

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
ядерных исследований Российской академии наук

На правах рукописи

Ушаков Никита Андреевич

**Разработка и создание полутонного прототипа
Баксанского большого нейтринного телескопа**

01.04.01 — Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д-р физ.-мат. наук
Лубсандоржиев Баярто Константинович

Москва — 2022

Оглавление

Стр.

Введение	4
Глава 1. Нейтрино низких энергий, источники и методы регистрации	11
1.1 Эксперимент Райнеса	11
1.2 Солнечные нейтрино	12
1.2.1 Хлор-аргоновый эксперимент	13
1.2.2 Галлиевые эксперименты	15
1.2.3 Водные черенковские эксперименты	16
1.2.4 Сцинтилляционные эксперименты	19
1.3 Геонейтрино	21
1.4 Реакторные нейтрино	25
1.5 Нейтрино от сверхновых звёзд	27
Глава 2. Полутонный прототип Баксанского Большого Нейтринного Телескопа	30
2.1 Расположение прототипа детектора	30
2.2 Фон реакторных нейтрино	32
2.3 Фон быстрых нейтронов	35
2.4 Моделирование отклика детектора	36
2.5 Конструкция прототипа детектора	39
2.6 Измерение радиоактивного фона от элементов конструкции	45
Глава 3. Сцинтиллятор	47
3.1 Выбор сцинтилляционной смеси	47
3.2 Очистка сцинтиллятора	55
3.3 Проблема содержания ^{14}C в жидких органических сцинтилляторах	59
Глава 4. Система регистрации детектора	62
4.1 Исследование фотоумножителей Hamamatsu R7081-100 WA-S70	63
4.1.1 Чувствительность фотокатода	64
4.1.2 Однофотоэлектронный отклик	66
4.1.3 Временные характеристики	72

	Стр.
4.1.4	Линейность отклика 75
4.1.5	Темновой ток 77
4.1.6	Послеимпульсы 78
4.2	Электроника системы регистрации 82
4.3	Разработка программного обеспечения 90
4.3.1	Чтение, запись и обработка сигналов 91
4.3.2	Управление и мониторинг работы источников высокого напряжения 95
4.3.3	Модуль программируемой логики V2495 96
4.3.4	Управление и мониторинг работы крейтов 98
Глава 5.	Настройка и запуск прототипа детектора 100
5.1	Калибровка рабочего напряжения ФЭУ 100
5.2	Запуск и измерение скорости счёта триггерных событий детектора 101
5.3	Энергетический отклик детектора 104
5.4	Измерение потока мюонов 107
Заключение 111	
Список литературы 114	

Введение

Актуальность и степень разработанности темы. Баксанский Большой Нейтринный Телескоп (ББНТ) — это предполагаемый жидкостный сцинтилляционный нейтринный телескоп с массой мишени 10 кт, который будет создан в Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований Российской академии наук (БНО ИЯИ РАН). Этот многоцелевой нейтринный детектор для регистрации потоков нейтрино и антинейтрино от Солнца, Земли и астрофизических источников будет расположен в подземной зоне БНО на глубине около 4700 м.в.э. (метр водного эквивалента). Детектор будет на порядок больше по рабочему объему, чем самый чувствительный существующий нейтринный детектор на основе жидкого сцинтиллятора, Borexino [1], и один из самых больших из всех запланированных подобных детекторов. Помимо десятикратного увеличения объема, будет значительно снижен затрудняющий идентификацию нейтринных событий фон, который определяется глубиной, новыми методами очистки сцинтиллятора и удаленностью Баксанской нейтринной обсерватории от промышленных ядерных реакторов - ядерных электростанции. По последнему параметру БНО — одна из лучших подземных лабораторий, в которых планируется разместить крупномасштабные нейтринные телескопы [2]. Таким образом, детектор станет одним из самых чувствительных детекторов и одним из ключевых участников всемирной сети многоцелевых нейтринных детекторов нового поколения, в которую войдут созданные в настоящее время установки KamLAND [3] (Япония), Jinping [4] (Китай), JUNO [5] (Китай), SNO+ [6] (Канада). Среди прикладных задач, которые могут быть решены с помощью сети больших сцинтилляционных детекторов, следует отметить важную задачу МАГАТЭ по контролю за работой атомных реакторов.

Для ББНТ были разработаны новые методы и технологии: метод регистрации нейтринных событий в жидком сцинтилляторе; методы и технологии очистки сцинтиллятора от радиоактивных примесей, использованные для Баксанского подземного сцинтилляционного телескопа (БПСТ) и детектора Borexino; методы калибровки детектора и поиска стерильных нейтрино с помощью искусственного радиоактивного источника; технологии устройства подземных лабораторий глубокого заложения. Потребуется усовершенствовать

ние имеющихся методов и технологий очистки сцинтиллятора от естественной радиоактивности и разработка новых технологий очистки от примесей изотопа ^{14}C , поскольку требования к чистоте сцинтиллятора будут строже, чем в любых имеющихся инструментах. Потребуется выбор и адаптация имеющихся технологий создания центрального объема детектора (пленка, как в Borexino или KamLAND, или тонкое оргстекло, как в Double Chooz [7], Daya Bay [8], RENO [9]). Потребуется создание новой методики сбора и обработки данных с учетом возможной секционированной структуры детектора.

Проект детектора включает четыре этапа. Первый этап (2017–2019 гг.) — создание опытного образца с массой жидкого сцинтиллятора 0.5 т, размещенного в лаборатории галлий-германиевого нейтринного телескопа (ГГНТ) БНО. Второй этап (2019–2021 гг.) — создание опытного образца с массой жидкого сцинтиллятора 5 т, также расположенного в лаборатории ГГНТ, для отработки применяемых научно-технологических методов и подходов. Третий этап — проектирование и создание масштабного прототипа с массой сцинтиллятора 100 т. На этом этапе, помимо разработки методов и технологий полномасштабного детектора, прототип сможет решать актуальные научные задачи, например, отслеживать взрывы сверхновых с коллапсирующим ядром в Галактике. Основная самостоятельная задача 100-тонного детектора связана с экспериментом по поиску стерильных нейтрино с искусственным источником антинейтрино от распадов ^{144}Ce . Параллельно со 100-тонным детектором начнутся работы по проектированию и созданию полномасштабной установки. Наконец, четвертый этап — это проектирование, создание и запуск. Полномасштабного детектора, способного решить весь комплекс задач, поставленных в проекте. Рабочий объем этого большого детектора может быть увеличен за счет создания дополнительных отдельных секций. Эффективность телескопа для решения отдельных задач может быть повышена с точки зрения разработки и использования добавок в жидкий сцинтиллятор, а также возможной замены фотоприемников на более чувствительные (если таковые будут).

Основными научными задачами полномасштабного сцинтилляционного нейтринного детектора нового поколения будут:

- Измерение потоков антинейтрино от бета-распадов изотопов естественных радиоактивных семейств ^{238}U и ^{232}Th , а также ^{40}K , содержащихся в земных недрах (геонейтрино). Надежная регистрация этих частиц позволит установить вклад энерговыделения от радиоактивного распада

- указанных изотопов в общий тепловой поток Земли; проверить гипотезу о протекании в центре Земли цепной реакции деления путем поиска потока антинейтрино от «геореактора»; определить соотношение Th/U внутри планеты, что позволит дать ответ на ряд актуальных вопросов о внутреннем устройстве, происхождении и эволюции нашей планеты;
- Регистрация нейтрино от Солнца, образующихся в результате, так называемого, CNO-цикл. Измерение потока этих нейтрино позволит определить с высокой точностью химический состав солнечных недр, что является особенно актуальным в контексте современных трудностей согласования наблюдений химического состава фотосферы с данными гелиосейсмологии («проблема металличности»);
 - Регистрация изотропного потока антинейтрино, накопившихся во Вселенной в результате гравитационных коллапсов ядер массивных звезд и образования нейтронных звезд и черных дыр.
 - Изучение динамики взрыва сверхновой путем регистрации интенсивности и спектра нейтринной вспышки в случае взрыва сверхновой с коллапсирующим ядром на расстоянии до 200 кпк.
 - Регистрация совокупного потока антинейтрино от всех имеющихся на Земле энергетических ядерных реакторов.

Целью данной работы является разработка и создание полутонного прототипа проекта Баксанского большого нейтринного телескопа.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработать проект полутонного прототипа ББНТ;
2. Разработать и создать жидкий органический сцинтиллятор для прототипа;
3. Разработать и создать методы и средства отбора, тестирования и исследования параметров фотодетекторов для прототипа;
4. Разработать и создать электронную систему регистрации событий прототипа;
5. Разработать и создать программное обеспечение для системы регистрации событий прототипа;
6. Осуществить монтаж и сборку прототипа;
7. Произвести физический пуск и эксплуатацию прототипа.

Научная новизна и практическая значимость: Осуществление проекта Баксанского большого нейтринного телескопа в силу выгодного месторасположения телескопа позволит получить многозадачный нейтринный детектор на новом уровне чувствительности. Полутонный прототип является первым этапом работ по этому проекту. Создание полутонного прототипа позволяет решить задачи по выбору фотодетекторов, жидкого сцинтиллятора, активных и пассивных вето детекторов, достижения низкого уровня внутренней радиоактивности материалов детектора и т.д., позволит выбрать пути дальнейшего развития проекта ББНТ. В диссертационной работе показано, что разработанный и созданный полутонный прототип в дальнейшем может быть удобной платформой для развития технологий создания сверхчистых высокоэффективных жидких органических сцинтилляторов, например, с пониженным содержанием радиоактивного изотопа ^{14}C , фотодетекторов с ультранизким уровнем внутренней радиоактивности, а также позволит тестировать фотодетекторы отечественного производства, тем самым способствуя возрождению разработок и производства фотодетекторов в России, родине вакуумных и твердотельных фотоумножителей.

Методология и методы исследования. При создании полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа были отработаны методы оптической и гамма спектрометрии, спектрофотометрии и хромато-масс-спектрометрический для очистки жидких сцинтилляторов, оценки их чистоты, а также радио-чистоты материалов элементов конструкции детектора. Использованы методы коррелированных по времени событий для исследования свойств жидких сцинтилляторов. Выработаны методы исследования параметров вакуумных фотодетекторов. При разработке программного обеспечения системы регистрации использован метод объектно-ориентированного программирования.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработка и создание полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа;
2. Разработка и создание электронной системы регистрации событий полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа;
3. Разработка и создание программного обеспечения для контроля, управления и сбора данных прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа;

4. Разработка и создание методов и средств отбора, тестирования и исследования параметров фотоэлектронных умножителей полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа;
5. Исследование детекторных элементов полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа.

Достоверность полученных результатов подтверждается успешной эксплуатацией прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа в БНО ИЯИ РАН, а также активным использованием результатов работы в проектировании следующих этапов проекта Баксанского большого нейтринного телескопа. Результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

1. 35 Международная конференция ELBRUS 2020, Эльбрус, Кабардино-Балкария, Россия, 1–6 марта 2020 г.;
2. 27 Международная конференция Ломоносов 2020, Москва, Россия, 10–27 ноября 2020 г.;
3. 28 Международная конференция Ломоносов 2021, Москва, Россия, 11–23 апреля 2021 г.;
4. 37 Международная конференция ICRC 2021, Берлин, Германия, 12–23 июля 2021 г.;
5. 64 Всероссийская конференция МФТИ, Москва, Россия, 29 ноября–3 декабря 2021 г.

Личный вклад. Автор принимал активное участие в разработке полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного детектора. Автору принадлежит ключевая роль в разработке системы регистрации детектора. Автором лично выполнен монтаж и настройка системы регистрации детектора, разработан и создан измерительный стенд для исследования параметров фотоумножителей и выполнены все измерения параметров, результаты которых представлены в диссертации. Автором лично выполнена разработка всего программного обеспечения системы регистрации. При непосредственном участии автора проведены работы по разработке и созданию жидкого органического сцинтиллятора прототипа и измерены его характеристики. Автору принадлежит ключевая роль в монтаже детектора. Автором лично рассчитан поток реакторных нейтрино в точке расположения детектора, выполнена калибровка фотоэлектронных умножителей по усилению, выполнена калибровка детектора

радиоактивными источниками, измерены скорости счёта установки и измерен поток мюонов с помощью прототипа детектора.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 9 работах, индексируемых в международных базах данных Web of Science, SCOPUS, рекомендованных ВАК:

1. Yu.M. Malyshkin, A.N. Fazliakhmetov, A.M. Gangapshev, T.V. Ibragimova, M.M. Kochkarov, V.V. Kazalov, D.Yu. Kudrin, V.V. Kuzminov, B.K. Lubsandorzhiev, G.Ya. Novikova, V.B. Petkov, A.Yu. Sidorenkov, N.A. Ushakov, E.P. Veretenkin, D.M. Voronin, E.A. Yanovich. Modeling of MeV-scale particle detector based on organic liquid scintillator // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, 2020. V.951. 162920;
2. Qi Wu, Sen Qian, Lishuang Ma, Jingkai Xia, Bayarto Lubsandorzhiev, Zhigang Wang, Yao Zhu, Haitao Li, Nikita Ushakov, Andrei Sidorenkov, Qianyu Hu, Jianing Sun, Shuguang Si. Study of after-pulses in the 20-inch HQE-MCP-PMT for the JUNO experiment // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A, 2021. V.1003. 165351;
3. N.A. Ushakov, A.N. Fazliakhmetov, A.M. Gangapshev, V.N. Gavrin, T.V. Ibragimova, M.M. Kochkarov, V.V. Kazalov, D.Yu. Kudrin, V.V. Kuzminov, B.K. Lubsandorzhiev, A.D. Lukanov, Yu.M. Malyshkin, G.Ya. Novikova, V.B. Petkov, A.A. Shikhin, A.Yu. Sidorenkov, E.P. Veretenkin, D.M. Voronin, E.A. Yanovich. New large-volume detector at the Baksan Neutrino Observatory: Detector prototype // Journal of Physics: Conference Series, V.1787, 012037 (2021);
4. N. Ushakov, A. Fazliakhmetov, A. Gangapshev, V. Gavrin, T. Ibragimova, M. Kochkarov, V. Kazalov, V. Kuzminov, B. Lubsandorzhiev, A. Lukanov, Yu. Malyshkin, G. Novikova, V. Petkov, A. Shikhin, A. Sidorenkov, O. Smirnov, E. Veretenkin, D. Voronin and E. Yanovich. A new Baksan Large Neutrino Telescope: the project's status // PoS (ICRC2021) 1188;
5. N. Ushakov, A. Fazliakhmetov, T. Ibragimova, V. Gavrin, B. Lubsandorzhiev, A. Lukanov, A. Shikhin, A. Sidorenkov and D. Voronin. Evaluation of large area photomultipliers for use in a new Baksan Large Neutrino Telescope project // PoS (ICRC2021) 1101;
6. D. Voronin, A. Fazliakhmetov, V. Gavrin, T. Ibragimova, B. Lubsandorzhiev, A. Lukanov, A. Shikhin, A. Sidorenkov and N. Ushakov.

- Development of calibration system for a project of a new Baksan Large Neutrino Telescope // PoS (ICRC2021) 1100.
7. L.B. Bezrukov, A. Virkajarvi, T. Enqvist, J. Joutsenvaara1, V.V. Kazalov, S.D. Krokhaleva, J. Kutuniva, P. Kuusiniemi, K. Loo, B.K. Lubsandorzhiev, S.B. Lubsandorzhiev, G. Misitano, A.Yu. Sidorenkov, M. Slupecki, W. Trzaska, N.A. Ushakov. New Low-Background Laboratory in the Pyhäsalmi Mine, Finland // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 2018. Т.49. N.4. P.769-773;
 8. S. Lubsandorzhiev, A. Sidorenkov, B. Lubsandorzhiev, S. Ponomarenko, N. Surin, O. Borshev, N. Ushakov, N. Lubsandorzhiev. Development of new liquid scintillators for neutrino experiments of next generation // PoS (ICRC2019) 946;
 9. V.B. Petkov, A.N. Fazliakhmetov, A.M. Gangapshev, V.N. Gavrin, T.V. Ibragimova, M.M. Kochkarov, V.V. Kazalov, D.Yu. Kudrin, V.V. Kuzminov, B.K. Lubsandorzhiev, Yu.M. Malyshkin, G.Ya. Novikova, A.A. Shikhin, A.Yu. Sidorenkov, N.A. Ushakov, E.P. Veretenkin, D.M. Voronin, E.A. Yanovich. Baksan Large volume scintillation telescope: a current status // Journal of Physics: Conference Series. V.1468, 012244 (2020).

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и 0 приложений. Полный объём диссертации составляет 123 страницы, включая 61 рисунок и 6 таблиц. Список литературы содержит 99 наименований.

Глава 1. Нейтрино низких энергий, источники и методы регистрации

1.1 Эксперимент Райнеса

В 1914 г. английский физик Джеймс Чедвик обнаружил, что энергии электронов, испускаемых при β^- -распаде атомных ядер (в отличие от α -частиц и γ -квантов, испускаемых при других видах радиоактивных превращений), не строго определенные, а лежат в широком диапазоне значений. Непрерывность спектра электронов, образующихся при распаде, натолкнула Вольфганга Паули в 1930 г. на предположение, что при β -распаде одновременно с электроном рождается некоторая частица с полуцелым спином и очень малой массой, которая и уносит недостающую часть энергии. Именно малая масса, а также отсутствие электрического заряда затрудняло регистрацию этой частицы. В 1934 г. Энрико Ферми в разработанной им теории β -распада использовал гипотезу Паули и предложил называть частицу, охарактеризованную им, "нейтрино". Паули представил процесс ядерного β -распада как распад одного из нейтронов ядра на три частицы – протон, электрон и нейтрино. С помощью теории Ферми была рассчитана форма спектра β -электронов. Сравнение теоретической формы спектра с экспериментальной показало, что масса нейтрино много меньше массы электрона и даже возможно равна нулю.

Впервые нейтрино было экспериментально обнаружено в 1956 г. командой под руководством Фредерика Райнеса и Клайда Коуэна. Регистрация нейтрино основывалась на реакции обратного β -распада:



Источником нейтрино служил ядерный реактор, который вырабатывал поток нейтрино порядка $10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Экспериментальная установка располагалась в 11 м от реактора на глубине 12 м под землёй в месте Саванна-Ривер, штат Джорджия, США. Детектор состоял из двух резервуаров с 200 литрами воды и 40 килограммами растворенного в ней хлорида кадмия (CdCl_2). С помощью кадмия регистрировались нейтроны, так как он является сильным их

поглотителем. Резервуары были помещены между тремя слоями сцинтиллятора, просматриваемые фотоэлектронными умножителями (ФЭУ).

Образованный в результате обратного β -распада позитрон практически сразу аннигилирует с электроном, в результате чего высвечиваются 2 γ -кванта, направленных в противоположенные стороны и имеющих энергию 511 кэВ. Нейтрон же с задержкой около 5 мкс взаимодействовал с ядром ^{108}Cd . Поглотив нейтрон, ^{108}Cd образует возбужденное состояние ^{109}Cd , который затем переходит в основное состояние и испускает γ -квант с энергией 3–10 МэВ:



Детектирование γ -квантов происходило с помощью сцинтиллятора, который переизлучал их в виде видимого света, который в свою очередь регистрировался ФЭУ. Наличие двух разнонаправленных коррелированных по времени вспышек от позитрона и задержанной вспышки от нейтрона, а также наличие схемы совпадения позволило точно идентифицировать нейтринные события. Помимо этого, один из трёх, верхний, сцинтилляционный детектор включался на антисовпадения и служил для отсекающего фонового излучения от космических лучей.

После месяца сбора данных частота нейтринных событий в детекторе составила 3 в час. Исходя из этого, измеренное в эксперименте сечение реакции 1.1 составило $6.3 \times 10^{-44} \text{ см}^2$, что соответствовало теоретически предсказанному ими значению $6 \times 10^{-44} \text{ см}^2$.

1.2 Солнечные нейтрино

Главным по мощности нейтринным источником на Земле, не считая ядерных реакторов при непосредственном расположении около них, является Солнце. Реакции, протекающие в Солнце и, в результате которых рождаются нейтрино, можно разделить на две группы, а именно на протон-протонный цикл и, так называемый, CNO-цикл. Для Солнца основным, порядка $\sim 99\%$, является pp-цикл, однако предполагается, что для звёзд с $M \geq 1.3M_{\odot}$ преобладает CNO-цикл. В таблице 1 представлены реакции обоих циклов, а на рисунке 1.1

представлены спектры солнечных нейтрино согласно Стандартной солнечной модели (ССМ) B16-GS98 [10; 11].

Таблица 1 — Реакции солнечного цикла

Реакция	Энергия нейтрино, МэВ
Реакции протон-протонного цикла	
$p + p \rightarrow {}^2\text{H} + e^+ + \nu_e$	≤ 0.423
$p + p + e^- \rightarrow d + \nu_e$	1.442
${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^8\text{Li} + \nu_e$	0.862 (90%), 0.384 (10%)
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$ $\hookrightarrow 2\alpha + e^+ + \nu_e$	≤ 15
${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$	≤ 18.8
Реакции CNO цикла ($\sim 1\%$)	
${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$ $\hookrightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu_e$	≤ 1.2
${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$ $\hookrightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$	≤ 1.73
${}^{16}\text{O} + p \rightarrow {}^{17}\text{F} + \gamma$ $\hookrightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu_e$	≤ 1.74

1.2.1 Хлор-аргоновый эксперимент

Первый эксперимент по измерению потока солнечных нейтрино был осуществлён группой возглавляемой Раймондом Дэвисом [12]. Установка для регистрации нейтрино была создана в 1965–1967 гг. и располагалась в золотоносной шахте Хоумстэйк в штате Южная Дакота (США) на глубине 1480 м ниже поверхности земли или 4200 м.в.э. (метров водного эквивалента).

