Двухфотонные процессы ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$).

Эти процессы создают сложные условия для работы детектора Belle II по сравнению с экспериментом Belle, и основной задачей конструкции детектора Belle II является обеспечение высокой скорости счета сигнальных событий с возможностью подавления шумов наложения, связанных с фоном.

Детектор Belle II - модернизированная версия детектора Belle [5], который сконструирован так, чтобы соответствовать предъявленным требованиям. Схема детектора Belle II приведена на рисунке 2. Детектор состоит из нескольких подсистем, выполняющих такие функции, как реконструкция заряженных частиц, измерение их импульсов и направлений, а также идентификация частиц [1]:

- пиксельный детектор (Pixel Detector, PXD) и кремниевый вершинный детектор (Silicon Vertex Detector, SVD) используются для определения координат вершин распадов частиц;
- центральная дрейфовая камера (Central Drift Chamber, CDC) используется для реконструкции траекторий заряженных частиц, измерения их импульсов и плотности ионизации dE/dx ;
- черенковские счетчики с измерением координаты и времени распространения (Time-Of-Propagation, TOP) и аэрогелевые черенковские счетчики (Aerogel Ring-Imaging Cherenkov detector, ARICH) позволяют идентифицировать заряженные частицы;
- электромагнитный калориметр (Electromagnetic Calorimeter, ECL) служит для измерения энергии фотонов и ливнеобразующих частиц и

- идентификации электронов, каонов и адронов;
- система регистрации K_L^0 -мезонов и мюонов (KLM).

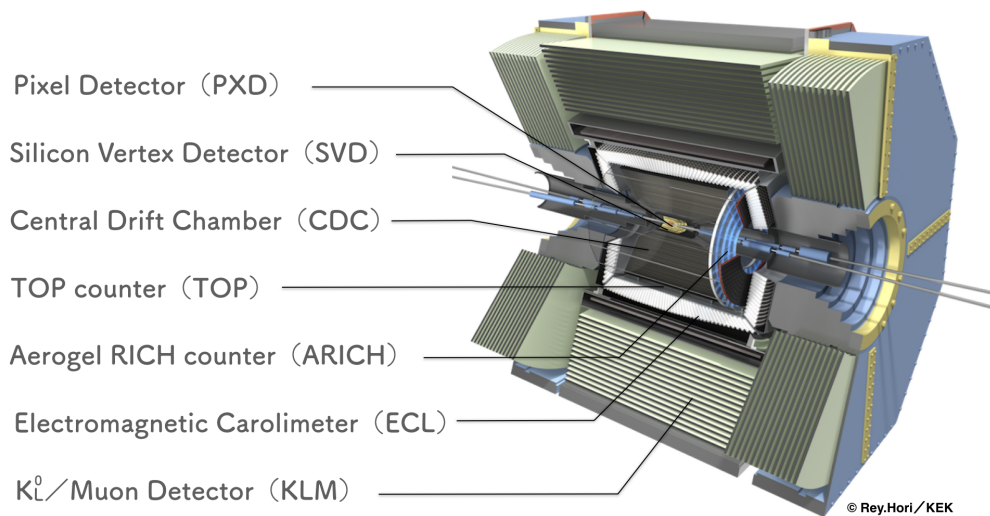


Рис. 2. Схема детектора Belle II.

2.2 Электромагнитный калориметр

2.2.1 Конструкция калориметра

Одну треть продуктов распада B -мезонов составляют π^0 -мезоны и другие частицы, содержащие в продуктах распада фотоны. Энергия фотонов лежит в пределах от 20 МэВ до 4 ГэВ [1]. Поэтому электромагнитный калориметр, позволяющий регистрировать фотоны с высоким разрешением в широком диапазоне энергий, является одной из важнейших частей детектора Belle II. Основными задачами калориметра являются:

- регистрация гамма-квантов с высокой эффективностью;
- измерение энергии и координат фотонов в диапазоне энергий от 10 МэВ до 7 ГэВ;
- идентификация электронов;
- генерация сигнала для триггера;
- измерение светимости онлайн и офлайн;
- регистрация K_L^0 -мезонов совместно с системой KLM.

Электромагнитный калориметр расположен внутри сверхпроводящего соле-

ноида с полем 1,5 Т, снаружи детекторов TOP и ARICH. ECL состоит из 8736 сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) общей массой около 40 тонн, которые находятся в трех секциях калориметра – цилиндрической длиной 3 м, передней и задней торцевых секциях. Конструкция калориметра показана на рисунке 3.

Счетчики имеют форму усеченной пирамиды со средним сечением $6 \times 6 \text{ см}^2$ и длиной 30 см, что соответствует $16,1 X_0$. Цилиндрическая часть ECL содержит 6624 счетчика CsI(Tl) 29 различных форм, а торцевые секции состоят из 2112 счетчиков 69 форм. ECL измеряет энергию, выделяемую в объеме кристалла, преобразуя излучаемый CsI(Tl) сцинтилляционный свет в пропорциональные электрические сигналы. Для этого используются PIN фотодиоды Hamamatsu Photonics S2744-08 с чувствительной областью $10 \text{ мм} \times 20 \text{ мм}$ и спектром чувствительности, согласующимся со спектром высвечивания CsI(Tl). Свет со счетчика регистрируется двумя такими фотодиодами, которые приклеены к большему торцу кристалла (см. рис. 4). Сигналы с фотодиодов усиливаются двумя предусилителями, смонтированными непосредственно на кристалле. Далее импульс подается в считывающую электронику калориметра, описание которой приведено в следующем разделе главы.

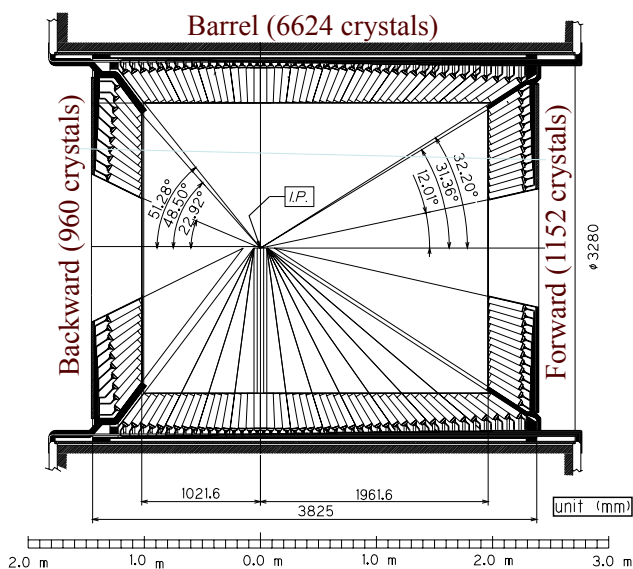


Рис. 3. Конструкция электромагнитного калориметра детектора Belle II.

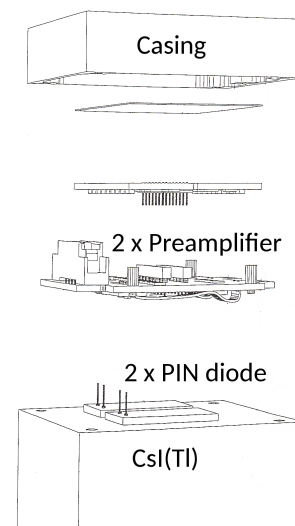


Рис. 4. Конструкция счетчиков калориметра.

Важной характеристикой калориметра является его внутреннее энергетическое разрешение. Относительное энергетическое разрешение для калориметра детектора Belle, измеренное в прототипе [6], может быть рассчитано как:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,066\%}{E} \oplus \frac{0,81\%}{\sqrt[4]{E}} \oplus 1,34\%, \quad (1)$$

где энергия E выражается в ГэВ, первое слагаемое описывает вклад шумов электроники и имеет большое значение при малых энергиях, второе – флуктуации продольных утечек ливня, а третье – погрешности калибровки счетчиков и неоднородность коэффициента светосбора кристаллов.

Энергетическое разрешение калориметра Belle II составляет 4% для энергии 100 МэВ и 1,6% для 8 ГэВ.

2.2.2 Считывающая электроника калориметра

Сигнал с предусилителей поступает в модули ShaperDSP (Shaper & Digital Signal Processor), которые установлены в крейтах непосредственно на детекторе. Всего в детекторе имеется 576 модулей ShaperDSP, каждый из которых считывает сигналы с группы счетчиков, образующих триггерную ячейку (от 8 до 16).

Блок-диаграмма модуля ShaperDSP приведена на рисунке 5. Здесь сигналы, пришедшие с двух предусилителей одного счетчика, суммируются, и выходной сигнал разветвляется на два тракта с быстрым ($\tau_d \approx 0,2$ мкс) и медленным ($\tau_d \approx 0,5$ мкс) формирователем. Суммарный сигнал с выходов быстрых аналоговых формирователей передается в блоки триггерной системы для формирования сигналов запуска.

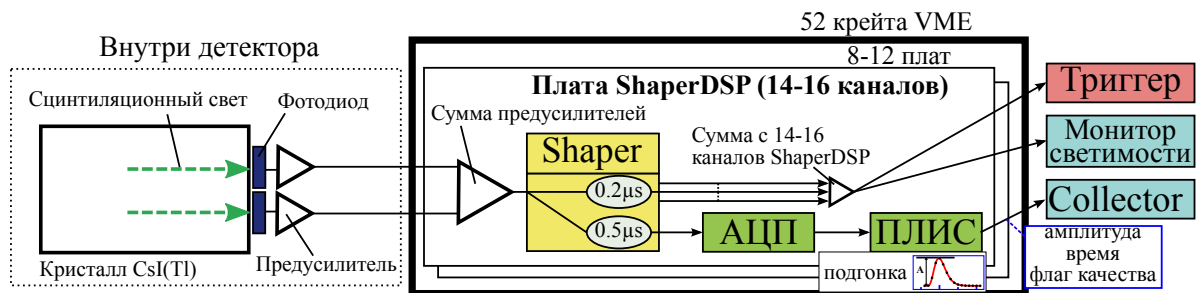


Рис. 5. Схема электроники ECL для считывания сигналов с кристаллов CsI(Tl).

Схема платы медленного формирователя представлена на рисунке 6. Схема U1 отвечает за суммирование сигналов с двух предусилителей, а суммарный сигнал передается на дифференцирующий усилитель U2 ($\tau_d \approx 0,5$ мкс). Схема U3 обеспечивает подавление длинных компонент высвечивания CsI(Tl) за счет вычитания определенной части интегрированного сигнала. Каскады U4 и U5 формируют сигнал и представляют собой два фильтра Бесселя 2-го порядка [7] с временами интегрирования $\approx 0,5$ мкс. Параметры формирователя подобраны так, чтобы получить на выходе симметричный сигнал и оптимизировать соотношение сигнал/шум.

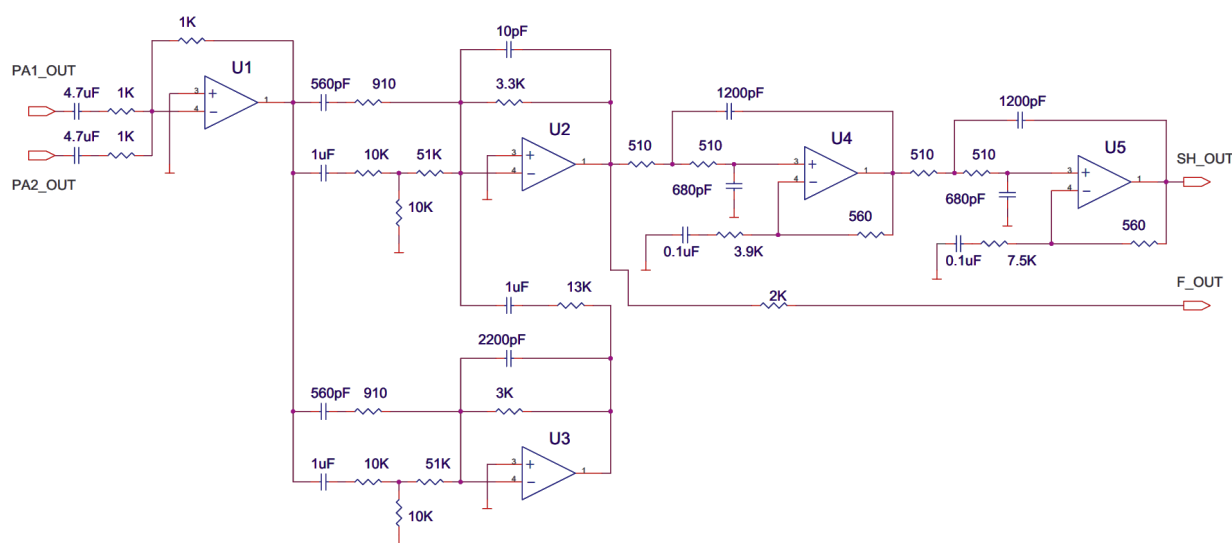


Рис. 6. Электронная схема медленного формирователя калориметра Belle II.

