

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи

Коновалов Алексей Михайлович

**Обнаружение процесса упругого когерентного рассеяния
нейтрино на атомном ядре и определение его сечения на
ядрах Cs и I**

Специальность 1.3.15 —

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физ.-мат. наук
Акимов Дмитрий Юрьевич

Москва — 2023

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Упругое когерентное рассеяние нейтрино на ядре атома	9
1.1 Теоретическое выражение для сечения УКРН	11
1.2 Актуальность исследований	12
1.3 Источники нейтрино для исследования УКРН	14
1.4 Эксперименты по поиску УКРН	18
Глава 2. Эксперимент COHERENT	24
2.1 Ускоритель SNS	24
2.2 Программа измерений COHERENT	26
2.2.1 Измерения фона	27
2.2.2 Детекторы для исследования УКРН	28
2.2.3 Дополнительные измерения	31
Глава 3. Детектор CsI[Na] на SNS	32
3.1 Установка CsI[Na]	32
3.2 Световой выход кристалла	36
3.2.1 Отклик кристалла на гамма-кванты 59.5 кэВ	37
3.2.2 Однофотоэлектронные сигналы ФЭУ	42
3.3 Отклик в области событий с малым энерговыделением	45
Глава 4. Первая регистрация УКРН на SNS	53
4.1 Проверка временной привязки триггера	53
4.2 Верификация светового выхода и его стабильность	54
4.3 Критерии качества при отборе данных	59
4.4 Подход к анализу данных	61
4.5 Оптимизация отборов	62
4.6 Результаты	65
Глава 5. Измерение квенчинг фактора ядер отдачи в CsI[Na]	68

5.1	Нейтронные пучки TUNL для измерения КФ	71
5.2	Экспериментальные установки	73
5.3	Калибровка шкалы энергий CsI[Na]	75
5.4	COHERENT-1	77
5.5	COHERENT-2	80
5.6	COHERENT-3	84
5.7	COHERENT-4	86
5.8	Аппроксимация зависимости КФ от энергии ядра отдачи	89
5.9	Публикация данных	93
Глава 6. Результаты на основе полной экспозиции CsI[Na]		94
6.1	Исследование систематических эффектов	94
6.1.1	Отбор импульсов	94
6.1.2	События в первых 100 нс <i>ROI</i>	96
6.1.3	“Временная” эффективность	98
6.1.4	Эффективность отбора по N_{Ch}	100
6.1.5	Зависимость между величиной интеграла и временем появления сигналов	103
6.1.6	Энергетическое разрешение CsI[Na]	107
6.1.7	Исправление базы данных мощности пучка	108
6.2	Подход к аппроксимации спектров УКРН	109
6.3	Результаты анализа	110
6.4	Следствия	115
Заключение		117
Список сокращений и условных обозначений		119
Список литературы		121
Список рисунков		142
Список таблиц		146
Приложение А. Алгоритм поиска и параметризации импульсов		147

Приложение Б. Нейтронный фон, коррелированный со сбросом пучка на мишень	150
Приложение В. Некоторые методологические вопросы измерения КФ	153
Приложение Г. Линейность ФЭУ Hamamatsu H11934-200	157
Г.1 Масштаб сигнала от 59.5 кэВ гамма-кванта в CsI[Na]	158
Г.2 Тесты линейности H11934-200	159
Приложение Д. Оценка светового выхода и модель заряда однофотоэлектронного сигнала ФЭУ	166

Введение

Упругое когерентное рассеяние нейтрино на ядре атома (УКРН) — следствие нейтрального тока слабого взаимодействия. Существование этого процесса было теоретически обосновано в 1974 году [1; 2]. Суть УКРН состоит в интерференции амплитуд рассеяния нейтрино на нуклонах ядра при достаточно малом переданном импульсе. Такая интерференция характерна для нейтрино с энергией менее 50 МэВ. Её следствием является увеличение сечения рассеяния на ядре по сравнению с суммой сечений рассеяния на каждом из его нуклонов. Эффективно полное сечение УКРН пропорционально квадрату числа нейтронов в ядре [3]. Это наиболее вероятный канал взаимодействия нейтрино низких энергий с веществом, состоящим из атомов средних и тяжёлых элементов [4]. Важной особенностью этого процесса является малость переданной ядру энергии [1]. Максимальная энергия ядра отдачи при рассеянии реакторных антинейтрино — от сотен электронвольт до нескольких килоэлектронвольт [5]. При УКРН нейтрино и антинейтрино, рождённых в распаде покоящихся пионов на ускорителях, она может достигать нескольких десятков килоэлектронвольт [6]. Сложность регистрации ядра отдачи низкой энергии при общей малости сечения обусловила отсутствие экспериментального подтверждения УКРН вплоть до 2017 года [4].

Актуальность темы. Регистрация УКРН и сравнение измеренных параметров этого процесса с предсказанием Стандартной модели интересны с точки зрения поиска *Новой физики*, особенно наличия нестандартного вклада во взаимодействия нейтрино с кварками [3; 7; 8] и аномальных электромагнитных свойств нейтрино [9; 10]. УКРН может служить инструментом измерения электрослабого угла смешивания $\sin^2\theta_W$ в области переданного импульса порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт [11], а также ядерного форм-фактора — меры пространственного распределения нуклонов внутри ядра [12; 13]. Для подземных экспериментов по поиску гипотетических частиц тёмной материи когерентное рассеяние солнечных, атмосферных и галактических нейтрино является фоном [14]. Независимое измерение сечения УКРН позволило бы сократить соответствующую систематическую неопределённость в будущих экспериментах. Аналогичную роль играет УКРН и при поиске лёгких

частиц тёмной материи на ускорителях [15]. В силу относительно большого сечения УКРН может использоваться как основа регистрации нейтрино компактными детекторами. Такие детекторы могут найти применение в экспериментах по поиску стерильных нейтрино на короткой базе [16–18], а также служить прикладным целям. Например, мониторингу состава топлива в активной зоне ядерного реактора [19–21].

Целью данной работы является регистрация процесса УКРН и измерение его сечения на ядрах атомов CsI. Здесь и далее под “сечением УКРН на ядрах атомов CsI” имеется в виду усредненное сечение УКРН на близких по количеству нейтронов ядрах ^{133}Cs (78) и ^{127}I (74). Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Зарегистрировать УКРН при помощи детектора CsI[Na] на ускорителе Spallation Neutron Source (SNS) на основе данных 2015–2017 годов.
2. Уточнить отклик сцинтиллятора CsI[Na] на ядра отдачи с энергией от 5 до 30 кэВ для сокращения неопределённости ожидаемой скорости счёта событий УКРН.
3. Измерить сечение УКРН на ядрах атомов CsI на полном наборе данных CsI[Na] 2015–2019 годов.

Основные результаты, выносимые на защиту:

1. Первая в мире регистрация УКРН на ядре атома. Значимость результата составила 7σ .
2. Измерение усреднённого по спектру энергий нейтрино SNS сечения УКРН на ядрах атомов CsI: $\langle\sigma\rangle_{\text{Ф}} = (165_{-25}^{+30}) \times 10^{-40} \text{ см}^2$.

Научная новизна:

1. Была произведена первая в мире регистрация процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на ядре атома.
2. Впервые измерено сечение УКРН на ядрах атомов CsI. Полученное значение сечения — наиболее точное из измерений УКРН.

Теоретическая и практическая значимость. Регистрация процесса УКРН с сечением, не противоречащим Стандартной модели, позволяет вычислить ограничения на потенциальный вклад *Новой физики* во взаимодействие нейтрино с кварками [3; 7; 8]. Обнаружение УКРН подтверждает представления о его роли в природе, в частности — в переносе энергии при звездном коллапсе [1; 22–24]. Кроме того, УКРН может быть использован в качестве инструмен-

та физических исследований: в экспериментах по измерению слабого ядерного форм-фактора [12; 13], величины угла электрослабого смешивания на масштабе нескольких десятков мегаэлектронвольт [11], а также поиска стерильных нейтрино [8; 16; 18]. Наблюдение предсказанного эффекта на ускорителе подтверждает принципиальную возможность использования УКРН для мониторинга состояния ядерных реакторов [19–21].

Достоверность обнаружения эффекта УКРН на данных детектора CsI[Na] 2015–2017 годов подтверждается совпадением выводов двух групп анализа: группы из США и группы из России, в которой ведущую роль играл автор диссертации. Значимость регистрации УКРН на основе анализа группы из США составила 6.7σ , российской группы — 7.2σ . Результаты обеих групп не противоречат УКРН Стандартной модели. С увеличением массива данных (2015–2019 гг.) значимость регистрации выросла до $\sim 12\sigma$. Кроме того, произведённое в 2020 году коллаборацией COHERENT измерение УКРН на ядре аргона [25] подтвердило существование этого процесса и соответствие его сечения предсказанию Стандартной модели. Результаты измерений отклика сцинтиллятора CsI[Na] на ядра отдачи с энергией от 5 до 30 кэВ методом *меченых нейтронов* были подтверждены в измерении методом *конечной точки*. Процедуры восстановления характеристик событий как для данных с SNS, так и калибровочных данных из Triangle Universities Nuclear Laboratory (TUNL), были верифицированы путём их проверки на искусственно созданных формах сигнала с известными характеристиками.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на международных и российских конференциях Lomonosov–2017, ICCRA–2017, Magnificent CEvNS 2019 и 2020, ICHEP–2020, МКТЭФ–2020, Rencontres de Moriond 2021. Они были представлены на семинарах ИЯФиТ НИЯУ МИФИ (2017, 2022 г.) и НИЦ КИ – ИТЭФ (2017 г.), Лаборатории Кавендиша в Кембриджском университете (2017 г.), рабочих совещаниях коллаборации COHERENT (2016–2022 гг.). Результаты работы автора вошли в отчёты по гранту РФФИ 17-02-01077_А и проекту Министерства образования РФ «Фундаментальные свойства элементарных частиц и космология» №0723-2020-0041. В 2017 году автор диссертации получил в составе научной группы премию И.В. Курчатова НИЦ “Курчатовский институт” за работу “Первое наблюдение процесса упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомном ядре”.

Личный вклад. Автор является членом коллаборации COHERENT с 2016 года. Он лично провёл обработку и анализ данных детектора CsI[Na] за 2015–2017 годы в рамках утверждённого коллаборацией подхода — “параллельного анализа” с группой из США. Эта работа включала в себя обработку записанных АЦП установки форм сигнала, калибровку светового выхода кристалла и его стабильности. Кроме того, были введены и оптимизированы отборы, позволяющие выделить сигнал от УКРН, а также оценена эффективность этих отборов относительно сигнала. Автор лично получил экспериментальные распределения характеристик сигналов CsI[Na], позволившие сделать заключение о первом в мире наблюдении УКРН. Автор лично провёл обработку и анализ данных калибровок кристалла CsI[Na] нейтронным пучком, а также подтвердил линейность отклика использованного фотоумножителя в этом измерении. Автор лично провёл обработку и анализ полного массива данных CsI[Na] за 2015–2019 годы и получил экспериментальные распределения характеристик сигналов CsI[Na], позволившие измерить сечение процесса УКРН на ядрах атомов CsI.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 печатных изданиях, 4 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и пяти приложений. Полный объём диссертации составляет 169 страниц с 87 рисунками и 14 таблицами. Список литературы содержит 194 наименования.

Глава 1. Упругое когерентное рассеяние нейтрино на ядре атома

Упругое когерентное рассеяние нейтрино на ядре атома — процесс взаимодействия нейтрино с нуклонами ядра посредством нейтрального тока слабого взаимодействия (обмена Z -бозоном). Нейтрино рассеивается на нуклонах, и, если переданный импульс $|q|$ меньше или порядка обратного размера атомного ядра R_N^{-1} , происходит интерференция индивидуальных амплитуд рассеяния нейтрино на каждом из нуклонов [22]. Внутреннее состояние атомного ядра и тип нейтрино при этом не изменяются, процесс является упругим. Для тяжелых и средних ядер сечение УКРН значительно превышает сечения реакций слабого заряженного тока на ядрах (рисунок 1.1). Процесс УКРН — наиболее вероятный канал взаимодействия нейтрино низких энергий с веществом.

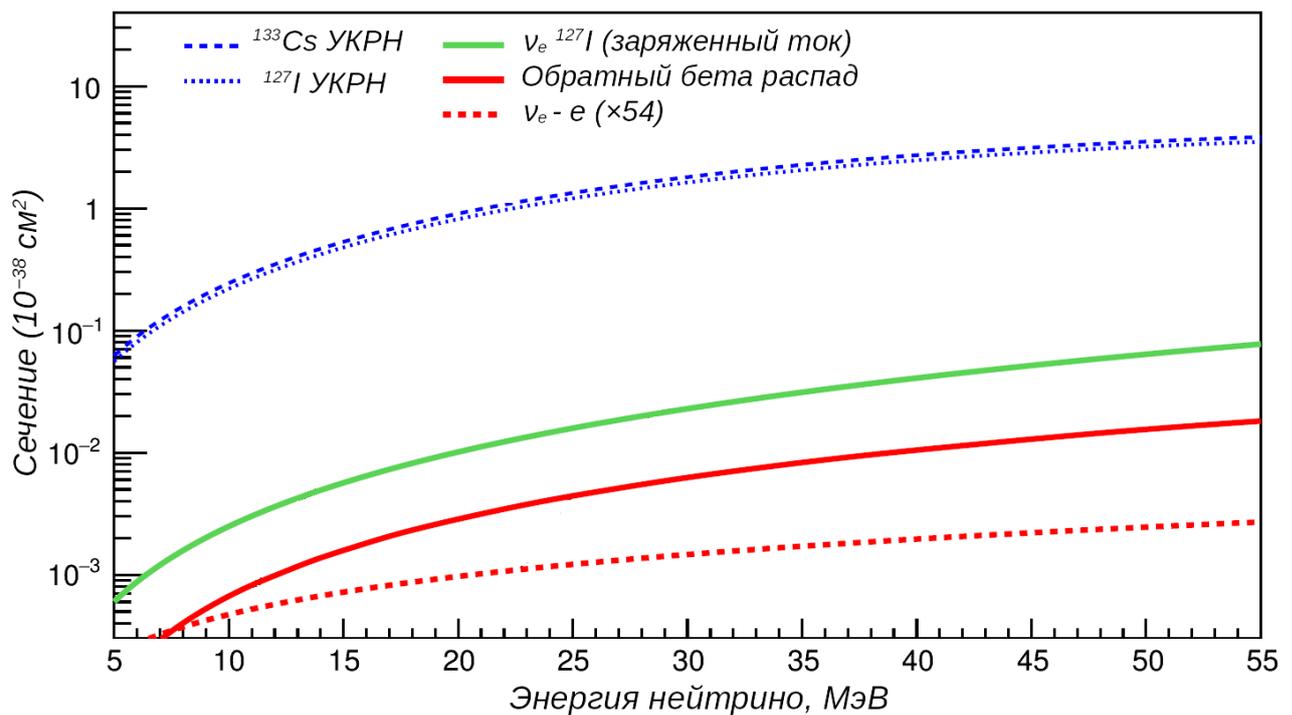


Рисунок 1.1 — Зависимость сечения УКРН на ядрах ^{127}I и ^{133}Cs от энергии нейтрино в сравнении со слабым заряженным током на ядре ^{127}I и обратным бета-распадом на протоне [4]. Также для сравнения приведено сечение рассеяния на 54 электронах — их среднем числе на атом в молекуле CsI.

Впервые на возможность УКРН указывает в своей работе 1974 года Д. Фридман [1]. Практически одновременно публикуется и работа советских физиков В. Копелиовича и Л. Франкфурта [2]. Открытие слабого нейтрального тока в эксперименте Gargamelle [26] наводит Д. Фридмана на мысль о том,

что дифференциальное сечение упругого взаимодействия нейтрино с ядром атома в силу интерференции должно иметь максимум при малых углах рассеяния подобно тому, как это происходит при рассеянии электрона на ядре. Он также замечает, что для нейтрино малых энергий интерференция конструктивна вне зависимости от угла рассеяния, и сечение должно быть пропорционально квадрату числа нуклонов в ядре: $\sigma \sim A^2$ [1].

На основе представлений об УКРН Д. Фридман высказывает [1] и развивает в соавторстве с коллегами Д. Шраммом и Л. Таббсом [22] идею о значительной роли обсуждаемого процесса в динамике коллапсирующих звёзд. В частности, при достижении веществом звезды плотности порядка 10^{12} г/см³ величина свободного пробега нейтрино, обусловленного УКРН, становится меньше размеров звёздного ядра. Нейтрино оказываются “запертыми” в нём, и их распространение переходит в режим диффузии, что существенно ограничивает нейтринный канал отвода тепла из внутренних областей звезды. Более подробное обсуждение этого и других аспектов динамики сверхновых и роли нейтрино в звёздном коллапсе можно найти в обзорах [23; 24].

Таблица 1.1

T_{max} для УКРН на некоторых ядрах

Ядро	T_{max} , кэВ ($E_\nu = 5$ МэВ)	T_{max} , кэВ ($E_\nu = 30$ МэВ)
^{12}C	4.47	160.2
^{23}Na	2.33	83.8
^{40}Ar	1.34	48.3
^{74}Ge	0.73	26.1
^{133}Cs	0.40	14.5

Несмотря на относительно большую величину сечения УКРН, его первая регистрация [4], которой посвящена данная работа, состоялась лишь спустя 43 года с момента выхода в свет пионерских теоретических работ. Значительные экспериментальные трудности наблюдения этого процесса связаны, прежде всего, с тем, что единственным его измеримым результатом является ядро отдачи малой энергии. Представление о масштабе этой энергии можно получить из Таблицы 1.1, в которой приведены её максимальные значения T_{max} , рассчитанные по формуле 1.2 для различных мишеней. Энергии $E_\nu = 5$ МэВ и $E_\nu = 30$ МэВ были выбраны как характерные для реакторных антинейтрино и нейтрино от двухчастичного распада пиона в покое соответственно. Сочетание

низкого энергетического порога детектора с низким уровнем внутреннего и внешнего фона, а также наличие источника нейтрино высокой интенсивности — ключ к регистрации УКРН на ядре атома. Долгое время экспериментаторам не удавалось найти гармоничную комбинацию этих составляющих.

Ниже в этой главе обсуждается выражение для сечения УКРН на ядре атома, рассматривается актуальность экспериментального поиска и изучения этого процесса, а также приводится краткий обзор статуса существующих и планируемых экспериментов.

1.1 Теоретическое выражение для сечения УКРН

В рамках Стандартной модели выражение для сечения УКРН на покоящемся атомном ядре может быть записано следующим образом [3]:

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{G_F^2 \left[N - (1 - 4 \sin^2 \theta_W) Z \right]^2 M}{4\pi} \left(1 - \frac{T}{T_{max}} \right) F_{nucl}^2(q^2). \quad (1.1)$$

Здесь G_F — константа Ферми, M — масса ядра, Z и N — число протонов и нейтронов в нём, а E_ν — начальная энергия нейтрино. Кинетическая энергия ядра отдачи T может изменяться от 0 до

$$T_{max} = 2E_\nu^2 / (M + 2E_\nu). \quad (1.2)$$

Векторный ядерный форм-фактор $F_{nucl}(q^2)$ отражает, насколько сильна интерференция амплитуд рассеяния нейтрино на нуклонах, и связан с распределением плотности нуклонов внутри ядра [6]. Отметим, что $F_{nucl}(0) = 1$, а в случае ненулевого переданного импульса $q^2 > 0$ величина форм-фактора не превышает единицу. Вклад протонов в сечение подавлен множителем $[1 - 4 \sin^2 \theta_W] \approx 0.05$ при значении электрослабого угла смешивания $\sin^2 \theta_W = 0.2386$ на масштабе $|q|$ 10-100 МэВ [27]. Эффективно $d\sigma/dT \sim N^2$, что несколько отличается от первоначальной оценки Д. Фридмана [1]. Доминирование нейтронного вклада

означает и то, что ядерный форм-фактор выражения 1.1 связан с распределением нейтронов в ядре атома.

Выражение 1.1 составлено в предположении о том, что вкладом слабого аксиального тока в сечение УКРН можно пренебречь. Такое предположение оправдано, если число нуклонов в ядре значительно превышает число нуклонов с некомпенсированным спином [3; 7], что справедливо для тяжёлых стабильных ядер. Это условие обеспечивает и равенство сечения упругого когерентного рассеяния нейтрино и антинейтрино равных энергий. Стоит также отметить, что выражение 1.1 получено для УКРН на ядре с нулевым полным спином. Сравнение результатов расчёта для ядер со спином 0 и $1/2$ свидетельствует в пользу того, что наличие у тяжёлого ядра спина мало влияет на полное сечение [3], хотя теоретическое выражение для УКРН на ядре с произвольным спином в литературе не встречается.

1.2 Актуальность исследований

Исследование УКРН на ядре атома представляет интерес прежде всего с точки зрения проверки Стандартной модели (СМ), а также поиска взаимодействий и частиц за её пределами. Часто рассматриваются потенциальные отклонения констант связи нейтрино с кварками от СМ в её модификациях, аналогичных по структуре нейтральному току слабого взаимодействия. Такие модификации обсуждаются, например, в работах [3; 7; 8], а краткое описание моделей, приводящих к нестандартным взаимодействиям, может быть найдено в обзоре [28]. Отличие измеренного сечения УКРН от предсказанного в рамках Стандартной модели может свидетельствовать о наличии *Новой физики*. Отсутствие же отклонения позволит установить ограничения на параметры соответствующих расширений СМ. Интерес исследователей в этой области подогревается тем фактом, что некоторые из этих расширений могут повлиять на интерпретацию осцилляционных параметров нейтринного сектора и чувствительность осцилляционных экспериментов к иерархии масс нейтрино [29]. Процесс УКРН может оказаться чувствительным и к электромагнитным свойствам нейтрино [9], предсказанным некоторыми из расширений СМ, — магнитному

и дипольному электрическому моментам, а также электрическому заряду или форм-фактору этого заряда [10].

Эксперименты по поиску и исследованию УКРН могут стать источником сведений, касающихся внутренней структуры ядра. Как видно из выражения 1.1, сечение УКРН пропорционально значению ядерного форм-фактора $F_{nucl}^2(q^2)$ — Фурье-образу распределения плотности нейтронов в ядре (вклад от протонов подавлен). Измерение этого форм-фактора с точностью в несколько процентов, сопоставимой с результатами из адрон-ядерного [30; 31] и электрон-ядерного рассеяния [32], требует значительной массы детектора и малой систематической неопределённости результата. Тем не менее, на перспективность УКРН в этом плане указывается в работах [12; 13]. Похожим образом обстоит дело и с измерением электрослабого угла смешивания в области переданного импульса порядка нескольких десятков мегаэлектронвольт [11]. Такое исследование проверяет соответствие наблюдаемого и предсказанного СМ изменения констант связи с масштабом энергии, оно требует субпроцентной точности измерения сечения УКРН.

В силу относительно большого сечения УКРН может использоваться для создания нейтринных детекторов, размеры которых существенно меньше аналогов, регистрирующих рассеяние на электронах, заряженный ток на ядрах или реакцию обратного бета-распада на протоне. Такие детекторы могут быть использованы для решения различных задач современной физики элементарных частиц и атомного ядра. Например, для поиска стерильных нейтрино в экспериментах на короткой базе [16–18]. Это же свойство УКРН создаёт потенциал для его практического применения — мониторинга состава топлива в активной зоне ядерного реактора, в том числе с целью обнаружения несанкционированного изъятия делящихся материалов [21]. В процессе работы реактора происходит “выгорание” урана и наработка изотопов плутония, также участвующих в процессе деления. Как видно из рисунка 1.2, энергетические спектры антинейтрино, образующихся при делении различных компонент топлива имеют разную форму. Изменения в совокупном спектре испускаемых антинейтрино могут быть зарегистрированы как изменение скорости счёта событий УКРН в детекторе в силу зависимости сечения этого процесса от энергии [19; 20].

Стоит упомянуть, что УКРН играет нетривиальную роль в процессе поиска частиц-кандидатов на роль тёмной материи (ТМ). Если говорить об экспери-

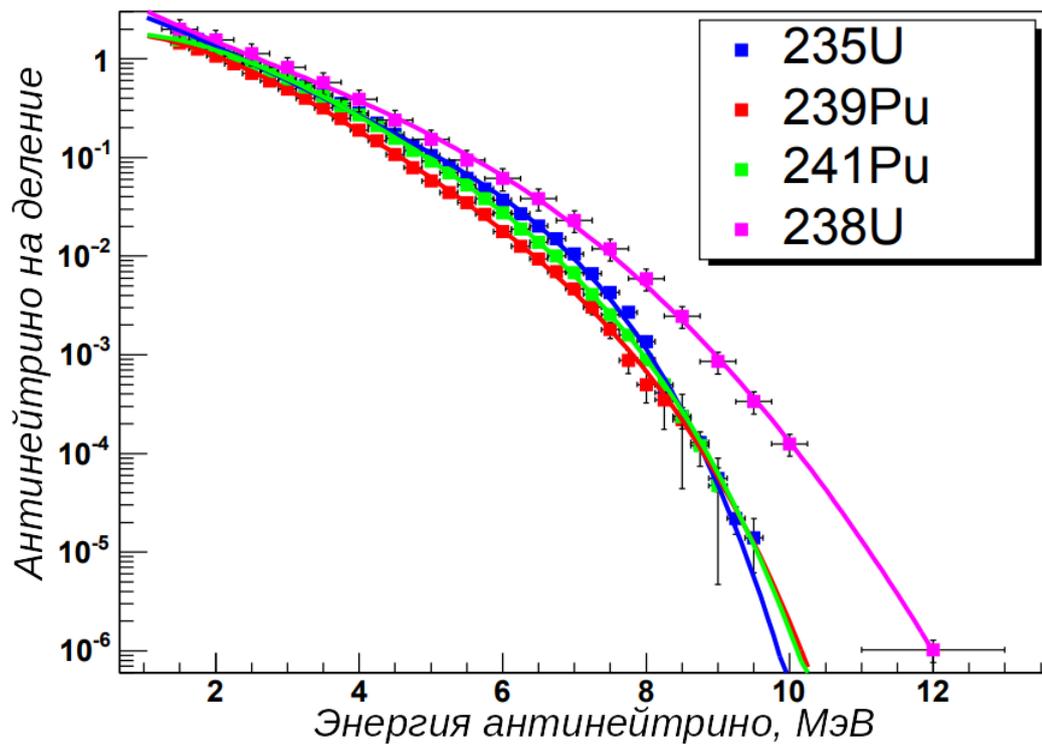


Рисунок 1.2 — Энергетические спектры антинейтрино, испускаемых при делении основных компонент топлива ядерного реактора [33, с. 18].

ментах по прямому поиску ТМ, использующих низкофоновые низкопороговые детекторы в подземных лабораториях, то для них когерентное рассеяние солнечных и атмосферных нейтрино, а также нейтрино от сверхновых, представляет собой фон [14]. Положение “нейтринного порога” в пространстве параметров прямого поиска ТМ представлено на рисунке 1.3. Потенциальные способы выделения сигнала от ТМ на таком фоне — анализ направления движения частицы-кандидата и изучение временных модуляций числа взаимодействий. Схожую роль УКРН может играть и в ускорительных экспериментах, нацеленных на изучение частиц-кандидатов на ТМ с массой менее 1 ГэВ [15].

1.3 Источники нейтрино для исследования УКРН

Логично начать описание экспериментальных аспектов поиска УКРН с обсуждения подходящих источников нейтрино. Распределение нейтрино по энергии и временные параметры потока во многом определяют выбор вещества-мишени и способ регистрации энергосвечения. С точки зрения величины по-

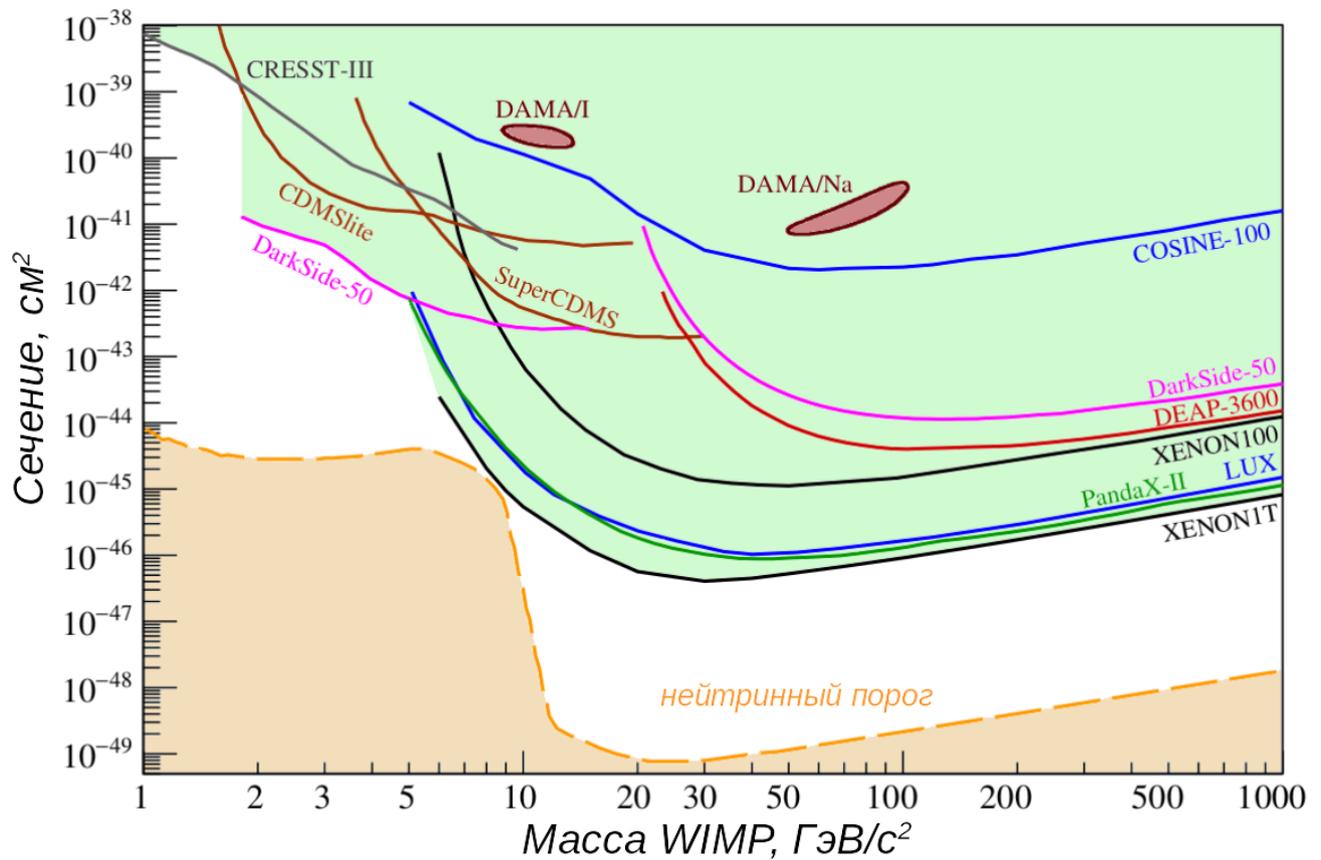


Рисунок 1.3 — Параметрическое пространство поиска частиц тёмной материи (сечение спин-независимого рассеяния ТМ на нуклон ядра от массы частицы ТМ) с экспериментальными ограничениями на уровне 90% и положением “нейтринного порога” [34].

тока лучшим источником нейтрино для эксперимента по поиску и исследованию УКРН является ядерный реактор. Полный поток антинейтрино, испускаемых из активной зоны энергоблока мощностью 3 ГВт, составляет около $6 \cdot 10^{20} \text{ с}^{-1}$, т.е. $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ на расстоянии 20 м [5]. Энергия реакторных антинейтрино, однако, лежит в области порядка нескольких мегаэлектронвольт (рисунок 1.4). Энергия ядра отдачи при УКРН таких антинейтрино на средних и тяжелых ядрах — порядка 1 кэВ и ниже, поэтому ожидаемая скорость счёта в реакторных экспериментах по поиску УКРН критически зависит от энергетического порога. Пример спектра энергий ядер отдачи германия от УКРН приведён на рисунке 1.5.

Дополнительные сложности возникают в экспериментах, планирующих регистрацию ионизации или сцинтилляции, вызванных УКРН в детекторе. Механизмы передачи энергии веществу таковы, что при одинаковой выделенной энергии от электронов отдачи (в случае взаимодействия гамма-квантов или β -частиц) и ядер отдачи (взаимодействия нейтронов или нейтрино) величины

ионизации или сцинтилляции для этих типов частиц существенно отличаются. Отклик детектора на энерговыделение от ядра отдачи обычно подавлен. Это подавление называют *квенчингом*, а отношение величины сцинтилляционного или ионизационного выхода от ядра отдачи по сравнению с электроном отдачи называют *квенчинг фактором* (КФ). Наличие квенчинга делает требование к энергетическому порогу таких детекторов ещё более жестким.

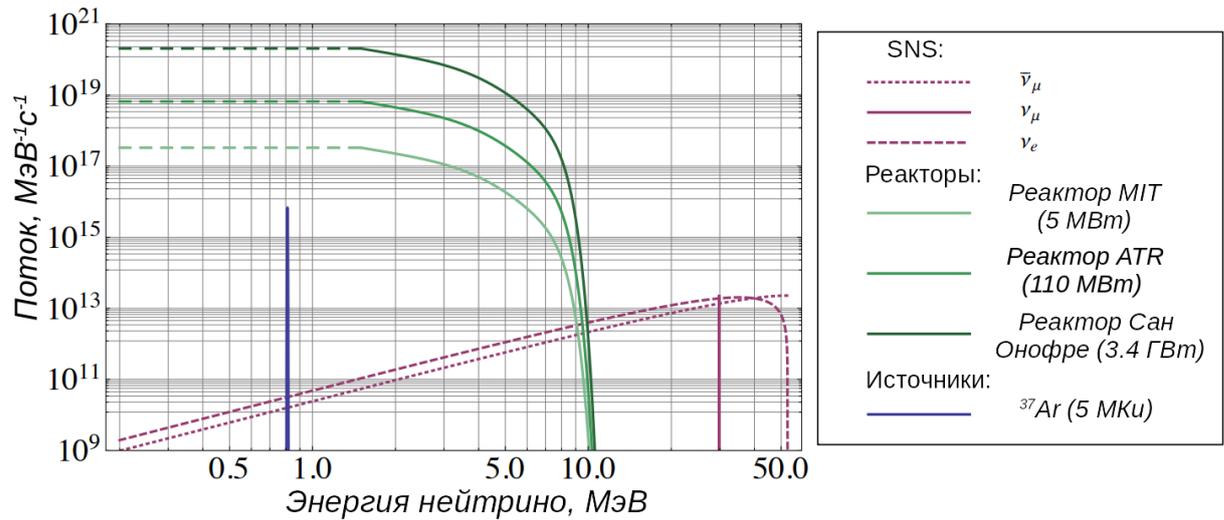


Рисунок 1.4 — Энергетические спектры нейтрино и антинейтрино от перспективных в плане поиска УКРН источников. Авторы — Тали Фигероа и Адам Андерсон (Массачусетский технологический институт) [35].

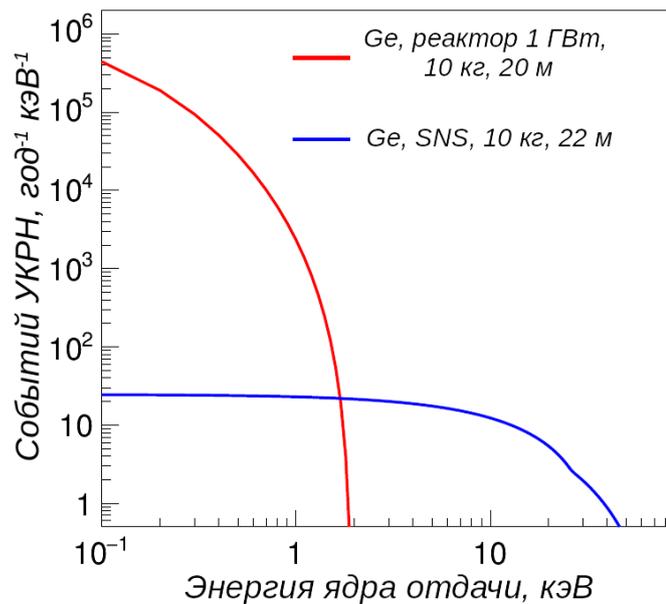


Рисунок 1.5 — Спектры энергии ядер отдачи от упругого когерентного рассеяния реакторных антинейтрино и (анти)нейтрино ускорителя SNS на ядрах германия. Автор графика — Кейт Шолберг (Дюкский университет).

Альтернативным источником нейтрино для исследования УКРН являются ускорительные комплексы, производящие значительное количество пионов при сбросе протонного пучка на плотную мишень. Внутри мишени пионы останавливаются за счёт ионизационных потерь энергии. Отрицательные пионы захватываются ядрами и не участвуют в рождении нейтрино. Положительные пионы претерпевают двухчастичный распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, сопровождающийся распадом мюона $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \tilde{\nu}_\mu$. Полный нейтринный поток на таких ускорителях может достигать $4.7 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ на расстоянии 20 метров [36] и, хотя существенно проигрывает по величине реакторному, обладает некоторыми преимуществами. Первым из этих преимуществ является то, что нейтрино обладают большей энергией. Их энергетический спектр простирается до 50 МэВ (рисунок 1.4), что обеспечивает большую энергию ядер отдачи. Исследование УКРН на ускорителях гораздо менее требовательно к энергетическому порогу детектора. Второе преимущество связано с тем, что поток нейтрино от ускорителя имеет импульсную природу. Сгустки протонов сбрасываются на мишень в известные моменты времени с фиксированным периодом, что позволяет отсеивать фоновые события, не коррелированные со сбросом протонов. На рисунке 1.6 представлена классификация ускорителей–источников нейтрино по фактору подавления фона (ФПФ) и полному потоку нейтрино. ФПФ — корень квадратный из отношения временного интервала между сбросами пучка на мишень к максимальной из двух величин: характерного времени распада мюона и ширины временного профиля сбрасываемого сгустка протонов.

Часто проведение экспериментов по исследованию УКРН как на реакторах, так и на ускорителях, затрудняется отсутствием помещений, надёжно укрытых слоем земли или конструкционных материалов от космических лучей. Нейтроны, возникающие при взаимодействии космических лучей со стенами помещения и пассивной защитой детектора, представляют собой существенный источник фона. Подавление такого фона на несколько порядков величины может быть достигнуто при проведении эксперимента в подвальном помещении или пространстве под защитой активной зоны ядерного реактора. Можно представить себе эксперимент по исследованию УКРН в подземной лаборатории с использованием высокоактивного радионуклида значительной массы, испускающего нейтрино в процессе бета-распада или К–захвата. Высокая стоимость такого источника в сочетании со скромным нейтринным потоком и низкой энер-

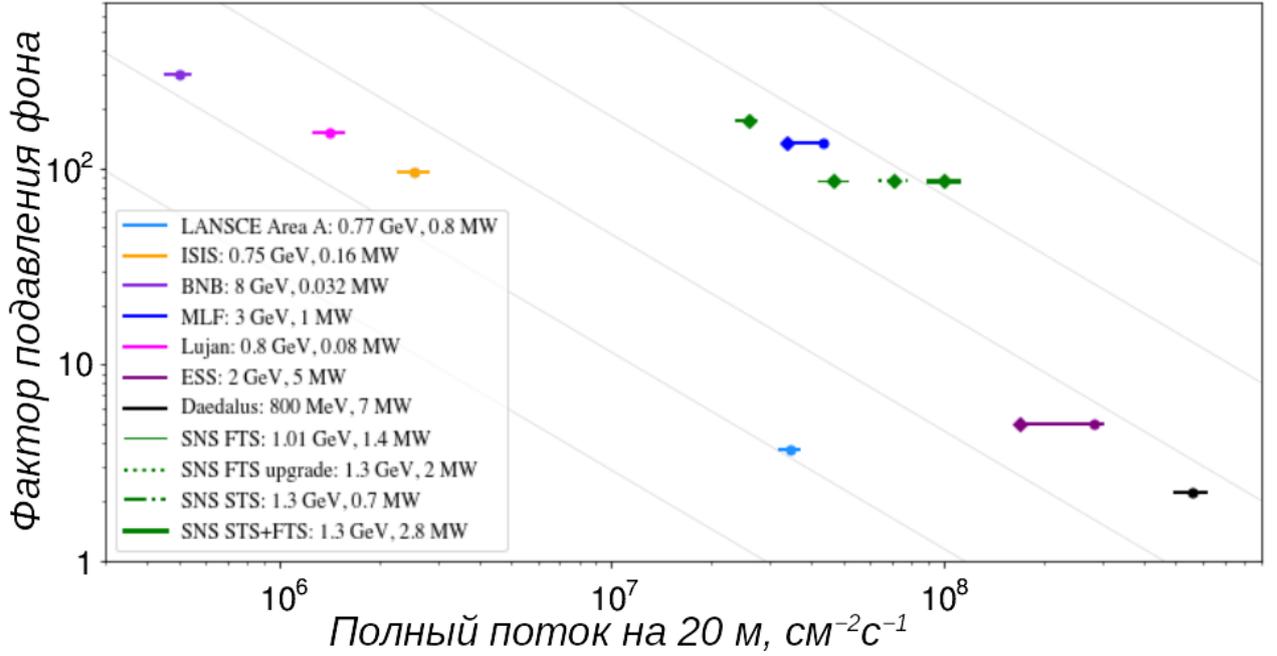


Рисунок 1.6 — Классификация существующих и планируемых ускорителей по ФПФ и величине полного потока нейтрино [37]. Диагональные линии соответствуют постоянному произведению потока на ФПФ.

гией ядер отдачи уменьшает привлекательность такого подхода. Тем не менее, предложения подобных экспериментов по исследованию УКРН встречаются в литературе [38]. Кроме того, существует предложение о постановке эксперимента с тритиевым источником по наблюдению упругого когерентного рассеяния нейтрино на атомах гелия [39].

Регистрация солнечных нейтрино посредством процесса УКРН не входит в список приоритетных задач экспериментального сообщества, однако может стать реальностью благодаря экспериментам по прямому поиску частиц тёмной материи. Масса двухфазных эмиссионных ксеноновых детекторов Xenon [40] и LZ [41] позволит вплотную подойти к части “нейтринного порога”, обусловленной солнечными нейтрино от реакции ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$.

1.4 Эксперименты по поиску УКРН

От описания источников нейтрино, подходящих для исследования УКРН, стоит перейти к обзору перспективных детекторных технологий и статусу экспериментального поиска этого процесса. Первое предложение по регистрации

УКРН было сделано в работе [42]. Её авторы обсуждали использование сверхпроводящих гранул в магнитном поле для детектирования ядер отдачи. Температуру детектора предлагалось подобрать так, чтобы даже малое энерговыделение переводило гранулу в нормальное состояние, создавая регистрируемое изменение магнитного поля. Эта идея так и не была реализована на практике.

В контексте поиска УКРН некоторое время обсуждались газовые детекторы. Основное их преимущество — низкий энергетический порог. Такие детекторы могут быть чувствительны к одиночным электронам ионизации, а энергия, уходящая на создание электрон-ионной пары в них, мала по сравнению с жидкостью или твёрдым телом, — в менее плотной среде рекомбинация носителей заряда происходит менее интенсивно. Малый ионизационный сигнал может быть увеличен за счёт газового усиления. Опубликованы предложения по регистрации УКРН в газовой среде с применением структур MICROMEGAS [43] и GEM [19], а также более традиционного пропорционального счётчика с цилиндрической геометрией [44]. Один из основных недостатков газовых детекторов — сложность создания детектора с массой, достаточной для регистрации УКРН. На момент написания диссертации единственным экспериментом, рассматривающим возможность регистрации УКРН при помощи газового детектора (сферического пропорционального счётчика), является NEWS-G [45]. В качестве рабочего вещества в NEWS-G рассматриваются смеси газов на основе лёгких элементов: H , He , C и Ne .

Значительное распространение получили предложения по исследованию УКРН при помощи германиевых детекторов (в том числе с точечным контактом). За счёт малой электрической ёмкости такие детекторы обладают низким уровнем эквивалентного шума, что позволяет снизить энергетический порог до величины около 0.3 кэВ [46]. Именно при помощи такого детектора коллаборацией CoGeNT в 2009 году на атомной станции San Onofre в США [46; 47] был осуществлён первый эксперимент по поиску УКРН. Проведённые CoGeNT измерения показали, что достигнутый экспериментом энергетический порог около 0.4 кэВ не позволяет зарегистрировать УКРН. В настоящее время эксперименты TEXONO [48; 49], ν Gen [50; 51] и CONUS [52–56] преследуют цель совершить регистрацию УКРН реакторных антинейтрино при помощи германиевых детекторов. Один из подобных экспериментов — Dresden-II [57; 58] — в 2022 году сообщил о наблюдении превышения спектра энерговыделений, зарегистриро-

ванных детектором при работающем реакторе, над моделью фона. Это превышение не противоречит сигналу от УКРН Стандартной модели. В настоящее время результат Dresden-II и связанные с ним методологические вопросы широко обсуждаются научным сообществом.

Ещё один перспективный класс детекторов — низкотемпературные болометры. Их чувствительный объём находится при температуре порядка нескольких десятков мК, а изменения температуры порядка мК, связанные с передачей энергии от ионизирующего излучения кристаллической решётке, могут быть зарегистрированы специальными термисторами. В отличие от детекторов, использующих съём ионизационного или сцинтилляционного сигнала, отклик низкотемпературных болометров на ядра отдачи не подавлен относительно сигналов от электронов отдачи. Иногда в болометрах ионизационный или сцинтилляционный съём всё же используется для дискриминации фона по типу взаимодействующей частицы. Среди болометрических экспериментов по поиску УКРН — RICOSHET [59–61], использующий германиевые и цинковые детекторы, MINER [62], применяющий эффект Неганова-Трофимова-Люка для усиления фонов (температурного) сигнала в германии и цинке, а также эксперимент ν -cleus [63; 64], в котором планируется снизить энергетический порог и увеличить разрешение за счёт уменьшения массы отдельных детекторов на основе $CaWO_4$ или Al_2O_3 и использования большого их числа. Разработкой криогенных детекторов со съёмом фонов (температурного) сигнала для исследования УКРН занимается также коллаборация BULLKID [65].

Особенность эксперимента CONNIE [66–68] — использование приборов с зарядовой связью (ПЗС) для поиска УКРН на реакторе. Стопка многопиксельных кремниевых ПЗС-матриц способна регистрировать место произошедшего взаимодействия, причём сигналы от γ , β , α излучения и мюонов представляют собой треки, в то время как сигналы от нейтронов и нейтрино (ядер отдачи) — квазиточечные. Эта особенность позволяет отделять фон, создаваемый заряженными частицами, от сигнальных событий. Масса каждой из матриц, использованных в эксперименте на протяжении тестовых измерений, составляет около грамма. Для поиска УКРН планируется использование около десяти таких матриц, массой 5.2 грамма каждая.

Один из реакторных экспериментов по поиску и исследованию УКРН — NEOS [69] — использует кристаллы сцинтиллятора NaI[Tl]. Ядра отдачи от

УКРН на тяжелых элементах, таких как йод, обычно имеют энергию ниже порога регистрации кристаллических сцинтилляторов. УКРН на лёгком ядре натрия, возможно, удастся зарегистрировать таким способом.

Как видно, многие проекты по поиску и исследованию УКРН используют твердотельные детекторы, позволяющие достичь близких к необходимым для его регистрации свойств детектора: низкого энергетического порога, высокого разрешения, малого уровня фона. Конкуренцию им могут составить двухфазные эмиссионные детекторы на основе благородных газов, сочетающие преимущества плотной регистрирующей среды с усилением слабого сигнала в газовой фазе [70]. Среди предложений о наблюдении УКРН при помощи двухфазных аргоновых детекторов — работы [20; 71–73]. Исследование УКРН при помощи двухфазных ксеноновых детекторов предлагалось в работах [72; 74]. Единственным активным на момент написания диссертации двухфазным экспериментом по поиску УКРН на реакторе является проект РЭД-100 [75–77]. Методические исследования в этом направлении проводятся группами CHILLAX [78] и NUXE [79].

Абсолютное большинство вышеперечисленных экспериментов спроектированы для поиска УКРН реакторных антинейтрино. В Таблице 1.2 собраны ключевые характеристики детекторов, используемых в этих проектах. Их более подробный обзор можно найти в работах [5; 80]. Первым и пока единственным ускорительным экспериментом, наблюдающим УКРН, является COHERENT. О нём речь пойдёт в следующей главе. Помимо COHERENT, цель наблюдения УКРН на ускорителе ставит эксперимент CCM (Coherent CAPTAIN-Mills) [81] в Лос-Аламосе, США. Рассматриваются проекты экспериментов по измерению УКРН на базе планируемого ускорительного комплекса European Spallation Source, Швеция, [82] и Japanese Spallation Source в J-PARC, Япония [83].

В завершение этой главы стоит сделать отступление, посвящённое связи экспериментов по исследованию УКРН с прямым поиском темной материи в виде слабовзаимодействующих частиц (WIMP). Общая черта этих экспериментальных задач заключается в том, что ожидаемым результатом исследуемого процесса является ядро отдачи низкой энергии. Этот факт обуславливает схожие требования к энергетическому порогу детектора и использование одних и тех же способов регистрации ионизирующего излучения. Уже первое предложе-

ние по наблюдению УКРН [42] было адаптировано под задачу поиска тёмной материи в работе [84]. А позже полупроводниковые детекторы с ионизационным съёмом (CoGeNT [85], TEXONO [49], CDMS [86–88]), низкотемпературные болометры (CRESST [89], EDELWEISS [90; 91]), приборы с зарядовой связью (DAMIC [92]), сцинтилляторы (DAMA/LIBRA [93], ANAIS [94]) и двухфазные эмиссионные детекторы (ZEPPLIN [95], LUX [96], PandaX [97], XENON [40]) активно использовались в экспериментах по поиску WIMP. Теперь эти детекторные технологии применяются для поиска и исследования УКРН. Обмен опытом и технологиями между этими экспериментальными сообществами уже принёс свои плоды и обещает быть плодотворным в будущем.

Таблица 1.2

Реакторные эксперименты по поиску УКРН

Эксперимент	Детектор					Реактор		Источник
	Технология	Мишень	M , кг	Порог, кэВ	L , м	Место	P , ГВт	
CoGeNT	PPC HPGe	Ge	0.5	0.6	25	San Onofre, США	1.1	[46;47]
TEXONO	PPC HPGe	Ge	1.0	0.3	28	Куо-Sheng, Тайвань	1.0	[48;49]
ν Gen	PPC HPGe	Ge	1.6	0.35	10-12	Калининская АЭС, РФ	3.0	[50;51]
CONUS	PPC HPGe	Ge	4.0	0.3	17	Brokdorf, Германия	3.9	[52–56]
Dresden-II	PPC HPGe	Ge	3.0	0.2	10.4	Моррис, США	3.0	[57;58]
CONNIE	ПЗС	Si	0.04	0.03	30	Angra dos Reis, Бразилия	4.0	[66–68]
NEON	Сцинтиллятор	NaI[Tl]	13.3	1.5	24	Hanbit NPP, Южная Корея	2.8	[69]
RICOCHET	Болометр	Ge/Zn	1/0.3	0.1	9	ILL-H7, Франция	0.06	[59–61]
MINER	Болометр	Ge	10	0.1	1-10	TRIGA, США	10^{-3}	[62]
ν -cleus	Болометр	Al ₂ O ₃ / CaWO ₄	0.01	0.02	72/102	Chooz NPP, Франция	2×4.3	[63;64]
РЭД-100	Двухфазный	Xe	100	0.3	19	Калининская АЭС, РФ	3.0	[75–77]

Глава 2. Эксперимент COHERENT

Глобальной целью коллаборации COHERENT является исследование УКРН на ускорителе SNS (Spallation Neutron Source) Ок-Риджской национальной лаборатории, США. Согласно работе [6], описывающей эксперимент, среди его приоритетных задач: тест пропорциональности сечения УКРН возведённому в квадрат числу нейтронов в ядре, прецизионное измерение сечения УКРН на различных мишенях с целью поиска нестандартных взаимодействий нейтрино, исследование нейтринных сигналов в низкопороговых детекторах с целью верификации существующих моделей фона и детекторного отклика, а также извлечение данных о плотности распределения нейтронов в атомных ядрах при помощи УКРН. В коллаборацию входит двадцать одна организация. Из них семнадцать представляют США, две — Россию (НИЯУ “МИФИ”, НИЦ КИ “ИТЭФ”¹), по одной — Южную Корею и Канаду. В этой главе описываются характеристики потока нейтрино на SNS, а также установки, используемые COHERENT для поиска и исследования УКРН.

2.1 Ускоритель SNS

Основной задачей ускорительного комплекса SNS, расположенного в Ок-Риджской национальной лаборатории, является производство нейтронных пучков высокой интенсивности для исследований в области физики твёрдого тела, материаловедения, химии и биологии [98]. На SNS сгустки протонов с кинетической энергией около 1 ГэВ сбрасываются с частотой 60 Гц на мишень из жидкой ртути. Полная ширина на полувысоте временного профиля сгустка составляет 350 нс. За сутки работы ускорителя на мишень сбрасывается $5 \cdot 10^{20}$ протонов. Тепловая мощность, выделяющаяся на мишени, близка к 1.4 МВт. В процессе взаимодействия протонов с ядрами ртути рождается большое количество заряженных π -мезонов, которые останавливаются внутри мишени за счёт ионизационных потерь. Как уже было упомянуто в параграфе 1.3, π^- захваты-

¹В 2022 году реорганизован в “Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики” НИЦ “Курчатовский институт”

ваются ядрами и не участвуют в рождении нейтрино. Двухчастичный распад $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, происходящий практически мгновенно ($\tau_\pi \approx 26$ нс), а также последующий распад остановившегося μ^+ ($\tau_\mu \approx 2.2$ мкс) — основные источники нейтрино на SNS (рисунок 2.1). Энергетический и временной спектры нейтринного потока показаны на рисунке 2.2 [99]. Временной профиль потока определяется свёрткой длительности сброса пучка с характерными временами распадов τ_π и τ_μ . На каждый протон, достигший ртутной мишени, изотропно испускается около 0.08 нейтрино каждого упомянутого типа [36].

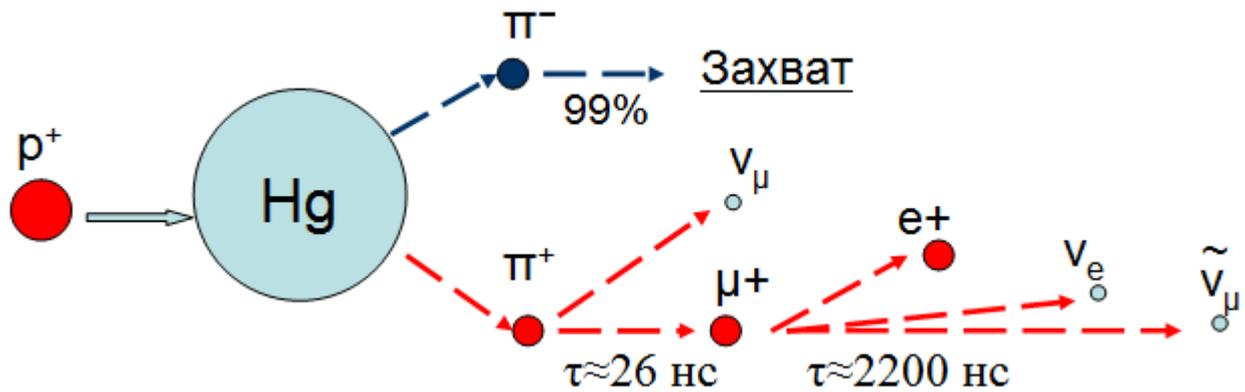


Рисунок 2.1 — Иллюстрация рождения нейтрино в распадах пионов и мюонов на SNS

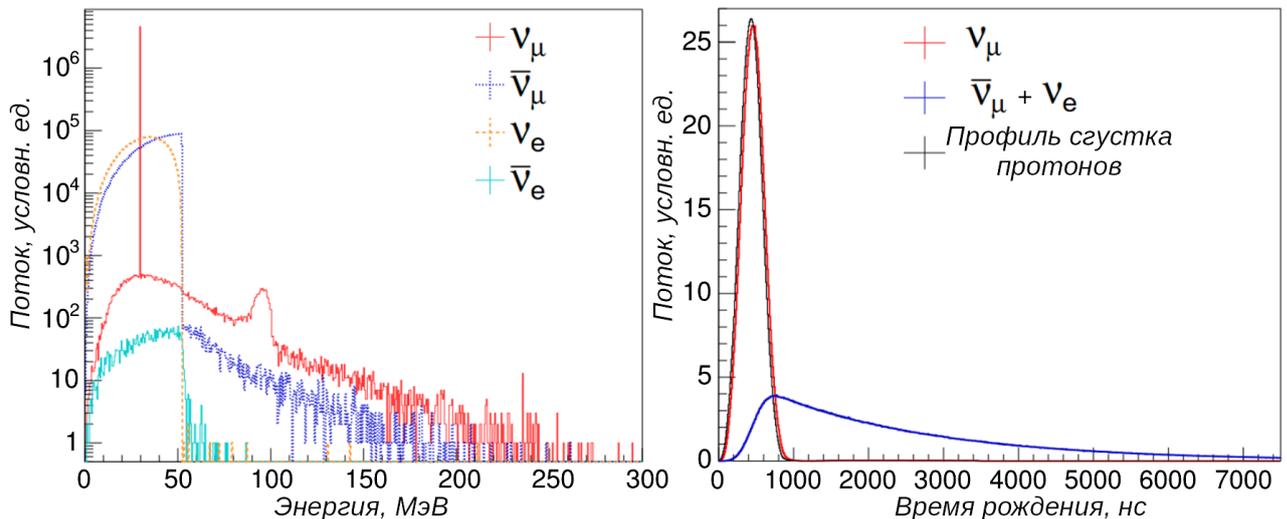


Рисунок 2.2 — Слева — энергетический спектр нейтрино на SNS, справа — распределение времени рождения нейтрино на SNS относительно начала сброса пучка протонов на мишень [99].

2.2 Программа измерений COHERENT

В рамках эксперимента COHERENT на SNS экспонируются различные детекторные подсистемы. Для их размещения было выбрано подвальное помещение здания SNS (рисунок 2.3). Среди участников коллаборации и персонала Ок-Риджской национальной лаборатории помещение получило прозвище *нейтринной аллеи*. Конструкционные материалы потолочных перекрытий обеспечивают защиту порядка 8 метров водного эквивалента (м.в.э.) в вертикальном направлении, а стены, слои стали, бетона и гравия вокруг ртутной мишени — около 20 м.в.э. в её направлении. Расстояние от точки сброса протонного пучка на мишень до детекторов COHERENT составляет от 19 до 29 метров. Среди них — как приборы для исследования УКРН, так и системы для измерения фоновых условий. График, иллюстрирующий временную экспозицию различных детекторных подсистем, приведён на рисунке 2.4. Расчёт скорости счёта событий УКРН в детекторах COHERENT приведён на рисунке 2.5.

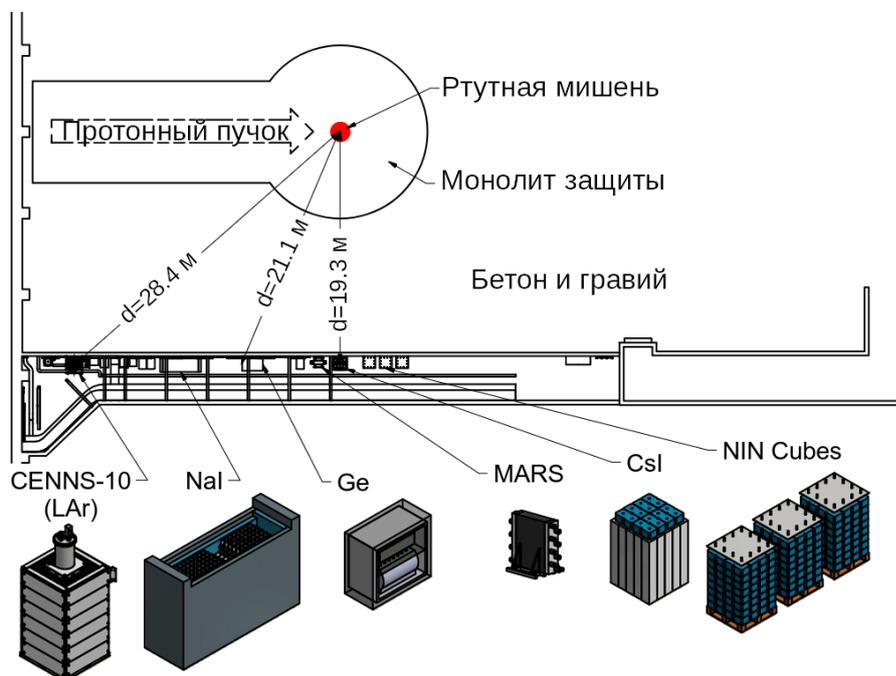


Рисунок 2.3 — Схема расположения детекторных подсистем COHERENT в подвальном помещении — «нейтринной аллее» [6].