Данный радиохимический эксперимент был основан на предложенной Бруно Понтекорво в 1946 г. реакции захвата электронного нейтрино ядром ${}^{37}\text{Cl}$, которое затем превращается в радиоактивный изотоп ${}^{37}\text{Ar}$ с периодом полураспада 35.04 суток, ${}^{37}\text{Cl}(\nu_e, e^-){}^{37}\text{Ar}$ [13]. Реакция имеет порог 0.814 МэВ, что

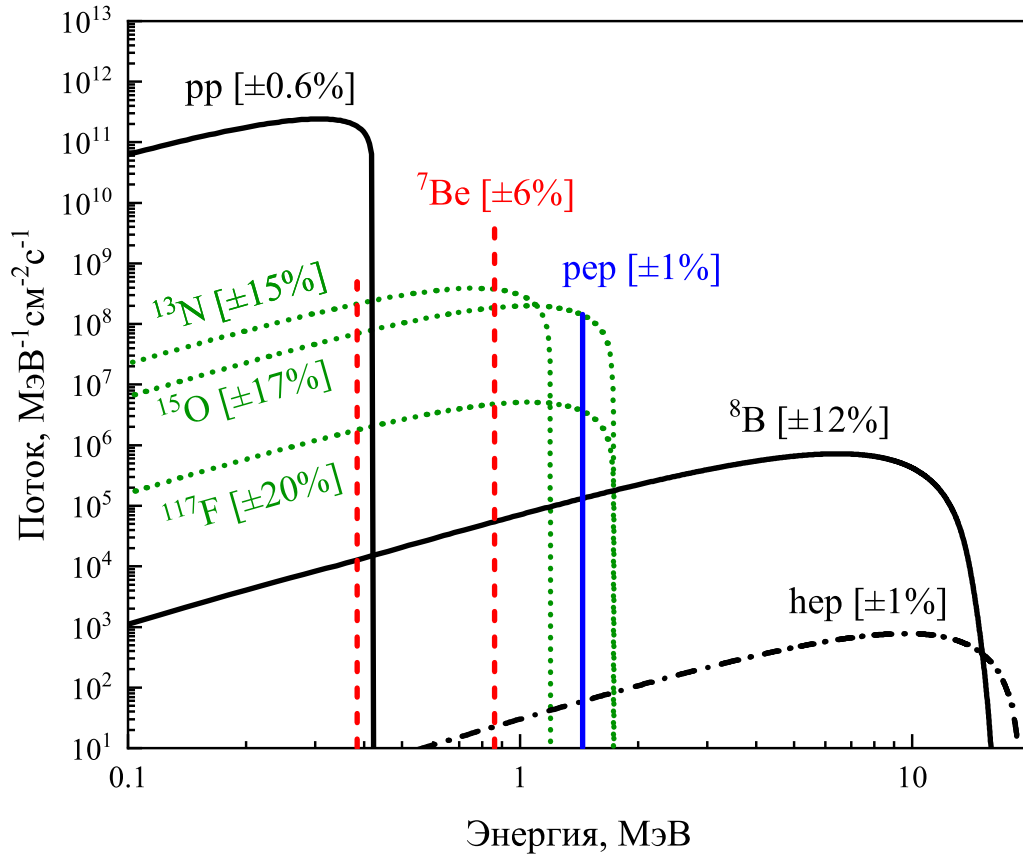


Рисунок 1.1 — Спектры солнечных нейтрино (согласно SSM B16–GS98).

позволяет полностью или частично регистрировать нейтрино от всех солнечных источников, кроме основной pp-реакции (См. таблицу 1).

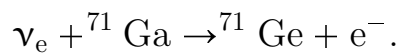
В качестве мишени детектора использовался 615 т перхлорэтилена (C_2Cl_4), что соответствует 2.16×10^{30} атомов ^{37}Cl . Частота событий, предсказанная для данного детектора в соответствии со стандартной солнечной моделью, составила от $7.6_{-1.1}^{+1.3}$ SNU [14], где SNU — специальная единица для измерения редких событий, соответствующая 1 событию в секунду на 10^{36} ядер мишени. С 1970 по 1994 гг. было проведено 108 измерений числа образовавшихся атомов ^{37}Ar . Измеренный поток составил $2.56 \pm 0.16(\text{стат.}) \pm 0.16(\text{сист.})$ SNU (3σ), что примерно в 3 раза меньше предсказанного.

Различие экспериментального и теоретически предсказанного потоков нейтрино с Солнца получило название «проблема солнечных нейтрино». В качестве её решения в 1969 г. Грибов и Понтекорво (и позднее Вольфенштейн) пред-

ложили гипотезу нейтринных осцилляций [15; 16], которая впоследствии была развита в работах Михеева и Смирнова и теперь известна как МСВ-эффект [17].

1.2.2 Галлиевые эксперименты

Ещё до проведения хлор-аргонового нейтринного эксперимента, В.А. Кузьминым в 1965 г. было предложено [18] использовать для радиохимического солнечного нейтринного эксперимента реакцию:



Порог такой реакции составляет 0.233 МэВ, что позволяет регистрировать все типы солнечных нейтрино, включая pp-нейтрино. Образовавшийся при этом ${}^{71}\text{Ge}$ радиоактивен и распадается путём электронного захвата с периодом полураспада 11.43 суток. Высокая стоимость галлия, его незначительное производство в мире, а также отсутствие ясной технологии извлечения и подсчёта единичных атомов изотопов германия ${}^{71}\text{Ge}$, образующихся при захвате нейтрино многотонной галлиевой мишенью, делали постановку галлиевого эксперимента весьма затруднительной.

Почти одновременно, в 1975 г. Институт ядерных исследований АН СССР и Брукхейвенская национальная лаборатория США начали исследования по проектированию галлиевого эксперимента. Данные исследования в итоге привели к созданию двух независимых экспериментов: SAGE (Soviet-American Gallium Experiment), запущенный в 1989 г., и GALLEX (GALLium EXperiment), запущенный в 1991 г.

Эксперимент SAGE выполнялся в подземной лаборатории галлий-германиевого нейтринного телескопа БНО ИЯИ РАН, которая более подробно рассмотрена в главе 3, на глубине 4700 м.в.э. [19]. В качестве мишени использовалось около 50 т расплавленного металлического галлия. После сложной процедуры экстракции германия из мишени и последующей концентрации его в малом объёме он растворялся в воде. Подсчёт же образованных атомов ${}^{71}\text{Ge}$ производился с помощью пропорциональных счётчиков, в который закачивался газ моногерман GeH_4 , синтезированный из раствора германия в воде.

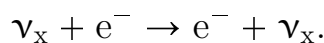
Комбинированный анализ 168 ранов, выполненных SAGE в период 1989–2007 гг., дал результат $65.4_{-3.0}^{+3.1}(\text{стат.})_{-2.8}^{+2.6}(\text{сист.})$ SNU [20].

Эксперимент GALLEX располагался в подземной лаборатории Гран Сассо (Италия), на глубине около 3300 м.в.э. [21]. Принципиальным отличием GALLEX от SAGE является использование в качестве мишени вместо расплавленного металлического галлия раствора хлорида галлия (GaCl_3) в соляной кислоте, что позволяет упростить процедуру экстракции германия. Однако недостатком такого метода является большой объём детектора, высокая чувствительность к фону быстрых нейтронов и низкая эффективность использования искусственного источника нейтрино при калибровке. Общая масса мишени, представляющая собой два одинаковых резервуара, составила 101 т, что соответствует 30.3 т галлия.

Результатом измерений, проводимых в 1991–1997 гг. стала величина $77.5 \pm 6.2(\text{стат.})_{-4.7}^{+4.3}(\text{сист.})$ SNU (1σ) [22]. Прямым продолжением GALLEX стал эксперимент GNO, не имевший принципиальных отличий, однако имевший улучшенные методики уменьшения систематических ошибок и влияния радона. Измерения, проводимые в 1998–2003 гг. показали результат $62.9_{-5.3}^{+5.5}(\text{стат.}) \pm 2.5(\text{сист.})$ SNU (1σ). Таким образом, объединённый результат GALLEX/GNO составил 69.3 ± 5.5 SNU [23]. При этом предсказанный поток для CCM составлял 130 ± 8 , то есть в два раза выше измеренного SAGE и GALLEX.

1.2.3 Водные черенковские эксперименты

Главным недостатком радиохимических экспериментов является то, что продукты взаимодействия нейтрино с веществом мишени регистрируются не напрямую, а определяются путем сложных химических методов, требующих большого времени и не дающих информации об энергии и направлении движения первоначального нейтрино. Одним из методов регистрации нейтрино, лишённых этих недостатков, является использование реакции рассеяния нейтрино на электронах воды:



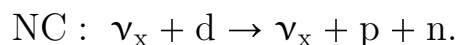
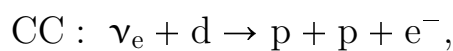
В отличие от предыдущих экспериментов, такая методика позволяет регистрировать все ароматы нейтрино (ν_e , ν_μ , ν_τ), однако чувствительность к ν_e примерно в 6 раз выше, чем к ν_μ и ν_τ .

В связи с этим, в 1985 г. для измерения нейтрино данным методом водный детектор KamiokaNDE был модернизирован в Kamiokande-II, который, в свою очередь, в 1996 г. получил своё продолжение в виде нового детектора Super-Kamiokande [24]. Как и его предшественник детектор располагался в шахте Камиока в Японии на глубине 2700 м.в.э.

Super-Kamiokande представляет собой резервуар из нержавеющей стали, заполненный 50 кт ультрачистой воды. Вылетающий в результате реакции рассеяния электрон детектировался регистрацией создаваемого им в воде черенковского света фотоумножителями. Внутренний детектор был окружен слоем воды, который являлся защитой от внешнего гамма-фона, обеспечивал детектор мюонным вето, а также помогал в реконструкции направления регистрируемых частиц.

Для образования электроном черенковского излучения в воде его энергия должна составлять более 0.26 МэВ. Однако порог чувствительности детектора сильно зависит от способности регистрировать такое излучения, а, следовательно, от чистоты воды, наличия различных фонов, характеристик фотодетекторов и т.д. Для Super-Kamiokande порог чувствительности изначально составлял 6.5 МэВ, однако в последующие годы был постепенно уменьшен до 3.5 МэВ [25]. Таким образом детектор был чувствителен к солнечным нейтрино от распада ${}^8\text{B}$ (поток hep -нейтрино слишком мал и им можно пренебречь). Измеренный в результате поток составил $0.475 \pm 0.013(\text{сист.})$ от предсказанного ССМ [25; 26].

Своего рода модернизацией «водного» метода является, предложенное в 1984 г. Гербом Ченом, использование для регистрации нейтрино тяжелой воды [27]. При этом, помимо уже упомянутой реакции упругого рассеяния (ES), регистрация нейтрино может осуществляться на основе реакции заряженного тока (CC) и нейтрального тока (NC):



Реакция CC чувствительна только к электронным нейтрино, тогда как реакция NC чувствительна к любому активному аромату. Порог реакции CC

составляет 1.44 МэВ, а для реакции NC — 2.22 МэВ, что теоретически позволяет измерить полный поток нейтрино от распада ${}^8\text{B}$ (см. таблицу 1). Кроме того, сравнение потоков нейтрино, измеренных через реакции NC и CC , является специальным тестом для определения аромата солнечных нейтрино.

Таким образом, в 1998 г. в Садбери (Канада) в Крейтонской шахте на глубине 6100 м.в.э. была запущена нейтринная обсерватория SNO. Детектор состоял из двух зон. Центральная зона представляла собой акриловую сферу диаметром 12 м с толщиной стенки 5.5 см, заполненную 1 кт тяжёлой воды. Внешняя зона, представляющая из себя геодезическую сферу из нержавеющей стали диаметром 17.8 м, заполнялась 7 кт ультрачистой воды, которая служила защитой от внешнего радиоактивного фона. На рисунке 1.2 схематично изображена конструкция детектора SNO.

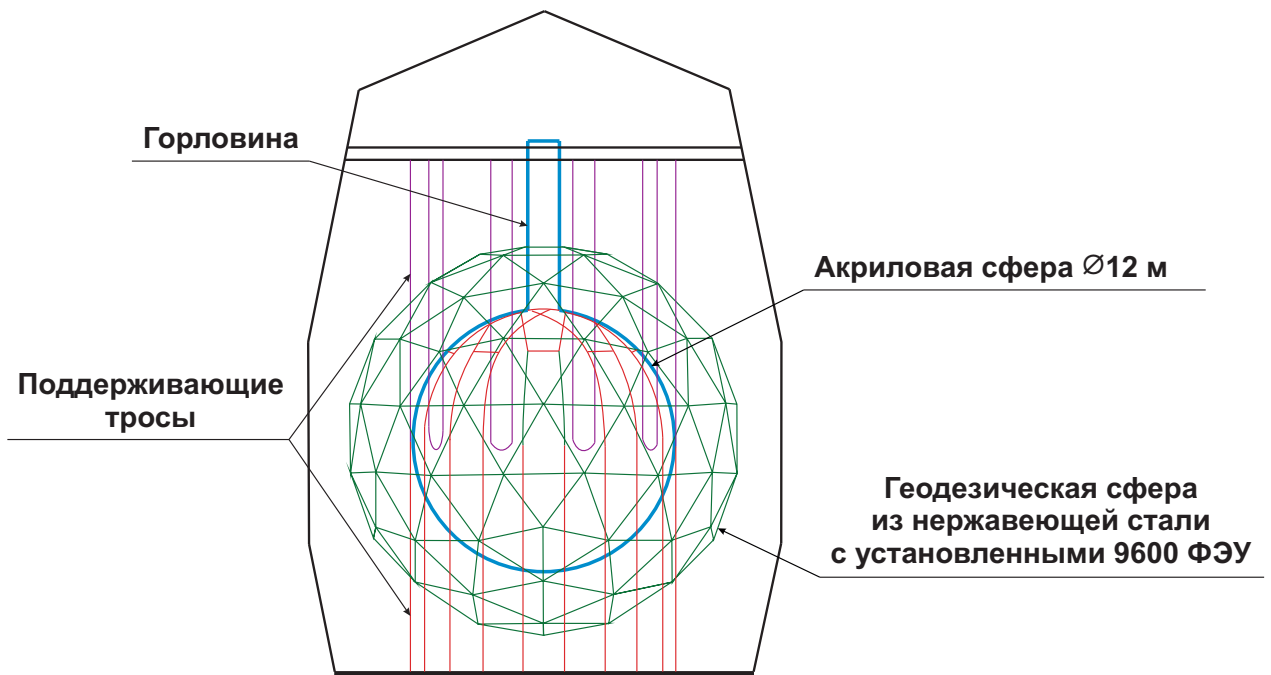


Рисунок 1.2 — Схематичное изображение детектора SNO [6].

Реакции CC и ES детектировались регистрацией черенковского света от электронов. В зависимости же от способа регистрации нейтронов, образующихся в реакции NC , эксперимент был разделён на три фазы. На первой фазе детектирование нейтронов происходило путём регистрации гамма-квантов от реакции захвата нейтрона дейтерием. На второй стадии использовался аналогичный метод, однако захват осуществлялся хлором ${}^{35}\text{Cl}$ растворённой в тяжёлой воде соли NaCl . Сечение захвата нейтрона в таком случае было в 500 раз больше, также увеличилась и энергия выделявшихся γ -квантов. На третьей

же стадии нейтроны регистрировались размещёнными внутри мишени пропорциональными счётчиками, заполненными ^3He и ^4He .

В 2001 г. SNO опубликовала первые четкие доказательства осцилляций солнечных нейтрино [28].

1.2.4 Сцинтилляционные эксперименты

Водные эксперименты при наличии ряда преимуществ над радиохимическими имеют относительно высокий порог чувствительности. Понижение такого порога возможно, если регистрировать рассеянные электроны не с помощью воды и черенковского свечения, а с помощью сцинтиллятора.

Так водный эксперимент SNO получил своё продолжение в виде эксперимента SNO+ [6], который унаследовал от своего предшественника конструкцию детектора и всю инфраструктуру. В первую очередь данный эксперимент был направлен на поиск безнейтринного двойного β -распада

Центральная зона детектора SNO+, акриловая сфера, заполнена 780 т жидкого сцинтиллятора на основе линейного алкилбензола (LAB). В качестве сцинтилляционной добавки используется 2,5-дифенилоксазол, также известный как PPO, с концентрацией 2 г/л. Одним из основных преимуществ использования LAB в качестве жидкого сцинтиллятора является возможность растворения тяжелых металлов с долговременной стабильностью и хорошими оптическими свойствами. Так на следующей стадии, для поиска $0\nu 2\beta$ -распада от ^{130}Te , будет растворено 1.3 т природного теллура в форме теллуровой кислоты. Чтобы лучше соответствовать квантовой эффективности ФЭУ, предполагается добавление в сцинтилляционную смесь шифтера 1,4-бис-(о-метилстирил)-бензол, также известного как bis-MSB.

Мишень детектора просматривается 9 300 ФЭУ Hamamatsu R1408 диаметром 8 дюймов, а для более эффективной регистрации сцинтилляционного излучения используются концентраторы света. Площадь покрытия мишени при этом составляет 54%.

Несмотря на то, что данный эксперимент в первую очередь направлен на поиск $0\nu 2\beta$ -распада, также он будет чувствителен к части спектра солнечных нейтрино (в частности особый интерес представляют рер-нейтрино и нейтри-

но CNO-цикла), геонейтрино, реакторным нейтрино и нейтрино от сверхновых. Однако загрязнённость внутренней части акриловой сферы радиоактивными дочерними продуктами газообразного радона, который часто встречается в воздухе шахт, затрудняет регистрацию низкоэнергетичных нейтрино.

Другим жидко-сцинтилляционным детектором является запущенный в 2007 г. в национальной лаборатории Гран-Сассо, Италия, на глубине 3800 м.в.э. детектор Borexino (Boron solar neutrino Experiment) [1].

Конструктивно детектор Borexino можно разделить на четыре зоны. Центральная зона, являющаяся сцинтилляционной мишенью, представляет собой тонкостенную (125 мкм) нейлоновую сферу диаметром 4.25 м, заполненную жидким сцинтиллятором (около 280 т). В качестве сцинтиллятора Borexino использует псевдокумол со сцинтилляционной добавкой PPO, концентрация которой составляет 1.5 г/л. Далее сцинтилляционная мишень окружена несцинтиллирующей буферной зоной толщиной 2.6 м, заполненной псевдокумолем с 5 г/л диметилфталата, которая подавляет гамма-фон от ФЭУ и прочих элементов конструкции. При этом буферная зона с помощью нейлоновой мембраны разделена на две области для предотвращения переноса радона, выделяющегося элементами конструкции, во внутренний слой буферной зоны. Наконец, стальная сфера, в которой расположены сцинтилляционная мишень и буферные зоны, окружена внешней зоной, которая представляет собой 2100 т ультрачистой воды и служит защитой от внешнего гамма-фона и быстрых нейтронов, а также выполняет функции мюонного черенковского детектора. Для регистрации сцинтилляционного света Borexino использует 2212 ФЭУ диаметром 8 дюймов, равномерно распределенных по внутренней поверхности внешней буферной зоны, а дополнительные 208 ФЭУ расположенные в четвёртой, внешней, зоне служат для регистрации черенковского света, излучаемого мюонами в водном слое. На рисунке 1.3 схематично изображена конструкция детектора Borexino.

Использование рекордно чистых сцинтиллятора и материалов позволило Borexino снизить порог чувствительности детектора до 150–200 кэВ. Так, например, содержание ^{232}Th , ^{238}U в сцинтилляторе удалось снизить до концентрации 10^{-19} г/г, что на три порядка ниже первоначальных характеристик сцинтиллятора Borexino. Таким образом, появилась возможность регистрировать все типы солнечных нейтрино и, в отличие от галлиевых экспериментов, измерять их энергию, что в свою очередь позволило разделить их на отдельные потоки.