Далее сформированный сигнал непрерывно оцифровывается 18-ти битным АЦП (Analog device AD7641 [8]) с частотой 1,76 МГц, разрядность которого позволяет регистрировать входные сигналы амплитудой до ≈ 13 ГэВ. Затем оцифрованные значения считываются в циклический буфер ПЛИС XILINX Spartan-3 [9], и по приходу сигнала триггера 31 последовательное значение используется для восстановления амплитуды и времени появления сигнала. Первые 16 значений оцифрованного сигнала являются выборками пьедестала, они усредняются, формируя одну точку, и используются с остальными 15-ю значениями, содержащими форму сигнала, в описанной далее процедуре подгонки (см. рис. 7). Временной интервал между значениями составляет $T_S = \frac{1}{1,76 \text{ МГц}} \approx 567$ нс.

Данные оцифрованного сигнала, имеющего амплитуду A и время появления относительно сигнала триггера t_0 , в каждой точке аппроксимируются функцией:

$$y_i = AF(t_i - t_0) + P, \quad (2)$$

где P – величина пьедестала АЦП, $F(t)$ – функция отклика электроники ЕСЛ, откалиброванная для моделирования полного отклика канала на выделение энергии фотонами. Для нахождения A, t_0 и P по значениям y_i необходимо найти минимум функции:

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (y_i - AF(t_i - t_0) - P) S_{ij}^{-1} (y_j - AF(t_j - t_0) - P) \rightarrow \min, \quad (3)$$

где $S_{ij} = \overline{(y_i - \bar{y}_i)(y_j - \bar{y}_j)}$ – ковариационная матрица шума.

Алгоритм минимизирует χ^2 путем линеаризации функции (2) в пределах небольшого диапазона времен Δt относительно узлов сетки, на которых предварительно вычислены значения функции $F(t)$ и её производной $F'(t)$. Для каждой из 16 точек $F(t)$ и $F'(t)$ табулируются в 192 точках сетки в диапазоне $\pm T_S$ с временным шагом $\delta t = T_S/96$:

$$F(i \cdot T_S + k \cdot \delta t) \equiv F_i^k, i \in [1, 16], k \in [-96, 96]. \quad (4)$$

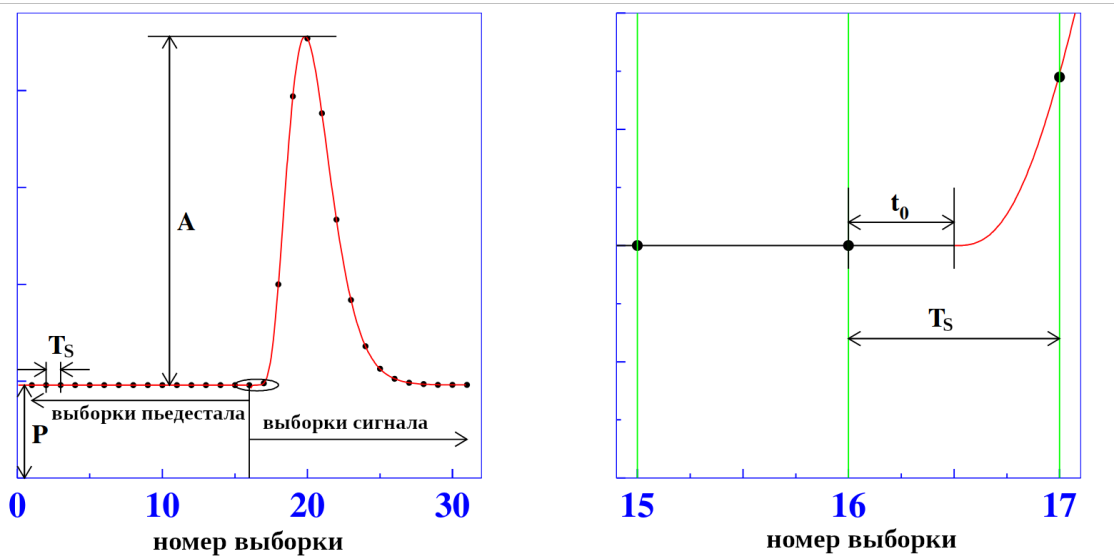


Рис. 7. Определение амплитуды и времени сигнала.

В этом случае минимизация χ^2 эквивалентна решению системы линейных уравнений. В результате новые оценки для A , t_0 и P находятся как линейная комбинация измеренных значений y_i с соответствующими коэффициентами (DSP-коэффициенты). Начальная точка сетки определяется по времени сигнала триггера. После выполнения итерации мы получаем новую оценку времени сигнала, по которой определяется следующая точка сетки. Выполняя несколько итераций, мы получаем восстановленные параметры сигнала. Было определено, что для сходимости алгоритма достаточно трех итераций, если время начала сигнала лежит в интервале $\pm T_S$.

Для вычислений на ПЛИС DSP-коэффициенты, заранее вычисленные по табулированным значениям функции $F(t)$, $F(t)'$ и ковариационной матрицы S_{ij} , хранятся в динамической памяти. Более подробное описание алгоритма приведено в [10].

Выходными данными алгоритма являются восстановленные значения амплитуды, времени и флага качества данных, определяемого по значению χ^2 . Эти три величины посылаются в систему сбора данных и в некоторых случаях дополняются данными формы сигнала. Так, если амплитуда превышает порог в 50 МэВ, то данные формы сохраняются и используются для офлайн-анализа формы импульса.

2.3 Взаимодействие частиц в калориметре

Калориметр Belle II играет важную роль в регистрации электромагнитно и сильно взаимодействующих долгоживущих частиц, образующихся при столкновениях пучков. В частности, для фотонов и долгоживущих нейтральных каонов (K_L^0) калориметр во многих случаях является единственной системой, в которой измеряются эти частицы. При взаимодействии частицы в калориметре энергия выделяется в нескольких соседних счетчиках, которые образуют кластер калориметра. Типы калориметрических кластеров можно классифицировать как ионизационный кластер, электромагнитный ливень или адронный ливень.

2.3.1 Электромагнитный ливень

Электромагнитный ливень представляет собой каскад e^- , e^+ и фотонов, формирующийся при попадании e^- , e^+ или фотона с высокой энергией в плотное вещество, например, кристаллы CsI(Tl) в калориметре Belle II [11]. Для фотона с энергией больше ~ 5 МэВ доминирующим взаимодействием в материале является рождение электрон-позитронной пары, а для электрона (позитрона) с энергией выше критической ($E_c^{\text{CsI, electron}} = 11, 17$ МэВ [12]) – рождение тормозного фотона.

На рисунке 8 проиллюстрирована схема развития электромагнитного ливня при попадании фотона в вещество калориметра. В этом случае фотон, пройдя расстояние $\sim X_0$ ($X_0^{\text{CsI(Tl)}} = 1, 860$ см [12]) рождает электрон-позитронную пару. Если энергия рожденных e^- (e^+) после прохождения ими расстояния X_0 больше критической E_c , то они породят тормозной фотон. При распространении электромагнитного ливня вглубь вещества и

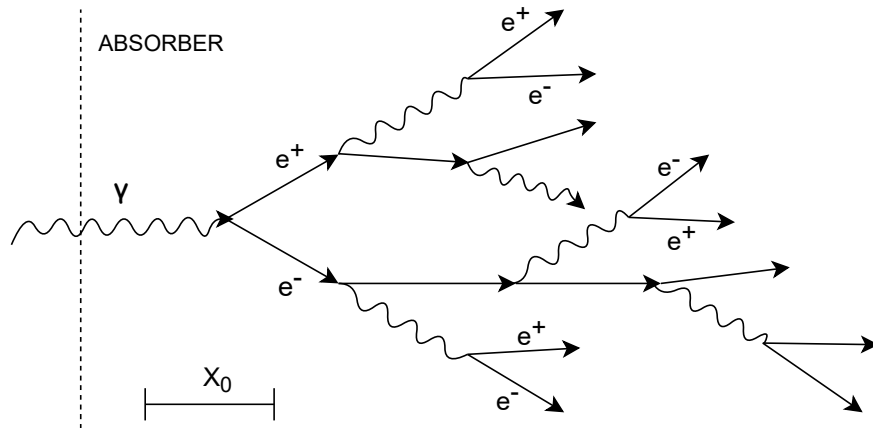


Рис. 8. Схема развития электромагнитного ливня, инициированного гамма-квантом высокой энергии.

прохождении каждой радиационной длины материала X_0 средняя энергия частиц уменьшается, а количество вторичных частиц удваивается. Это происходит до тех пор, пока средняя энергия не достигает критической энергии материала. Глубина, на которую проникает электромагнитный ливень зависит от начальной энергии частицы и характеризуется следующей величиной [11]:

$$d_{EM} = X_0 \ln(E_0/E_c) / \ln(2). \quad (5)$$

Счетчики калориметра Belle II имеют длину $\approx 16,1 X_0$. При таком размере в кристалле поглощается $> 98\%$ энергии ливня.

2.3.2 Адронный ливень

Кварковый состав адронов позволяет им участвовать в сильных взаимодействиях с протонами и нейтронами вещества. По аналогии с радиационной длиной для электромагнитных взаимодействий длина ядерного взаимодействия λ характеризует расстояние, которое преодолевает адрон в веществе перед тем, как произойдет адронное взаимодействие [11]. Для CsI(Tl) $\lambda^{\text{CsI}} = 38,04$ см [12]. При попадании адронов в калориметр и взаимодействии с протонами или нейтронами атомного ядра образуются адронные ливни. Счетчики калориметра Belle II имеют длину 30 см. В этом случае вероятность одного адронного взаимодействия составляет $\approx 70\%$.

Схема, иллюстрирующая развитие адронного ливня, приведена на рисунке 9. По сравнению с электромагнитными ливнями, адронные ливни значительно сложнее и вторичные взаимодействия в ливне сильно зависят от начального адронного взаимодействия, которое, в свою очередь, определяется типом и энергией первичного адрона [13]. При взаимодействиях могут образоваться один или несколько вторичных адронов таких, как пионы, каоны, нейтроны, протоны и т.д.

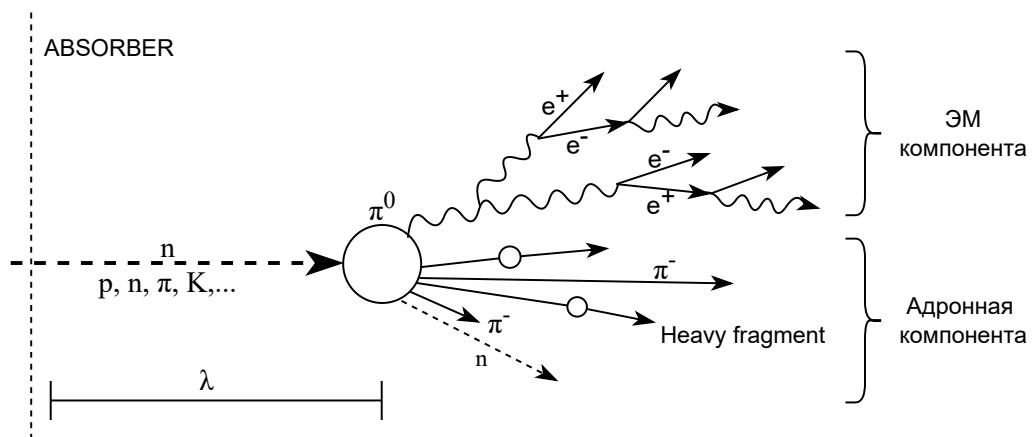


Рис. 9. Формирование адронного ливня.