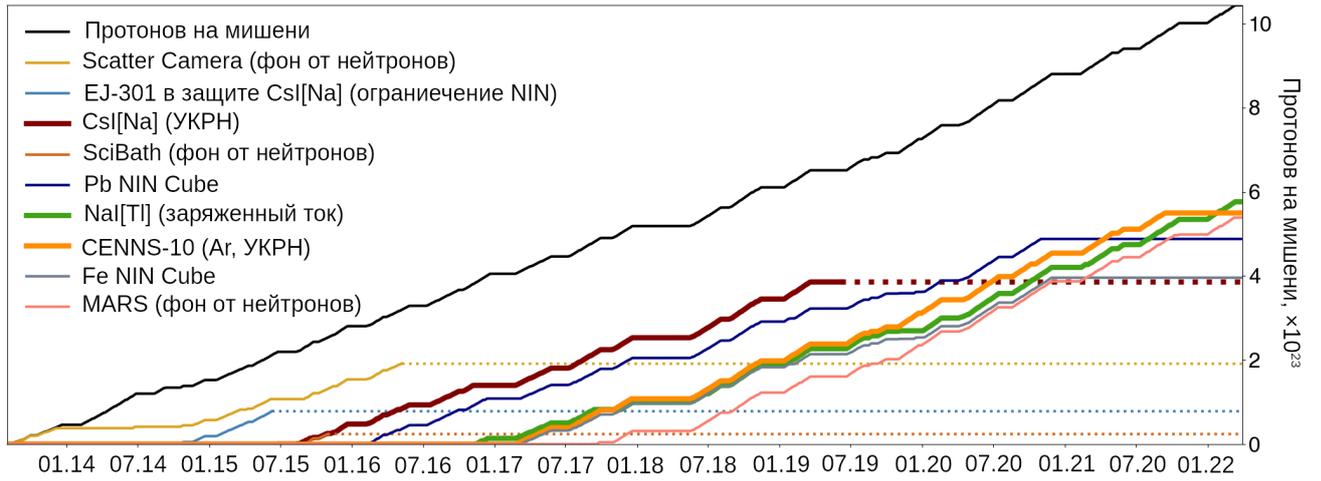


Рисунок 2.4 — Экспозиция различных детекторных подсистем COHERENT на март 2022 года. Начало пунктирной линии обозначает конец экспозиции. Авторы рисунка — Глеб Синев (Дюкский университет) и Эрин Конли (Государственный университет Северной Каролины).

2.2.1 Измерения фона

Измерения, проводимые коллаборацией COHERENT, начались с оценки уровня фона в нейтринной аллее при помощи двухплоскостного детектора Scatter Camera [100]. Этот детектор позволяет восстановить энергетический спектр нейтронов, а также получить представление о пространственной анизотропии их потока. При помощи этого детектора была проведена серия измерений в различных местах нейтринной аллеи и экспериментального зала SNS над ней. Результаты работы Scatter Camera [6] свидетельствуют о том, что уровень нейтронного фона в нейтринной аллее на четыре порядка меньше, чем в помещении над ней. Кроме того, было выяснено, что часть нейтронного потока, не зависящая от времени, мала по сравнению с потоком нейтронов SNS. Речь идёт о нейтронах, рождающихся при взаимодействии протонов с ртутной мишенью в рамках временного окна порядка микросекунды, определяемого продольной относительно оси пучка длиной сгустка протонов. Дополнительные измерения, проведённые при помощи сцинтилляционного детектора Scibath [101–103], улучшили понимание фоновой обстановки на месте проведения эксперимента. В настоящее время для уточнения результатов Scatter Camera и Scibath в нейтринной аллее происходит экспозиция детектора MARS [104;105] — нейтронного спектрометра на основе жидкого сцинтиллятора с добавкой гадолиния.

Помимо нейтронов SNS опасный фон для подсистем COHERENT может представлять реакция заряженного тока электронных нейтрино на свинце защиты, например $^{208}\text{Pb}(\nu_e, e^-)^{208}\text{Bi}$. Конечным состоянием в такой реакции является нестабильное ядро, мгновенно распадающееся с испусканием одного и более нейтронов. Так как процесс, являющийся источником этого фона, вызывается взаимодействиями ν_e , то временные профили прихода в детектор ν_e и нейтронов будут совпадать. Аналогичные $^{208}\text{Pb}(\nu_e, e^-)^{208}\text{Bi}$ реакции с последующим испусканием нейтронов возможны и на других материалах пассивной защиты — меди и железе. Существующие теоретические предсказания сечений таких реакций различаются в два-три раза [106–108]. Единственное измерение в интересующем коллорабации диапазоне энергий сделано для $^{56}\text{Fe}(\nu_e, e^-)^{56}\text{Co}$ [109]. Упомянутые процессы интересны не только как источник трудноустраняемого фона. Реакцию заряженного тока на свинце с последующим испусканием нейтронов дочерним ядром предлагается использовать для регистрации нейтрино от вспышек сверхновых в эксперименте HALO [110;111]. Для измерения сечения реакций подобного типа коллорабацией COHERENT используются детекторы NIN Cubes (от англ. Neutrino Induced Neutrons) на основе жидкого сцинтиллятора, окруженного слоем свинца, железа или меди. На момент написания диссертации набор данных осуществляется детекторами, окружёнными свинцом и железом. Первые результаты измерения заряженного тока электронных нейтрино на свинце с нейтронами в конечном состоянии представлены в работах [112;113].

2.2.2 Детекторы для исследования УКРН

Из всех элементов, использующихся COHERENT в качестве мишеней для исследования УКРН, ^{23}Na имеет наименьшее число нейтронов. Сечение УКРН на нём относительно мало, однако энергии ядер отдачи от УКРН велики по сравнению с более тяжёлыми ядрами (рисунок 2.5). Детекторы на основе рабочего вещества со значительным содержанием натрия дают возможность изучить вклад аксиальной составляющей ядерного тока в сечение УКРН. Ожидаемая величина этого вклада — несколько процентов — значительно выше, чем

для тяжёлых ядер. В настоящее время коллаборация имеет доступ к несколькими тоннам NaI[Tl] в виде кристаллов массой 7.7 кг. Каждый из кристаллов помещён в герметичный контейнер и просматривается одним ФЭУ. С 2017 года на экспозиции в нейтринной аллее находилась тестовая сборка NaI[Tl] совокупной массой 185 кг [112]. Усиление ФЭУ сборки не позволяет наблюдать низкие энерговыделения от УКРН, но должно быть достаточным для регистрации электронов, рожденных в реакции $\nu_e + {}^{127}\text{I} \rightarrow e^- + {}^{127}\text{Xe}^*$. Результаты измерения этого процесса из работы [114] имеет погрешность около 30%. Первые результаты измерений COHERENT представлены в работе [115]. В настоящее время COHERENT проводит замену делителей ФЭУ детекторов с целью понижения энергетического порога установки до 13 кэВ энергии ядер отдачи. Планируемая масса обновлённой сборки NaI[Tl] — 2.4 тонн с возможным расширением до 3.4 тонн.

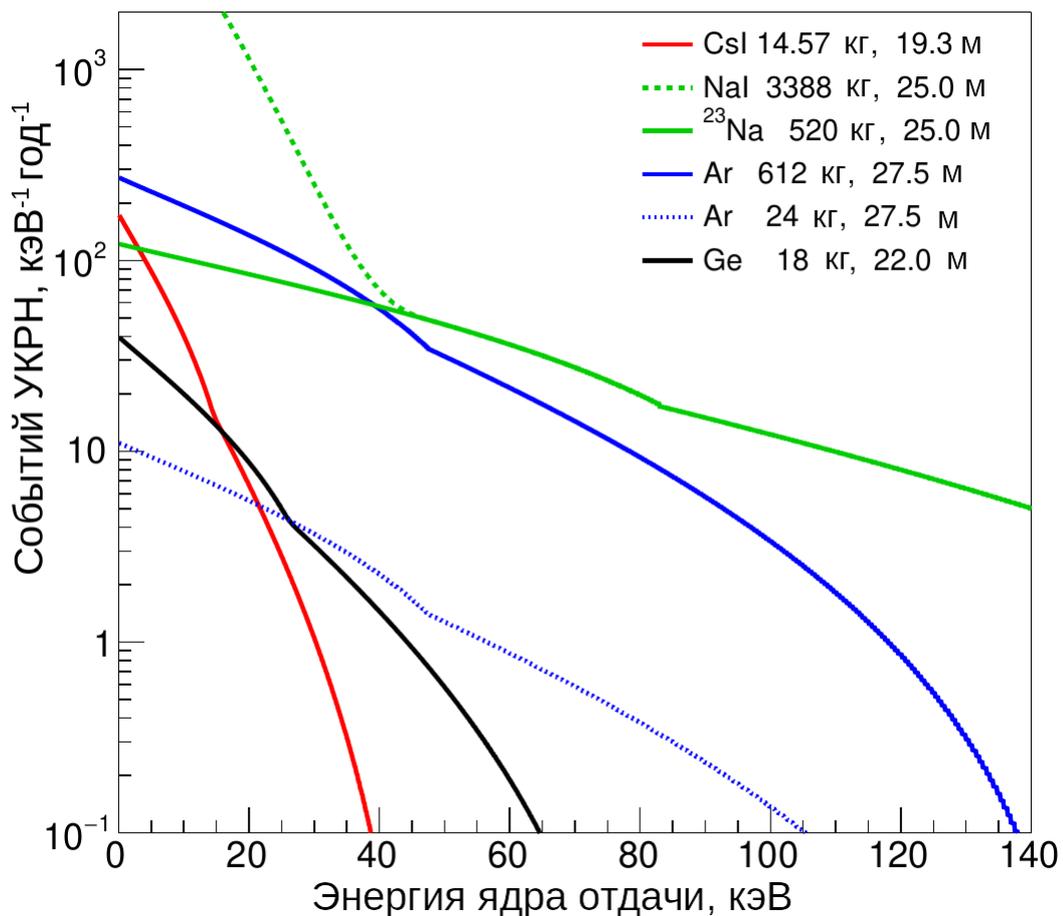


Рисунок 2.5 — Скорость счёта событий УКРН на ядрах существующих и планируемых детекторов COHERENT без учёта эффективностей регистрации и квенчинг фактора. Автор рисунка — Кейт Шолберг (Дюкский университет).

Второй по массе ядра элемент для исследования УКРН в COHERENT — ^{40}Ar . Жидкий аргон обладает относительно высоким световым выходом — около 40 фотонов/кэВ, а также позволяет отделять ядра отдачи от электронов отдачи на основе временных характеристик сцинтилляционного импульса. Ускорительные эксперименты по исследованию УКРН на ядрах аргона неоднократно предлагались в прошлом [71; 101]. К недостаткам аргона как вещества детектора можно отнести наличие внутреннего фона — космогенного изотопа ^{39}Ar , претерпевающего бета-распад с максимальной энергией электрона около 565 кэВ. Удельная активность ^{39}Ar в природном аргоне — около 1 Бк/кг. Некоторую сложность при работе с аргоном представляет задача детектирования света сцинтилляции. Её длина волны в жидком аргоне — 128 нм — лежит в области вакуумного ультрафиолета, регистрировать который без использования переизлучателя может лишь ограниченное число фотоприёмников. Название жидкоаргонового детектора COHERENT — CENNS-10 [116]. Чувствительная масса детектора составит 22 кг. Он окружён защитой, состоящей из воды (22 см), меди (22 см) и свинца (10 см). Детектору CENNS-10 удалось достичь энергетического порога 20 кэВ энергии ядер отдачи и произвести второе в мире и первое на ядре аргона измерение УКРН [25]. Проблема фона от ^{39}Ar была частично преодолена синхронизацией системы сбора данных со сбросом пучка протонов на мишень SNS в совокупности с анализом формы записанных сцинтилляционных сигналов. Для переизлучения ультрафиолетового света с длиной волны 128 нм в область длин волн, доступную ФЭУ, использовался тетрафенилбутадиен. Экспозиция детектора продолжалась с 2017 по 2022 год. В планах коллаборации — создание жидкоаргонового детектора с чувствительной массой 610 кг [37].

Третий по массе ядра элемент для регистрации УКРН в COHERENT — германий. Низкофоновые германиевые детекторы с точечным контактом обладают рядом уникальных свойств, среди них: низкий энергетический порог, высокое энергетическое разрешение и низкое содержание радиоактивных примесей [117; 118]. Энергетический порог современных детекторов массой вплоть до 2.5 кг может составлять 250 эВ — около 1.5 кэВ энергии ядер отдачи. Шесть германиевых детекторов совокупной массой около 13 кг были установлены в нейтринной аллее в 2023 году.

Впервые процесс УКРН был зарегистрирован на ядрах атомов ^{133}Cs и ^{127}I [4]. Детектор на основе кристалла сцинтиллятора CsI[Na], измерениям при помощи которого посвящена данная диссертация, подробно описан в следующей главе. Стоит заметить, что в планах коллаборации измерение УКРН при помощи криогенного детектора на основе кристалла CsI массой около 10 кг [119]. Ожидается, что такой детектор со съёмом светового сигнала при помощи кремниевых фотоумножителей обеспечит более низкий, чем CsI[Na], энергетический порог [120]. Основой для этого должны послужить более высокий световой выход CsI при температуре около 40 К и отсутствие фона от черенковского излучения в стекле вакуумных ФЭУ.

2.2.3 Дополнительные измерения

Параллельно с экспериментами, направленными на регистрацию УКРН, COHERENT проводит вспомогательные измерения, позволяющие повысить точность измерения сечения этого процесса. Общий для всех нейтринных исследований на SNS источник систематической неопределённости — неопределённость потока нейтрино, составляющая 10% [36]. Уточнение величины потока планируется провести при помощи черенковского детектора на основе тяжёлой воды. Сечение реакции $\nu_e + D \rightarrow p + p + e^-$ известно с точностью 2-3% [121–123], что позволит за период работы детектора около двух лет сократить неопределённость потока до сравнимой величины.

Другим источником систематической неопределённости в экспериментах по исследованию УКРН в COHERENT является неопределённость отклика того или иного рабочего вещества на ядра отдачи низких энергий (квенчинг фактора). Измерение квенчинг фактора ядер отдачи происходит путём калибровки изучаемого вещества нейтронным пучком. Коллаборация COHERENT проводит такие калибровки на базе Triangle Universities Nuclear Laboratory (Дурхэм, США). Проведены измерения квенчинг фактора ядер отдачи германия [124], NaI [112] и CsI[Na] [125]. Последнему посвящена Глава 5 данной диссертации.

Глава 3. Детектор CsI[Na] на SNS

Сцинтилляционные кристаллы CsI[Na] обладают подходящим для проведения эксперимента по поиску УКРН на ускорителе набором свойств. Адекватный задаче энергетический порог обеспечивается комбинацией светового выхода около 40 фотонов/кэВ и квенчинг фактором ядер отдачи на уровне 10% [125] (подробнее о последнем — в Главе 5). Длина волны сцинтилляционного света CsI[Na] — 420 нм — близка к оптимальной для регистрации при помощи ФЭУ с бищелочным фотокатодом [126; 127]. Световой выход CsI[Na] слабо зависит от температуры в диапазоне 10-30 °C [128]. Характерное время высвечивания быстрой компоненты сцинтилляции кристалла составляет около 600 нс [128; 129]. Оно обеспечивает достаточное для наблюдения картины появления событий УКРН на SNS временное разрешение. Интенсивность фосфоресценции CsI[Na], связанной с медленными компонентами сцинтилляции кристалла, приемлема для проведения эксперимента на небольшой глубине, хотя и даёт вклад в фоновый уровень счёта событий с низким энерговыделением. В составе кристалла — тяжёлые ядра ^{127}I и ^{133}Cs , обеспечивающие высокое сечение УКРН. Примесь изотопов U , Th , ^{40}K , ^{87}Rb , ^{134}Cs и ^{137}Cs , являющихся источником внутреннего фона, относительно невелика [130]. Более подробный список достоинств CsI[Na] может быть найден в работе [129].

3.1 Установка CsI[Na]

В эксперименте по поиску УКРН на SNS использовался цилиндрический кристалл CsI[Na] длиной 34 см, диаметром 11 см и массой 14.57 кг. Кристалл был выращен фирмой Amcrys-H (Украина) и помещён в стакан из электролитической меди, изготовленной в Тихоокеанской северо-западной национальной лаборатории (США). Внутри медного стакана находилась тефлоновая светоотражающей вкладка. К торцевой части кристалла было прикреплено окно из синтетического кварца, за ним — фотоэлектронный умножитель Hamamatsu R877-100. Этот ФЭУ оснащён окном из боросиликатного стекла диаметром

12.7 см и супербищелочным (SBA) фотокатодом, обеспечивающим квантовую эффективность около 30% на длине волны 420 нм. Сборка из кристалла и ФЭУ была помещена в многослойную пассивную защиту (рисунок 3.1) и установлена в нейтринной аллее, на расстоянии 19.3 м от мишени SNS.

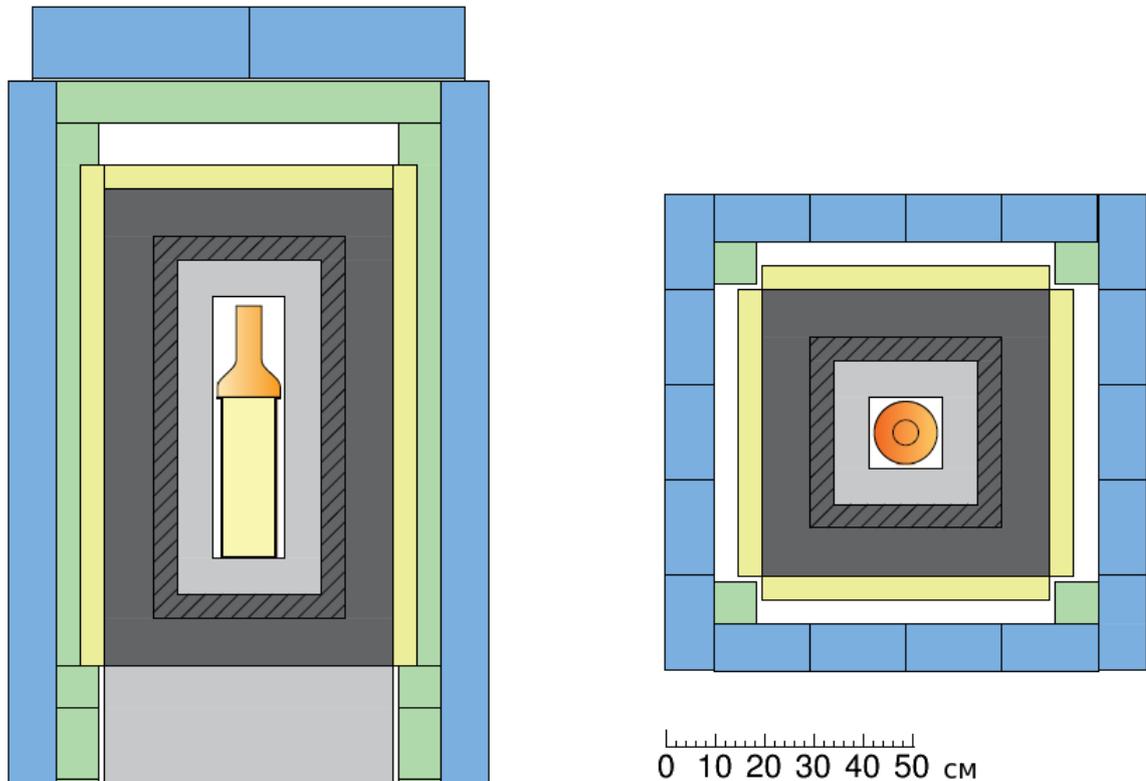


Рисунок 3.1 — Схема детектора CsI[Na], окруженного защитой, в разрезе. Слева — вид сбоку, справа — вид сверху. Масштаб размеров составляющих соблюден. Элементы защиты: полиэтилен высокой плотности (светло-серый), низкофоновый свинец (серый, штриховка), свинец (серый), панели мюонного вето (жёлтый), алюминиевая рама (зелёный), алюминиевые формы, наполненные водой (голубой)

Прилегающий к кристаллу слой защиты состоит из полиэтилена высокой плотности, его толщина составляет 7.6 см. За полиэтиленом следует пятисантиметровый слой низкофонового свинца с активностью ^{210}Pb около 10 Бк/кг, за ним — 10 см свинца с активностью ^{210}Pb порядка 100 Бк/кг. Полная масса свинца, окружающего детектор — 3.5 тонны. Роль внутреннего слоя полиэтилена состоит в защите детектора от нейтронного фона, вызванного взаимодействиями электронных нейтрино в свинцовой защите (см. параграф 2.2.1). Пять сцинтилляционных панелей мюонной вето-системы, толщиной 5 см каждая, закреплены на алюминиевой раме и укрывают установку сверху и сбоку. Нижняя её часть покоится на дополнительном слое полиэтилена высокой плотности толщиной

15 см. С внешней стороны панелей мюонного вето установка окружена алюминиевыми формами, заполненными водой. Они обеспечивают минимум 9 см дополнительной защиты от нейтронного фона.

Панели мюонного вето, укрывающие установку, были изготовлены из пластического сцинтиллятора EJ-200В. Боковые панели имеют размер $107 \times 61 \times 5$ см, а верхняя — $61 \times 61 \times 5$ см. Съём света с каждой из боковых панелей осуществляется двумя ФЭУ ET 9102SB диаметром 3.8 см с выровненными коэффициентами усиления. Свет, излучаемый верхней панелью, регистрировался при помощи одного ФЭУ диаметром 12.7 см. Порог дискриминатора PS 710 для каждой из панелей подбирался так, чтобы большинство энерговыделений от космических мюонов вызывало вето-сигнал, а частота гамма-событий оставалась минимальной. Частота срабатывания вето-панелей с установленными порогами дискриминатора составляет 20 Гц для боковых панелей и 50 Гц — для верхней, что с учётом их площади совпадает с ожидаемой скоростью счёта мюонов на уровне моря.

Схема электроники установки представлена на рисунке 3.2. Напряжение величиной 1350 В подаётся на ФЭУ детектора CsI[Na] при помощи источника Ortec 556. Сигнал ФЭУ проходит через усилитель PS 777 (здесь и далее “PS” - Philips Scientific), где усиливается и смещается на 90 mV. Смещение позволяет оптимально использовать динамический диапазон АЦП. Выходной сигнал PS 777 разделяется. Одна его часть подана на дискриминатор PS 710. В случае, если амплитуда сигнала CsI[Na] превышает характерное значение, соответствующее энерговыделению 500 кэВ, логический импульс с дискриминатора подаётся на генератор ворот PS 794. Генератор PS 794 направляет логический сигнал длительностью 1.6 мс на линейные ворота PS 744, блокирующие сигнал CsI[Na], поступающий на PS 744 непосредственно с усилителя. Выходной сигнал с PS 744 подаётся на первый канал АЦП NI 5153 (здесь и далее “NI” - National Instruments). Большие сигналы CsI[Na], соответствующие, например, энерговыделению от прохождения через кристалл мюона, вызывают перегрузку АЦП, выводящую систему сбора данных из строя на 3 секунды. Часть схемы, включающая PS 710, PS 794 и PS 744, блокирует крупные сигналы, обеспечивая непрерывную работу системы сбора данных.

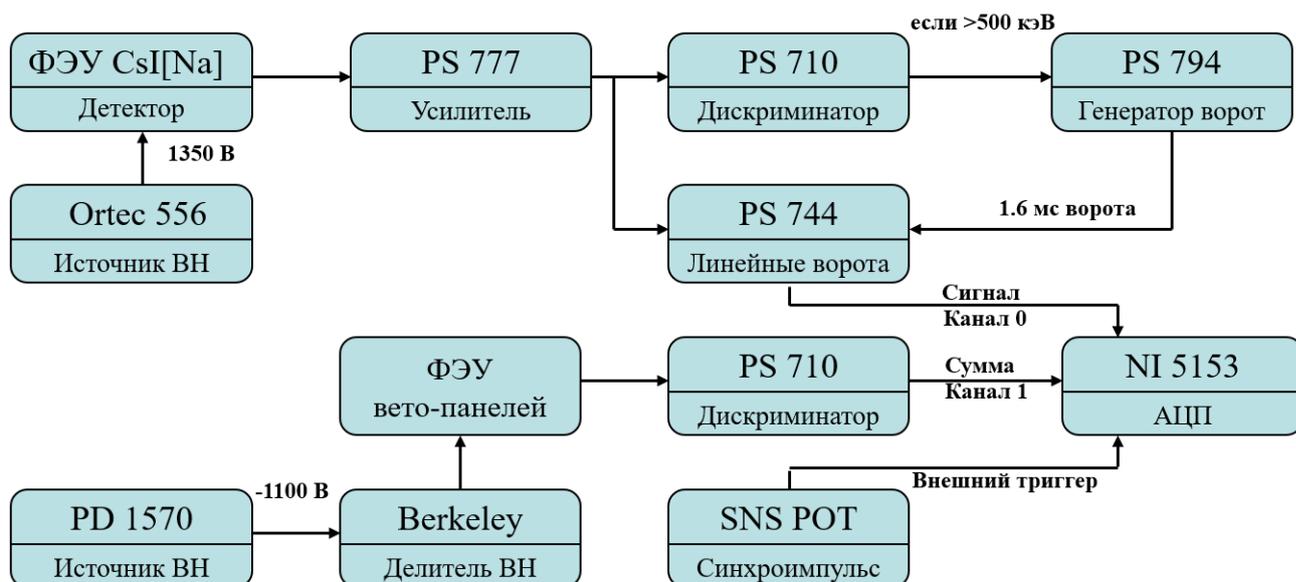


Рисунок 3.2 — Схема электроники установки CsI[Na]

ФЭУ вето-панелей обеспечиваются высоким напряжением при помощи источника PD 1570 (здесь и далее “PD” — Power Designs). Делитель Berkeley позволяет устанавливать напряжения индивидуально, выравнивая коэффициенты усиления ФЭУ. Выходной сигнал с каждой из пяти панелей направляется на дискриминатор PS 710, где вырабатывается суммарный логический импульс, амплитуда которого соответствует числу сработавших вето-панелей. Этот импульс заводится на первый канал АЦП NI 5153. На канал внешнего триггера АЦП подаётся синхроимпульс, генерируемый системой извлечения протонов из кольца-накопителя SNS. Его появление не зависит от наличия в кольце протонных сгустков, его частота — 60 Гц. В периоды работы ускорителя он совпадает по времени со сбросом протонов на ртутную мишень SNS. В периоды простоя ускорителя сигнал продолжает подаваться на установку. Запись данных, полученных при помощи детектора, на жёсткий диск компьютера осуществляется при помощи программы, созданной на основе системы LabVIEW. Сохраняются формы сигналов с нулевого (CsI[Na]) и первого (мюонное вето) каналов 8-битного АЦП NI 5153, каждая длительностью 70 мкс. Частота дискретизации форм сигнала — 500 мегасэмплов в секунду (МС/с)¹. Поток данных, записываемых на жёсткий диск, составляет 60 МБ за минуту записи, за день — около 90 ГБ. Запись данных осуществляется круглосуточно и в периоды работы ускорителя, и когда сброс протонов на мишень не происходит.

¹Соответствует частоте оцифровки 500 МГц и минимальному временному шагу АЦП 2 нс.

Дополнительные сведения, касающиеся установки CsI[Na] и реализации системы сбора данных, могут быть найдены в работе [131] (Глава 5).

3.2 Световой выход кристалла

Привязка шкалы регистрируемых сигналов сцинтилляционного детектора к шкале энерговыделений происходит посредством калибровки светового выхода. Интерес представляет не только абсолютная величина светового выхода, но и его однородность в объёме сцинтиллятора. Калибровка 14.57 кг кристалла CsI[Na] была проведена в подземной лаборатории Чикагского университета в 2015 году — до установки на SNS — при помощи источника ^{241}Am . Этот изотоп претерпевает α -распад $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np}^* + \alpha$, с энергией α -частиц около 5.5 МэВ. Возбуждение $^{237}\text{Np}^*$ снимается испусканием гамма-кванта — 59.5, 33.2 или 26.3 кэВ с соответствующими вероятностями 35.8, 0.13 и 2.4%. Кроме того, распад сопровождается фотонами рентгеновского диапазона, наиболее интенсивные линии — 13.8, 17.7, 20.7 кэВ [132; 133]. Энергия К-оболочек атомов ^{133}Cs и ^{127}I составляет около 31 и 28 кэВ соответственно, а L-оболочек — 4 кэВ. Поэтому помимо основных линий в спектре должны присутствовать линии, связанные с характеристическим излучением, с энергией близкой к 30 кэВ (*англ.* *K-escape*) и, возможно, 55 кэВ (*L-escape*) от наиболее интенсивной линии 59.5 кэВ. Именно линия 59.5 кэВ была выбрана для проведения калибровки световых выхода кристалла CsI[Na].

На время калибровки детектор был помещён в свинцовую защиту толщиной 10 см по бокам и 5 см в нижней части детектора. В свинцовой защите были сделаны отверстия с шагом 3.7 см, позволяющие провести проверку однородности светового выхода по длине кристалла. В процессе измерений источник подносился к каждому из отверстий с внешней стороны защиты. Схема электроники в процессе калибровочных измерений была близка к изображённой на рисунке 3.2. Часть схемы, отвечающая за запись сигнала мюонного вето отсутствовала, а триггер вырабатывался на основе нулевого канала АЦП, соответствующего сигналу CsI[Na]. Пороговая амплитуда триггера была установлена на уровень значительно ниже типичного отклика кристалла на 59.54 кэВ

гамма-квант. Форма сигнала CsI[Na] длиной 70 мкс записывалась с частотой дискретизации 500 МС/с для каждого срабатывания триггера, помещённого на отметку 54.95 мкс. Пример записанной формы сигнала приведён на рисунке 3.3.

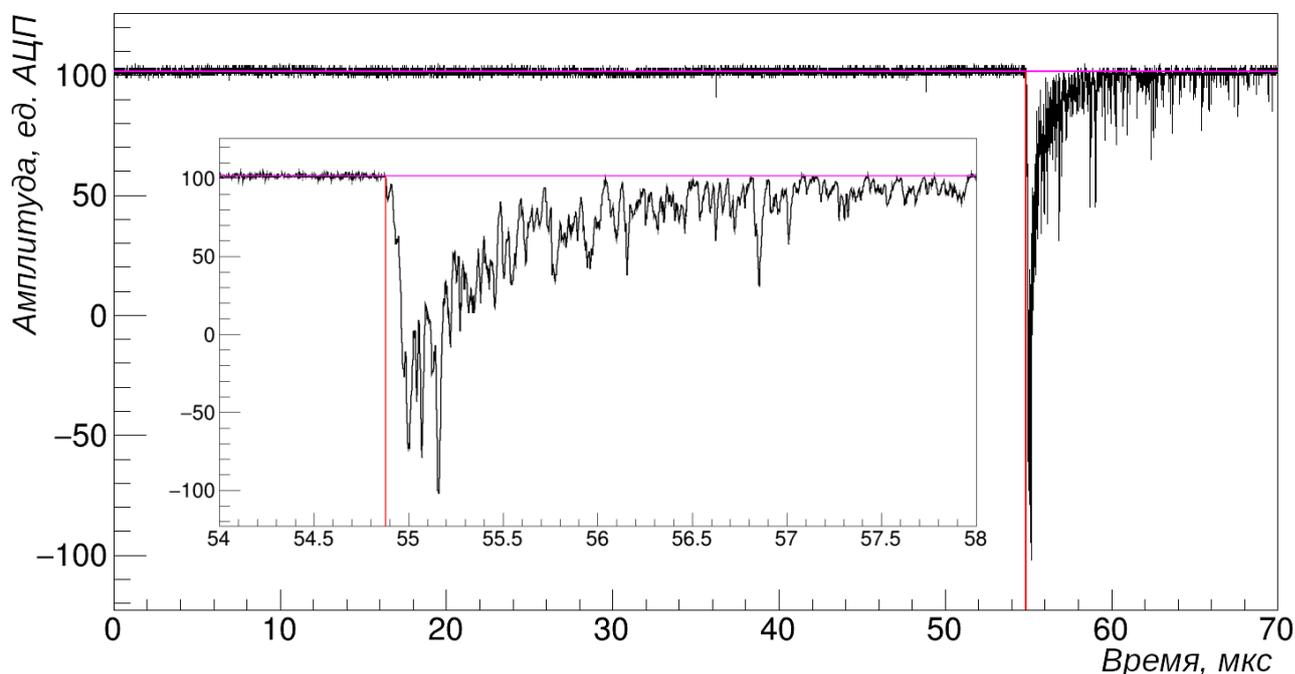


Рисунок 3.3 — Пример формы сигнала CsI[Na], соответствующего энерговыделению от гамма-кванта 59.5 кэВ источника ^{241}Am . Фиолетовым цветом обозначена нулевая линия, красным — момент начала сигнала. На врезке — первые 3 мкс сигнала.

3.2.1 Отклик кристалла на гамма-кванты 59.5 кэВ

Для обработки записанных форм сигнала автором диссертации использовалось программное обеспечение REDOffline. Оно позволяет автоматизировать поиск характерного значения *нулевой линии*, относительно которого вычисляется амплитуда сигнала ФЭУ, а также поиск границ импульсов и их характеристик. Авторами REDOffline являются В. Белов (ККТЭФ НИЦ КИ) и А. Кумпан (НИЯУ МИФИ), члены коллаборации COHERENT и эксперимента РЭД-100 [76; 77]. Алгоритмы REDOffline были доработаны автором диссертации с целью их адаптации для данных CsI[Na]. Краткое описание использованных алгоритмов и иллюстрации их работы, а также обсуждение связанной терминологии может быть найдено в Приложении А.

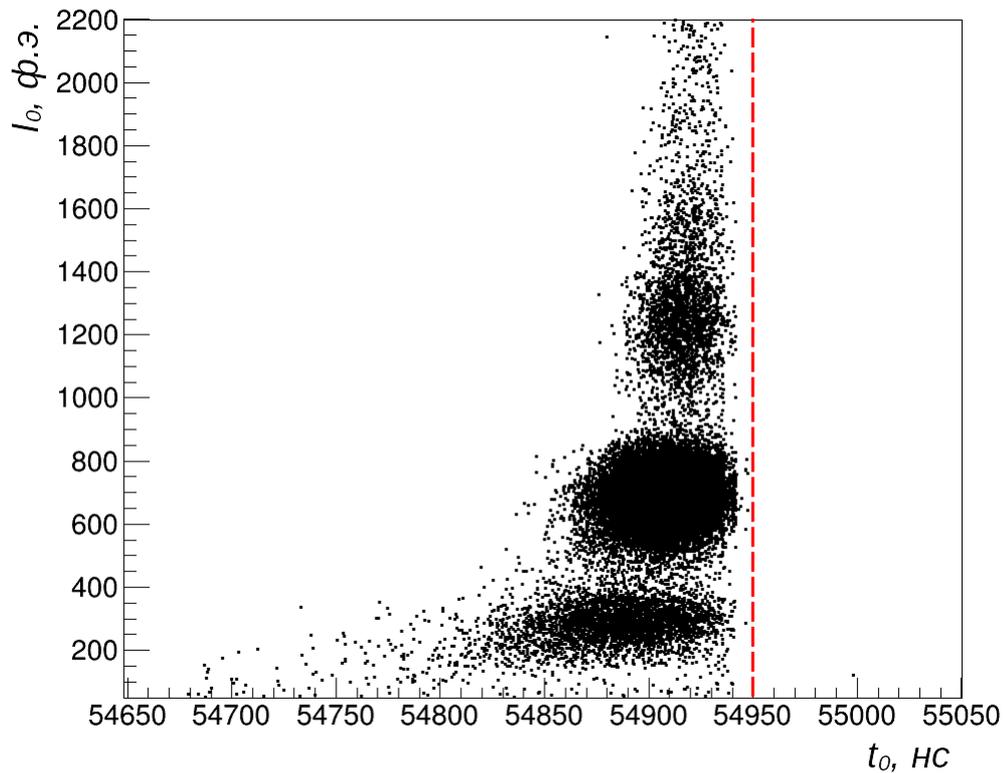


Рисунок 3.4 — Двумерная гистограмма, отражающая связь между временем начала импульса с наибольшим интегралом t_0 и интегралом этого импульса I_0 для калибровочного источника ^{241}Am . Красной линией обозначено номинальное положение триггера.

Определение сцинтилляционного отклика детектора на энерговыделение от гамма-квантов ^{241}Am производилось по следующей схеме. Для каждого из событий-триггеров на записанной форме сигнала производился поиск импульса ФЭУ с наибольшим *интегралом*. Здесь и далее под *интегралом* следует понимать сумму записанных АЦП значений, вычисленных относительно нулевой линии, в рамках импульса. Иначе — площадь импульса ФЭУ, эквивалентную заряду. Обозначим интеграл наибольшего импульса I_0 , а время его начала — t_0 . Начало импульса определялось по пересечению формой сигнала наиболее вероятной амплитуды, рассчитанной на основе записанного временного окна длительность 70 мкс (подробнее — в Приложении А). Для уточнения отклика триггера на различные энерговыделения была построена двумерная гистограмма в координатах t_0 , I_0 . Она изображена на рисунке 3.4. Заметно, что положение триггера в целом соответствует номинальной временной отметке 54.95 мкс. В силу наличия ненулевого времени нарастания t_0 “опережает” момент пересечения амплитудного порога триггера и находится в диапазоне от 54.68 до 54.94 мкс. Временной промежуток от 14.68 до 54.68 мкс был использован для оценки возможного влияния флюоресценции кристалла и других

сигналов, предшествующих триггеру, на временную область интереса. Событие было исключено из дальнейшего анализа, если совокупной интеграл импульсов, найденных на этом промежутке, превышал 10 ф.э. Здесь и далее ф.э. — среднее значение интеграла однофотонного сигнала ФЭУ. Процедура однофотонной калибровки ФЭУ описана в параграфе 3.2.2. Также были исключены события, в которых нулевая линия выходила за пределы динамического диапазона АЦП, и события, заблокированные схемой линейных ворот. Для каждого из событий, прошедших эти отборы, проводилось интегрирование² сигнала в рамках 3 мкс, начиная с t_0 . На рисунке 3.5 представлен спектр вычисленных таким образом интегралов сигнала CsI[Na].

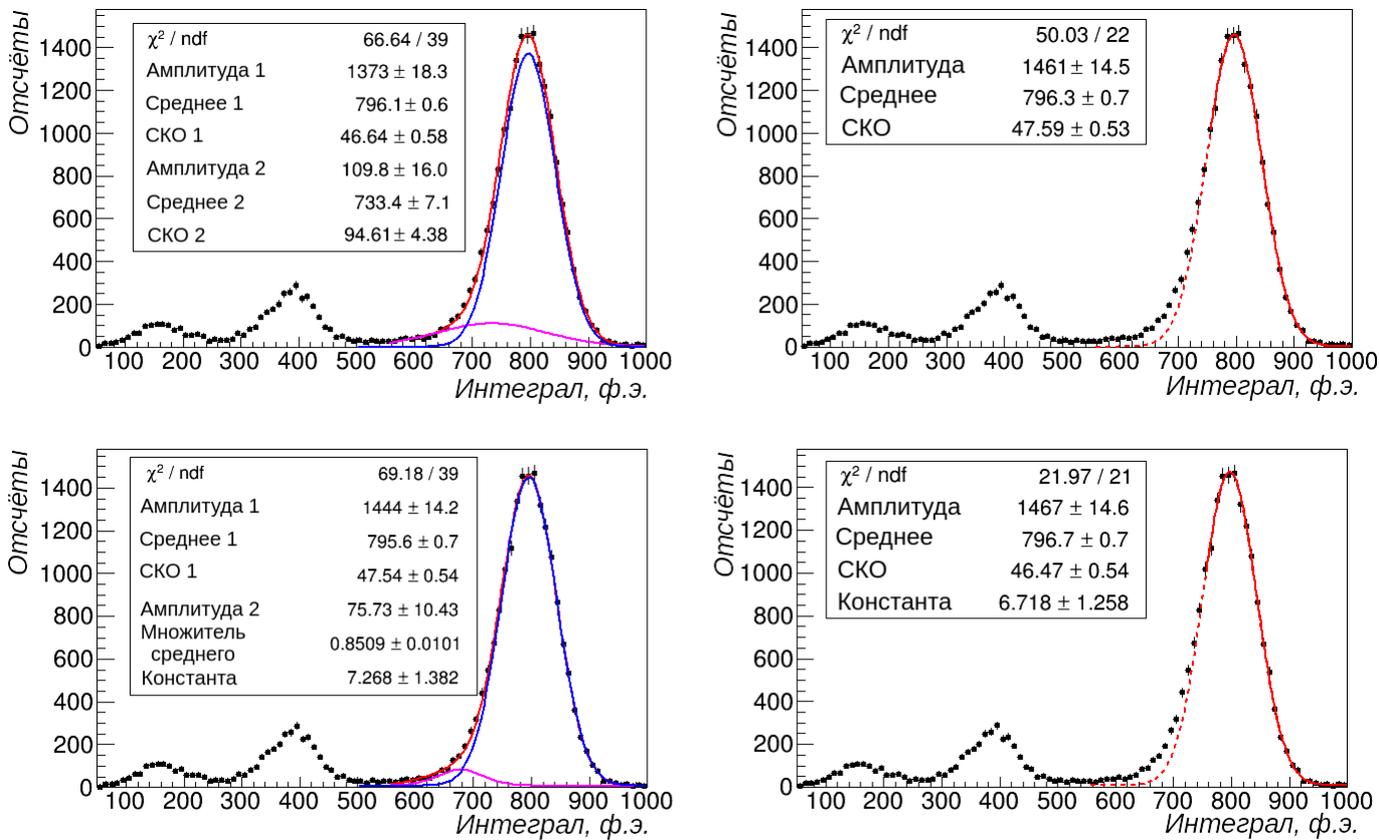


Рисунок 3.5 — Отклик детектора CsI[Na] на гамма-кванты калибровочного источника ^{241}Am и иллюстрации различных способов его аппроксимации. Слева сверху — описание пика суммой двух распределений Гаусса со свободными параметрами; слева внизу — описание пика суммой двух распределений Гаусса и константой, для меньшего распределения Гаусса отношение СКО/среднее положено равным отношению СКО/среднее большего распределения Гаусса; справа сверху — описание пика на основе одного распределения Гаусса в асимметричных пределах; справа внизу — аналогичное описание с добавленной константой.

²Суммирование записанных АЦП значений, вычисленных относительно нулевой линии, в рамках импульсов, найденных в обозначенном временном интервале (3 мкс).

На рисунке 3.5 выделяется пик с максимумом при ~ 790 ф.э., соответствующий основной гамма-линии источника — 59.5 кэВ. На 380 ф.э. виден пик от 29 кэВ (*K-escape*³) с добавкой от 26.3 кэВ. Кроме того, заметна структура в окрестности интеграла 150 ф.э., соответствующая энерговыделениям от линий 13.8, 17.7 и 20.7 кэВ. Пик, соответствующий 59.5 кэВ ²⁴¹Am, имеет несимметричную форму с более пологой частью в области малых значений. Такая форма спектра ²⁴¹Am наблюдается во всех калибровочных данных CsI[Na] COHERENT и была верифицирована различными авторами [76;131;134]. В процессе анализа 2016–2017 годов предполагалось, что она соответствует вкладу от пика с энерговыделением около 55 кэВ (*L-escape*⁴). Такая интерпретация, однако, оказалась внутренне противоречивой. Описание спектра двумя распределениями Гаусса со свободными параметрами даёт отношение средних значений распределений 0.92 ± 0.01 , что не противоречит ожидаемому отношению энергий $55.0/59.5 = 0.924$. При этом, однако, отношение среднеквадратичного отклонения (СКО) к среднему меньшего распределения Гаусса оказывается аномально большим (рисунок 3.5, слева вверху) — 0.13 против 0.06 для основного. Такой результат нефизичен — ширины расположенных рядом пиков должны иметь близкие значения. Если при аппроксимации положить отношение СКО к среднему равным для двух распределений Гаусса, то результат аппроксимации предполагает отношение средних распределений 0.85 ± 0.01 , что противоречит гипотезе о происхождении пиков (рисунок 3.5, слева внизу). Моделирование взаимодействий гамма-квантов ²⁴¹Am в кристалле CsI, проведённое при помощи программного обеспечения MCNP6 и Geant4 в 2018 году, не подтвердило наличие значительного вклада от гамма-квантов с L-оболочки в форму спектра. В то же время результаты моделирования показывают, что искажения формы пика 59.5 кэВ может быть связано с взаимодействиями этих гамма-квантов с лёгкими материалами оболочки кристалла. Аппроксимация части пика распределением Гаусса в асимметричных пределах позволяет ограничить этот эффект (рисунок 3.5, справа). Добавка постоянной подложки при этом улучшает χ^2 результата. Различные интерпретации асимметрии пика влияют на калибровку энергетической шкалы кристалла лишь на уровне 1%. Таким образом, неопре-

³Имеется в виду процесс, при котором гамма-квант с энергией 59.5 кэВ передаёт всю энергию электрону с K-оболочки атома Cs или I, а фотон характеристического излучения, соответствующий переходу электрона с L-оболочки на вакансию на K-оболочке, вылетает из кристалла CsI[Na].

⁴Аналогичный процесс, при котором из кристалла вылетает фотон характеристического излучения, соответствующий переходу электрона с M-оболочки на вакансию на L-оболочке.

деленность, связанная с формой пика, может быть включена в погрешность светового выхода без существенного ухудшения точности.

Результаты описания пика 59.5 кэВ для разных положений источника представлены на рисунке 3.6 в единицах фотоэлектронов на кэВ выделенной энергии. Усреднённое по объёму кристалла значение светового выхода, полученное на основе графика 3.6, составляет 13.34 ф.э./кэВ. Световыход, полученный для различных позиций источника, отклоняется от этого значения не более чем на 2.2%. Учитывая систематическую ошибку, связанную с использованием различных подходов к описанию пика 59.5 кэВ, итоговое значение светового выхода составляет 13.34 ± 0.32 ф.э./кэВ.

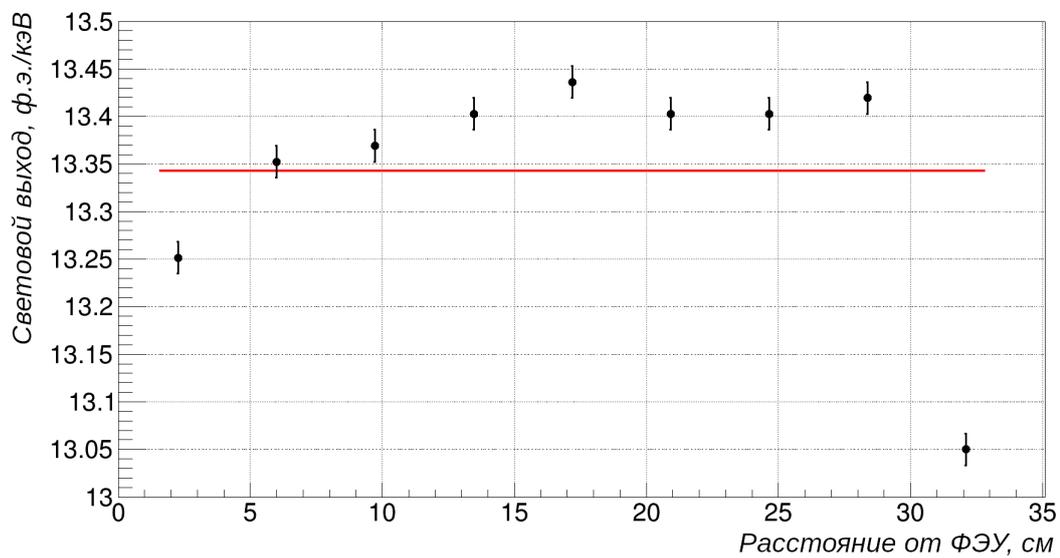


Рисунок 3.6 — Световой выход кристалла CsI[Na], определённый для разных положений источника ^{241}Am . Красная линия — результат аппроксимации точек константой.

Помимо значения светового выхода проведённая калибровка позволяет получить представление о форме сигнала в кристалле CsI[Na]. Усреднённая по событиям форма сигналов для событий из пика 59.5 кэВ представлена на рисунке 3.7. Осциллограммы выравнивались на основе времени t_0 , определённого для каждого из событий. На врезке рисунка 3.7 представлена зависимость количества света, зарегистрированного CsI[Na], от времени интегрирования. Видно, что при времени интегрирования 3 мкс световой выход составляет около 80% светового выхода за 10 мкс.

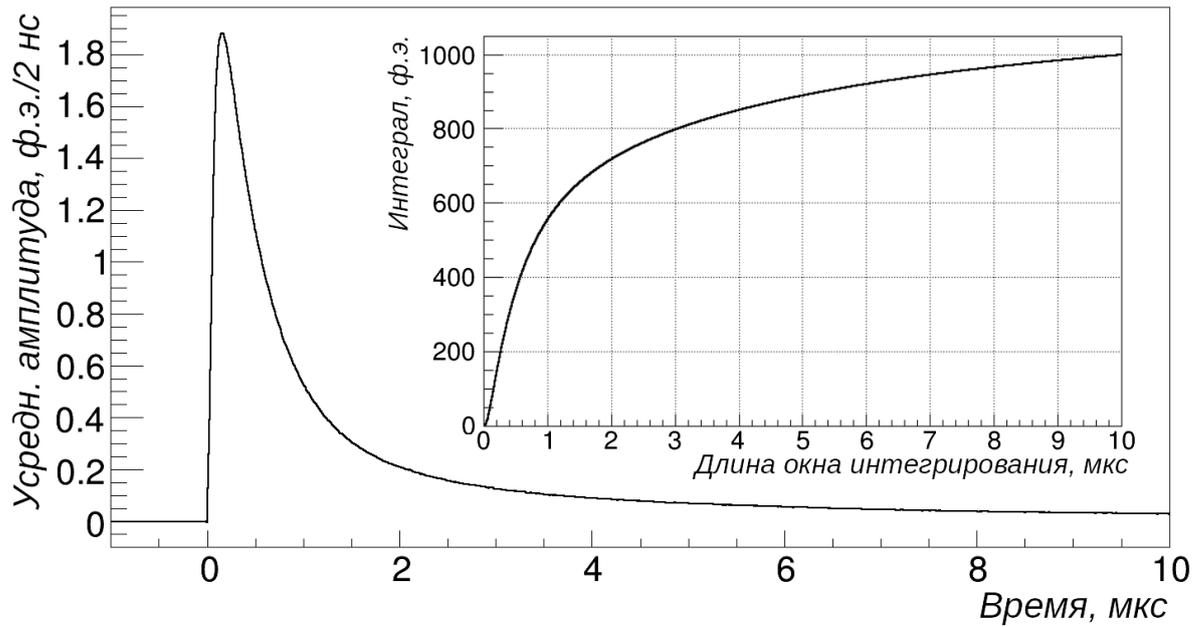


Рисунок 3.7 — Усреднённая форма сигналов CsI[Na] от 59.5 кэВ источника ^{241}Am . На врезке — зависимость интеграла сигнала от времени интегрирования.

3.2.2 Однофотоэлектронные сигналы ФЭУ

В предыдущем параграфе и далее в данной работе интеграл сигналов CsI[Na] выражен в единицах фотоэлектронов — характерных значений интеграла однофотоэлектронных импульсов ФЭУ. В калибровочных данных ^{241}Am однофотоэлектронные импульсы ФЭУ могут быть обнаружены в области записанной формы сигнала, предшествующей триггеру. Большинство из них связано с остаточной фосфоресценцией кристалла CsI[Na]. Пример распределения интегралов таких импульсов представлен на рисунке 3.8.

Характерное (среднее) значение интеграла может быть получено на основе аппроксимации экспериментального спектра моделью. В литературе встречаются различные модели однофотоэлектронного спектра. Чаще всего используется распределение Гаусса [135]. Для некоторых моделей ФЭУ распределение интеграла однофотоэлектронных импульсов носит асимметричный характер. Для этого случая в работе [136] было предложено распределение Пойя. В приближении большого числа электронов в лавине распределение Пойя аппроксимируется гамма-распределением [137; 138]:

$$P(n) = \frac{1}{\bar{n}} \frac{(\theta + 1)^{(\theta + 1)}}{\Gamma(\theta + 1)} \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^\theta \exp\left[-(\theta + 1)\frac{n}{\bar{n}}\right], \quad (3.1)$$

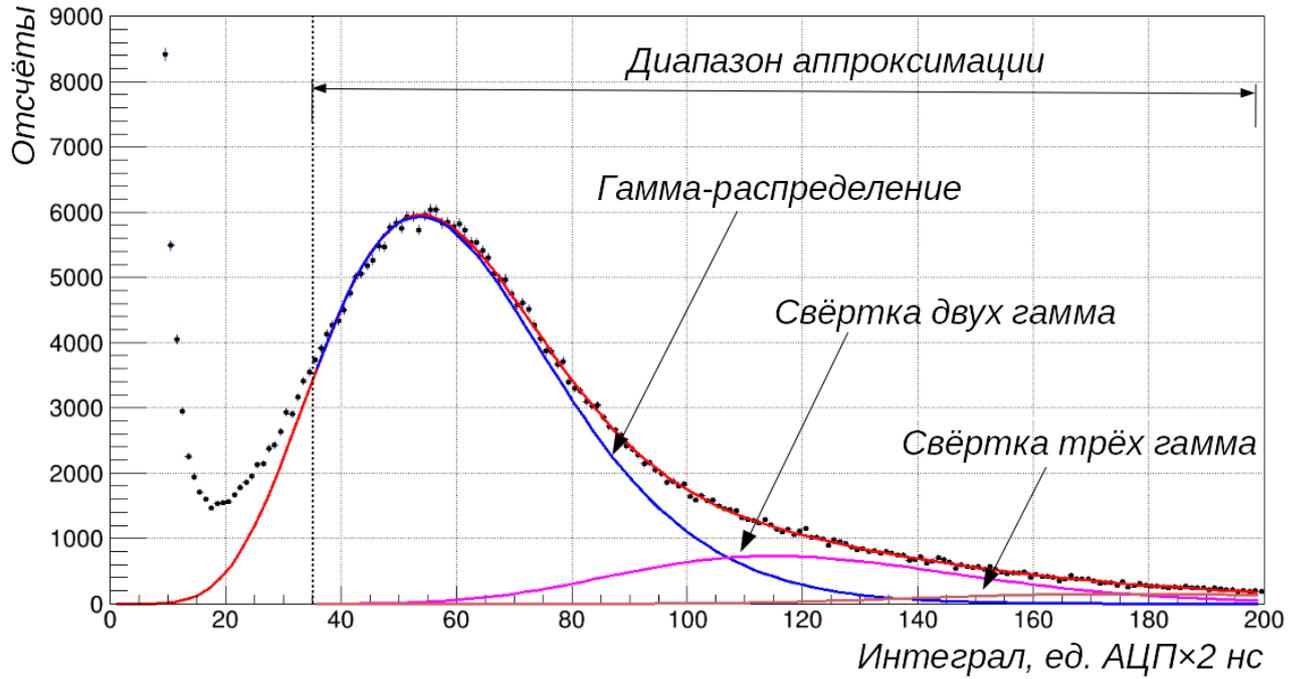


Рисунок 3.8 — Пример распределения интеграла импульсов, найденных в области записанных форм сигнала CsI[Na], предшествующей триггеру. Линиями обозначен результат аппроксимации распределения моделью на основе гамма-распределения.

где \bar{n} - среднее распределения, а θ - параметр формы. Опуская нормировочный коэффициент, не зависящий от n , перепишем:

$$P(n) \sim \left(\frac{n}{\bar{n}}\right)^\theta \exp\left[-(\theta + 1)\frac{n}{\bar{n}}\right]. \quad (3.2)$$

Вопрос о применимости той или иной функции для описания спектра интегралов однофотонных сигналов может быть решён на основе калибровки ФЭУ светодиодом. Настроив величину подаваемого на светодиод импульса напряжения, можно выделить относительно чистый однофотонный сигнал. Детальный анализ формы распределения интегралов таких сигналов может подсказать искомую функциональную форму. Фотоумножитель Hamamatsu R877-100 детектора CsI[Na] не был прокалиброван перед измерением светового выхода кристалла в Чикагском университете и экспозицией на SNS. На основании имеющихся данных — характеристик импульсов ФЭУ, вызванных фосфоресценцией кристалла, — сделать детальное исследование формы спектра непросто. Спектр включает в себя, в том числе, импульсы от совпадения однофотонных сигналов во времени. Распределение числа импульсов фосфоресценции кристалла за единицу времени — не пуассоновское,

отношение количества “двойных” сигналов к количеству одиночных точно не известно.

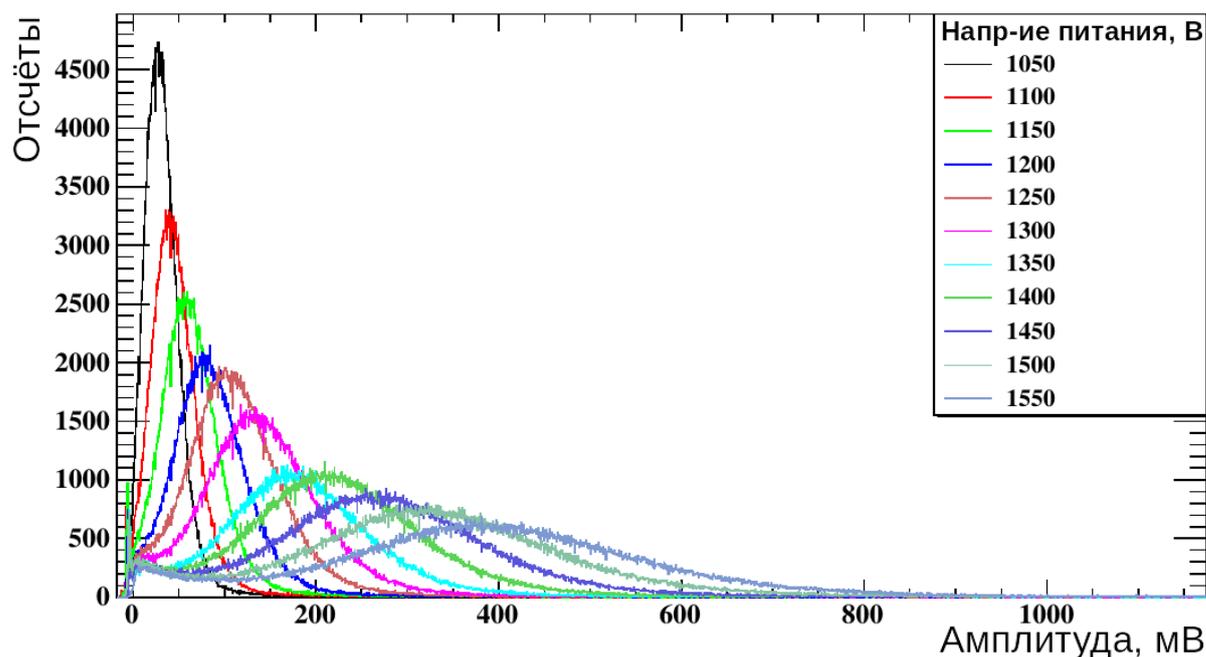


Рисунок 3.9 — Распределение амплитуд сигналов R877-100 при калибровке светодиодом для эксперимента DEAP-3600 [139].

Единственное опубликованное исследование характеристик ФЭУ Hamamatsu R877-100 при помощи фотодиода, которое удалось найти автору диссертации, — работа [140] (и соответствующая магистерская диссертация [139]). В ней представлены распределения амплитуды сигналов R877-100 в зависимости от напряжения питания ФЭУ (рисунок 3.9). Заметно, что эти распределения асимметричны. Асимметрично и распределение для 1350 В — напряжения питания ФЭУ в эксперименте на SNS. По утверждению авторов работы [140], интенсивность светодиода была настроена таким образом, что лишь 1 из 50 вспышек приводила к появлению сигнала ФЭУ. Это означает, что отношение количества двухфотоэлектронных сигналов ФЭУ к однофотоэлектронным должно быть порядка 1%, то есть пренебрежимо мало. Асимметрия распределения, таким образом, не может быть объяснена вкладом от совпадения нескольких однофотоэлектронных сигналов. Амплитуда однофотоэлектронных сигналов и их интеграл — сильно коррелированные величины. На основании замеченной в опубликованных данных и данных с ФЭУ детектора CsI[Na] асимметрии был сделан выбор в пользу модели однофотоэлектронного распределения на основе гамма-распределения. Для учёта вклада двух- и трёхфотоэлектронных сигналов в модель были добавлены

соответствующие составляющие: свёртки двух и трёх гамма-распределений. Полный вид модельной функции приведён ниже

$$P_{\Sigma}(n) = \exp \left[-(\theta + 1) \frac{n}{\bar{n}} \right] \cdot \sum_{i=1}^3 a_i \left(\frac{n}{\bar{n}} \right)^{i(\theta+1)-1}. \quad (3.3)$$

Распределения, аналогичные представленному на рисунке 3.8, описывались этой функцией в области значений, для которой оценка вклада шумовой части спектра мала. Варьировались пять параметров: амплитуды вкладов одного, двух и трех фотоэлектронов a_i , среднее значение заряда однофотоэлектронного сигнала \bar{n} , а также параметр формы θ . Как видно на примере рисунка 3.8, функция удовлетворительно описывает область пика, хотя, вероятно, недооценивает число сигналов с малыми интегралами. В модель не добавлялась функция, представляющая шумовую область распределения — рост числа отсчётов в области малых интегралов. Такая функция (например, экспонента) приводит к нестабильности результата аппроксимации относительно появления высокочастотной наводки в данных с SNS. Ограничение области аппроксимации исключает влияние наводки и обеспечивает непрерывный контроль величины однофотоэлектронного сигнала.

Представление интегралов сигналов в единицах фотоэлектронов корректирует отклик ФЭУ на изменения усиления, связанные с флуктуацией температуры в помещении или перепадами напряжения питания. Оно позволяет сравнивать сигналы, полученные в разное время в разных условиях.

3.3 Отклик в области событий с малым энерговыделением

Величина энергетического порога сцинтилляционного детектора, регистрирующего УКРН, зависит от светового выхода, фактора подавления сцинтилляционного сигнала от ядер отдачи, а также уровня фона. Часто дискриминация фоновых событий вблизи энергетического порога требует ограничения выборки событий по тому или иному параметру. При этом вместе с фоновыми событиями оказывается потеряна и часть полезных событий. Определение эффективности ограничений относительно полезного сигнала производится при

помощи калибровки, при которой возникают события с близкими к полезным сигналам характеристиками. В случае CsI[Na] такая калибровка заключалась в регистрации комптоновского рассеяния гамма-квантов ^{133}Ba на малые углы. Набор данных с ^{133}Ba продолжался с 27 марта по 9 июня 2015 года в подземной лаборатории Чикагского университета. Источник, расположенный у боковой поверхности кристалла, был накрыт свинцовым коллиматором толщиной 4.5 см, в котором было сделано отверстие с диаметром 1.2 мм. Это отверстие ограничивало апертуру пучка гамма-квантов ^{133}Ba углом 1.9° . Гамма-кванты, претерпевающие комптоновское рассеяние в CsI[Na], регистрировались сцинтилляционным детектором *BriLanCe*TM, который находился у противоположной боковой поверхности кристалла. Максимальный возможный угол рассеяния гамма-квантов ^{133}Ba , регистрируемых *BriLanCe*TM, составлял 12° .