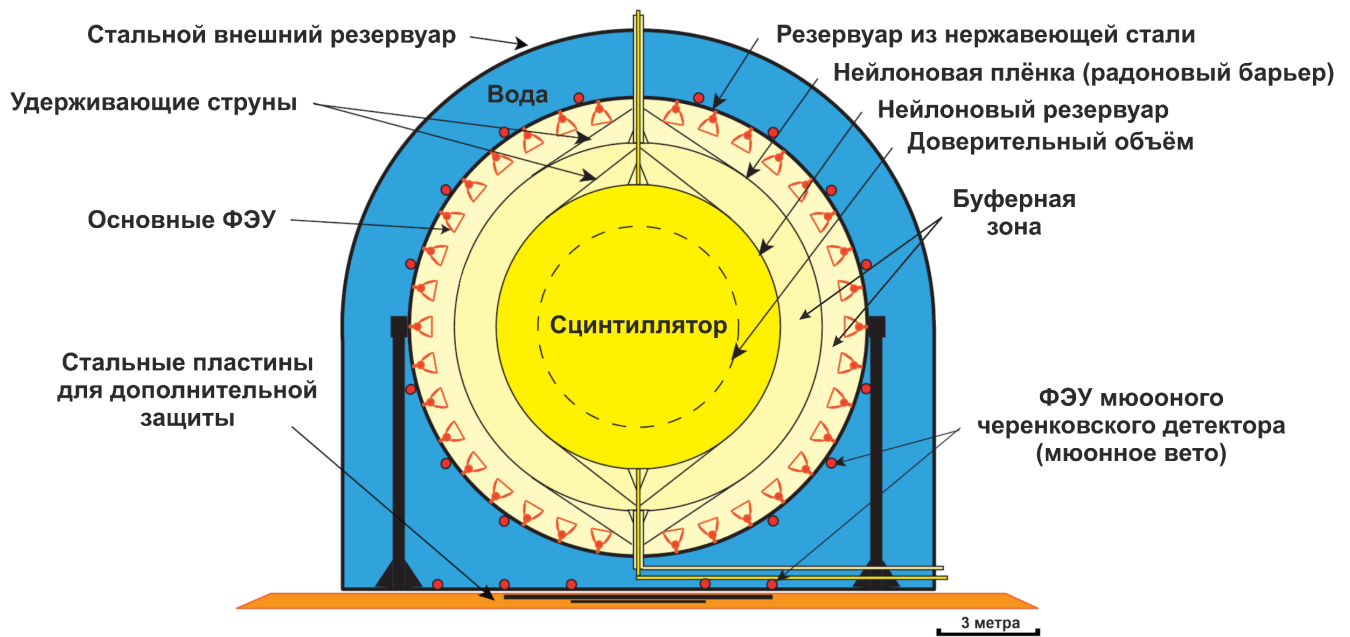


Рисунок 1.3 — Схематичное изображение детектора Borexino [29].

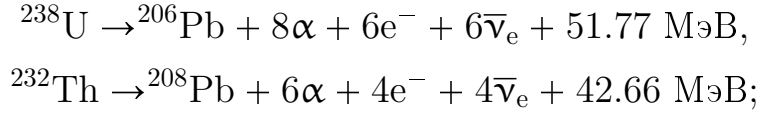
Так Borexino удалось измерить полные потоки ${}^7\text{Be}$ - и рер-нейтрино, а также поток рр-нейтрино [29]. Измеренные значения совпали с предсказаниями ССМ.

Помимо этого, в 2020 г. Borexino стал первым детектором, экспериментально зарегистрировавшим и измерившим поток нейтрино от CNO-цикла [30], тем самым подтвердив его наличие на Солнце и правильность предсказанных значений.

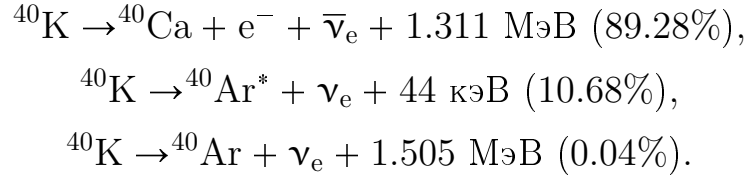
1.3 Геонейтрино

Изучение энергетического баланса Земли — фундаментальный вопрос геологии, поскольку он определяет силу, которая движет тектоникой плит, мантийной конвекцией и геодинамо. Согласно современным измерениям, внутренняя часть Земли излучает тепло с мощностью около 47 ± 2 ТВт [31], что составляет менее 0.1% поступающей солнечной энергии. Часть этой энергии, является следствием β -распада радиоактивных изотопов в недрах Земли. При этом основной вклад вносится ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{232}\text{Th}$, которые входят в радиоактивные

ряды радия и тория соответственно:



а также ${}^{40}\text{K}$:



Также существует еще ряд изотопов, как, например, ${}^{235}\text{U}$ или ${}^{87}\text{Rb}$, но их количество и вклад в производство тепла Земли очень малы. Нейтрино, образованные в результате этих реакций, называется геонейтрино. На рисунке 1.4 изображён спектр антинейтрино для ${}^{238}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$ и ${}^{40}\text{K}$ [32].

Предсказываемое количество ${}^{238}\text{U}$, ${}^{232}\text{Th}$ и ${}^{40}\text{K}$ и их распределение в Земле, а также вклад в общий тепловой поток различно в разных моделях Земли. Так вклад в общий тепловой поток для разных моделей составляет от 10 до 30 ТВт. Основной идеей, наиболее распространённой сейчас модели, называемой Силикатной моделью Земли (Bulk Silicate Earth) [33], является положение, что элементный состав Земли совпадает с элементным составом метеоритов, а также, что U и Th примерно в равных пропорциях содержатся в коре и мантии и отсутствуют в ядре Земли. При этом существует ряд моделей, дающих другие оценки распределения данных элементов. В добавок, существует гипотеза о так называемом геореакторе [34]. Она гласит о наличие самоподдерживающейся ядерной реакции деления урана и тория либо в центре Земли, либо на границе жидкого и твёрдого ядра.

Таким образом, измерение потока геонейтрино позволит оценить вклад радиогенного тепла в общий тепловой поток, а также проверить ряд гипотез о структуре и эволюции Земли.

Как и в эксперименте Райнеса в современных сцинтилляционных детекторах для регистрации антинейтрино используется реакция обратного β -распада с порогом 1.8 МэВ. Кинетическая энергия образовавшегося в ходе реакции позитрона, которая сильно коррелирует с энергией падающего антинейтрино, перед аннигиляцией позитрона с электроном преобразуется в сцинтилляционный свет, регистрируемый фотодетекторами. Нейтрон же после задержки в 200–250 мкс взаимодействует с протоном и, образуя дейтрон, выделяет γ -квант

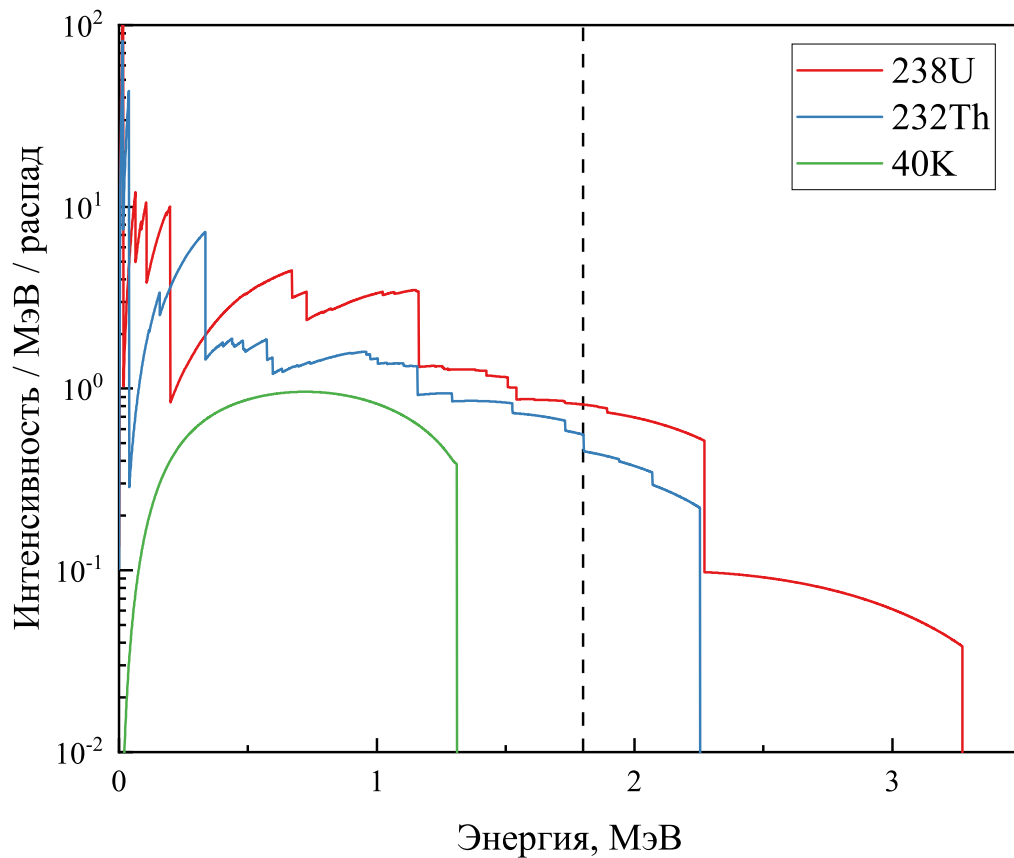


Рисунок 1.4 — Спектр геонейтрино для ^{238}U , ^{232}Th и ^{40}K (только основной канал распада). Пунктирной линией обозначен порог реакции обратного β -распада.

с энергией 2.2 МэВ. Это позволяет идентифицировать нейтринные события. Также в органическом сцинтилляторе нейтрон может захватываться ^{12}C , однако из-за малого сечения захвата вероятность такой реакции составляет около 1% и ей можно пренебречь. Добавление в сцинтиллятор, например, гадолиния ^{157}Gd , имеющего гораздо большее сечение захвата нейтронов (49 кбн), чем протон (0.33 бн), позволяет уменьшить задержку от аннигиляции позитрона до ~ 30 мкс и увеличить энергию выделившегося γ -кванта до 8 МэВ. Также определение координат позитронного и нейтронного событий в мишени позволяет определить направление прилетевшего антинейтрино, и, следовательно, отделить геонейтринные события от фона.

Таким образом, с помощью данной реакции можно регистрировать геонейтрино от ^{238}U и ^{232}Th . Однако максимальная энергия нейтрино при основном канале распада ^{40}K достигает 1.311 МэВ и его регистрация невозможна с помо-

щью реакции обратного β -распада. Регистрация таких антинейтрино возможна с помощью упомянутой выше реакции упругого рассеяния на электронах. При этом сечение упругого рассеяния антинейтрино в 2–3 раза меньше по сравнению с рассеянием нейтрино, а поток геонейтрино на 2–4 порядка меньше, чем поток солнечных нейтрино, что значительно усложняет задачу. Однако определение направления рассеянного электрона с помощью черенковского излучения, которое будет опережать сцинтилляционную вспышку, дает потенциальную возможность подавить нейтринный фон.

Единственными на сегодняшний день зарегистрировавшими геонейтрино детекторами являются KamLAND и Borexino. KamLAND, расположенный в вышеупомянутой шахте Камиока, ориентированный на исследование осциллирующих реакторных нейтрино, начал свои измерения в 2002 г., а в 2005 г. впервые сообщил о наблюдении геонейтрино [35].

Конструктивно детектор KamLAND схож с Borexino, описанным выше. В качестве сцинтилляционной мишени детектор использует 1 кт 20% раствора псевдокумола в додекане с добавлением 1.36 ± 0.03 г/л РРО. В качестве несцинтиллирующей жидкости (буферная зона) используется минеральное масло, представляющее собой смесь нормального парафина (53%) и изопарафина (47%). Сцинтилляционная мишень диаметром 13 м просматривается 1325 ФЭУ с диаметром 17 дюймов и 554 ФЭУ с диаметром 20 дюймов. На рисунке 1.5 схематично изображена конструкция детектора KamLAND.

Опубликованные в 2019 г. результаты KamLAND гласят об зарегистрированных 169_{-27}^{+26} событиях за 4397 дней, что соответствует 32.1 ± 5 TNU [36] и находится в согласии с предсказаниями модели BSE. Основные ограничения в точности эксперимента связываются здесь с большим неустраняемым фоном окружающих реакторов.

В 2010 г. Borexino получил первое высокодостоверное подтверждение регистрации сигнала геонейтрино [37]. Детектор за 3262.7 дня зарегистрировал $52.6_{-8.6}^{+9.4}$ (стат.) $_{-2.1}^{+2.7}$ (сист.) геонейтринных событиях от ^{238}U и ^{232}Th , что соответствует $47_{-7.7}^{+8.4}$ (стат.) $_{-1.9}^{+2.47}$ (сист.) TNU [38].

Наблюдаемый KamLAND и Borexino поток геонейтрино согласуется с расчётными для BSE значениями масс ^{238}U и ^{232}Th при условии распределения этих масс только в коре и верхней мантии [33]. Однако наличие аналогичного количества U и Th в ядре приводит к такому незначительному увеличению потока геонейтрино на поверхности Земли, которое оба детектора в виду отно-

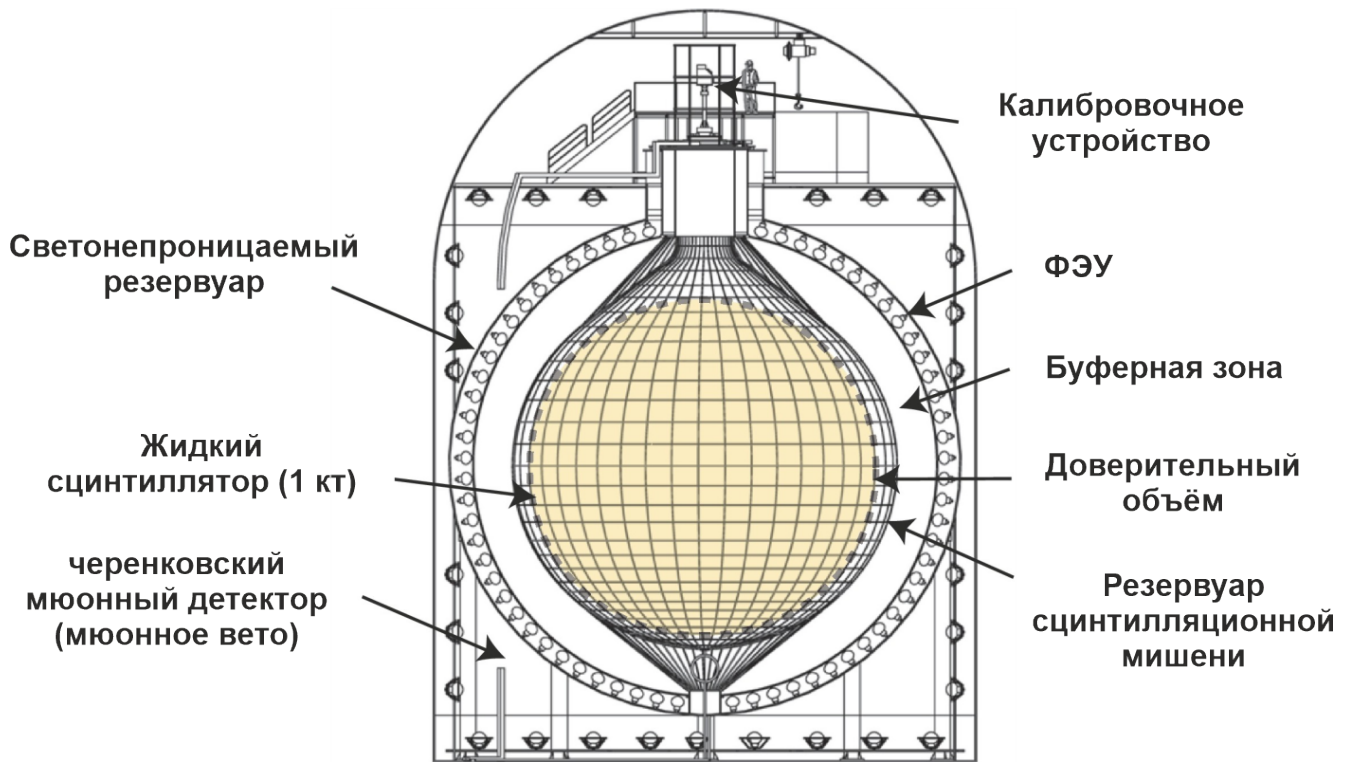


Рисунок 1.5 — Схематическое изображение детектора KamLAND [3].

нительно малого объёма мишени и, как следствие, малой статистики, а также высокого фона реакторных нейтрино не способны идентифицировать.

1.4 Реакторные нейтрино

Ядерные реакторы генерируют тепло за счет контролируемой самоподдерживающейся цепной реакции деления изотопов урана и плутония. Основными компонентами ядерного топлива являются ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu , обеспечивающие более 99.9% общей мощности. Антинейтрино испускаются при β -распадах продуктов деления, при этом энергетический спектр реакторных антинейтрино простирается до примерно 8 МэВ.

На Земле ядерные реакторы по мощности создаваемого ими потока нейтрино превосходят любые другие источники, в связи с чем, почти с момента своего появления, ядерные реакторы использовались в физических экспериментах, например, упомянутый выше эксперимент Райнеса. Другим примером экспериментов направленных на регистрацию реакторных антинейтрино явля-

ются жидко-сцинтилляционные эксперименты Double Chooz [7], Daya Bay [8] и RENO [9], основной целью которых является измерение угла смешивания θ_{13} .

Крупнейший на данный момент сцинтилляционный детектор, строящийся многоцелевой детектор эксперимента JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) [5], так же в первую очередь нацелен на измерение реакторных нейтрино. Данный детектор располагается в подземном комплексе на глубине 1800 м.в.э. на юго-востоке Китая в 53 км от двух АЭС, Янцзян и Тайшань. Основной целью данного эксперимента является определение иерархии масс нейтрино, однако, помимо этого, данный детектор будет чувствителен к части спектра солнечных нейтрино, нейтрино от сверхновых, геонейтрино и атмосферным нейтрино.

Детектор JUNO состоит из двух зон. Центральная зона, сцинтилляционная мишень, представляет собой акриловую сферу диаметром 35.4 м, заполненную 20 кт жидкого сцинтиллятора на основе линейного алкилбензола. В качестве сцинтилляционной добавки используется PPO (2.5 г/л), а в качестве шифтера bis-MSB. На рисунке 1.6 схематично изображена конструкция детектора JUNO.

Сцинтилляционная мишень помещена в цилиндрический бассейн высотой 44 м и диаметром 43.5 м, заполненный 35 кт ультрачистой воды, которая служит защитой от внешнего радиоактивного фона. Также данная зона, как и в других подобных сцинтилляционных детекторах, будет выполнять функции черенковского детектора для мюонного вето. Помимо этого, над детектором располагается мюонный детектор на основе пластикового сцинтиллятора для точного измерения треков мюонов.

Мишень детектора просматривается 18 000 ФЭУ диаметром 20 дюймов, а для более эффективной регистрации сцинтилляционного света, в промежутках между большими ФЭУ установлены 26 000 маленьких ФЭУ диаметром 3 дюйма. Площадь покрытия мишени при этом составляет 78%. В водной же зоне для регистрации черенковского излучения будут располагаться 2 400 диаметром 20 дюймов.

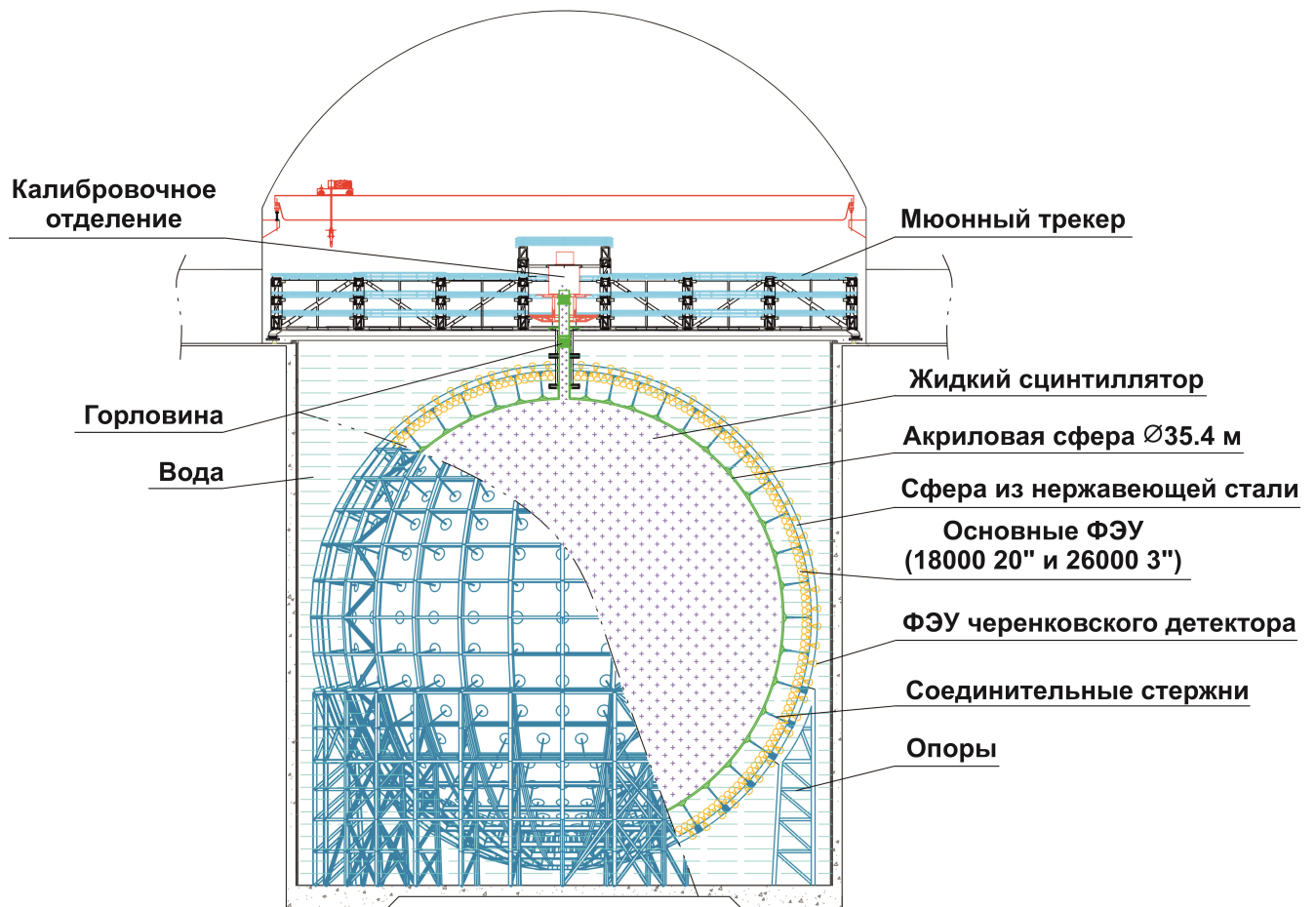


Рисунок 1.6 — Схематичное изображение детектора JUNO [39].