Энергия, теряемая первичной частицей в адронных ливнях, может быть классифицирована как адронная, электромагнитная или невидимая. Ад-

ронная составляющая соответствует энергии, выделенной заряженным адроном за счет ионизационных потерь. Некоторые образованные частицы, распадаются с помощью электромагнитного взаимодействия, например, π^0 распадется с образованием двух гамма-квантов, формируя электромагнитный ливень [12]. Следовательно, электромагнитная составляющая обычно присутствует в адронном ливне. Невидимая компонента относится к энергии, которая не поглощается в калориметре и теряется в виде энергий связи и нейтронов или нейтрино, покидающих калориметр.

2.3.3 Сцинтилляционное излучение CsI(Tl)

Сцинтилляторы – это вещества, которые излучают свет в видимом спектре при поглощении ионизирующего излучения. При этом интенсивность сцинтилляционного излучения кристалла пропорциональна запасенной в нем энергии. Неорганический сцинтиллятор CsI(Tl), из которого состоят счетчики калориметра Belle II, имеет высокую плотность, большой световой выход и время высвечивания около 1 мкс.

Кривая высвечивания представляет собой зависимость интенсивности сцинтилляционного света от времени и может быть описана суммой нескольких убывающих экспонент¹ [14]:

$$L(t) = L_{\text{Total}} \sum \frac{L_i}{\tau_i} \exp(-t/\tau_i), \quad (6)$$

где L_{Total} – общая интенсивность сцинтилляции, L_i – относительная интенсивность света для i -ой сцинтилляционной компоненты, τ_i – время затухания i -ой компоненты.

Для кристаллов CsI(Tl) параметры функции (6) зависят от типа частицы, а именно, от средних ионизационных потерь частицы на единицу длины пути [2]. Для тяжелых ($m \gg m_e$) заряженных частиц плотность ионизации dE/dx пропорциональна заряду частицы и зависит от скорости частицы. При малом импульсе частицы с большей массой имеют более высокое значение dE/dx .

Заряженные адроны, такие как протоны или альфа-частицы, часто

¹Время разгорания не учитывается, так как оно существенно меньше времен формирования электроники.

образующие в адронном ливне, имеют бóльшую плотность ионизации по сравнению с электронами и производят сцинтилляционное излучение с меньшим временем затухания (рис. 10). Так, излучение вызванное энерговыделением от фотона (электрона/позитрона) характеризуется двумя затухающими компонентами с временами $\sim 0,8$ мкс и ~ 5 мкс [2; 14; 15]. А энерговыделения от адронов содержат дополнительную сцинтилляционную компоненту с временем затухания $0,63 \pm 0,01$ мкс [15]. Это явление позволяет различать природу ионизирующего излучения и, в частности, разделять адроны и легкие ливнеобразующие частицы - фотоны и электроны.

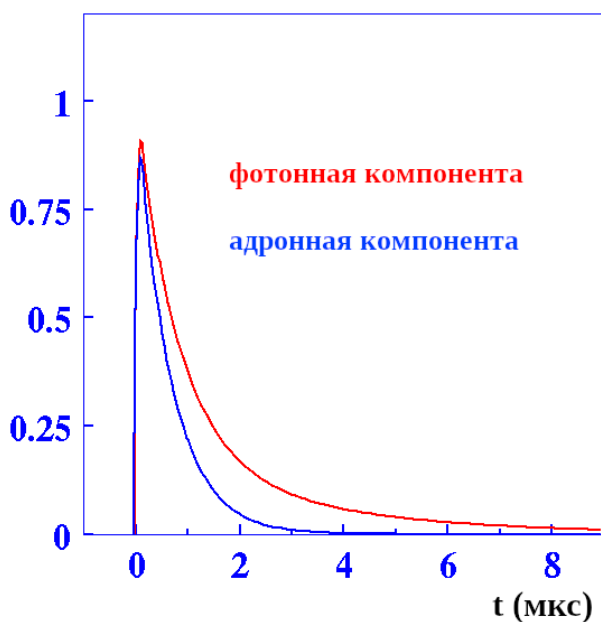


Рис. 10. Кривая высвечивания кристаллов CsI(Tl). Фотонная компонента соответствует сцинтилляционному излучению засчет электромагнитных ливней. Адронная компонента возникает при поглощении ионизирующего излучения с большой dE/dx .

2.4 Офлайн подгонка сигнала

Как было сказано выше, в настоящее время идентификация адронов методом измерения вклада адронной компоненты выполняется офлайн [3]. Для этого сохраняются данные о форме сигнала с модуля ShaperDSP, имеющие амплитуду ≥ 50 МэВ.

Во время офлайн-анализа формы сигналов подгоняются функцией, пред-

ставляющей собой сумму фотонной и адронной компонент:

$$G(t) = L_{photon}R_{photon}(t - t_0) + L_{hadron}R_{hadron}(t - t_0), \quad (7)$$

где t_0 – время начала сигнала, общее для двух компонент, R_{photon} и R_{hadron} – нормированные формы импульсов, которые описывают отклик считывающей электроники ECL на сцинтилляционную вспышку CsI(Tl), вызванную электромагнитным ливнем, и на чистую адронную компоненту сцинтилляции, L_{photon} и L_{hadron} – амплитуды фотонной и адронной компонент сигнала соответственно.

Алгоритм офлайн-подгонки вычисляет L_{photon} , L_{hadron} и t_0 находя минимум функции χ^2 . Из полученных значений вычисляется полная энергия $E_{total}^{crystal}$, выделенная в объеме кристалла, и интенсивность адронной компоненты I_{hadron} , используя формулы (8) и (9).

$$E_{total}^{crystal} = L_{photon} + L_{hadron} \quad (8)$$

$$I_{hadron} = \frac{L_{hadron}}{L_{photon} + L_{hadron}} \quad (9)$$

Если в результате подгонки сигнала функцией (7) значение χ^2 превышает установленный порог, то он подгоняется функцией (10), которая моделирует присутствие в сигнале дополнительного импульса от фотона с высокой энергией ($> \sim 5$ МэВ).

$$G^{Pile-up}(t) = G(t - t_0) + L_{Pile-up}R_{photon}(t - t_1), \quad (10)$$

Здесь $G(t)$ – стандартная функция подгонки, определенная в (7), $L_{Pile-up}$ – амплитуда накладывающегося сигнала от дополнительного фотона, $t_0 \neq t_1$.

Для технической реализации минимизации χ^2 применяется пакет MINUIT [16] фреймворка анализа данных ROOT [17]. Программа написана на базе программной платформы BASF2 (Belle Analysis Software Framework 2) [18], разработанной коллаборацией Belle II для анализа данных в режиме офлайн. Это окружение позволяет писать программы для обработки и реконструкции данных в виде последовательно выполняющихся функциональных модулей, написанных на языке C++. Каждый модуль выполняет

некоторую подзадачу, например, чтение данных из файла или моделирование всех систем детектора. BASF2 предполагает событийную обработку набранных данных, по очереди применяя к каждому событию всю цепочку модулей. Для конфигурирования фреймворка и задания последовательности выполнения модулей используется специальный управляющий файл, написанный на языке Python.

3 Моделирование сигнала

На первом этапе работы требовалось смоделировать отклик электроники калориметра на сигнал с кристаллов CsI(Tl), содержащий вклад фотонной и адронной компонент. При этом должны быть учтены шумы, возникающие при работе коллайдера и в измерительном тракте ECL. В дальнейшем, смоделированные сигналы будут использоваться для проверки алгоритма подгонки и вычисления точности восстановления параметров сигнала.

3.1 Сигнал с калориметра

Как описано в главе 2 кривая высвечивания кристалла CsI(Tl) имеет экспоненциальный вид. Перед оцифровкой сигналы с кристаллов проходят несколько этапов формирования и фильтрации. Формирующий усилитель (рис. 6) преобразует форму импульса так, чтобы получить на выходе близкий к гауссовой функции импульс, удобный для регистрации АЦП, и минимизировать вклад шумов.

Аналитическая форма выходного сигнала с ShaperDSP известна и задается сверткой отклика считывающей электроники ECL с формой импульса с кристалла CsI(Tl). Сигнал моделируется функцией, которая зависит от 11 параметров. Для калибровки сигнала для фотонов и адронов требуется вычислить 11 параметров, которые описывают выходной сигнал с ShaperDSP, соответствующий входному излучению фотонной и чистой адронной сцинтилляционных компонент. Калибровка формы сигнала для фотонов и адронов производится отдельно для каждого кристалла в калориметре из-за слабого различия времен высвечивания и характеристик тракта электроники.

Параметры функции для описания формы фотонного отклика вычисляются группой ECL с использованием энерговыделений от электронов высокой энергии (> 1 ГэВ) в событиях упругого Бабба рассеяния [5]. Калибровка формы отклика на адронную компоненту является более сложной задачей, поскольку энерговыделения от адронов присутствуют в основном при меньших энергиях сигнала ($< 0,5$ ГэВ) и представляют собой комбинацию излучения фотонной и адронной сцинтилляционных компонент. Процедура калибровки формы адронного сигнала, не требующая данных о форме

выходного сигнала для адронной компоненты, описана в [15].

В данной работе для моделирования сигнала с калориметра используется по одному набору параметров для формы электромагнитной и адронной компонент сигнала. Полученные формы импульсов для фотонной и адронной компонент представлены на рисунке 11. Оба сигнала нормированы на единицу и отличаются тем, что отклик считывающей электроники ЕСЛ на адронную сцинтилляционную компоненту имеет обратный выброс в хвостовой части сигнала.

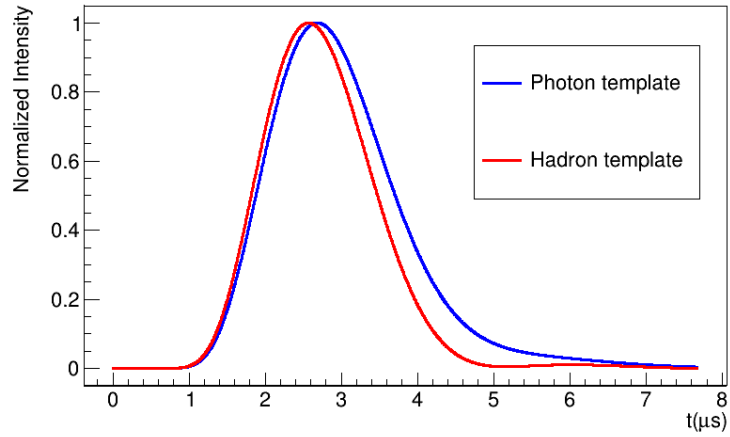


Рис. 11. Формы фотонной и адронной компонент сигнала с выхода формирователя, использующиеся в моделировании.

Сигнал с калориметра, содержащий вклады фотонной и адронной компонент, задается следующей функцией:

$$F(t) = A_{photon}R_{photon}(t - t_0) + A_{hadron}R_{hadron}(t - t_0) + P, \quad (11)$$

где t – время, t_0 – время начала сигнала, R_{photon} и R_{hadron} – нормированные формы импульсов для фотонной и адронной компонент соответственно, A_{photon} и A_{hadron} – амплитуды фотонной и адронной компонент сигнала соответственно, P – значение пьедестала АЦП. Пример сгенерированного сигнала показан на рисунке 12.

Выходные данные представляют собой 31 значение сигнала, измеренное с временным интервалом $T_S = 567$ нс, что примерно соответствует частоте АЦП 1,76 МГц. При этом первые 16 значений являются выборками пьедестала, а остальные 15 содержат форму сигнала.