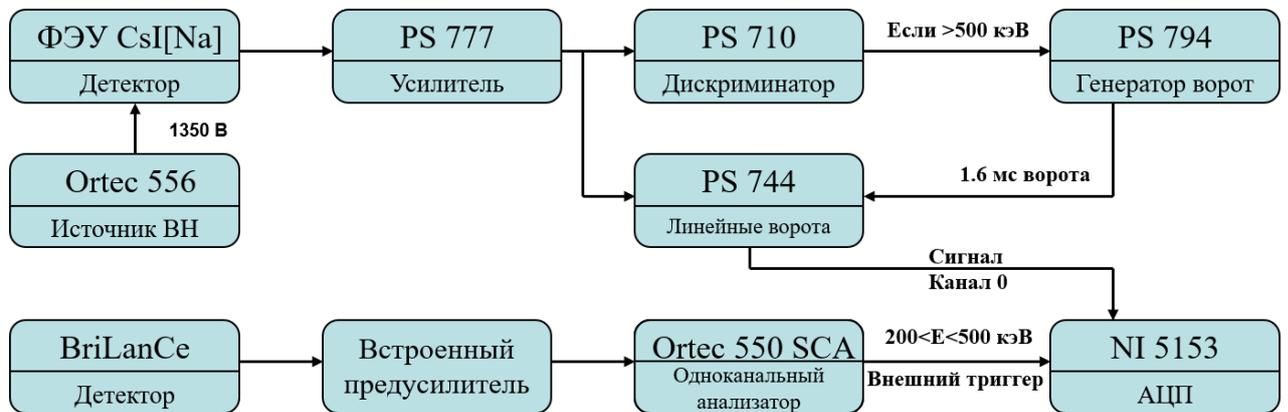


Рисунок 3.10 — Схема электроники установки во время калибровки ^{133}Ba .

Схема электроники установки в калибровочном сеансе представлена на рисунке 3.10. Её отличие от использованных при наборе данных на SNS и при калибровке светового выхода конфигураций состояло в системе выработки триггера. Усиленный сигнал детектора *BriLanCe*TM подавался на одноканальный анализатор Ortec 550 SCA. Анализатор вырабатывал логический сигнал в случае, если в детекторе происходило энерговыделение величиной от 200 до 500 кэВ: ^{133}Ba имеет интенсивные гамма-линии 276, 303, 356 и 384 кэВ в этой области энергий. Этот логический сигнал использовался в качестве внешнего триггера АЦП NI 5153. Записывались формы сигнала CsI[Na] длительностью 70 мкс с частотой дискретизации 500 МС/с. Стоит отметить, что триггер *BriLanCe*TM вырабатывался на основе пересечения спадающей частью сигнала постоянного амплитудного порога. Это привело к тому, что для гамма-квантов разной энергии из допустимого диапазона 200–500 кэВ задержка между триг-

гером $BriLanCe^{TM}$ и сигналом в CsI[Na] флуктуировала в рамках 3 мкс. Соответствующим образом флуктуировало и положение сигнала от комптоновского рассеяния в CsI[Na] в рамках записанной АЦП формы — от 50 до 53 мкс временной отметки.

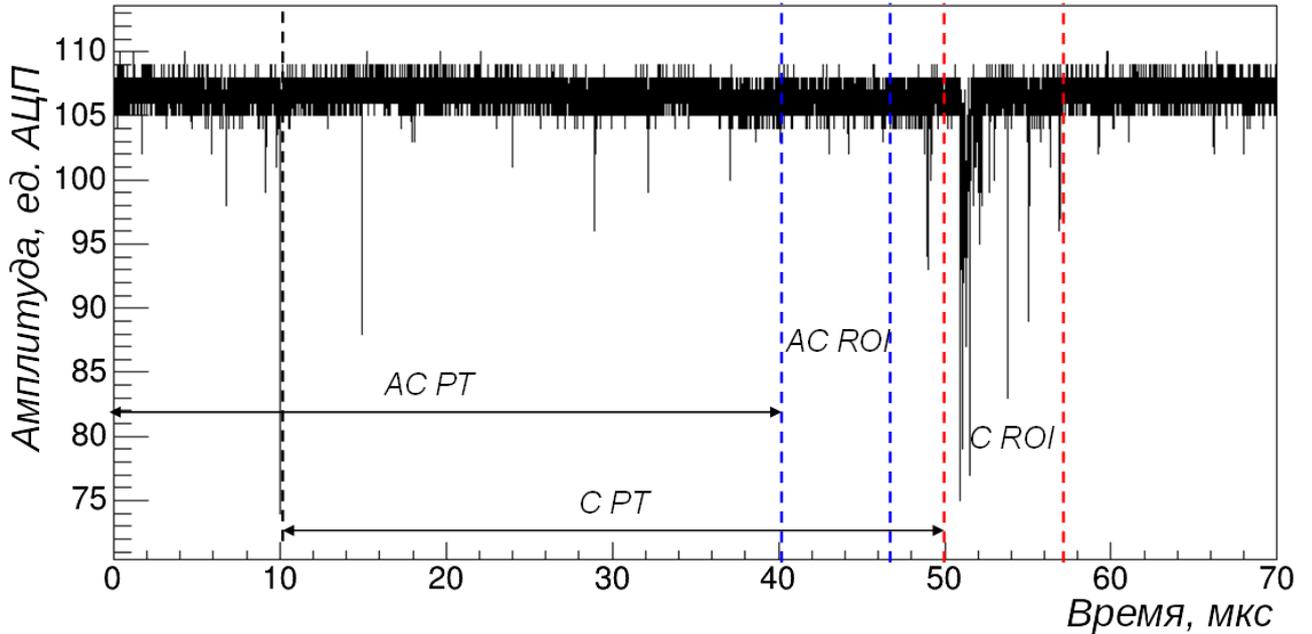


Рисунок 3.11 — Пример формы сигнала CsI[Na], записанной во время калибровки кристалла ^{133}Ba . Синими и красными штриховыми линиями обозначены границы областей $AC\ ROI$ и $C\ ROI$ соответственно. Стрелками указаны границы областей $AC\ PT$ и $C\ PT$.

В процессе анализа данных каждая из записанных 70 мкс форм сигнала CsI[Na] была условно разбита на две части: “область совпадения” с триггером (далее — $C\ ROI$, от англ. *coincidence region of interest*) от 50.0 до 57.0 мкс и “область анти-совпадения” с триггером (далее — $AC\ ROI$, от англ. *anti-coincidence region of interest*) от 40.0 до 47.0 мкс. Пример записанной формы сигнала с обозначенными границами областей приведён на рисунке 3.11. В каждой из этих областей производился поиск первого импульса ФЭУ, по которому определялось время начала сигнала t_0 . Затем происходил подсчёт интеграла сигнала — суммы площадей всех импульсов во временном диапазоне от t_0 до $t_0 + 3$ мкс. Как видно, размеры областей выбраны так, чтобы области интегрирования в них не могли пересекаться. Сигналы, найденные в $C\ ROI$, могут быть связаны с комптоновским рассеянием гамма-квантов ^{133}Ba , в то время как сигналы, найденные в $AC\ ROI$, используются для определения уровня фона. Перед каждой из выделенных ROI областей был дополнительно введён временной интервал длительностью 40.0 мкс для оценки уровня интенсивности фосфоресценции. Эти

“предтрековые” временные интервалы далее будут обозначаться как $AC\ PT$ и $C\ PT$ (от англ. *pretrace*). Обозначим число наблюдаемых в PT импульсов ФЭУ N_{PT} . В дальнейшем отбор событий по N_{PT} будет использован для ограничения вклада фосфоресценции в области ROI .

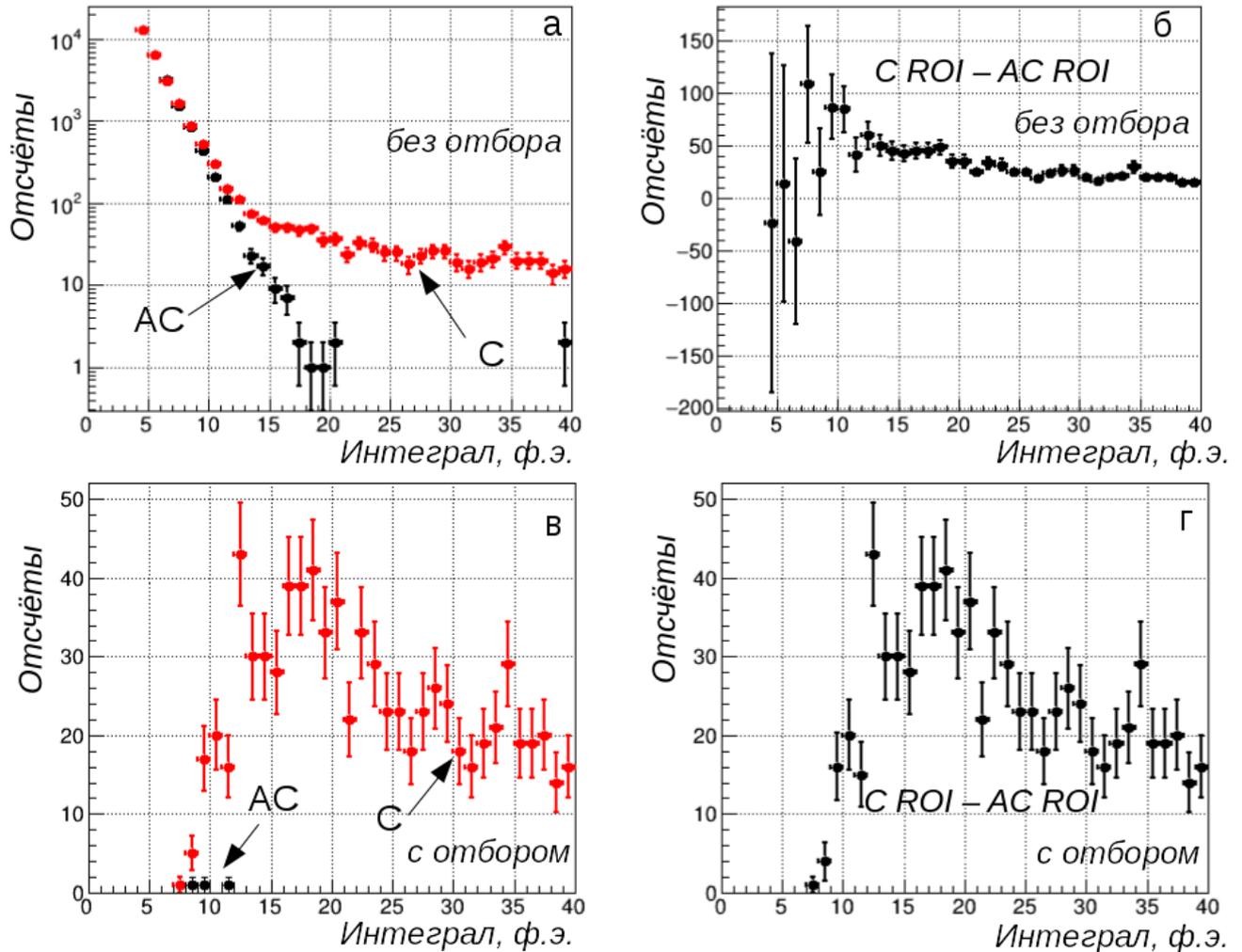


Рисунок 3.12 — Распределения интегралов событий, необходимые для получения эффективности отбора $N_{Ch} \geq 8$ относительно полезного сигнала CsI[Na]. Описания отдельных панелей приведены в тексте.

Цель анализа калибровочных данных ^{133}Ba — определение эффективности некоторых критериев отбора относительно низкоэнергетических сигналов CsI[Na]. Далее в этом параграфе описывается процесс вычисления эффективности ограничения на число импульсов ФЭУ в области интегрирования сигнала. Обозначим это число N_{Ch} . В данных SNS такое ограничение позволяет отделять сигналы, соответствующие реальным энерговыделениям в CsI[Na], от совпадений импульсов фосфоресценции с импульсами черенковской формы (подробнее об этом — в параграфе 4.5 Главы 4). Для определения искомой эффективности предпринимается несколько шагов. Цель первого — построение распределе-

ний сигналов по интегралам в областях $AC ROI$ и $C ROI$. Обозначим их P_{AC} и P_C соответственно, они показаны на рисунке 3.12а. На втором шаге находится разностный спектр интегралов $P_{res} = P_C - P_{AC}$. Этот спектр отражает распределение энерговыделений от взаимодействий, связанных с триггером, — сигналов CsI[Na] от комптоновского рассеяния гамма-квантов ^{133}Ba (рисунок 3.12б). Далее первые два шага повторяются, но уже только для сигналов, удовлетворяющих исследуемым критериям отбора (в данном случае — $N_{Ch} \geq 8$). Соответствующие распределения интегралов — P_{AC}^{cut} и P_C^{cut} (рисунок 3.12в), а их разность — P_{res}^{cut} (рисунок 3.12г). Отношение спектра P_{res}^{cut} к спектру P_{res} определяет искомую эффективность исследуемых критериев отбора относительно сигнала CsI[Na] (рисунок 3.13).

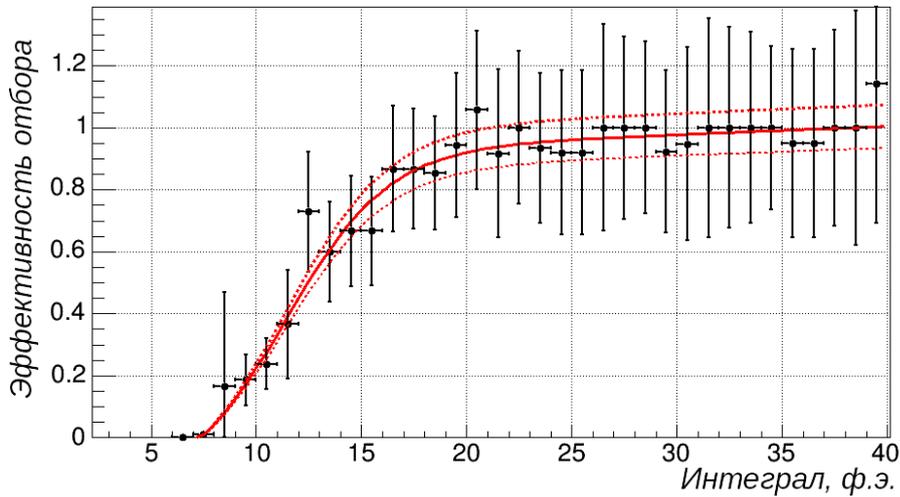


Рисунок 3.13 — Эффективность ограничения $N_{Ch} \geq 8$. Точки — отношение значений соответствующих каналов гистограмм рисунков 3.12г и 3.12б. Красной сплошной линией показан результат аппроксимации, красной прерывистой линией обозначены границы оценки доверительного интервала (см. текст).

Для определения функциональной формы эффективности зависимость с рисунка 3.13 была описана суммой сигмоиды $y = \frac{a}{1+e^{-k(x-\mu)}}$ и полинома первой степени в диапазоне от 7 до 40 ф.э. Параметры, минимизирующие χ^2 , имеют следующие значения: $a = 1.09$, $k = 0.41$, $\mu = 11.43$. Оптимальные параметры полинома $y = c_0 + c_1x$: $c_0 = -0.19$, $c_1 = 2.6 \cdot 10^{-3}$. Выбранная форма функции не физична, она бесконечно растёт с увеличением интеграла. Её роль — описание экспериментальных данных в определённой области значений. В дальнейшем, для сигналов с интегралом меньше 7 ф.э. эффективность полагалась равной нулю, а для сигналов с интегралом больше 39 ф.э. — единице.

Можно заметить, что обозначенные на рисунке 3.13 ошибки точек гораздо больше флуктуаций их положения. Такая картина характерна для ситуации, когда оценка ошибок завышена. Неопределённости значений точек вычислялись так, как если бы гистограммы на рисунках 3.12б,г были независимы. В этом случае относительная неопределённость отношения равна корню из суммы квадратов относительных неопределённостей в каналах первоначальных гистограмм. На самом деле, события в гистограмме с рисунка 3.12в являются подвыборкой событий в гистограмме с рисунка 3.12а. Результаты подхода, подразумевающего независимость выборок, приводят к переоценке неопределённостей. На момент публикации [4] для определения эффективностей использовался именно такой подход. По этой причине неопределённости значения параметров функции, полученные при аппроксимации, не отражают реальность. Оценим неопределённость эффективности, анализируя отклонения экспериментальных значений от результата аппроксимации. Определим относительную разницу r_i данных $y_i(x_i)$ и аппроксимирующей функции $y(x)$ как $r_i = \frac{y_i - y(x_i)}{y(x_i)} \times 100\%$. Заполним гистограмму значениями r_i для диапазона интеграла от 7 до 25 ф.э.⁵. Около 68% такого распределения локализовано в пределах r от -7 до 7% . Мы используем этот результат для оценки доверительного интервала эффективности, приписывая параметру a аппроксимирующей функции неопределённость в 7% .

Одной из существенных проблем, возникающих при анализе малых сигналов CsI[Na] по схеме, использованной в данной работе, является некорректное определение начала окна интегрирования t_0 . Первый импульс в ROI , с которого начинается интегрирование, может оказаться импульсом остаточной фосфоресценции CsI[Na]. Если это произошло в пределах 3 мкс до начала реального сигнала, то характеристики этого сигнала окажутся искажены. Определённое t_0 смещается в область меньших значений, а влияние на интеграл зависит от размера сигнала и задержки между t_0 и его реальным началом.

В ряде случаев сигналы с некорректно определённым началом интегрирования можно исключить, анализируя форму сигнала. Так на рисунке 3.14 представлены двумерные гистограммы в координатах T_{50} и T_{10-90} , где T_{50} — время

⁵В более широком диапазоне от 7 до 40 ф.э. 68% распределения r локализовано в пределах от -5 до 5% . Мы используем более консервативную оценку, полученную в переходной области эффективности. Детальная оценка неопределённости значений экспериментальных точек и доверительного интервала эффективности была сделана при повторном анализе данных ^{133}Ba (параграф 6.1.4 Главы 6).

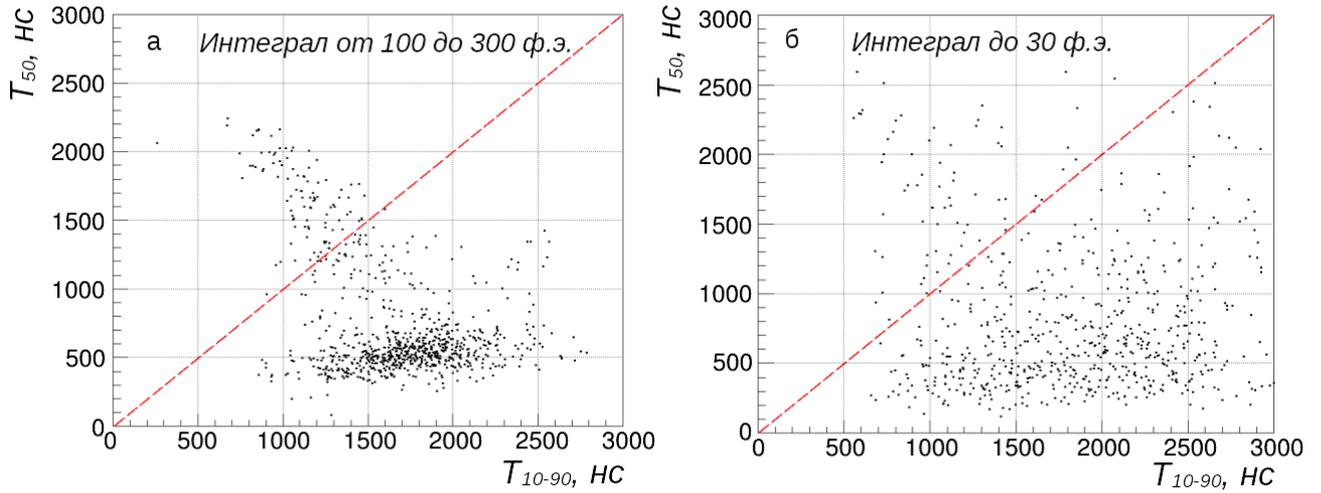


Рисунок 3.14 — Двумерные гистограммы в координатах (T_{10-90}, T_{50}) . На обеих гистограммах представлены события из *CROI*, в которых обнаружено не меньше 8 импульсов ФЭУ: а — для событий с интегралами в диапазоне 100–300 ф.э., б — для событий с интегралами меньше 30 ф.э. Красной прерывистой линией обозначена прямая $T_{50} = T_{10-90}$. События, расположенные выше этой прямой, были отброшены в процессе получения графика на рисунке 3.13, как существенно искажённые.

возрастания сигнала от 0 до 50% полного 3 мкс интеграла, а $T_{10-90} = T_{90} - T_{10}$ — разница времён возрастания до 90% и 10% интеграла соответственно. Области, отвечающие корректно проинтегрированным сигналам CsI[Na], находятся вблизи координат $T_{50} \approx 500$ нс и $T_{10-90} \approx 1800$ нс. Эти характерные времена могут быть верифицированы на основе анализа рисунка 3.7 с усреднённым сигналом 59.5 кэВ от ^{241}Am . Как видно, при значениях интеграла в диапазоне от 100 до 300 ф.э. (рисунок 3.14, слева) сигналы сосредоточены вблизи точки с координатами 1800 нс, 500 нс. Для интегралов менее 30 ф.э. распределение значительно размыто (рисунок 3.14, справа), так как флуктуации времён появления и размера однофотонных сигналов ФЭУ вносят существенный разброс в исследуемые характеристики. Область гистограмм, отвечающая некорректно проинтегрированным сигналам — сгущение плотности, простирающееся от основного семейства (малые искажения) в область $T_{50} > T_{10-90}$ (значительные искажения).

Для сокращения вклада остаточной фосфоресценции в *ROI* было наложено ограничение на число импульсов в *PT*: $N_{PT} \leq 4$. Напомним, что две последовательных области на записанной форме сигнала CsI[Na] коррелированы с точки зрения интенсивности фосфоресценции. Оценку вклада оставшихся событий с обсуждаемой аномалией можно сделать на основе рисунка 3.14. Оче-

видно, что появление импульса фосфоресценции перед сигналом не зависит от интеграла этого сигнала. Тогда для сигналов с большими значениями интеграла (рисунок 3.14а) можно подсчитать долю событий в аномальном семействе точек, простирающемся от характерных значений T_{10-90} и T_{50} до области $T_{50} > T_{10-90}$. Эта доля составляет около 25%. Для минимизации вклада событий с некорректно определённым временем начала в спектры 3.12 и эффективность 3.13, ограничение $T_{50} < T_{10-90}$ было наложено на спектры до и после отбора на N_{Ch} (рисунки 3.12а и 3.12в). Более подробно вопрос влияния искажения t_0 импульсами остаточной фосфоресценции был исследован при повторном анализе данных ^{133}Ba , который описан в параграфе 6.1.4 Главы 6.

Глава 4. Первая регистрация УКРН на SNS

Первый этап экспозиции детектора CsI[Na] на SNS продолжался с конца июня 2015 года по конец мая 2017 года. За это время было записано 2.6 миллиардов триггеров, из которых около двух третей — при работающем ускорителе. В этой главе описываются различные аспекты обработки и анализа данных, полученных на SNS, а также основной результат эксперимента — первая в мире регистрация упругого когерентного рассеяния нейтрино на ядре атома.

4.1 Проверка временной привязки триггера

В процессе набора данных на SNS внешний триггер установки CsI[Na] был привязан к синхроимпульсу системы сброса протонов из кольца-накопителя (см. схему 3.2). Момент выработки триггера соответствовал 54.95 мкс отметке на записываемых формах сигнала CsI[Na]. Совпадение времени прихода синхроимпульса SNS на АЦП моменту сброса протонов на мишень было подтверждено путём анализа сигналов мюонного вето. Для этого на записанных формах сигнала соответствующего канала АЦП был произведён поиск логических импульсов, вырабатываемых дискриминатором. На рисунке 4.1 представлены гистограммы, заполненные временем появления таких импульсов на записанных формах сигнала, для периодов работы и простоя SNS¹. На гистограмме, соответствующей периоду работы ускорителя, в области триггера наблюдается превышение частоты появления импульсов. На данных, записанных во время простоя ускорителя, такого превышения не наблюдается. Ширина пика составляет около 400 нс, а время его появления задержано относительно положения триггера АЦП на 500 нс. Такой сигнал ожидается от взаимодействия нейтронов SNS в вето-панелях. Наблюдение сигнала от нейтронов в вето-панелях позволило подтвердить совпадение времени прихода синхроимпульса SNS на АЦП и момента сброса протонов на мишень.

¹В периоды простоя SNS электронный синхроимпульс продолжает поступать на АЦП установки.

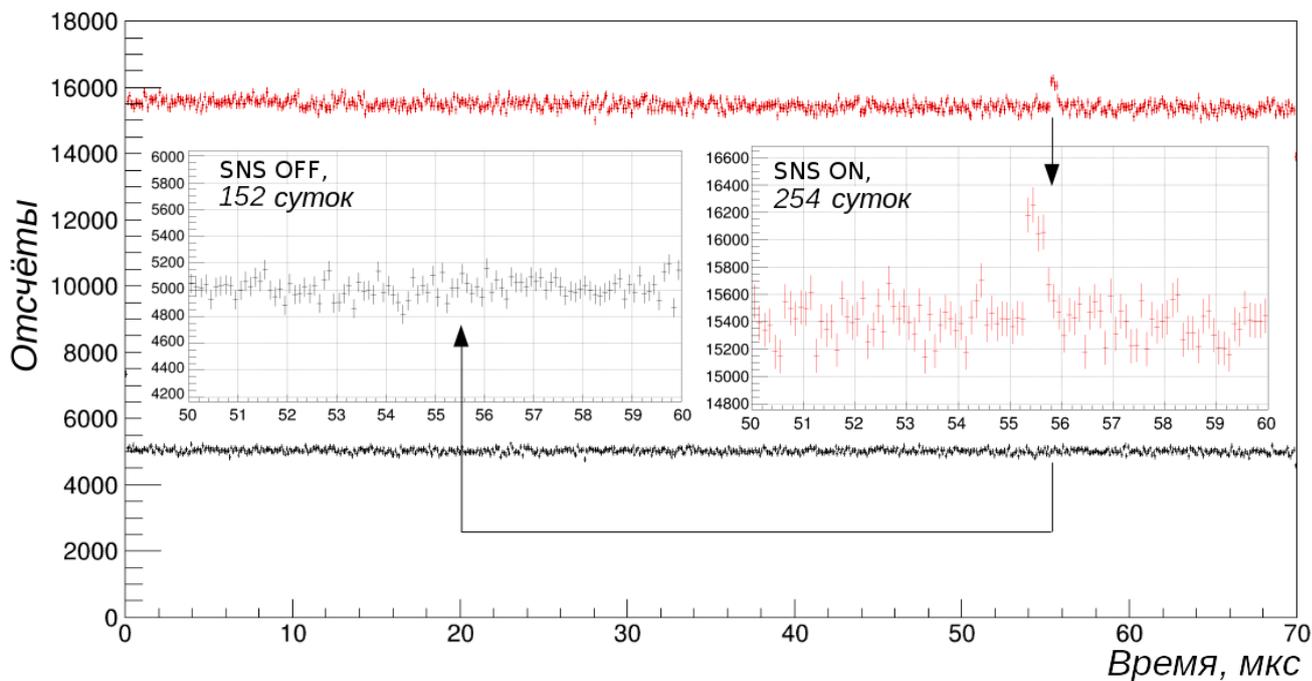


Рисунок 4.1 — Время появления сигналов вето-системы в рамках записанных форм сигнала. Красный — периоды работы ускорителя, чёрный — периоды простоя. На врезках — увеличенные части формы сигнала в районе ожидаемого внешнего триггера (54.95 мкс).

Можно заметить, что и вне области триггера полная частота появления вето-импульсов во время работы ускорителя выше, чем во время простоя (примерно в 3 раза). Это связано с фоном от гамма-квантов высоких энергий со стороны системы вентиляции помещения, где расположена мишень SNS, проходящей вдоль одной из стен нейтринной аллеи.

4.2 Верификация светового выхода и его стабильность

До размещения детектора CsI[Na] на SNS была проведена калибровка светового выхода кристалла при помощи линии 59.5 кэВ ^{241}Am (параграф 3.2). После сборки установки на SNS калибровка при помощи ^{241}Am не проводилась, — наличие многослойной защиты затрудняло доступ к кристаллу. Верификация абсолютного значения светового выхода в месте размещения детектора на SNS была выполнена при помощи нейтронного источника ^{252}Cf . Для калибровки использовалась линия от неупругой реакции $(n, n'\gamma)$ на ^{127}I кристалла с энергией гамма-кванта 57.6 кэВ. Спектр энерговыделений, зарегистрированных CsI[Na] в процессе многочасовой калибровки ^{252}Cf показан на рисунке 4.2. Отклик

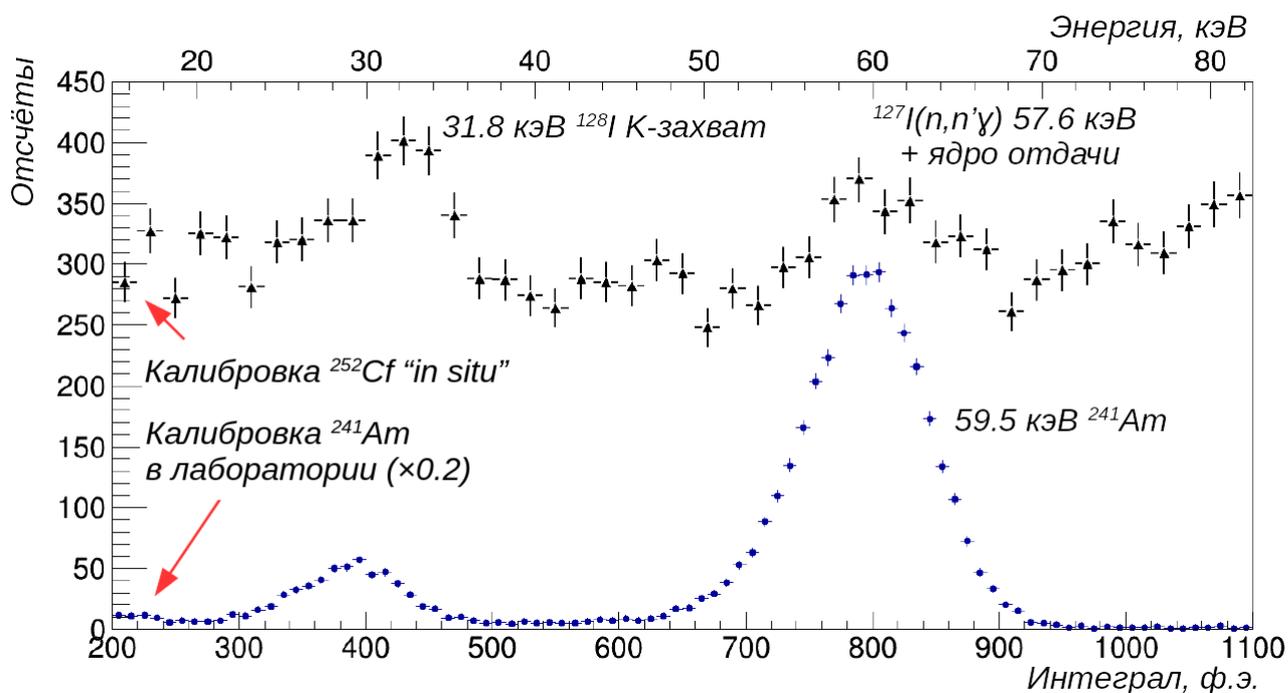


Рисунок 4.2 — Сравнение спектров энерговыделений в CsI[Na] при калибровке ^{241}Am в лаборатории Чикагского университета (синие точки) и при калибровке ^{252}Cf на SNS (чёрные точки). Верхняя шкала энергий соответствует калибровке 59.5 кэВ.

CsI[Na] на энерговыделения 57.6 кэВ не противоречит отклику на 59.5 кэВ, измеренному при лабораторной калибровке. Аналогичное утверждение справедливо и по отношению к линии 31.8 кэВ от К-захвата на ^{128}I . Совпадение результатов лабораторной калибровки и калибровки по месту размещения на SNS важно ещё и потому, что гамма-кванты от $(n, n'\gamma)$ на ^{127}I и К-захвата ^{128}I рождаются по всему объёму кристалла, в то время как 59.5 кэВ от источника ^{241}Am взаимодействуют в приповерхностном слое толщиной около 1 мм. Совокупность этих двух измерений показывает однородность светового выхода кристалла в рамках 3%.

Калибровки при помощи ^{252}Cf проводились лишь дважды в процессе экспозиции CsI[Na] на SNS — в мае 2017 и июне 2019 года. На их основании можно верифицировать абсолютное значение светового выхода, но не проверить его стабильность в процессе набора данных. Последняя задача может быть решена путём анализа спектра событий CsI[Na] от гамма-линий естественной радиоактивности в области относительно высоких энергий. Одним из препятствий для подобного рода анализа является тот факт, что часть сигнала от энерговыделений, превышающих 60 кэВ, оказывается за пределами диапазона оцифровки АЦП. Пример такого сигнала приведён на рисунке 4.3. Для энерговыделений, вызывающих срабатывание схемы линейных ворот, длительность части сигнала

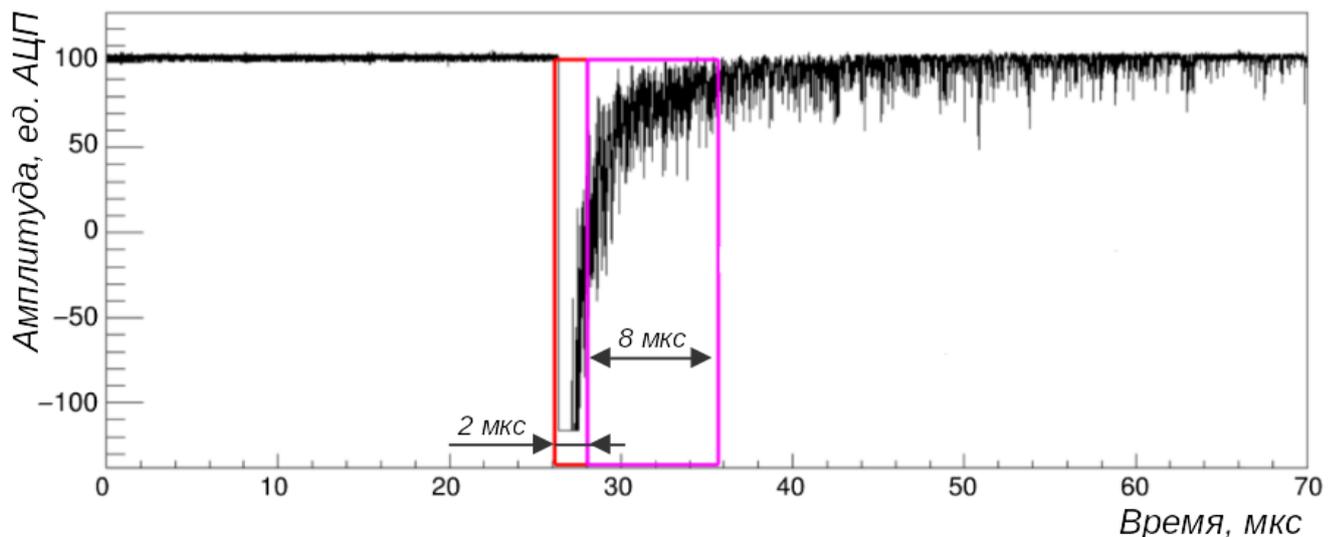


Рисунок 4.3 — Пример формы сигнала CsI[Na], соответствующего энерговыделению 352 кэВ. Красным цветом обозначена 2 мкс часть сигнала, которая может выходить за пределы диапазона оцифровки. Восстановление энерговыделения возможно провести по 8 мкс области, выделенной фиолетовым цветом.

ла, вышедшей за пределы диапазона оцифровки, не превышает 2 мкс от начала сигнала. Это позволяет проинтегрировать правильно оцифрованную (“ненасыщенную”) часть сигнала в диапазоне от $t_0 + 2$ мкс до $t_0 + 10$ мкс, где t_0 - время начала импульса ФЭУ с наибольшим интегралом. Полученный интеграл можно использовать как меру энерговыделения.

Стоит упомянуть, что отображенные события — это случайные совпадения событий с большим энерговыделением с триггером установки. Вероятность таких совпадений невелика, и доступная для анализа статистика ограничена. Для построения спектра таких событий были использованы сигналы, начало которых находится в диапазоне от 20 до 60 мкс. В распределение входят только сигналы в анти-совпадении с мюонным вето. Кроме того, накладывается ограничение на предшествующее окну поиска сигналов временное окно от 0 до 20 мкс. В нём должно быть не более 5 импульсов ФЭУ с совокупным интегралом не превышающим 10 ф.э. Это гарантирует малость вклада остаточной фосфоресценции кристалла в изучаемые события. Полученный на основе вышеописанных отборов и подхода к интегрированию спектр энерговыделений представлен на рисунке 4.4. На спектре выделяются линии от гамма-квантов с энергиями 242, 295 и 352 кэВ свинца ^{214}Pb из радоновой цепочки распада [141]. Идентификация этих линий в энергетическом спектре детектора была произведена американской группой анализа данных на основе специального набора данных с увели-

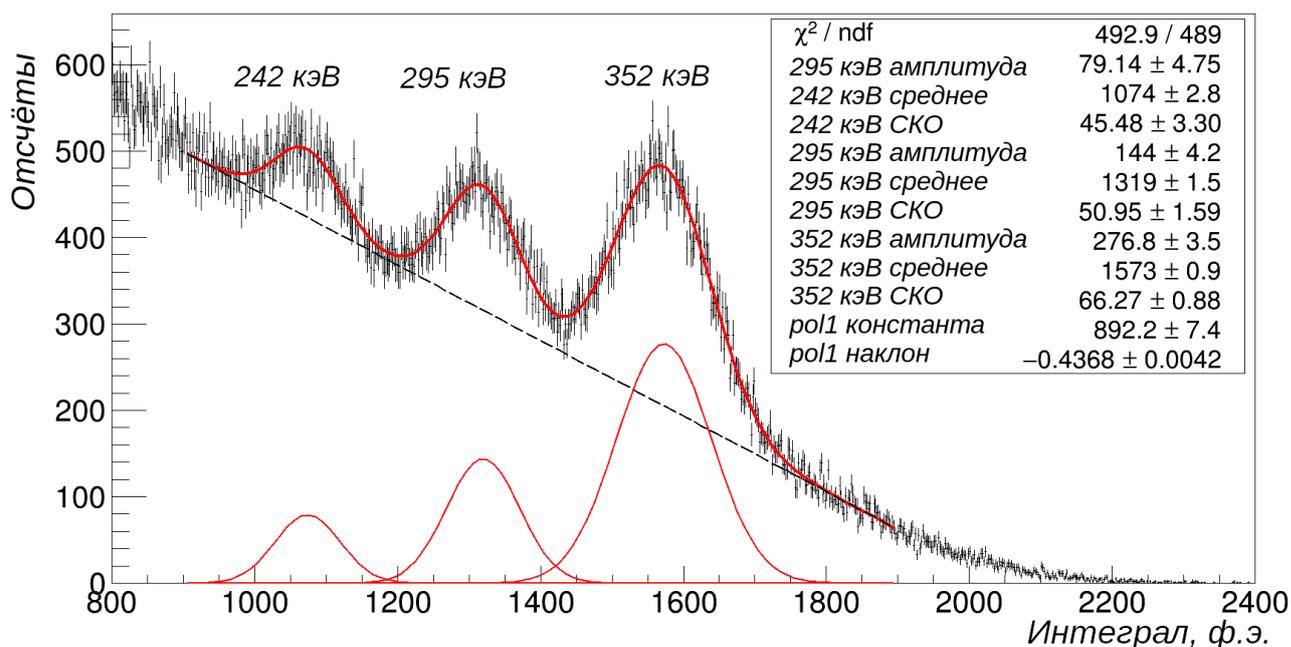


Рисунок 4.4 — Спектр интегралов сигналов от больших энерговыделений в CsI[Na]. Интегрировалась только ненасыщенная часть формы сигнала длительностью 8 мкс (см. текст). Часть спектра с более высокими энерговыделениями подавлена схемой линейных ворот. Показан результат аппроксимации спектра суммой трёх распределений Гаусса и линейной функции (тонкие красные и прерывистая чёрная линия).

ченным диапазоном оцифровки и триггером установки по сигналу CsI[Na] (“самозапуск”). Часть измеренного спектра с пиками от ^{214}Pb была описана суммой трёх распределений Гаусса и линейной функции. Последняя использовалась для оценки фоновой “подложки” под пиками. Результат такого описания представлен на рисунке 4.4 вместе с оптимальными параметрами аппроксимирующей функции. Заметно, что оптимальные средние распределений Гаусса μ не противоречат номинальным значениям энергии пика: $\mu_{242}/\mu_{352} = 0.683 \pm 0.003$ против $242.0/351.9 = 0.688$ и $\mu_{295}/\mu_{352} = 0.839 \pm 0.001$ против $295.2/351.9 = 0.839$. Экспериментально полученные значения отношений интенсивностей составляют $I_{242}/I_{352} = 0.196 \pm 0.019$ и $I_{295}/I_{352} = 0.400 \pm 0.018$; при этом табличные значения — $7.27/35.6 = 0.204$ и $18.4/35.6 = 0.515$ соответственно [141]. В первом случае значения совпадают в пределах ошибки, а во втором расхождение составляет 20%. Среди возможных причин отклонения I_{295}/I_{352} от ожидаемого значения при совпадении с ожиданием I_{242}/I_{352} — несовершенство линейной модели фоновой “подложки”. Поглощение гамма-квантов в капсуле кристалла сказалось бы больше на линии 242 кэВ, чем на 295 кэВ. Отношения среднеквадратичных отклонений (СКО) к средним $r = \sigma/\mu$, выраженные в процентах, близки: $r_{242} = 4.2 \pm 0.3\%$, $r_{295} = 3.9 \pm 0.1\%$, $r_{352} = 4.2 \pm 1\%$.

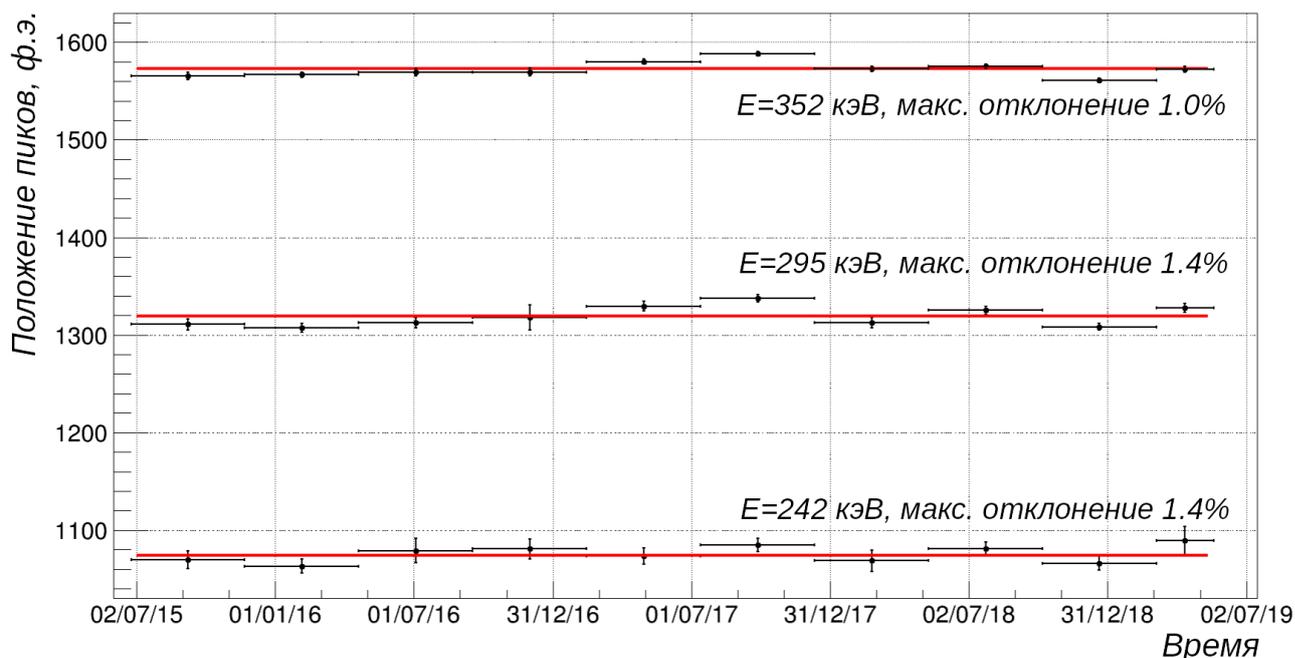


Рисунок 4.5 — Стабильность положения линий ^{214}Pb : 242, 295 и 352 кэВ.

Несмотря на некоторые недостатки, модель описания спектров подходит для верификации стабильности светового выхода. Данные, записанные за полное время экспозиции CsI[Na], были разделены на интервалы длительностью 150 дней. Для каждого из интервалов был получен спектр аналогичный рисунку 4.4. Каждый спектр аппроксимировался моделью с начальными значениями параметров с этого рисунка. Параметр СКО пика 242 кэВ был зафиксирован на значении 45.5 ф.э. для ограничения свободы модели в условиях малой статистики. Оптимальные значения средних пиков в зависимости от времени показаны на рисунке 4.5. Можно видеть, что оценки положений пиков, полученные таким образом, стабильны в пределах 1.4%. Это позволяет сделать вывод о хорошей стабильности светового выхода в процессе набора данных. Наблюдаемые отклонения незначительно влияют на спектры малых энерговыделений в CsI[Na], для которых доминирующий вклад в разрешение обусловлен флуктуациями в числе зарегистрированных ФЭУ установки фотонов.

Стабильность интеграла однофотоэлектронного сигнала ФЭУ на этом же временном промежутке отражена на рисунке 4.6. Интегралы событий, использованных при создании рисунков 4.4 и 4.5, были нормированы на соответствующие периоды их появления интегралы однофотоэлектронного сигнала. Наличие флуктуаций однофотоэлектронного интеграла на масштабе времени нескольких часов было верифицировано при просмотре соответствующих распределений. По всей вероятности, оно связано с нестабильностью работы источника

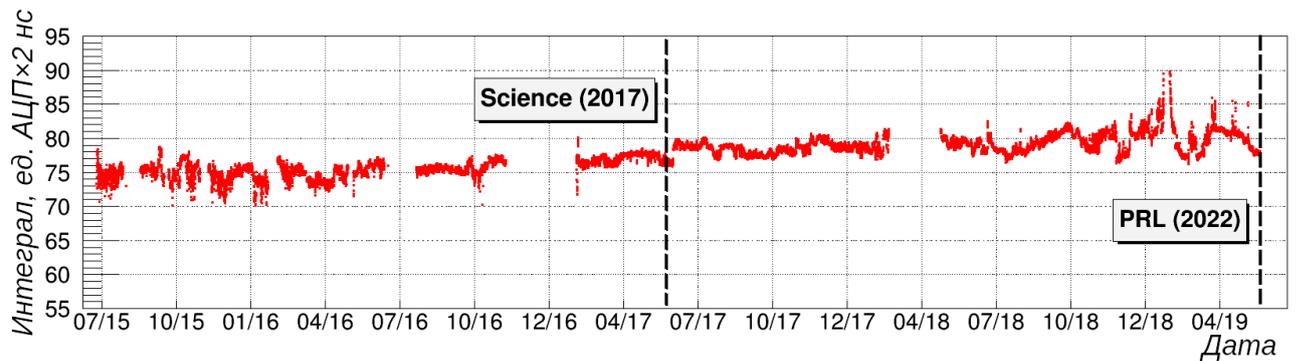


Рисунок 4.6 — Характерный заряд однофотоэлектронного сигнала ФЭУ для данных с SNS, вошедших в анализ. Вертикальные прерывистые линии обозначают границы подвыборки 2015-2017 годов и полного набора данных.

питания ФЭУ. Данные со значением однофотоэлектронного интеграла менее 70 ед. АЦП×2 нс и более 90 ед. АЦП×2 нс были исключены из анализа.

4.3 Критерии качества при отборе данных

В процессе обработки данных вычислялись и контролировались следующие величины: положения нулевых линий обоих каналов АЦП, выход сигнала за пределы диапазона оцифровки, наличие блокировки сигнала схемой линейных ворот, наличие сигнала вето-системы в рамках оцифрованной формы сигнала. Часть данных также исключалась из анализа на основе вычисленных значений. В этом параграфе кратко описываются причины исключения и доля данных, потерянных в результате налагаемых ограничений.

Нулевая линия АЦП и диапазон оцифровки. В процессе набора данных отслеживалось положение нулевой линии в каждом из каналов АЦП. Под эти термином мы понимаем усреднённое значение амплитуды “шумовой дорожки” в отсутствие светового сигнала ФЭУ CsI[Na] (канал 0) или логического сигнала дискриминаторов вето-системы (канал 1). Эту величину также называют потенциалом смещения сигнала. Во время набора данных положение нулевых линий менялось на масштабе времени порядка нескольких месяцев в пределах 10% полного диапазона оцифровки АЦП в нулевом канале, и в пределах 1% в первом канале. Абсолютное положение нулевой линии не играет значительной роли для сигналов малой энергии, таких как УКРН. Однако, ес-

ли оно оказывается близко к границе диапазона оцифровки или находится за ней, то часть шумовой дорожки или сигнала может оказаться недоступной для анализа. Это может привести к сбою программы восстановления характеристик события. Из анализа были исключены события, в которых есть значения амплитуды на границе диапазона оцифровки. Выход части шумовой дорожки за предел диапазона со стороны, противоположной росту сигнала, встречается менее, чем в проценте всех записанных форм сигнала. Выход сигнала за пределы диапазона оцифровки в сторону роста сигнала связан с сигналами от взаимодействий в диапазоне 60-511 кэВ. Такие события были исключены из анализа данных по поиску УКРН, их доля стабильна и составляет 5×10^{-4} от полного числа записанных форм сигнала.

Блокировка сигнала схемой линейных ворот. При обсуждении схемы электроники установки CsI[Na] была описана схема линейных ворот (параграф 3.1). Эта схема не влияет на работу триггера, поэтому формы сигнала с заблокированных временных участков также записываются системой сбора данных. Большинство заблокированных форм можно определить по характерному значению нулевой линии. Линейные ворота устанавливаются в середину диапазона оцифровки — значение нетипичное для обычных триггеров. Если срабатывание схемы, т.е. включение или выключение блокировки, происходит в пределах записанной формы сигнала, то определить его можно по наличию характерного скачка нулевой линии или высокоамплитудной наводке. События с признаками блокировки или срабатывания схемы линейных ворот исключаются из дальнейшего анализа. Доля таких событий постоянна во времени и составляет 0.8%.

Срабатывание вето-системы. Система мюонного вето защищает установку от вторичных частиц, рождённых космическими мюонами в защите установки и окружающих её конструктивных элементах. Срабатывание вето-системы определяется по наличию логического импульса на записанной форме сигнала в первом канале АЦП. Амплитуда этого логического сигнала соответствует количеству сработавших вето-панелей. Доля событий со срабатыванием вето составляет от 0.7% в режиме простоя SNS до 1.6% во время его работы. Увеличение числа срабатываний вето при работающем SNS связано с 511-кэВ гамма-квантами из вентиляционной трубы, проходящей вдоль стены нейтринной аллеи. Они с некоторой эффективностью вызывают срабатывание

вето системы. Увеличение частоты вето заметно только для срабатывания одной панели. Частота срабатывания двух и более панелей остаётся постоянной и не зависит от работы SNS. Из анализа исключаются триггеры со срабатыванием мюонного вето независимо от того, сколько панелей сработало, и где в рамках записанной формы сигнала находился импульс вето.

Вышеописанные ограничения исключают из анализа 2–3% триггеров. Важно заметить, что стабильность доли исключённых событий сама по себе не играет большой роли. Как будет объяснено в следующем параграфе, сигнальный и фоновый спектры набираются *одновременно*. Накладываемые ограничения, даже с нестабильной во времени эффективностью, оказывают на сигнал и фон одинаковое воздействие с точки зрения числа анализируемых триггеров.

4.4 Подход к анализу данных

В этом параграфе вводится условное разбиение записанных форм сигнала на области анализа, а также описываются ключевые характеристики, восстанавливаемые для каждого из событий. На каждой из прошедших предварительные отборы форме сигнала CsI[Na] длительностью 70 мкс выделялись две области. Область совпадения с триггером *C ROI* занимала интервал от 54.95 до 66.95 мкс, а область анти-совпадения с триггером *AC ROI* — от 39.95 до 51.95 мкс. Иллюстрация такого разбиения приведена на рисунке 4.7. В каждой из этих областей производился поиск первого импульса ФЭУ, по которому определялось время начала сигнала t_0 . Затем производился подсчёт совокупного интеграла сигнала — суммы интегралов всех импульсов во временном диапазоне от t_0 до $t_0 + 3$ мкс. Длительность областей одинакова — 12 мкс, она была подобрана таким образом, чтобы окно интегрирования при t_0 , оказавшемся в конце области *C ROI*, полностью помещалось на записанной форме сигнала.

Сигналы из *C ROI* могут быть связаны с наличием УКРН на ядрах материала детектора, а сигналы из *AC ROI*, используются для определения уровня фона, не связанного со сбросом протонов SNS на мишень. Разностные распределения времён появления сигналов t_0 и их интегралов (*C ROI* - *AC ROI*) были

использованы для выделения сигнала от УКРН. Далее в этой главе времена появления сигналов будут вычисляться относительно начала соответствующего *ROI*. Когда говорится, что рассматриваются сигналы с временами появления от 0 до 5 мкс, имеется в виду, что анализируются сигналы из диапазона 39.95–44.95 мкс для *AC ROI* и 54.95–59.95 мкс для *C ROI*.

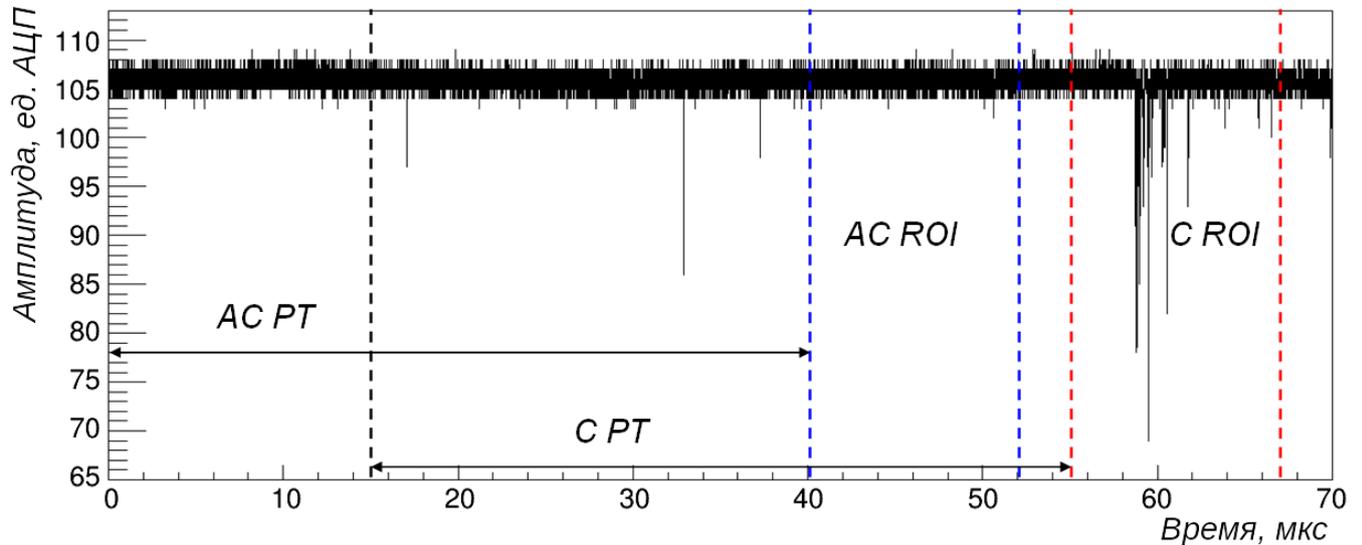


Рисунок 4.7 — Пример записанной формы сигнала CsI[Na] на SNS. Синими и красными прерывистыми линиями обозначены границы областей *AC ROI* и *C ROI* соответственно. Стрелками указаны границы диапазонов *AC PT* и *C PT*.

Перед каждой из выделенных *ROI* областей был дополнительно введён временной интервал длительностью 39.95 мкс. Эти интервалы использовались для оценки уровня интенсивности фосфоресценции, предшествующей сигнальным областям. Далее мы будем обозначать эти интервалы как *AC PT* и *C PT* (от англ. *pretrace*). Отбор событий по количеству наблюдаемых импульсов ФЭУ в *PT* будет использован для оптимизации чувствительности эксперимента.

4.5 Оптимизация отборов

В процессе анализа данных было обнаружено, что следующие два процесса дают значительный вклад в уровень *постоянного* фона — фона, не ассоциированного со сбросом протонов на мишень SNS. Первый из них — остаточная фосфоресценция кристалла, сопровождающая большие энерговыделения. Формы сигнала с высоким уровнем фосфоресценции заселены большим коли-

чеством однофотозлектронных импульсов ФЭУ. Совпадение некоторого числа таких импульсов в рамках ROI может имитировать сигнал $CsI[Na]$ от взаимодействия нейтрино в кристалле. Естественный способ минимизировать вклад событий, связанных с фосфоресценцией, — отбирать формы сигнала с малым числом однофотозлектронных импульсов в областях PT . При этом для сохранения эквивалентности подхода к анализу $AC ROI$ и $C ROI$ одинаковый отбор должен быть применён к ним на основе соответствующих $AC PT$ и $C PT$ областей. В дальнейшем число импульсов в области PT обозначается N_{PT} . По необходимости уточняется, к какой именно области это число относится — N_{PT}^{AC} или N_{PT}^C .

Второй вклад в постоянный фон связан с короткими импульсами ФЭУ значительной амплитуды, напоминающими сигнал от излучения Вавилова-Черенкова. Происхождение таких сигналов до конца не понято. Вероятно, они связаны с бета-распадом радиоактивных изотопов в стекле ФЭУ и порождаются электроном с энергией около мегаэлектронвольта. Наибольшую опасность подобные сигналы представляют не сами по себе, а в совпадении с импульсами ФЭУ от остаточной фосфоресценции. Естественный путь подавления фона такого рода — анализ формы сигнала. При одинаковых интегралах число импульсов больше в сцинтилляции $CsI[Na]$ от взаимодействия ионизирующего излучения, чем в сигналах, включающих черенковские импульсы. При достаточно строгом отборе на число импульсов в 3 мкс области интегрирования в рамках ROI вклад от такого фона удаётся значительно подавить. Это число импульсов в дальнейшем обозначается N_{Ch} .

Оба описанных отбора имеют некоторую эффективность относительно сигнала от УКРН. Первый из них — на N_{PT} , он ограничивает количество записанных форм сигнала, которые входят в анализ для каждой из ROI областей. Доля статистики, проходящей конкретный отбор, представлена на рисунке 4.8а. Так при ограничении $N_{PT} \leq 4$ в анализ попадает около 80% данных, а при требовании полного отсутствия импульсов в PT — всего 16%. Второй отбор — на N_{Ch} — накладывается на сигнальную область, и поэтому влияет не только на количество ожидаемых сигналов от УКРН, но и на форму спектра их интегралов. Это влияние описывается посредством эффективностей, полученных на основе калибровочных данных ^{133}Ba .

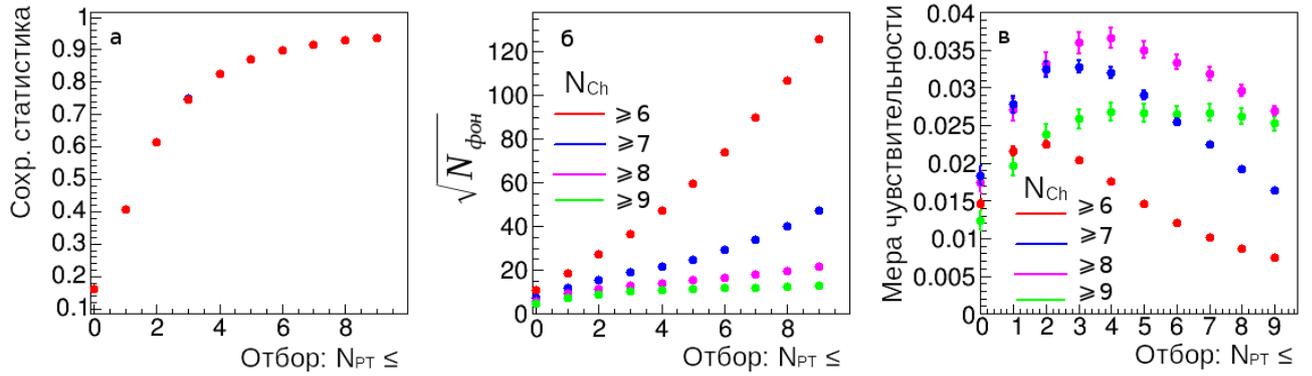


Рисунок 4.8 — Иллюстрация процедуры оптимизации отборов: а — доля данных, проходящая отбор на N_{PT} ; б — квадратный корень из количества фоновых событий с интегралом 4-20 РЕ и $t_0 < 5$ мкс при фиксированных отборах на N_{PT} (горизонтальная ось) и N_{Ch} (обозначены цветами); в — мера чувствительности эксперимента (см. текст).