1.5 Нейтрино от сверхновых звёзд

Ещё одним источником нейтрино на земле являются взрывы сверхновых. Одновременно с гравитационным коллапсом железного ядра массивной звезды ($M \geq 8M_{\odot}$) начинается вспышка «тепловых» нейтрино, которая длится около 20 с. В раскаленном ядре рождаются все шесть типов активных нейтрино. Эти нейтрино уносят подавляющую часть гравитационной энергии, около 18.7×10^{49} ПэВ, выделившейся при коллапсе. Только через время от десятков минут до нескольких часов взрыв достигает поверхности, и вспыхивает Сверхновая, наблюдаемая невооруженным глазом и методами оптической, рентгеновской, радио- и гамма-астрономии. По окончании взрыва большая часть вещества звезды рассеивается в пространстве, а на месте ядра остается нейтронная звезда или черная дыра (при $M \geq 40M_{\odot}$).

К началу нейтринной вспышки из-за высокой плотности внутренняя часть ядра становится непрозрачной для нейтрино. Перед вылетом нейтрино многократно рассеиваются, поглощаются и испускаются вновь. Поверхность, с которой нейтрино могут покинуть ядро, называют нейтриносферой. Из-за различия в сечениях взаимодействия радиусы нейтриносфер для разных типов нейтрино отличаются друг от друга. Глубже всех располагается нейтриносфера ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$ и ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$, далее следует нейтриносфера электронного антинейтрино, за ней — нейтриносфера электронного антинейтрино. Этим объясняется предсказываемое различие в средних энергиях нейтрино, покидающих ядро (~ 10 и ~ 12.5 МэВ для электронных нейтрино и антинейтрино и ~ 25 МэВ для мюонных и таонных). Чем больше радиус, тем меньше средняя энергия. Однако, как показывают расчеты, все типы нейтрино делят уносимую ими энергию коллапса примерно поровну.

Непосредственно перед вспышкой «тепловых» нейтрино излучается короткий импульс ($\sim 10^{-2}$ с) электронных нейтрино, возникающих при нейтронизации ядра, достигшего предела устойчивости (предел Chandrasekara). Эти ν_e , имеющие энергии 15–20 МэВ, уносят 5–10% выделившейся при коллапсе энергии.

Изучение нейтринной вспышки — это мощный инструмент исследования энергетики и динамики коллапсирующей звезды, а также свойств самих нейтрино. Однако вспышка Сверхновых — весьма редкое событие (в нашей Галактике ожидается одна вспышка за ~ 30 лет).

Первой и единственной сверхновой, от которой удалось зарегистрировать нейтринное излучение, является SN 1987A, которая вспыхнула в 51 кпк от Земли в Большом Магеллановом Облаке [40]. Нейтрино от данного события были зафиксированы водными детекторами Kamiokande-II [41] и IMB [42], а также Баксанским подземным сцинтилляционным телескопом (БПСТ) [43].

БПСТ, так же как и ЛГГНТ, расположен в подземном комплексе БНО ИЯИ РАН. БПСТ располагается на расстоянии 550 м от входа в тоннель на глубине 850 м.в.э. Телескоп представляет собой четырехэтажное здание размером 16×16 м и высотой 11 м. Для уменьшения фона естественной радиоактивности в качестве наполнителя бетона, из которого собрано здание телескопа, использованы ультраосновные породы, обладающие низким уровнем собственной активности. Установка состоит из четырех вертикальных и четырех горизонтальных слоев и содержит около 3200 детекторов. Расстояние между

горизонтальными плоскостями составляет 3.6 м. Отдельный стандартный детектор представляет собой алюминиевый контейнер размером $70 \times 70 \times 30$ см, покрытый изнутри диффузно отражающей белой эмалью и наполненный жидким сцинтиллятором на основе уайт-спирита с добавлением РРО (1 г/л) и шифтера 1,4-бис(5-фенилоксазол-2-ил)бензол (30 мг/л), также известного как РОРОР [44]. Общий объём сцинтиллятора в телескопе составляет около 330 т. Объём единичного детектора просматривается одним ФЭУ-49 с диаметром фотокатода 15 см. Для уменьшения неоднородности светосбора по объёму детектора часть пространства непосредственно под фотокатодом занята иллюминатором из оргстекла.

Kamiokande-II, IMB и БПСТ было зарегистрировано две вспышки длительностью по 2–3 секунды с перерывом около 8 секунд. Всего для трёх детекторов было зарегистрировано 25 нейтрино, что значительно превосходило обычный для них уровень фона. Регистрация данных нейтрино позволила дать ограничения на массу нейтрино. Также нейтрино и антинейтрино достигли Земли практически одновременно, что стало подтверждением общепринятой теории, по которой гравитационные силы действуют на материю и антиматерию одинаково.

Несмотря на то, что за последние 35 лет, со времён SN 1987A, в пределах нашей или соседних галактик не было зафиксировано ни одной вспышки сверхновой, с начала эпохи звездообразования вспышки сверхновых во Вселенной создают, так называемый, диффузный фон сверхновых нейтрино, которые принято называть «реликтовыми нейтрино сверхновых» (Supernova Relic Neutrinos). Ожидаемый полный поток SRN очень мал и по разным оценкам составляет около $12\text{--}16 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ [45]. Однако, в отличие от вспышек Сверхновых, SRN является непрерывным источником информации о механизме коллапса массивных звезд и свойствах нейтрино, а также частоте коллапсов и скорости формирования звезд во Вселенной [45–47].

Глава 2. Полутонный прототип Баксанского Большого Нейтринного Телескопа

Первым этапом проекта Баксанского большого нейтринного телескопа является разработка и создание про прототипа проекта с массой жидкого сцинтиллятора 0.5 т. Данный этап направлен на изучение особенностей создания и эксплуатации жидко-сцинтилляционных детекторов, отработку технологий очистки жидких сцинтилляторов для достижения высокой оптической и радио чистоты, разработку методов и средств исследования свойств жидких сцинтилляторов, методов и средств исследования параметров вакуумных фотодетекторов, подбор материалов элементов конструкции детектора и исследование их характеристик, разработку и создание электронной системы регистрации детектора, включая разработку программного обеспечения, отработку калибровочных измерений прототипа и методов анализа данных и т.д.

2.1 Расположение прототипа детектора

Прототип детектора располагается в основном экспериментальном зале лаборатории галлий-германиевого нейтринного телескопа БНО ИЯИ РАН, находящимся в Баксанском ущелье, Россия (Рисунок 2.1а). Подземный комплекс лаборатории ГГНТ находится в толще горы Андырчи (3937 м). Экспериментальный зал представляет из себя выработку полуцилиндрической формы длиной 60 м, диаметром 15 м, шириной основания 13 м и высотой 10 м. Непосредственно к лаборатории ведёт горизонтальный тоннель протяжённостью 3.5 км, вход которого расположен на высоте 1705 м над уровнем моря. Примерные координаты детектора: 43.24854° с.ш. и 42.71524° в.д. Толщина горных пород над залом составляет 2.14 км при средней плотности 2.7 ± 0.01 г/см³, что соответствует вертикальной глубине около 5580 м.в.э. На рисунке 2.1б изображена топологическая карта местности [48] с указанными на ней главной штольной подземного комплекса БНО ИЯИ РАН и местоположением прототипа детектора. Интегральная глубина с учётом топографии местности составляет 4550 м.в.э [49]. Поток мюонов космических лучей по сравнению с потоком на

поверхности ослаблен в 10^7 раз, более подробно поток мюонов рассмотрен в главе 4. Для снижения фона быстрых нейтронов и гамма-фона от окружающих пород зал облицован специальным низкорadioактивным бетоном толщиной 70 см и стальными листами толщиной 0.6 см. Измеренная экспериментально с помощью спектрометра на основе NaI(Tl) кратность ослабления фона в диапазоне 0.2–3.2 МэВ составляет 15–16 раз и определяется только содержанием радиоактивных примесей в низкофономом бетоне, которые составляют 1.58×10^{-7} и 6.3×10^{-7} г/г для урана и тория соответственно [50].

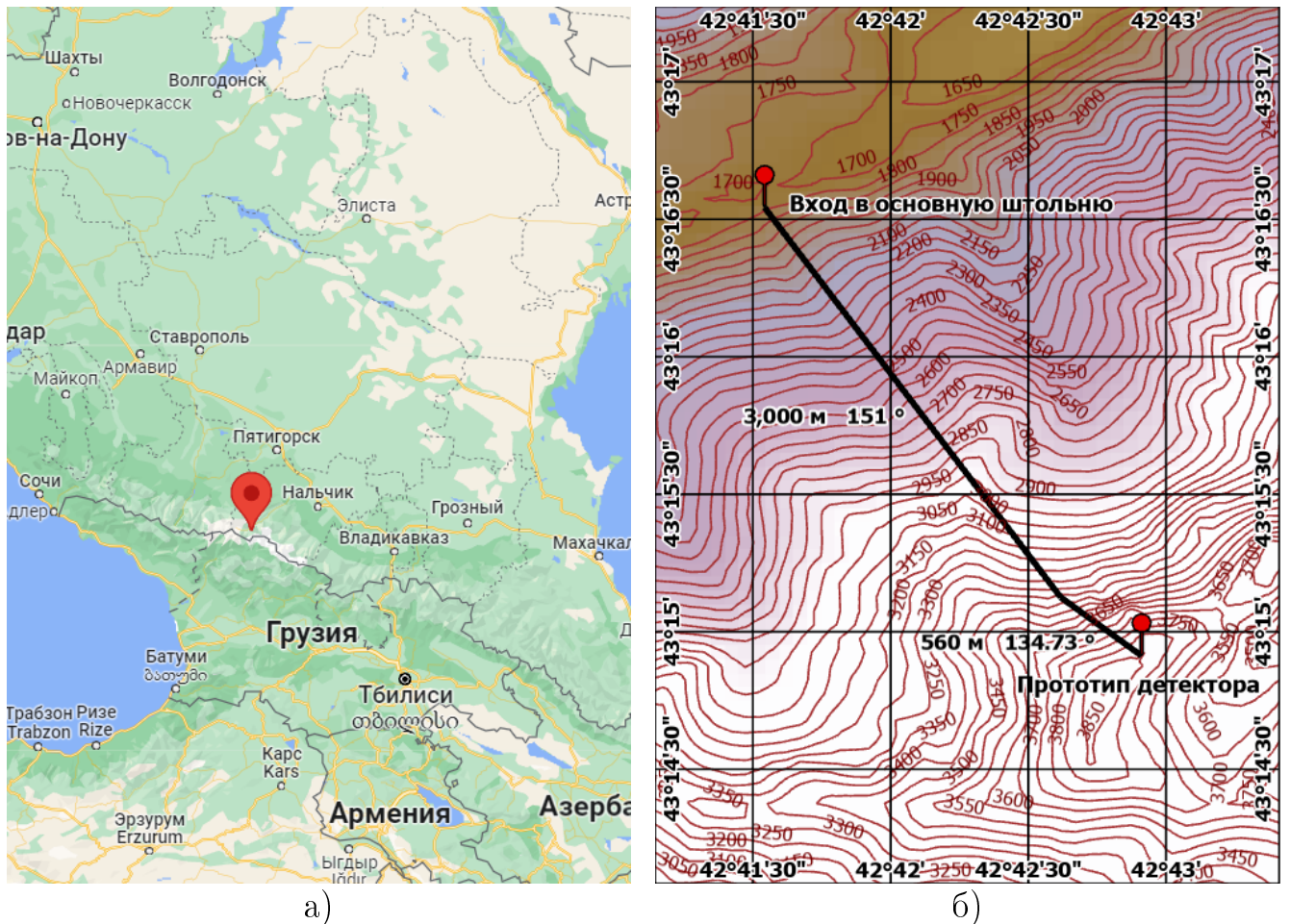


Рисунок 2.1 — а) Географическое месторасположение Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН; б) Топологическая карта с указанным на ней местоположением прототипа детектора

2.2 Фон реакторных нейтрино

Одним из неустраняемых фонов для нейтринного детектора является фон от ядерных реакторов. Как уже было сказано, энергетический спектр реакторных антинейтрино простирается до примерно 8 МэВ, тем самым охватывая весь диапазон спектра геонейтрино, регистрация которых является одной из основных целей проекта. Полный спектр антинейтрино от реактора для одного акта деления может быть выражен как сумма индивидуальных вкладов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu . При этом относительный вклад в общую тепловую мощность станции зависит от типа реактора и от стадии выгорания отдельной активной зоны. В таблице 2 для различных типов рассматриваемых реакторов для каждого изотопа приведены относительный вклад в общую мощность [51] и выделяющаяся энергия на один акт деления [37; 52].

Таблица 2 — Энергия и относительный вклад на один акт деления для разных типов реакторов [37; 51; 52]

		^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
Q_i , МэВ		202.36 ± 0.26	205.99 ± 0.52	211.12 ± 0.34	214.26 ± 0.33
P_i	PWR	0.56	0.08	0.3	0.06
	BWR				
	LWGR				
	GCR				
	PHWR	0.543	0.411	0.022	0.024
MOX	0	0.081	0.708	0.212	

Для расчёта спектра антинейтрино от конкретного изотопа был использован метод, описанный в работе [53], где спектры были представлены в виде экспоненциального полинома 5-го порядка:

$$\lambda_i(E_{\bar{\nu}}) = \exp\left(\sum_{p=1}^6 \alpha_{p,i} E_{\bar{\nu}}^{p-1}\right).$$

Таким образом, изотропный поток антинейтрино для одного реактора:

$$S(E_{\bar{\nu}}) = P_{\text{th}} \langle \text{LF} \rangle \sum_{p=4}^4 \frac{P_i}{Q_i} \lambda_i(E_{\bar{\nu}}),$$

где P_{th} — тепловая мощность реактора, а LF — коэффициент нагрузки, процентная величина, выражающая эффективное рабочее состояние сердечника в определенный период рабочего цикла, в данной работе примем $LF = 1$. Тепловая мощность того или иного реактора была взята из базы данных МАГАТЭ [54].

Для учёта эффекта нейтринных осцилляций использовалась формула:

$$P_{ee}(E_{\bar{\nu}}, L) = \cos^4(\theta_{13}) \left(1 - \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2 \left(0.1267 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{E_{\bar{\nu}}} \right) \right) + \sin^4(\theta_{13}),$$

где $\sin^2(2\theta_{12}) = 0.307$, $\sin^2(\theta_{13}) = 0.022$, $\Delta m_{12}^2 = 7.53 \times 10^{-5}$ эВ² [55], а L — расстояние до реактора в км, $E_{\bar{\nu}}$ — энергия антинейтрино в ГэВ [56]. Расстояние от ГГНТ до реактора рассчитывалось по геодезическим координатам WGS 84 путём их перевода в Декартову систему координат с учётом переменного радиуса Земли и различия геоцентрической и геодезической широт [57, с. 292].

Исходя из этого, суммарный поток реакторных антинейтрино может быть рассчитан по формуле:

$$F(E_{\bar{\nu}}) = \sum_{r=1}^{N_{\text{reactors}}} \left(P_{ee}(E_{\bar{\nu}}, L_r) \frac{P_{th}}{4\pi L_r^2} \langle LF \rangle \sum_{i=4}^4 \frac{P_i}{Q_i} \lambda_i(E_{\bar{\nu}}) \right).$$

Таким образом, для ЛГГНТ поток реакторных антинейтрино ото всех функционирующих в мире АЭС (176 шт.), при условии их 100% загрузки, составляет 10.7451×10^5 см⁻²с⁻¹, а в диапазоне геонейтрино (до 3.2 МэВ) поток составляет 10.6149×10^5 см⁻²с⁻¹. На рисунке 2.2 изображён спектр потока реакторных антинейтрино для лаборатории ГГНТ.

Чтобы определить прогнозируемый сигнал, необходимо учесть вероятность захвата антинейтрино протоном с последующей реакцией обратного β -распада. Для расчёта сечения реакции обратного β -распада использовалось выражение, данное в работе [58]:

$$\sigma_{IBD}(E_{\bar{\nu}}) = 10^{-43} p_e E_e E_{\bar{\nu}}^{-0.07056+0.02018 \ln E_{\bar{\nu}}+0.001953 \ln^3 E_{\bar{\nu}}},$$

где p_e и E_e — импульс и энергия позитрона соответственно:

$$p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}, \quad E_e = E_{\bar{\nu}} - \Delta, \quad \Delta = m_n - m_p,$$

m_n , m_p , m_e — массы нейтрона, протона и позитрона соответственно.

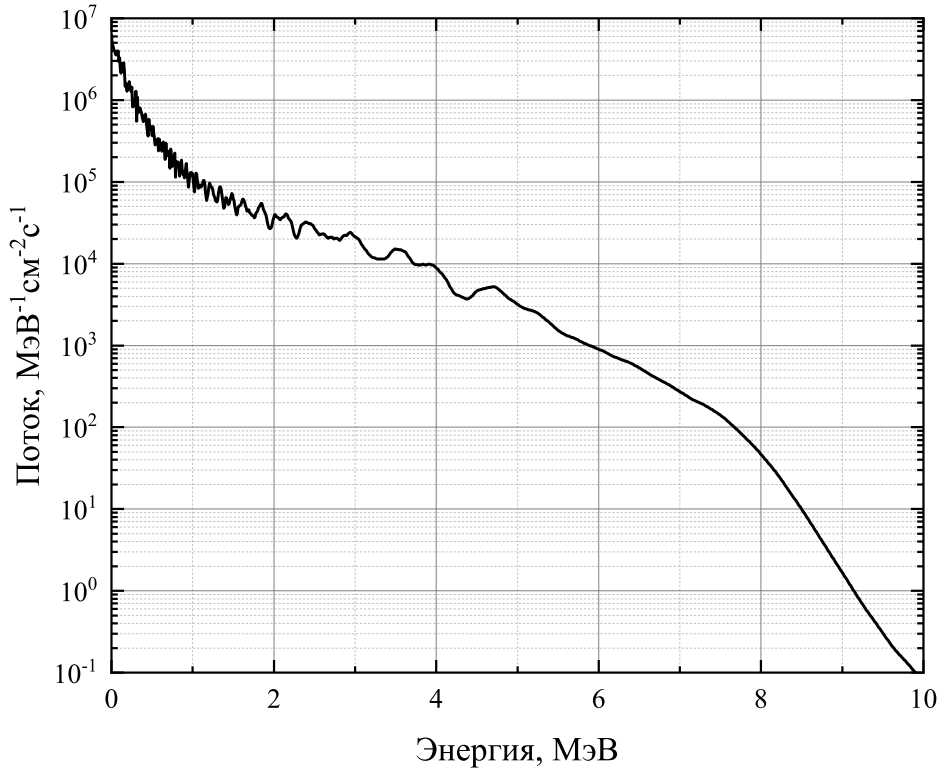


Рисунок 2.2 — Расчётный спектр потока реакторных антинейтрино для ЛГГНТ.

Для возможности количественного сравнения потока реакторных нейтрино с потоком геонейтрино произведём расчёт суммарного потока в TNU:

$$N_{\text{tot}} = \varepsilon(E_{\bar{\nu}}) * N_p * T * F(E_{\bar{\nu}}) * \sigma_{\text{IBD}}(E_{\bar{\nu}}),$$

где ε — эффективность детектора, N_p — количество свободных протонов мишени, а T — время экспозиции детектора. Для оценки сигнала реакторного антинейтрино в TNU принимаем $N_p = 10^{32}$, $T = 3.1536 \times 10^7$ (1 год), а $\varepsilon = 1$.

Таким образом, поток реакторных антинейтрино для ЛГГНТ составляет 53.9 TNU, а в диапазоне геонейтрино — 17.3 TNU. На рисунке 2.3 изображён спектр ожидаемого сигнала от данных антинейтрино.