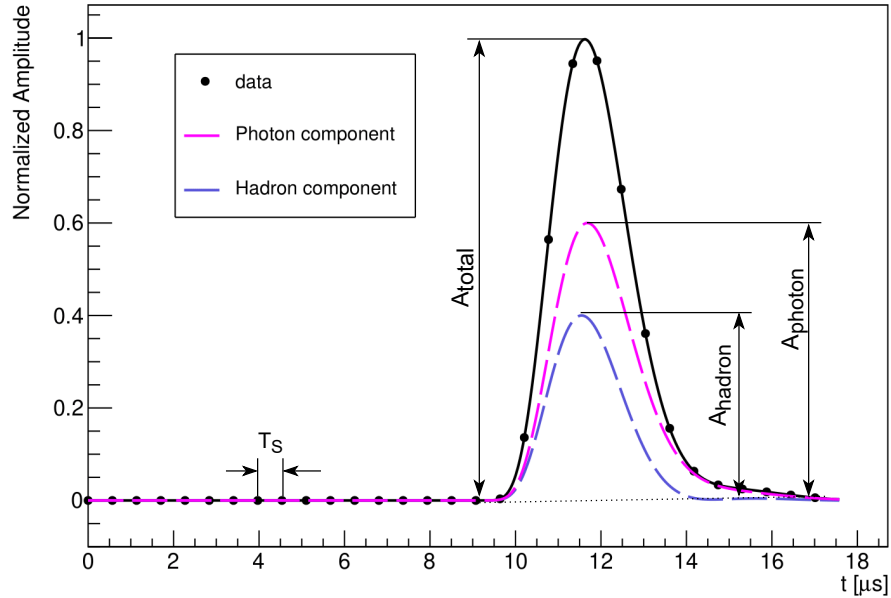


Рис. 12. Пример смоделированного сигнала с вкладом фотонной и адронной компоненты.

3.2 Моделирование шумов

Во время работы коллайда SuperKEKB шумы, регистрируемые в измерительном канале ECL, исходят из трех основных источников:

1. Коррелированные и некоррелированные шумы считывающей электроники. Эти шумы описываются функцией нормального распределения.
2. Шумы наложения от приходящих на счетчик фоновых событий от фотонов с низкой энергией ($\ll \sim 1$ МэВ) во время обработки сигнала.
3. Шумы наложения от приходящих на счетчик фоновых событий от фотонов с большей энергией ($> \sim 5$ МэВ) во время обработки сигнала. Эти шумы проявляются в образовании дополнительных ложных кластеров, и этот фон мы не моделируем.

Вклад шумов электроники квазипостоянен при различных условиях работы ускорителя. А эффект наложения событий возникает для коллайдеров с большой светимостью и зависит от токов пучка, настроек коллиматора и размеров пучка [19].

3.2.1 Ковариационная матрица шума

Ковариационная матрица содержит информацию о коррелированных и некоррелированных шумах и моделирует уровень шума в сигнале. Элементы ковариационной матрицы вычисляются следующим образом:

$$S_{i,j} = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (Y_{k,i} - \bar{Y}_i)(Y_{k,j} - \bar{Y}_j), \quad (12)$$

где $Y_{k,i} = y_{k,1} \dots y_{k,31}$ – k -ая форма шумового сигнала, содержащая 31 измерение АЦП,

n – количество записанных форм шумового сигнала,

$\bar{Y}_i = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n y_{k,i}$ – усредненная форма шумового сигнала, содержащая 31 измерение АЦП.

Таким образом, элементы ковариационной матрицы представляют собой попарные ковариации между измеренными величинами, а элементы на главной диагонали равны дисперсии в соответствующих точках.

3.2.2 Шумы электроники

При считывании световых импульсов с сцинтилляционных кристаллов сигнал регистрируется полупроводниковым фотодиодом и усиливается зарядочувствительным предусилителем, смонтированные на кристалле. Выходной сигнал подается на аналоговый усилитель-формирователь и АЦП, расположенные на детекторе. Уровень шумов электроники в данной цепи измерения определяется параметрами зарядочувствительных предусилителей, т.к. остальные блоки работают уже с усиленными сигналами.

Моделирование коррелированных шумов электроники производилось методом Монте-Карло с применением разложения Холецкого к ковариационной матрице шума. Используемая матрица моделирует только вклад шумов электроники, так как была вычислена, используя данные космического захода, когда пучки отсутствуют в коллайдере.

Процедура генерации шумов состоит из трех шагов:

1. К симметричной положительно определенной ковариационной матрице S применяется разложение Холецкого. Она представляется в виде

произведения нижней треугольной матрицы L и ее транспонирования: $S = LL^T$.

2. Генерируется вектор X размером 31, состоящий из независимых стандартных нормальных случайных величин.
3. Искомый вектор, содержащий значение шума электроники в 31 точке, вычисляется как:

$$Y = (y_1, \dots, y_{31})^T = LX. \quad (13)$$

Смоделированный шум имеет многомерное нормальное распределение с нулевым математическим ожиданием и ковариационной матрицей S . Амплитудный спектр сгенерированных шумов представлен на рисунке 13. Энергетический эквивалент шумов электроники (σ_{el_noise}) составил ≈ 400 кэВ.

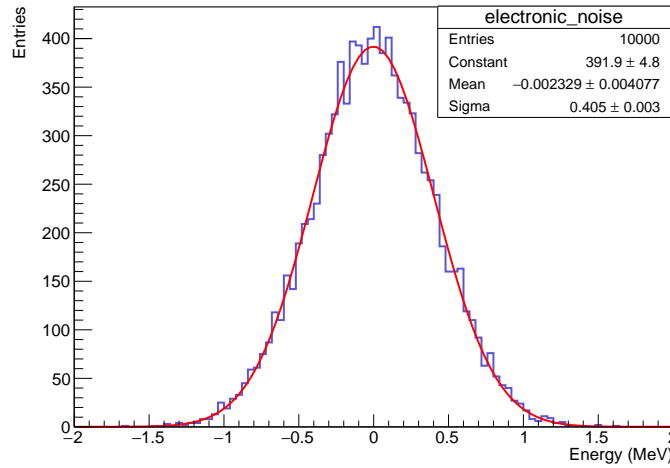


Рис. 13. Амплитудный спектр сгенерированных шумов электроники.

3.2.3 Шумы наложения

Шумовые наложения возникают из случайных наложений конечного числа фотонов и имеют более сложное распределение, отличное от нормального. Шумы наложения моделируются методом Монте-Карло. Для этого необходимо:

1. Задать частоту pile-up сигнала ν и временной интервал $[T_{min}, T_{max}]$, в котором могут приходить накладывающиеся на основной сигнал фоновые события. T_{min} выбирается таким образом, чтобы сигналы

с временем $< T_{min}$ не давали вклад в изучаемую область, а T_{max} соответствует концу области. Число фоновых событий n в заданном временном диапазоне разыгрывается согласно распределению Гаусса с параметрами $\mu = N$ и $\sigma = \sqrt{N}$, где $N = (T_{max} - T_{min}) \cdot \nu$.

2. Определить для каждого фоновых события начальное время. Полагаем, что времена t_i имеют равномерное распределение в диапазоне $[T_{min}, T_{max}]$.
3. Задать амплитуду A_i для каждого шумового сигнала согласно плотности вероятности для экспоненциального распределения.
4. Шумы наложения вычисляются как:

$$F_{pileup}(t_k) = \sum_{i=1}^n A_i R_{photon}(t_k - t_i), k \in [1, 31], \quad (14)$$

где $R_{photon}(t)$ – отклик электроники ЕСЛ на электромагнитную компоненту сигнала.

Амплитудный спектр шумов наложения показан на рисунке 14. Частота сигнала и параметры распределения для генерации амплитуд шумовых импульсов были заданы таким образом, чтобы получить уровень шумов наложения $\sigma_{pileup} \approx 1$ МэВ.

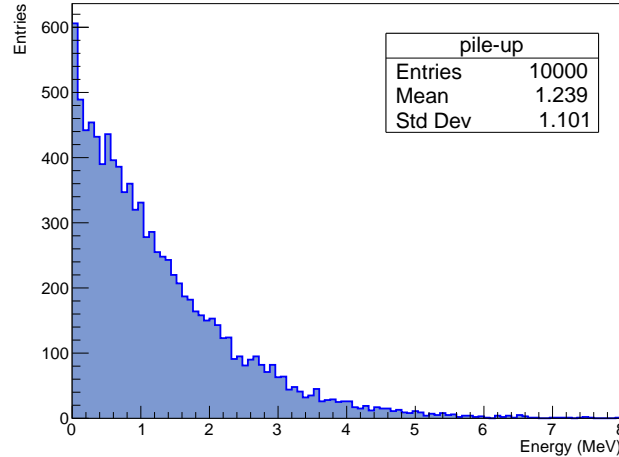


Рис. 14. Амплитудный спектр сгенерированных шумов наложения.

В результате полный шум определяется как: $F_{noise}(t_k) = y_k + F_{pileup}(t_k)$, где $k \in [1, 31]$ – номер точки измеренного сигнала, y_k – шум электроники, определенный в (13), $F_{pileup}(t)$ – шумы наложения, определенные в (14). А

полный сигнал с калориметра задается следующим выражением:

$$F_{full}(t_k) = F_{noise}(t_k) + F(t_k), \quad (15)$$

где $F(t)$ – отклик электроники ECL на импульс с кристалла CsI(Tl), определенный в (11). Пример смоделированного сигнала с учетом шумов приведен на рисунке 15.

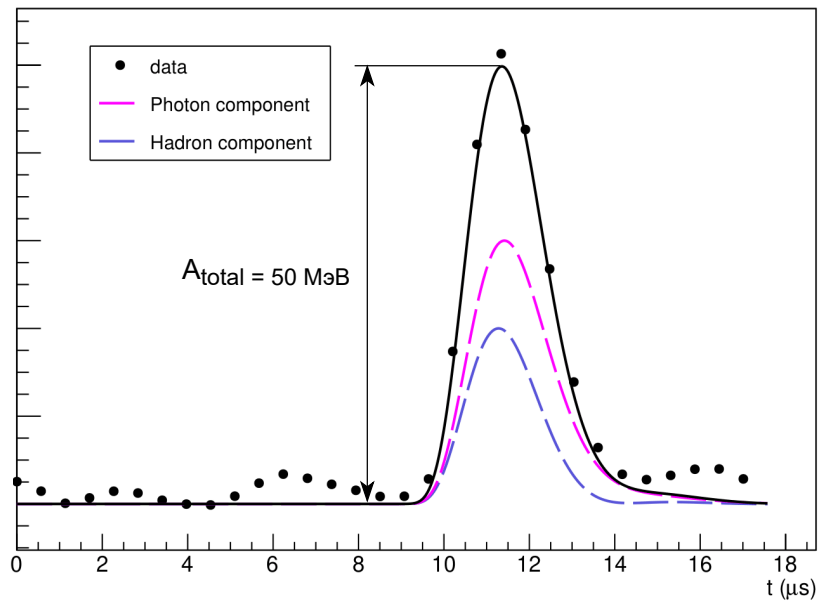


Рис. 15. Пример смоделированного сигнала с калориметра с учетом шумов электроники и шумов наложения.

4 Измерение вклада адронной компоненты

В настоящее время онлайн-анализ формы импульса в ПЛИС ограничен вычислением только амплитуды и времени прихода сигнала [10]. Этой информации недостаточно чтобы судить о природе ионизирующего излучения. Для возможности разделения адронов и минимально ионизирующих частиц по форме сигнала с калориметра был разработан алгоритм, моделирующий восстановление вклада адронной компоненты в считывающей электронике ECL.

4.1 Алгоритм подгонки сигнала суммой фотонной и адронной компонент

Как и в алгоритме, реализованном в ПЛИС [10], для подгонки используется 31 значение оцифрованного сигнала (период оцифровки $T_S \approx 567$ нс). Время начала сигнала t_0 лежит между 16-ой и 17-ой выборкой, а первые 16 значений усредняются для лучшей точности оценки пьедестала.