Накладываемые на выборку сигналов ограничения существенно влияют на ожидаемое количество регистрируемых событий УКРН и фона. Возникает задача оптимизации параметров отбора. Необходимо определить, какая именно пара ограничений N_{PT} , N_{Ch} обеспечит максимальную чувствительность эксперимента. Эта задача была решена на основе выборки фоновых событий из $AC ROI$ с интегралом от 4 до 20 ф.э. и временем начала до 5 мкс. Значительная доля энерговыделений от УКРН должна иметь именно такие параметры. Использовалась только подвыборка данных, записанных с июня 2015 по ноябрь 2016 года при работающем ускорителе. Корень квадратный из числа событий в этой подвыборке характеризует размер статистических флуктуаций в разностном спектре $C ROI - AC ROI$, интересующем нас. Зависимость величины флуктуаций от конкретного выбора пары отборов показана на рисунке 4.8б. Как видно, при фиксированном отборе на N_{PT} отбор на N_{Ch} существенно сокращает количество фоновых событий.

На рисунке 4.8в представлена величина, характеризующая оптимальность отборов. Это отношение доли статистики, проходящей отбор на N_{PT} , с рисунка 4.8а, поправленной на эффективность отбора на N_{Ch} , к корню квадратному из числа фоновых событий, проходящих отборы с рисунка 4.8б. Как видно, оптимальной является комбинация $N_{PT} \leq 4$ и $N_{Ch} \geq 8$. Именно она и использовалась для получения представленных в следующем параграфе результатов.

4.6 Результаты

На основании анализа данных, записанных с июня 2015 по май 2017 года, были получены спектры интегралов и времён появления сигналов в *C ROI* и *AC ROI* отдельно для периодов работы SNS и периодов его остановки (рисунок 4.9). Соответствующие разностные распределения, дающие представление о количестве сигналов, связанных со сбросом протонов на мишень SNS, представлены на рисунке 4.10. В распределение интегралов включались события с началом вплоть до 5 мкс, а в распределение времён начала — события с интегралом меньше 20 ф.э. На обоих этих распределениях для периодов работы ускорителя наблюдается превышение числа событий в *C ROI* над числом событий в *AC ROI*, соответствующее предсказанию УКРН на ядрах ^{133}Cs и ^{127}I в рамках Стандартной модели. На распределениях, соответствующих времени простоя SNS, такого превышения не видно.

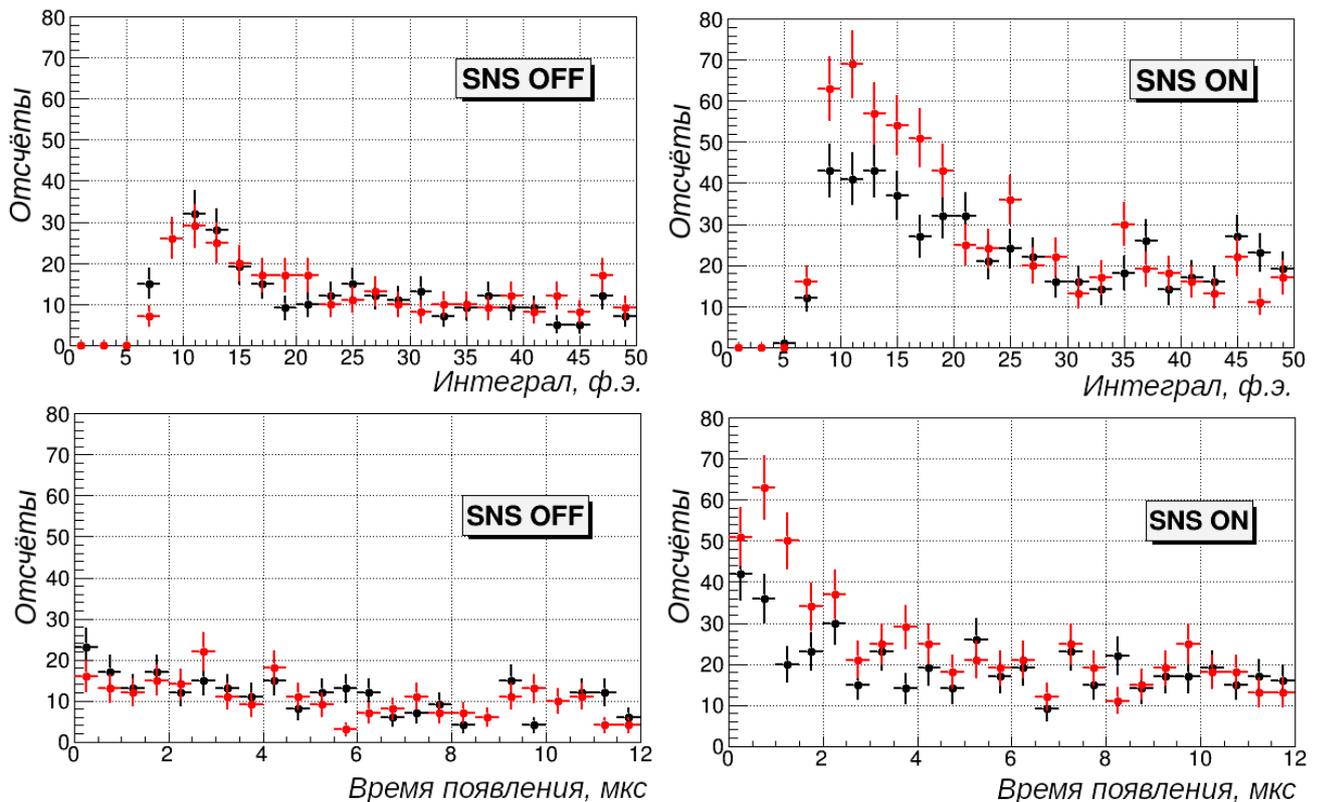


Рисунок 4.9 — Распределения сигналов в *C ROI* (красный) и *AC ROI* (чёрный) по значению интеграла и времени появления для периодов работы ускорителя (SNS ON) и простоя (SNS OFF).

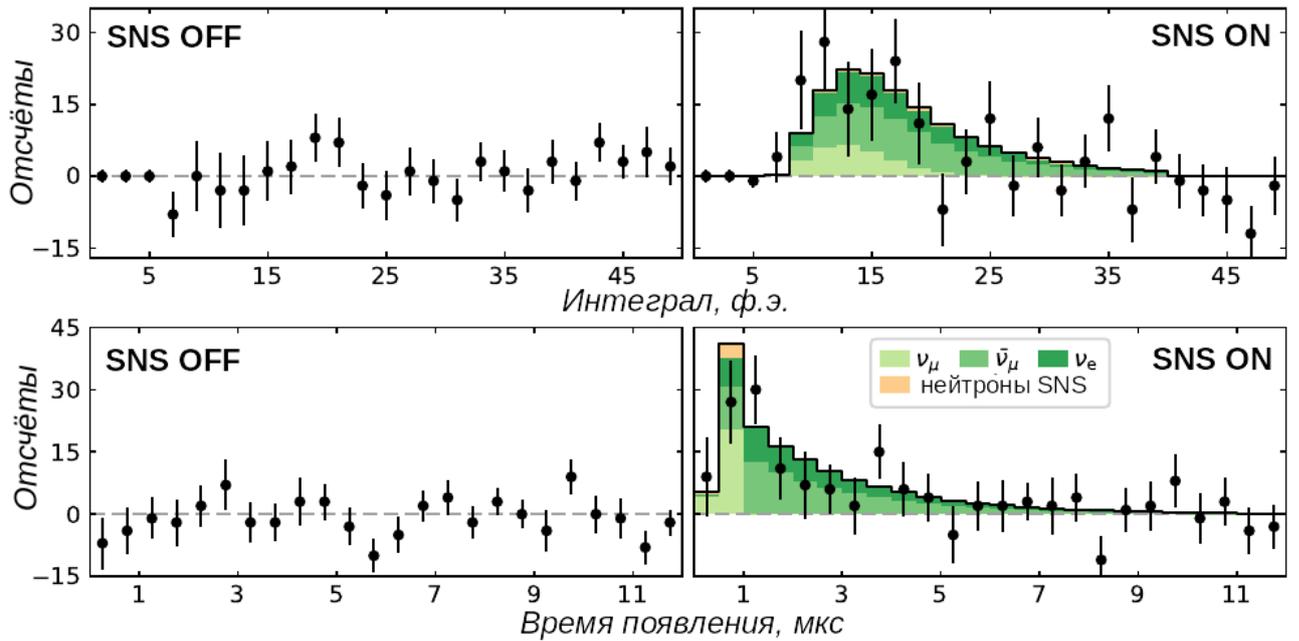


Рисунок 4.10 — Разностные распределения значений интегралов и времён появления сигналов $CROI - ACROI$ в периоды работы SNS и его остановки.

Затем был проведён статистический анализ спектров значений интегралов и времён появления сигналов с целью определения значимости регистрации УКРН. Для этого была создана двумерная функция плотности вероятности (далее — ФПВ) в координатах интеграл–время на основе предсказания УКРН в рамках Стандартной модели. При построении ФПВ учитывались эффективности отборов, применяемых в анализе. Часть ФПВ, соответствующая вкладу постоянного фона, была создана на основе характеристик сигналов из $AC ROI$. При этом использовался тот факт, что для постоянного фона значение интеграла и время начала сигнала — независимые переменные. Двумерная ФПВ представляла собой произведение двух компонент: временной и интегральной. В качестве временной компоненты был выбран результат аппроксимации времён появления сигналов из $AC ROI$ экспонентой. В качестве интегральной компоненты было взято эмпирическое распределение событий из $AC ROI$ по интегралам. Оценка вклада коррелированных со сбросом пучка на мишень нейтронов в ФПВ была получена на основе измерений, предшествующих экспозиции CsI[Na]. Более подробно расчёт скорости счёта фоновых событий, коррелированных с пучком, обсуждается в Приложении Б. Детальное описание подхода к аппроксимации экспериментальных спектров моделью может быть найдено в работе [134]. Здесь мы приведём результаты этого анализа. На рисунке 4.11 приведена зависимость отрицательного логарифма функции правдоподобия от

числа регистрируемых событий УКРН, а в таблице 4.1 представлены численные значения.

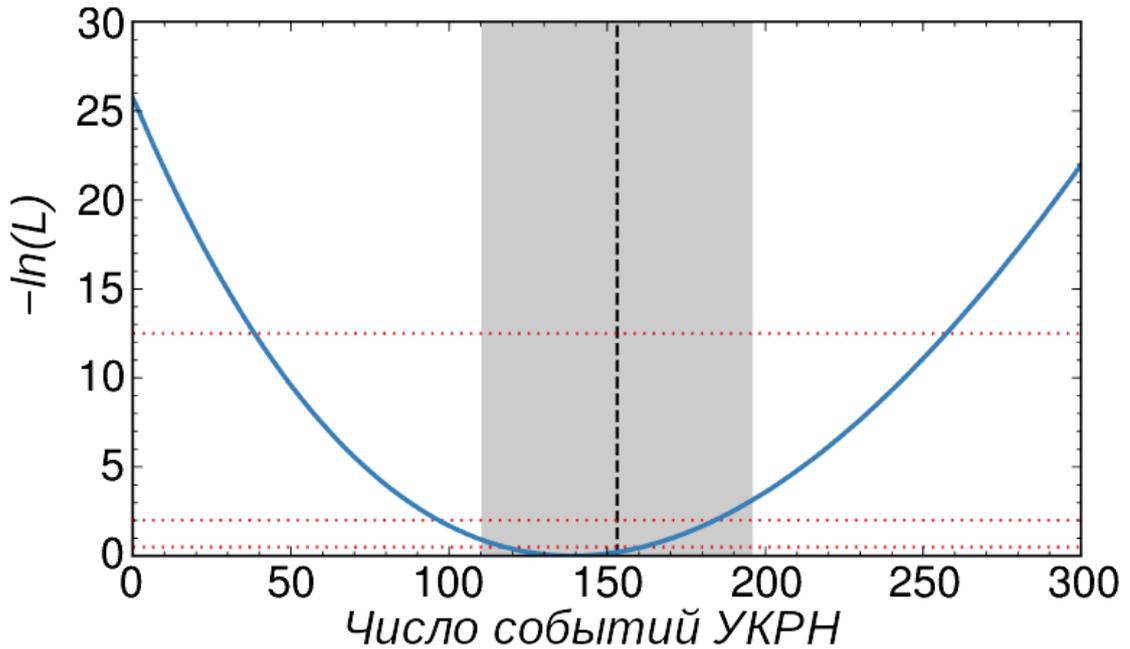


Рисунок 4.11 — Зависимость отрицательного логарифма функции правдоподобия от числа событий УКРН в CsI[Na] [134]. Минимум профиля положен равным нулю. Красные пунктирные линии — доверительные интервалы 68%, 95%, 99.9999% (1σ , 2σ , 5σ). Чёрная штриховая линия — предсказание СМ, серая область — его неопределённость.

Таблица 4.1

Результаты статистического анализа данных CsI[Na].

Предсказание СМ	Лучший фит	Значимость
153 ± 43	132 ± 22	7.2σ

Из приведённой на рисунке 4.11 зависимости видно, что результат позволяет сделать вывод о регистрации УКРН на ядрах атомов CsI со статистической значимостью около 7σ . Количество наблюдаемых событий несколько меньше предсказанного Стандартной моделью, но в пределах неопределённости. Уже при таком количестве событий доминирующей является не статистическая погрешность измерения, а неопределённость предсказания. Основной вклад в эту неопределённость дают эффективность отборов (7%), выбор модели ядерного форм-фактора (5%), неопределённость потока нейтрино от SNS (10%), а также квенчинг фактор ядер отдачи CsI[Na] в диапазоне энергий от 5 до 30 кэВ (25%). Уточнению последнего посвящена Глава 5 данной диссертации. Суммарная неопределённость предсказания составила 28%.

Глава 5. Измерение квенчинг фактора ядер отдачи в CsI[Na]

Известно, что в сцинтилляторе в свет конвертируется не вся энергия, выделенная ионизирующим излучением, а только некоторая её часть. Световой выход сцинтиллятора зависит как от абсолютной величины энерговыделения, так и от типа взаимодействующей частицы. В пункте 1.3 было введено понятие *квенчинг фактора* (КФ) — отношения светового выхода сцинтиллятора от ядер отдачи (ЯО) к световому выходу от электронов отдачи (ЭО) при одинаковой выделенной энергии. Основным источником информации о КФ неорганических сцинтилляторов и его зависимости от величины энерговыделения являются измерения. Надёжного теоретического расчёта КФ не существует.

Измерение КФ ядер отдачи происходит посредством калибровки изучаемого материала (мишени) источником нейтронов. При измерении *методом меченых ядер отдачи* энергия, переданная ядру, вычисляется на основе энергии первичных нейтронов E_n и угла рассеяния нейтронов на мишени θ в соответствии с выражением 5.1 [142]

$$\Delta E = \frac{2E_n M_n^2}{(M_n + M_T)^2} \left[\frac{M_T}{M_n} + \sin^2 \theta - \cos \theta \sqrt{\left(\frac{M_T}{M_n}\right)^2 - \sin^2 \theta} \right], \quad (5.1)$$

где M_n — масса нейтрона, M_T — масса ядра мишени. В пределе $M_T \gg M_n$ можно записать

$$\Delta E \approx \frac{2E_n M_n M_T}{(M_n + M_T)^2} (1 - \cos \theta). \quad (5.2)$$

Угол рассеяния нейтрона θ можно определить при помощи дополнительного детектора (ДД), позволяющего разделять взаимодействия от нейтронов и гамма-квантов по параметру формы сигнала — ПФС. Сигналы изучаемого сцинтиллятора в совпадении с сигналом от взаимодействия нейтронов в ДД соответствуют световому выходу этого сцинтиллятора от ядер отдачи определённой энергии.

В альтернативном подходе к изучению КФ — *по конечной точке спектра энерговыделений* — измеряется световой выход сцинтиллятора от ядер отдачи, соответствующих всем возможным углам рассеяния нейтронов. Максимальная

энергия ядер отдачи соответствует случаю $\theta = 180^\circ$ уравнения 5.2. Измерения, проведённые методами *меченых ядер отдачи* и *по конечной точке*, подвержены влиянию различных наборов систематических эффектов. Первый опирается на выделение подвыборки ядер отдачи определённой энергии. Он предполагает, что такую подвыборку можно получить, и она будет достаточно чистой с точки зрения отношения сигнал/фон. Второй позволяет определить световой выход от максимальной энергии ядер отдачи, однако требует аккуратного подхода к описанию полного спектра энерговыделений нейтронов на мишени. Стоит заметить, что такое описание должно учитывать вклад от многократного рассеяния нейтронов, а также вклад неупругих взаимодействий нейтронов с вылетом гамма-кванта за пределы мишени без взаимодействия.

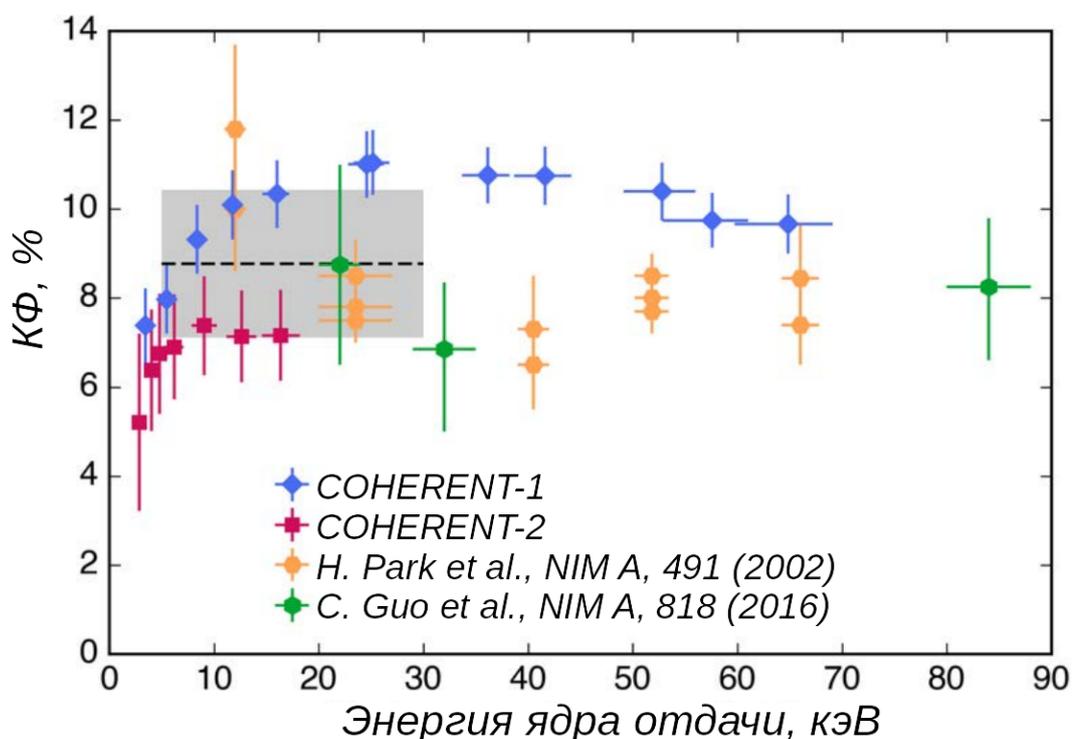


Рисунок 5.1 — Результаты измерений COHERENT-1 и COHERENT-2. Черным и серым цветами обозначено значение КФ $8.78 \pm 1.66\%$, использованное в работе [4].

В 2016 году коллаборация COHERENT провела два измерения квенчинг фактора ядер отдачи в CsI[Na]: COHERENT-1 [134] и COHERENT-2 [131]. На их основе для ядер отдачи с энергией от 5 до 30 кэВ было получено значение КФ $8.78 \pm 1.66\%$ (рисунок 5.1). Это значение было использовано для предсказания скорости счёта событий УКРН в эксперименте на SNS [4]. Значительная неопределённость в значении КФ и соответствующая неопределённость в ожидаемой скорости счёта CsI[Na] на SNS негативно повлияли на точность первого

Измерения КФ ядер отдачи CsI[Na], проведённые коллаборацией COHERENT, и их обозначения в других публикациях.

Измерение	Обозначение в [4]	В [143]	Проведено	Метод	Ссылка
COHERENT-1	COHERENT (Duke)	Duke	02.2016	Меченые ЯО	[4; 134]
COHERENT-2	COHERENT (Chicago)	Chicago-2	01.2016	Меченые ЯО	[4; 131]
COHERENT-3	—	—	04.2018	Меченые ЯО	[125]
COHERENT-4	—	—	12.2017	Конечная точка	[125]

результата CsI[Na]. Измерение COHERENT-3 было проведено для проверки результатов COHERENT-1/2 вблизи 17 кэВ — максимальной энергии ядер отдачи доступной обоим ранним измерениям. COHERENT-1/2/3 были проведены методом меченых ядер отдачи. Измерение COHERENT-4 было проведено методом конечной точки. Оно послужило проверкой потенциальных систематических эффектов, связанных с отбором сигналов от ядер отдачи на основе сигналов ДД. Основные данные о четырёх перечисленных измерениях представлены в Таблице 5.1.

Настоящая глава диссертации посвящена уточнению светового выхода CsI[Na] от ядер отдачи низких энергий и сокращению соответствующей систематической неопределённости измерения сечения УКРН. В параграфе 5.1 описывается место проведения измерений и характеристики использовавшихся нейтронных пучков. В параграфе 5.2 обсуждаются конфигурации экспериментальных установок. Параграф 5.3 посвящён калибровке шкалы энергий электронов отдачи во всех четырёх измерениях. В параграфах 5.4 и 5.5 описаны результаты повторного анализа данных COHERENT-1 и COHERENT-2 соответственно. Результаты новых измерений COHERENT-3 и COHERENT-4 приведены в параграфах 5.6 и 5.7. Общая эмпирическая модель КФ CsI[Na] получена в параграфе 5.8. Обсуждение отдельных методологических вопросов, связанных с проведёнными измерениями, вынесено в Приложения В, Г и Д.

5.1 Нейтронные пучки TUNL для измерения КФ

Измерения квенчинг фактора ядер отдачи CsI[Na], обсуждаемые в этой работе, были проведены в Triangle Universities Nuclear Laboratory (TUNL) в США при помощи перезарядного ускорителя Ван де Граафа [144]¹. Этот ускоритель способен разгонять ионы лёгких ядер для получения квазимонохроматических нейтронных пучков посредством реакций ${}^7\text{Li}(p,n)$, $\text{D}(\text{D},n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}(\text{D},n){}^4\text{He}$. Доступны режим постоянного тока и импульсный режим с периодом 400×2^k нс, где целое $k \geq 0$, а длительность импульса — 10 нс. Выбор типа ускоряемого иона и его энергии позволяют получать нейтронные пучки с энергией от 50 кэВ до 30 МэВ. В TUNL были измерены КФ ядер отдачи в органических сцинтилляторах EJ-301 [145], EJ-228 [146], EJ-260 [147], стильбена [148; 149] и неорганических чувствительных средах, таких как жидкий ксенон [150] и газообразный неон [151].

Измерения COHERENT-1/2/3 использовали нейтронный пучок, полученный в экзотермической реакции $\text{D}(\text{D},n){}^3\text{He}$ (выход энергии +3269 кэВ [152; 153]). Благодаря коллимации нейтронный пучок имеет довольно компактные пространственные характеристики. Его радиус составляет 2 см на расстоянии 160 см от выхода коллиматора и 4 см на расстоянии 260 см. В измерении COHERENT-4 использовалась эндотермическая реакция ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ (поглощаемая энергия — 1644 кэВ [152]). Помимо основного механизма рождения нейтронов, такая реакция предполагает наличие канала через возбуждённое состояние ${}^7\text{Be}^*$. Этот канал обеспечивает 5-10% нейтронного потока с энергией на ~ 500 кэВ меньше, чем у нейтронов, рождённых в основном канале реакции [154; 155].

Перед каждым из измерений КФ энергия нейтронов в пучке была определена при помощи измерения их скорости методом времени пролёта. На некотором расстоянии напротив выхода нейтронного коллиматора устанавливался детектор на основе жидкого органического сцинтиллятора с возможностью определения типа взаимодействия по ПФС — BC501A или EJ-309. Записывались сигналы жидкого сцинтиллятора, а также периодические сигналы системы контроля пучка (далее — СКП). Эта система позволяет осуществить временную

¹Более подробно устройство перезарядного ускорителя TUNL описано в параграфе 4.1.1 работы [134]

привязку сигналов сцинтиллятора к импульсам нейтронного источника. Скорость нейтронов определяется по задержке семейства сигналов сцинтиллятора от рассеяния нейтронов относительно семейства, связанного с гамма-квантами. Последние возникают при взаимодействии ионного пучка ускорителя с материалом источника нейтронов — дейтериевой газовой ячейки или танталового диска, на который напылён слой LiF. Выражение для оценки скорости нейтронов можно получить следующим образом:

$$ct = v_n t + v_n \Delta t = d, \quad (5.3)$$

$$v_n = \frac{cd}{c\Delta t + d},$$

где d — расстояние, пройденное нейтронами, t — время за которое гамма-кванты проходят d , Δt — задержка между появлением семейств от гамма-квантов и нейтронов относительно импульса системы контроля пучка, а c — скорость света. Для каждого из измерений КФ измерения скорости нейтронов повторялись на нескольких расстояниях сцинтиллятора от источника нейтронов. Точность измерения скорости (а, следовательно, и энергии) нейтронов ограничена временным шагом оцифровки данных, а также неопределённостью места рождения нейтрона внутри источника и места взаимодействия нейтрона в объёме сцинтиллятора. Примеры распределения времён пролёта нейтронов и гамма-квантов, а также распределения нейтронов по энергиям показаны на рисунке 5.2. В Таблицу 5.2 сведена информация о параметрах распределения нейтронов по энергиям в каждом из измерений КФ. Асимметричный характер распределений в измерениях СОHERENT-1/2/3 связан с ионизационными потерями энергии первич-

Таблица 5.2

Средние значения и их неопределённость для распределений нейтронов по энергии, ширина распределений на полуввысоте.

Измерение	Реакция	Среднее, МэВ	Неопр-сть	Ширина, МэВ
СОHERENT-1	$D(D,n)^3\text{He}$	3.8	2%	0.4
СОHERENT-2	$D(D,n)^3\text{He}$	3.8	2%	0.4
СОHERENT-3	$D(D,n)^3\text{He}$	4.4	4%	0.8
СОHERENT-4	$^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$	0.94 / 1.26	5% / 4%	0.1 / 0.1

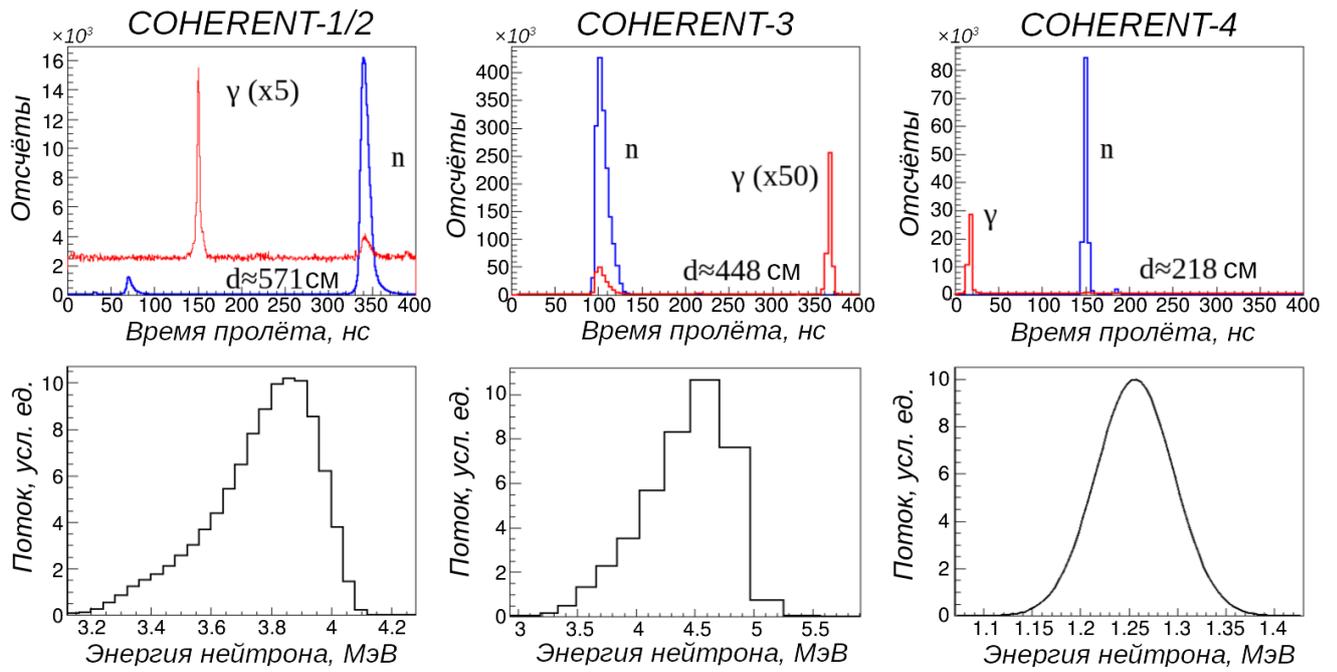


Рисунок 5.2 — Распределения времени пролёта и спектры энергий нейтронов в измерениях КФ. Верхний ряд — время пролёта, определённое относительно сигнала СКП. Красный цвет — гамма-кванты, синий — нейтроны, “d” — расстояние от источника нейтронов до сцинтиллятора. Нижний ряд — распределения нейтронов по энергии.

ным ионом дейтерия в газовой ячейке. В рамках COHERENT-4 было проведено два сеанса измерений с различной энергией нейтронного пучка.

5.2 Экспериментальные установки

Во всех измерениях КФ использовался цилиндрический кристалл CsI[Na] длиной 51 мм и диаметром 19 мм. Объём кристалла — 14.5 см^3 . Он был изготовлен тем же производителем, с использованием того же метода и той же концентрации примеси (0.114 моль%), что и 14.6 кг кристалл CsI[Na], который использовался в эксперименте на SNS. Этот же небольшой кристалл в дальнейшем использовался при измерении КФ в работе [143]. Во всех измерениях в TUNL для регистрации сцинтилляции CsI[Na] использовался один и тот же ФЭУ H11934-200 [156] с ультра-бищелочным фотокатодом.

Схемы экспериментальных установок для измерения КФ представлены на рисунке 5.3. В измерении COHERENT-1 использовалось двенадцать дополнительных детекторов EJ-309, фиксирующих углы рассеяния нейтронов кристал-

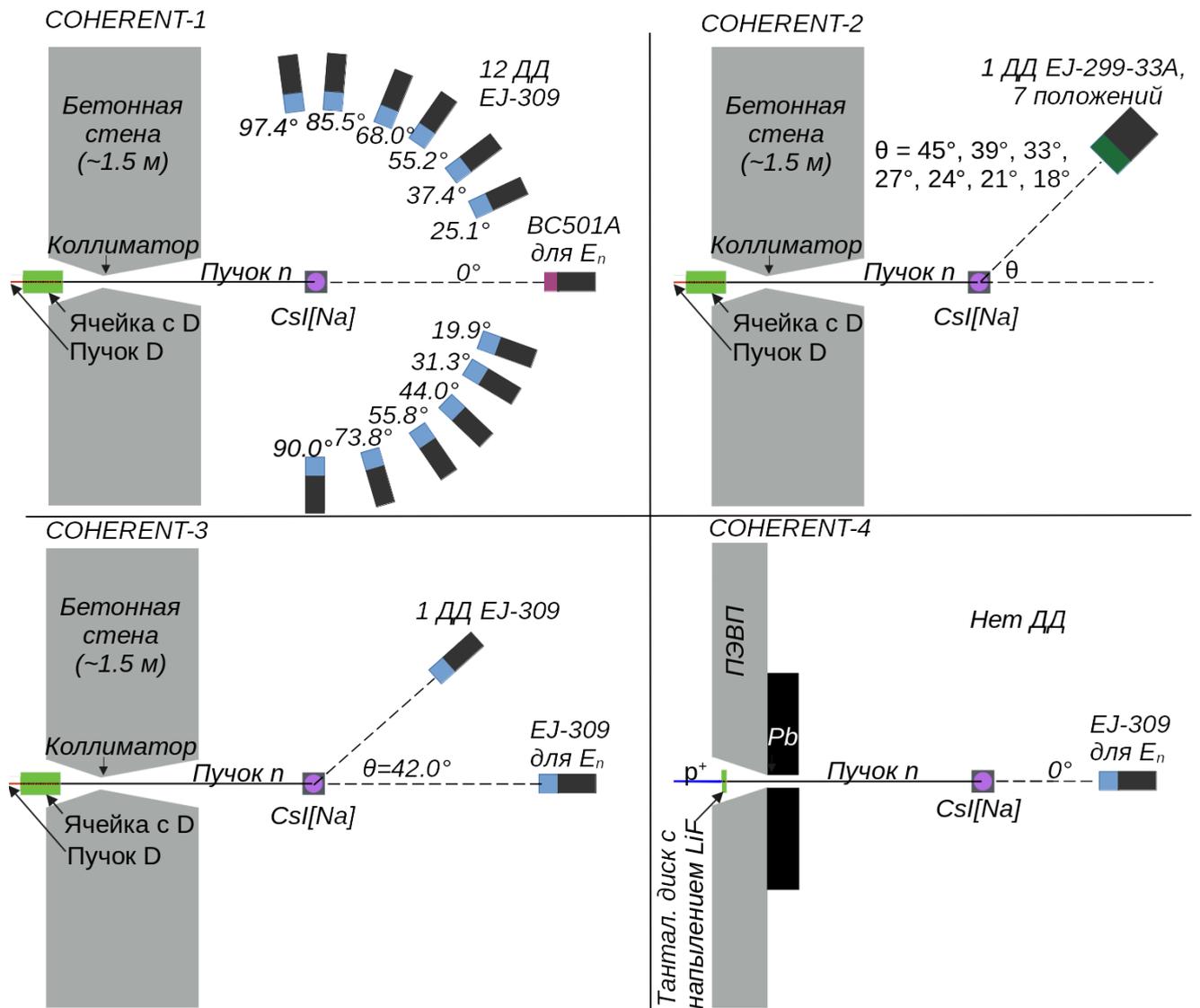


Рисунок 5.3 — Схемы экспериментальных установок для измерения КФ в TUNL.

лом CsI[Na]. Значения энергий ядер отдачи, соответствующие положениям ДД, покрывали диапазон от 3.5 до 63 кэВ. Данные с CsI[Na], всех ДД и СКП записывались одновременно. В COHERENT-2 использовался один дополнительный детектор на основе EJ299-33А. Данные набирались последовательно в 7 положениях ДД, соответствующих энергии ядер отдачи в диапазоне от 2.8 до 17 кэВ. Записывались сигналы CsI[Na] и ДД. Для COHERENT-3 использовался один ДД EJ-309, расположенный под углом 42° к оси пучка. Соответствующая энергия ядра отдачи — 17.1 кэВ. Записывались данные с CsI[Na], ДД и СКП. Во всех этих измерениях триггер системы сбора данных был установлен по сигналу ДД. В измерении COHERENT-4 ДД не использовались. Триггер системы сбора данных вырабатывался на основе отклика трапецеидального фильтра АЦП на сигнал CsI[Na]. Порог триггера был эквивалентен 6 ф.э. сигнала CsI[Na]. Максимальные энергии ядер отдачи CsI[Na], соответствующие двум сеансам

Таблица 5.3

Характеристики АЦП и оцифр. форм сигнала в измерениях КФ.

Измерение	COHERENT-1	COHERENT-2	COHERENT-3	COHERENT-4
АЦП	CAEN V1730	Acqiris U1071A	SIS3316	SIS3316
Скорость, МС/с	500	500	250	250
Форма CsI, мкс	30	6	40	40
Форма ДД, мкс	30	6	1.4	—
Форма СКП, мкс	30	—	1.0	1.0

с разной энергией нейтронного пучка, — 29 и 39 кэВ. Записывался сигнал с CsI[Na] и сигнал СКП. Системы сбора данных всех измерений КФ сохраняли оцифрованные АЦП формы сигнала. Информация о характеристиках АЦП и длительности сохранённых форм сведена в Таблицу 5.3.

5.3 Калибровка шкалы энергий CsI[Na]

Измерение КФ требует определения шкалы энергии электронов отдачи изучаемого сцинтиллятора. Во всех обсуждаемых измерениях для этого была использована гамма-линия 59.5 кэВ источника ^{241}Am . Калибровочные данные с этим источником были записаны для каждого эксперимента перед измерениями с нейтронным пучком. Подход к анализу этих данных аналогичен использовавшемуся при анализе америциевой калибровки 14.57 кг кристалла (см. параграф 3.2).

Шкала энергий электронов отдачи, определённая по данным с ^{241}Am , была дополнительно верифицирована на основе данных с нейтронным пучком. Это было сделано при помощи гамма-квантов с энергиями 57.6 кэВ и 81.0 кэВ, сопровождающих неупругие реакции $^{127}\text{I}(n,n'\gamma)$, $^{127}\text{I}(\gamma,\gamma')$ [157] и $^{133}\text{Cs}(n,n'\gamma)$, $^{133}\text{Cs}(\gamma,\gamma')$ [158]. Сигналы CsI[Na], соответствующие таким реакциям, можно обнаружить в совпадении с сигналом ДД от взаимодействия гамма-квантов или нейтронов. Реакция $(n,n'\gamma)$ подразумевает, что в общее энергосодержание, помимо номинальной энергии гамма-кванта, вносит вклад и ядро отдачи. Этот вклад был учтён при помощи моделирования MCNPX-Polimi. Спектры энергосодержаний, полученные на основе калибровочных данных с ^{241}Am и данных, записанных при облучении кристалла нейтронным пучком, представлены на

рисунке 5.4. Абсолютная шкала значений интегралов в единицах нВс может несколько отличаться для разных измерений из-за различной длины использованных кабелей. Результаты калибровки приведены в Таблице 5.4. Неопределённости относительного светового выхода учитывают точность выравнивания усиления ФЭУ между данными ^{241}Am и данными с нейтронным источником, а также неопределённости положений пиков на спектрах энерговыделений.

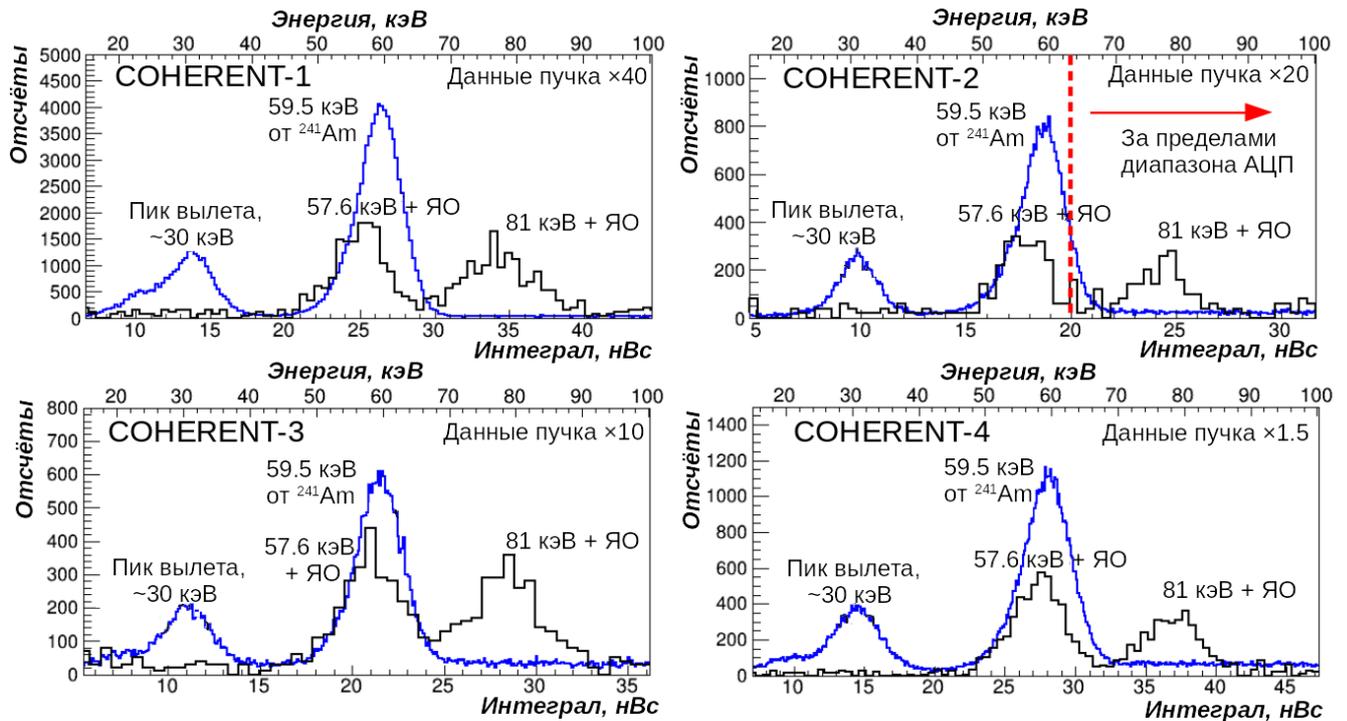


Рисунок 5.4 — Калибровка энергетической шкалы CsI[Na] при помощи ^{241}Am (синий) и неупругих реакций ($n, n'\gamma$) (чёрный). Спектр (γ, γ') взаимодействий не показан. Верхняя шкала энергий калибрована по линии 59.5 кэВ. Шкала энергий в единицах нВс для измерения СОHERENT-1 была сжата в 10 раз, чтобы учесть эффект использования усилителя PS-771.

Таблица 5.4

Оценки удельного световыхода CsI[Na] для 59.5 кэВ (УСВ). УСВ для 57.6 кэВ и 81.0 кэВ относительно 59.5 кэВ (Отн. УСВ).

Измерение	$U_{PMT}, \text{В}^2$	УСВ, ф.э./кэВ	Отн. УСВ (57.6 кэВ)		Отн. УСВ (81.0 кэВ)	
			($n, n'\gamma$)	(γ, γ')	($n, n'\gamma$)	(γ, γ')
СОHERENT-1	-950	14.0 ± 0.2	0.97 ± 0.02	1.01 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.97 ± 0.02
СОHERENT-2	-935	16.5 ± 0.3	0.97 ± 0.02	1.00 ± 0.02	0.95 ± 0.02	0.97 ± 0.02
СОHERENT-3	[-950,990]	11.5 ± 0.3	0.98 ± 0.03	1.03 ± 0.03	0.95 ± 0.03	0.98 ± 0.03
СОHERENT-4	[-980,990]	11.2 ± 0.3	0.99 ± 0.03	1.00 ± 0.03	0.96 ± 0.03	недоступна ³

Оценки удельного светового выхода кристалла CsI[Na] на 59.5 кэВ ^{241}Am совпадают с оценками из анализа неупругих взаимодействий нейтронов и гамма-квантов в рамках 3% — близко к экспериментальной точности определения последних. Оценки на основе линии 81.0 кэВ согласуются в рамках точности с данными о нелинейности отклика CsI[Na]. Ожидаемое значение УСВ для неё относительно 59.5 кэВ — 0.98 ± 0.02 [159–161]. Оценки абсолютного значения светового выхода кристалла расходятся: 16.5 ф.э./кэВ в СОHERENT-2, 14.0 ф.э./кэВ в СОHERENT-1 и ~ 11.5 ф.э./кэВ в СОHERENT-3/4. Расхождение оценки УСВ в первых двух измерениях было интерпретировано авторами работы [143] как проявление нелинейности использовавшегося ФЭУ Н11934-200 с ростом напряжения питания. Авторы [143] провели независимые измерения КФ CsI[Na] и пересмотрели результаты измерений КФ СОHERENT на основе предположения о нелинейности ФЭУ. В приложениях Г, Д данная гипотеза подробно обсуждается, показано, что она не соответствует действительности. Разница в оценке световых выходов для СОHERENT-1 и СОHERENT-2, разделённых несколькими неделями, может быть связана с нарушением светового контакта (оптическая смазка) между ФЭУ и окном сборки CsI[Na]. В то же время различие между световым выходом в 2016 году и 2017/2018 годах может быть связано со старением фотокатода ФЭУ.

5.4 СОHERENT-1

При анализе данных СОHERENT-1 выделение сигналов CsI[Na] от ядер отдачи проводилось на основе величины и формы сигнала ДД EJ-309, а также временной задержки между сигналом ДД и импульсом системы контроля пучка. Иллюстрации пространства параметров, использованных для выделения ЯО, приведены на рисунках 5.5 и 5.6. Полученные спектры сцинтилляционного отклика CsI[Na] на ядра отдачи были аппроксимированы предсказанием,

²Точное значение напряжения питания ФЭУ во время измерений СОHERENT-3/4 не было задокументировано. В каждом из измерений напряжение питания было выставлено на некоторое значение из интервала в таблице и не менялось в течение измерения.

³Линия 81.0 кэВ не разрешается в совпадении с временным окном прихода гамма-квантов в CsI[Na] измерения СОHERENT-4.

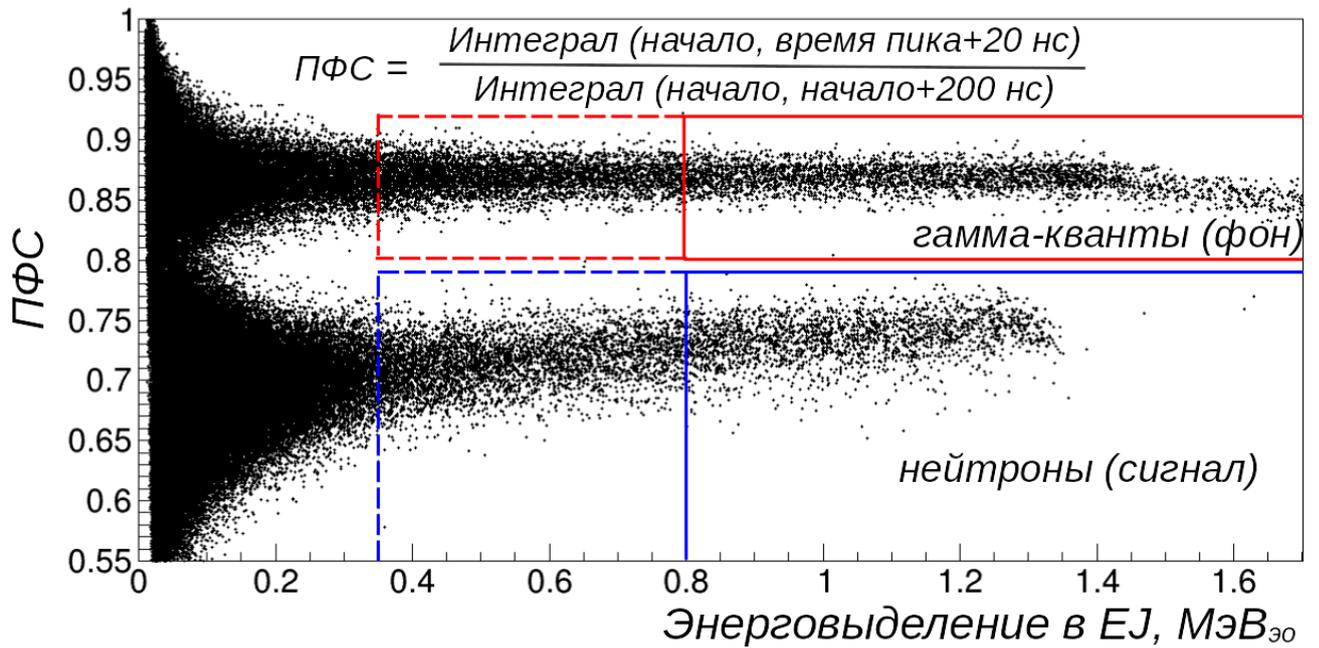


Рисунок 5.5 — ПФС в зависимости от величины энерговыделения для ДД EJ-309, расположенного под углом 55.8° к линии пучка. Синяя и красная линии — подвыборки сигнальных и фоновых событий соответственно. Штриховые линии — области с менее строгим ограничением на интеграл, использованные в оригинальном анализе COHERENT-1 [134] (см. текст).

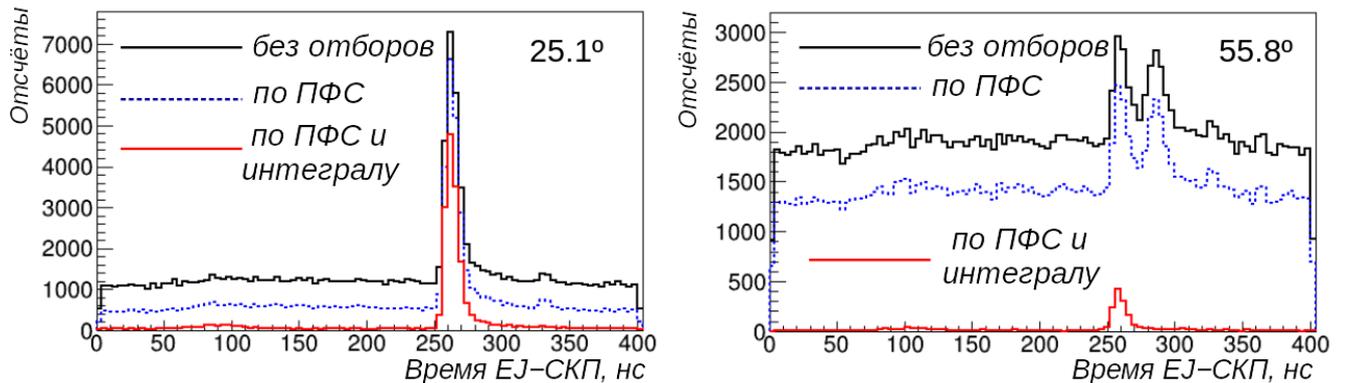


Рисунок 5.6 — Задержка между сигналами EJ-309 и СКП для детекторов под углом 25.1° (слева) и 55.8° (справа). Показан эффект наложения ограничений на выборку. Второй пик на распределении справа, вероятно, связан с неупругими взаимодействиями нейтронов в CsI[Na] или рассеянием на материалах установки перед попаданием в EJ-309.

сделанным на основе моделирования MCNPX-Polimi. При аппроксимации варьировались три параметра — амплитуда спектра ядер отдачи, амплитуда фонового спектра, а также значение КФ. Модель включала расчёт отклика EJ-309 на протоны отдачи от рассеянных CsI[Na] нейтронов из работы [162]. Энергия ядер отдачи углерода была заложена в модель с использованием параметризации, аналогичной протонам, но с дополнительным коэффициентом 0.2. Форма спектра энерговыделений фоновых сигналов была получена на основе выборки событий с триггером по гамма-подобным взаимодействиям в EJ-309. Использовались лишь события не коррелированные с импульсами нейтронного пучка. Результаты подгонки модели к спектрам энерговыделений CsI[Na] представлены на Рисунке 5.7 и в Таблице 5.5.

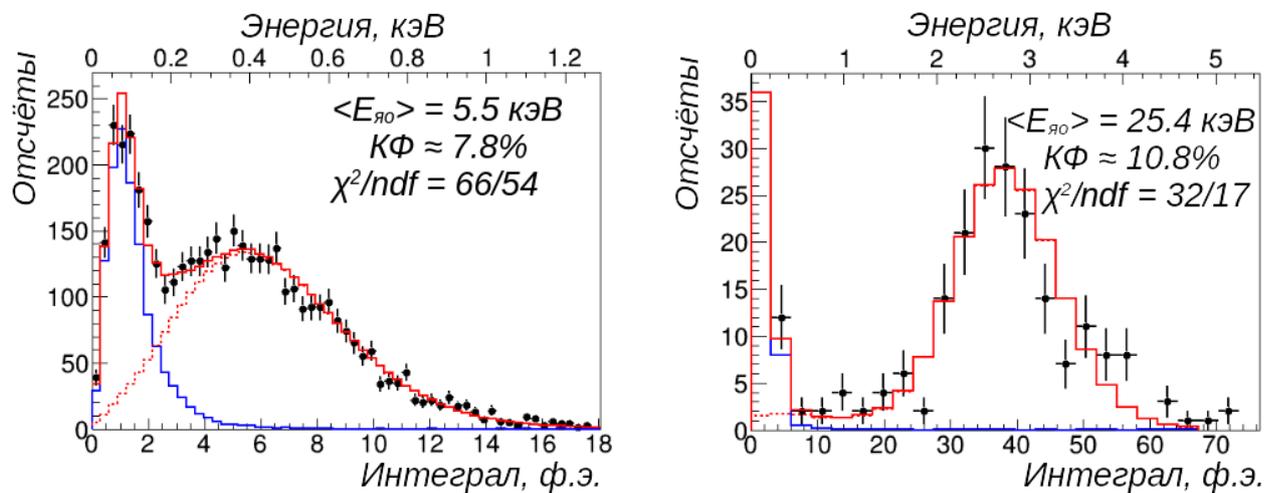


Рисунок 5.7 — Распределения сигнального спектра ядер отдачи в CsI[Na] с наложенным результатом аппроксимации (красная сплошная линия). Вклады ядер отдачи и фона в модель обозначены штрихованными красной и синей линиями соответственно. Слева — спектр, соответствующий углу рассеяния нейтронов 25.1° , справа — углу 55.8° .

Как видно, повторный анализ воспроизводит оригинальный результат COHERENT-1 с точностью, значительно превышающей величину расхождения между оригинальными результатами COHERENT-1 [134] и COHERENT-2 [131] (см. также рисунок 5.1). Систематическое смещение на $\sim 3\%$ в сторону меньшего КФ связано с исправлением ошибки при калибровке энергии по $59.5 \text{ кэВ } ^{241}\text{Am}$. В повторном анализе были также учтены следующие систематические эффекты: вклад остаточной фосфоресценции CsI[Na] в наблюдаемый интеграл сигналов, вклад неупругих взаимодействий нейтронов в ожидаемый спектр ЯО, а также влияние на ожидаемую форму спектра ЯО флуктуаций заряда однофотонного сигнала ФЭУ.

Таблица 5.5

Результаты измерения COHERENT-1

Угол, °	Среднее E _{яо} , кэВ	СКО E _{яо} , кэВ	Огр. EJ, кэВ _{эо}	E _{вид} , кэВ _{эо}	КФ, % (эта работа)	КФ, % ([134])
19.9	3.5 ± 0.1	0.4	270	0.25 ± 0.02	7.2 ± 0.8	7.38 ^{+0.10} _{-0.14}
25.1	5.5 ± 0.1	0.5	310	0.43 ± 0.02	7.8 ± 0.4	7.97 ^{+0.13} _{-0.12}
31.3	8.4 ± 0.2	0.7	330	0.76 ± 0.03	9.1 ± 0.4	9.32 ± 0.08
37.4	11.8 ± 0.2	1.0	280	1.16 ± 0.03	9.8 ± 0.4	10.10 ^{+0.09} _{-0.10}
44.0	16.2 ± 0.3	1.4	600	1.65 ± 0.05	10.2 ± 0.4	10.34 ± 0.13
55.2	24.8 ± 0.5	1.8	810	2.65 ± 0.07	10.7 ± 0.4	11.00 ± 0.13
55.8	25.4 ± 0.5	1.8	800	2.75 ± 0.08	10.8 ± 0.4	11.04 ± 0.18
68.0	36.3 ± 0.7	2.5	810	3.75 ± 0.09	10.3 ± 0.4	10.76 ± 0.11
73.8	41.6 ± 0.8	2.9	810	4.29 ± 0.11	10.3 ± 0.4	10.75 ± 0.12
85.5	52.7 ± 1.1	3.7	810	5.14 ± 0.23	9.7 ± 0.4	10.40 ± 0.15
90.0	55.8 ± 1.1	4.7	600	5.18 ± 0.21	9.3 ± 0.4	9.75 ± 0.20
97.1	62.6 ± 1.3	5.2	580	5.82 ± 0.27	9.3 ± 0.4	9.67 ± 0.23

5.5 COHERENT-2

При анализе данных COHERENT-2 события, связанные с рассеянием нейтронов в CsI[Na], были отобраны по форме и величине сигнала в EJ299-33A (рисунок 5.8). Величина энерговыделения в этом детекторе была прокалибрована по комптоновскому краю отклика на гамма-кванты 511 кэВ ²²Na и 662 кэВ ¹³⁷Cs — 341 кэВ и 477 кэВ соответственно. Ограничение в 280 кэВ на минимальное энерговыделение в этом детекторе позволило подавить вклад от фоновых гамма-взаимодействий и неупругих взаимодействий нейтронов в CsI[Na]. Дополнительное подавление фона, не связанного с нейтронным пучком, может быть достигнуто путём анализа временной задержки между сигналами EJ299-33A и CsI[Na]. Хорошо выделяющееся семейство сигналов от ЯО заметно на рисунке 5.9 (слева). Для дальнейшего анализа был использован диапазон задержек от -100 нс до 1000 нс. Мягкое ограничение на конец диапазона связано с тем, что первый фотозлектрон сигнала CsI[Na] для самых малых энерговыделений может появиться и через несколько микросекунд после времени взаимодействия. Для сигналов с задержкой более 1 мкс полное окно интегрирования (3 мкс) выходит за 6 мкс длительность записанной формы. Их вклад в спектр ЯО был учтён при помощи моделирования. Подход к учёту задержки между

взаимодействием и первым фотоэлектроном сигнала зависит от соглашения об определении КФ. Обсуждение этого соглашения вынесено в Приложение В.

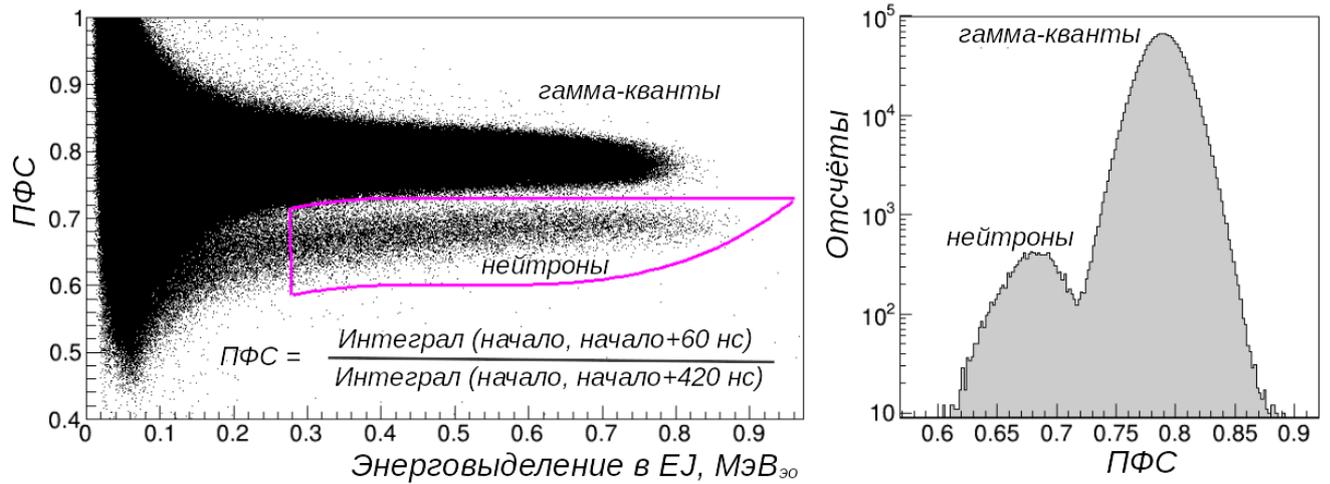


Рисунок 5.8 — Слева: ПФС в зависимости от энерговыделения в EJ299-33A. Пурпурный — подвыборка вызванных нейтронами сигналов EJ299-33A, использованная для выделения сигналов от ЯО в CsI[Na]. Справа: распределение по ПФС сигналов EJ299-33A с энерговыделением более 280 кэВ_{эо}.

Для учёта вклада случайных взаимодействий в анализируемые спектры CsI[Na] формируется фоновая выборка. В неё входят сигналы CsI[Na] в совпадении с взаимодействиями гамма-квантов в EJ299-33A: ПФС выше 0.8, энерговыделение выше 280 кэВ_{эо}. Спектр энерговыделений в CsI[Na], полученный на её основе, использован в качестве условно-точной ФПВ фона.