Ожидаемые потоки реакторных нейтрино были рассчитаны для всех основных жидко-сцинтилляционных нейтринных экспериментов, таких как Borexino, KamLand, Jinping, SNO+, HANOHANO [59]; в таблице 3 приведены их числовые значения, а также ожидаемые потоки геонейтрино [60; 61] и их соотношения. Из полученных результатов видно, что Баксанская нейтринная

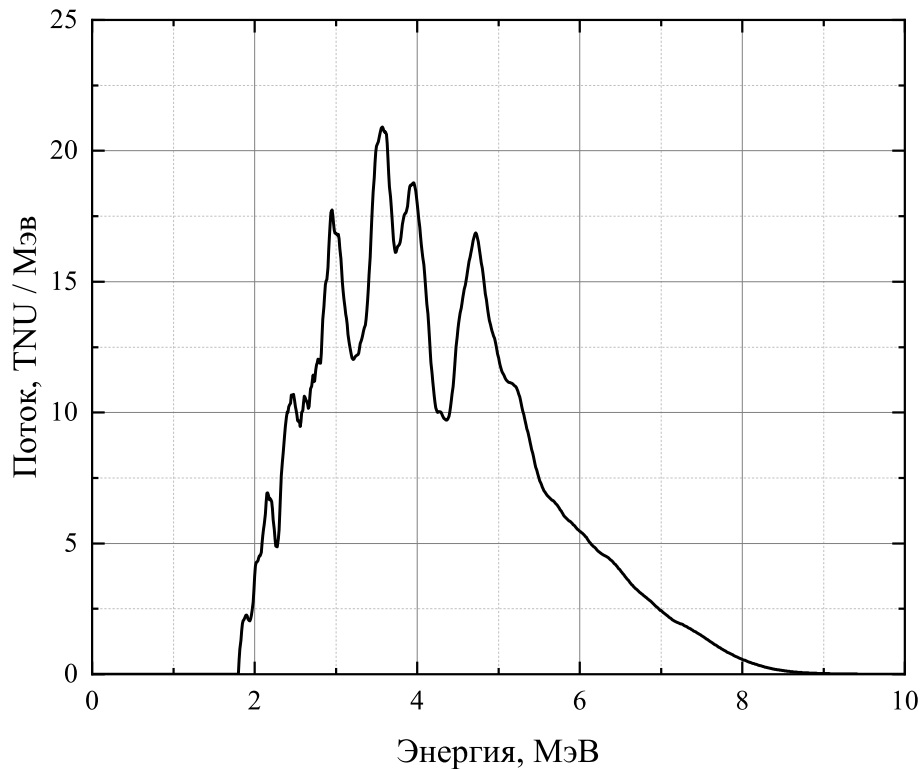


Рисунок 2.3 — Спектр ожидаемого сигнала от реакторных антинейтрино для ЛГГНТ.

обсерватория по соотношению $N_{reactor}/N_{geo}$ и прогнозируемому потоку геонейтрино уступает лишь эксперименту Jinping.

2.3 Фон быстрых нейтронов

Источником быстрых нейтронов в лаборатории глубокого залегания являются реакции деления U и Th в горных породах вокруг детектора, а также взаимодействие мюонов с ядрами веществ. Быстрые нейтроны имеют большой свободный пробег и, следовательно, могут достигать активного объема детектора, попадая извне. Быстрый нейтрон, упруго рассеянный на протоне, может вызвать мгновенное событие с высокой энергией, а затем термализоваться и захватиться протоном, создавая ложное событие, подобное антинейтрино.

Таблица 3 — Ожидаемые потоки геонейтрино, реакторных нейтрино и их соотношение для местоположений основных жидко-сцинтилляционных нейтринных экспериментов [60; 61]

Местоположение	Поток геонейтрино*, TNU	Поток реакторных нейтрино, TNU	$N_{reactor}/N_{geo}$
БНО	50.8	17.3	0.34
Gran Sasso	40.7	31.8	0.78
Kamioka	34.5	53.8	1.56
Sudbury	50.8	80.1	1.58
Jinping	59.4	7.5	0.13
Pyhäsalmi	51.5	27.5	0.53
Hawaii	12.5	1.5	0.12

* В диапазоне геонейтрино.

Быстрый сигнал из-за протона, рассеянного нейтроном, в принципе должен отличаться от сигнала, индуцированного позитроном в сцинтилляторе из-за различных временных профилей сцинтилляционной вспышки. Тяжелая частица производит вспышки с более выраженной «медленной» составляющей, то есть её временное распределение имеет более длинные хвосты по сравнению с временным распределением сцинтилляций, вызванных электронами и гамма-излучением, что позволяет частично различать этот тип фона.

Поток быстрых нейтронов, измеренный для SAGE, составляет не более $2.3 \times 10^{-7} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в диапазоне энергий 1–11 МэВ [62]. При этом обшивка зала снижает изначальный поток примерно в 3 раза.

2.4 Моделирование отклика детектора

От формы сцинтилляционной мишени и расположения ФЭУ зависит энергетический отклик детектора, а именно его энергетическое разрешение. Для выбора конкретной конфигурации детектора было проведено моделирование

отклика детектора при трёх различных конфигурациях, изображённых на рисунке 2.4.

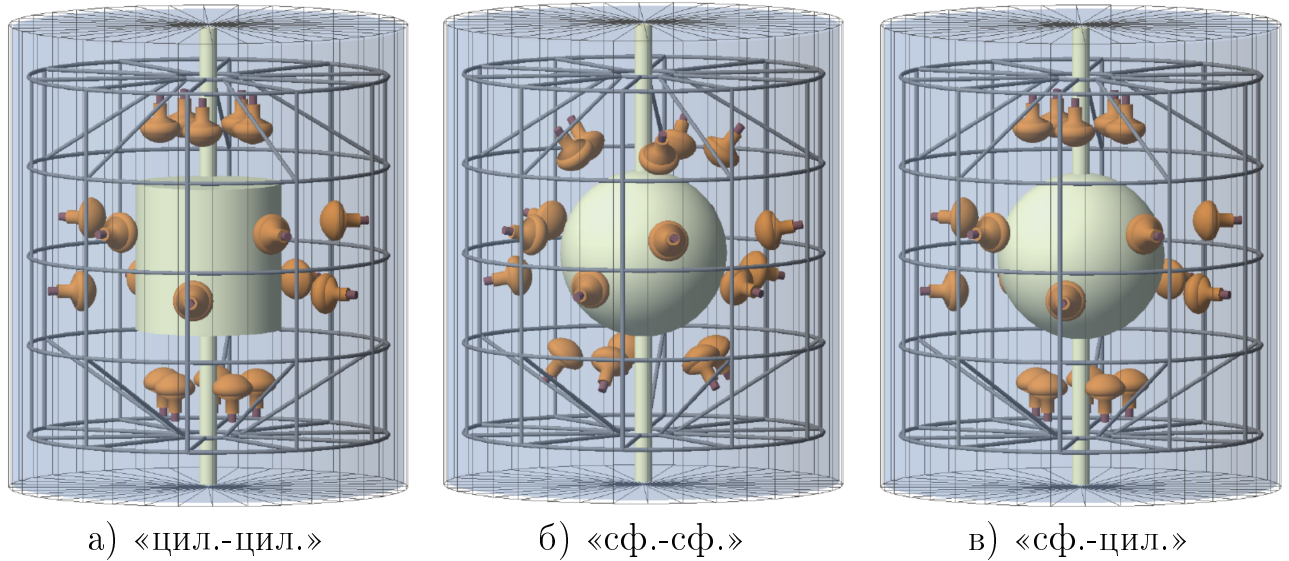


Рисунок 2.4 — Различные конфигурации формы мишени и расположения ФЭУ

Наиболее простой в плане производства ёмкости для жидкого сцинтиллятора и монтажа ФЭУ является конфигурация «цил.-цил.» с цилиндрической мишенью и цилиндрическим же расположением ФЭУ (рисунок 2.4а). Однако наиболее используемой в современных нейтринных экспериментах, по описанным ниже причинам, является конфигурация «сф.-сф.» со сферической мишенью и со сферическим расположением ФЭУ (рисунок 2.4б). Третья рассмотренная конфигурация «сф.-цил.» является комбинацией двух предыдущих, а именно сферическая мишень с цилиндрическим расположением ФЭУ (рисунок 2.4в).

Моделирование отклика детектора проводилось с помощью инструмента LSMC (Liquid Scintillator Monte Carlo, разработанного на основе набора инструментов Geant4 [63—65]). На рисунке 2.5 показан отклик детектора по количеству зарегистрированных фотоэлектронов для трех рассматриваемых конфигураций.

В случае конфигурации «сф.-сф.» распределение отклика состоит из пика с уступом. Двухкомпонентный характер (рисунок 2.6) распределения объясняется тем, что фотоны, испускаемые вблизи акриловой сферы ($R > 46$ см), могут иметь угол падения больше, чем критический, когда они достигают границы акрил-вода. Эти фотоны отражаются обратно в объем мишени. В сферическом объеме они имеют тот же угол падения, когда снова достигают акриловой границы (без учета рассеяния), и, переотражаясь, так и не проникают за пределы

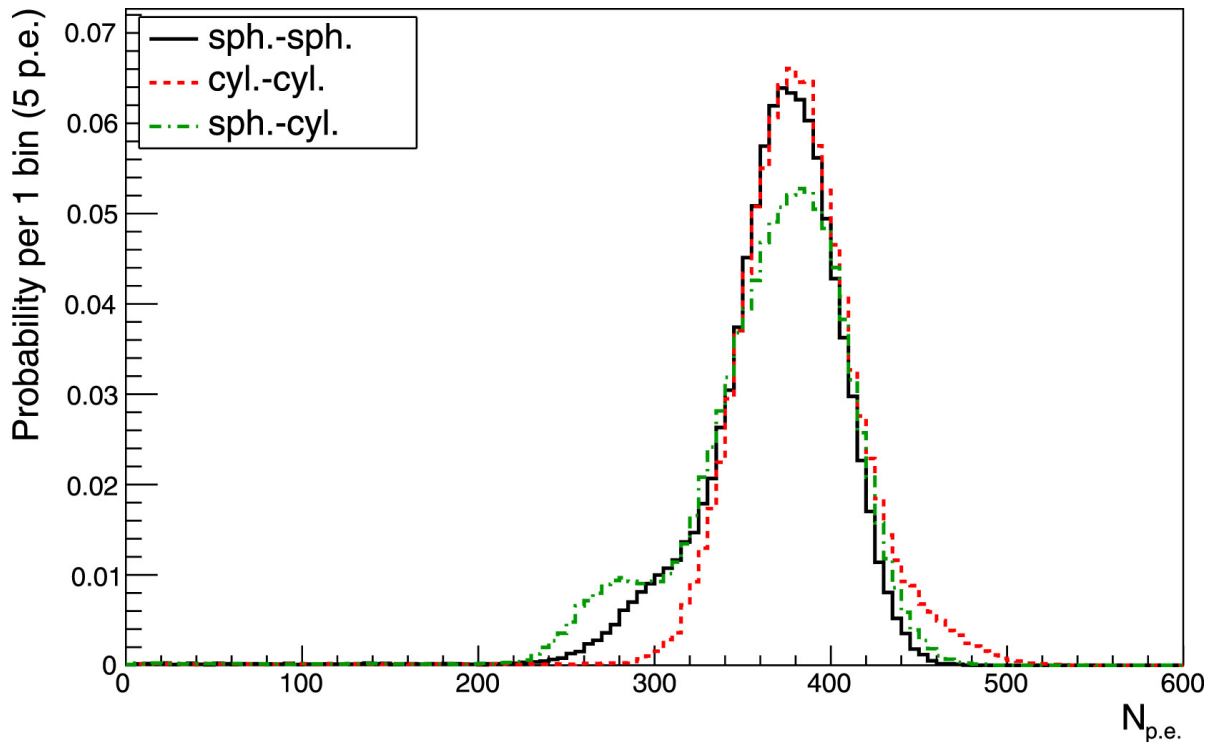


Рисунок 2.5 — Отклик детектора на электроны с энергией 1 МэВ, равномерно распределенные по объему мишени, для трех вариантов компоновки: «сфера-сфера» (чёрная линия), «цилиндр-цилиндр» (красная линия) и «сфера-цилиндр» (зелёная линия).

сферы. Эта часть фотонов не обнаруживается, и такие события с частично потерянной светимостью образуют меньший пик спектра отклика. Однако, такие события могут быть легко отделены от событий на главном пике. Таким образом, после реконструкции события эта особенность не портит окончательного энергетического разрешения.

Конфигурация «цил.-цил.» обеспечивает несколько лучший сбор света, чем другие варианты, однако размытие пика немного больше по сравнению с основным пиком варианта «сф.-сф.». Смешанная конфигурация со сферическим объемом жидкого сцинтиллятора и цилиндрическим расположением ФЭУ («сф.-цил.») наследует недостатки обоих предыдущих вариантов и, следовательно, является наименее благоприятной. Таким образом, конфигурация «сф.-сф.» была выбрана как наиболее оптимальная.

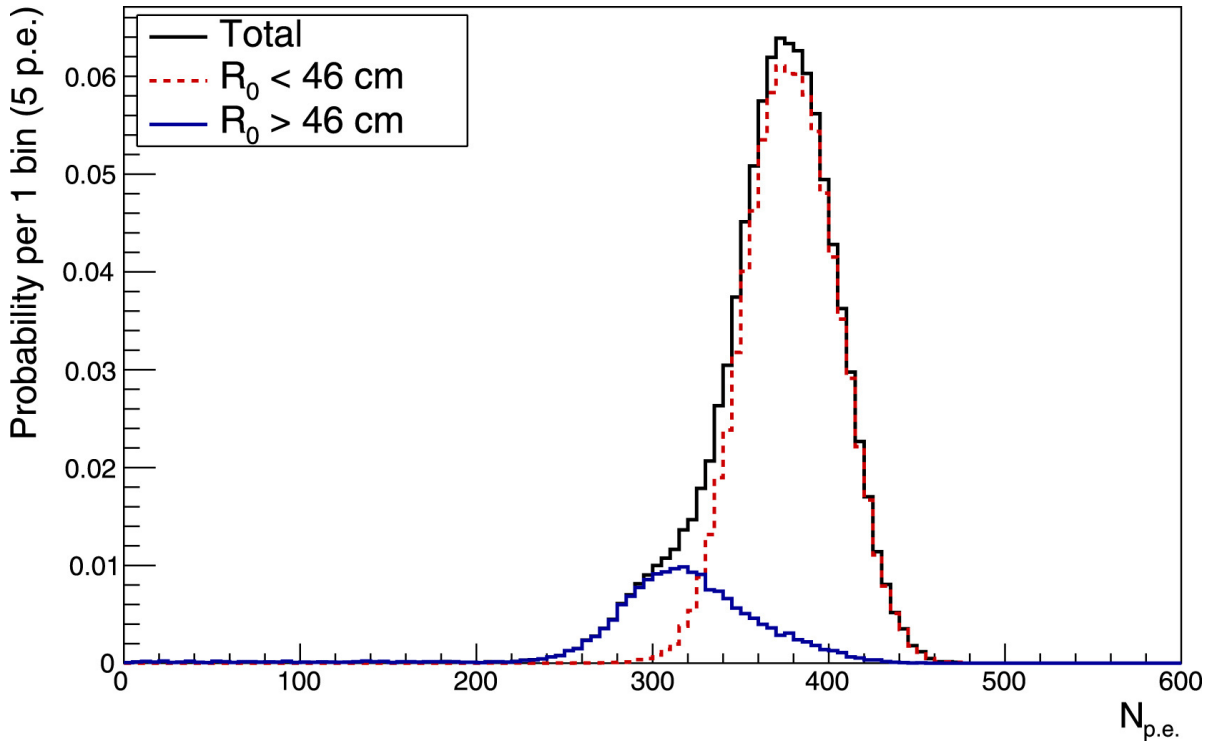


Рисунок 2.6 — Отклик детектора на электроны с энергией 1 МэВ, равномерно распределенные по объему сферической мишени, и вклады событий, происходящих в $R < 46$ (красная линия) и $R > 46$ см (синяя линия).

2.5 Конструкция прототипа детектора

Прототип детектора включает в себя две зоны: центральная зона, служащая мишенью для нейтрино, заполнена сверхчистым жидким сцинтиллятором и окружена второй зоной, заполненной водой, которая служит защитой от внешней радиоактивности.

Сцинтиллятор находится внутри сферы с внутренним радиусом 48 см и переменной толщиной стенки, от 2 см по экватору сферы до 1 см к её полюсам. Таким образом, объем сферы составляет 0.463 м^3 . В качестве растворителя для сцинтиллятора, который более подробно рассмотрен в главе 3, был выбран линейный алкилбензол, он имеет плотность 863 кг/м^3 , следовательно, общая масса сцинтиллятора в сфере составляет примерно 400 кг. Сфера изготовлена из полиметилметакрилата (ПММА), также известного как оргстекло или акриловое стекло, прозрачного материала с показателем преломления аналогичным таковому у LАВ, а именно приблизительно 1.5 на длине волны 420 нм [66; 67]. На полюсах сферы располагаются отверстия диаметром 9 см с акриловыми патруб-

ками снабжённые фланцами, длина патрубков с учётом фланцев составляет 19 см. В сферу сцинтиллятор поступает через нижний патрубок через фторопластовый шланг. Верхний же патрубок удлиняется акриловой трубой того же диаметра и длиной 44 см (с учётом фланцев), который доходит до границы стального каркаса. К уже удлинённому патрубку крепится шланг с краном и расширительной ёмкостью. На рисунке 2.7 изображён чертёж акриловой сферы с геометрическими размерами (без удлинителя верхнего патрубка).

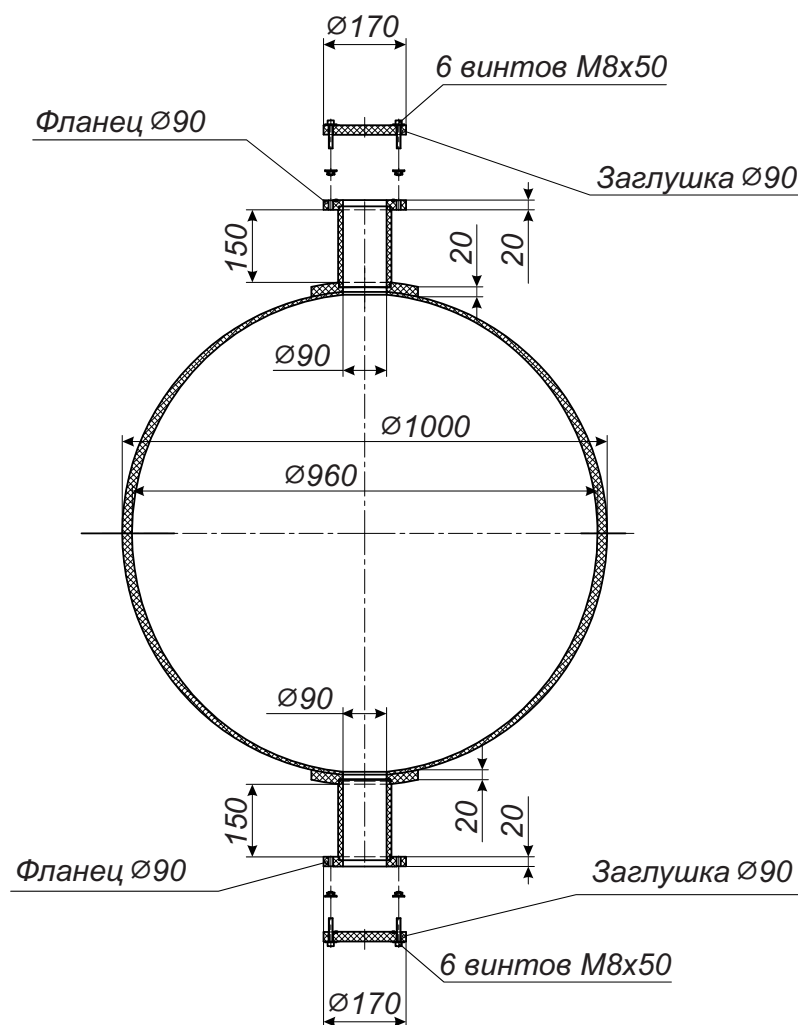


Рисунок 2.7 — Чертёж сферы из оргстекла.

Сфера помещена в заполняемый водой цилиндрический бак из сополимерного полипропилена (ПП-С) со стальным каркасом. Диаметр и высота резервуара составляет 240 и 280 см соответственно, объём 11.5 м^3 , толщина стенки 2 см. На рисунке 2.8 изображён габаритный чертёж резервуара.