Форма сигнала в каждой точке подгоняется суммой вкладов фотонной и адронной компонент, и функция подгонки (16) аналогична используемой в моделировании сигнала (11). Время начала для фотонной и адронной компонент сигнала полагается одинаковым.

$$y_i = F(t_i) = A_{photon}R_{photon}(t_i - t_0) + A_{hadron}R_{hadron}(t_i - t_0) + P \quad (16)$$

При задании нормированных форм импульсов R_{photon} и R_{hadron} используются те же 11 параметров, что и в моделировании сигнала. Для восстановления параметров (A_{photon} , A_{hadron} , t_0 и P) применяется метод минимума χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i,j} (y_i - F(t_i))S_{ij}^{-1}(y_j - F(t_j)) \rightarrow min, \quad (17)$$

где S_{ij} – ковариационная матрица шума, моделирующая уровень шума в подгоняемых данных.

Минимум функции (17) находится градиентным методом. Для этого функция (16) линеаризуется с малым сдвигом по времени Δt относительно узлов сетки, на которых предварительно вычислены значения функций

$R_{photon}(t)$ и $R_{hadron}(t)$ и их производных $R'_{photon}(t)$ и $R'_{hadron}(t)$. Для каждой из 16 точек $R_{photon}(t)$ и $R_{hadron}(t)$ и их производные табулируются в 192 точках сетки в диапазоне $\pm T_S$ с временным шагом $\delta t = T_S/96$:

$$R_x(i \cdot T_S + k \cdot \delta t) \equiv R_{x i}^k, \quad (18)$$

где $x \in \{photon, hadron\}$, $i \in [1, 16]$, $k \in [-96, 96]$. В таком случае линейризованная форма импульса для одной из компонент сигнала (16) записывается как:

$$A_x R_x(t_i - t_0) = A_x R_{x i}^k + B_x R_{x i}^{k'}, \quad (19)$$

где $x \in \{photon, hadron\}$, $B_x = -A_x \Delta t$.

Подставив линейризованный сигнал в выражение для χ^2 мы получим 5 параметров для подгонки: A_{photon} , B_{photon} , A_{hadron} , B_{hadron} и P . При подгонке сигнала 5-ю параметрами, когда реально мы восстанавливаем два времени ($\Delta t_1 = -B_{photon}/A_{photon}$, $\Delta t_2 = -B_{hadron}/A_{hadron}$), мы получили плохое разрешение для оценки вклада адронной компоненты и сходимость в узкой области значений параметров.

Функцию подгонки (16) можно переписать следующим образом:

$$y_i = A_1 \cdot (R_{photon} + R_{hadron}) + A_2 \cdot (R_{photon} - R_{hadron}) + P. \quad (20)$$

При этом амплитуды фотонной и адронной компонент вычисляются как: $A_{photon} = A_1 + A_2$, $A_{hadron} = A_1 - A_2$. После линейризации функция принимает вид:

$$y_i = A_1 R_{+i}^k - A_1 \Delta t R_{+i}^{k'} + A_2 R_{-i}^k - A_2 \Delta t R_{-i}^{k'} + P, \quad (21)$$

где $R_{+i}^k = (R_{photon i}^k + R_{hadron i}^k)$, $R_{-i}^k = (R_{photon i}^k - R_{hadron i}^k)$. Так как формы импульсов для фотонной и адронной компонент довольно близки (см. рис. 11), слагаемое, содержащее разность первых производных этих импульсов, вносит малый вклад в уравнение (21) и мы можем им пренебречь. Таким образом, остается 4 свободных параметра: A_1 , $B = -A_1 \Delta t$, A_2 и P . Подгонка сигнала функцией (20) позволяет добиться лучшей сходимости и разрешения восстановленных параметров.

Выражение для χ^2 записывается как:

$$\chi^2 = (y_i - A_1 R_{+i}^k - A_2 R_{-i}^k - B R_{+i}^{\prime k} - P) S_{ij}^{-1} (y_j - A_1 R_{+j}^k - A_2 R_{-j}^k - B R_{+j}^{\prime k} - P). \quad (22)$$

Для минимизации (22) мы находим частные производные функции по искомым параметрам, приравниваем производные к нулю и решаем полученную систему линейных уравнений:

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ B \\ P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{ij} R_{+i}^k S_{ij}^{-1} R_{+i}^k & \sum_{ij} R_{+i}^k S_{ij}^{-1} R_{-i}^k & \sum_{ij} R_{+i}^k S_{ij}^{-1} R_{+i}^{\prime k} & \sum_{ij} R_{+i}^k S_{ij}^{-1} \\ \sum_{ij} R_{-i}^k S_{ij}^{-1} R_{+i}^k & \sum_{ij} R_{-i}^k S_{ij}^{-1} R_{-i}^k & \sum_{ij} R_{-i}^k S_{ij}^{-1} R_{+i}^{\prime k} & \sum_{ij} R_{-i}^k S_{ij}^{-1} \\ \sum_{ij} R_{+i}^{\prime k} S_{ij}^{-1} R_{+i}^k & \sum_{ij} R_{+i}^{\prime k} S_{ij}^{-1} R_{-i}^k & \sum_{ij} R_{+i}^{\prime k} S_{ij}^{-1} R_{+i}^{\prime k} & \sum_{ij} R_{+i}^{\prime k} S_{ij}^{-1} \\ \sum_{ij} S_{ij}^{-1} R_{+i}^k & \sum_{ij} S_{ij}^{-1} R_{-i}^k & \sum_{ij} S_{ij}^{-1} R_{+i}^{\prime k} & \sum_{ij} S_{ij}^{-1} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \sum_{ij} R_{+i}^k S_{ij}^{-1} y_i \\ \sum_{ij} R_{-i}^k S_{ij}^{-1} y_i \\ \sum_{ij} R_{+i}^{\prime k} S_{ij}^{-1} y_i \\ \sum_{ij} S_{ij}^{-1} y_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_i FG51_i^k y_i \\ \sum_i FG52_i^k y_i \\ \sum_i FG53_i^k y_i \\ \sum_i FG54_i^k y_i \end{pmatrix} \quad (23)$$

В результате параметры сигнала вычисляются как линейная комбинация измеренных значений y_i с коэффициентами из массивов $FGX X_i^k$. Для определения нужного номера коэффициентов в массивах k требуется несколько итераций.

В реализованном алгоритме подгонка сигнала производится параллельно функцией (2), учитывающей вклад только электромагнитной компоненты сигнала, и функцией (20), в которой учтены вклады фотонной и адронной компонент. На первой итерации сигнал подгоняется только электромагнитной компонентой. Здесь в качестве первого приближения используется время триггера $t_0 = t_{tr}$, по которому определяется номер коэффициентов в массиве $k = t_{tr}/\delta t$ и вычисляется новая оценка времени $t_0 = t_{next}$ [10]. На следующих итерациях данные подгоняются параллельно двумя функциями. В каждой из процедур подгонки времени t_0 (и номера коэффициентов k) определяются независимо, только на второй итерации время из подгонки фотонной компонентой используется как первое приближение для подгонки суммой двух компонент. Искомые параметры сигнала (для подгонки с учетом двух компонент: A_1 , A_2 , B , P) вычисляются при новом значении параметра $k = t_{prev}/\delta t$, где t_{prev} – время, вычисленное на предыдущем шаге, а новое приближение для времени вычисляется как $t_{next} = t_0 - B/A_1$ (для подгонки с учетом двух компонент). Для сходимости алгоритма достаточно трех итераций, если t_0 лежит в диапазоне $\pm T_S$.

Упомянутые выше коэффициенты $FGX X_i^k$ заранее вычисляются программой, написанной на языке C++, из табулированных значений $R_{photon i}^k$, $R_{photon i}^{lk}$, $R_{hadron i}^k$, $R_{hadron i}^{lk}$ и ковариационной матрицы шума S_{ij} . Для матричных вычислений используется библиотека линейной алгебры Eigen [20]. Вычисленные коэффициенты преобразуются в 16-битные целые числа и записываются в двоичный файл вместе с коэффициентами, используемыми в подгонке электромагнитной компонентой. В процедуре подгонки используются 10 массивов коэффициентов:

- Для подгонки сигнала электромагнитной компонентой используются 7 массивов коэффициентов [10]:
 - 3 массива размером 16×192 элементов для определения амплитуды, времени и пьедестала;
 - 2 массива размером 16×24 элементов для нахождения амплитуды и пьедестала в случае, если амплитуда сигнала < 2 МэВ (точность определения времени хуже точности триггерного времени и $t_0 = t_{tr}$);
 - 2 массива размером 16×192 , хранящих значения функции отклика электроники ECL и ее производной и использующихся для вычисления значения χ^2 .
- Для подгонки суммой фотонной и адронной компонент используются 3 массива размером 16×192 ($FG51$, $FG52$, $FG53$), откуда определяются значения амплитуд фотонной и адронной компоненты и времени начала сигнала.

Для каждого счетчика (всего 8736) генерируется свой набор коэффициентов и их общий размер составляет ≈ 423 Мб, из которых 269 Мб для вычисления A , t_0 , P и оценки χ^2 и 154 Мб для нахождения A_{photon} , A_{hadron} и t_0 .

Алгоритм, моделирующий реконструкцию параметров сигнала в ПЛИС, был написан как функция на языке программирования C++. Входными данными являются массив, содержащий 31 значение подгоняемого сигнала, и описанные ранее массивы коэффициентов. Значения восстановленных параметров записываются в дерево ROOT [21] вместе с подгоняемыми данными и используются в дальнейшем анализе.

4.2 Временное и амплитудное разрешение

Для проверки работы реализованного алгоритма подгонки и исследования точности восстановления параметров он был протестирован на смоделированных сигналах с калориметра. Для этого генерировался сигнал, моделирующий отклик электроники ECL на вспышку засчет электромагнитных ливней. В этом случае вклад адронной компоненты $I_{hadron} = A_{hadron}/(A_{hadron} + A_{photon})$ задавался равным нулю, и время начала сигнала лежало в диапазоне $\pm T_S$. Тот же набор смоделированных сигналов был обработан с помощью описанных ранее алгоритмов (подгонка только фотонной компонентой и офлайн-подгонка суммой фотонной и адронной компонент) для сравнения точности восстановления параметров сигнала.

На рисунке 16 показана зависимость относительного разрешения по амплитуде от энергии сигнала. Относительное амплитудное разрешение определяется как:

$$\sigma\left(\frac{\Delta A}{A}\right) = \sigma\left(\frac{A_{total} - A_{set}}{A_{set}}\right), \quad (24)$$

где A_{total} – восстановленная общая амплитуда сигнала, равная сумме амплитуд фотонной и адронной компонент в случае подгонки сигнала суммой

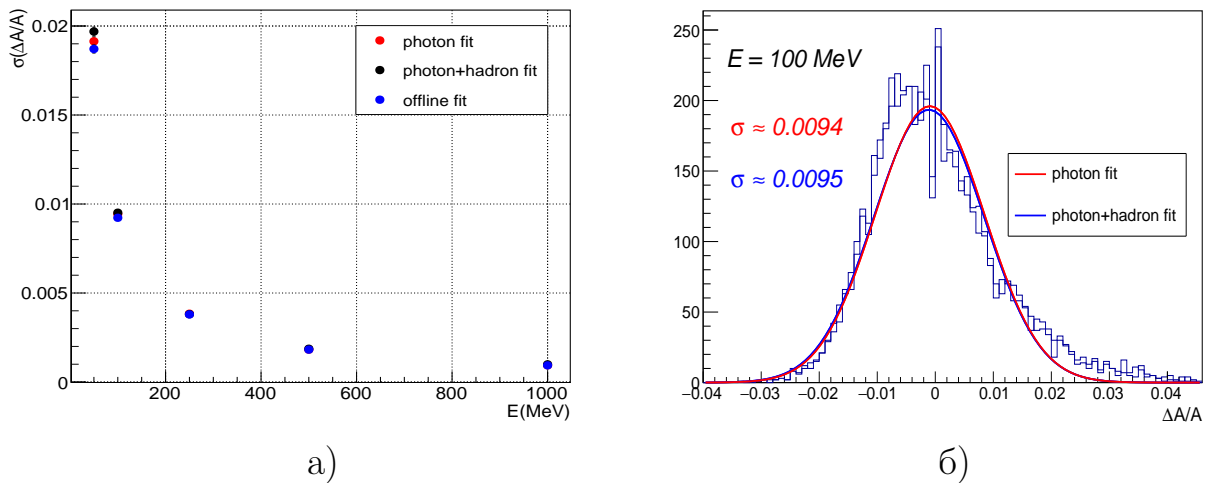


Рис. 16. а) Зависимость относительного амплитудного разрешения от энерговыделения в счетчике. б) Распределение по относительной амплитуде для энерговыделений в диапазоне 90÷110 МэВ (сравнение разработанного алгоритма с алгоритмом подгонки фотонной компонентой).