Спектр энерговыделений в CsI[Na], полученный на основе сигнальной выборки, аппроксимировался суммой модели сигнала от ЯО (MCNPX-Polimi) и фоновой ФПВ. Моделирование детектора EJ299-33A включало параметризацию КФ протонов отдачи модифицированной моделью Линдхарда [163; 164]. Ядра отдачи углерода моделировались с фиксированным КФ в 1%, как в оригинальном анализе COHERENT-2 [131]. В процессе аппроксимации спектра энерговыделений CsI[Na] варьировались три параметра: амплитуда вклада ЯО, амплитуда фона, а также КФ. Результаты аппроксимации экспериментальных спектров моделью представлены в Таблице 5.6 в сравнении с оригинальными результатами [131] и проиллюстрированы рисунком 5.10. Неопределённости на видимую энергию $E_{\text{вид}}$ и КФ включают некоррелированные между точками вклады от статистической неопределённости, а также коррелированный 4% вклад от точности алгоритма интегрирования сигнала (см. Приложение В) и энергетической калибровки. Как видно, результаты повторного анализа не воспроизводят

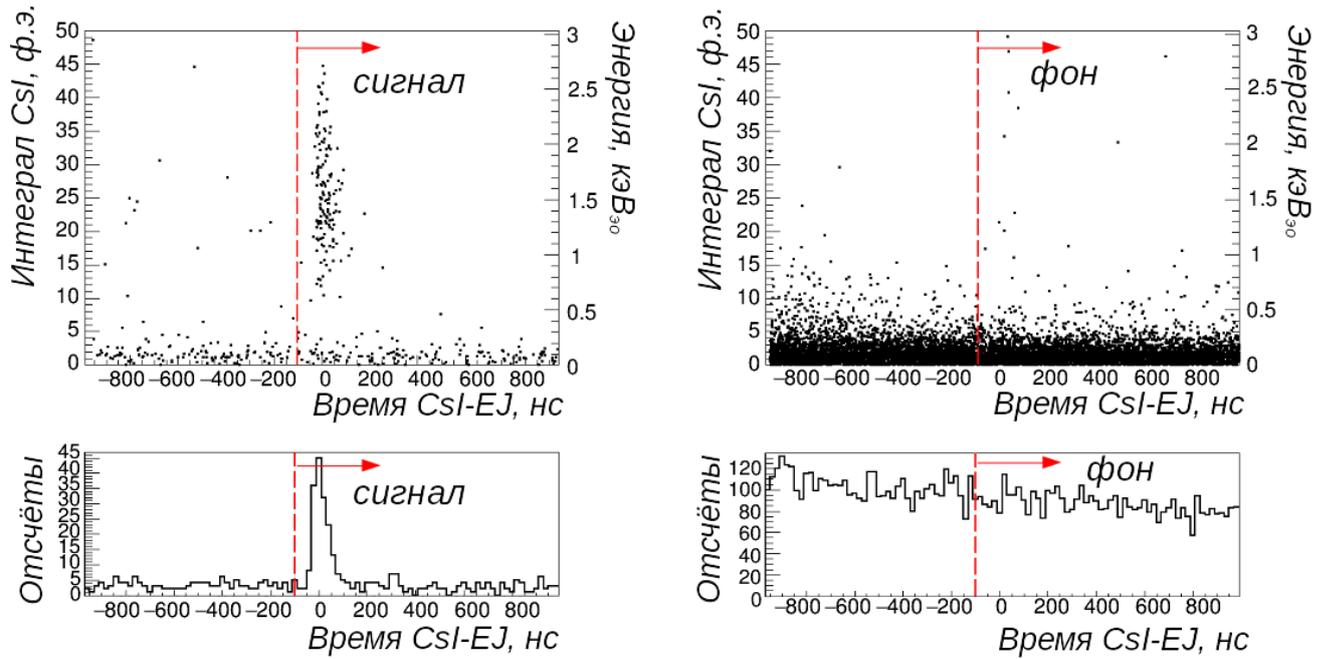


Рисунок 5.9 — Задержка между сигналами CsI[Na] и EJ299-33A (45° к оси пучка) в подвыборках сигналов от нейтронов (слева) и гамма-квантов (справа). Вверху: энерговыделение CsI[Na] от временной задержки. Внизу: проекции распределений на ось задержек.

оригинальный результат [131]. Расхождение КФ в измерениях COHERENT-2 и COHERENT-1, негативно влияющее на точность эксперимента по исследованию УКРН на SNS, сократилось с $\sim 30\%$ до $\sim 10\%$.

Таблица 5.6

Результаты измерения COHERENT-2

Угол, $^\circ$	Средн. E_{nr} , кэВ _{яо}	СКО E_{nr} , кэВ _{яо}	$E_{вид}$, кэВ _{яо}	КФ, % (эта работа)	КФ, % (из [131])
18	2.85 ± 0.06	0.51	0.151 ± 0.023	5.3 ± 0.8	5.21 ± 1.74
21	3.85 ± 0.08	0.65	0.266 ± 0.017	6.9 ± 0.5	6.38 ± 0.76
24	4.98 ± 0.10	0.74	0.374 ± 0.021	7.5 ± 0.4	6.75 ± 0.75
27	6.24 ± 0.12	0.83	0.49 ± 0.03	7.8 ± 0.4	6.90 ± 0.65
33	9.17 ± 0.18	1.12	0.79 ± 0.04	8.6 ± 0.5	7.38 ± 0.51
39	12.6 ± 0.3	1.4	1.13 ± 0.06	9.0 ± 0.5	7.14 ± 0.67
45	16.5 ± 0.3	1.8	1.55 ± 0.08	9.4 ± 0.5	7.16 ± 0.63

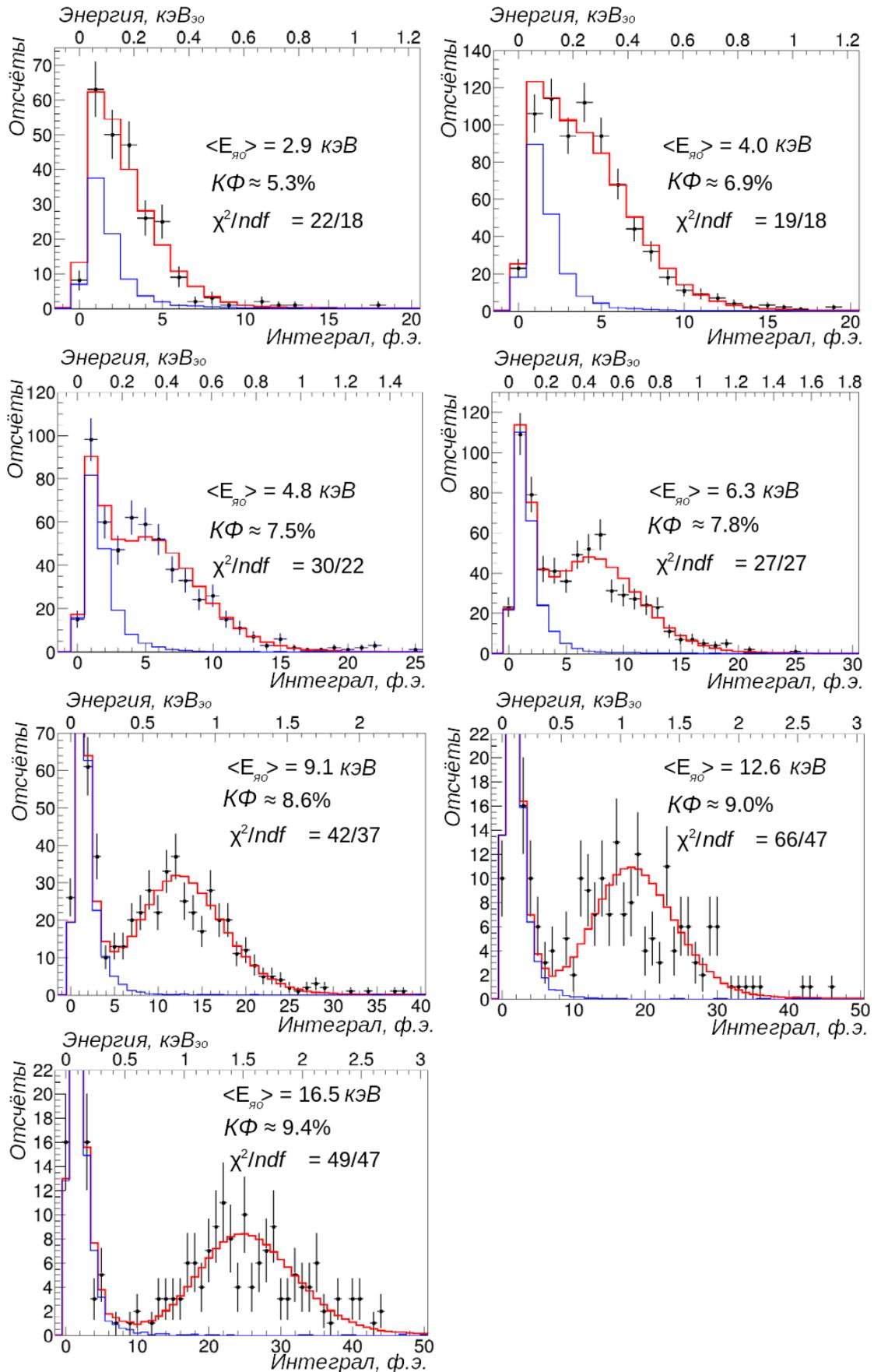


Рисунок 5.10 — Экспериментальные спектры энерговыделений в CsI[Na] для событий-кандидатов в ядра отдачи с результатом аппроксимации: красный — полная модель, синий — вклад фона. Значения χ^2/ndf получены из теоремы Уилкса.

5.6 СОHERENT-3

Как и в случае СОHERENT-1/2, сигналы CsI[Na], соответствующие ядрам отдачи от взаимодействий нейтронов, были выделены на основе ПФС и величины сигналов ДД (ЕJ-309). Взаимодействия от гамма-квантов в ЕJ-309 использовались для оценки ФПВ фона (рисунок 5.11). Калибровка шкалы энергии ЕJ-309 была произведена по комптоновскому краю от гамма-квантов 662 кэВ ^{137}Cs . Временная задержка сигнала ЕJ-309 относительно периодического импульса СКП использовалась для дополнительного подавления фоновых сигналов CsI[Na]. Распределение событий по этой задержке при ограничениях на форму сигнала и энерговыделение в ЕJ-309 показано на рисунке 5.12. Отметим, что и семейство от взаимодействия гамма-квантов в ЕJ-309 имеет превышение, связанное с пучком. Эта часть распределения исключается для чистоты фоновой выборки.

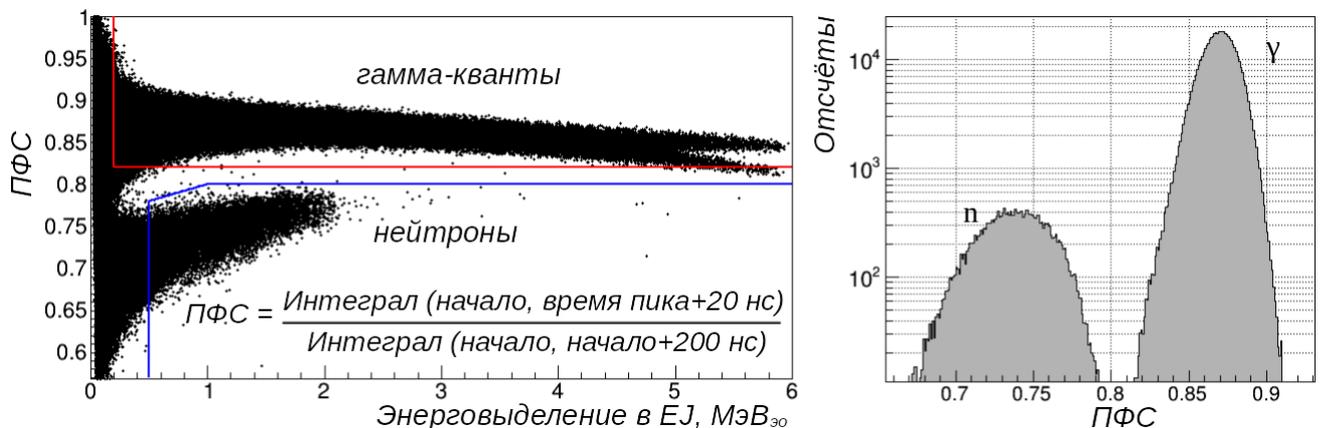


Рисунок 5.11 — Распределение ПФС EJ-309 в данных СОHERENT-3. Слева: ПФС от энерговыделения в EJ-309. Синяя и красная линии — сигналы от нейтронов и гамма-квантов соответственно. Структура в области 5.5 МэВ_{эо} связана с определением ПФС и насыщением динамического диапазона АЦП. Справа: ПФС для энергии выше 0.5 МэВ_{эо}.

Проверка форм сигналов-кандидатов в ЯО CsI[Na] показала, что около 6% из них в диапазоне от 10 до 50 ф.э. похожи на черенковский световой импульс. Такие события исключаются из анализа по отношению интеграла сигнала CsI[Na] в первых 100 нс к полному 3 мкс интегралу: оно должно быть меньше 0.7 в сигнальной и фоновой выборках. Эффективность такого ограничения относительно сцинтилляции CsI[Na] достигает 100% уже при 5 ф.э. Эффектом этого отбора на ЯО более низких энерговыделений можно пренебречь,

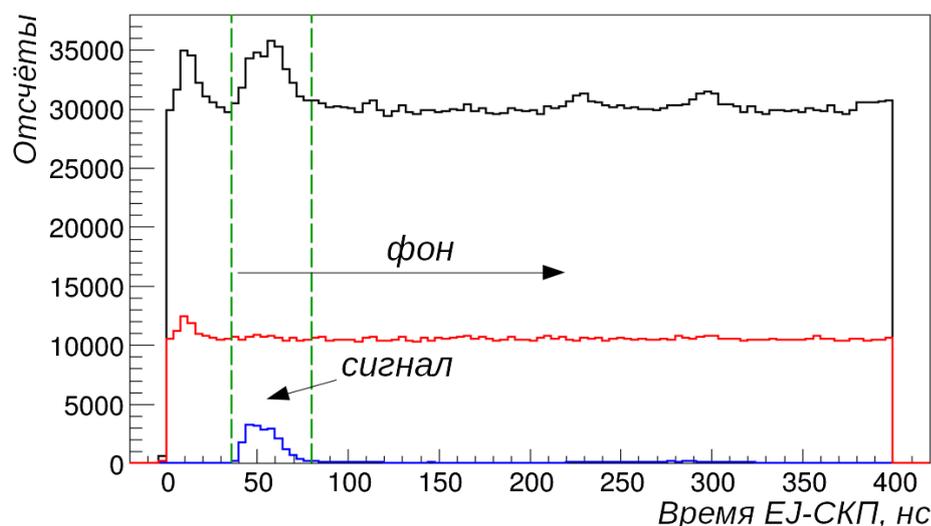


Рисунок 5.12 — Задержка между импульсами СКП и сигналом EJ-309 до отборов (чёрный), для выборки сигналов от нейтронов (синий) и гамма-квантов (красный). Определения выборок по рисунку 5.11. Зелёный — семейство кандидатов на ЯО от нейтронов пучка.

так как в этой части спектра доминирует фон. Ни измерение COHERENT-1, ни измерение COHERENT-2 не имеют значительной доли сигналов, подобных черенковским.

Мы описываем экспериментальный спектр энерговыделений CsI[Na] при помощи модели с тремя параметрами, основанной на MCNPX-Polimi. Варьируются КФ CsI[Na], амплитуда модельного спектра ядер отдачи и амплитуда фона. КФ ядер отдачи водорода и углерода в EJ-309, заложенный в модель, эквивалентен использованному в COHERENT-1 (см. параграф 5.4). Результат аппроксимации спектра показан на рисунке 5.13. Он предполагает значение КФ равное 10.2% при средней энергии ядра отдачи 17.1 ± 0.7 кэВ, что соответствует видимой энергии 1.74 ± 0.07 кэВ_{зо} (см. также Таблицу 5.7). Неопределённость видимой энергии в 4% включает статистическую ошибку, неопределённость в калибровке энергии, поиске и интегрировании импульсов, а также покрывает изменения результата при варьировании отбора на энерговыделение в EJ-309. В неопределённость значения КФ входит неопределённость видимой энергии и неопределённость среднего значения энергии ядер отдачи. Дополнительное варьирование ширины первоначального распределения ядер отдачи улучшает значение χ^2/ndf , не меняя оптимальное значение КФ. Как видно, результаты COHERENT-3 совпадают в рамках экспериментальной неопределённости с результатами измерения COHERENT-1 и не противоречат результатам повторного анализа COHERENT-2.

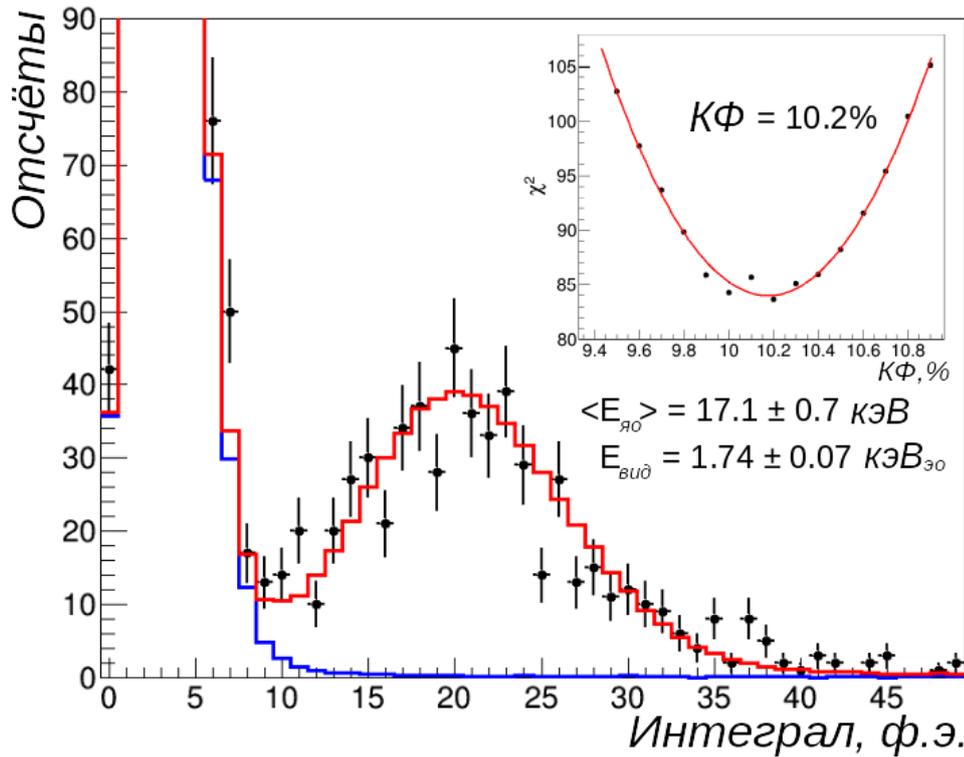


Рисунок 5.13 — Спектр энерговыделений в событиях-кандидатах на ядра отдачи в CsI[Na]. Красный: результат аппроксимации, соответствующий КФ 10.2%. Синий: лучшее описание фона. На врезке — профиль χ^2 при варьировании значений КФ, 46 степеней свободы.

Таблица 5.7

Результаты измерения СОHERENT-3

Угол, °	Средн. $E_{\text{яо}}$, кэВ	СКО $E_{\text{яо}}$, кэВ	$E_{\text{вид}}$, кэВ _{эо}	КФ, %
42	17.1 ± 0.7	1.8	1.74 ± 0.07	10.2 ± 0.6

5.7 СОHERENT-4

В измерении КФ по конечной точке сигналы CsI[Na] от ядер отдачи могут быть выделены по временной задержке относительно синхроимпульса пучка. Соответствующее распределение представлено на рисунке 5.14. На нём заметен диапазон, соответствующий взаимодействиям гамма-квантов, и следующее за ним относительно широкое семейство сигналов от нейтронов. Наличие “отражений” семейств, смещённых на период синхроимпульса СКП — 800 нс, обусловлено откликом на сигналы CsI[Na] трапецеидального фильтра, по которому был установлен триггер. В зависимости от формы сигнал CsI[Na] мог быть отнесён к одному из двух соседних импульсов СКП.

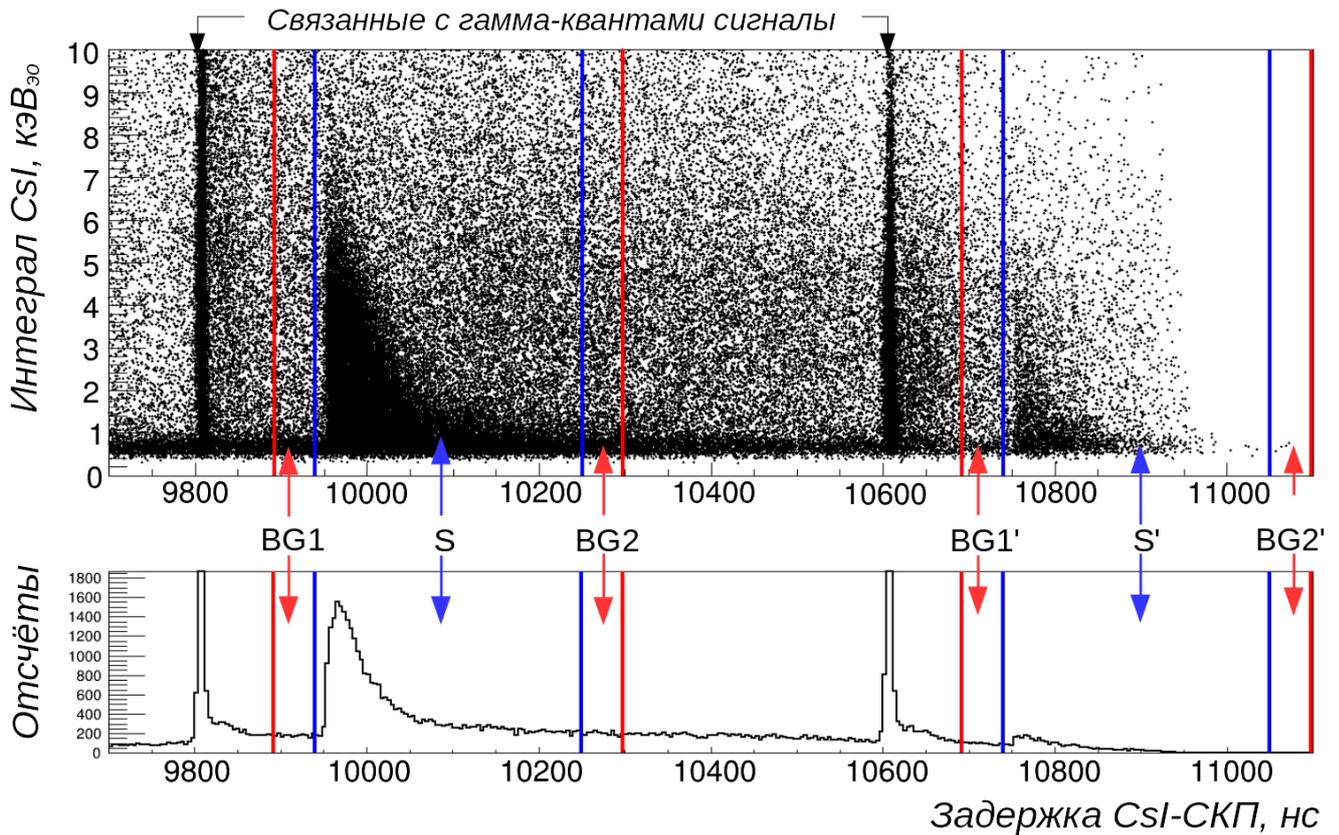


Рисунок 5.14 — Вверху: энергосвечение в CsI[Na] от задержки между сигналом CsI[Na] и синхроимпульсом СКП (сеанс $E_n = 1.26$ МэВ). Внизу: проекция распределения на ось задержки для энергий от 1 до 10 кэВэо. S (синий) — диапазон, соответствующий сигналам от нейтронов. BG — диапазоны контроля фона, 48 нс до и после сигнального диапазона.

Дополнительные отборы применяются, чтобы исключить из выборок сигналы CsI[Na] с формой, напоминающей импульс ФЭУ от черенковского света. Требуется, чтобы число импульсов в окне интегрирования сигнала было не меньше шести, а также чтобы отношение интеграла в первых 100 нс к полному 3 мкс интегралу было меньше 0.5. Совокупная эффективность таких отборов относительно сцинтилляции CsI[Na] достигает $\sim 100\%$ для сигналов с интегралом 11 ф.э. (около 1 кэВэо). С целью контроля вклада фоновых событий, не связанных с нейтронным пучком, в выборку полезных событий (S и S') определяются фоновые выборки. Одна из них (BG1 и BG1') — на основе 48 нс интервала перед диапазоном, отвечающим полезным сигналам, а вторая (BG2 и BG2') — на основе 48 нс после этого диапазона.

Суммарный спектр интегралов сигналов CsI[Na] из диапазонов S и S' аппроксимировался моделью на основе ожидаемого спектра ЯО (MCNPX-Polimi) и зависимости КФ от энергии ЯО. Были исследованы три гипотезы об этой зависимости. Первая — постоянное значение КФ 7.2 %, предполагаемое ориги-

нальным анализом COHERENT-2 для ЯО от 6 до 16 кэВ. Вторая — результат аппроксимации данных из работы [143]. Третья — зависимость КФ от энергии ЯО, полученная на основе повторного анализа COHERENT-1. Две последние гипотезы были аппроксимированы полиномами. Модель спектра энерговыделений была дополнена вкладом от фона, определённым по смещённым относительно появления нейтронов временным окнам. Количество событий в каждом из этих окон было нормировано по отношению длины сигнального окна к фоновому. Было обнаружено, что оценки формы спектра и количества событий, сделанные на основе предшествующего (BG1) и следующего (BG2) окон, различаются. Эта разница учитывается при помощи взвешенной суммы спектров: $r \times BG1 + (1-r) \times BG2$. Параметр r варьируется в процессе аппроксимации, что позволяет описать вклад фона во временной промежуток между BG1 и BG2. Аппроксимация осуществляется для энерговыделений выше 11 ф.э. Эффективности триггера и отборов близки к 100% в этой области спектра.

Результат аппроксимации для сеанса при энергии нейтронов 0.94 МэВ показан на рисунке 5.15 (верхняя панель). Для этого сеанса оптимальное значение r близко к 1.0 (фон близок к BG1). Можно нанести результат подгонки для всех трёх моделей КФ на один график, вычитая одинаковый вклад фона. Заметно, что модель спектра, основанная на COHERENT-1, описывает данные лучше конкурирующих моделей. Отношения χ^2/ndf для модели с КФ 7.2%, модели из работы [143] и модели на основе COHERENT-1 составили 538/65, 180/65 и 60/65. При описании экспериментального спектра, полученного при энергии 1.26 МэВ, лучшее значение параметра фона r по-прежнему равняется 1.0 для первых двух моделей, а для модели на основе COHERENT-1 — несколько меньше. Для наглядности результаты аппроксимации сравниваются в предположении $r = 1$ на рисунке 5.15 (нижняя панель), что делает соответствие модели с данными несколько хуже для COHERENT-1. Несмотря на это, COHERENT-1 демонстрирует лучшее соответствие с данными и в случае энергии нейтронов 1.26 МэВ — $\chi^2/ndf = 82/65$. Сравним с 139/65 для работы [143] и 372/65 для КФ 7.2%.

Измерение по конечной точке COHERENT-4 подтверждает результаты, полученные методом меченых ядер отдачи в измерениях COHERENT-1/2/3. Результаты COHERENT-4 противоречат значению квенчинг фактора $\sim 7.2\%$ из оригинального анализа COHERENT-2 [131], а также результатам работы [143].

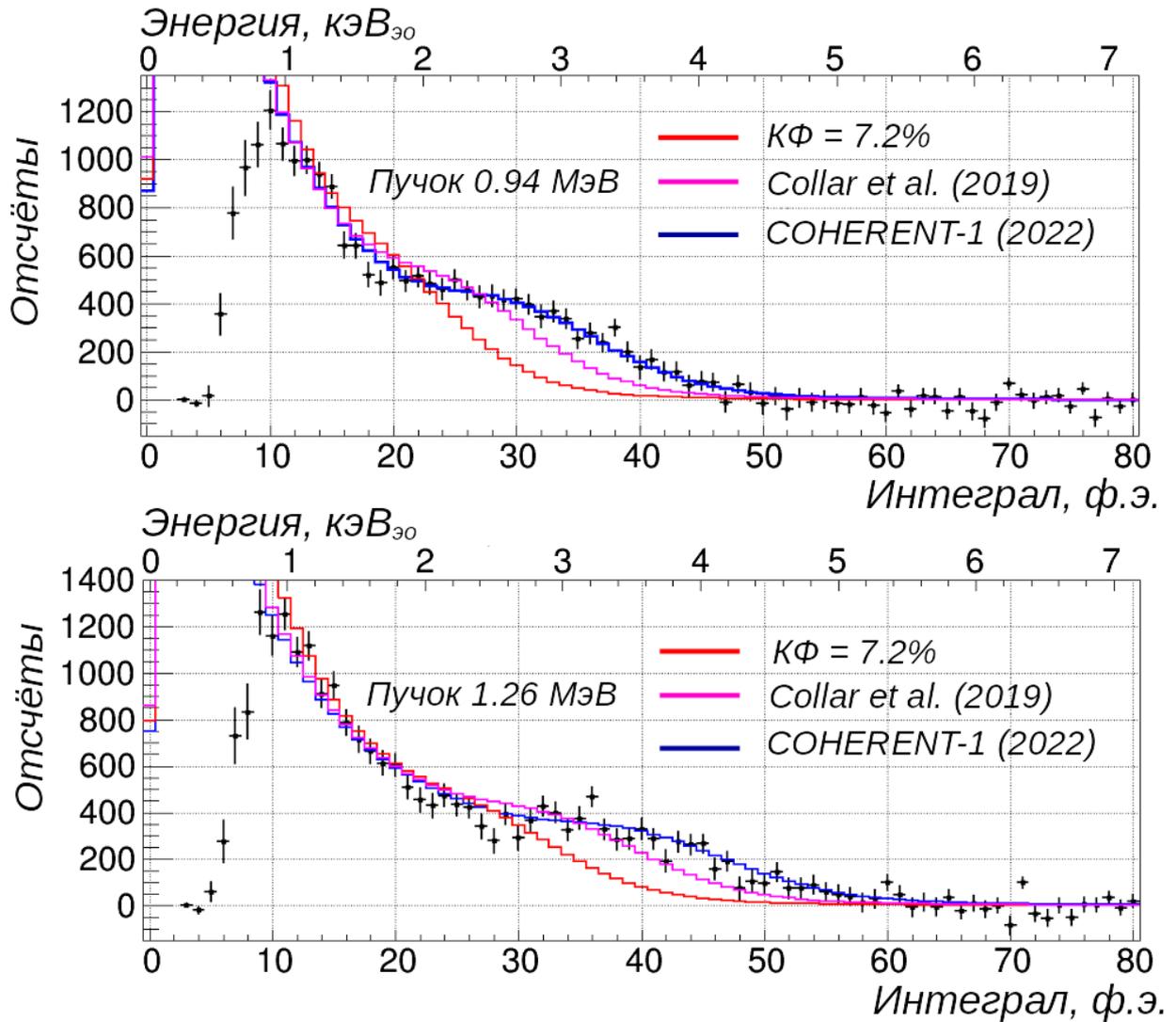


Рисунок 5.15 — Спектры энерговыделений в CsI[Na] в измерении COHERENT-4, вычтен лучший вариант модели фона. Верхняя панель: сеанс с энергией нейтронов 0.94 МэВ; нижняя панель: с энергией 1.26 МэВ. Линии показывают результаты аппроксимации.

5.8 Аппроксимация зависимости КФ от энергии ядра отдачи

В данной части диссертации описывается аппроксимация зависимости КФ от энергии ядра отдачи на основе проведённых измерений КФ CsI[Na]. В ней обсуждается цель аппроксимации, доступные данные, метод аппроксимации, а также рассчитывается неопределённость результата этой процедуры.

Цель. Целью аппроксимации зависимости КФ от энергии ядра отдачи является увеличение точности предсказания скорости счёта УКРН и взаимодействий гипотетических частиц-кандидатов на роль тёмной материи в CsI[Na]

на SNS и других ускорителях с распадом пионов в покое.⁴ В то время как область интереса первой задачи находится в диапазоне от 5 до 30 кэВ, вторая задача требует аппроксимации вплоть до 60 кэВ.

Данные. Результаты измерения КФ CsI[Na] изложены в работах [143;167;168], измерения COHERENT описаны в данной диссертации и работе [125]. При аппроксимации учитываются результаты COHERENT-1/2/3, а также результаты измерений “Chicago-1” и “Chicago-3” из работы [143]. Все эти измерения использовали один и тот же кристалл CsI[Na], изготовленный производителем 14.6 кг CsI[Na], использованного в эксперименте на SNS. Концентрация добавки натрия в малом и большом кристаллах также была одинакова. Энергия ядер отдачи, рассматриваемая в этих экспериментах, покрывает диапазон от 3 до 63 кэВ, включающий всю область интереса. Измерение COHERENT-4 не используется, так как его результаты не сводятся к измерению КФ при некоторой энергии ядер отдачи. Также не используются данные более ранних работ [167;168] из-за отличий в концентрации добавки Na, времени интегрирования сигнала, а также неучтённого вклада неупругих взаимодействий нейтронов с вылетом гамма-кванта. Эффект от включения результатов работ [167;168] в процедуру аппроксимации обсуждается ниже в этом параграфе.

Подход к аппроксимации. Для аппроксимации используется не зависимость КФ от энергии ядра отдачи, а $E_{\text{вид}}(E_{\text{яо}})$ — функция сцинтилляционного отклика. Она определяет зависимость светового выхода в единицах кэВ_{эо} ($E_{\text{вид}}$) от энергии ядра отдачи в кэВ_{яо} ($E_{\text{яо}}$). Дело в том, что значения КФ и $E_{\text{яо}}$ имеют коррелированную неопределённость, связанную с точностью измерения энергии нейтронного пучка. Для пары $E_{\text{вид}}$ и $E_{\text{яо}}$ неопределённость энергии пучка сказывается лишь на $E_{\text{яо}}$. Для аппроксимации функции сцинтилляционного отклика используется полином четвёртой степени в диапазоне от 2 до 70 кэВ, проходящий через начало координат. Использование полиномиальной функции при аппроксимации — стандартная практика в отсутствие надёжной физической модели и наличии расхождения между результатами измерений. В процессе аппроксимации для данных COHERENT используются неопределённости $E_{\text{яо}}$, полученные в данной диссертации. Неопределённости $E_{\text{яо}}$ не приведены в работе [143], в их качестве используются СКО распределе-

⁴Задача поиска частиц-кандидатов на роль тёмной материи, рождённых на SNS, рассматривается в работе [15]. Результаты такого поиска при помощи детектора CsI[Na] на SNS опубликованы в работах [165;166], но не обсуждаются в данной диссертации.

ний $E_{\text{яо}}$, приведённые в ней. Меньшая оценка в 3% может быть сделана, если приведённая в работе [143] разница между измеренной и рассчитанной энергией нейтронного пучка отражает полную неопределённость $E_{\text{яо}}$.

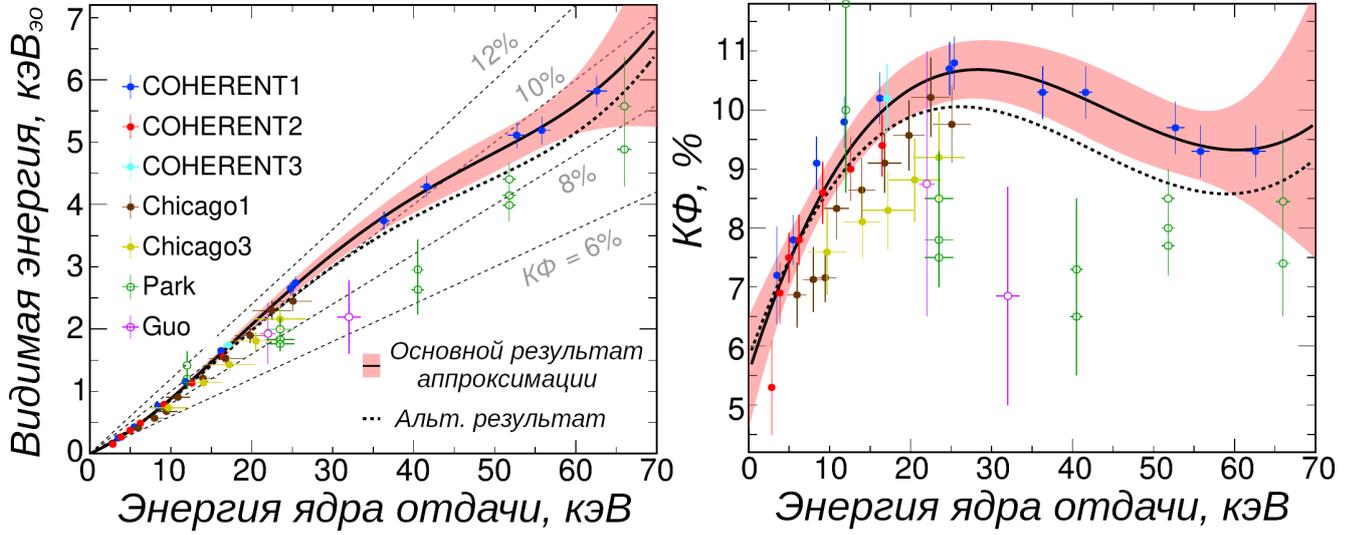


Рисунок 5.16 — Аппроксимация зависимости КФ CsI[Na] от энергии ЯО. Результаты с выколотыми точками не были использованы в основном подходе к аппроксимации. Жирная штрихованная линия соответствует альтернативному подходу к аппроксимации, включающему данные [167; 168] и 3% неопределённость $E_{\text{яо}}$ в данных из работы [143] (см. текст).

Результаты аппроксимации и их неопределённость. Результат аппроксимации данных полиномом четвёртой степени:

$$E_{\text{вид}}(E_{\text{яо}}) = 0.05546 \times E_{\text{яо}} + 4.307 \times E_{\text{яо}}^2 - 111.7 \times E_{\text{яо}}^3 + 840.4 \times E_{\text{яо}}^4, \quad (5.4)$$

где $E_{\text{вид}}$ — видимый световой выход кристалла в единицах $\text{МэВ}_{\text{эо}}$, а $E_{\text{яо}}$ — энергия ядра отдачи в $\text{МэВ}_{\text{яо}}$. Доверительный интервал результата аппроксимации был оценён при помощи метода главных компонент (МГК). Соответствующее результату аппроксимации значение $\chi^2/ndf = 25.6/30$. В связи с неоднозначностью неопределённости $E_{\text{яо}}$ в работе [143] была произведена дополнительная аппроксимация, при которой неопределённость $E_{\text{яо}}$ данных “Chicago-1” и “Chicago-3” из этой работы положена равной нулю. Результат такой аппроксимации находится в пределах основного доверительного интервала, но значение $\chi^2/ndf = 47.4/30$ значительно превышает единицу. По этой причине вводится “редуцированное” значение χ^2 , обеспечивающее $\chi_{\text{ред}}^2/ndf \leq 1$ для обоих результатов аппроксимации. Также в соответствии с $\chi_{\text{ред}}^2$ пересчитывается доверительный интервал аппроксимации. Он увеличивается на 58%. Результат основного подхода к аппроксимации с увеличенным доверительным

интервалом представляет итоговую зависимость $E_{vis}(E_{яо})$, показанную на рисунке 5.16. Описанное расширение доверительного интервала в случае расходящихся измерений находится в соответствии с рекомендацией Particle Data Group [169]. Оценка неопределённости измерения сечения УКРН в детекторе CsI[Na] на SNS [170], соответствующая доверительному интервалу аппроксимации $E_{вид}(E_{яо})$, составляет 4%, — много меньше, чем 25% вклад в неопределённость первой регистрации УКРН [4].

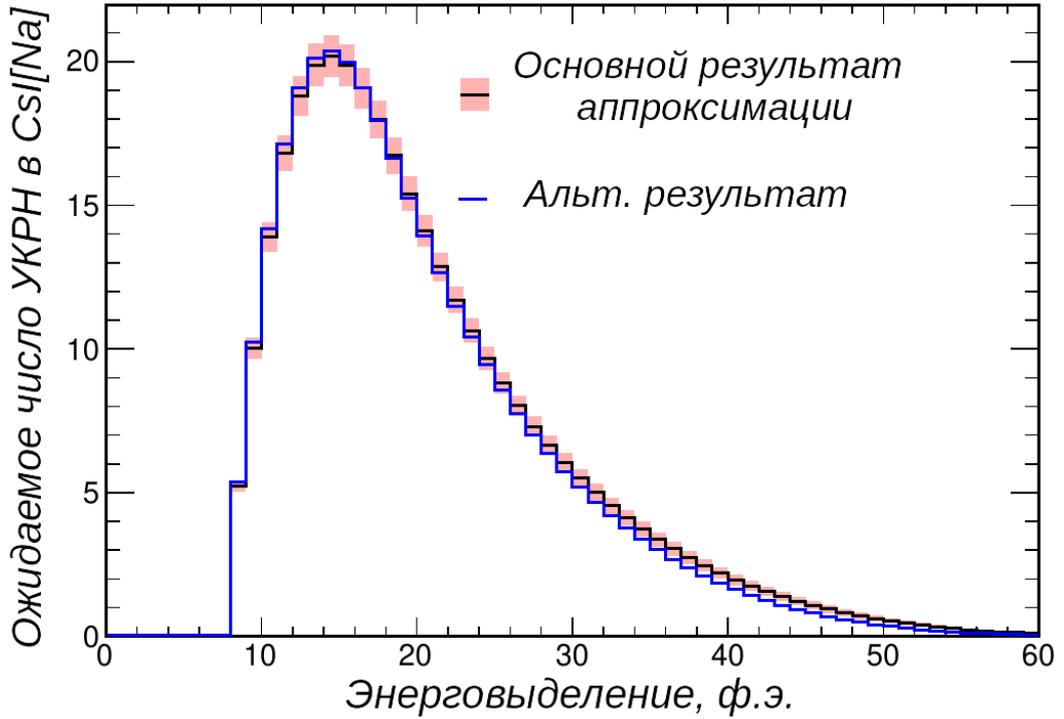


Рисунок 5.17 — Спектр энергий ядер отдачи, ожидаемый от УКРН в CsI[Na] на SNS в предположениях из работы [170].

Влияние аппроксимации $E_{вид}(E_{яо})$ на расчёт ожидаемого в CsI[Na] на SNS числа событий УКРН можно проиллюстрировать спектром с рисунка 5.17. Альтернативный подход к аппроксимации, при котором были учтены данные работ [167; 168], а неопределённости $E_{яо}$ в работе [143] равны 3% показан жирной штрихованной линией на рисунке 5.16. Его функциональное выражение:

$$E_{вид}(E_{яо}) = 0.05545 \times E_{яо} + 4.297 \times E_{яо}^2 - 111.3 \times E_{яо}^3 + 836.4 \times E_{яо}^4. \quad (5.5)$$

Предсказания ожидаемого числа событий УКРН для основного и альтернативного результатов аппроксимации не противоречат друг другу в области ниже 25 ф.э. (рисунок 5.17), но расходятся на уровне 1σ выше 35 ф.э. Разница меж-

ду предсказаниями составляет 2.6%: 341 отсчёт для основного подхода и 332 для альтернативного. Это в пределах полной неопределённости, связанной со значением КФ.

5.9 Публикация данных

Учитывая сложность измерения КФ ядер отдачи в CsI[Na] и расхождение существующих результатов, автор данной диссертации подготовил *релиз данных* [171; 172]. Это публикация, включающая в себя данные измерений КФ COHERENT-1/2/3/4. Она включает формы сигнала, записанные АЦП: данные калибровки энергии нейтронного пучка, калибровки светового выхода кристалла CsI[Na], данные с нейтронным пучком. В ней содержатся программы, необходимые для просмотра записанных форм сигналов и воспроизведения характеристик событий из выборок ядер отдачи в COHERENT-1/2/3/4. Выборки для каждого из измерений представлены списками, позволяющими однозначно определить отобранное событие среди записанных форм сигнала. В эти списки включены характеристики событий, восстановленные автором диссертации. Комбинация списков с выборками и программ для восстановления характеристик событий позволяет верифицировать оба ключевых компонента анализа: полноту выборок и метод реконструкции событий. Публикация также включает в себя программу, воспроизводящую результат аппроксимации зависимости КФ от энергии ядер отдачи.

Глава 6. Результаты на основе полной экспозиции CsI[Na]

Экспозиция детектора CsI[Na] на SNS продолжалась с 25 июня 2015 года до 10 июня 2019 года. Количество записанных триггеров увеличилось с 2.6 миллиардов, вошедших в анализ первой части данных (см. Главу 4), до 6 миллиардов на момент конца экспозиции. Около половины из них было записано при работающем ускорителе. Эта глава посвящена обработке и анализу полной статистики CsI[Na], проведённым на основе разработанной российской группой анализа процедуры. Результатом этой работы стало измерение сечения УКРН на ядрах Cs и I .

6.1 Исследование систематических эффектов

В этом разделе диссертации обсуждаются изменения, которые претерпела процедура обработки и анализа данных между публикацией первого результата CsI[Na] [4] и результата, основанного на полной экспозиции детектора [170]. В ней описано исправление отдельных недочётов, а также изменение представлений о некоторых систематических эффектах, влияющих на результат.

6.1.1 Отбор импульсов

В параграфе 3.2.2 был рассмотрен подход к описанию однофотоэлектронных спектров ФЭУ установки. В нём, однако, не обсуждалось, какая часть импульсов из такого спектра используется при анализе малых сигналов. Очевидно, что подобные распределения включают как фотоэлектронные импульсы ФЭУ, так и шумы электроники. Разделение этих классов импульсов в данных с SNS можно провести разными способами. Например, комбинируя отборы на амплитуду импульса A и его полную ширину на половине максимума (далее — ПШПМ): $A > 4$ единиц АЦП, ПШПМ > 8 нс. Такие же ограничения были на-

ложены на импульсы, входящие в анализ калибровочных данных ^{241}Am и ^{133}Ba . Использование *номинально одинаковых* ограничений для калибровок и данных с SNS было призвано обеспечить самосогласованность процедуры анализа.

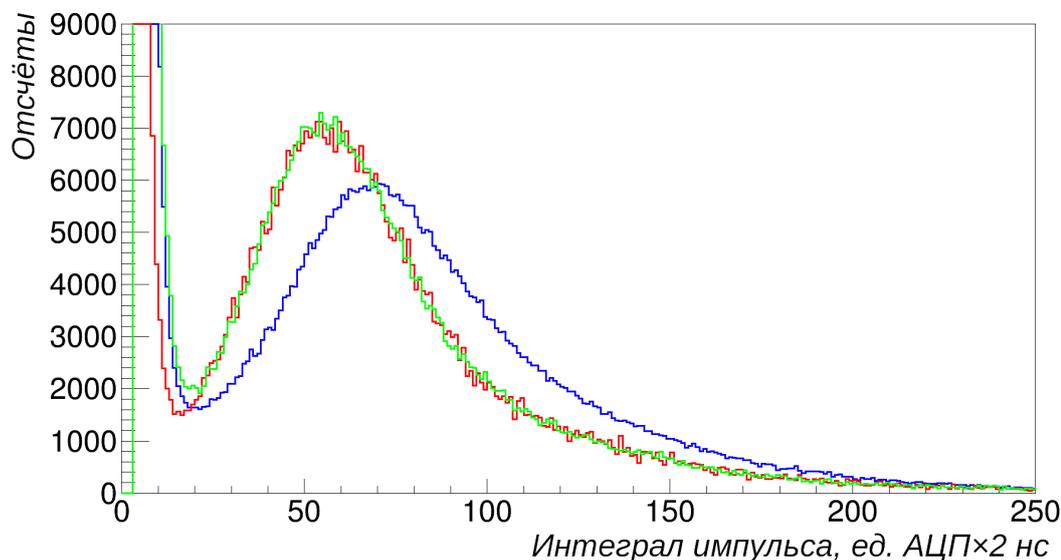


Рисунок 6.1 — Распределения интегралов однофотозлектронных импульсов для данных ^{241}Am (зелёный), ^{133}Ba (красный) и SNS (синий). Распределения приведены к одинаковой площади в диапазоне от 20 до 150 единиц АЦП×2 нс.

Нюанс состоит в том, что значение характерного однофотозлектронного заряда отличалось на 20% при измерениях в лаборатории Чикагского университета (^{241}Am , ^{133}Ba) и данных с SNS, несмотря на одинаковое напряжение питания ФЭУ (рисунок 6.1). Причина различия, по-видимому, состояла в разной длине сигнальных кабелей установки. Таким образом, *номинально одинаковые* ограничения привели к 5% разнице в абсолютной эффективности отбора импульсов между данными SNS и калибровочными данными, — в последних она оказалась ниже. Это привело к занижению оценки эффективности отбора по N_{Ch} по ^{133}Ba данным относительно данных с SNS. Отметим, что абсолютная разница масштаба сигналов была учтена при анализе. Интегралы сигналов были представлены в эквивалентных единицах фотоэлектронов. Также были учтены флуктуации однофотозлектронного заряда со временем внутри каждого из наборов данных. Проблема заключалась именно в условиях отбора, сформулированных в абсолютных единицах.

При подготовке результата, основанного на полной статистике CsI[Na], подход к отбору импульсов был изменён. Комбинированное ограничение на A и $ПШПМ$ было заменено отбором по интегралу сигнала. Этот отбор проиллюстрирован чёрными вертикальными линиями на рисунке 6.2. Значения гранич-

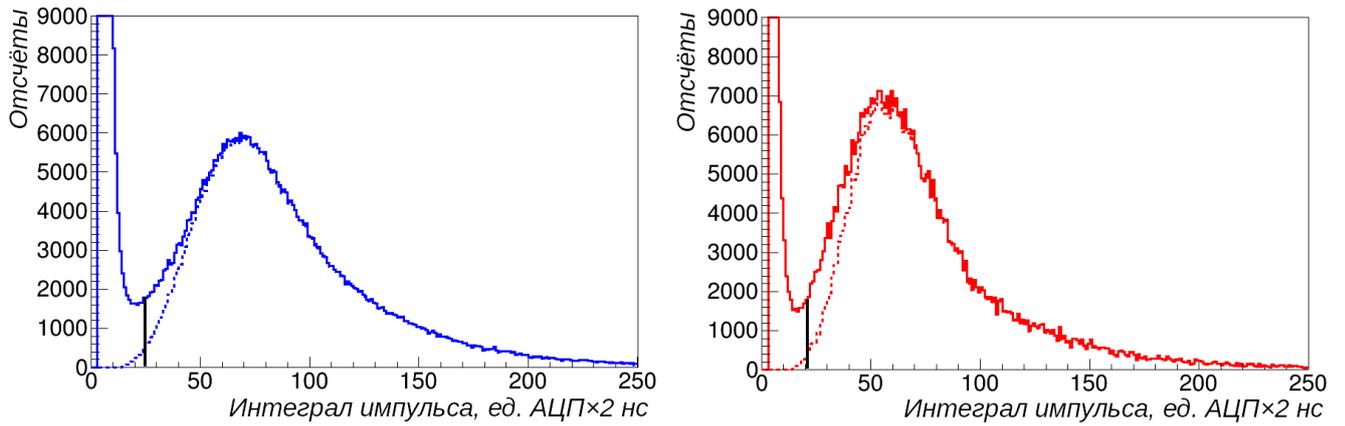


Рисунок 6.2 — Распределение интегралов однофотоэлектронных импульсов в данных с SNS (слева) и в калибровочных данных ^{133}Ba (справа). Штрихованной линией обозначен эффект отбора сигнальных импульсов по A и $ПШПМ$. Чёрной вертикальной линией обозначен обновлённый отбор по интегралу импульса.

ного интеграла I_{zp} были подобраны пропорционально характерному значению однофотоэлектронного заряда: $I_{zp}(\text{Ba}) > 21$ единиц АЦП×2 нс, $I_{zp}(\text{SNS}) > 25$ единиц АЦП×2 нс. Таким образом была восстановлена эквивалентность отбора импульсов между различными наборами данных. Повторная оценка эффективности отбора по N_{Ch} по данным ^{133}Ba описана в параграфе 6.1.4.

6.1.2 События в первых 100 нс ROI

В процессе подготовки к статистическому анализу полного набора данных CsI[Na] было обнаружено, что распределение времён появления сигналов в $ACROI$ отклоняется от экспоненциальной модели в первых 100 нс от начала области (рисунок 6.3). При просмотре форм отобранных событий удалось определить причину этого отклонения. Оказалось, что она связана с сигналами от взаимодействий, произошедших в последние несколько сот наносекунд области PT . Эти сигналы имеют лишь несколько первых импульсов в PT , а оставшаяся их часть находится уже в ROI . При этом импульсов в PT может оказаться достаточно мало для того, чтобы событие прошло отбор по N_{PT} . Некоторое количество импульсов, оказавшееся в ROI , идентифицируется алгоритмом как отдельный сигнал с временем появления близким к началу этой области. Отсюда отклонение в первых 100 нс ROI . Наличие такого эффекта приводит к

превышению данных над моделью фона даже в отсутствие УКРН. В результатах анализа 2017 года этот эффект присутствовал, но не был обнаружен из-за меньшей доступной статистики и крупного (500 нс) бинирования временного распределения. Оценка связанного с эффектом систематического завышения регистрируемого количества событий УКРН в работе [4] составляет 4%.

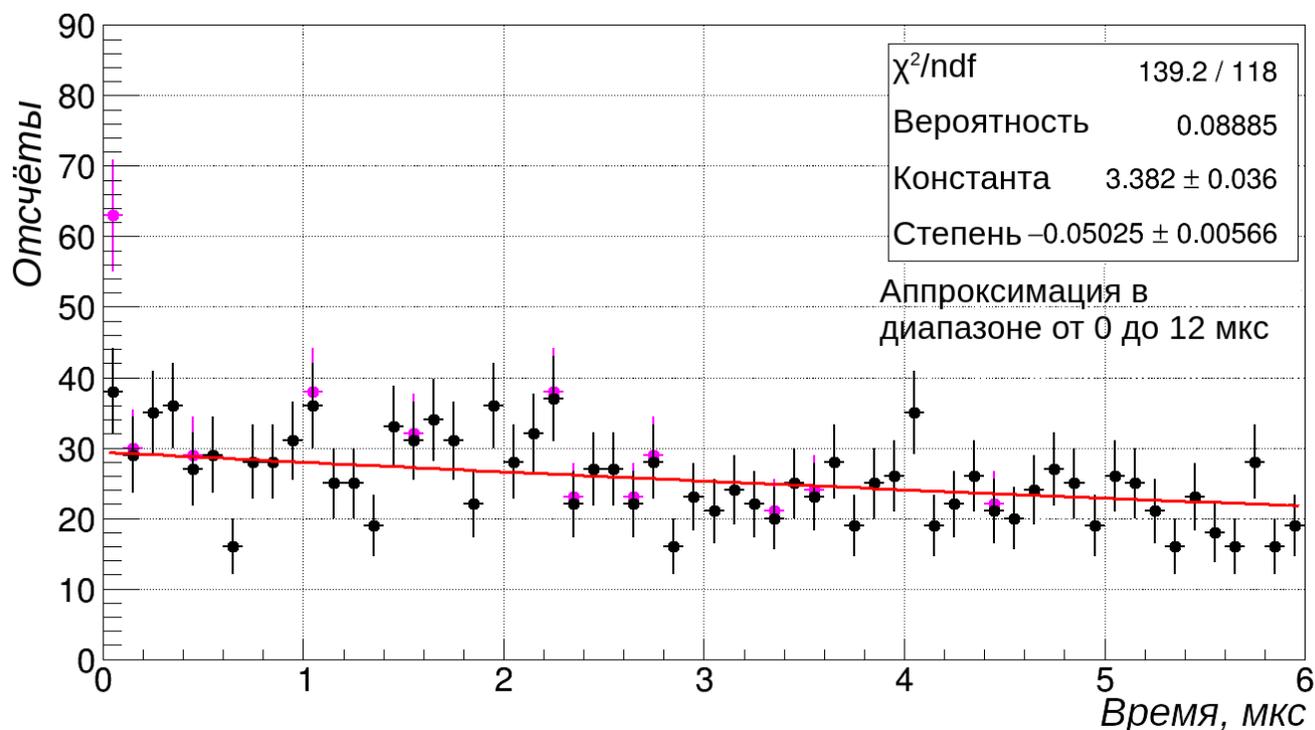


Рисунок 6.3 — Время появления сигналов в *ACROI* при неработающем SNS до (фиолетовый) и после (чёрный) отбора на последние 200 нс *PT*. Красный — аппроксимация экспонентой распределения после отбора. Ограничения на выборку событий — как в 2017 году [4], интеграл менее 80 ф.э.

Для устранения обсуждаемого отклонения был введён дополнительный отбор: сигналы с наличием импульсов в последних 200 нс соответствующего *PT* исключались из анализа. Моделирование сцинтилляционных сигналов и накладываемых на события ограничений показало, что такой отбор позволяет подавить “перетекание” событий из *PT* в *ROI* в 40 раз, до статистически пренебрежимой величины. Полный объём статистики (количество анализируемых форм сигнала *ROI*) при этом сокращается лишь на 1%.

6.1.3 “Временная” эффективность

Обнаружение аномалии на временном распределении указало на необходимость повторного обсуждения его формы. Данные *ACROI* демонстрируют падение числа событий с увеличением времени появления сигнала (см. рисунок 4.9). При подготовке работы [4] (2017 год) этот спад был описан экспонентой, но его причина не была осознана. Как удалось выяснить при анализе полной статистики CsI[Na], наблюдаемый спад связан с остаточной фосфоресценцией кристалла. В соответствии с процедурой анализа вычисление параметров сигналов из *ROI* предполагает поиск первого фотоэлектронного импульса в этой области и интегрирование записанной формы сигнала на протяжении 3 мкс от его начала. Существует ненулевая вероятность, что первый импульс будет связан не с сигналом от взаимодействия в кристалле, а с фосфоресценцией CsI[Na]. С точки зрения определения времени появления сигнала возможны три сценария, проиллюстрированные на схеме 6.4.



Рисунок 6.4 — Восстановление начала сигнала CsI[Na].

Чем позже относительно начала *ROI* появляется сигнал от реального взаимодействия, тем больше вероятность того, что перед ним в *ROI* окажется импульс фосфоресценции, а сам сигнал будет потерян или искажён. Именно этот эффект приводит к спаду временного распределения для сигналов, проходящих

отборы анализа. Чтобы понять, какая доля событий оказывается потерянной, а какая искажённой, была проведена следующая процедура. Для каждого часового набора данных CsI[Na] на SNS было случайно выбрано по 1 триггеру. Эта выборка триггеров была ограничена за счёт отборов по качеству данных и характеристикам $ACPT$, как при реальном анализе. Общее количество прошедших отборы триггеров составило около 20000. Для каждого из них область $ACROI$ анализировалась с точки зрения наличия и положения в ней импульсов фосфоресценции. Выяснялся ответ на вопрос: “Если бы сигнал от взаимодействия появился в момент 0, 0.1, 0.2...11.9 мкс от начала *этой* области $ACROI$, был бы перед ним импульс остаточной фосфоресценции, и если был бы, то насколько раньше?”. В соответствии с ответом на эти вопросы определялся потенциальный класс события — правильно восстановленное, искажённое, потерянное. Для каждого класса заполнялись гистограммы по времени появления потенциального сигнала от взаимодействия (рисунок 6.5). Видно, что такой “мысленный

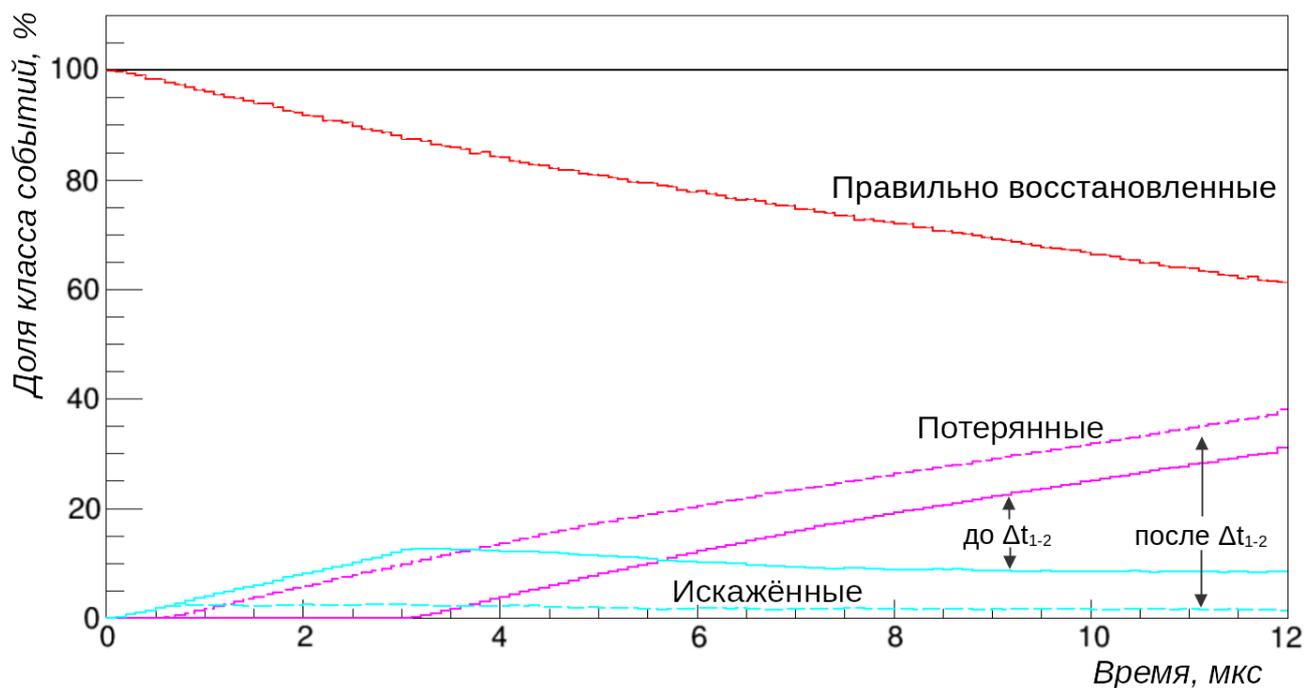


Рисунок 6.5 — Результаты “мысленного эксперимента” (см. текст): чёрный — 100% сигналов, красный — адекватное восстановление, фиолетовый — потерянные сигналы, голубой — искажённые. Штриховая линия — перераспределение событий после отбора по Δt_{1-2} .

эксперимент” с опорой на реальные данные воспроизводит спад числа обнаруженных событий со 100% до 80% за 6 мкс. Этот эффект имеет отношение не только к фоновым событиям, но и к событиям УКРН в $CRROI$. Часть из них оказывается потеряна из-за предшествующих импульсов фосфоресценции.

Имеет смысл говорить о временной эффективности процедуры анализа $\varepsilon(t)$. Эта эффективность не была учтена на момент публикации 2017 года [4], что привело к переоценке ожидаемого числа событий УКРН на $\sim 2\%$.

Другой результат рассмотренной процедуры — оценка доли искажённых событий. Часть из таких сигналов исключается отборами по N_{Ch} , T_{10-90} и T_{50} . Эффективность подавления, однако, зависит от реальной величины сигнала. Имеет смысл ввести вместо T_{10-90} и T_{50} упрощённый критерий, который от энерговыделения не зависит: задержку между первым и вторым импульсами сигнала Δt_{1-2} . Для искажённых сигналов Δt_{1-2} больше, чем для правильно восстановленных. Ограничение $\Delta t_{1-2} < 520$ нс подавляет количество искажённых событий в 5 раз (см. рисунок 6.5), при этом сохраняется 99% неискажённых событий.