Исходя из радиуса акриловой сферы толщина водной защиты составляет не менее 70 см. Бак предусматривает три отверстия с патрубками: один снизу,

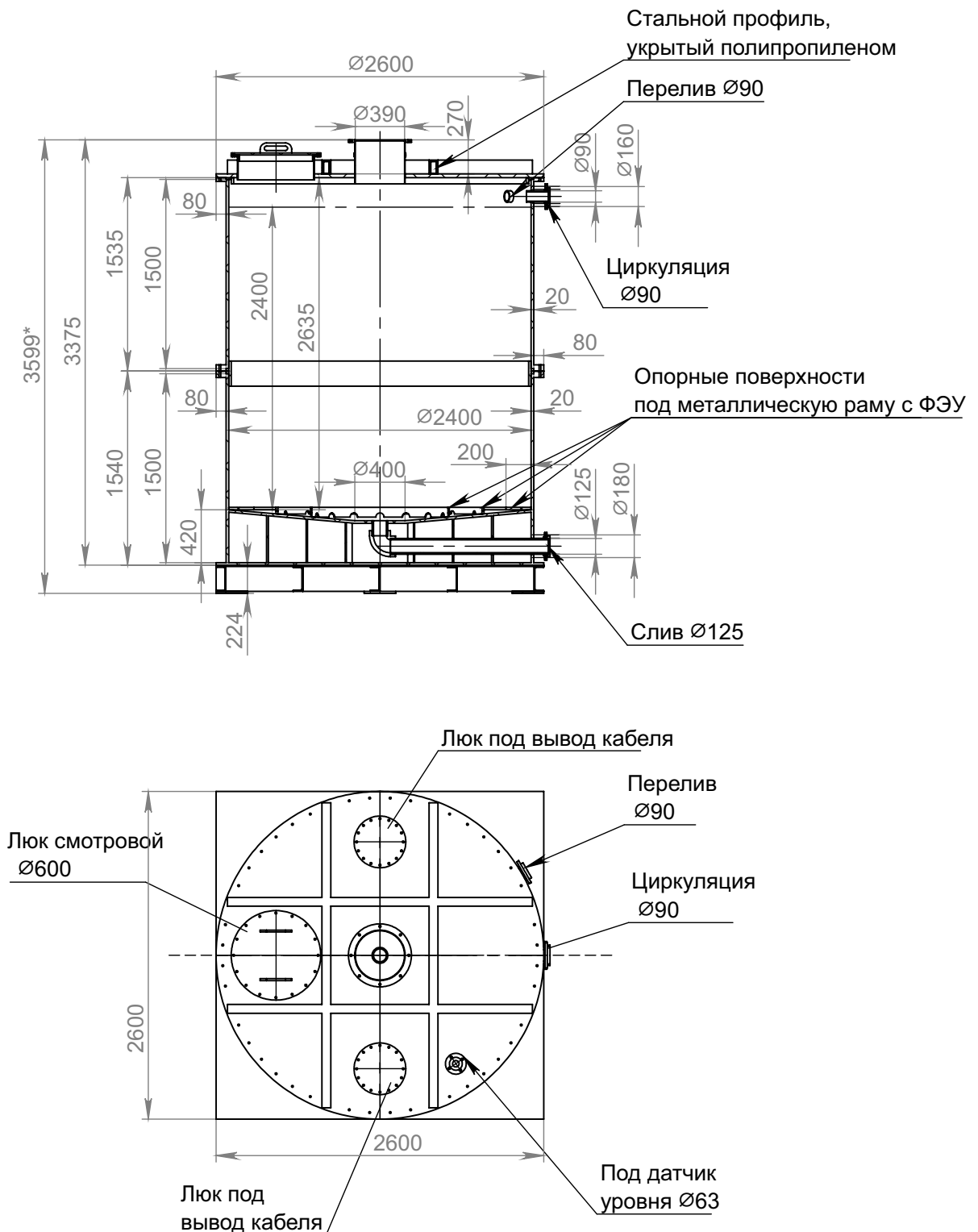


Рисунок 2.8 — Чертёж водного резервуара. Вид сбоку и вид сверху.

предназначенный для слива воды, и два сверху, для заполнения резервуара водой и контроля её перелива.

Сцинтилляционная мишень окружена двадцатью 10-дюймовыми ФЭУ Hamamatsu R7081-100 WA-S70. Геометрические размеры R7081-100 WA-S70 изображены на рисунке 2.9. Характеристики данных ФЭУ рассмотрены в гла-

ве 3. ФЭУ размещены в четыре уровня по пять штук в шахматном порядке в вершинах правильного пятиугольника. Расстоянии от центра сферы до ФЭУ составляет примерно 75 см.

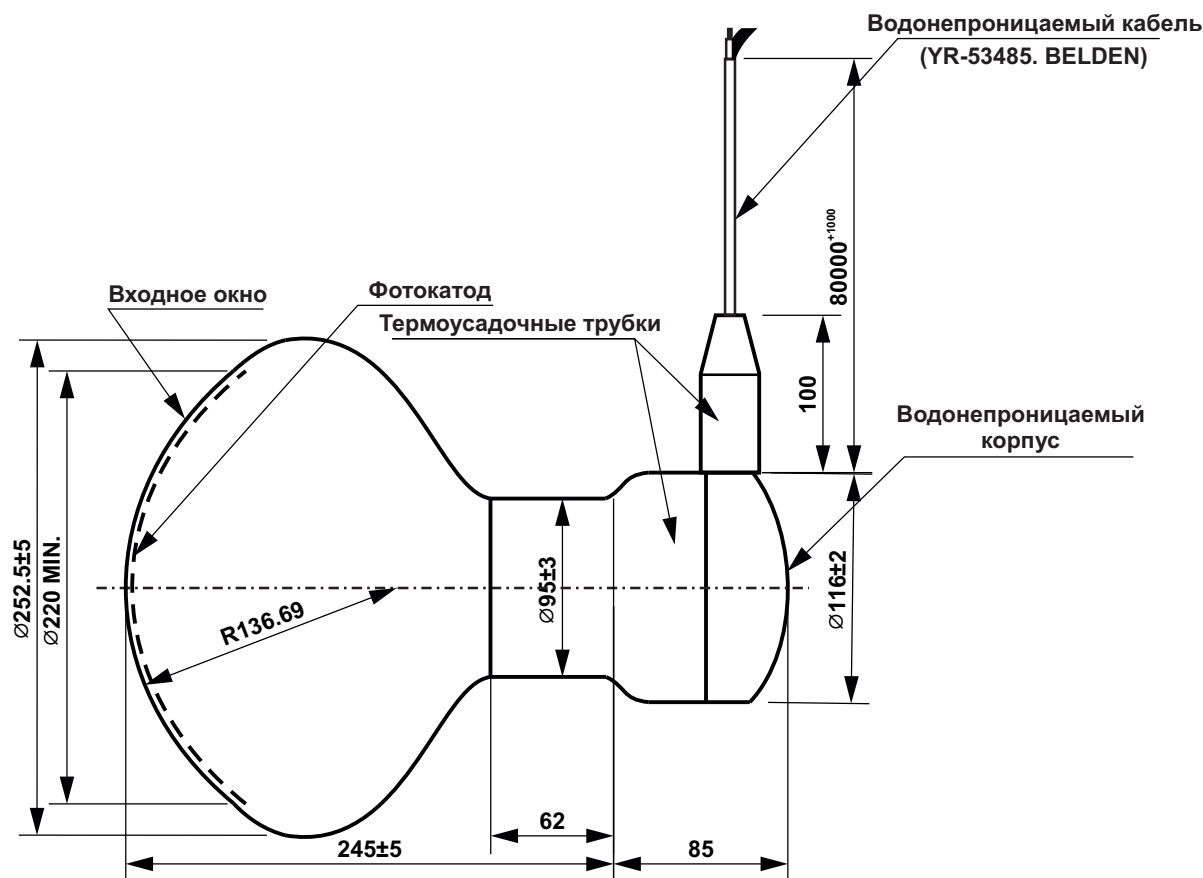


Рисунок 2.9 — Габаритный чертёж фотоумножителей Hamamatsu R7081-100 WA-S70.

Акриловая сфера и ФЭУ устанавливаются на каркас из нержавеющей стали марки AISI 316 подтипа L, который отличается меньшим содержанием углерода (см. раздел 3.3). Каркас выполнен в виде десятиугольной призмы с высотой 222.5 см и диаметром описанной окружности 220 см. К вертикальным стойкам каркаса крепятся шарнирные крепления со стальными штангами и колодками из пластика на основе полиэтилентерефталата ZEDEX 100k, в которых с помощью фторопластовых прокладок фиксируются ФЭУ. Данные крепления позволяют регулировать направление ФЭУ по горизонтали и вертикали, а также расстояние до сферы. Также на каркас снизу и сверху крепятся опоры, на которые устанавливается акриловая сфера, при этом опоры сверху препятствуют всплытию сферы. Данные опоры представляют из себя штанги из нержавеющей стали с регулируемой длиной, к которым с помощью шарового

шарнира крепятся акриловые чашечки. Данные опоры позволяют устанавливать на каркас сферы различного диаметра.

Кабели от ФЭУ также закреплены на стальном каркасе. Вывод кабелей из водного бака осуществляется через два специальных люка (по 10 кабелей) на крышке резервуара. На рисунке 2.10 изображена 3D-модель прототипа детектора.

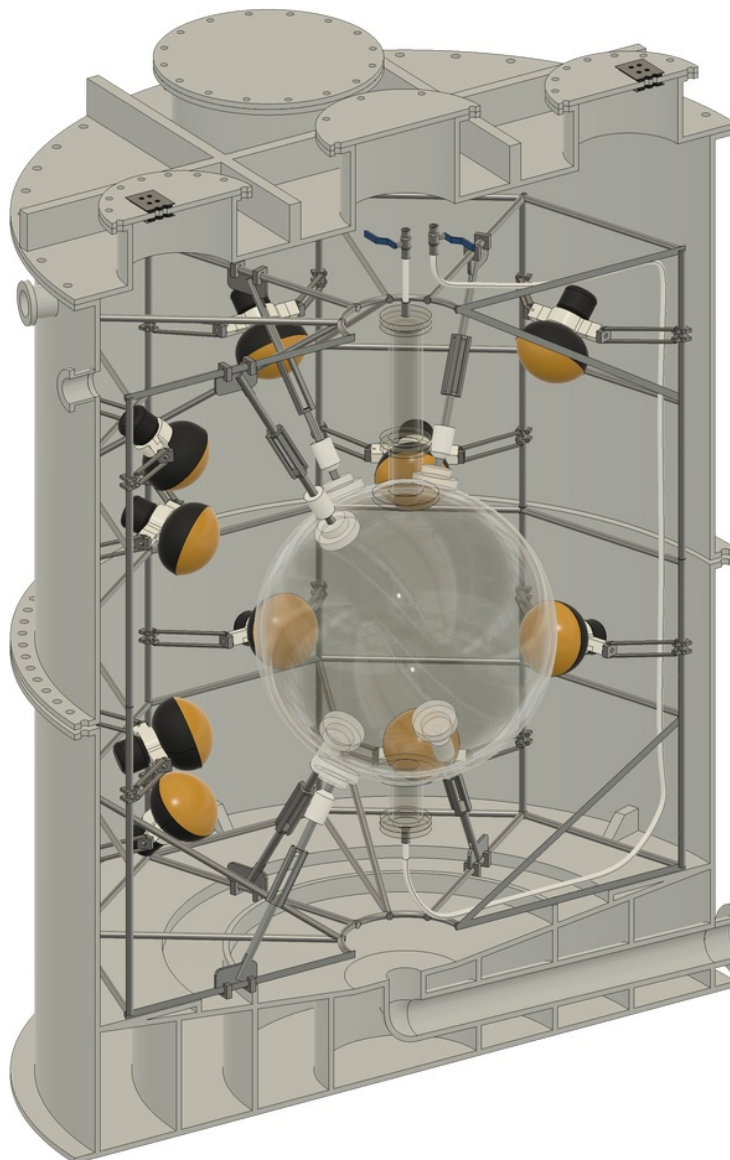


Рисунок 2.10 — 3D-модель полутонного прототипа Баксанского Большого Нейтринного Телескопа.

Заливка сцинтиллятора в акриловую сферу производится из контейнера, выполненного из полиэтилена высокой плотности. В связи с деградацией LAB при его взаимодействии с кислородом, LAB поставляется с завода в контейнере с аргоновой средой, а заливка сцинтиллятора в сферу или слив обратно в

полиэтиленовый контейнер производится после продувки сферы и контейнера азотом. На рисунке 2.11 изображён каркас с установленными на него акриловой сферой и ФЭУ, полиэтиленовый контейнер и полипропиленовый водный резервуар.

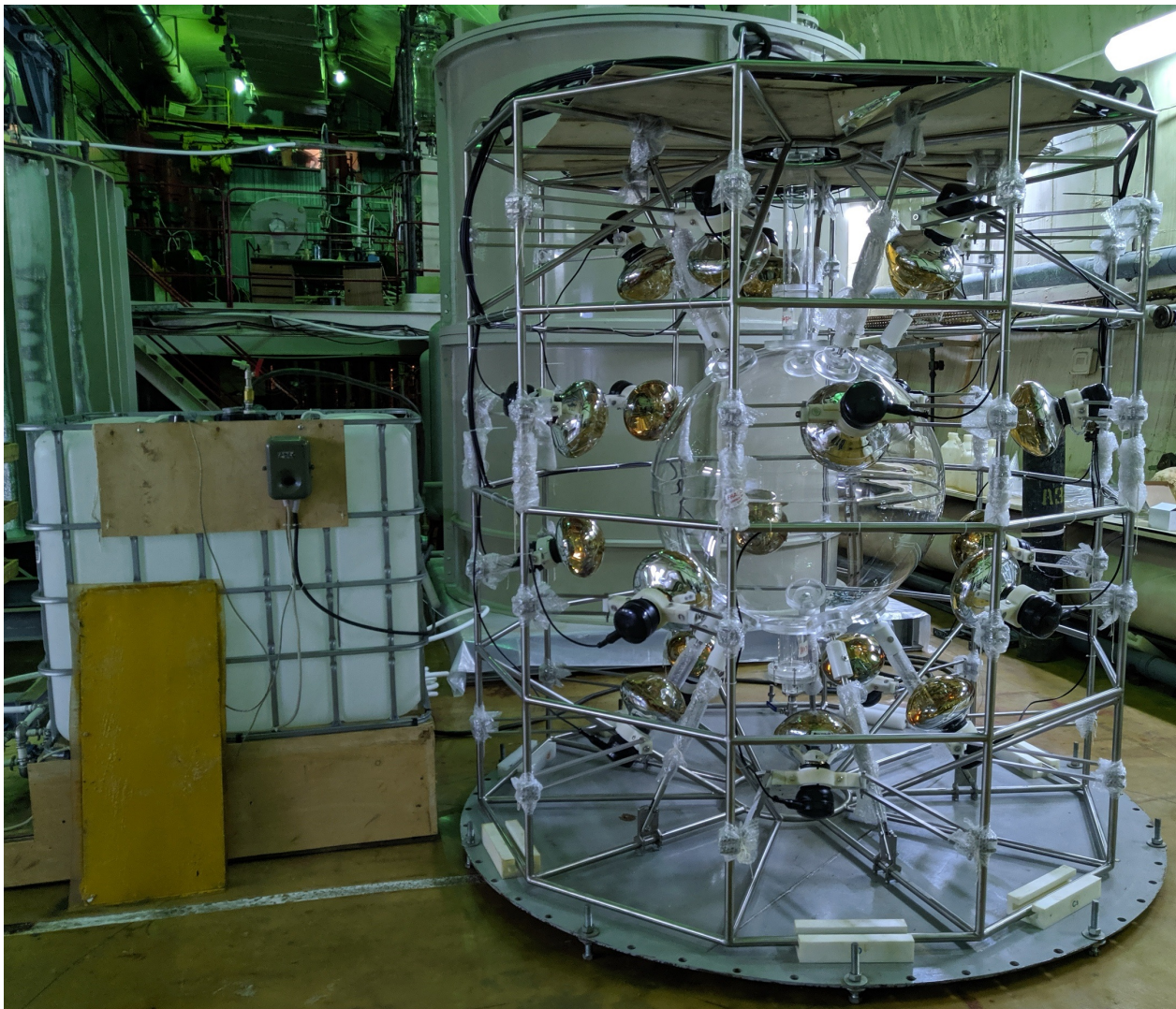


Рисунок 2.11 — Каркас с установленными ФЭУ и акриловой сферой. Слева контейнер из полиэтилена высокой плотности. На заднем плане полипропиленовый водный резервуар.

Вода в бак подаётся через систему очистки и хранения воды в лаборатории ГГНТ. Данная система включает в себя освещение, обезжелезивание, дехлорирование, умягчение, обеззараживание, аэрацию, а также очистку воды набором механических фильтров и фильтров с ионообменных смолами. Чистота воды контролируется датчиком электропроводности, которая для используемой системы очистки составляет 0.05 мкСм.

2.6 Измерение радиоактивного фона от элементов конструкции

Одним из ключевых факторов, влияющих на чувствительность сцинтилляционных детекторов, направленных на регистрацию нейтрино низких энергий, является использование в конструкции детектора материалов с низким содержанием радиоактивных примесей. В связи с этим, для используемых в детекторе оргстекла, стали, ФЭУ и пластика ZEDEX ZX-100k был исследован радиоактивный фон. Для ФЭУ радиоактивный фон измерялся у раскрошенного стекла катодной камеры вместе со спрессованной динодной системой. Измерения проводились Гаврилюком Ю.М. в низкофоновой лаборатории глубокого заложения БНО ИЯИ РАН [68], расположенной на глубине 4900 м.в.э., с помощью установки «СНЕГ» (рисунок 2.12), которая представляет собой германиевый полупроводниковый детектор (ППД) IGC45 с пассивной защитой.

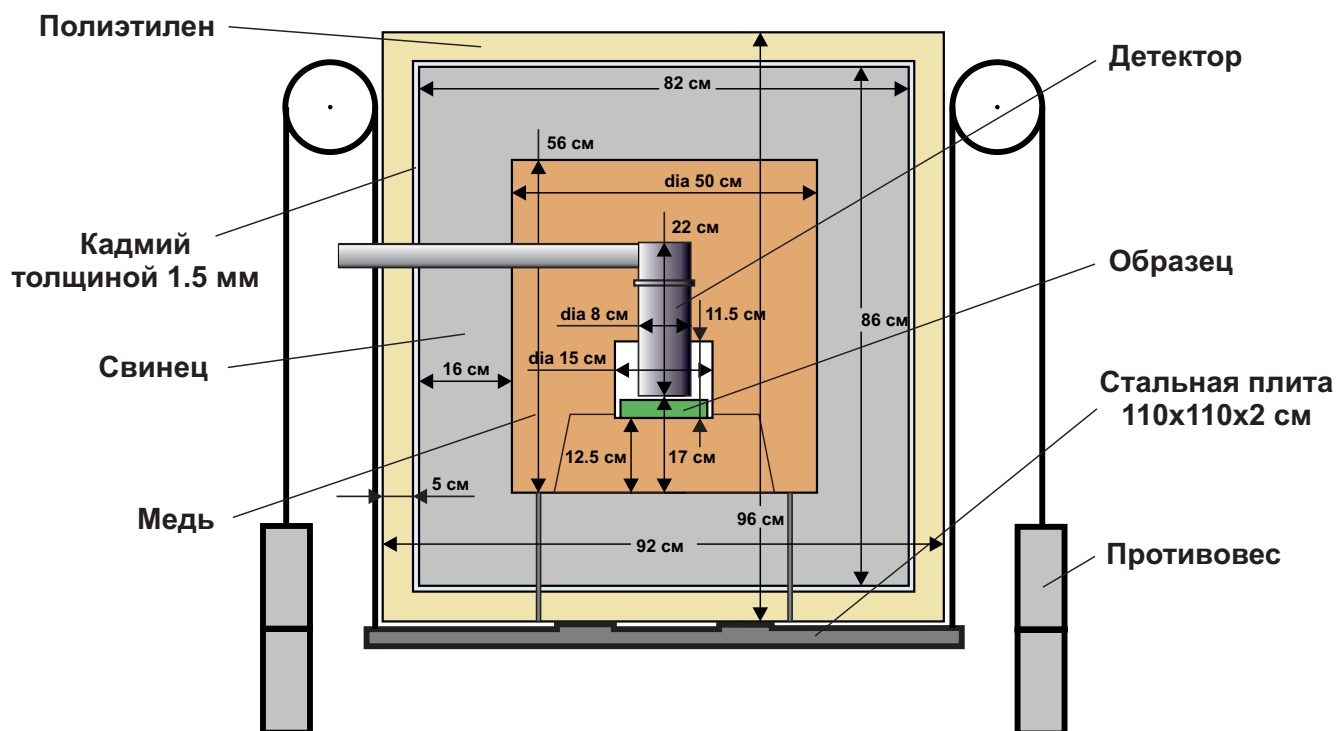


Рисунок 2.12 — Габаритный чертёж установки «СНЕГ».

В таблице 4 приведены результаты обработки данных измерений, полученные Горбачёвым В.В.

Таблица 4 — Результаты измерений радиоактивности элементов конструкции детектора

Образец, материал	Изотоп		
	^{40}K	^{232}Th	^{238}U
	Активность радиоактивных изотопов, мБк/кг Концентрация, ppb		
Акрил	-	0.08	0.21
		0.019	0.017
Сталь	0.53	0.13	0.73
	0.002	0.058	0.032
ФЭУ (стекло + диноды)	4200	160	470
	16	39	37
ZEDEX ZX-100k	6.6	0.18	0.43
	0.025	0.045	0.034

Глава 3. Сцинтиллятор

3.1 Выбор сцинтилляционной смеси

Органические жидкие сцинтилляторы состоят из растворителя и небольшого количества сцинтилляционной добавки (флуорента). Кинетическая энергия ионизирующих частиц, пересекающих среду, в основном передаётся растворителю, возбуждая его молекулы. Энергия возбуждения быстро передаётся первичной сцинтилляционной добавке, обычно за счет безызлучательного диполь-дипольного взаимодействия. Если спектр излучения первичной добавки имеет значительное перекрытие со своим собственным спектром поглощения или со спектром растворителя, для повторного излучения в область более высоких длин волн необходима вторичная добавка, называемая шифтером.