двух компонент, а для подгонки только фотонной компонентой – амплитуде фотонной компоненты, A_{set} – общая амплитуда сигнала, заданная в моделировании. Амплитуда сигнала во всех алгоритмах подгонки восстанавливается практически с одинаковой точностью. Разрешения по амплитуде, полученные для разных способов подгонки сигнала, отличаются не более чем на 2%, а лучшее разрешение достигается в алгоритме офлайн подгонки из-за более сложной процедуры подгонки, учитывающей наложение сигналов с большой амплитудой [3]. Амплитудное разрешение определяется уровнем шума в сигнале, который постоянен и составляет ≈ 1 МэВ.

На рисунке 17 представлено временное разрешение в зависимости от энергии сигнала. Результаты соответствуют предположению о том, что сигнал, содержащий только электромагнитную компоненту, лучше описывается однокомпонентной функцией (2). Для подгонки одной компонентой зависимость временного разрешения от энергии можно описать как: $\sigma t = 594/E[\text{МэВ}]$ нс. Учет вклада адронной компоненты ведет к потере

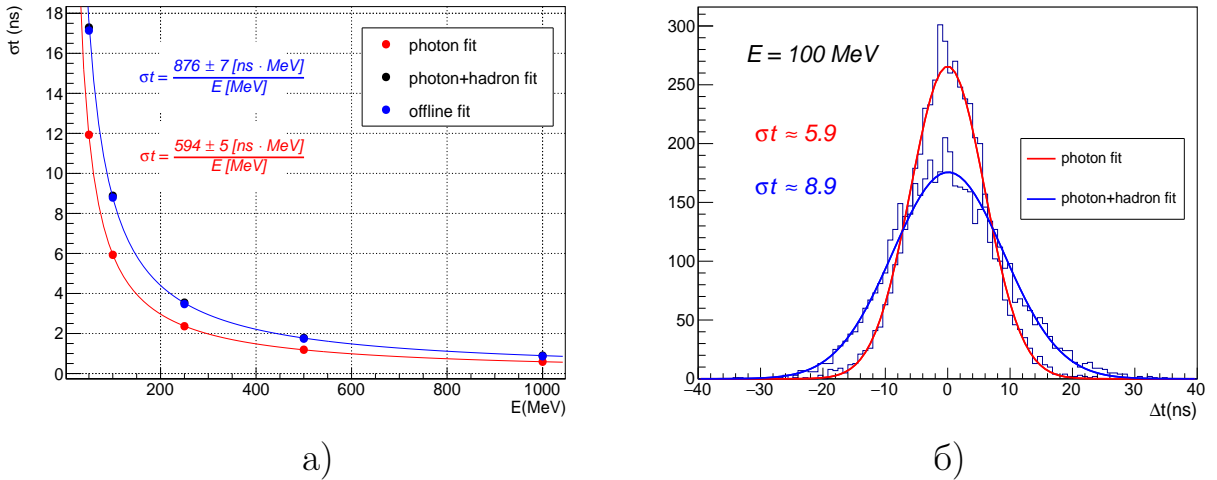


Рис. 17. а) Временное разрешение в зависимости от энергосигнала в счетчике. б) Распределение по восстановленному времени начала сигнала для энергосигналов в диапазоне 90÷110 МэВ.

точности определения времени начала сигнала примерно в 1,5 раза, по сравнению с подгонкой одной компонентой. Полученные значения временного разрешения для реализованного алгоритма и алгоритма офлайн подгонки совпадают с точностью до процента. В этом случае разрешение аппроксимируется функцией $\sigma t = 876/E[\text{МэВ}]$ нс и для энергии сигнала 50 МэВ

оно составляет ≈ 17 нс, а для 1 ГэВ менее 1 нс. Точность определения времени зависит от уровня шума и крутизны фронта сигнала следующим образом: $\sigma t \sim \frac{\sigma_{noise}}{f'} \sim \frac{1}{A}$. Это объясняет обратную зависимость временного разрешения от энергии сигнала.

Зависимость разрешения по вкладу адронной компоненты от энергии сигнала показана на рисунке 18. Эта величина показывает насколько точно доля ионизирующего излучения, произведенная адронами, может быть определена в результате подгонки сигнала суммой фотонной и адронной компонент. Как и ожидалось, точность определения вклада адронной компоненты улучшается с увеличением энергии сигнала из-за улучшения отношения сигнал/шум. Так, при энергии ≥ 70 МэВ вклад адронной компоненты определяется с точностью не хуже 10%, при энергии ≥ 150 МэВ – не хуже 5% и при ≥ 1 ГэВ – лучше 1%. В целом, реализованный алгоритм и ал-

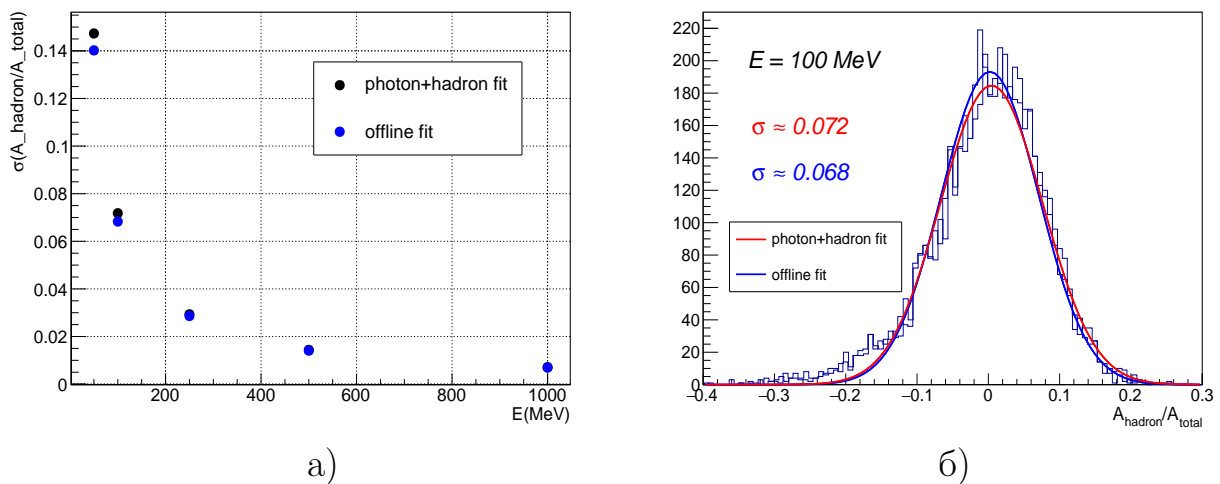


Рис. 18. а) Разрешение по вкладу адронной комопненты в зависимости от энерговыделения в счетчике. б) Распределение по вкладу адронной компоненты для энерговыделений в диапазоне $90 \div 110$ МэВ (сравнение разработанного алгоритма с офлайн подгонкой).

горитм офлайн подгонки имеют близкие значения разрешений: в области малых энергий вклад адронной компоненты определяется лучше в алгоритме офлайн подгонки, однако разница разрешений здесь составляет $\approx 3\%$ и уменьшается с ростом энергии.

Алгоритмы подгонки были также протестированы на сгенерированных сигналах с вкладом адронной компоненты, принимающим значения от 0

до 1. Было определено, что точность оценки параметров сигнала для алгоритмов подгонки суммой фотонной и адронной компонент не зависит от вклада адронной компоненты. Подгонка сигнала, содержащего вклад адронной компоненты, функцией, учитывающей вклад только электромагнитной компоненты, приводит к завышению оценок амплитуды и времени сигнала. При этом средние значения таких величин, как $\Delta A/A$ и Δt линейно зависят от величины вклада адронной компоненты и аппроксимируются функциями: $\Delta A/A = (0.0391 \pm 0.0008) \cdot I_{hadron}$, $\Delta t = (69 \pm 1 \text{ нс}) \cdot I_{hadron}$.

4.3 Обработка экспериментальных данных с использованием написанного алгоритма

Для изучения работы реализованного алгоритма подгонки на экспериментальных данных он был встроен в программу офлайн обработки данных, написанную на базе фреймворка BASF2. Массивы коэффициентов, используемые в процедуре подгонки, были заранее вычислены для каждого счетчика калориметра. Для этого использовались параметры форм импульса для электромагнитной и адронной компонент, откалиброванные отдельно для каждого счетчика, вместе с ковариационными матрицами шума, также вычисленными для каждого счетчика.

Разрешение по вкладу адронной компоненты может быть измерено с помощью выборки сигналов от электромагнитных ливней, поскольку в этом случае истинная интенсивность адронной компоненты равна нулю. Для этой цели разработанный алгоритм подгонки был применен к данным с отобранными событиями Баба рассеяния. Проводилась подгонка формы сигналов с кристаллов, которые принадлежат к кластерам, соответствующим e^\pm . Полученная зависимость восстановленного вклада адронной компоненты от энергии, выделенной в кристалле для e^- и e^+ , показана на рисунке 19. На практике небольшие различия в шумах между различными формами сигналов приводят к тому, что значения восстановленного вклада адронной компоненты имеют небольшие положительные и отрицательные выбросы относительно истинного значения, чтобы компенсировать шумы в подгоняемом сигнале. Этим объясняются и отрицательные значения вклада адронной компоненты, наблюдаемые на рисунке 19, хотя истинный вклад

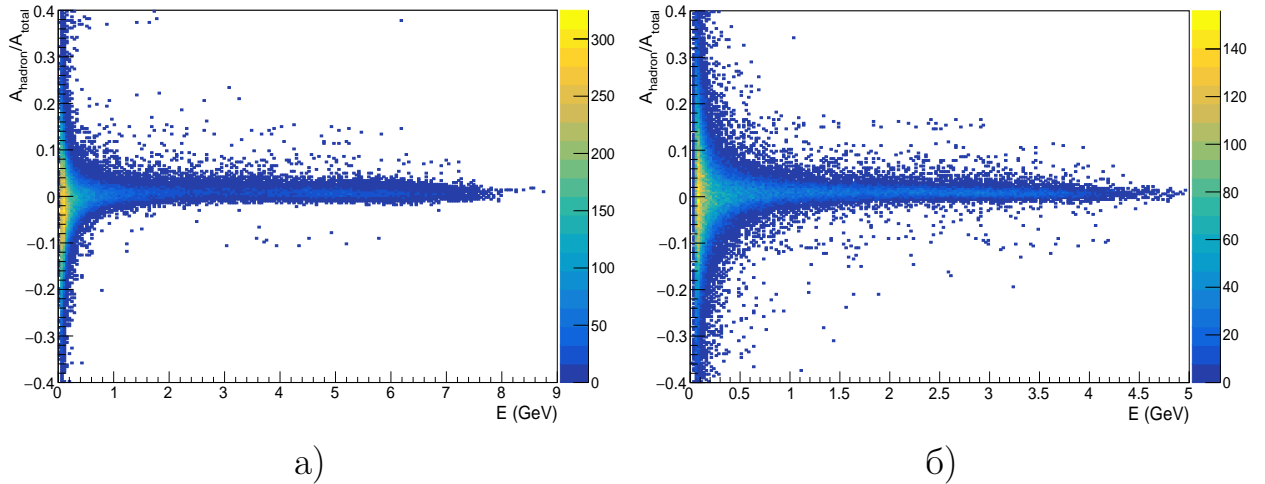


Рис. 19. Вклад адронной компоненты в зависимости от энерговыведения в кристалле для кластеров e^- (а) и e^+ (б) в событиях Баба рассеяния.