6.1.4 Эффективность отбора по N_{Ch}

Процедура определения эффективности отбора по N_{Ch} относительно сигнала от сцинтилляции CsI[Na], использовавшаяся при подготовке работы [4], описана в параграфе 3.3. Изменение подхода к отбору сигнальных импульсов, обсуждаемое в параграфе 6.1.1, потребовало повторного анализа данных ^{133}Ba калибровки. При этом особое внимание было уделено систематическим эффектам, связанным с влиянием остаточной фосфоресценции кристалла. Дело в том, что её интенсивность в калибровочных данных гораздо выше, чем в данных с SNS. Медианные значения числа импульсов в PT — 17 для ^{133}Ba и 2 для SNS (рисунок 6.6). Номинально одинаковый отбор $N_{PT} \leq 4$ не обеспечивает равенства числа импульсов в интервале длительностью 3 мкс, следующем непосредственно за $AC\ PT$ (Таблица 6.1), — импульсов оказывается больше в калибровочных данных. При повторном анализе ^{133}Ba калибровки использовался отбор $N_{PT} < 10$, сохраняющий значительную долю статистики при незначительном увеличении вклада фосфоресценции в окно интегрирования.

Для того чтобы минимизировать влияние искажённых событий (см. схему 6.4) на оценку эффективности, из анализа были исключены события первых 0.5 мкс ROI , а также события с $\Delta t_{1-2} < 520$ нс. Расчёты показывают, что введе-

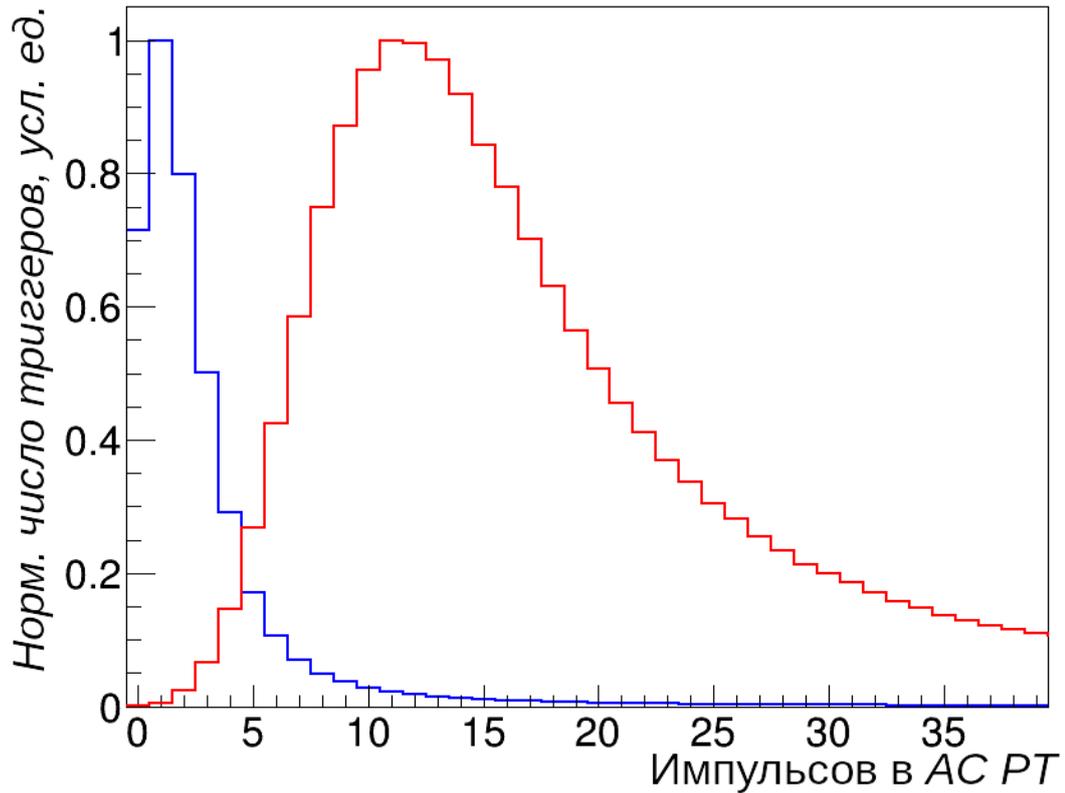


Рисунок 6.6 — Распределение числа импульсов в PT данных с SNS (синий) и ^{133}Ba калибровки (красный). Максимумы распределений нормированы на единицу.

Таблица 6.1

Разбиение триггеров по числу импульсов флуоресценции в 3 мкс интервале в зависимости от ограничения на N_{PT} .

Данные	N_{PT}	Нет имп., %	1 имп., %	2 имп., %	3 имп., %
SNS	≤ 4	88	11	1	0
^{133}Ba	≤ 4	53	34	11	2
^{133}Ba	< 10	48	35	13	3

ние последнего ограничения сокращает долю искажённых событий в выборке с 21% до 10%¹. Можно показать, что влияние оставшихся искажённых событий на оценку эффективности мало. Для этого нужно сравнить кривые эффективности, полученные без отбора на Δt_{1-2} и с отбором $\Delta t_{1-2} < 520$ нс (рисунок 6.7, слева). Доля искажённых событий в выборках, на основе которых получены кривые, отличается в два раза, а расхождение между кривыми меньше оценки статистической ошибки аппроксимации. Это свидетельствует о том, что и ис-

¹Здесь для краткости опущены подробности метода расчёта, основанного на моделировании, аналогичном описанному в параграфе 6.1.3, а также на восстановлении времени появления сигналов от комптоновского рассеяния гамма-квантов ^{133}Ba в рамках записанных форм сигнала.

ключение оставшихся 10% искажённых событий мало бы повлияло на итоговую эффективность. Оценки эффективностей отборов $N_{Ch} \geq 7$, $N_{Ch} \geq 8$ и $N_{Ch} \geq 9$ приведены справа на рисунке 6.7. Для расчёта положений и неопределённостей экспериментальных точек с этого рисунка были использованы результаты работы [173]. Они учитывают, что выборка событий после отбора является подмножеством первичной выборки.

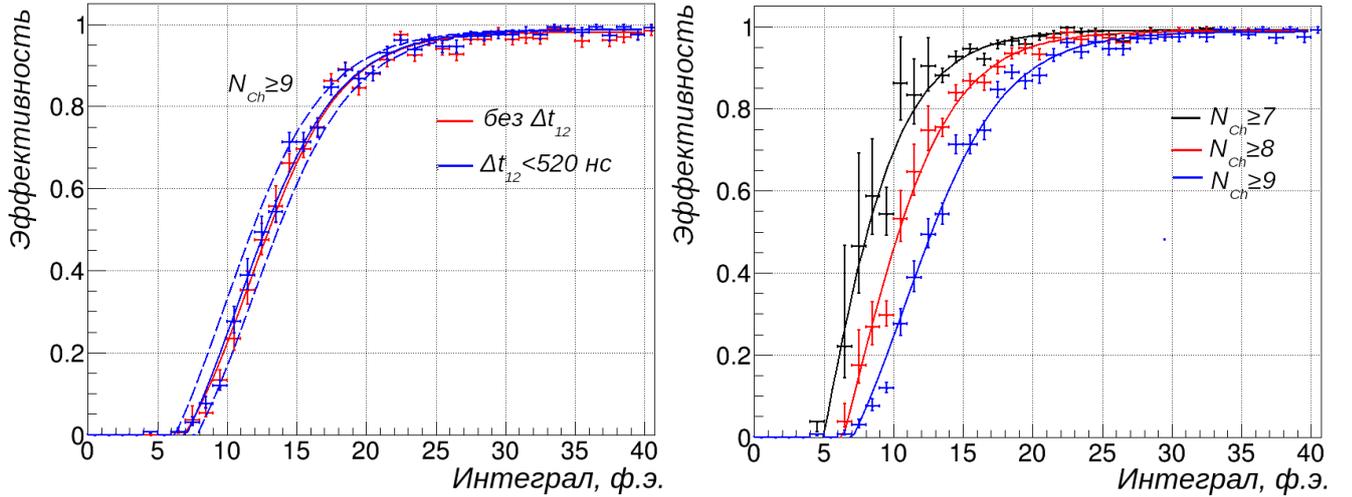


Рисунок 6.7 — Слева: оценка эффективности отбора $N_{Ch} \geq 9$ в зависимости отбора по Δt_{1-2} . Сплошные линии — результат аппроксимации точек, прерывистые — расчёт неопределённости аппроксимации для $\Delta t_{1-2} < 520$ нс. Справа: оценки эффективностей для $N_{Ch} \geq 7$, $N_{Ch} \geq 8$ и $N_{Ch} \geq 9$ и результаты аппроксимации экспериментальных точек.

Для аппроксимации наборов экспериментальных точек, соответствующих каждому из ограничений на N_{Ch} с рисунка 6.7, использовалась функция

$$\varepsilon(x) = \frac{a}{1 + e^{-b(x-c)}} + d, \quad (6.1)$$

где x — энергия ядра отдачи в единицах фотоэлектронов. На рисунке 6.8 более подробно показана эффективность в зависимости от энергии для $N_{Ch} \geq 9$ и результат её аппроксимации. Оптимальные значения параметров для неё: $a = 1.320$, $b = 0.286$ ф.э.⁻¹, $c = 10.86$ ф.э., $d = -0.333$. Метод анализа главных компонент, приложенный к результату аппроксимации, позволил установить неопределённость формы кривой эффективности и её влияние на точность измерения сечения УКРН. Основной вклад этой неопределённости эквивалентен сдвигу результата аппроксимации на один фотоэлектрон вдоль горизонтальной оси и соответствует неопределённости сечения 4.1%. Именно кривая эффективности с рисунка 6.8 была использована при анализе полной статистики CsI[Na].

Причина перехода на отбор $N_{Ch} \geq 9$ с отбора $N_{Ch} \geq 8$ описана в следующем параграфе.

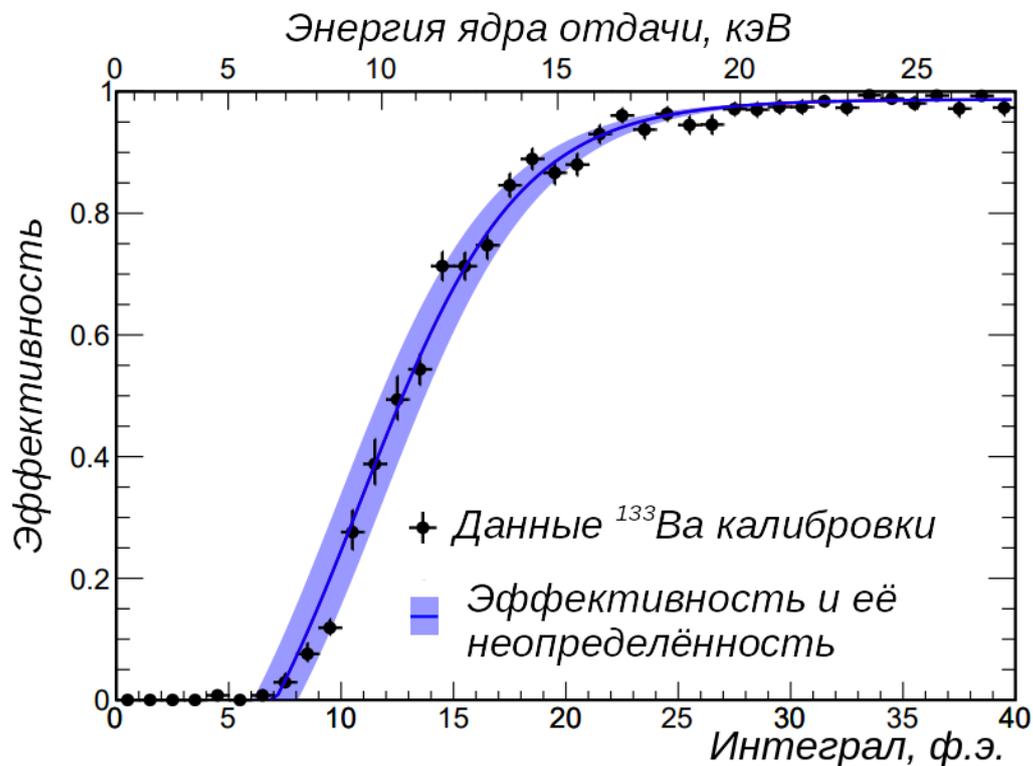


Рисунок 6.8 — Эффективность отбора $N_{Ch} \geq 9$ в зависимости от интеграла сигнала и её аппроксимация. Затенённой областью показана неопределённость, рассчитанная при помощи анализа главных компонент.

6.1.5 Зависимость между величиной интеграла и временем появления сигналов

Одним из существенных предположений, заложенных в процедуру статистического анализа данных CsI[Na], является независимость распределений сигналов постоянного фона по интегралу и времени появления. Анализ данных 2015–2017 годов не выявил противоречий этому предположению. С увеличением доступной статистики данных, полученных при выключенном ускорителе, была произведена повторная проверка этого предположения. Сигналы из ACROI были разделены на подвыборки в соответствии с наблюдаемым в них количеством импульсов N_{Ch} при фиксированном отборе на $N_{PT} \leq 4$. Для каждой из подвыборок было построено и аппроксимировано экспонентой распределе-

ние времён появления сигналов (рисунок 6.9). Заметно, что распределения при $N_{Ch} = 6$ и $N_{Ch} = 7$ имеют меньшее время спада τ . Более того, это время спада противоречит значению $\tau_{эфф} = 23.0 \pm 1.3$ мкс, которое может быть получено при аппроксимации временного профиля с рисунка 6.5. При более строгом ограничении $N_{Ch} \geq 10$ статистически значимое расхождение с ожидаемым временем спада пропадает. Случаи $N_{Ch} = 8$ или $N_{Ch} = 9$ при этом оказываются пограничными: отклонение τ от $\tau_{эфф}$ для них — порядка статистической неопределённости.

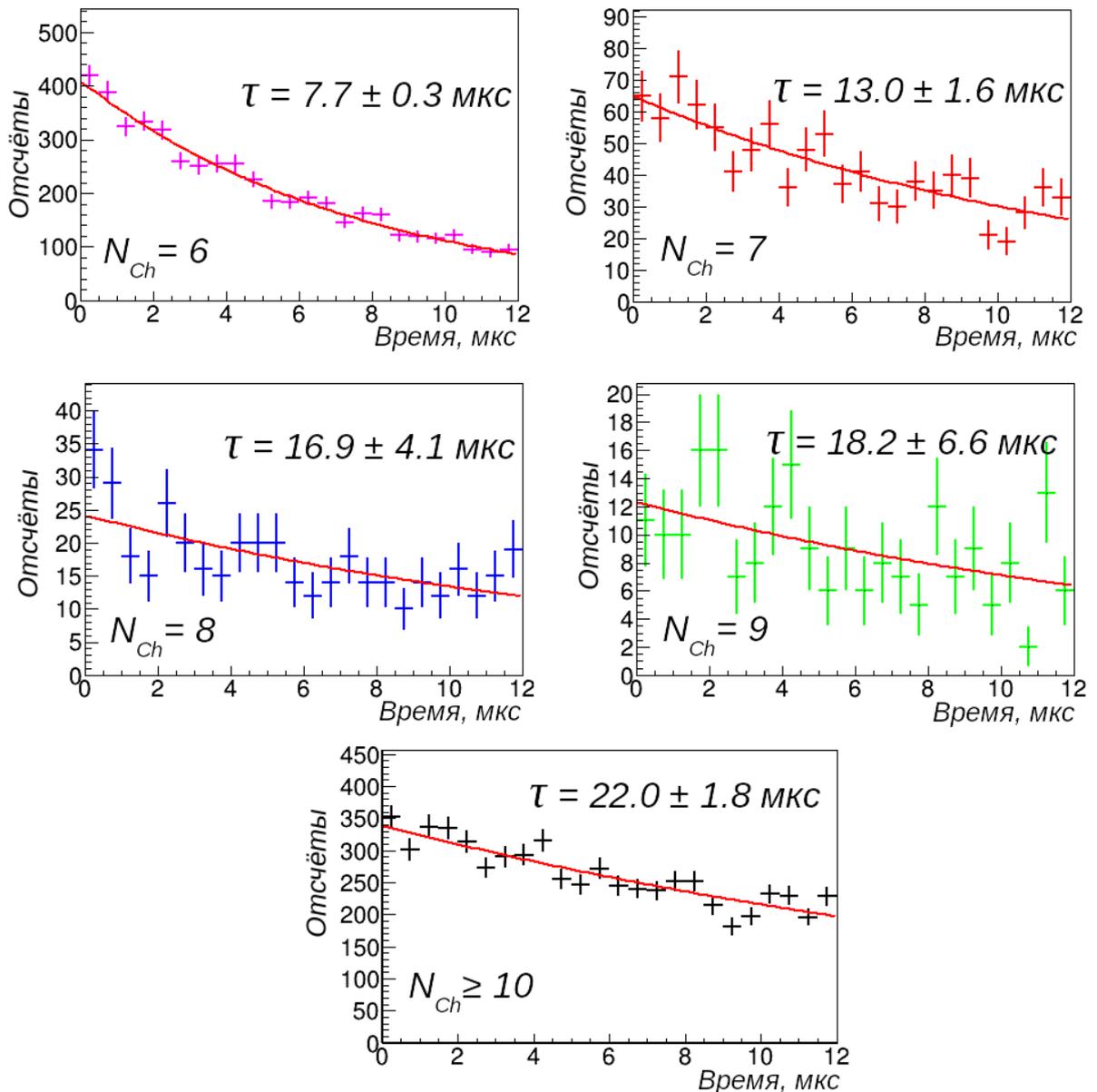


Рисунок 6.9 — Распределения времён появления сигналов в *ACROI* при выключенном ускорителе для различных отборов по N_{Ch} и аппроксимация этих распределений экспонентой.

Полученные результаты противоречат предположению о независимости величины и времени появления сигналов постоянного фона по крайней мере

для малого N_{Ch} . Чтобы прояснить потенциальное влияние рассматриваемого эффекта на определение числа зарегистрированных событий УКРН, была выполнена следующая процедура. Данные из *ACROI* были аппроксимированы суммой модели фона, полученной на основе самих этих данных, и моделью УКРН. Полученное из аппроксимации в отсутствие реального УКРН число событий может свидетельствовать о систематическом смещении, если выходит за рамки статистической неопределённости. Результаты такого рассмотрения приведены на рисунке 6.10. Как видно, и $N_{Ch} \geq 7$ и $N_{Ch} \geq 8$, использовавшийся в анализе 2017 года [4], дают заметное систематическое смещение амплитуды УКРН — около 11% относительно предсказания СМ. При $N_{Ch} \geq 9$ смещение пренебрежимо мало. Будем использовать этот отбор во избежание искажения амплитуды УКРН. Оптимальное для $N_{Ch} \geq 9$ значение отбора по PT — это $N_{PT} \leq 5$ (рисунок 6.11). Именно эта комбинация ограничений, обеспечивающая независимость интеграла и времени появления событий фона, была использована при анализе полного набора данных CsI[Na].

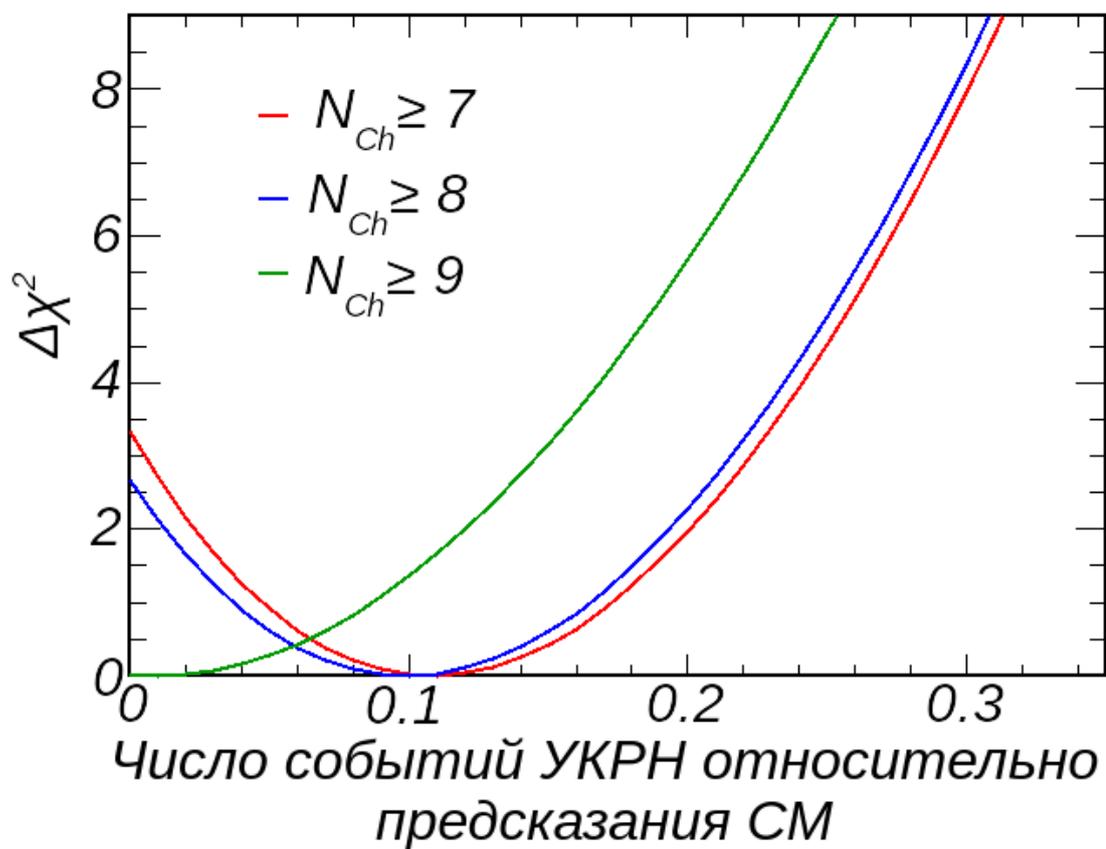


Рисунок 6.10 — Результат аппроксимации моделью фон + УКРН экспериментальных данных из *ACROI* при различных отборах по N_{Ch} .

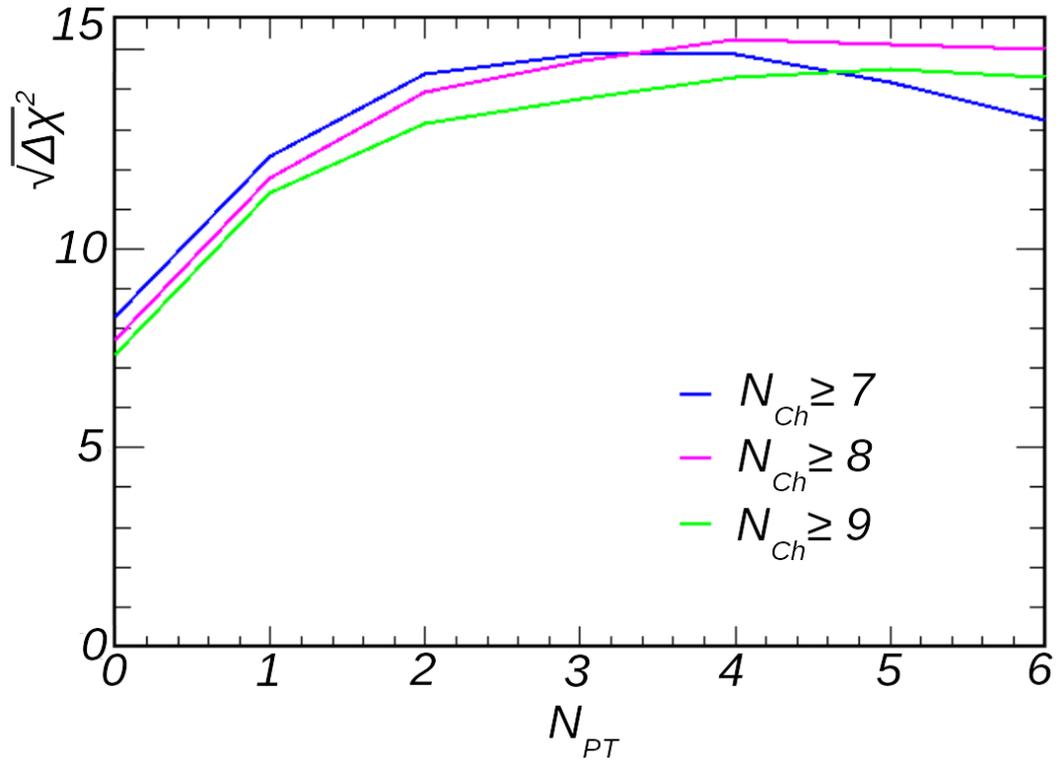


Рисунок 6.11 — Оптимизация значимости регистрации УКРН по паре отборов: N_{Ch} и N_{PT} (без учёта статистической неопределённости модели фона).

В заключение этого параграфа следует обсудить причину, по которой независимость интеграла и времени появления сигналов постоянного фона нарушается в области малых энергий. Наблюдаемые CsI[Na] на SNS события можно разделить на два класса. Первый из них — события от реальных взаимодействий в кристалле. Распределение этих событий по времени появления не противоречит вычисленному $\tau_{эфф}$ (рисунок 6.5)². Второй класс событий — случайные совпадения нескольких импульсов остаточной фосфоресценции в рамках 3 мкс окна интегрирования. Число событий с такими совпадениями быстро убывает с ужесточением отбора по N_{Ch} . Это происходит в силу степенного характера зависимости вероятности совпадения от числа совпадающих импульсов. Быстрый спад распределения времен появления таких сигналов в рамках ROI связан с тем, что больший вклад в них дают высокие “локальные” частоты остаточной фосфоресценции³. Справедливость этих выводов о характеристиках событий с совпадением импульсов фосфоресценции была подтверждена при помощи моделирования.

²Оценка время спада зависит от используемого ограничения на N_{PT} . Значение $\tau_{эфф} = 23.0 \pm 1.3$ мкс соответствует $N_{PT} \leq 4$, для $N_{PT} \leq 5$ оно равно 22.3 ± 1.4 мкс.

³Фосфоресценция, наблюдаемая CsI[Na] на SNS, имеет не пуассоновский характер. Её интенсивность в каждом из записанных триггеров определяется, по-видимому, временным интервалом, прошедшим с момента последнего большого энерговыделения в кристалле.

6.1.6 Энергетическое разрешение CsI[Na]

Основной вклад в энергетическое разрешение CsI[Na] в области ожидаемого сигнала от УКРН вносят статистические флуктуации числа зарегистрированных ФЭУ фотоэлектронов. Модель зависимости разрешения от энергии ядра отдачи, учитывающая эти флуктуации, была использована для оценки ожидаемого сигнала УКРН при подготовке результата 2017 года [4]. В обновлённой модели были дополнительно учтены флуктуации интеграла каждого из фотоэлектронов ФЭУ детектора CsI[Na], связанные с флуктуациями размножения электронов на диодной системе. Сравнение разрешения для энерговыделений в 0.5, 1.0 и 1.5 кэВ_{эо}, предсказанного обновлённой моделью, представлено на рисунке 6.12. Заметим, что вследствие негауссова характера распределения

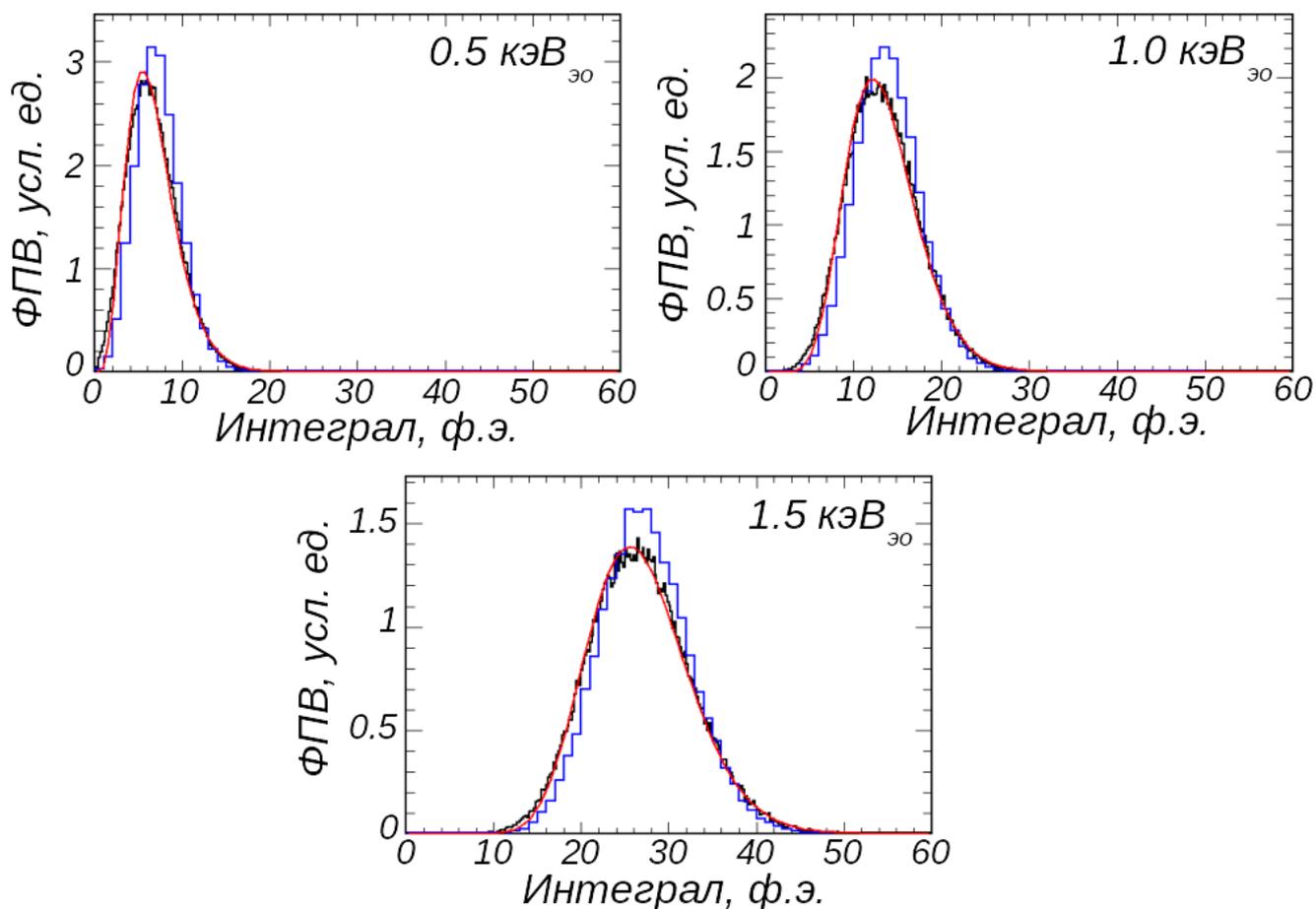


Рисунок 6.12 — Энергетическое разрешение CsI[Na] на примере энерговыделений 0.5, 1.0 и 1.5 кэВ_{эо}. Синий — модель на основе флуктуаций числа фотоэлектронов; чёрный — модель, включающая флуктуации интеграла однофотоэлектронного сигнала; красный — описание последней модели гамма-функцией.

однофотоэлектронных интегралов (см. параграф 3.2.2 и рисунок 3.8), модель

энерговывделений асимметрична. Для каждого энерговывделения такая модель хорошо описывается гамма-функцией (красная линия на рисунке 6.12). Вид этой функции:

$$P(x) = \frac{(a(1+b))^{1+b}}{\Gamma(1+b)} x^b e^{-a(1+b)x}, \quad (6.2)$$

где параметры a и b связаны со средним распределения μ и его СКО σ выражениями $\mu = 1/a$ и $\sigma^2 = a^2/(1+b)$. Зависимость параметров от энергии может быть представлена в виде

$$a = \frac{1}{E}, \quad b = 0.7157 \times E, \quad (6.3)$$

где E — энерговывделение в единицах фотоэлектронов.

6.1.7 Исправление базы данных мощности пучка

В 2018 году была обнаружена ошибка в базе данных, хранящей информацию о мощности пучка SNS. Эта мощность однозначно связана с количеством и энергией протонов, сброшенных на мишень, а следовательно и с нейтринным потоком. База данных, используемая COHERENT, представляет собой список измерений мощности с шагом около секунды. Ошибка при составлении базы данных заключалась в неправильной конвертации местного времени Ок-Риджа в формат UTC. В результате этой ошибки временные метки в базе данных хранились со сдвигом в 4–5 часов. Такой сдвиг привёл к тому, что часть записанных CsI[Na] триггеров была неправильно распределена между выборками, представляющими периоды работы и простоя ускорителя. Эффект сдвига соответствует сокращению оценки ожидаемого числа событий УКРН в 2017 году на 7%, а также попаданию части событий УКРН в выборку, представляющую время простоя ускорителя. При подготовке анализа полной статистики CsI[Na] была использована исправленная база данных.

6.2 Подход к аппроксимации спектров УКРН

В этом параграфе описывается процедура подсчёта числа зарегистрированных событий УКРН и сечения этого процесса для полного набора данных CsI[Na] на SNS. Она близка к подходу, использованному в 2017 году [4; 134], но учитывает систематические эффекты, обсуждаемые в части 6.1. В её основе — аппроксимация методом максимального правдоподобия двумерной гистограммы в координатах время появления — интеграл для сигналов из области *CROI*. Модель, аппроксимирующая гистограмму, включает вклад от фоновых событий и событий УКРН. Вклад фона можно разделить на некоррелированный со сбросом пучка SNS на мишень (“постоянный”) и коррелированный. Модель постоянного фона основана на данных из *ACROI* при работающем ускорителе. Модель факторизуется по времени появления сигнала и его интегралу, т.е. представима в виде произведения соответствующих компонент плотности вероятности. Временная компонента модели основана на результате аппроксимации соответствующего распределения экспонентой (рисунок 6.13, справа), её время спада — $\tau = 20.2 \pm 2.5$ мкс. Оно не противоречит значению 22.3 ± 1.4 мкс, полученному при моделировании (параграф 6.1.3), в рамках экспериментальной неопределённости. Влияние этой неопределённости на определение сечения УКРН — менее 0.5%, им можно пренебречь. За форму распределения интегралов в модели принята соответствующая гистограмма для области *ACROI* (рисунок 6.13, слева). Статистической неопределённостью этой формы можно пренебречь, поскольку в каждом из каналов двумерной гистограммы статистическая неопределённость данных доминирует. Двумерная модель фона, коррелированного со сбросом пучка, основана на дополнительных измерениях COHERENT, описанных в Приложении Б. Вклады сигналов от нейтронов SNS и нейтронов от взаимодействия ν_e в свинцовой защите были добавлены в модель с учётом эффективности отборов и временной эффективности. Ожидаемая форма двумерного распределения событий от УКРН была рассчитана с учётом детекторного отклика и эффективностей.

В процессе аппроксимации экспериментального распределения характеристик сигналов из *CROI* обсуждаемой моделью варьировался один параметр — амплитуда сигнала УКРН. Помимо него с учётом неопределённостей варьиро-

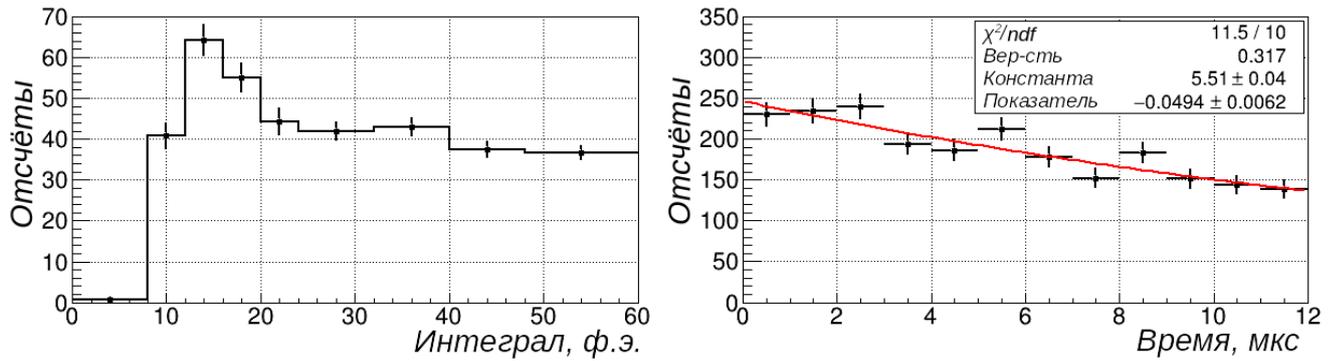


Рисунок 6.13 — Сигналы из *ACROI* при работе SNS. Слева: спектр интегралов сигналов (время появления меньше 6 мкс), справа: время появления сигналов (интеграл меньше 60 ф.э.) и результат аппроксимации распределения.

валились несколько “мешающих” параметров. Среди них — нормировки постоянного фона, вклада нейтронов SNS, вклада нейтронов от взаимодействия ν_e в свинцовой защите. Кроме того, два параметра, отвечающих величине КФ и его зависимости от энергии ядра отдачи (параграф 5.8). Также варьировался один параметр, отвечающий эффективности отбора по N_{Ch} (параграф 6.1.4). Варьировался и вклад ядерного форм-фактора, значение и неопределённость которого определены из теоретических соображений. Сдвиг момента сброса пучка относительно триггера установки варьировался без априорных ограничений.

6.3 Результаты анализа

После того, как подход к анализу данных CsI[Na] и процедура статистического описания результата были зафиксированы, были получены спектры энерговыделения и времён появления сигналов в области *CROI* для периодов работы SNS. Они показаны на рисунке 6.14 вместе с соответствующими распределениями для *ACROI*. Для того, чтобы получить эти распределения было рассмотрено 2.65×10^9 триггеров, прошедших ограничения на качество данных и отборы по характеристикам *PT*. Они соответствуют 13.99 ГВт × ч работы SNS. На этом же рисунке снизу показаны разностные спектры. Заметное превышение числа событий в *CROI* над *ACROI* на спектрах предполагает наличие событий от УКРН. Для сравнения на рисунке 6.15 приведены распределения для периодов простоя ускорителя, полученные при анализе 2.09×10^9 триггеров.

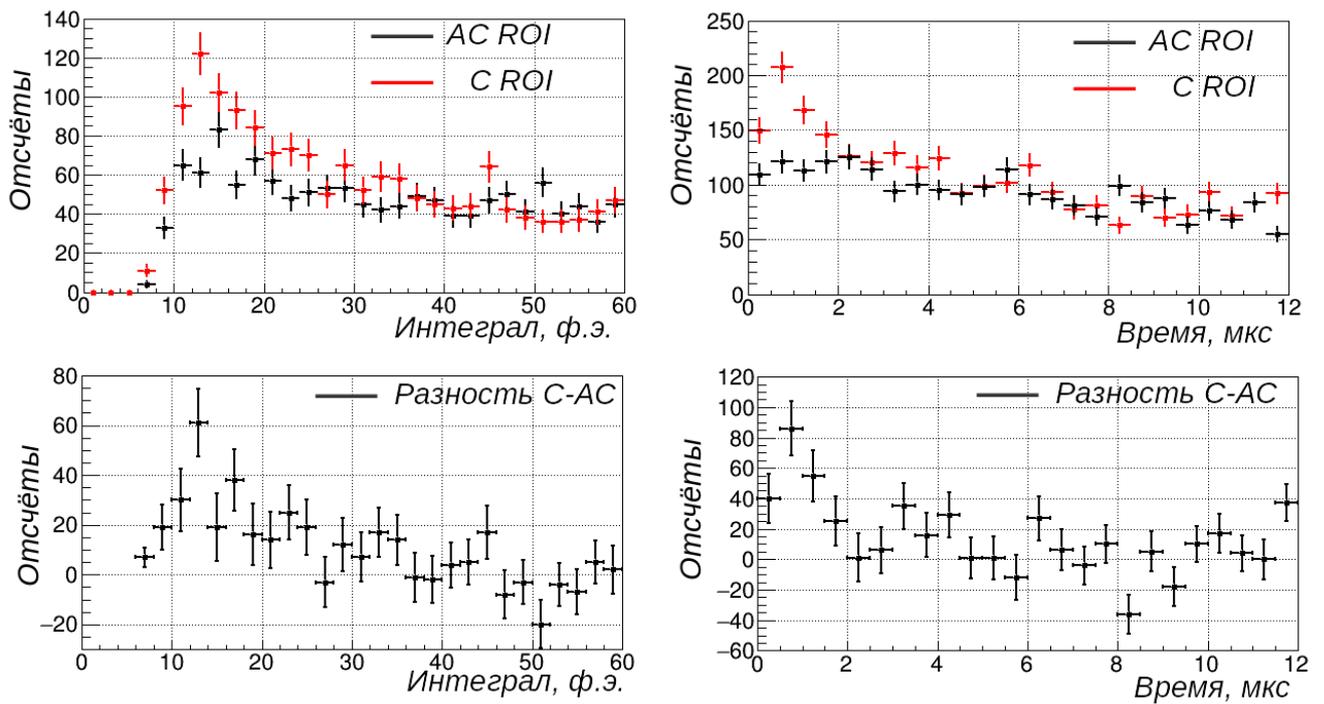


Рисунок 6.14 — Слева: спектры энерговыделений (время появления менее 6 мкс), справа: распределения времён появления сигнала (интеграл менее 60 ф.э.) при работе SNS.

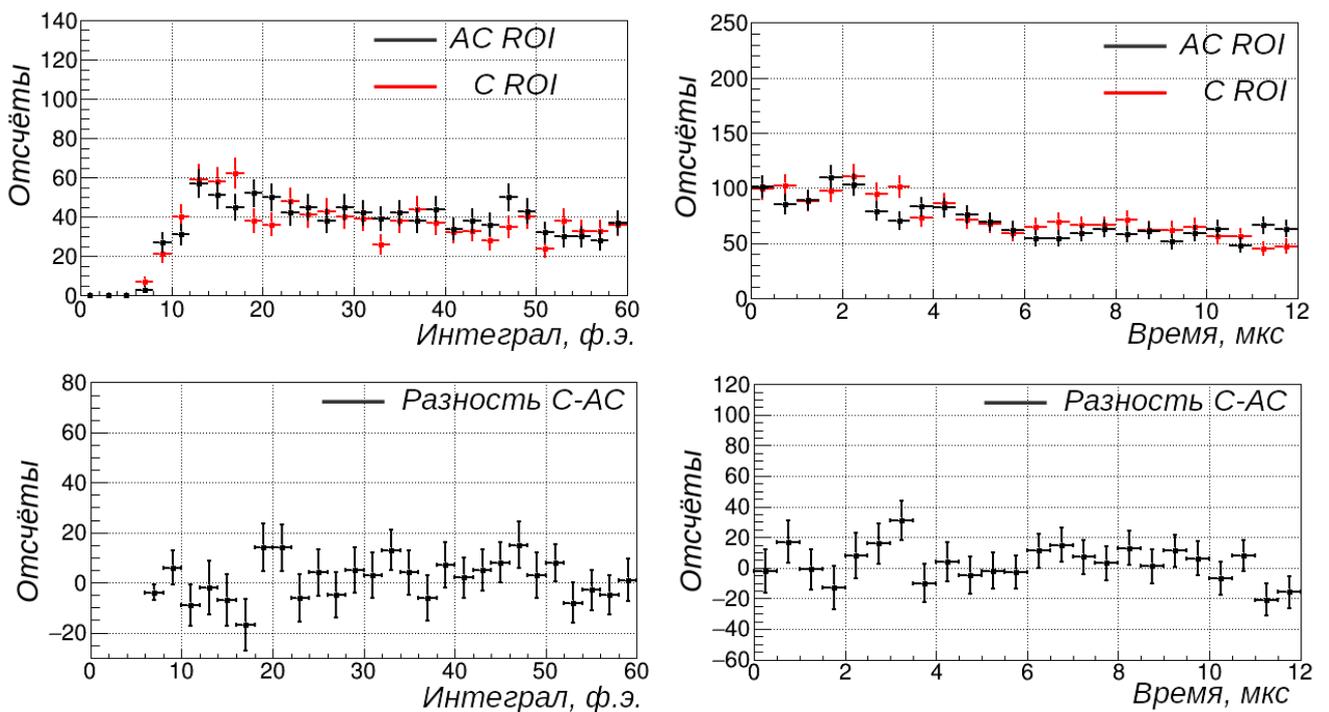


Рисунок 6.15 — Слева: спектры энерговыделений (время появления менее 6 мкс), справа: распределения времён появления сигналов (интеграл менее 60 ф.э.) при простое SNS.

Они согласуются с гипотезой об отсутствии систематических различий между $ACROI$ и $CROI$. Полный статистический анализ был проведён для спектров, полученных при работающем SNS.

Согласно подходу, детально описанному в параграфе 6.2, была проведена аппроксимация двумерного эмпирического распределения в координатах интеграл–время разработанной моделью. Численные результаты аппроксимации приведены в Таблице 6.2, а проекции модели, обеспечивающей лучшее согласие с данными, представлены на рисунке 6.16. Как видно, наблюдаемое число событий УКРН 306 ± 20 не противоречит предсказанию Стандартной модели $341 \pm 11(\text{теор.}) \pm 41(\text{эксп.})$. Значимость наблюдения составила 11.6σ . Качество результата аппроксимации, представленное отношением χ^2 к числу степеней свободы, оказалось довольно высоким — $82.6/98$. Соответствующая вероятность иметь значение χ^2 выше наблюдаемого — 87%, ниже — 13%.

Таблица 6.2

Результаты измерения УКРН на полной статистике CsI[Na].

Тип событий	Ожидание	Результат аппроксимации
Постоянный фон	1286 ± 27	1273 ± 24
Нейтроны от SNS	18.4 ± 4.6	17.3 ± 4.5
Нейтроны от $Pb(\nu_e, Xn)$	5.6 ± 2.0	5.5 ± 2.0
УКРН	341 ± 43	306 ± 20

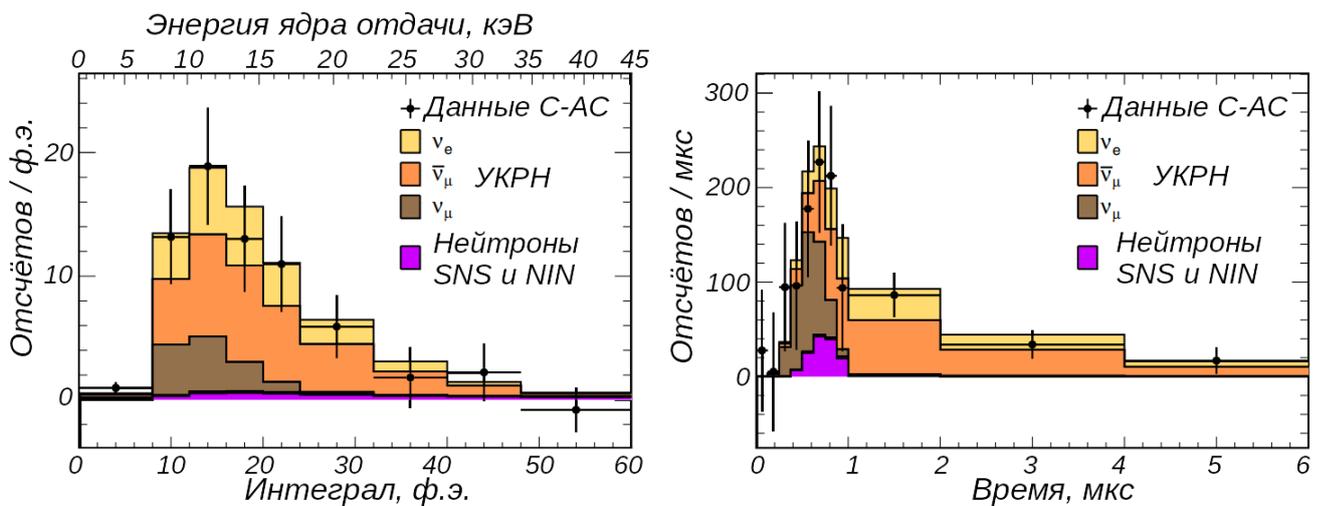


Рисунок 6.16 — Сравнение результата аппроксимации двумерного распределения для сигналов из $CROI$ (вклад постоянного фона вычтен) с эмпирической разностью $C - AC$ (интеграл менее 60 ф.э., время появления менее 6 мкс).

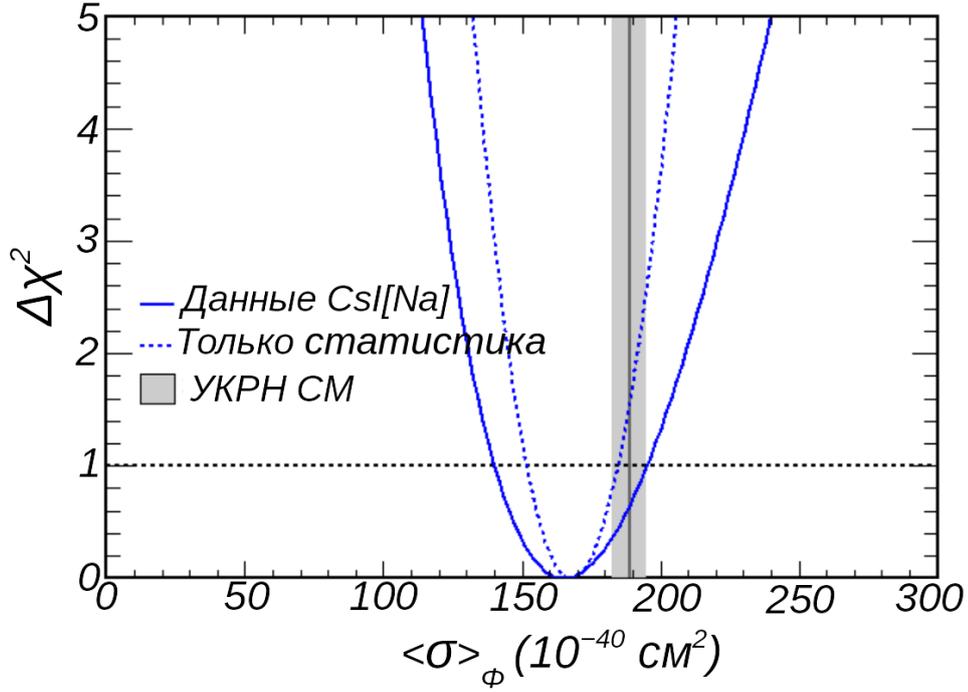


Рисунок 6.17 — Зависимости $\Delta\chi^2$ от $\langle\sigma\rangle_\Phi$, полученные при аппроксимации данных. Предсказание СМ с неопределённостью отмечено серым цветом.

Основной результат эксперимента выражается в терминах усреднённого по энергии нейтрино SNS сечения УКРН на ядрах CsI, под которым понимается

$$\langle\sigma\rangle_\Phi = \frac{\langle\sigma(^{127}\text{I})\rangle_\Phi + \langle\sigma(^{133}\text{Cs})\rangle_\Phi}{2}. \quad (6.4)$$

Результат измерения составил $(165_{-25}^{+30}) \times 10^{-40} \text{ см}^2$, что согласуется в рамках экспериментальной неопределённости с $(189 \pm 6) \times 10^{-40} \text{ см}^2$ — расчётом на основе Стандартной модели. Зависимость $\Delta\chi^2$ от значения сечения УКРН представлена на рисунке 6.17. Неопределённость измерения снизилась с 28% в 2017 году до 16% на полном массиве данных CsI[Na]. Основной вклад в эту неопределённость вносят статистика (10%) и неопределённость потока нейтрино на SNS (10%). Вклад различных источников систематической неопределённости в общую неопределённость результата приведён в Таблице 6.3.

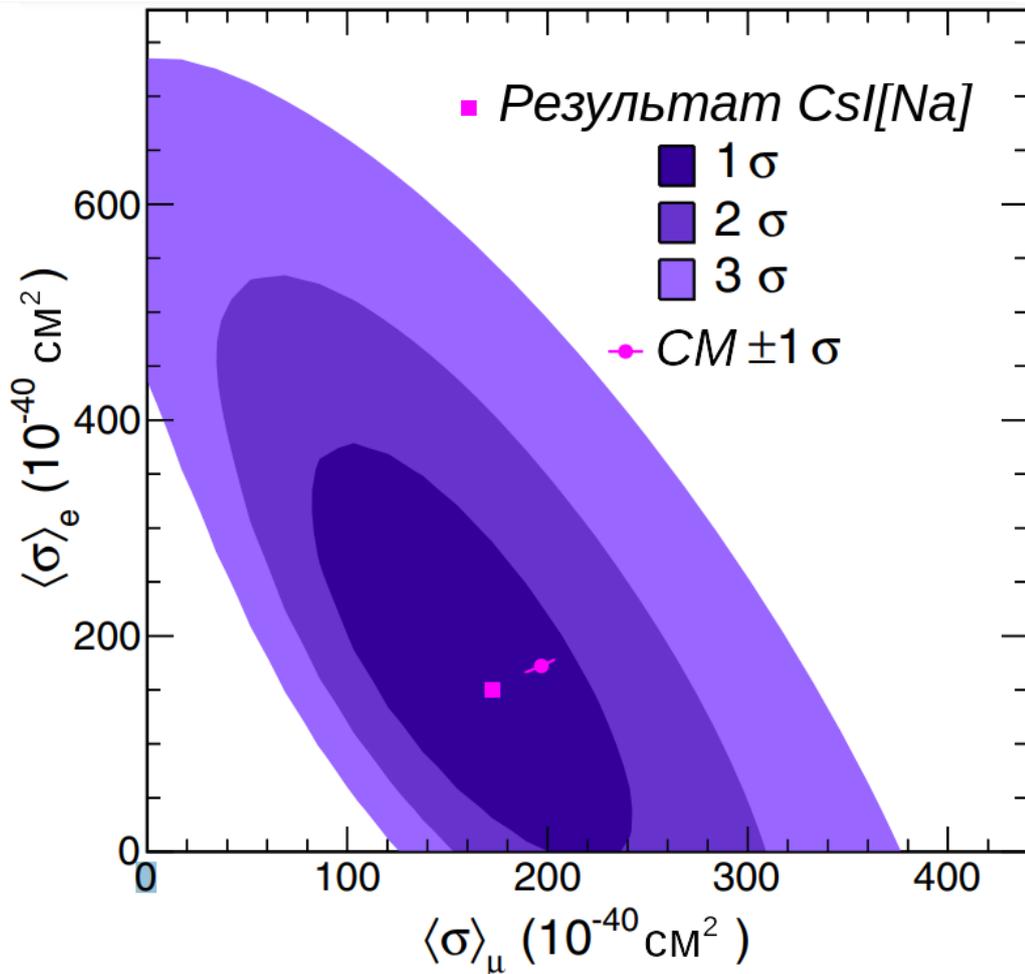
Увеличение статистики и сокращение систематической неопределённости позволило разделить сечения УКРН мюонных и электронных нейтрино. Обозначим их $\langle\sigma\rangle_\mu$ и $\langle\sigma\rangle_e$ соответственно. Чувствительность эксперимента к этим сечениям по отдельности обеспечивается за счёт разницы времён появления сигналов от УКРН. Поток ν_μ возникает из распада пиона, и его временной профиль совпадает с профилем пучка протонов, а поток ν_e — из распада мюона с харак-

Таблица 6.3

Источники систематической неопределённости измерения $\langle\sigma\rangle_\Phi$

Источник	Вклад в неопределённость, %
Поток нейтрино SNS	10%
Эффективность отборов	4.1%
КФ ядер отдачи	3.8%
Ядерный форм-фактор	3.4% (теор.) / 0.6% (изм.)

терным временем 2.2 мкс. Результат измерения обсуждаемых сечений представлен на рисунке 6.18. Оптимум аппроксимации соответствует величинам в 88% и 87% предсказания Стандартной модели для $\langle\sigma\rangle_\mu$ и $\langle\sigma\rangle_e$ соответственно. Значимость измерения каждого из них при этом не превышает 3σ . Рассматриваемые сечения важны с точки зрения проверки универсальности УКРН для разных типов нейтрино. Их измерение позволяет установить более строгие ограничения на возможный вклад нестандартных взаимодействий в изучаемый процесс.

Рисунок 6.18 — Результат измерения $\langle\sigma\rangle_\mu$ и $\langle\sigma\rangle_e$ на основе полной статистики CsI[Na].

Ещё одной величиной, информацию о которой может дать измерение УКРН при помощи CsI[Na], является значение электрослабого угла смешивания на масштабе переданного импульса $Q^2 \approx 50 \text{ МэВ}^2$. Результат аппроксимации спектров сигналов CsI[Na] предполагает $\sin^2 \theta_W = 0.220_{-0.026}^{+0.028}$. Это значение не противоречит расчёту на основе Стандартной модели: $\sin^2 \theta_W = 0.23857(5)$ [169]. Точность измерения при помощи УКРН на CsI[Na] гораздо ниже точности экспериментов по нарушению чётности в рассеянии электронов на ядрах водорода [174]. Измерение $\sin^2 \theta_W$ с процентной точностью посредством УКРН, вероятно, будет возможно при использовании детекторов COHERENT следующего поколения [99].

6.4 Следствия

На основе измерения сечения УКРН при помощи CsI[Na] были установлены ограничения на модели с нестандартными взаимодействиями нейтрино с кварками. Пример установленных ограничений можно найти на рисунке 6.19 и в работе [170]. В значительной части параметрического пространства эти ограничения — лучшие в мире. Кроме того, измеренные спектры энерговыделений и времён появления сигналов CsI[Na] позволяют изучить модели с рождением на SNS частиц-кандидатов на роль тёмной материи. Для ряда таких моделей коллаборацией были получены лучшие в мире ограничения. Результаты этого анализа подробно изложены в публикациях [165; 166].

Экспериментальные спектры сигналов CsI[Na] вместе с информацией о детекторном отклике были опубликованы (дополнительные материалы к работе [170]). Это позволило исследователям, не аффилированным с коллаборацией, проводить собственный статистический анализ данных на предмет поиска физики за пределами Стандартной модели или изучения параметров слабых взаимодействий и атомного ядра. Так, на материале данных CsI[Na] в работах [175–183] рассматриваются нестандартные взаимодействия нейтрино и параметры потенциальных частиц-переносчиков этих взаимодействий. В работах [184; 185] обсуждаются параметры частиц-кандидатов на роль тёмной ма-

теории, в публикации [186] — ядерный форм-фактор и значение электрослабого угла смешивания.

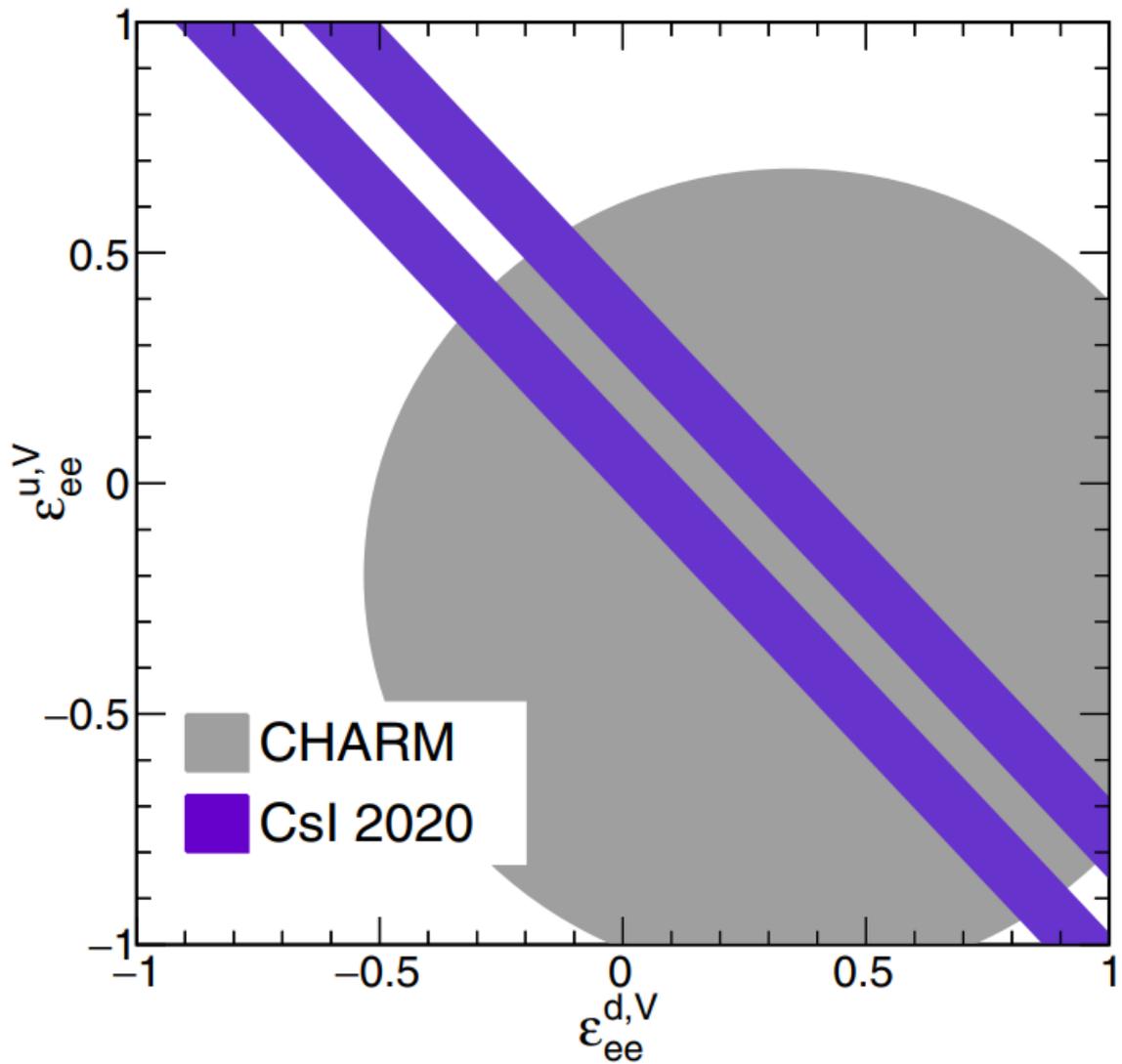


Рисунок 6.19 — Разрешённые на уровне достоверности 90% части пространства $\epsilon_{ee}^u - \epsilon_{ee}^d$ для нестандартных взаимодействий электронных нейтрино с u и d кварками. Параметризация из работы [7].