Выбор конкретной смеси жидкого сцинтиллятора зависит от физических целей и технической конструкции детектора. Рабочие характеристики сцинтиллятора обычно оптимизируются за счет максимизации его светового выхода, длин поглощения и рассеяния и минимизации времени затухания сцинтилляции. Кроме того, спектр излучения должен находиться в области максимальной чувствительности ФЭУ. Это оказывает непосредственное влияние на характеристики детектора, т. е. на энергетическое и временное разрешение, а также на энергетический порог.

Часто фоновые события доминируют над нейтринным сигналом, даже если масса мишени чрезвычайно велика. В этом случае условия низкого фона становятся решающими, а также необходимо использовать «активное» подавление фона, т.е. селекцию событий на основе быстрых совпадений, отбраковку событий из внешней части детектора, установку вето при прохождении детектора мюоном, дифференциацию типа частицы по различному временному профилю излучения (дискриминация по форме импульса) и другие. Окончательная эффективность подавления фона зависит от ряда характеристик сцинтиллятора, таких как световой выход, временной профиль флуоресценции, прозрачность и радиочистота. Эти характеристики в основном определяются чистотой исходных материалов, а также температурой и эффектами старения. Световой выход жидкого сцинтиллятора сильно зависит от концентрации сцин-

тилляционной добавки, добавленной к растворителю, увеличиваясь при низких концентрациях, а затем достигая насыщения при определенном уровне. Таким образом, оптимизация количества собираемого света с учетом эффектов самопоглощения необходима для каждой конкретной смеси жидкого сцинтиллятора.

Для Баксанского большого нейтринного телескопа в качестве растворителя был выбран линейный алкилбензол, который в последние годы получает всё большее распространение в жидкостных сцинтилляционных экспериментах. Это связано с рядом преимуществ перед другими растворителями, такими как псевдокумол, толуол, циклогексан или уайт-спирит, используемый в Баксанском подземном сцинтилляционном телескопе (БПСТ). LAB — это бесцветная жидкость без запаха с высокой, относительно других растворителей, температурой вспышки, около 140 °С, низкой токсичностью и является безвредной для окружающей среды. Он легко доступен и довольно дешев, поскольку является составной частью стандартного процесса производства моющих средств в химической промышленности. Кроме того, он химически совместим с акрилом, что делает его пригодным для жидкостных сцинтилляционных детекторов. В детекторе был использован LAB производства ООО «Киришинефтеоргсинтез» (КИНЕФ), Кириши, Россия.

Для полутонного прототипа ББНТ изначально использовалась только первичная сцинтилляционная добавка, а именно был выбран 2,5-дифенилоксазол, известный как PPO. Однако, спектр высвечивания полученного сцинтиллятора не соответствовал спектру пропускания полиметилметакрилата, используемого при изготовлении сферы мишени. В связи с этим, появилась необходимость добавления в сцинтиллятор вторичной сцинтилляционной добавки, т.е. шифтера.

Спектр высвечивания 1,4-бис(5-фенил-2-оксазолил)бензола, также известного как PPOP, используемого в БПСТ [44] в качестве шифтера, хорошо согласуется со спектром пропускания оргстекла. Однако исследования растворимости PPOP в LAB показали низкое значение предельной растворимости, около 50 мг/л при комнатной температуре, что при необходимой концентрации PPOP в готовом сцинтилляторе, около 15 мг/л, делает невозможным приготовление небольшого объёма концентрата для добавления его в объём сцинтилляционной мишени.

Другой распространённой вторичной сцинтилляционной добавкой является 1,4-Бис(2-метилстирил)бензол, известный как bis-MSB, который используется, например, в эксперименте JUNO и Double Chooz. Bis-MSB обладает лучшей

растворимостью по сравнению с РОРОР. Так, согласно проведённым исследованиям, значение предельной растворимости bis-MSB в LAB составило около 450 мг/л при комнатной температуре.

На рисунке 3.1 изображены спектр высвечивания РРО, растворённого в LAB с концентрацией 2 г/л, спектр высвечивания РОРОР, растворённого в толуоле с концентрацией 24 мг/л, спектр высвечивания bis-MSB, растворённого в толуоле с концентрацией 20 мг/л и спектр пропускания оргстекла сферы. Спектр пропускания оргстекла был получен с помощью спектрофотометра Biochrom Libra S80, а спектры высвечивания сцинтилляционных добавок были получены в Институте синтетических полимерных материалов РАН.

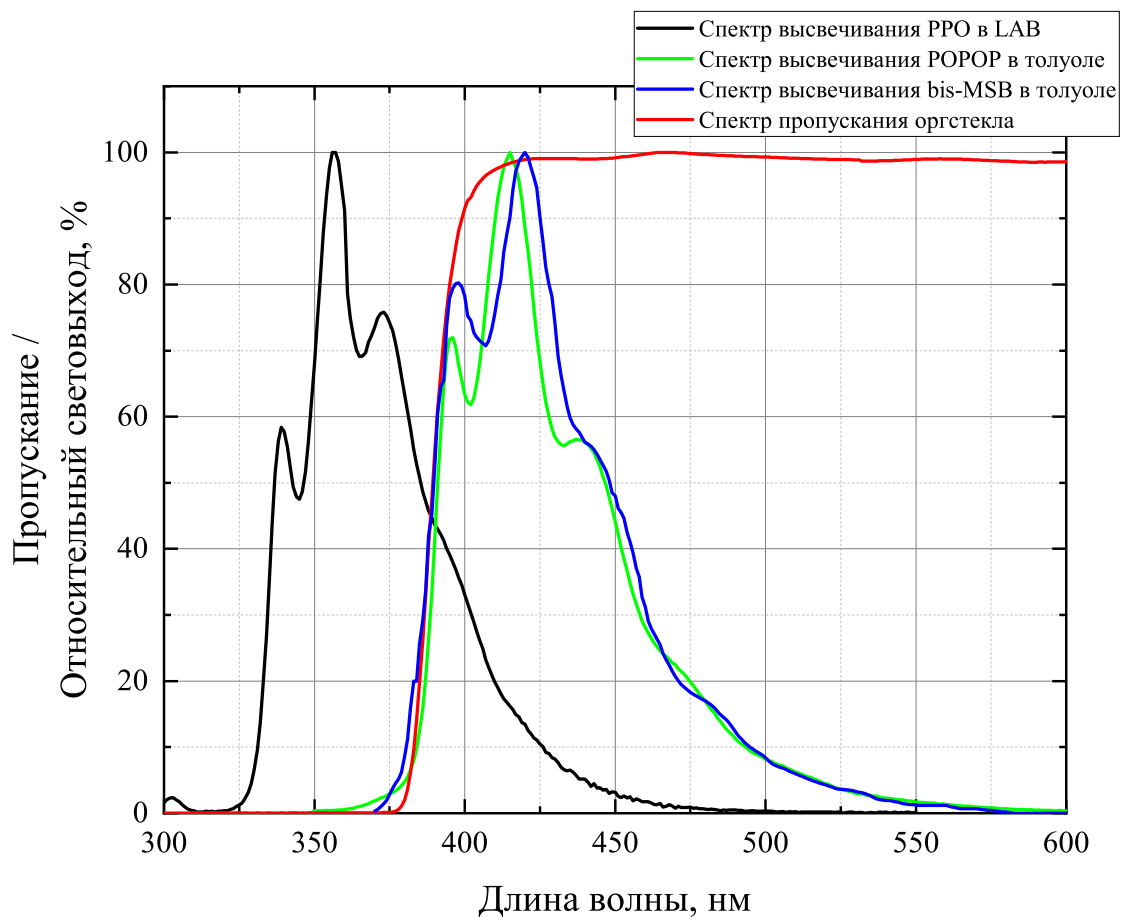


Рисунок 3.1 — Спектр высвечивания флуорентов РРО (чёрная линия), РОРОР (зелёная линия) и bis-MSB (синяя линия), а также спектр пропускания оргстекла (красная линия).

Для определения необходимой концентрации РРО были проведены измерения основных характеристик сцинтиллятора, световыхода и времени высвечивания.

чивания, при концентрации РРО от 0 до 10 г/л. Для измерения указанных характеристик сцинтиллятор, залитый в кварцевую кювету, облучался гамма-лучами 662 кэВ от радиоактивного источника ^{137}Cs , а затем сцинтилляционные световые вспышки регистрировались с помощью фотоэлектронного умножителя. Для дискриминации электронов от ^{137}Cs между радиоактивным источником и кюветой устанавливалась алюминиевая пластинка толщиной 3 мм. Для улучшения светосбора оптический контакт между входным стеклом фотоумножителя и торцом кюветы осуществляется при помощи оптической смазки, а все грани кюветы кроме её торца обматывались белой тефлоновой лентой.

На рисунке 3.2 изображена функциональная схема измерительного стенда для измерения световых выходов сцинтиллятора. Данная схема аналогична описанной в работе [69], однако вместо зарядо-цифрового преобразователя (ЗЦП) сигнал с ФЭУ измерялся быстрым оцифровщиком CAEN N6730. Данный оцифровщик выполнен в стандарте NIM, а по своим характеристикам аналогичен V1730, который используется в системе регистрации детектора и подробно рассмотрен в главе 4. Преимущество использования оцифровщика заключается в наличии у него кольцевого буфера и наличие триггера по каналу, которые позволяют упростить схему измерительного стенда, исключив из неё дискриминатор, линию задержки и, следовательно, линейный разветвитель. В качестве ФЭУ использовался Photonis XP5301B.

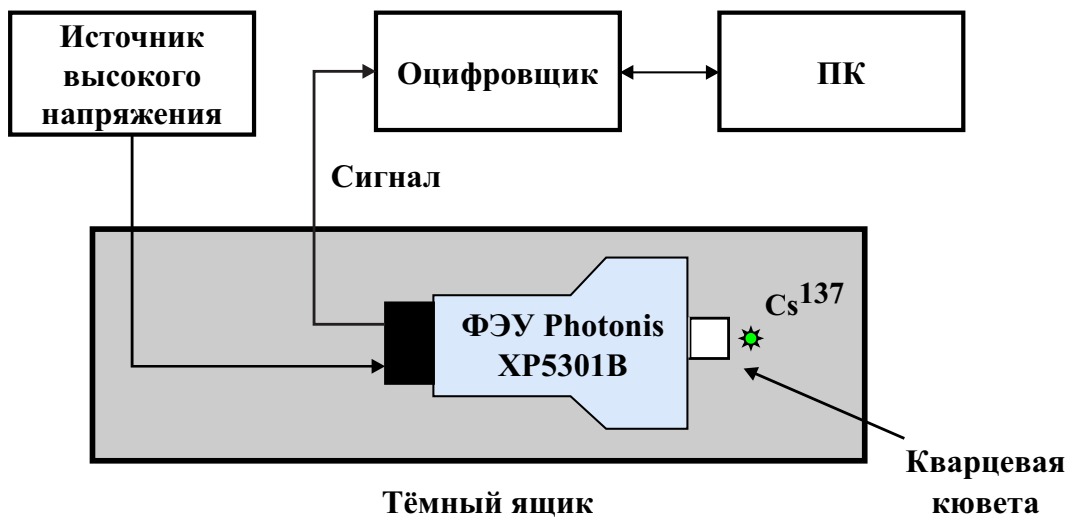


Рисунок 3.2 — Структурная схема стенда для измерения световых выходов жидкого сцинтиллятора.

На рисунке 3.3 изображены измеренные зарядовые спектры импульсов при облучении гамма-источником сцинтиллятора на основе LAB с различной концентрацией PPO.

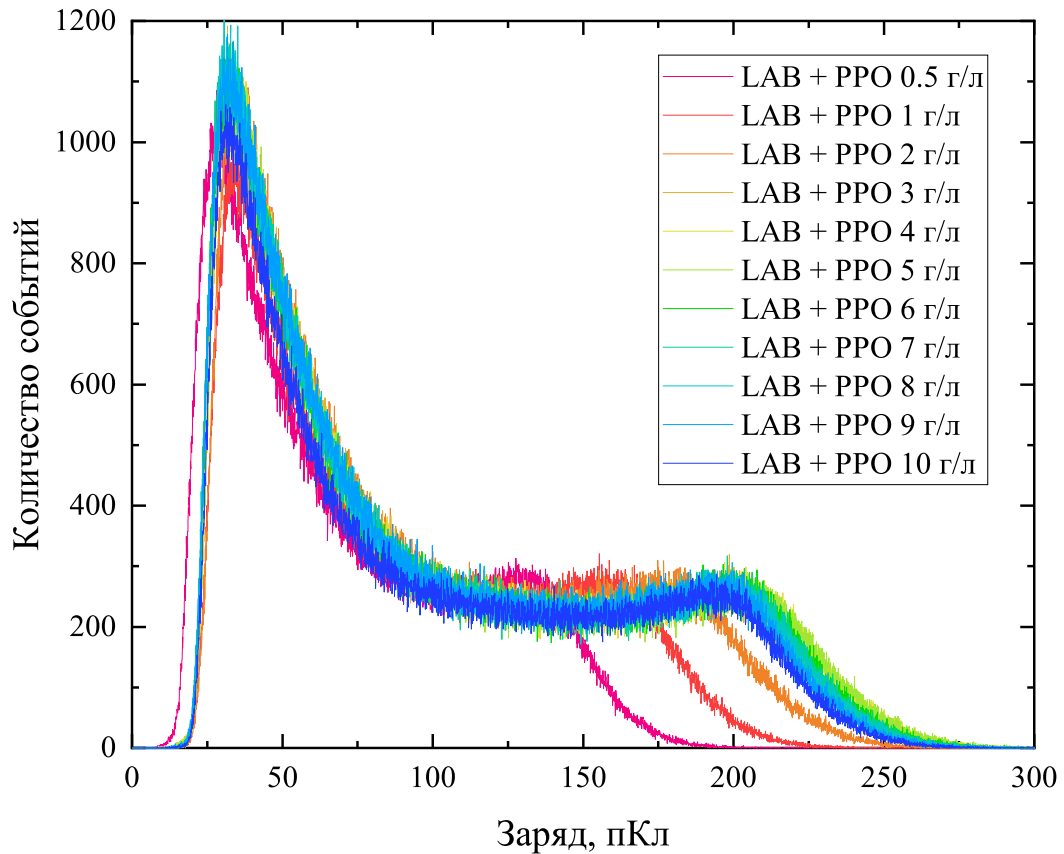


Рисунок 3.3 — Зарядовые спектры импульсов при облучении гамма-источником сцинтиллятора на основе LAB с различной концентрацией PPO.

На рисунке 3.4 изображена функциональная схема измерительного стенда для исследования кинетики свечения сцинтиллятора [69]. Измерения проводились методом счета коррелированных во времени фотонов [70]. Кювета со сцинтиллятором с одного торца просматривалась быстродействующим ФЭУ Hamamatsu R6427. Сигнал с ФЭУ поступал на вход дискриминатора CAEN N841, уровень дискриминации которого устанавливался на примерно 3 ф.э. Выходной сигнал дискриминатора подавался на вход «СТАРТ» время-цифрового преобразователя (ВЦП) БПТ-12А1 с максимальным диапазоном измеряемых временных интервалов 5 мкс и шириной канала 75 пс.

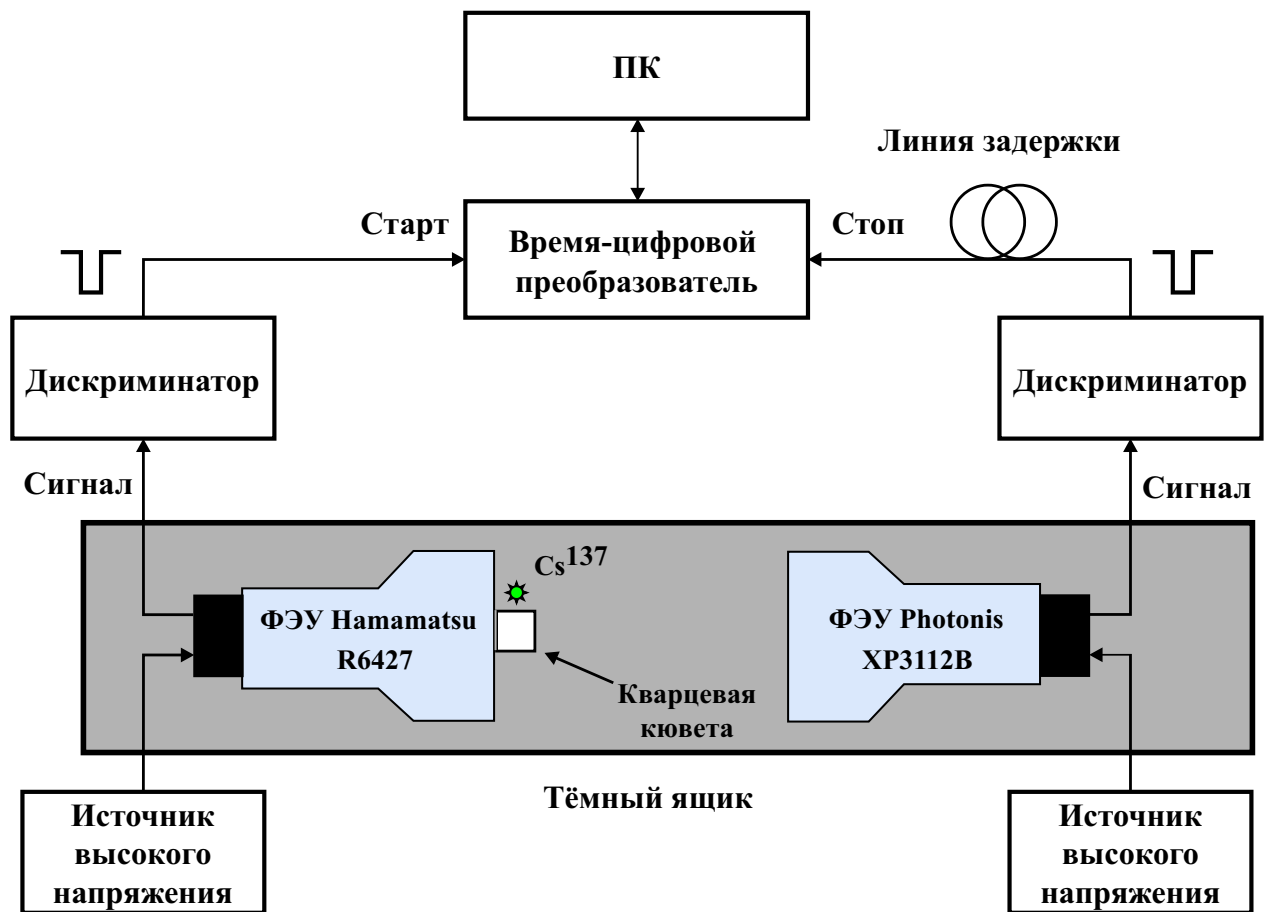


Рисунок 3.4 — Структурная схема стенда для измерения кинетики свечения жидкого сцинтиллятора.

Противоположный торец кюветы просматривался быстродействующим ФЭУ Photonis XR3112B/РА, при этом в обмотке кюветы было сделано небольшое отверстие. Расстояние между торцом кюветы и входным окном второго фотоумножителя, а также диаметр отверстия в обмотке регулировались таким образом, чтобы достичь однофотоэлектронного уровня засветки фотокатода второго ФЭУ. Сигнал с XR3112B/РА подавался на вход дискриминатора N841, уровень дискриминации которого для более высокой эффективности регистрации однофотоэлектронных импульсов устанавливался на примерно $1/4$ ф.э. Выходной сигнал второго дискриминатора через линию задержки поступал на вход «СТОП» время-цифрового преобразователя. Результаты преобразования ВЦП считывались через крейт-контроллер КАМАК (КК-009) персональным компьютером.

На рисунке 3.5 изображены спектры кинетики сцинтилляционного свечения образцов жидких сцинтилляторов на основе ЛАВ и сцинтилляционной добавки РРО, черным показана кинетика свечения чистого линейного алкилбен-

зола без сцинтиллирующих добавок [69]. Для каждого спектра были выделены три компонента с постоянными времени высвечивания τ_1 , τ_2 и τ_3 .