адронной компоненты всегда больше или равен нулю.

На рисунке 20 показана зависимость разрешения по вкладу адронной компоненты от энергии для e^- и e^+ в сравнении с разрешением, полученным для алгоритма офлайн подгонки. Для вычисления $\sigma(A_{hadron}/A_{total})$ в зависимости от энергии мы подгоняли распределения вклада адронной компоненты (рис. 19), полученные для различных диапазонов энергии кристалла, к функции Гаусса. При энергии кристалла более ~ 1 ГэВ разрешения для e^- и e^+ имеют близкие значения. При более низких энергиях для кластеров e^- достигается лучшее разрешение, чем для кластеров e^+ , и, вероятно,

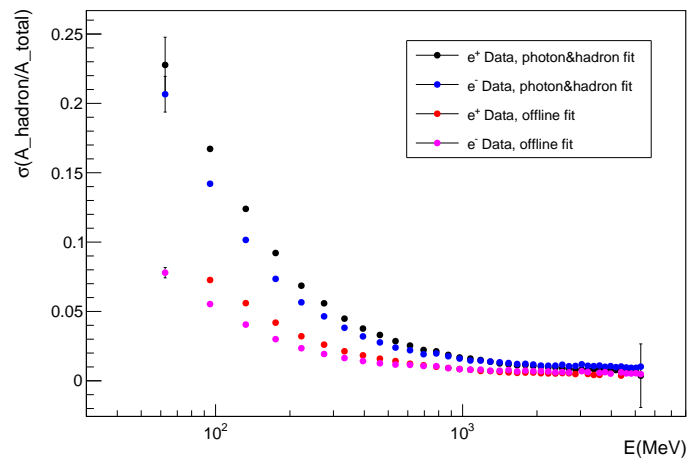


Рис. 20. Разрешение по вкладу адронной компоненты в зависимости от энерговыведения в кристалле, измеренное для событий Баба рассеяния.

это связано с геометрическим распределением фона в детекторе. В целом, вклад адронной компоненты восстанавливается с более высокой точностью для смоделированных сигналов (рис. 18). Это связано с тем, что формы импульсов фотонной и адронной компонент идеально откалиброваны для смоделированных сигналов, а в случае подгонки экспериментальных данных точности калибровок варьируются от кристалла к кристаллу. Также алгоритм офлайн подгонки имеет разрешение лучше, чем реализованный алгоритм, ввиду более сложной процедуры подгонки, позволяющей учитывать накладывающийся сигнал от фотона высокой энергии.

Далее реализованный алгоритм вместе с алгоритмом офлайн подгонки были протестированы на экспериментальных данных с отобранными многоадронными событиями. На рисунке 21 представлена зависимость вклада адронной компоненты, вычисленного в разработанном алгоритме подгонки, от вклада, вычисленного в офлайн подгонке. Из приведенного графика можно заключить, что результаты подгонок согласуются.

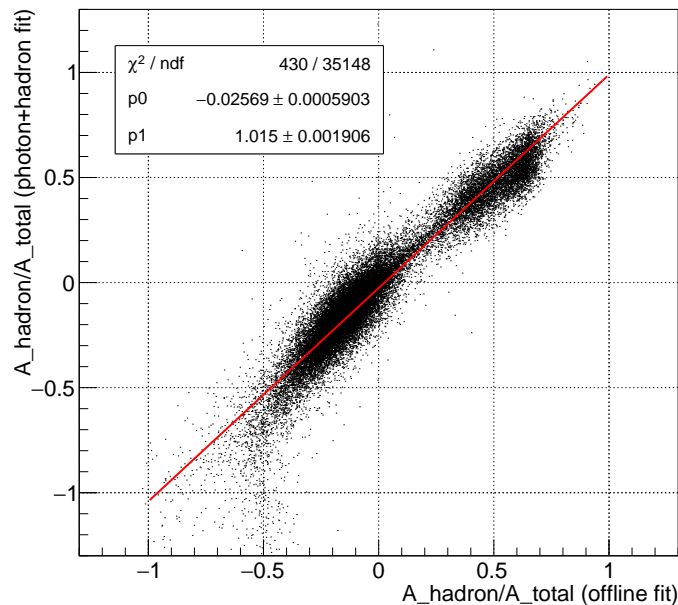


Рис. 21. Зависимость вклада адронной компоненты, вычисленного в разработанном алгоритме подгонки, от вычисленного в офлайн подгонке.

На рисунке 22 приведена зависимость вклада адронной компоненты, вычисленного в реализованной подгонке, от величины энергосодержания в кристалле (только для кристаллов в цилиндрической части калоримет-

ра). Здесь выделяются две области, в которых концентрируются значения вклада адронной компоненты. Они соответствуют случаям когда частица создает в калориметре либо электромагнитный, либо адронный ливень. Из приведенного графика видно, что значения, соответствующие области энерговывделений засчет электромагнитных ливней, смещены относительно нуля в среднем на величину $-0,2$. Такой же эффект наблюдается при офлайн подгонке сигнала. Возможной причиной этого смещения является неточная калибровка функции отклика электроники для фотонной и адронной компонент, что влияет на значения восстановленных амплитуд фотонной и адронной компоненты сигнала, и, следовательно, на величину вклада адронной компоненты.

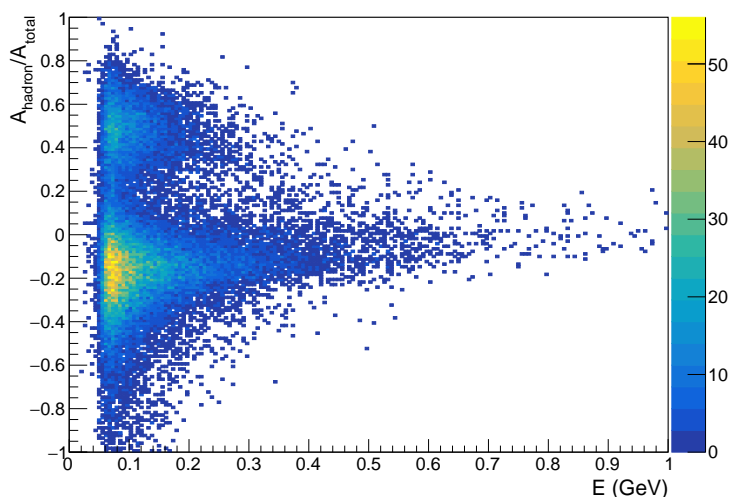


Рис. 22. Вклад адронной компоненты в зависимости от энерговывделения в кристалле (для данных с отобранными многоадронными событиями).

5 Подготовка к имплементации в ПЛИС

В рамках подготовки реализованного алгоритма подгонки для имплементации в ПЛИС он был переписан с языка `c++` на язык `си` и адаптирован для целочисленной арифметики, что упростит задачу реализации в ПЛИС.

На данный момент в ПЛИС реализован алгоритм, подгоняющий сигнал только электромагнитной компонентой. Выходными данными этого алгоритма являются восстановленные значения амплитуды и времени начала сигнала относительно триггерного времени, а также флаг качества подгонки, определяемый по значению χ^2 . Эти значения записываются в 32-битное слово и отправляются в систему сбора данных. Для хранения величины амплитуды отводится 18 бит и значение записывается в единицах каналов АЦП, при этом 1 канал АЦП равен $\approx 0,05$ МэВ. Для хранения времени начала сигнала используются 12 бит, возможные значения лежат в диапазоне от -2048 до 2047 и один отсчет соответствует 0,5 нс. Флаг качества занимает 2 бита.

В модернизированной версии алгоритма подгонки к выходным данным добавляется значение вклада адронной компоненты. Для этого был определен новый способ упаковки выходных данных, позволяющий добавить величину вклада, сохранив общее количество бит неизменным. Это возможно за счет представления значений амплитуды и времени в виде мантиссы и порядка. Так, амплитуду, занимающую ранее 18 бит, можно упаковать в 14 бит, отведя на значение мантиссы 11 бит, а на порядок – 3 бита. В этом случае значение амплитуды после распаковки записывается следующим образом:

$$A = \begin{cases} k, & p = 0 \\ 2^{(10+p)} + k \cdot 2^{(p-1)}, & p = 1..7, \end{cases} \quad (25)$$

где k – мантисса, принимающая значения от 0 до $2^{11} - 1$, p – порядок. При упаковке амплитуды с значением $p \geq 2$ ($A \geq 4096$) потеря точности составляет в худшем случае $\approx 0.05\%$, что значительно лучше внутреннего энергетического разрешения калорметра.

Значение времени, на которое отводилось 12 бит, упаковывается в 11 бит, при этом 1 бит выделяется на хранение знака, 8 бит на мантиссу и 2 бита

на порядок. Время начала сигнала в распакованном виде записывается как:

$$Time = \begin{cases} (-1)^s \cdot k, & p = 0 \\ (-1)^s \cdot (2^{(7+p)} + k \cdot 2^{(p-1)}), & p = 1..3, \end{cases} \quad (26)$$

где s – определяет знак числа, k – мантисса, принимающая значения от 0 до $2^8 - 1$, p – порядок. Распределение по восстановленному времени относительно времени триггера имеет пик в нуле, что соответствует сигнальным кластерам. В районе сигнала, где $|Time| < 256$ нс ($p \leq 1$), временное разрешение не портится. Для больших времен, соответствующих пучковому фону, потеря точности составляет 1 нс при $256 \text{ нс} \leq |Time| < 512$ нс ($p = 2$) и 2 нс при $|Time| \geq 512$ нс ($p = 3$).

При таком способе упаковки амплитуды и времени освобождаются 5 бит, которые используются для хранения значения вклада адронной компоненты. В 5 бит записывается значение вклада из диапазона $-0,02 \div 0,6$, при этом потеря точности составляет $\approx 3\%$.

Было замечено, что разность времен, полученных в алгоритме подгонки одной и двумя компонентами, линейно зависит от величины вклада адронной компоненты: $(T_{photon+hadronfit} - T_{photonfit}) = \alpha I_{hadron}$. Это позволяет сохранять только полученное из подгонки электромагнитной компонентой время начала сигнала, так как при превышении величиной вклада адронной компоненты некоторого порогового значения мы сможем восстановить время для подгонки суммой двух компонент. Коэффициент пропорциональности α будет рассчитан после получения результатов с улучшенной калибровкой форм сигнала с калориметра.

В выходных данных сохраняется амплитуда сигнала, полученная в результате подгонки электромагнитной компонентой, поскольку энергетическое разрешение для фотонов лучше, чем для адронов. Так, для фотонов оно составляет $\sim 1\%$, а для адронов десятки процентов.

6 Моделирование для модернизации считывающей электроники калориметра

Считывающая электроника для калориметра Belle II была разработана более 10 лет назад. С развитием технологий за это время стали доступны 18-битные АЦП с частотой оцифровки до ~ 15 МГц. Сейчас рассматривается вопрос о модернизации электроники калориметра. В данной работе было исследовано, чего можно добиться простой модернизацией за счет уменьшения времени оцифровки и, соответственно, времени формирования сигнала.

Основываясь на программе моделирования и подгонки сигнала была проведена оценка амплитудного и временного разрешений, которое можно получить для различных времен формирования и оцифровки. Всего было рассмотрено три случая: существующая электроника с временем формирования сигнала $t_{sh} \approx 0,5$ мкс и временем между измерениями АЦП $T_S = \frac{1}{1,76 \text{ МГц}} \approx 0,567$ мкс, новая электроника с временами формирования и оцифровки равными 0,3 мкс и 0,2 мкс.

Время формирования зависит от постоянных времени дифференцирования (каскад дифференцирования U2) и времен интегрирования фильтров Бесселя (схемы U4, U5) (см. рис. 6). Длинная компонента высвечивания подавляется путем вычитания из сигнала некоторой доли интегрированного сигнала (схема U3), и постоянная интегрирования имеет значение порядка времени высвечивания длинной компоненты. Для моделирования отклика электроники при разных временах формирования, функция, описывающая форму сигнала с выхода формирователя модуля ShaperDSP, была переписана таким образом, чтобы напрямую зависеть от выше перечисленных постоянных времени, а также от времен высвечивания короткой и длинной компоненты, доли длинной компоненты высвечивания и величины фракции вычитаемого интегрированного сигнала. Таким образом, для моделирования формирователей с временами 0,3 мкс и 0,2 мкс требуется пропорционально уменьшить времена дифференцирования и интегрирования фильтров Бесселя, которые в существующей схеме имеют значения около 0,5 мкс.