Заключение

Данная диссертации посвящена первой регистрации процесса УКРН на ядре атома. В ней представлены результаты анализа данных детектора CsI[Na] коллаборации COHERENT, экспонировавшегося на ускорителе SNS Ок-Риджской национальной лаборатории (США) в 2015–2019 годах. В ней также описывается измерение сцинтилляционного отклика CsI[Na] на ядра отдачи низких энергий посредством калибровки кристалла нейтронным пучком. Величина этого отклика определяет масштаб видимого энерговыделения от ядер отдачи при УКРН, а следовательно, и ожидаемую скорость счёта событий УКРН над порогом детектора. Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. На основе обработки и анализа данных, полученных детектором CsI[Na] на SNS в 2015–2017 годах, было сделано заключение о первой в мире регистрации УКРН на ядре атома. Значимость результата составила 7σ .
2. На основе обработки и анализа полного набора данных, полученного детектором CsI[Na] на SNS в 2015–2019 годах, было определено усреднённое по энергии нейтрино SNS сечение УКРН на ядрах CsI. Его величина составила $(165^{+30}_{-25}) \times 10^{-40} \text{ см}^2$.

На момент написания диссертации измерение сечения УКРН на полной статистике CsI[Na] является наиболее точным в мире. На его основе были установлены ограничения на модели с нестандартными взаимодействиями нейтрино с кварками и на модели с рождением частиц-кандидатов на роль тёмной материи на SNS. В значительной части параметрического пространства эти ограничения — лучшие в мире.

Благодарности

Автор выражает благодарность Д.Ю. Акимову за научное руководство и советы по подготовке научных текстов, а также коллективам Межкафедральной лаборатории экспериментальной физики НИЯУ МИФИ и Лаборатории развития сцинтилляционных методов регистрации частиц ИТЭФ имени А.И. Алиханова за поддержку при подготовке диссертации. Автор выражает признательность В.А. Белову и А.В. Кумпану — авторам ПО REDOffline, использовавшегося при анализе данных CsI[Na]. Автор благодарит Андрея Акиншина — создателя LaTeX-шаблона для кандидатской диссертации и её автореферата на русском языке.

Автор признателен коллаборации COHERENT за возможность работы с данными CsI[Na] и научные консультации. Особая благодарность — Кейт Шолберг, Юрию Ефременко, Филиппу Барбю, Грейсону Ричу, Дэниэлю Перши, Джейсону Ньюби, Сэму Хеджесу, Джину Лиу, Лонгу Ли и Коннору Эйву. Автор благодарит группу Чикагского университета, создавшую установку CsI[Na], в особенности — Хуана Койяра и Бьёрна Шольца, внесшего совместно с Грейсоном Ричем ключевой вклад в обработку и анализ данных CsI[Na] американской группой.

Исследование, лежащее в основе данной диссертации, было поддержано грантом РФФИ (№ 17-02-01077_а), программой повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (№ 02.а03.21.0005 от 27.08.2013), проектами “Фундаментальные свойства элементарных частиц и космология” (№ 0723-2020-0041) и “Новые явления в физике элементарных частиц и ранней Вселенной” (№ FSWU-2023-0073) Министерства науки и высшего образования РФ.

Автор также выражает признательность своей *alma mater* — МФТИ — и образовательной программе “Физика фундаментальных взаимодействий и элементарных частиц”, а также Лаборатории тяжёлых кварков и лептонов ФИАН РАН. Наконец, автор хочет выразить благодарность своей семье и друзьям за поддержку в ходе работы над данным исследованием и диссертацией.

Список сокращений и условных обозначений

ДД — дополнительный детектор, фиксирующий угол рассеяния нейтрона при измерении квенчинг фактора методом меченых ядер отдачи.

КФ — квенчинг фактор, мера подавления отклика сцинтиллятора на ядра отдачи относительно его отклика на электроны отдачи той же энергии.

МГК — метод главных компонент.

м.в.э. — метр водного эквивалента, единица измерения слоя вещества, обеспечивающего пассивную защиту установки.

ПЗС — прибор с зарядовой связью.

ПФС — параметр формы сигнала, характеристика формы сигнала детектора, позволяющая разделить сигналы от ядер и электронов отдачи.

ПШПМ — полная ширина на половине максимума.

СКО — средне-квадратичное отклонение, корень квадратный из дисперсии распределения.

СКП — система контроля пучка, обеспечивающая сигнал при появлении нейтронного пучка при измерениях КФ в лаборатории TUNL.

СМ — Стандартная модель фундаментальных взаимодействий и элементарных частиц.

ТМ — тёмная материя, тип материи неизвестного происхождения, дающий вклад около 27% в полную плотность энергии во Вселенной.

УКРН — упругое когерентное рассеяние нейтрино.

УСВ — удельный световой выход, световой выход кристалла на единицу выделенной энергии.

ФПВ — функция плотности вероятности.

ФПФ — фактор подавления фона.

ф.э. — фотоэлектрон, мера величины сигнала ФЭУ, соответствующая характерному значению его отклика на одиночный электрон, выбитый фотоном с фотокатода.

ФЭУ — вакуумный фотоэлектронный умножитель.

ЭО — электрон отдачи.

ЯО — ядро отдачи.

ndf — число степеней свободы.

NI — National Instruments.

NIN — *от англ. neutrino induced neutrons*, нейтроны, возникающие при распадах возбуждённых ядер, рождённых при взаимодействиях ν_e с материалами пассивной защиты (свинцом, медью, железом).

PD — Power Designs.

PS — Philips Scientific.

SNS — *от англ. Spallation Neutron Source*, ускоритель в Окриджской национальной лаборатории в США, источник нейтрино в эксперименте COHERENT.

TUNL — *от англ. Triangle Universities Nuclear Laboratory*, лаборатория в Дурхэме (США), в которой проводились измерения квенчинг фактора CsI[Na].

WIMP — *от англ. weakly interacting massive particle*, слабо взаимодействующая массивная частица. Такие гипотетические частицы являются кандидатами на роль темной материи во Вселенной.

Список литературы

1. *Friedman D.* Coherent effects of a weak neutral current // *Physical Review D.* — 1974. — Vol. 9, no. 5. — Pp. 1389–1392. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.9.1389>.
2. *Копелиович В.Б. и Франкфурт Л.Л.* Изотопическая и киральная структура нейтрального тока // *Письма в ЖЭТФ.* — 1974. — Т. 19. — С. 236. http://jetpletters.ru/ps/1776/article_27044.shtml.
3. *Lindner M. et al.* Coherent neutrino-nucleus scattering and new neutrino interactions // *Journal of High Energy Physics.* — 2017. [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP03\(2017\)097](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP03(2017)097).
4. *Akimov D., Konovalov A. et al.* Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering // *Science.* — 2017. — Vol. 357. <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aao0990>.
5. *Akimov D.Yu., Konovalov A.M. et al.* Coherent elastic neutrino scattering on atomic nucleus: recently discovered type of low-energy neutrino interaction // *Physics-Uspekhi.* — 2019. — Vol. 62. <https://iopscience.iop.org/article/10.3367/UFNe.2018.05.038356>.
6. *Akimov D. et al.* COHERENT 2018 at the Spallation Neutron Source // *arXiv.* — 2018. <https://arxiv.org/abs/1803.09183>.
7. *Barranco J. et al.* Probing new physics with coherent neutrino scattering off nuclei // *Journal of High Energy Physics.* — 2005. — Vol. 2005. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1126-6708/2005/12/021>.
8. *Dutta B. et al.* Sensitivity to Z-prime and nonstandard neutrino interactions from ultralow threshold neutrino-nucleus coherent scattering // *Physical Review D.* — 2016. — Vol. 93. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.93.013015>.
9. *Kosmas T.S. et al.* Probing neutrino magnetic moments at the Spallation Neutron Source facility // *Physical Review D.* — 2015. — Vol. 92. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.92.013011>.

10. *Giunti C., Studenikin A.* Neutrino electromagnetic interactions: A window to new physics // *Reviews of Modern Physics*. — 2015. — Vol. 87. <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.87.531>.
11. *Krauss L.M.* Low-energy neutrino detection and precision tests of the standard model // *Physics Letters B*. — 1991. — Vol. 269. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/037026939190192S>.
12. *Amanik P.S., C. McLaughlin G.* Nuclear neutron form factor from neutrino–nucleus coherent elastic scattering // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*. — 2009. — Vol. 36, no. 1. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/36/1/015105>.
13. *Patton K. et al.* Neutrino-nucleus coherent scattering as a probe of neutron density distributions // *Physical Review C*. — 2012. — Vol. 86. <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.86.024612>.
14. *Billard J.* Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments // *Physical Review D*. — 2014. — Vol. 89. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.89.023524>.
15. *Akimov D. et al.* Sensitivity of the COHERENT experiment to accelerator-produced dark matter // *Physical Review D*. — 2020. — Vol. 102.
16. *Anderson A.J. et al.* Measuring active-to-sterile neutrino oscillations with neutral current coherent neutrino-nucleus scattering // *Physical Review D*. — 2012. — Vol. 86. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.86.013004>.
17. *Dutta B. et al.* Sensitivity to oscillation with a sterile fourth generation neutrino from ultralow threshold neutrino-nucleus coherent scattering // *Physical Review D*. — 2016. — Vol. 94. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.94.093002>.
18. *Kosmas T.S. et al.* Probing light sterile neutrino signatures at reactor and Spallation Neutron Source neutrino experiments // *Physical Review D*. — 2017. — Vol. 96. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.96.063013>.

19. *Barbue P.S. et al.* Towards coherent neutrino detection using low background micropattern gas detectors // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. — 2003. — Vol. 50. <https://ieeexplore.ieee.org/document/1237112>.
20. *Hagmann C. u Bernstein A.* Two-phase emission detector for measuring coherent neutrino-nucleus scattering // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. — 2004. — Vol. 51. <https://ieeexplore.ieee.org/document/1344300>.
21. *Bernstein A. et al.* Colloquium: Neutrino detectors as tools for nuclear security // *Reviews of Modern Physics*. — 2020. — Vol. 92. <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.92.011003>.
22. *Friedman D. et al.* The weak neutral current and its effects in stellar collapse // *Annual Review of Nuclear Science*. — 1977. — Vol. 27. — Pp. 167–207. <https://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.ns.27.120177.001123>.
23. *Bethe H.A.* Supernova mechanisms // *Reviews of modern physics*. — 1990. — Vol. 62. — Pp. 801–866. <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.62.801>.
24. *Balasi K.G. et al.* Neutrino–nucleus reactions and their role for supernova dynamics and nucleosynthesis // *Progress in particle and nuclear physics*. — 2015. — Vol. 85. — Pp. 33–81. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0146641015000654>.
25. *Akimov D. et al.* First Measurement of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering on Argon // *Physical Review Letters*. — 2021. — Vol. 126. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.126.012002>.
26. *Hasert F.J. et al.* Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment // *Physics Letters B*. — 1973. — Vol. 46. — Pp. 138–140. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0370269373904991>.
27. *Zyla P.A. et al.* Review of Particle Physics // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. — 2020. — Vol. 2020. <https://academic.oup.com/ptep/article/2020/8/083C01/5891211>.

28. *Miranda O.G., Nunokawa H.* Non standard neutrino interactions: current status and future prospects // *New Journal of Physics*. — 2015. — Vol. 17. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.94.055005>.
29. *Coloma P., Schwetz T.* Generalized mass ordering degeneracy in neutrino oscillation experiments // *Physical Review D*. — 2016. — Vol. 94.
30. *R. Gibbs. W., Dedonder J.-P.* Neutron radii of the calcium isotopes // *Physical Review C*. — 1992. — Vol. 46. <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.46.1825>.
31. *Trzcińska A. u dp.* Neutron bensity distributions deduced from antiprotonic atoms // *Physical Review Letters*. — 2001. — Vol. 87. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.87.082501>.
32. *Abrahamyan S. et al.* Measurement of the neutron radius of ^{208}Pb through parity violation in electron scattering // *Physical Review Letters*. — 2012. — Vol. 108. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.108.112502>.
33. *Ardellier F. et al.* Letter of intent for Double-CHOOZ: a search for the mixing angle θ_{13} // *arXiv*. — 2004. <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0405032>.
34. *Schumann M.* Direct detection of WIMP dark matter: concepts and status // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*,. — 2019. — Vol. 46. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6471/ab2ea5>.
35. *Formaggio J.A.* The challenges of detecting coherent neutrino scattering. — 2015. <http://people.physics.tamu.edu/mahapatra/workshop/Formaggio.pdf>.
36. *Akimov D. et al.* Simulating the neutrino flux from the Spallation Neutron Source for the COHERENT experiment // *Physical Review D*. — 2022. — Vol. 106. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.106.032003>.
37. *Akimov D. et al.* The COHERENT Experimental Program. — 2022. <https://arxiv.org/abs/2204.04575>.
38. *Di Noto L. et al.* Measuring the coherent elastic neutrino-nucleus scattering with an high intensity ^{51}Cr radioactive source // *Journal of Physics: Confer-*

- ence Series*. — 2020. — Vol. 1468. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1468/1/012209>.
39. *Caddedu M. et al.* Potentialities of a low-energy detector based on ^4He evaporation to observe atomic effects in coherent neutrino scattering and physics perspectives // *Physical Review D*. — 2019. — Vol. 100. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.100.073014>.
40. *Aprile E. et al.* Dark matter search results from a one ton-year exposure of XENON1T // *Physical Review Letters*. — 2018. — Vol. 121. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.121.111302>.
41. *Akerib D.S. et al.* Projected WIMP Sensitivity of the LUX-ZEPLIN (LZ) Dark Matter Experiment // *Physical Review D*. — 2020. — Vol. 101. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.101.052002>.
42. *Drukier A. u Stodolsky L.* Principles and applications of a neutral current detector for neutrino physics and astronomy // *Physical Review D*. — 1984. — Vol. 30. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.30.2295>.
43. *Collar J. I. u Giomataris Y.* Possible low-background applications of MICROMEGAS detector technology // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2001. — Vol. 471. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S016890020100986X>.
44. *Kopylov A. V. et al.* Gaseous detector with sub-keV threshold to study neutrino scattering at low recoil energies // *Advances in High Energy Physics*. — 2014. — Vol. 2014. <https://www.hindawi.com/journals/ahep/2014/147046/>.
45. *Balogh L. et al.* Copper electroplating for background suppression in the NEWS-G experiment // *Nuclear Instruments and Methods A*. — 2021. — Vol. 988. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900220312419>.
46. *Barbue P.S. et al.* Large-mass ultralow noise germanium detectors: performance and applications in neutrino and astroparticle physics // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2007. — Vol. 2007. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1475-7516/2007/09/009>.

47. *Cabrera-Palmer B. u Reyna D.* Development of coherent germanium neutrino technology (CoGeNT) for reactor safeguards. — 2012. <https://prod.sandia.gov/techlib-noauth/access-control.cgi/2012/128021.pdf>.
48. *Wong H.T.* Low energy neutrino physics at the Kuo-Sheng Reactor Neutrino Laboratory in Taiwan // *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*. — 2005. — Vol. 138. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0920563204006413>.
49. *Soma A.K. et al.* Characterization and performance of germanium detectors with sub-keV sensitivities for neutrino and dark matter experiments // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2016. — Vol. 836. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/606/1/012011>.
50. *Belov V. et al.* The ν GeN experiment at the Kalinin Nuclear Power Plant // *Journal of Instrumentation*. — 2015. — Vol. 10. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/10/12/P12011>.
51. *Alekseev I. et al.* First results of the nuGeN experiment on coherent elastic neutrino-nucleus scattering // *Physical Review D*. — 2022. — Vol. 106. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.106.L051101>.
52. *Hakenmuller J. et al.* Neutron-induced background in the CONUS experiment // *The European Physical Journal C*. — 2019. — Vol. 79. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-019-7160-2>.
53. *Bonet H. et al.* Large-size sub-keV sensitive germanium detectors for the CONUS experiment // *The European Physical Journal C*. — 2021. — Vol. 81. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-021-09038-3>.
54. *Bonet H. et al.* Constraints on Elastic Neutrino Nucleus Scattering in the Fully Coherent Regime from the CONUS Experiment // *Physical Review Letters*. — 2021. — Vol. 126. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.126.041804>.
55. *Bonhomme A. et al.* Direct measurement of the ionization quenching factor of nuclear recoils in germanium in the keV energy range // *The European Physical*

- Journal C.* — 2022. — Vol. 82. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-022-10768-1>.
56. *Bonet H. et al.* Full background decomposition of the CONUS experiment // *The European Physical Journal C.* — 2023. — Vol. 83. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-023-11240-4>.
57. *Colaresi J. et al.* First results from a search for coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a reactor site // *Physical Review D.* — 2021. — Vol. 104. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.104.072003>.
58. *Colaresi J. et al.* Measurement of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering from Reactor Antineutrinos // *Physical Review Letters.* — 2022. — Vol. 129. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.129.211802>.
59. *Billard J. et al.* Coherent neutrino scattering with low temperature bolometers at Chooz reactor complex // *Journal of Physics G.* — 2017. — Vol. 44. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6471/aa83d0>.
60. *Leder A. et al.* Unfolding neutron spectrum with Markov chain Monte Carlo at MIT Research Reactor with He-3 Neutral Current Detectors // *Journal of Instrumentation.* — 2018. — Vol. 13. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/13/02/P02004>.
61. *Beaulieu G. et al.* Ricochet Progress and Status // *arXiv.* — 2021. <https://arxiv.org/abs/2111.06745>.
62. *Agnolet G. et al.* Background studies for the MINER coherent neutrino scattering reactor experiment // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* — 2017. — Vol. 853. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900217302085>.
63. *Strauss R.* The ν -cleus experiment: A gram-scale fiducial-volume cryogenic detector for the first detection of coherent neutrino-nucleus scattering // *The European Physical Journal C.* — 2017. — Vol. 77. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-017-5068-2>.

64. *Rothe J. et al.* NUCLEUS: Exploring Coherent Neutrino-Nucleus Scattering with Cryogenic Detectors // *Journal of Low Temperature Physics*. — 2020. — Vol. 199. <https://link.springer.com/article/10.1007/s10909-019-02283-7>.
65. *Colantoni I. et al.* BULLKID: BULKY and Low-Threshold Kinetic Inductance Detectors // *Journal of Low Temperature Physics*. — 2020. — Vol. 199. <https://link.springer.com/article/10.1007/s10909-020-02408-3>.
66. *Aguilar-Arevalo A. et al.* The CONNIE experiment // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2016. — Vol. 767. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/761/1/012057>.
67. *Aguilar-Arevalo A. et al.* Results from 2015 and the 2016 upgrade of the CONNIE experiment for detecting coherent neutrino nucleus scattering // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2019. — Vol. 1216. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/1216/1/012021>.
68. *Aguilar-Arevalo A. et al.* Search for coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a nuclear reactor with CONNIE 2019 data // *Journal of High Energy Physics*. — 2022. — Vol. 17. [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP05\(2022\)017](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP05(2022)017).
69. *Choi J. et al.* Exploring coherent elastic neutrino-nucleus scattering using reactor electron antineutrinos in the NEON experiment // *The European Physical Journal C*. — 2023. — Vol. 83. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-023-11352-x>.
70. *Bolozdynya A. et al.* Emission detectors // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. — 1995. — Vol. 42. <https://ieeexplore.ieee.org/document/467913>.
71. *Scholberg K. et al.* The CLEAR Experiment // *arXiv*. — 2009. <https://arxiv.org/abs/0910.1989>.
72. *Akimov D. et al.* Detection of reactor antineutrino coherent scattering off nuclei with a two-phase noble gas detector // *Journal of Instrumentation*. — 2009. — Vol. 4. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/4/06/P06010>.
73. *Sangiorgio S et al.* R&D for the observation of coherent neutrino-nucleus scatter at a nuclear reactor with a dual-phase argon ionization detector // *Physics*

- Procedia*. — 2012. — Vol. 37. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389212018299>.
74. *Santos E. et al.* Single electron emission in two-phase xenon with application to the detection of coherent neutrino-nucleus scattering // *Journal of High Energy Physics*. — 2011. — Vol. 115. [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP12\(2011\)115](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP12(2011)115).
75. *Akimov D. Yu. et al.* Prospects for observation of neutrino-nuclear neutral current coherent scattering with two-phase Xenon emission detector // *Journal of Instrumentation*. — 2013. — Vol. 8. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/8/10/P10023>.
76. *Akimov D. et al.* Status of the RED-100 experiment // *Journal of Instrumentation*. — 2017. — Vol. 12. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/12/06/C06018>.
77. *Akimov D. et al.* First ground-level laboratory test of the two-phase xenon emission detector RED-100 // *Journal of Instrumentation*. — 2020. — Vol. 15. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/15/02/P02020>.
78. *Xu J.* Status of the CHILLAX detector development. — 2021. <https://indico.cern.ch/event/1075677/contributions/4556726/>.
79. *Wei Y.* NUXE: a single-electron sensitive LXe Detector for Reactor CEvNS. — 2021. <https://indico.fnal.gov/event/44492/contributions/214027/>.
80. *Abdullah M. et al.* Coherent elastic neutrino-nucleus scattering: Terrestrial and astrophysical applications // *arXiv*. — 2022. <https://arxiv.org/abs/2203.07361>.
81. *Aguilar-Arevalo A. et al.* First dark matter search results from Coherent CAPTAIN-Mills // *Physical Review D*. — 2022. — Vol. 106. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.106.012001>.
82. *Baxter D. et al.* Coherent elastic neutrino-nucleus scattering at the European Spallation Source // *Journal of High Energy Physics*. — 2020. — Vol. 2020. [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP02\(2020\)123](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP02(2020)123).

83. *Ajimura S. et al.* Proposal: JSNS²-II // *arXiv*. — 2020. <https://arxiv.org/abs/2012.10807>.
84. *Goodman M. W. u Witten E.* Detectability of certain dark-matter candidates // *Physical Review D*. — 1985. — Vol. 31. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.31.3059>.
85. *Aalseth C.E. et al.* CoGeNT: a search for low-mass dark matter using p-type point contact Germanium detectors // *Physical Review D*. — 2013. — Vol. 88. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.88.012002>.
86. *Ahmed Z. et al.* Dark matter search results from the CDMS II experiment // *Science*. — 2011. — Vol. 327. <https://www.science.org/doi/10.1126/science.1186112>.
87. *Ahmed Z. et al.* Results from a low-energy analysis of the CDMS II Germanium data // *Physical Review Letters*. — 2011. — Vol. 106. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.106.131302>.
88. *Agnese R. et al.* Silicon detector dark matter results from the final exposure of CDMS II // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 111. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.111.251301>.
89. *Angholer G. et al.* Results from 730 kg days of the CRESST-II dark matter search // *European Physics Journal C*. — 2012. — Vol. 72. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-012-1971-8>.
90. *Armengaud E. et al.* Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes // *Physics Letters B*. — 2011. — Vol. 702. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269311008240>.
91. *Armengaud E. et al.* Search for low-mass WIMPs with EDELWEISS-II heat-and-ionization detectors // *Physical Review D*. — 2012. — Vol. 86. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.86.051701>.
92. *Aguelar-Arevalo A.A. et al.* DAMIC: a novel dark matter experiment // *arXiv*. — 2013. <https://arxiv.org/abs/1310.6688>.

93. *Bernabei R. et al.* First Model Independent Results from DAMA/LIBRA–Phase2 // *Universe*. — 2018. — Vol. 4. <https://www.mdpi.com/2218-1997/4/11/116>.
94. *Amare J. et al.* Annual modulation results from three-year exposure of ANAIS-112 // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2012. — Vol. 2156. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2156/1/012024>.
95. *Akimov D. Yu. et al.* WIMP-nucleon cross-section results from the second science run of ZEPLIN-III // *Physics Letters B*. — 2012. — Vol. 709. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312001050>.
96. *Akerib D.S. et al.* Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 118. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.118.021303>.
97. *Cui X. et al.* Dark matter results from 54-ton-day exposure of PandaX-II experiment // *Physical Review Letters*. — 2017. — Vol. 119. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.119.181302>.
98. *ORNL*. Spallation Neutron Source. — 2018. <https://neutrons.ornl.gov/sns>.
99. *Akimov D. et al.* The COHERENT Experimental Program // *arXiv*. — 2022. <https://arxiv.org/abs/2204.04575>.
100. *Mascarenhas N. et al.* Results with the neutron scatter camera // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. — 2009. — Vol. 56. <https://ieeexplore.ieee.org/document/5076056>.
101. *Brice S.J. et al.* A method for measuring coherent elastic neutrino-nucleus scattering at a far off-axis high-energy neutrino beam target // *Physical Review D*. — 2014. — Vol. 89. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.89.072004>.
102. *Taylor R. et al.* A large-volume detector capable of charged-particle tracking // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2006. — Vol. 562. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0168900206005316>.
103. *Cooper R. et al.* SciBath: a novel tracking detector for measuring neutral particles underground // *In Particles and fields. Proc. DPF*. — 2011. <https://arxiv.org/abs/1110.4432>.

104. *Roecker C. et al.* Design of a transportable high efficiency fast neutron spectrometer // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2016. — Vol. 826. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216302042>.
105. *Akimov D. et al.* Monitoring the SNS basement neutron background with the MARS detector // *Journal of Instrumentation*. — 2022. — Vol. 17. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/17/03/P03021>.
106. *Fuller G.M. et al.* Prospects for detecting supernova neutrino flavor oscillations // *Physical Review D*. — 1999. — Vol. 59. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.59.085005>.
107. *Kolbe E. u Langanke K.* The role of neutrino induced reactions on lead and iron in neutrino detectors // *Physical Review C*. — 2001. — Vol. 63. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.63.025802>.
108. *Engel J. et al.* What can be learned with a lead-based supernova-neutrino detector? // *Physical Review D*. — 2003. — Vol. 67. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.67.013005>.
109. *Maschuw R. et al.* Neutrino spectroscopy with KARMEN // *Progress in Particle and Nuclear Physics*. — 1998. — Vol. 40. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641098000246>.
110. *Duba C.A. et al.* HALO – the helium and lead observatory for supernova neutrinos // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2008. — Vol. 136. <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/136/4/042077>.
111. *Väänänen D. et al.* The neutrino signal at HALO: learning about the primary supernova neutrino fluxes and neutrino properties // *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*. — 2011. — Vol. 2011. <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1475-7516/2011/10/019/meta>.
112. *Hedges S.C.* Low Energy Neutrino-Nucleus Interactions at the Spallation Neutron Source: Ph.D. thesis / Duke University. — 2021.
113. *An P. et al.* Measurement of $^{nat}Pb(\nu_e, Xn)$ production with a stopped-pion neutrino source // *arXiv*. — 2022. <https://arxiv.org/abs/2212.11295>.

114. *Distel J.R. et al.* Measurement of the cross section for the reaction $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}^*$ with neutrinos from the decay of stopped muons // *Physical Review C*. — 2003. — Vol. 68. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.054613>.
115. *An P. et al.* Measurement of the inclusive electron-neutrino charged-current cross section on ^{127}I with the COHERENT NaI ν E detector // *arXiv*. — 2023. <https://arxiv.org/abs/2305.19594>.
116. *Taylor R.* The CENNS-10 liquid Argon detector to measure CEvNS at the Spallation Neutron Source // *arXiv*. — 2018. <http://https://arxiv.org/abs/1801.00086>.
117. *Aalseth C. E. et al.* CoGeNT: A search for low-mass dark matter using p-type point contact germanium detector // *Physical Review D*. — 2013. — Vol. 88. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.88.012002>.
118. *GERDA*. Background-free search for neutrinoless double- β decay of ^{76}Ge with GERDA // *Nature*. — 2017. — Vol. 544. <https://www.nature.com/articles/nature21717>.
119. *Liu J. et al.* Light Yield of an Undoped CsI Crystal Coupled Directly to a Photomultiplier Tube at 77 Kelvin // *The European Physical Journal C*. — 2022. — Vol. 82. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-022-10289-x>.
120. *Barbue P.S. et al.* Accessing new physics with an undoped, cryogenic CsI CEvNS detector for COHERENT at the SNS // *arXiv*. — 2023. <https://arxiv.org/abs/2311.13032>.
121. *Kozlov Yu.V. et al.* Antineutrino-deuteron experiment at the Krasnoyarsk reactor // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2000. — Vol. 63. <https://link.springer.com/article/10.1134%2F1.855742>.
122. *Nakamura S. et al.* Neutrino–deuteron reactions at solar neutrino energies // *Nuclear Physics A*. — 2002. — Vol. 707. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0375947402009934>.

123. *Formaggio J.A. u Zeller G.P.* From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales // *Review of Modern Physics*. — 2012. — Vol. 84. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.84.1307>.
124. *Li L.* A Measurement of The Response of A High Purity Germanium Detector to Low-Energy Nuclear Recoils: Ph.D. thesis / Duke University. — 2022.
125. *Akimov D., Konovalov A. et al.* Measurement of scintillation response of CsI[Na] to low-energy nuclear recoils by COHERENT // *JINST*. — 2022. — Vol. 17. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/17/10/P10034>.
126. *De Haas J.T.M. u Dorenbos P.* Advances in yield calibration of scintillators // *IEEE transactions on nuclear science*. — 2008. — Vol. 55. <https://ieeexplore.ieee.org/document/4545105>.
127. *K.K. Hamamatsu Photonics.* Photomultiplier Tubes and Assemblies. For Scintillation Counting and High Energy Physics. — 2000. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/High_energy_PMT_TPMZ0003E.pdf.
128. *Saint-Gobain Ceramics & Plastics Inc.* CsI(Tl), CsI(Na) Cesium Iodide scintillation material. — 2017. <https://www.crystals.saint-gobain.com/sites/imdf.crystals.com/files/documents/csitl-and-na-material-data-sheet.pdf>.
129. *Collar J.I. et al.* Coherent neutrino-nucleus scattering detection with a CsI[Na] scintillator at the SNS spallation source // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2015. — Vol. 773. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900214013254>.
130. *Kim T.Y. et al.* Study of the internal background of CsI(Tl) crystal detectors for dark matter search // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2003. — Vol. 500. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203003462>.
131. *Shcolz B.J.* First observation of neutrino coherent elastic neutrino-nucleus scattering. — 2017. <https://www.springer.com/us/book/9783319997469>.
132. *Lepy M.C. et al.* Measurement of ^{241}Am L X-ray emission probabilities // *Applied Radiation and Isotopes*. — 2008. — Vol. 66. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804308000444>.

133. *Demir D. et al.* Studying of characteristics of the HPGe detector for radioactivity measurements // *Journal of Instrumentation*. — 2013. — Vol. 8. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/8/10/P10027>.
134. *Rich G.C.* Measurement of low-energy nuclear-recoil quenching factors in CsI[Na] and statistical analysis of the first observation of coherent, elastic neutrino-nucleus scattering. — 2017. <http://adsabs.harvard.edu/abs/2017PhDT.....132R>.
135. *Bellamy E.H. et al.* Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 1994. — Vol. 339. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029490183X>.
136. *Prescott J.R. et al.* A statistical model for photomultiplier single-electron statistics // *Nuclear Instruments and Methods*. — 1966. — Vol. 39. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0029554X66900590>.
137. *Byrne J. et al.* Statistics of the Electron-Multiplication Process in Proportional Counters // *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh Section A: Mathematics*. — 1962. — Vol. 66. <https://www.cambridge.org/core/journals/proceedings-of-the-royal-society-of-edinburgh-section-a-mathematics/article/iiistatistics-of-the-electronmultiplication-process-in-proportional-counters/1CCB5EE57C54AEFFA59FF587F38EBD4E>.
138. *Blum W. et al.* Particle detection with drift chambers. — ISBN 978-3-540-76683-4 edition. — Springer Berlin, Heidelberg, 2008.
139. *Olsen K.S.* Improvements to the resolution and efficiency of the DEAP-3600 dark matter detector and their effects on background studies. — 2010. <https://era.library.ualberta.ca/items/7a4cab33-8fea-44e0-ad19-4891aa75166e>.
140. *A. Olsen K. u Hallin.* SPE analysis of high efficiency PMTs for the DEAP-3600 dark matter detector // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2011. — Vol. 312. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/312/7/072015>.
141. *Chiste M. u Be M.M.* LBE/LNHB - CEA - Table de Radionucleides. — 2010. http://www.lnhb.fr/nuclides/Pb-214_tables.pdf.

142. *Arneodo F. et al.* Scintillation efficiency of nuclear recoil in liquid xenon // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2000. — Vol. 449. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299013005>.
143. *Collar J. I. et al.* Response of CsI[Na] to nuclear recoils: Impact on coherent elastic neutrino-nucleus scattering // *Physical Review D*. — 2019. — Vol. 100. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.100.033003>.
144. *Van De Graaff R.J.* Tandem Electrostatic Accelerators // *Nuclear Instruments and Methods*. — 1960. — Vol. 8. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0029554X60800067>.
145. *Awe C. et al.* Liquid scintillator response to proton recoils in the 10–100 keV range // *Physical Review C*. — 2018. — Vol. 98. <https://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.98.045802>.
146. *Weldon R.A. et al.* Measurement of EJ-228 plastic scintillator proton light output using a coincident neutron scatter technique // *NIM A*. — 2020. — Vol. 953. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219314871>.
147. *Awe C. et al.* Measurement of proton quenching in a plastic scintillator detector // *JINST*. — 2021. — Vol. 16. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/16/02/P02035>.
148. *Weldon R.A. et al.* High-precision characterization of the neutron light output of stilbene along the directions of maximum and minimum response // *NIM A*. — 2019. — Vol. 927. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218313895>.
149. *Weldon R.A. et al.* Characterization of stilbene’s scintillation anisotropy for recoil protons between 0.56 and 10 MeV // *NIM A*. — 2020. — Vol. 977. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890022030574X>.
150. *Lenardo B.G. et al.* Low-Energy Physics Reach of Xenon Detectors for Nuclear-Recoil-Based Dark Matter and Neutrino Experiments // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 123. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.123.231106>.

151. *Balogh L. et al.* Quenching factor measurements of neon nuclei in neon gas // *Physical Review D*. — 2022. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.105.052004>.
152. *Pritychenko B. u Sonzogni A.* Q-value Calculator (QCalc). <https://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>.
153. *Wang M. et al.* The AME2016 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references // *Chinese Physics C*. — 2017. — Vol. 41. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1674-1137/41/3/030003>.
154. *Meadows J.W. u Smith D.L.* Neutrons from proton bombardment of natural lithium. — 1972. <https://inldigitalibrary.inl.gov/Reports/ANL-7938.pdf>.
155. *Liskien H. u Paulsen A.* Neutron production cross sections and energies for the reactions ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ and ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}^*$ // *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. — 1975. — Vol. 15. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0092640X75900042>.
156. Hamamatsu Photonics K.K., R11265U/H11934 series description. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R11265U%_H11934_TPMH1336E.pdf.
157. *Hashizume A.* Nuclear Data Sheets for $A = 127$ // *Nuclear Data Sheets*. — 2011. — Vol. 112. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S009037521100055X>.
158. *Khazov Yu. et al.* Nuclear Data Sheets for $A = 133$ // *Nuclear Data Sheets*. — 2011. — Vol. 855. <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0090375211000202>.
159. *Mengesha W. et al.* Light yield nonproportionality of CsI(Tl), CsI(Na), and YAP // *IEEE TNS*. — 1998. — Vol. 14. <https://ieeexplore.ieee.org/document/682426>.
160. *Salakhutdinov G.Kh. u Efanov D.V.* Nonlinear effects in scintillation detectors // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2015. — Vol. 58. <https://link.springer.com/article/10.1134/S0020441215030100>.

161. *Beck P.R. et al.* Nonproportionality of Scintillator Detectors. V. Comparing the Gamma and Electron Response // *IEEE TNS*. — 2015. — Vol. 62. <https://ieeexplore.ieee.org/document/7118262>.
162. *Pino F. et al.* The light output and the detection efficiency of the liquid scintillator EJ-309 // *Applied Radiation and Isotopes*. — 2014. — Vol. 89. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804314000682>.
163. *Ficenec D. J. et al.* Observation of electronic excitation by extremely slow protons with applications to the detection of supermassive charged particles // *Physical Review D*. — 1987. — Vol. 36. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.36.311>.
164. *Collar J.I. u McKinsey D.N.* Comments on “First Dark Matter Results from the XENON100 Experiment” // *arXiv*. — 2010. <https://arxiv.org/abs/1005.0838>.
165. *Akimov D. et al.* COHERENT constraint on leptophobic dark matter using CsI data // *Physical Review D*. — 2022. — Vol. 106. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.106.052004>.
166. *Akimov D. et al.* First Probe of Sub-GeV Dark Matter beyond the Cosmological Expectation with the COHERENT CsI Detector at the SNS // *Physical Review Letters*. — 2023. — Vol. 130. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.130.051803>.
167. *Park H. et al.* Neutron beam test of CsI crystal for dark matter search // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2002. — Vol. 491. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900202012743>.
168. *Guo C. et al.* Neutron beam tests of $CsI(Na)$ and $CaF_2(Eu)$ crystals for dark matter direct search // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2016. — Vol. 818. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216002047>.
169. *Zyla P.A. et al.* The Review of Particle Physics. Introduction. Section 5.2 “Average and fits” // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. — 2020. — Vol. 083C01. <https://pdg.lbl.gov/2021/>.

170. *Akimov D., Konovalov A. et al.* Measurement of the Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering Cross Section on CsI by COHERENT // *Physical Review Letters*. — 2022. — Vol. 129. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.129.081801>.
171. *Newby J., Konovalov A.* COHERENT Collaboration data release from the measurements of CsI[Na] response to nuclear recoils. — 2023. <https://doi.ccs.ornl.gov/ui/doi/426>.
172. *Akimov D., Konovalov A. et al.* COHERENT Collaboration data release from the measurements of CsI[Na] response to nuclear recoils // *arXiv*. — 2023. <https://arxiv.org/abs/2307.10208>.
173. *Ullrich T. u Xu Z.* Treatment of Errors in Efficiency Calculations // *arXiv*. — 2007. <https://arxiv.org/abs/physics/0701199v1>.
174. *Androic D. et al.* First Determination of the Weak Charge of the Proton // *Physical Review Letters*. — 2013. — Vol. 111. <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.111.141803>.
175. *Flores L.J. et al.* CE ν NS as a probe of flavored generalized neutrino interactions // *Physical Review D*. — 2022. — Vol. 105. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.105.055010>.
176. *Atzori Corona M. et al.* Probing light mediators and $(g-2)_\mu$ through detection of coherent elastic neutrino nucleus scattering at COHERENT // *Journal of High Energy Physics*. — 2022. — Vol. 2022. [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP05\(2022\)109](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP05(2022)109).
177. *Atzori Corona M. et al.* Impact of the Dresden-II and COHERENT neutrino scattering data on neutrino electromagnetic properties and electroweak physics // *Journal of High Energy Physics*. — 2022. — Vol. 2022. [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP09\(2022\)164](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP09(2022)164).
178. *De Romeri V. et al.* Physics implications of a combined analysis of COHERENT CsI and LAr data // *Journal of High Energy Physics*. — 2023. — Vol. 2023. [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP04\(2023\)035](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP04(2023)035).

179. *Khan Amir N.* Neutrino millicharge and other electromagnetic interactions with COHERENT-2021 data // *Nuclear Physics B.* — 2023. — Vol. 986. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321322004151>.
180. *Breso-Pla V. et al.* EFT analysis of New Physics at COHERENT // *Journal of High Energy Physics.* — 2023. — Vol. 2023. [https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP05\(2023\)074](https://link.springer.com/article/10.1007/JHEP05(2023)074).
181. *Calabrese R. et al.* Constraining scalar leptoquarks using COHERENT data // *Physical Review D.* — 2023. — Vol. 107. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.107.055039>.
182. *De Romeri V. et al.* A neutrino window to scalar leptoquarks: from low energy to colliders // *arXiv.* — 2023. <https://arxiv.org/abs/2307.13790>.
183. *Bolsanos-Carrera A. et al.* Neutrino charge radius and electromagnetic dipole moments via scalar and vector leptoquarks // *arXiv.* — 2023. <https://arxiv.org/abs/2308.07493>.
184. *Elpe A. et al.* Constraining nonminimal dark sector scenarios with the COHERENT neutrino scattering data // *Physical Review D.* — 2023. — Vol. 107. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.107.075022>.
185. *Candela P.M. et al.* COHERENT production of a dark fermion // *Physical Review D.* — 2023. — Vol. 108. <https://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.108.055001>.
186. *Atzori Corona M. et al.* Nuclear neutron radius and weak mixing angle measurements from latest COHERENT CsI and atomic parity violation Cs data // *The European Physical Journal C.* — 2023. — Vol. 83. <https://link.springer.com/article/10.1140/epjc/s10052-023-11849-5>.
187. *Eljen Technology.* Neutron/gamma PSD liquid scintillator EJ-301, EJ-309. — 2018. https://eljentechnology.com/images/products/data_sheets/EJ-301_EJ-309.pdf.
188. *Lazauskas R. u Volpe C.* Low-energy neutrino scattering measurements at future spallation source facilities // *Journal of Physics G.* — 2010. — Vol. 37. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/37/12/125101>.

189. *Lazauskas R. u Volpe C.* Corrigendum: Low-energy neutrino scattering measurements at future spallation source facilities // *Journal of Physics G.* — 2015. — Vol. 42. <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0954-3899/42/5/059501>.
190. *Pozzi S.A. et al.* MCNPX-PoliMi for nuclear nonproliferation applications // *Nuclear Instruments and Methods A.* — 2012. — Vol. 694. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900212008224>.
191. *Akimov D.Yu. et al.* Supplementary Materials (Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering). — 2017. <https://science.sciencemag.org/content/suppl/2017/08/02/science.aao0990.DC1>.
192. *K.K. Hamamatsu Photonics.* Photomultiplier tubes: basics and applications (Edition 3a). — 2007. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf.
193. Proteus Inc. Chagrin Falls, OH 44022, USA. <http://proteus-pp.com/>.
194. *Aitken D.W. et al.* The Fluorescent Response of NaI(Tl), CsI(Tl), CsI(Na) and CaF₂(Eu) to X-Rays and Low Energy Gamma Rays // *IEEE TNS.* — 1967. — Vol. 14. <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/4324457>.

Список рисунков

1.1	Зависимость сечения УКРН на ядре ^{127}I от энергии	9
1.2	Энергетические спектры реакторных антинейтрино	14
1.3	Параметрическое пространство поиска частиц тёмной материи . .	15
1.4	Энергетические спектры нейтрино от перспективных в плане поиска УКРН источников	16
1.5	Спектры энергии ядер отдачи германия от УКРН реакторных антинейтрино и (анти)нейтрино SNS	16
1.6	Классификация существующих и планируемых ускорителей с точки зрения поиска УКРН	18
2.1	Иллюстрация рождения нейтрино в распадах π^+ и μ^+	25
2.2	Характеристики потока (анти)нейтрино на SNS	25
2.3	Расположение детекторов COHERENT в “нейтринной аллее” . . .	26
2.4	Время экспозиции различных детекторных подсистем COHERENT	27
2.5	Оценка скорости счёта УКРН в детекторах COHERENT	29
3.1	Схема защиты детектора CsI[Na]	33
3.2	Схема электроники установки CsI[Na]	35
3.3	Пример сигнала CsI[Na] от 59.5 кэВ гамма-кванта	37
3.4	Связь между временем появления сигнала и интегралом наибольшего импульса в калибровке с ^{241}Am	38
3.5	Отклик детектора CsI[Na] на гамма-кванты ^{241}Am	39
3.6	Световой выход кристалла CsI[Na] при разном положении источника ^{241}Am	41
3.7	Усреднённая форма сигнала CsI[Na] от 59.5 кэВ ^{241}Am	42
3.8	Описание однофотонного распределения в данных с ^{241}Am	43
3.9	Амплитуда однофотонных сигналов ФЭУ R877-100	44
3.10	Схема электроники установки во время калибровки ^{133}Ba	46
3.11	Области анализа на форме сигнала в данных с ^{133}Ba	47
3.12	Распределения интегралов событий в калибровке с ^{133}Ba	48
3.13	Эффективность ограничения на минимальное число импульсов в окне интегрирования равное восьми	49

3.14	Параметры формы сигнала при калибровке ^{133}Ba	51
4.1	Время появления сигналов вето-системы в рамках записанных форм сигнала	54
4.2	Калибровка световыхода CsI [Na] при помощи ^{241}Am и ^{252}Cf . . .	55
4.3	Форма сигнала CsI[Na] от гамма-кванта 352 кэВ	56
4.4	Область высоких энергосигналов в CsI[Na]	57
4.5	Стабильность световыхода CsI[Na] на SNS	58
4.6	Стабильность однофотонного заряда ФЭУ в данных с SNS	59
4.7	Области анализа формы сигнала CsI[Na] в данных с SNS	62
4.8	Оптимизация отборов в данных с SNS	64
4.9	Характеристики сигналов из <i>AC ROI</i> и <i>C ROI</i> на SNS (2017 год)	65
4.10	Разностные спектры характеристик сигналов <i>CROI – ACROI</i> на SNS, полученные российской группой анализа (2017 год) . . .	66
4.11	Отрицательный логарифм функции правдоподобия от числа событий от УКРН в CsI[Na]	67
5.1	Результаты измерений КФ CsI[Na] коллаборацией COHERENT в 2016 году	69
5.2	Время пролёта и энергия нейтронов в измерениях КФ	73
5.3	Схемы установок для измерения КФ	74
5.4	Калибровка световыхода CsI[Na] при измерениях КФ	76
5.5	Характеристики сигналов EJ-309 в COHERENT-1	78
5.6	Времяпролётная характеристика на основе сигналов EJ-309 и СКП в COHERENT-1	78
5.7	Отклик CsI[Na] на ядра отдачи в COHERENT-1	79
5.8	Характеристики сигналов EJ299-33A в измерении COHERENT-2	81
5.9	Временная задержка между сигналами CsI[Na] и EJ299-33A в COHERENT-2	82
5.10	Отклик CsI[Na] на ядра отдачи в COHERENT-2	83
5.11	Характеристики сигналов EJ-309 в измерении COHERENT-3 . . .	84
5.12	Время задержки между СКП и сигналом EJ-309 в COHERENT-3	85
5.13	Отклик CsI[Na] на ядра отдачи в измерении COHERENT-3	86
5.14	Корреляция между сигналом CsI[Na] и СКП в COHERENT-4 . .	87
5.15	Отклик CsI[Na] на ядра отдачи в измерении COHERENT-4	89

5.16	Аппроксимация зависимости КФ CsI[Na] от энергии ядра отдачи	91
5.17	Спектр энергий ядер отдачи, ожидаемых от УКРН в CsI[Na] на SNS, при различных значениях КФ	92
6.1	Сравнение однофотоэлектронных спектров в калибровочных данных с ^{241}Am , ^{133}Ba и данных с SNS	95
6.2	Подходы к отбору импульсов в данных CsI[Na]	96
6.3	Времена появления сигналов из области <i>ACROI</i>	97
6.4	Возможные патологии восстановления начала сигнала	98
6.5	Классификация форм сигналов по искажению времени начала	99
6.6	Число импульсов в <i>PT</i> на SNS и при калибровке ^{133}Ba	101
6.7	Эффективность отбора на N_{Ch}	102
6.8	Эффективность отбора $N_{Ch} \geq 9$	103
6.9	Распределения времени появления сигналов в <i>ACROI</i> от N_{Ch}	104
6.10	Потенциальное смещение оценки числа событий УКРН, вызванное совпадением импульсов флуоресценции	105
6.11	Оптимизация отборов для измерения сечения УКРН	106
6.12	Энергетическое разрешение CsI[Na]	107
6.13	Модель постоянного фона CsI[Na] на SNS	110
6.14	Характеристики сигналов из <i>ACROI</i> и <i>CROI</i> в периоды работы SNS на полной статистике CsI[Na]	111
6.15	Характеристики сигналов из <i>ACROI</i> и <i>CROI</i> в периоды простоя SNS на полной статистике CsI[Na]	111
6.16	Результат аппроксимации характеристик сигналов <i>CROI</i> на SNS	112
6.17	Зависимость $\Delta\chi^2$ от сечения УКРН на SNS	113
6.18	Результат измерения $\langle\sigma\rangle_\mu$ и $\langle\sigma\rangle_e$ на SNS	114
6.19	Ограничение на нестандартные взаимодействия ν_e с <i>u</i> и <i>d</i> кварками	116
A.1	Иллюстрация работы REDOffline	148
A.2	Поиск нулевой линии и импульсов на форме сигнала	148
B.1	Время появления нейтронов в детекторе EJ-301 на SNS	151
B.2	Энерговыделения нейтронов SNS в детекторе EJ-301 на SNS	152
V.1	Форма однофотоэлектронного импульса H11934-200	154

Г.1	Сигнал от 59.5 кэВ гамма-кванта в CsI[Na] в COHERENT-2	159
Г.2	Отклик CsI[Na] на ^{241}Am , ^{133}Ba и ^{137}Cs	160
Г.3	Относительный световой выход CsI[Na], измеренный ФЭУ Н11934-200 при разном напряжении питания	161
Г.4	Схема установки для измерения линейности отклика Н11934-200 .	161
Г.5	Диапазон линейности Н11934-200	163
Г.6	Схема установки для проверки линейности Н11934-200 методом двух импульсов	164
Г.7	Линейность Н11934-200 по анодному току	164
Д.1	Аппроксимация однофотоэлектронного распределения Н11934-200 моделью на основе функции Гаусса	167
Д.2	Удельный световой выход CsI[Na], измеренный Н11934-200 при различных напряжениях питания	168
Д.3	Аппроксимация однофотоэлектронных спектров Н11934-200, полученных при калибровке ФЭУ светодиодом	169

Список таблиц

1.1	T_{max} для УКРН на некоторых ядрах	10
1.2	Реакторные эксперименты по поиску УКРН	23
4.1	Результаты статистического анализа данных CsI[Na].	67
5.1	Измерения КФ ядер отдачи CsI[Na] коллаборацией COHERENT .	70
5.2	Характеристики нейтронных источников в измерениях КФ	72
5.3	Характеристики АЦП и оцифрованного сигнала в измерениях КФ	75
5.4	Световойход CsI[Na] на энергии 59.5 кэВ в измерениях КФ	76
5.5	Результаты измерения COHERENT-1	80
5.6	Результаты измерения COHERENT-2	82
5.7	Результаты измерения COHERENT-3	86
6.1	Сравнение вклада остаточной фосфоресценции в калибровочных данных ^{133}Ba и данных с SNS	101
6.2	Результаты измерения УКРН на полной статистике CsI[Na]. . . .	112
6.3	Источники систематической неопределённости измерения $\langle\sigma\rangle_{\Phi}$. .	114
В.1	Вклад остаточной фосфоресценции в окно интегрирования при измерении КФ	155

Приложение А

Алгоритм поиска и параметризации импульсов

В экспериментах по поиску УКРН на SNS и исследованию КФ в TUNL данные с детектора CsI[Na] хранились в виде оцифрованных форм сигнала ФЭУ. Начальный этап обработки этих форм включает две задачи. Первая из них — поиск *нулевой линии*, то есть характерного значения амплитуды в отсутствие светового сигнала. Вторая — параметризация импульсов, соответствующих его наличию. Эти задачи были решены при помощи программного обеспечения REDOffline, созданного В. Беловым (ККТЭФ НИЦ “Курчатовский институт”) и А. Кумпаном (НИЯУ МИФИ) для эксперимента РЭД-100. Автор данной диссертации адаптировал и доработал REDOffline для анализа данных CsI[Na]. REDOffline включает набор классов, используемых для описания конкретного триггера, формы сигнала, импульсов и кластеров импульсов, а также модули, позволяющие работать с объектами этих классов. Набор обсуждаемых классов и модулей реализован при помощи языка C++ с использованием библиотек ROOT. В данном приложении описана реализация поиска нулевой линии и параметризации импульсов в рамках REDOffline.

Оцифрованная форма сигнала представляет собой набор мгновенных значений исследуемой величины сигнала (в данном случае — напряжения) на некотором промежутке времени. Шаг измерения напряжения определяется разрядностью АЦП и установленным диапазоном оцифровки. Назовём этот шаг амплитудной единицей АЦП. Временной шаг оцифровки определяется частотой дискретизации АЦП, будем называть его временным сэмплом. Пример формы сигнала, записанной системой сбора данных CsI[Na] на SNS, приведён на рисунке А.1. Опишем на его примере подход к определению нулевой линии и поиску импульсов.

Для определения нулевой линии рассматривается распределение амплитуд записанного сигнала. Оно эквивалентно проекции рисунка А.1 на вертикальную ось. Полученная таким образом гистограмма (слева на рисунке А.2) имеет выраженный пик — наиболее вероятное значение амплитуды. Аппроксимируем эту гистограмму распределением Гаусса в диапазоне ± 2 единицы АЦП

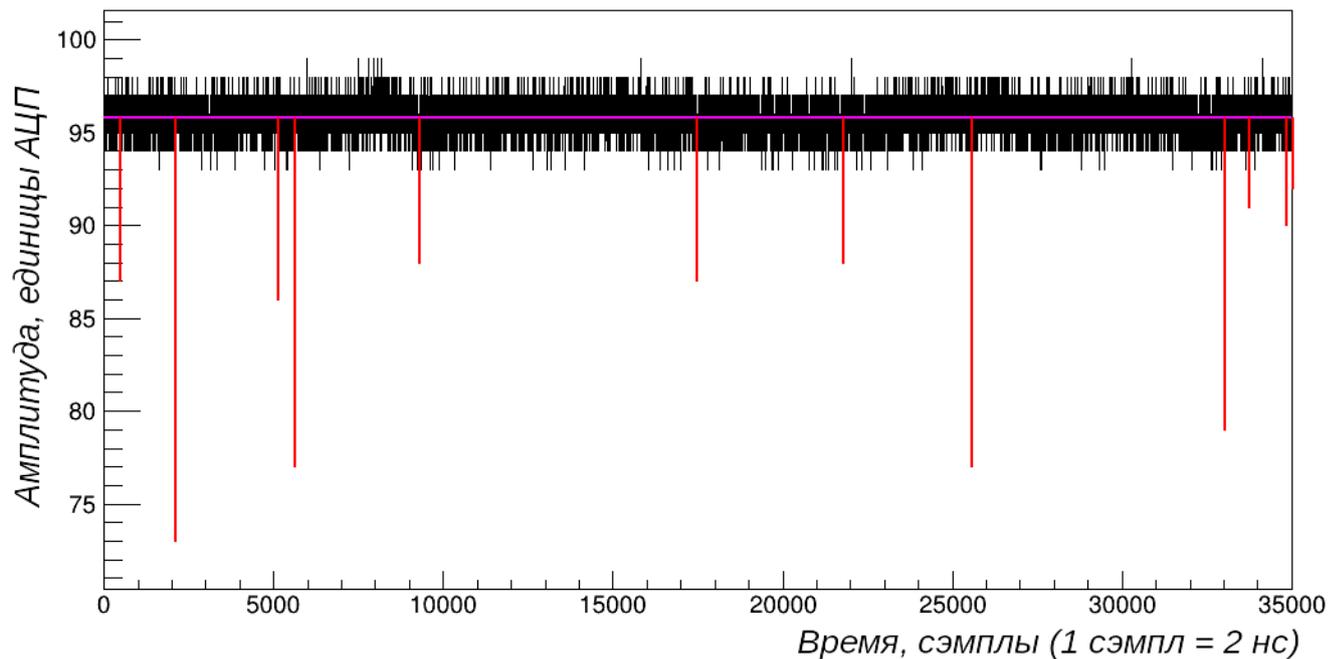


Рисунок А.1 — Пример оцифрованной формы сигнала с детектора CsI[Na] на SNS. Нулевая линия обозначена фиолетовым цветом, а красным цветом показаны границы обнаруженных импульсов при первичном амплитудном пороге в 3 единицы АЦП.

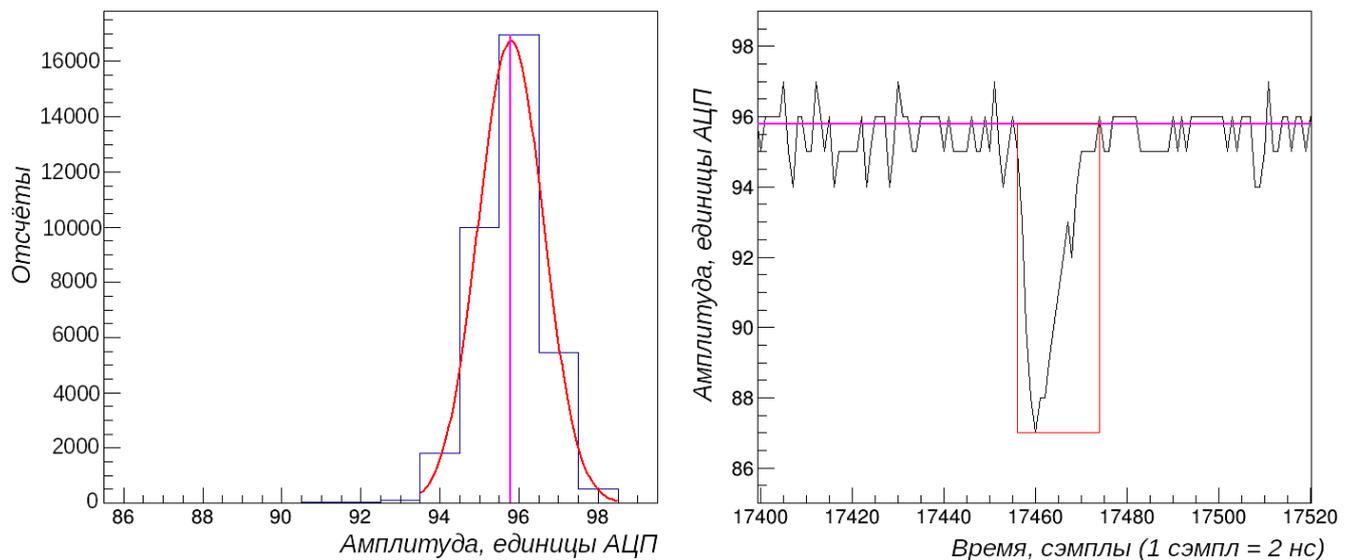


Рисунок А.2 — Слева: пример амплитудного распределения для формы с рисунка А.1, красный — результат аппроксимации гистограммы функцией Гаусса, фиолетовый — амплитуда нулевой линии. Справа: часть формы с найденным импульсом с рисунка А.1 в увеличенном масштабе; красный — определённые границы импульса.

относительно наиболее вероятного значения. Диапазон аппроксимации ограничен с целью минимизации влияния амплитуд, соответствующих наличию фотоэлектронного сигнала. Среднее распределения Гаусса, полученное при аппроксимации, можно использовать в качестве оценки значения нулевой линии.

Определение нулевой линии и наиболее вероятного значения амплитуды позволяет приступить к поиску и параметризации импульсов. Импульсом считается совокупность последовательных оцифрованных значений напряжения, отклоняющихся в отрицательную (в данном случае) сторону от нулевой линии. За начало импульса принимается первый временной сэмпл из этой последовательности. За конец — сэмпл, в котором значение напряжения достигает наиболее вероятного значения или переходит в положительную область. Пример определения границ импульса ФЭУ, соответствующего одному фотоэлектрону, приведён на рисунке А.2 справа. Для каждого найденного импульса вычисляются амплитуда и интеграл относительно нулевой линии, полная длительность и длительность на 10, 50 и 90% амплитуды, а также некоторые другие характеристики.

В процессе первичного поиска импульсов для дальнейшего анализа сохранялись только импульсы, амплитуда которых превышала пороговое значение (первичный порог). Так для данных с детектора CsI[Na] на SNS использовался первичный порог в 3 единицы АЦП. На следующих этапах анализа проводилась дальнейшая сортировка импульсов по амплитуде, интегралу и длительности с целью отделения фотоэлектронных импульсов ФЭУ от импульсов, соответствующих флуктуациям шумовой дорожки.

Приложение Б

Нейтронный фон, коррелированный со сбросом пучка на мишень

До начала экспозиции детектора CsI[Na] на SNS на месте предполагаемого эксперимента была собрана защита в конфигурации близкой к представленной на рисунке 3.1. Внутри защиты были размещены два детектора на основе жидкого сцинтиллятора EJ-301, каждый объёмом 1.5 л. Для их размещения были удалены 2.5 см внутреннего слоя низкофонового свинца, а также полиэтилен. Жидкий сцинтиллятор EJ-301 позволяет отбирать сигналы, вызванные нейтронами, по форме [187], и был использован для определения нейтронного фона внутри защиты. Было установлено, что детекторы EJ-301 наиболее чувствительны к нейтронным сигналам в диапазоне от 30 до 300 кэВ. Нижняя граница этого диапазона связана с эффективностью n/γ разделения, а верхняя — с насыщением фотоумножителей, осуществляющих съём светового сигнала. Набор данных происходил на протяжении 171.7 номинальных дней работы SNS, соответствующих 3.35 ГВт×ч. Распределение времён появления сигналов в EJ-301 относительно момента сброса пучка на мишень представлено на рисунке Б.1. На нём доминирует вклад от нейтронов SNS, сконцентрированный в рамках микросекунды с момента сброса пучка, — около 0.7 события за номинальный день работы ускорителя. Потенциальный вклад от нейтронов, вызванных взаимодействием ν_e в свинцовой защите (NIN — neutrino induced neutrons) и повторяющих временной профиль распада μ^+ , значительно меньше.