На рисунке 23 представлены формы выходных сигналов для различных времен формирования. Чем меньше время формирования, тем уже сигнал

и тем быстрее достигается пиковое значение. Так, для $t_{sh} \approx 0,5$ мкс время достижения пика составляет $\approx 2,2$ мкс, для $t_{sh} = 0,3$ мкс пиковое время около 1,4 мкс, а для $t_{sh} = 0,2$ мкс около 1 мкс.

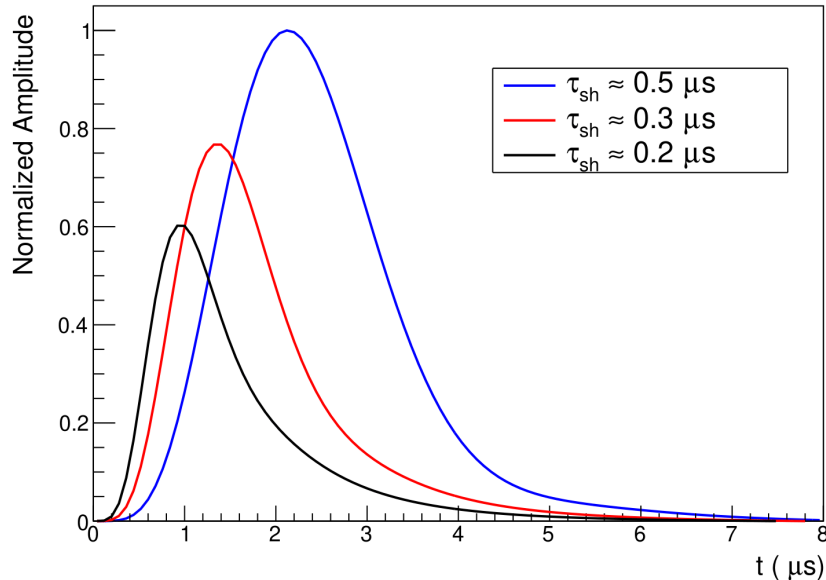


Рис. 23. Форма сигнала с выхода формирователя для времен формирования $t_{sh} \approx 0,5$ мкс, $0,3$ мкс и $0,2$ мкс.

Чтобы при моделировании шумов электроники не вычислять каждый раз обращенную матрицу корреляции, два основных источника шумов электроники – последовательные и параллельные шумы генерировались по аналогии с шумами наложения. Шумы состоят из коротких импульсов, пришедших на вход фильтра. Формы импульсов для параллельных шумов на выходе фильтра задаются функцией отклика формирователя на импульс с коротким временем высвечивания, а для последовательных шумов – производной этой функции. При этом, чтобы получить гауссово распределение, задавалась большая частота шумов.

На рисунке 24 приведено амплитудное разрешение для различных времен формирования и оцифровки сигнала в зависимости от частоты шумов наложения. Значения амплитуд восстанавливались с помощью подгонки сигнала одной компонентой. Для малых уровней шумов наложения амплитудное разрешение чуть хуже для более коротких времен формирования за счет возрастающих последовательных шумов, которые не компенсируются циф-

ровой фильтрацией. При больших частотах шумов амплитудное разрешение улучшается примерно на 15% для меньших времен формирования. Кроме того, при уменьшении времени формирования область подгонки уменьшается, и вместе с этим уменьшается вероятность наложения импульсов большой амплитуды. Так, область подгонки для времени оцифровки $T_S = 0,567$ мкс составляет около 17 мкс (31 точка сигнала), для $T_S = 0,3$ мкс область подгонки сокращается до 9 мкс, а для $T_S = 0,2$ мкс до 6 мкс.

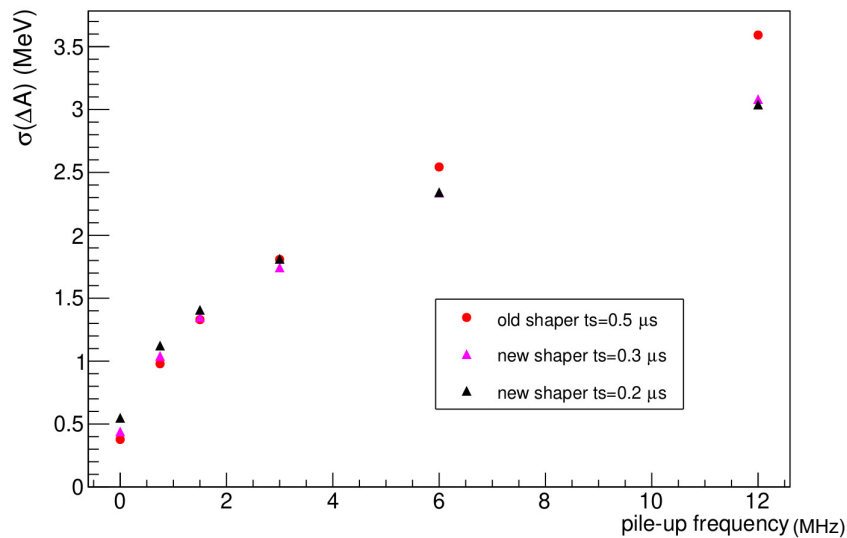


Рис. 24. Зависимость амплитудного разрешения от частоты шумов наложения для различных времен формирования.

Временное разрешение для различных времен формирования и оцифровки сигнала в зависимости от частоты шумов наложения приведено на рисунке 25. Временное разрешение улучшается с уменьшением времени формирования за счет увеличения скорости нарастания сигнала. Для малых шумов улучшение составляет $\approx 10\%$, а для больших шумов временное разрешение становится лучше примерно в 2 раза.

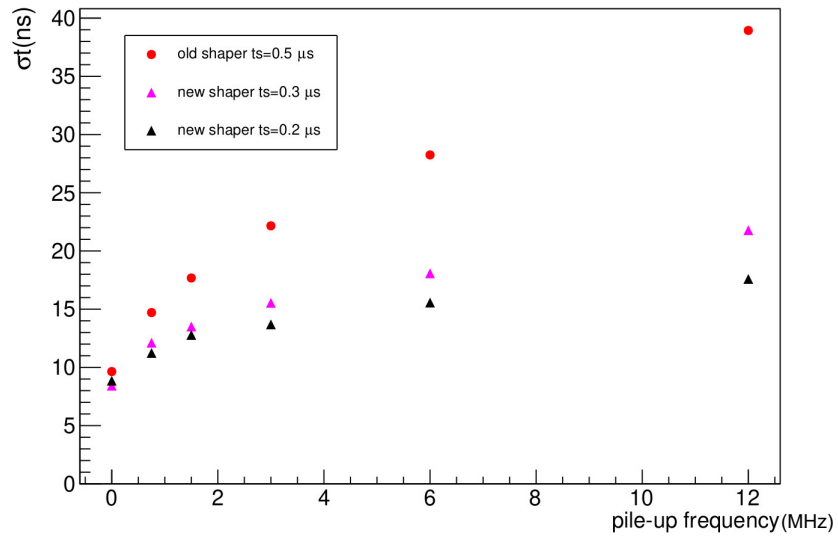


Рис. 25. Временное разрешение в зависимости от частоты шумов наложения для различных времен формирования.

7 Заключение

Основные результаты данной работы заключаются в следующем:

1. Разработан пакет программ для генерирования сигнала с калориметра, включающего фотонную и адронную компоненту, с учетом шума электроники и шумов наложения.
2. Разработан упрощенный алгоритм подгонки данных суммой фотонной и адронной компонент, который может быть легко имплементирован в ПЛИС. Данный алгоритм позволяет восстанавливать величину вклада адронной компоненты, амплитуду и время прихода сигнала относительно сигнала запуска.
3. Используя результаты работы алгоритма на сгенерированных данных, было исследовано, как разрешение по времени, амплитуде и вкладу адронной компоненты зависят от энергии сигнала.
4. Реализованный алгоритм и программа офлайн подгонки сигнала были протестированы на экспериментальных данных с отобранными событиями Баба рассеяния и многоадронными событиями. Результаты двух подгонок согласуются.
5. Разработанный алгоритм подгонки сигнала суммой двух компонент был подготовлен для имплементации в ПЛИС. Был определен новый способ упаковки выходных данных, позволяющий добавить к выходным данным значение вклада адронной компоненты без увеличения размера посылки.
6. Проведено моделирование возможной модернизации считывающей электроники путем увеличения частоты АЦП и уменьшения времени формирования сигнала.

Список литературы

1. Belle II Technical Design Report / Т. Abe [et al.]. — 2010. — arXiv: 1011.0352.
2. *Storey R. S., Jack W., Ward A.* The Fluorescent Decay of CsI(Tl) for Particles of Different Ionization Density // Proceedings of the Physical Society. — 1958. — July. — Vol. 72, no. 1. — P. 1–8.
3. CsI(Tl) pulse shape discrimination with the Belle II electromagnetic calorimeter as a novel method to improve particle identification at electron–positron colliders / S. Longo [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2020. — Vol. 982. — P. 164562. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900220309591>.
4. Accelerator design at SuperKEKB / Y. Ohnishi [et al.] // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2013. — Mar. — Vol. 2013, no. 3. — URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/pts083> ; 03A011.
5. The Belle Detector / A. Abashian [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2002. — Vol. 479. — P. 117–232.
6. A detailed test of the CsI(T) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20 MeV and 5.4 GeV // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2000. — Vol. 441, no. 3. — P. 401–426. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299009924>.
7. Титце У., Шенк К., Полупроводниковая техника. Справочное руководство, Москва, Мир – 1982.
8. *Analog Devices I.* AD7641. — <https://www.analog.com/media/en/technical-documentation/data-sheets/AD7641.pdf>.
9. *Xilinx.* Spartan-3 FPGA Family Data Sheet. — <https://docs.xilinx.com/v/u/en-US/ds099>.

10. Upgrade of trigger and DAQ for CsI at Belle II / V. Aulchenko [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — Sept. — Vol. 9, no. 09. — P. C09014–C09014.
11. *Amsler C.* Nuclear and particle physics. — IOP Pub., 2015. — (IOP Expanding physics). — URL: <https://cir.nii.ac.jp/crid/1130000795548492416>.
12. *Olive K.* Review of Particle Physics // Chinese Physics C. — 2016. — Oct. — Vol. 40, no. 10. — P. 100001. — URL: <https://doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001>.
13. *Watanabe N.* Neutronics of pulsed spallation neutron sources // Reports on Progress in Physics. — 2003. — Feb. — Vol. 66, no. 3. — P. 339–381. — URL: <https://doi.org/10.1088/0034-4885/66/3/202>.
14. *Knoll G.* Radiation Detection and Measurement. — 01/2000.
15. *Longo S., Roney J. M.* Hadronic vs. electromagnetic pulse shape discrimination in CsI(Tl) for high energy physics experiments // Journal of Instrumentation. — 2018. — Mar. — Vol. 13, no. 03. — P03018–P03018. — URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/13/03/p03018>.
16. TMinuit Class Reference. — URL: <https://root.cern.ch/doc/master/classTMinuit.html>.
17. ROOT, a data analysis framework. — URL: <https://root.cern.ch>.
18. *Moll A.* The Software Framework of the Belle II Experiment // Journal of Physics: Conference Series. — 2011. — Dec. — Vol. 331, no. 3. — P. 032024.
19. First measurements of beam backgrounds at SuperKEKB / P. Lewis [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2019. — Vol. 914. — P. 69–144. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218306909>.
20. Eigen v3 / G. Guennebaud, B. Jacob, [et al.]. — 2010. — URL: <http://eigen.tuxfamily.org>.
21. ROOT. TTree Class Reference. — URL: <https://root.cern.ch/doc/master/classTTree.html>.