Спектр энерговыделений от нейтронов SNS в EJ-301, показанный на рисунке Б.2, был использован для оценки распределения внешнего относительно защиты нейтронного потока по энергии. При этом предполагалось, что распределение имеет степенную форму. Такое предположение, а также диапазон разрешённых при аппроксимации спектра степенных показателей основаны на результатах работы нейтронных детекторов Scibath [101–103] и Scatter Camera [100] вблизи места защиты CsI[Na]. Процедура восстановления потока использовала моделирование распространения нейтронов через защиту, реализованное при помощи MCNPX-PoliMi [190]. Параметры, оптимально описывающие экспериментальное распределение, — это показатель степени

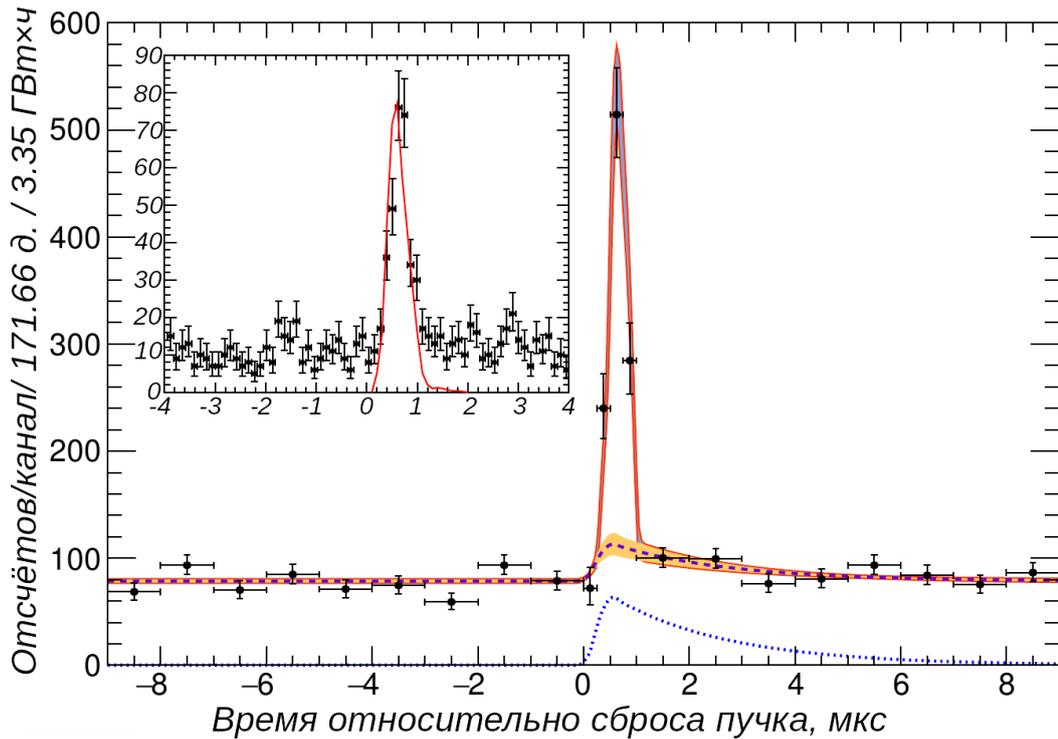


Рисунок Б.1 — Время появления нейтронных сигналов с энергией от 30 до 300 кэВ в EJ-301 внутри защиты CsI[Na]. Красная линия — результат аппроксимации данных суммой вклада нейтронов SNS, NIN и постоянного фона. Чёрная штрихованная линия — результат аппроксимации вклада NIN и постоянного фона. Синяя пунктирная линия — предсказание вклада NIN на основе расчётов [188;189]. На врезке — область сброса пучка с шириной канала 100 нс, красная линия — результат аппроксимации вклада нейтронов SNS.

$\alpha = 1.6$ и величина полного потока нейтронов в диапазоне от 1 до 100 МэВ на уровне 1.09×10^{-7} нейтронов/см²/с. Такой результат близок к оценке в 1.5×10^{-7} нейтронов/см²/с, полученной Scibath и Scatter Camera.

Для внешнего потока нейтронов SNS с восстановленными на основе данных EJ-301 характеристиками было произведено MCNPX-PoliMi моделирование прохождения через полную защиту CsI[Na]. Оценка скорости счёта фоновых событий, полученная таким способом, вошла в итоговые спектры с рисунка 4.10. Она составила 0.92 ± 0.23 событий на ГВт×ч работы ускорителя, что в 25 раз меньше ожидаемого сигнала от УКРН. Оценка вклада NIN, полученная на основе оценки скорости счёта этого типа событий в EJ-301 и моделирования распространения нейтронов через свинец и полиэтилен, составила 0.54 ± 0.18 событий на ГВт×ч — в 47 раз меньше ожидаемого сигнала от УКРН.

Использованная процедура моделирования была верифицирована при помощи калибровки CsI[Na] нейтронным источником ^{252}Cf . Его энергетический спектр выше 1 МэВ близок к восстановленному спектру нейтронов SNS. Пред-

сказание MCNPX-PoliMi, включающее распространение нейтронов через защиту, составило 662 ($n, n'\gamma$) взаимодействия с энерговыделением около 57.6 кэВ за время калибровочного сеанса. Точность интенсивности источника, гарантированная производителем, составляет 10%. Результат аппроксимации экспериментально полученного распределения энерговыделений в CsI[Na] — 589 ± 68 событий, что сопоставимо с предсказанием модели. Более подробное описание оценки фонов, коррелированных с пучком, может быть найдено в соответствующем разделе приложения [191] работы [4].

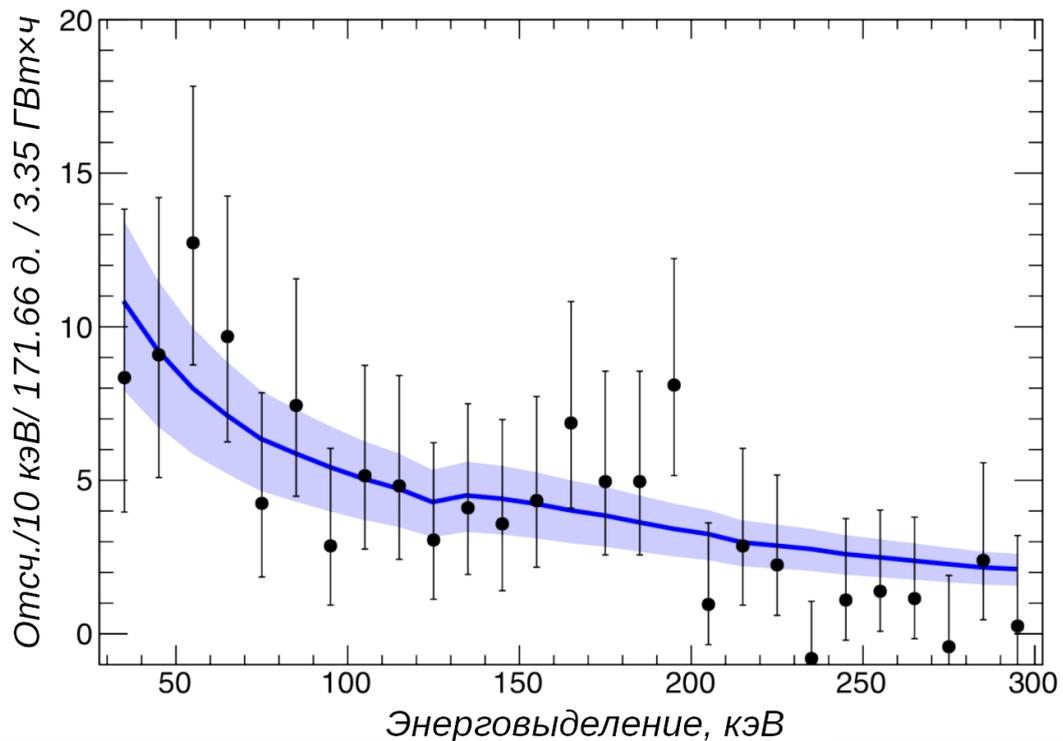


Рисунок Б.2 — Спектр энерговыделений от нейтронов SNS в EJ-301 при времени появления от 0.2 до 1.1 мкс. Синяя линия и область — результат аппроксимации спектра и 68% доверительный интервал.

Приложение В

Некоторые методологические вопросы измерения КФ

В этом приложении обсуждаются аспекты анализа данных, которые могут отличаться в опубликованных исследованиях отклика CsI[Na] на ядра отдачи низких энергий [143; 167; 168] и этой диссертацией. В нём также приводится информация, облегчающая понимание и интерпретацию наших результатов.

Интегрирование сигнала

Отклик CsI[Na] на ядра отдачи низких энергий определяется на основе интегрирования форм сигнала ФЭУ, оцифрованных АЦП. За исключением оригинального анализа данных COHERENT-1 [134] во всех измерениях КФ COHERENT для интегрирования сигнала применялась процедура поиска импульсов. Такой подход улучшает разрешение, позволяя рассматривать лишь амплитуды, относящиеся к сигналу, а не полное окно интегрирования (3 мкс). Он также может смягчить влияние потенциального смещения нулевой линии амплитуд. Границы импульсов определяются по пересечению пороговой амплитуды. Для сигналов низкой энергии выбор порога может значительно влиять на результат. Низкий порог может привести к завышению результата за счёт интегрирования флуктуаций шума, полярность которых совпадает с полярностью сигнала ФЭУ. Высокий — к занижению за счёт потери подпороговой части сигнала. Процедура поиска импульсов и пороги, использованные при анализе данных CsI[Na] в данной диссертации, были верифицированы при помощи моделирования форм сигнала. Модель включала в себя шумовую дорожку с СКО, определённым из реальных данных, а также сигнал формы, измеренный в процессе специальной калибровки ФЭУ в МЛЭЯФ НИЯУ МИФИ. В ходе этой калибровки на ФЭУ H119340-200 подавались 30 пс импульсы лазера, каждый импульс вызывал отклик ФЭУ эквивалентный 10 ф.э. Учитывая малый разброс времени прохода электронов по динодной системе H11934 — 0.27 нс [156],

можно сказать, что форма отклика ФЭУ на такие импульсы близка к форме однофотозлектронного сигнала. Усреднение сигналов ФЭУ, соответствующих отдельным импульсам лазера, проводилось при помощи цифрового осциллографа LEUCROY WaveRunner 640Zi с частотой 20 ГС/с. Форма сигнала ФЭУ, полученная в этом измерении (рисунок В.1), близка к представленной производителем. Важно, что обе формы имеют относительно длинный “хвост” малой амплитуды, который может быть неразличим на фоне шумовой дорожки. Около 95% интеграла импульса ФЭУ находятся в пределах 11 нс, 98% — в пределах 17 нс. Оставшиеся 2% сигнала “растянуты” вплоть до 30 нс отметки. Верификация процедур поиска импульсов и интегрирования, использованных при анализе данных, показывает смещение оценки интеграла однофотозлектронного импульса на 1–3% в зависимости от конкретного измерения COHERENT. Оценки этих смещений были включены в неопределённость результатов.

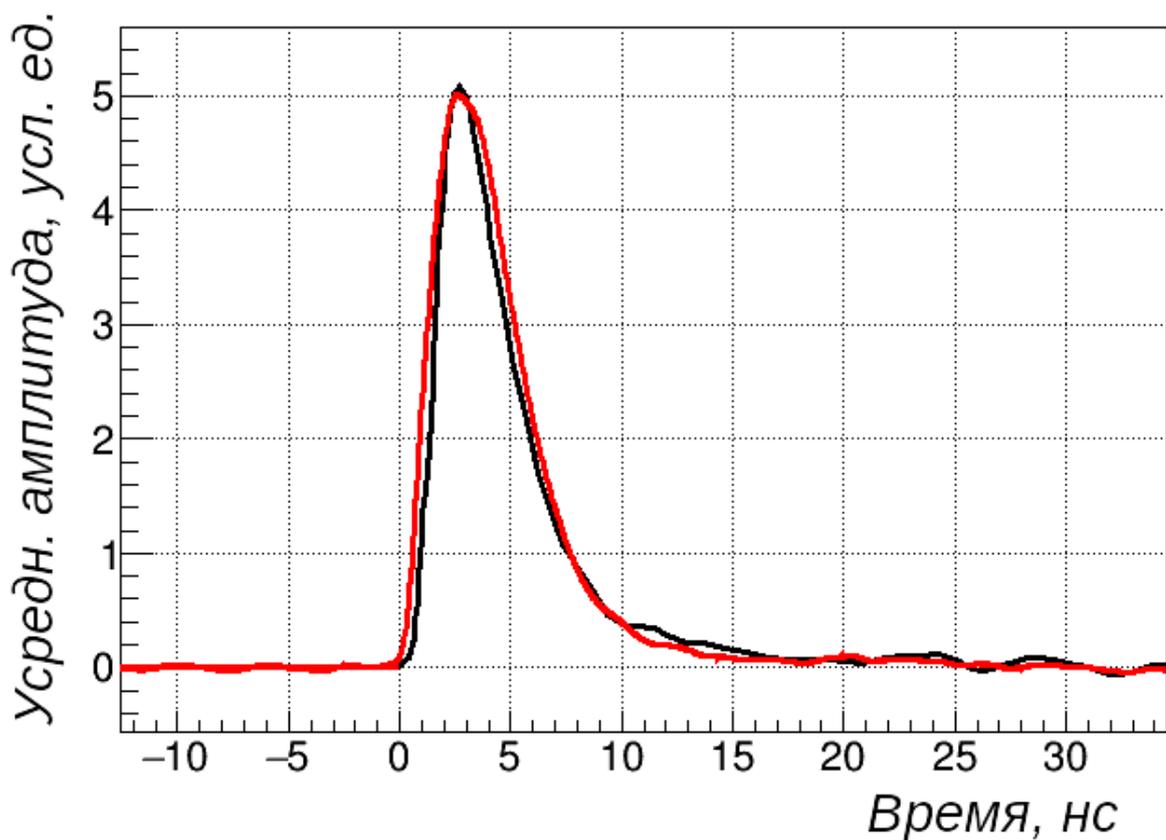


Рисунок В.1 — Красный: форма сигнала H11934-200, полученная при калибровке 30 пс импульсами лазера в лаборатории МИФИ. Чёрный: оцифрованная форма сигнала из документации H11934 (70 пс импульс) [156].

Вклад остаточной фосфоресценции (ОФ) CsI[Na] в 3 мкс окно интегрирования сигнала от ядер отдачи в измерениях COHERENT.

Измерение	Длина РТ, мкс	Отбор по $N_{РТ} (\leq)$	Вклад ОФ, ф.э.	Сигнал ЯО, ф.э.
COHERENT-1	5.0	1	0.2	3–80
COHERENT-2	1.0	0	0.3	3–25
COHERENT-3	10.6	5	1.1	~ 21
COHERENT-4	7.0	1	0.1	11–60

Влияние остаточной фосфоресценции CsI[Na]

Для кристаллов CsI[Na] характерно наличие остаточная фосфоресценции, сопровождающей значительные энерговыделения на масштабе времени до миллисекунды [129]. Однофотоэлектронные импульсы ФЭУ, вызванные фосфоресценцией, могут попасть в рамки 3 мкс окна интегрирования сигнала от ядер отдачи, смещая оценку энерговыделения в большую сторону. Ограничить этот неприятный эффект можно установив ограничение на число импульсов ФЭУ $N_{РТ}$ в области, предшествующей изучаемому окну. Обозначим эту область РТ (от англ. *pretarce*).

В таблице В.1 перечислены ограничения на засветку РТ, использованные при анализе данных COHERENT. В ней также представлен средний вклад фосфоресценции в окно интегрирования при вышеупомянутых ограничениях. Он был вычислен на основе временного окна вне периода ожидаемого импульса пучка нейтронов, при эквивалентных ограничениях на $N_{РТ}$. В данных COHERENT-2/3 вклад фосфоресценции был учтён путём свёртки соответствующего ему распределения интегралов с предсказанием интеграла от ядер отдачи. В анализе COHERENT-1 этот вклад включён в неопределённость, а в COHERENT-4 он пренебрежимо мал по сравнению с масштабом рассматриваемых сигналов.

Другой тип искажения характеристик событий, связанный с фосфоресценцией, — мисидентификация начала сигнала от ЯО и соответствующее ей искажение интеграла. В анализе данных COHERENT начало временной области интереса (поиска сигнала от ЯО) установлено близко к ожидаемому времени

прихода нейтронов пучка. Ожидаемый интервал между началом области интереса и первым фотоэлектроном от ЯО составляет около 100 нс и мал для того, чтобы в нём оказался случайный импульс фосфоресценции. Вероятность такого совпадения — несколько процентов для всех энергий ЯО, кроме соответствующих самым малым углам рассеяния в COHERENT-1/2. Для последних задержка первого фотоэлектронного импульса от ЯО может достигать и микросекунды. Шанс мисидентификации в случае малых энерговыделений составляет около 10%, она сопровождается искажением интеграла события на уровне 30% (± 1 ф.э. на масштабе 3 ф.э.). Совокупный эффект такого вклада — 3% сдвиг среднего энерговыделения, что мало по сравнению с полной неопределённостью КФ при малых энергиях (см. Таблицу 5.5 и Таблицу 5.6).

Определение КФ ядер отдачи низкой энергии

В связи с относительно медленным временем высвечивания CsI[Na] [129] первый фотоэлектрон сигнала от ЯО может появиться с задержкой относительно времени самого взаимодействия. Эта задержка зависит от числа вызванных сцинтилляцией фотоэлектронов ФЭУ. Оценка этой зависимости была получена при моделировании сигнала с временным профилем, соответствующем усреднённой форме отклика CsI[Na] на 59.5 кэВ гамма-кванты. Средняя задержка варьируется от 40 нс при 30 зарегистрированных фотоэлектронах до 280 нс для 3 ф.э. Она мала по сравнению с длительностью 3 мкс окна интегрирования для относительно больших энерговыделений, но может достигать десятков процентов для малых. Мы используем определение “эффективного” КФ, интегрируя сигнал в рамках 3 мкс, начиная с первого фотоэлектрона, следующего за ожидаемым моментом взаимодействия в CsI[Na]. В общем случае такой подход даёт более высокое значение КФ, чем при интегрировании с момента взаимодействия. Такое определение КФ было выбрано в целях соответствия определяемой величины подходу к анализу данных детектора CsI[Na] на SNS. В нём сигнал интегрируется также начиная с первого фотоэлектрона в области интереса, а время реального взаимодействия — неизвестно.

Приложение Г

Линейность ФЭУ Hamamatsu H11934-200

Прямая пропорциональность между токовым сигналом ФЭУ и интенсивностью света, который вызывает этот сигнал, называется линейностью отклика ФЭУ. При высоком уровне засветки поведение отклика ФЭУ может отклоняться от линейного. Пониженное относительно линейного отношение сигнала к интенсивности света часто называют “насыщением”. В соответствии со справочником [192] есть два фактора, ограничивающих линейность анодного тока ФЭУ: искажение распределения напряжения по участкам делителя, связанное с высоким диодным и/или анодным током, и эффекты, связанные с высокой объёмной плотностью заряда в диодной системе. Первый фактор, в основном, влияет на функционирование ФЭУ в режиме постоянной засветки и зависит от среднего анодного тока ФЭУ. Второй фактор влияет на отклик ФЭУ в импульсном режиме и зависит от максимума анодного тока в импульсе. Линейность ФЭУ проверяется измерением отношения отклика ФЭУ к интенсивности светового импульса. Относительная шкала последней может быть установлена коллимацией источника света известным набором апертур, использованием нейтральных фильтров различной плотности или изменением интенсивности источника, контролируемым референсным ФЭУ. Нелинейность проявляет себя отклонением отношения сигнал–свет от значения, определённого в режиме малого анодного тока. Различные подходы к проверке линейности ФЭУ и схемы соответствующих им установок приведены в справочнике [192].

В работе [143] утверждается, что отклик ФЭУ Hamamatsu H11934-200, использованного в измерениях КФ COHERENT, испытывает насыщение на масштабе сигнала CsI[Na] от калибровочных гамма-квантов 59.5 кэВ. Такое насыщение, если оно действительно имело место, привело бы к завышенному результату измерения КФ. На основе утверждения о насыщении ФЭУ в работе [143] пересматриваются результаты измерений КФ COHERENT-1/2 и измерения УКРН на SNS. Утверждение о насыщении было сделано на основе убывающей зависимости измеренного светового выхода кристалла от напряжения питания ФЭУ. В этом приложении обсуждаются результаты изучения харак-

теристик Hamamatsu H11934-200, проведённого с целью верификации утверждения из работы [143]. В разделе Г.1 приведён характерный масштаб отклика этого ФЭУ на сцинтилляцию от гамма-квантов 59.5 кэВ, он анализируется с точки зрения предоставленной производителем спецификации. В разделе Г.2 подтверждается линейность отклика ФЭУ на рассматриваемом масштабе при помощи нескольких тестов. Наконец, в Приложении Д показано, что оценки удельного светового выхода в единицах ф.э./кэВ существенно зависят от модели распределения заряда однофотонных импульсов. Зависимость такой оценки от напряжения питания не должна использоваться для изучения линейности ФЭУ.

Г.1 Масштаб сигнала от 59.5 кэВ гамма-кванта в CsI[Na]

Во время измерений COHERENT-1/2 величина сигнала ФЭУ H11934-200 составляла около 1000 ф.э. для фотопика от гамма-квантов с энергией 59.5 кэВ в CsI[Na]. Типичная форма такого сигнала для COHERENT-2 представлена на рисунке Г.1. Его максимальная амплитуда — около 15 характерных амплитуд однофотонного импульса, а длительность составляет несколько микросекунд. Такой сигнал соответствует площади 20 нВс и максимальной амплитуде 40 мВ. Можно оценить анодный ток ФЭУ, вызванный 1000 ф.э. сигналом, и сравнить его с пределом диапазона линейности H11934-200 из спецификации от производителя [156]. В рамках консервативной оценки мы положим, что 1000 ф.э. генерируется за 300 нс, что гораздо меньше реального окна интегрирования в 3 мкс. При напряжении питания -950 В, соответствующем усилению 4.7×10^6 , ФЭУ H11934-200 регистрирует анодный заряд 7.5×10^{-10} Кл от 59.5 кэВ гамма-кванта.¹ Таким образом, приведённая здесь консервативная оценка предполагает импульс анодного тока 2.5 мА, — значительно ниже, чем представленный производителем предел на линейность: 2% нелинейности при 20 мА и 5%

¹Спецификация производителя [156] предполагает типичное усиление 2×10^6 при напряжении питания -950 В. В этой оценке использовалось измеренное в лаборатории значение. Кривая усиления хорошо описывается степенной функцией с показателем 9.84 ± 0.05 в диапазоне напряжения питания от -600 до -960 В.

при 60 мА (при напряжении питания –900 В).² В работе [143] заявляется о 13% и 6% отклонении от линейности в измерениях COHERENT-1 и COHERENT-2 соответственно, что противоречит спецификации производителя [156].

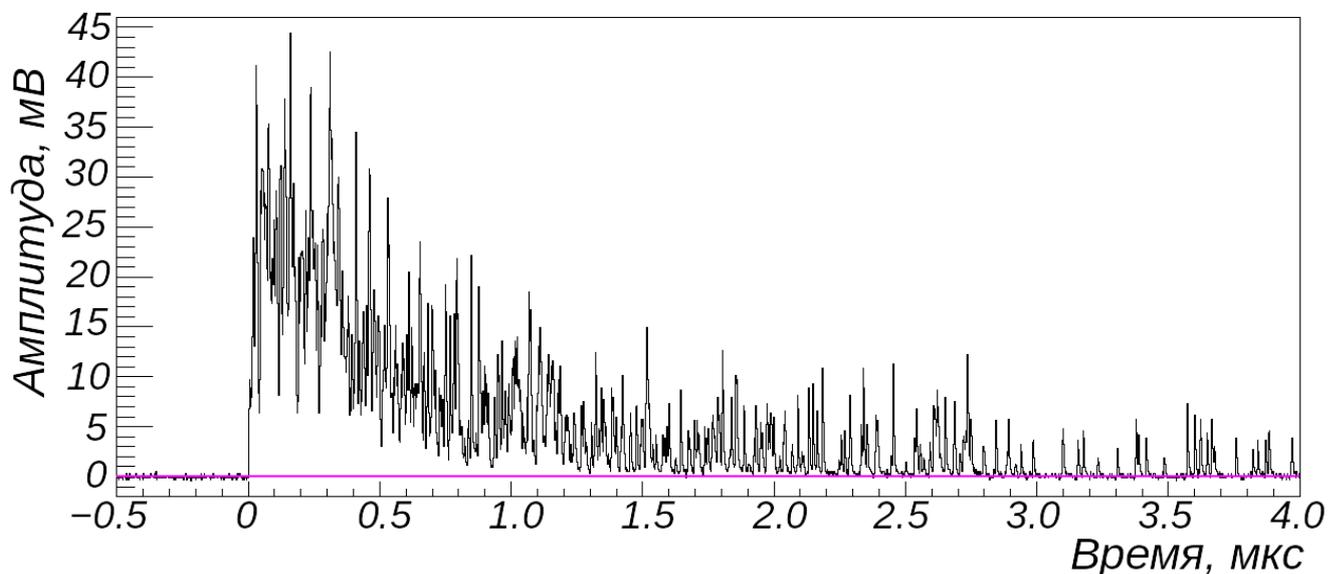


Рисунок Г.1 — Пример сигнала ФЭУ, вызванного сцинтилляцией CsI[Na] от 59.5 кэВ гамма-кванта, в данных COHERENT-2.

Г.2 Тесты линейности H11934-200

Для проверки линейности ФЭУ были проведены несколько тестов как с CsI[Na], так и с контролируруемыми источниками света. Тестировался именно ФЭУ, использованный при измерении КФ в COHERENT-1/2/3/4. Необходимо отметить, что в работе [143] использовался другой ФЭУ той же модели. Кристалл CsI[Na], использованный для исследования линейности ФЭУ, — не тот, что использовался в измерениях КФ, но его размеры совпадают с оригинальными, а производитель — тот же [193].

В первом тесте изучался относительный световой выход гамма-линий ^{241}Am , ^{133}Ba и ^{137}Cs при различных напряжениях питания ФЭУ: –840, –935, –950 и –980 В. Для каждого напряжения питания удельный световой выход в единицах нВс/кэВ был нормирован на удельный световой выход линии 59.5 кэВ.

²В соответствии со справочником [192] линейность диодной системы любого типа увеличивается при повышении напряжения питания. Это значит, что сравнение предела на линейность при -900 В с анодным током при -950 В консервативно.

Отклик ФЭУ на калибровочные линии в диапазоне от 30.8 до 662 кэВ отличается в 18 раз с учётом нелинейности светового выхода CsI[Na]. Исследуемый диапазон анодного тока ФЭУ дополнительно увеличивался в 4 раза за счёт изменения напряжения питания. Полный изучаемый диапазон отклика — от 4 до 290 нВс. Оценка абсолютного удельного светового выхода от 59.5 кэВ в этом измерении составила 13 ± 3 ф.э./кэВ. Её неопределённость обусловлена невысокой точностью оценки однофотозлектронного заряда ФЭУ из-за низкой частоты оцифровки — 8 нс/сэмпл.

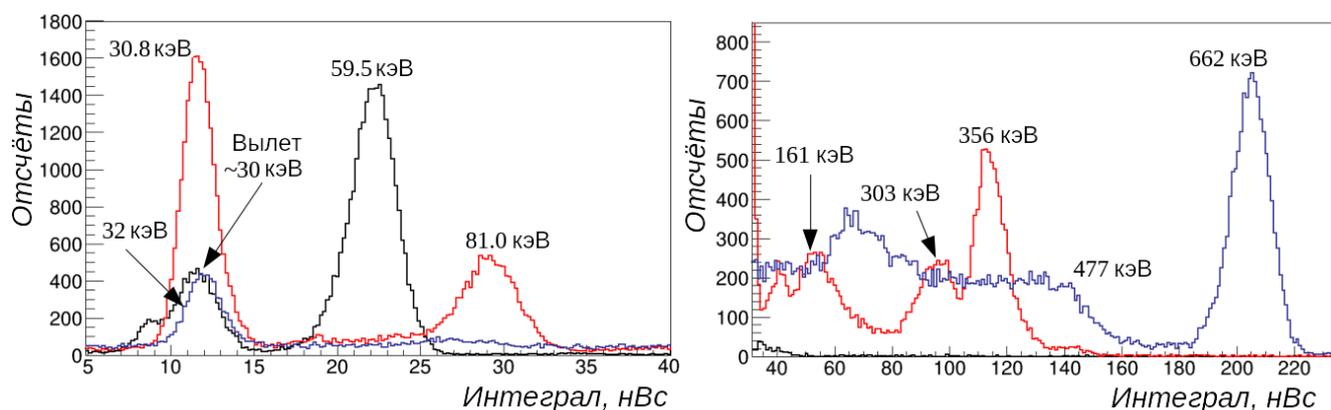


Рисунок Г.2 — Отклик CsI[Na] на калибровочные источники ^{241}Am (чёрный), ^{133}Ba (красный) и ^{137}Cs (синий), измеренный ФЭУ Н11934-200 с напряжением питания -950 В. Спектр разделён на диапазоны 5-40 нВс (слева) и 30-230 нВс (справа) для наглядности.

Для интегрирования сигнала использовалось 3 мкс окно, как в измерениях КФ и УКРН. На рисунке Г.2 показан спектр отклика CsI[Na] на источники, использованные в тесте. Измеренные значения относительного светового выхода представлены на рисунке Г.3. Наблюдается нелинейность светового выхода кристалла, но нет отличий в измерениях для разного напряжения питания. Более того, измеренные значения в рамках неопределённости соответствуют литературным данным [159–161; 194], которые посвящены нелинейности светового отклика кристалла. Таким образом, результаты измерения не подтверждают утверждение о нелинейности ФЭУ, сделанное в работе [143].

На следующем этапе тестировалась линейность Н11934-200 при его засветке короткими импульсами света от светодиода, интенсивность которого контролировалась референсным фотоприёмником (ФЭУ-143). Для этого использовалась экспериментальная установка, показанная на рисунке Г.4. Световые импульсы светодиода длительностью 750 нс направлялись на полупрозрачный рассеивающий экран. Отражённый от экрана свет однородно освещал изуча-

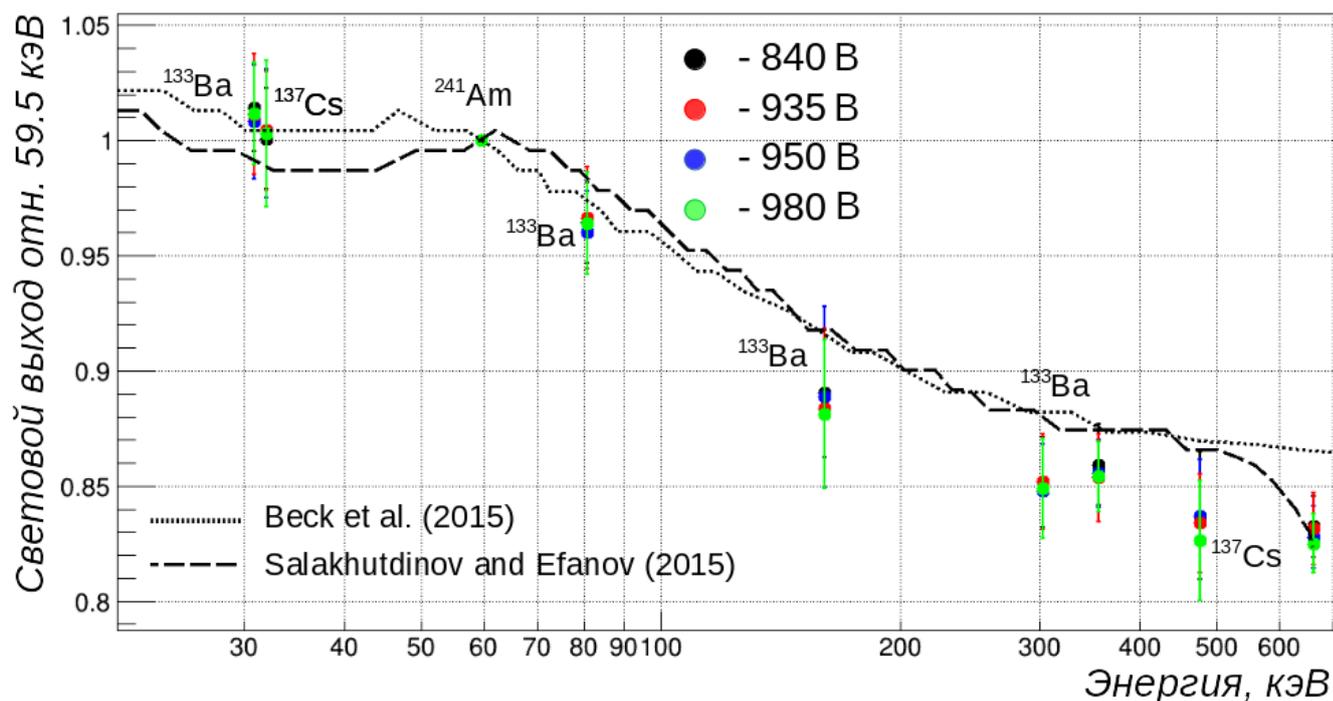


Рисунок Г.3 — Световой выход кристалла CsI[Na] относительно линии 59.5 кэВ при напряжении питания ФЭУ –840 В (чёрный), –935 В (красный), –950 В (синий) и –980 В (зелёный) и литературные данные из работ [160; 161].

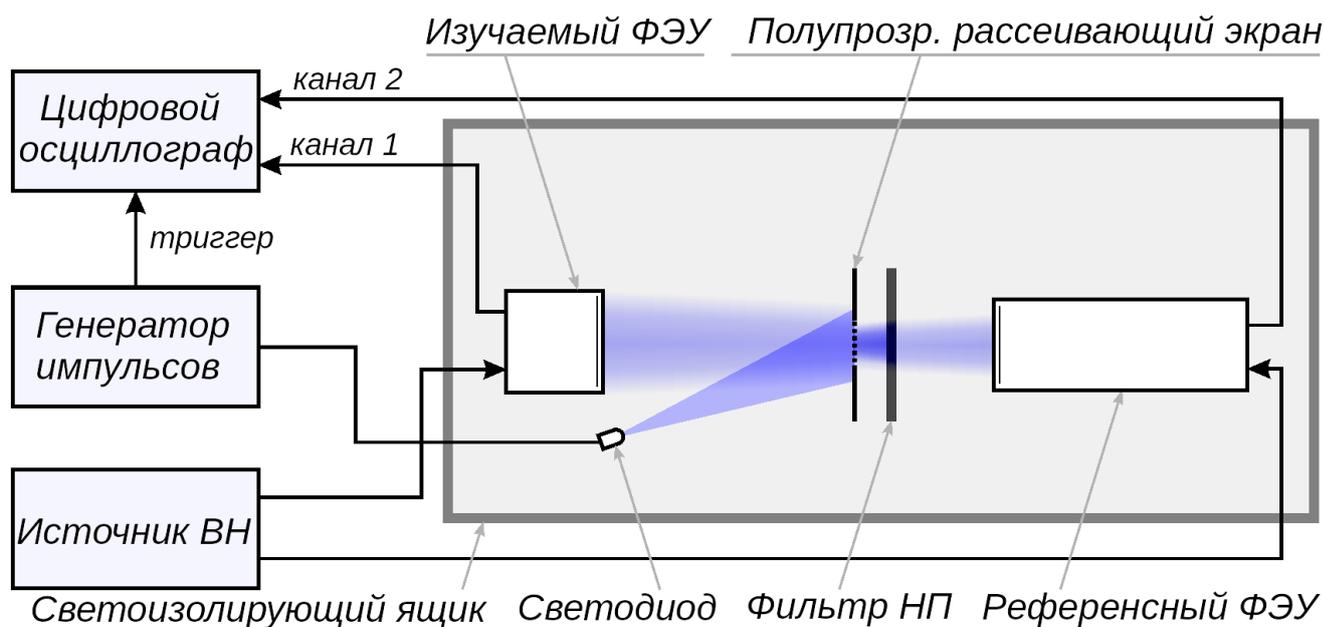


Рисунок Г.4 — Схема экспериментальной установки для измерения линейности ФЭУ Н11934-200 относительно импульсного светового сигнала высокой интенсивности.

емый ФЭУ, а прошедший через экран свет попадал на референсный ФЭУ. В течение измерения амплитуда импульса питания светодиода постепенно увеличивалась, повышая уровень засветки обоих ФЭУ и амплитуду импульса тока на аноде каждого из них. Линейный режим работы референсного ФЭУ поддерживался за счёт понижения напряжения питания при приближении амплитуды сигнала к области насыщения, определённой для текущего напряжения питания. Границы областей насыщения референсного ФЭУ были определены заранее при помощи набора фильтров нейтральной плотности. Кривая соответствия между регистрируемым Н11934-200 зарядом (при постоянном напряжении питания -950 В) и зарядом, регистрируемым референсным ФЭУ, напрямую тестирует линейность отклика первого. Для уверенности в том, что “токовое” насыщение (связанное со средним уровнем загрузки ФЭУ) не влияет на результат, использовалась относительно низкая частота повторения вспышек светодиода — 50 Гц. Результаты измерения представлены на рисунке Г.5. Область 3% линейности отклика изучаемого ФЭУ простирается до заряда 400 нВс (за 750 нс). Такой масштаб заряда соответствует току ~ 10 мА, что близко к приведённому в спецификации ФЭУ масштабу 20 мА для 2% линейности. В области заряда менее 40 нВс (соответствует току менее 1 мА), характерной для отклика ФЭУ на сцинтилляцию от гамма-кванта ^{241}Am с энергией 59.5 кэВ, признаков нелинейности не обнаружено.

Для полноты исследования “токовая” линейность ФЭУ Н11934-200 была изучена на основе установки, показанной на рисунке Г.6. Напряжение питания ФЭУ было установлено на -1000 В. ФЭУ Н11934-200 освещался импульсами светодиода длительностью 1.5 мкс, частота повторения импульсов увеличивалась в процессе измерения. Отклик ФЭУ на каждый из импульсов светодиода имел амплитуду около 50 мВ. При каждой установленной частоте повторения импульсов светодиода более короткий световой импульс подавался при помощи лазера на изучаемый и референсный ФЭУ с частотой 100 Гц. Для каждого измерения импульс лазера задерживался относительно импульса светодиода таким образом, чтобы не получилось, что первый непосредственно следует за последним. Такой подход к измерению позволил рассматривать амплитуду (и заряд) тестового импульса лазера как функцию частоты повторения импульсов светодиода. Эта частота затем пересчитывалась в средний анодный ток путём умножения заряда одного импульса светодиода на частоту его повторения (с пренебрежимо

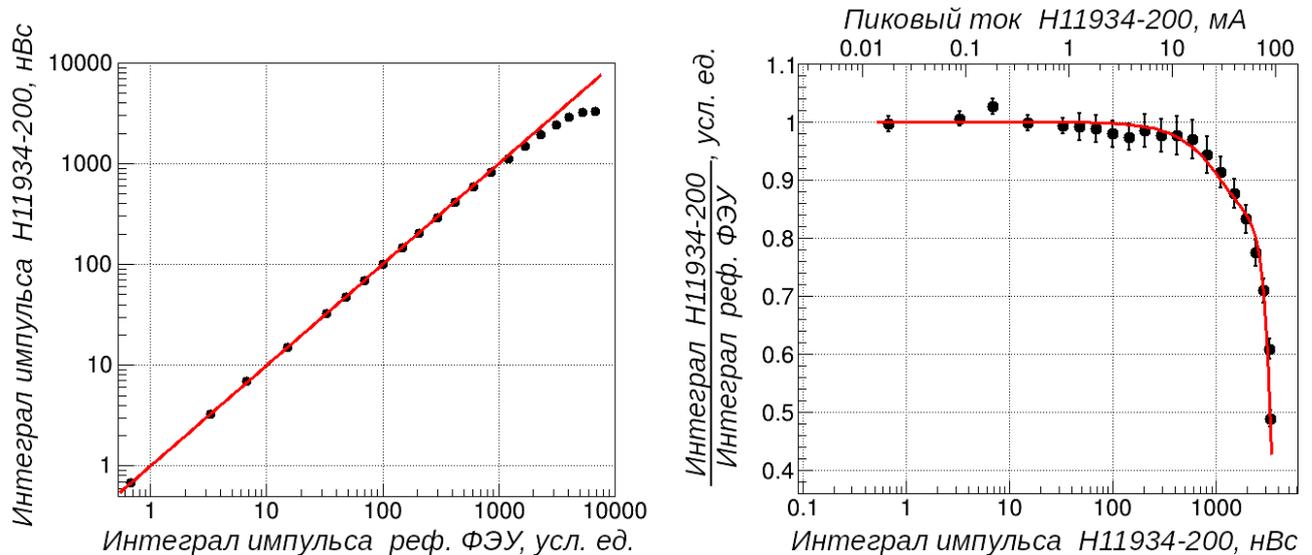


Рисунок Г.5 — Слева: интеграл импульса Н11934-200 в зависимости от интеграла импульса референсного ФЭУ, красная линия соответствует прямой пропорциональности. Справа: отношение интегралов Н11934-200 к референсному ФЭУ от интеграла сигнала Н11934-200. Красная линия — аппроксимация данных полиномом 4 степени. Возрастание неопределённости с интегралом связано с неопределённостью коэффициентов сшивки, соответствующих изменению напряжения питания референсного ФЭУ и изменению вертикальной шкалы цифрового осциллографа.

малой добавкой от импульсов лазера). Результаты измерения представлены на рисунке Г.7. “Токовая” нелинейность становится заметной при среднем анодном токе 0.08 мА, что по порядку величины совпадает с величиной 0.018 мА, указанной в спецификации ФЭУ [156] как “максимальная нагрузка”. Ни одно из измерений КФ СОHERENT не достигло значений близких к этому масштабу, а следовательно находится в линейном режиме относительно среднего анодного тока.

Результаты тестов линейности Н11934-200

Проведённые в МЛЭЯФ НИЯУ МИФИ тесты ФЭУ Н11934-200, использованного при измерении КФ коллаборацией СОHERENT, свидетельствуют о том, что отклик этого ФЭУ на сцинтилляцию CsI[Na] от 59.5 кэВ гамма-квантов находится в пределах диапазона линейности. Коллаборация СОHERENT отвергает утверждение о нелинейности ФЭУ, высказанное в работе [143], а также

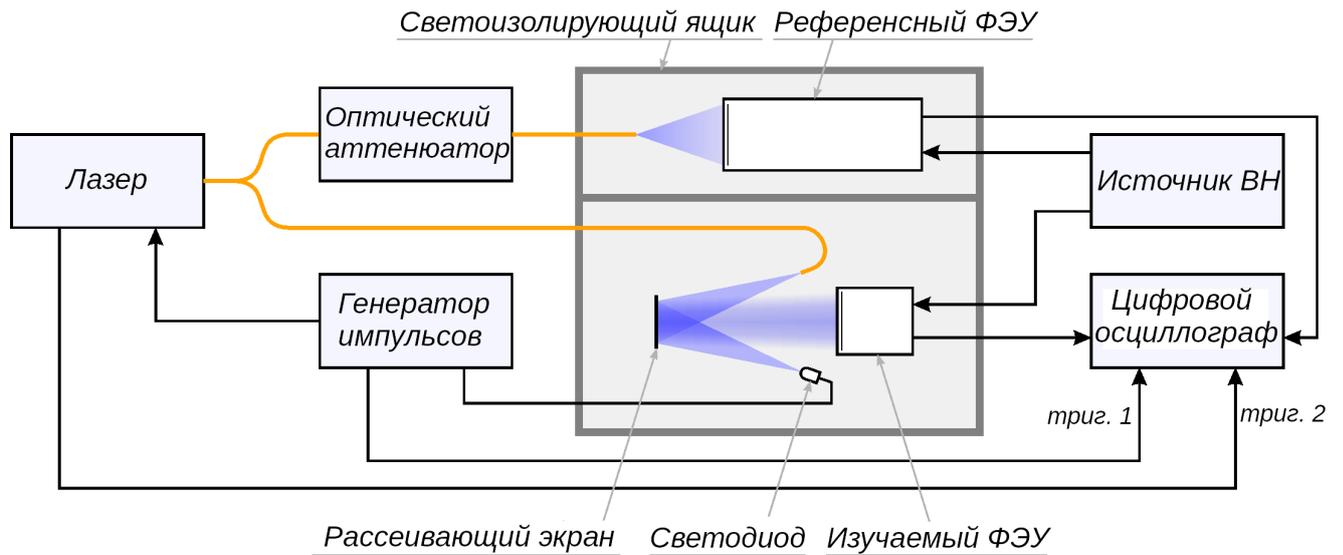


Рисунок Г.6 — Экспериментальная установка для проверки линейности Н11934-200 методом двух импульсов.

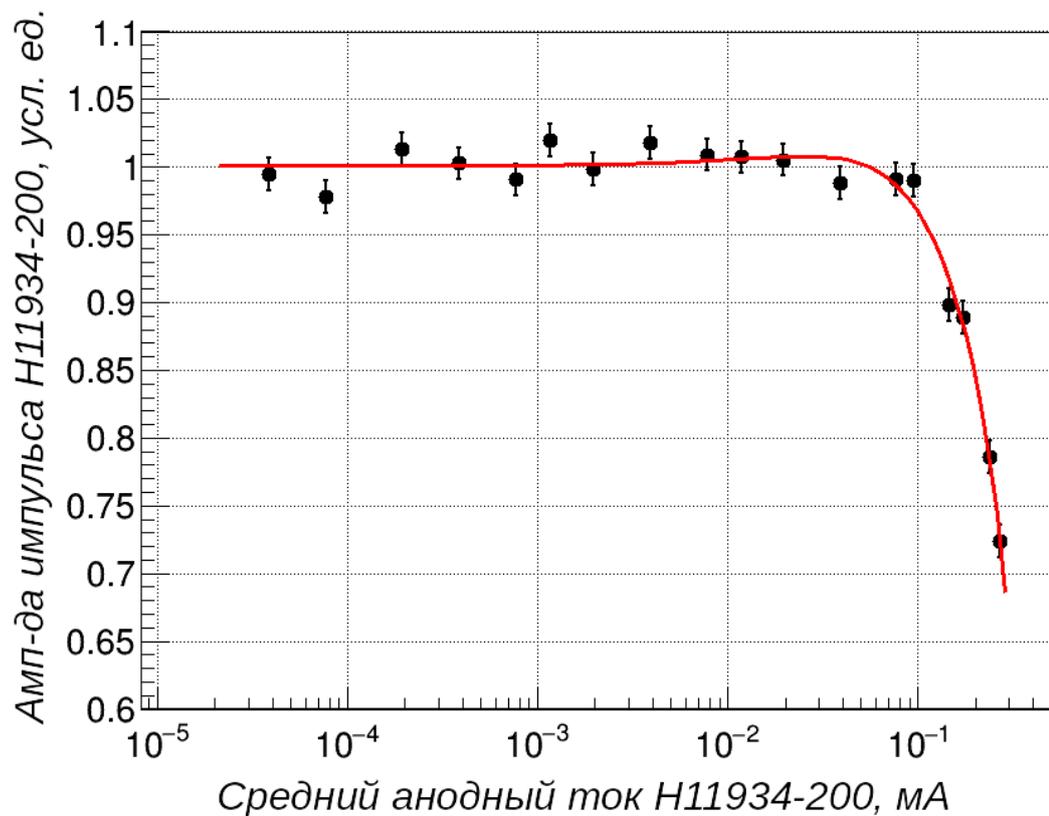


Рисунок Г.7 — Амплитуда тестового импульса в зависимости от среднего анодного тока Н11934-200. Красной линией показана аппроксимация данных полиномом 4 степени. Оценки неопределённости были вычислены как СКО отклонения данных от результата аппроксимации в диапазоне 10 нА–0.1 мА.

введённые на основании этого утверждения поправки к результатам измерений квантинг фактора CsI[Na] в TUNL и УКРН на SNS.

Приложение Д

Оценка светового выхода и модель заряда однофотоелектронного сигнала ФЭУ

Утверждение о нелинейности отклика Н11934-200, изложенное в работе [143], основано на измерении удельного светового выхода (УСВ) CsI[Na] при энергии 59.5 кэВ в единицах ф.э./кэВ при различном напряжении питания ФЭУ. Для того чтобы понять, воспроизводим ли спадающий с увеличением напряжения питания ФЭУ тренд УСВ, был проведён аналогичный тест. Сначала были проведены измерения УСВ кристалла при изменении питания ФЭУ от -880 до -1000 В с шагом 10 В. Для оценки светового выхода использовалось 3 мкс окно интегрирования гамма-квантов с энергией 59.5 кэВ (^{241}Am) и 356 кэВ (^{133}Ba). Для определения среднего однофотоелектронного заряда ФЭУ использовались импульсы с задержкой более 60 мкс относительно начала сигнала 59.5 кэВ. При такой задержке плотность однофотоелектронных сигналов достаточно мала, и вероятностью их наложения можно пренебречь. Для интегрирования каждого однофотоелектронного сигнала использовалось фиксированное окно — от -2 нс до $+8$ нс относительно сэмпла с максимальной амплитудой. Такой подход позволяет унифицировать интегрирование однофотоелектронных сигналов различной амплитуды, но одинаковой формы, при различном напряжении питания ФЭУ. Полученные распределения заряда сигналов были аппроксимированы суммой экспоненты, представляющей вклад шумовых импульсов, и функции Гаусса, представляющей однофотоелектронные импульсы ФЭУ. Подход, основанный на использовании функции Гаусса применялся и в работе [143]. Результат аппроксимации представлен на рисунке Д.1. Заметно, что он значительно отклоняется от данных при напряжении питания до -900 В и после -970 В. До -900 В однофотоелектронный пик демонстрирует явную асимметрию, которая может быть связана и с влиянием порога отбора импульсов. После -970 В данные демонстрируют явное отклонение от гауссовой функции, особенно в долине между шумовым и сигнальным семействами. Заметим также, что результат аппроксимации предполагает отрицательные значения однофотоелектронного заряда: от 4.2% при -880 В до 1.5% при -1000 В, что нефизично.

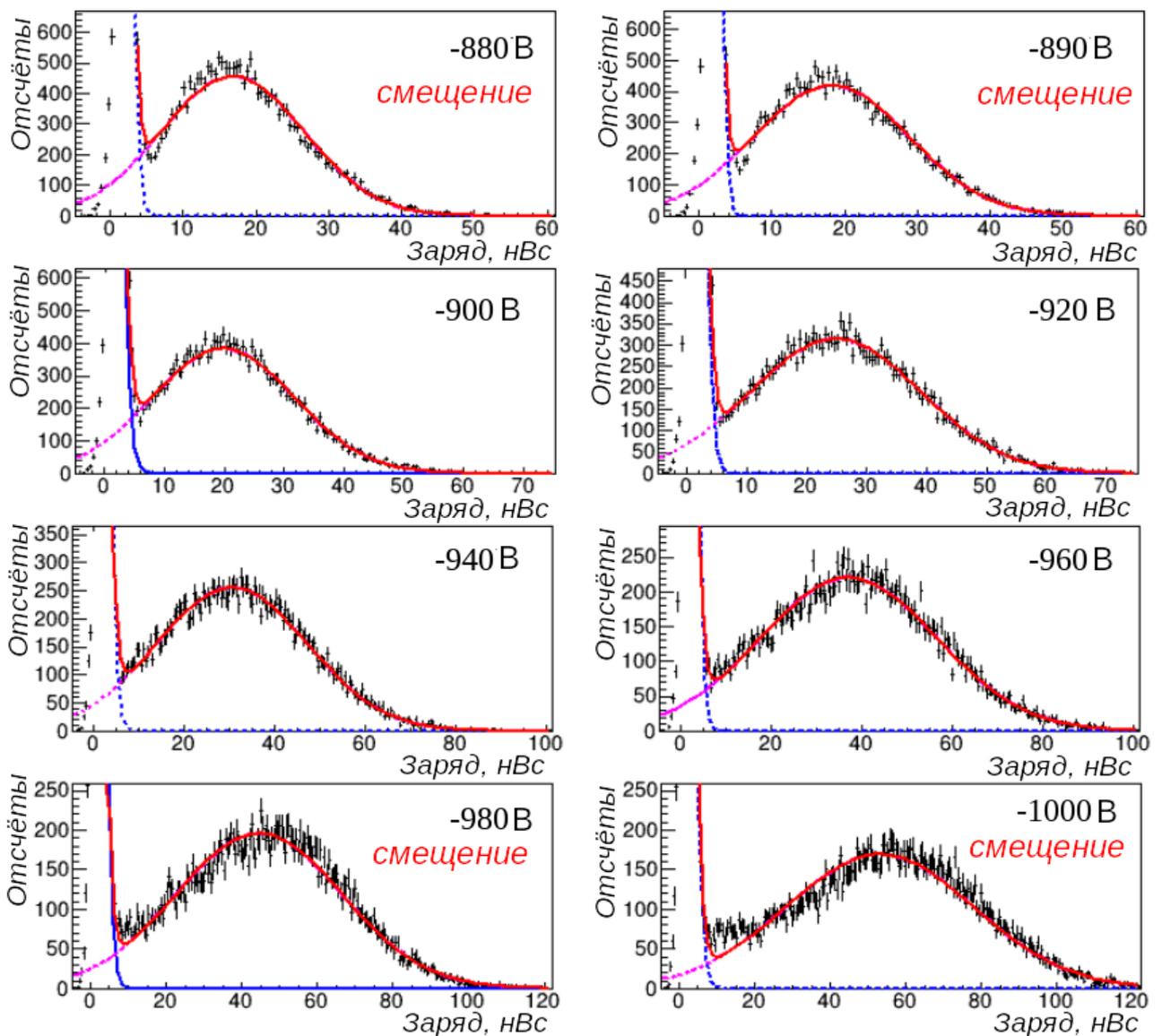


Рисунок Д.1 — Иллюстрация описания распределения заряда однофотоэлектронных сигналов ФЭУ моделью на основе распределения Гаусса с экспоненциальной подложкой. Прерывистые синяя и фиолетовая линии соответствуют экспоненциальной и гауссовой частям модели соответственно.

Можно прийти к заключению, что модель однофотоэлектронного заряда ФЭУ, основанная на распределении Гаусса, не описывает данные адекватно. Её использование может привести к смещённой оценке среднего заряда однофотоэлектронного сигнала и, соответственно, УСВ. Тем не менее, в рамках задачи по воспроизведению результатов работы [143] полученные при аппроксимации средние распределений Гаусса используются для оценки УСВ в единицах ф.э./кэВ. Для напряжения питания -880 , -890 , -970 , -980 , -990 и -1000 В диапазон аппроксимации был ограничен окрестностью однофотоэлектронного пика. Результаты такого подхода показаны на рисунке Д.2. На нём наблюдается спадающий тренд оценки УСВ с увеличением напряжения пита-

ния, хоть и менее выраженный, чем $\sim 13\%$ спад на масштабе от -900 В до -950 В из работы [143]. Заметно, что наблюдаемый тренд не связан с размером сигнала, — УСВ для 356 кэВ ведёт себя также, как и для 59.5 кэВ. Это свидетельствует о том, что его причина заключается в процедуре оценки среднего заряда однофотонного сигнала ФЭУ, а не в масштабе отклика ФЭУ на сцинтилляцию CsI[Na].

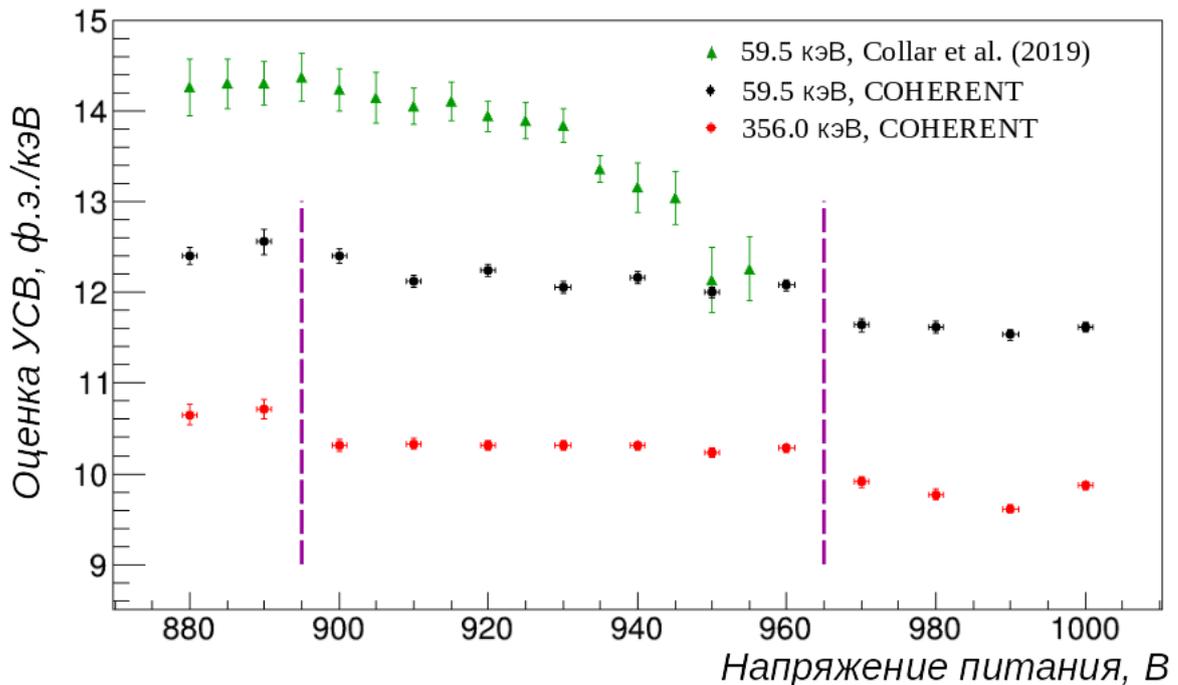


Рисунок Д.2 — Оценка УСВ CsI[Na] при различных напряжениях питания H11934-200 для 59.5 кэВ (чёрные точки) и 356 кэВ (красные точки) в тесте COHERENT. Зелёные треугольники — аналогичный график для 59.5 кэВ из работы [143]. Оценки УСВ получены на основе распределения Гаусса. За пределами фиолетовых линий в тестах COHERENT использовался диапазон аппроксимации вблизи пика.

Измерения однофотонного заряда ФЭУ H11934-200, проведённые в МЛЭЯФ НИЯУ МИФИ при помощи 5 нс импульса светодиода, подтверждают выводы теста с кристаллом. Распределение Гаусса не описывает экспериментальный однофотонный спектр, полученный беспороговым интегрированием сигнала во временном окне, синхронизированном с импульсом светодиода (рисунок Д.3). Измерение УСВ кристалла CsI[Na] в зависимости от напряжения питания ФЭУ с применением неадекватной модели однофотонного заряда не может служить проверкой линейности отклика этого ФЭУ.

В то же время тесты альтернативных моделей однофотонного заряда ФЭУ H11934-200 показывают, что распределение Гаусса может служить

для оценки среднего значения этой величины с точностью порядка 10 %. Детали таких тестов обсуждаются в работе [125]. Следует подчеркнуть, что неопределённость оценки светового выхода, связанная с моделью распределения однофотонного заряда ФЭУ, не влияет на неопределённость значений КФ, полученных в Главе 4 данной диссертации. Средние значения однофотонного заряда сокращаются в определении квантинг фактора ядер отдачи.

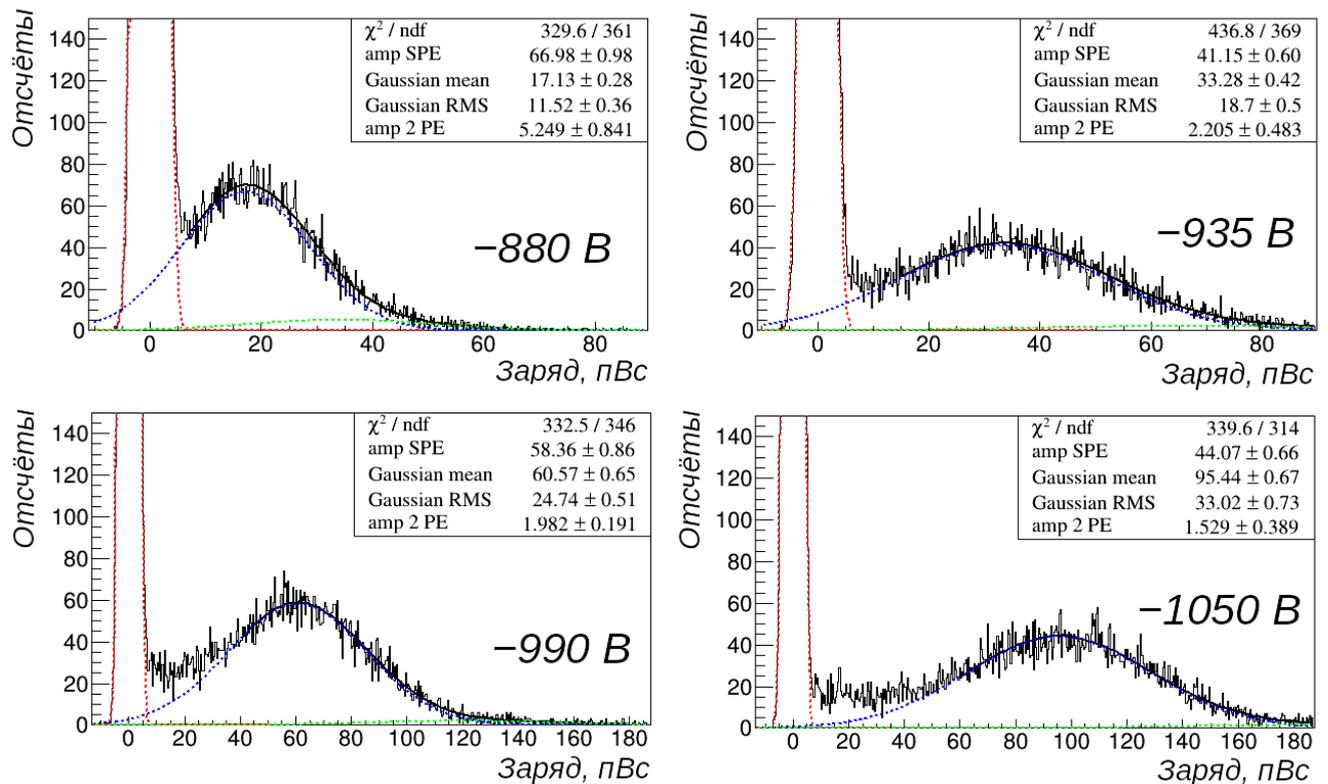


Рисунок Д.3 — Примеры однофотонных спектров, полученных при помощи светодиода, и их описание моделью на основе распределения Гаусса.