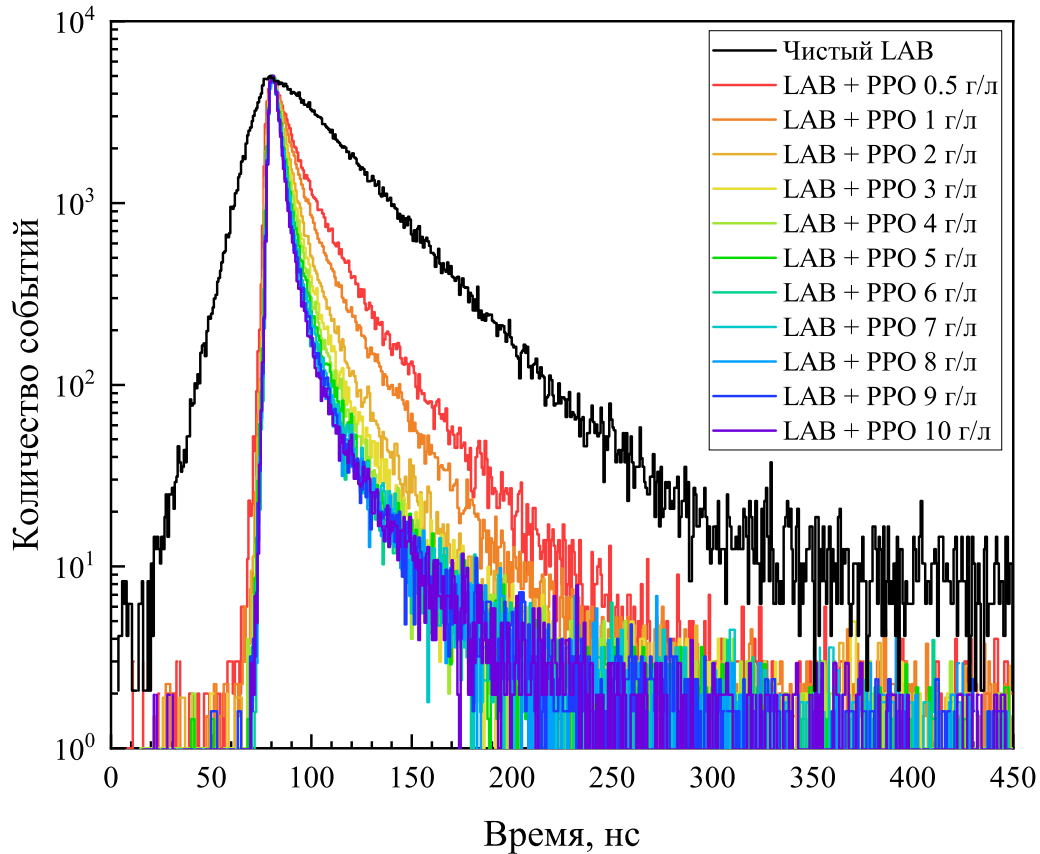


Рисунок 3.5 — Кинетика сцинтилляционного свечения жидких сцинтилляторов на основе LAB и сцинтилляционной добавки PPO при облучении γ -квантами с энергией 662 кэВ от источника ^{137}Cs [69].

По полученным данным были построены зависимости световыхода и времени высвечивания сцинтиллятора от концентрации PPO (Рисунок 3.6).

По полученным результатам видно, что максимальный световыход достигается при концентрации PPO 5 г/л, однако уже при 2 г/л световыход сцинтиллятора составляет примерно 85% от максимально возможного для этого типа сцинтилляционной добавки. Абсолютный световыход при этом достигает примерно 8 000 фотон/МэВ. Время высвечивания при концентрации PPO 2 г/л составляет около 6 нс. Таким образом, исходя из полученных результатов и экономических соображений, была выбрана концентрация PPO 2 г/л.

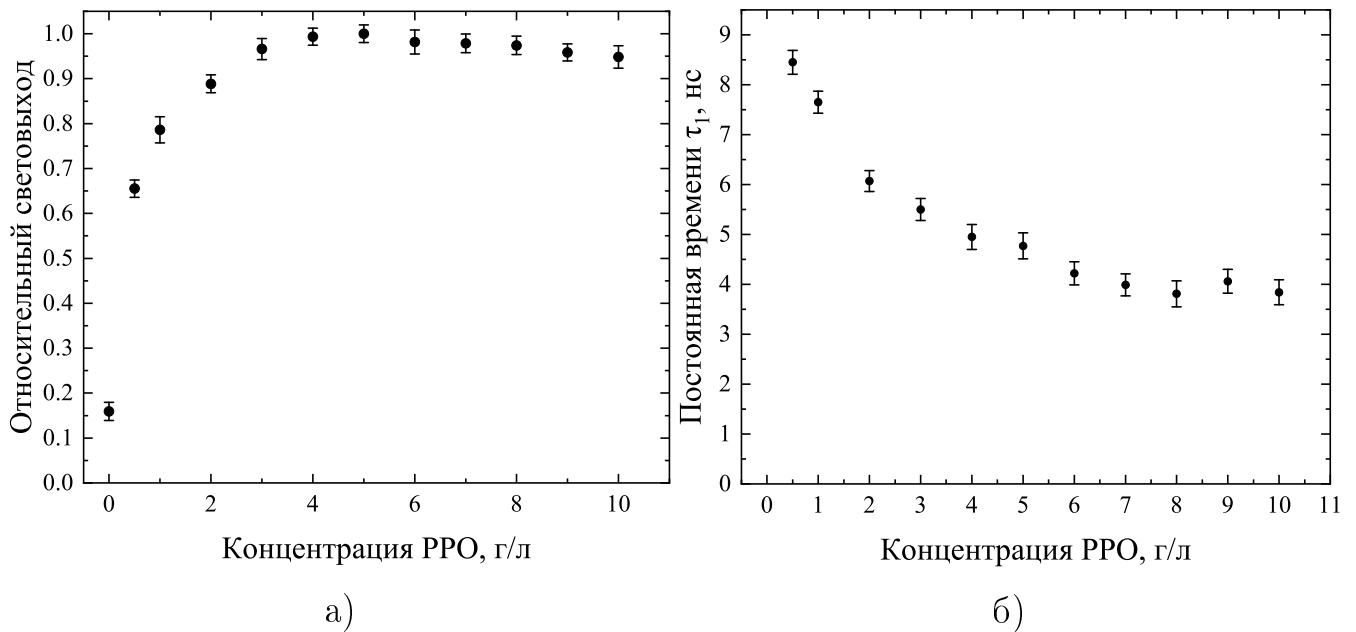


Рисунок 3.6 — а) Зависимость относительного световыхода сцинтиллятора на основе LAB от концентрации сцинтилляционной добавки РРО; б) Зависимость постоянной времени τ_1 быстрой компоненты сцинтиллятора на основе LAB от концентрации сцинтилляционной добавки РРО [69].

Для определения необходимой концентрации шифтера bis-MSB были проведены измерения световыхода при концентрации bis-MSB от 2 до 20 мг/л. На рисунке 3.7 изображена зависимость относительного световыхода данного сцинтиллятора от концентрации bis-MSB.

Как видно из полученных данных изменение концентрации bis-MSB мало влияет на световыход сцинтиллятора, что согласуется с результатами других экспериментов [71]. Таким образом, для полутонного прототипа ББНТ была выбрана концентрация bis-MSB типичная для подобных жидко-сцинтилляционных экспериментов, а именно 10 мг/л [72]. При этом практически не наблюдается ухудшения прозрачности сцинтиллятора, а длина ослабления света, измеренная спектрофотометром Perkin Elmer Lambda 35, на длине волны 420 нм составляет не менее 20 м (верхний предел чувствительности измерительного прибора).

Для контроля состояния сцинтиллятора в полутонном прототипе ББНТ через два года после заливки сцинтиллятора в мишень была взята проба для измерения её световыхода и длины затухания. На рисунке 3.8 изображены спектры световыхода проб сцинтиллятора, взятых до его заливки в детектор в декабре 2019 г. и пробы, взятой в декабре 2021 г.

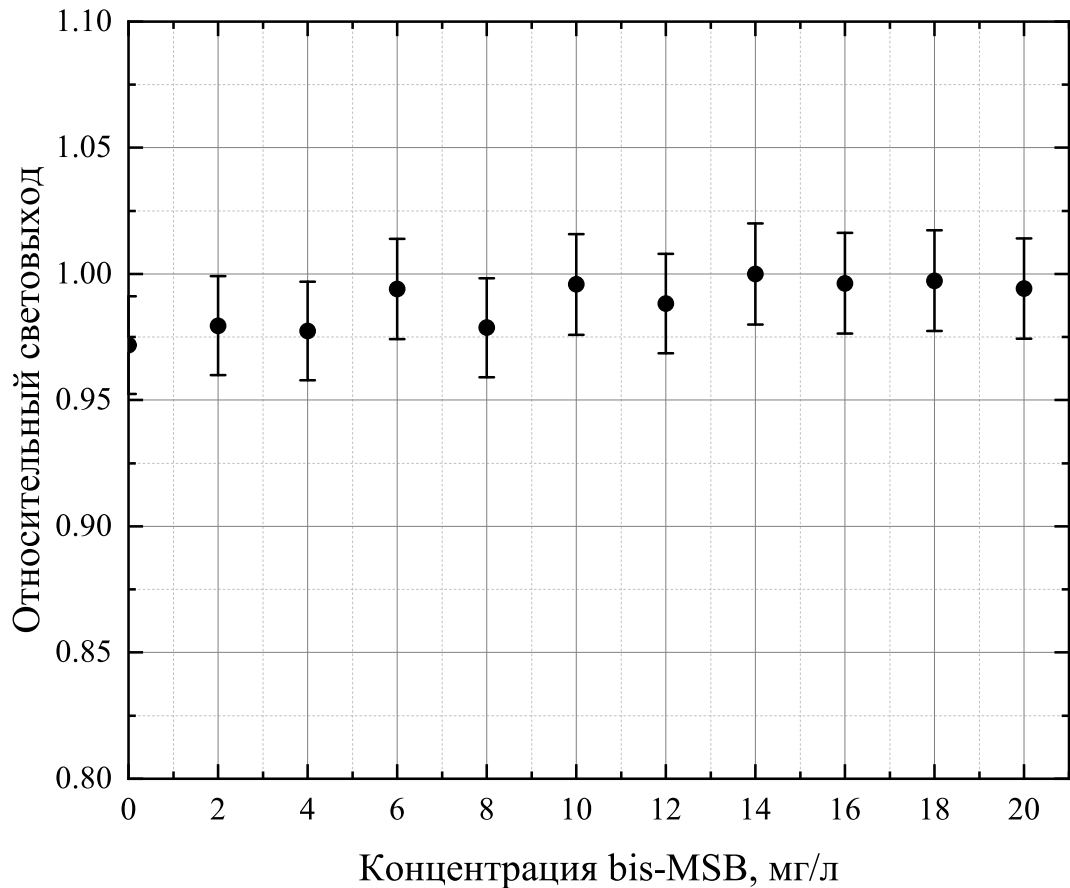


Рисунок 3.7 — Зависимость относительного световыхода сцинтиллятора на основе LAB с добавлением PPO от концентрации шифтера bis-MSB.

Исходя из полученных результатов, световыход сцинтиллятора за 2 года упал лишь на 4%.

3.2 Очистка сцинтиллятора

Для сцинтилляционных детекторов, особенно направленных на регистрацию геонейтрино, важным аспектом является содержание радиоактивных изотопов, в частности U, Th и K, в сцинтилляторе. Также, чтобы фотоны, излучаемые в результате взаимодействия нейтрино со сцинтиллятором, достигли фотодетекторов, основа сцинтиллятора, LAB, должна иметь хорошую оптическую прозрачность, а, следовательно, содержать как можно меньше посторонних примесей.

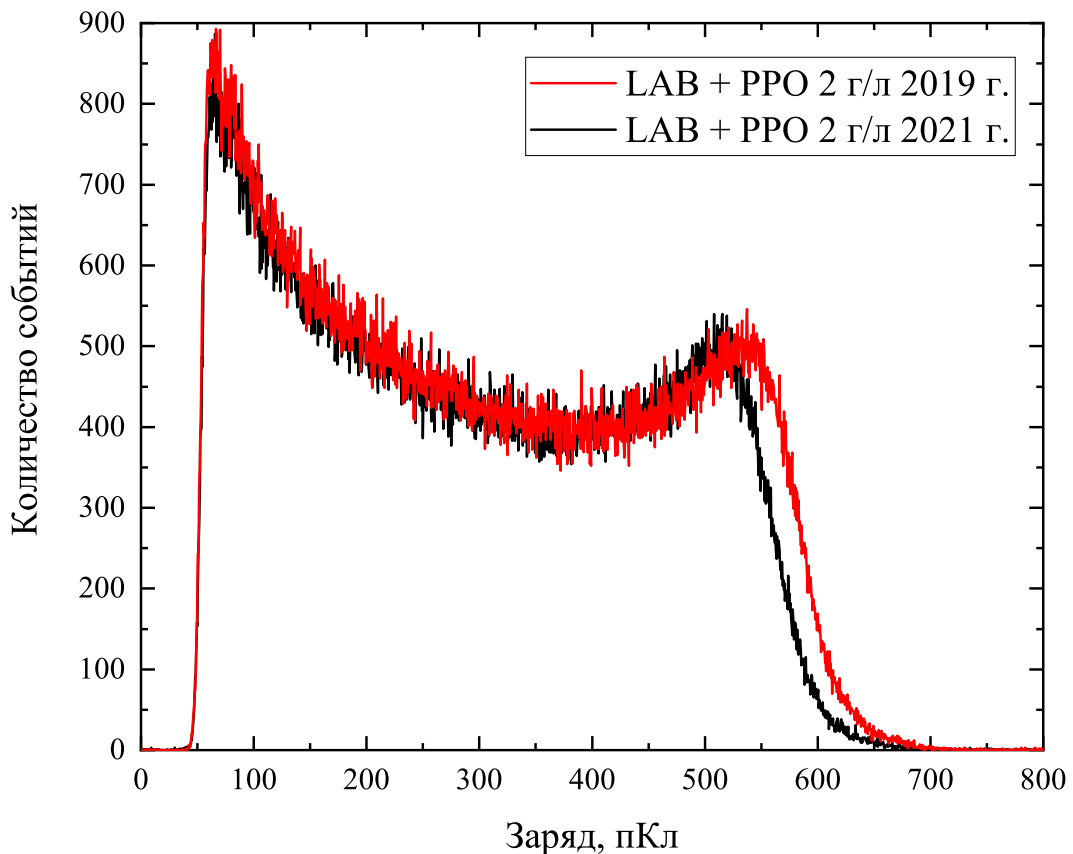


Рисунок 3.8 — Зарядовые спектры импульсов при облучении гамма-источником проб сцинтиллятора полутонного прототипа ББНТ, отобранные в 2019 (красная линия) и 2021 (чёрная линия) гг.

В отличие от, например, псевдокумола LAB не является индивидуальным химическим соединением и его состав зависит как от сырья (нефтяной фракции нефти и бензола), так и от технологических особенностей синтеза (применение разных катализаторов и оборудования). Поэтому перед исследованием способов очистки LAB до нужного уровня, необходимо определить его химический состав для того, чтобы, во-первых, подсчитать точное количество атомов водорода, углерода и электронов, а во-вторых, постараться выявить органические соединения, влияющие на его прозрачность.

Для определения химического состава LAB был прежде всего проведён хромато-масс-спектрометрический анализ различных партий LAB производства КИНЕФ. Подробности анализа представлены в работе [73]. Исследования

показали, что ЛАВ является смесью 20 алкилбензолов с общей формулой $C_6H_5C_nH_{2n+1}$ ($n = 10-13$).

Содержание атомов водорода (моль/г) для разных партий ЛАВ практически одинаково. На основании полученных данных и плотности ЛАВ (863 кг/м^3) концентрации атомов водорода, углерода и общее число электронов составляют $N_H = 6.26 \times 10^{28}$ атомов/ м^3 , $N_C = 3.77 \times 10^{28}$ атомов/ м^3 , $N_e = 2.89 \times 10^{29}$ частиц/ м^3 .

При UV/VIS-спектроскопии ЛАВ были выявлены три характерные полосы поглощения с максимумами при 350, 368 и 389 нм. Изучение формы спектра позволило определить источник этих пиков, а именно 9-метилантрацен. Спектр высвечивания сцинтиллятора с добавлением РОРОР не пересекается с данными пиками, более того сцинтиллятор с РОРОР, так же как и акрил, обрезает излучение с длиной волны менее 400 нм, однако несмотря на это были проведены исследования по очистке ЛАВ от 9-метилантрацена.

Для очистки ЛАВ от 9-метилантрацена в качестве сорбента использовался оксид алюминия Al_2O_3 . Исследования показали, что при соотношении сорбента к ЛАВ 1:2 пики поглощения почти полностью исчезают. При этом соотношение диаметра колонки к высоте сорбента составило 1:4. За критерий очистки принималась длина ослабления света, которая составила более 20 м на длине волны 420 нм. На рисунке 3.9 изображены спектры поглощения ЛАВ при разном соотношении ЛАВ и Al_2O_3 .

Также, исследования стабильности ЛАВ показали, что при контакте ЛАВ с воздухом в результате его окисления кислородом и образования в первую очередь гидропероксида длина затухания за год упала на 35%.

Были произведены исследования по очистке ЛАВ от U и Th с помощью сорбции на Al_2O_3 и силикагеле (очистка от калия не проводилась в связи с незначительным его содержанием в ЛАВ). Исследования проводились над раствором ЛАВ с заранее введённым в него определённым количеством урана и тория в виде комплексов с триоктилфосфиноксидом. Анализ радиоактивности осуществлялась сцинтилляционным способом до и после прохождения колонки с сорбентом при разных соотношениях между объёмами сорбента и пропущенного ЛАВ. Исследования показали, что при соотношении сорбента к ЛАВ 1:10 уран и торий полностью сорбируются как силикагелем, так и Al_2O_3 .

Таким образом, по результатам исследований была разработана следующая методика очистки. В качестве адсорбера берется порошок активированного

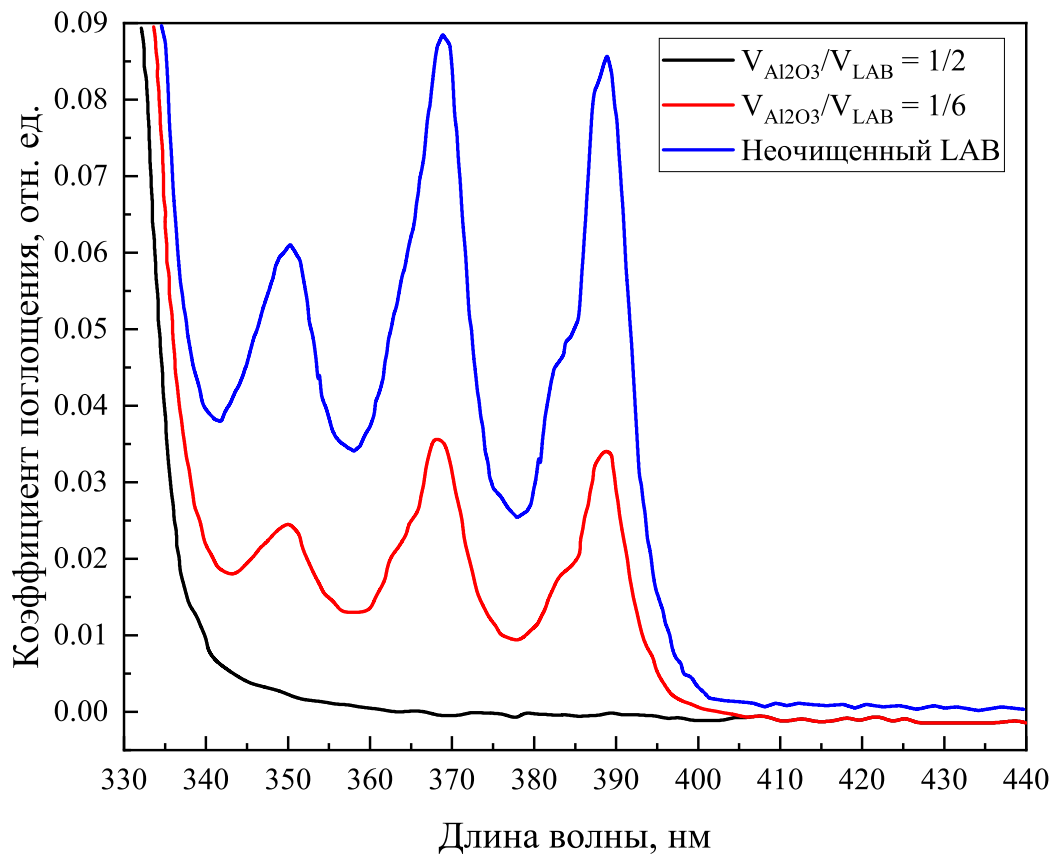


Рисунок 3.9 — Спектры поглощения LAB при разной степени очистки: LAB, очищенный при $V_{Al_2O_3}/V_{LAB} = 1/2$ (чёрная линия); LAB, очищенный при $V_{Al_2O_3}/V_{LAB} = 1/6$ (красная линия); неочищенный LAB (синяя линия) [73].

оксида алюминия, предварительно отожженный в печи при температуре 300 °С в течение 3 часов. Оксид алюминия полностью заполняется и уплотняется в стальную колонну, через которую LAB прокачивается через насос со скоростью около 6 л/ч. Соотношение объемов сорбента и LAB не менее 1:8. Для удаления радона LAB продувают чистым аргоном (примерно 10 л аргона на 1 л LAB). Чтобы исключить окислительные процессы, LAB хранится в пластиковом контейнере в атмосфере аргона.

Флуоренты PPO и bis-MSB, как и другие сцинтилляционные добавки, например, BPO или p-терфенил, содержат в своём составе большое количество калия (около 2×10^{-10} г/г для ^{40}K) [74]. Проведённые исследования [75] показали, что очистка методом сорбции готового сцинтиллятора через Al_2O_3 невозможна из-за абсорбирования оксидом алюминия сцинтилляционных доба-

вок. В связи с этим очистка от ^{40}K проводилась методом водной экстракции. Для этого PPO растворялся в бензоле, имеющем лучшую растворимость в нём PPO, чем у LAB. Также низкокипящий бензол можно легко удалить отгонкой для получения чистых образцов PPO. Экстракция осуществлялась при использовании равных объёмов водной и органической фаз. Анализ калия осуществлялся в водной фазе методом атомно-эмиссионной спектроскопии с индуктивно связанной плазмой (ICP-OES) на приборе ОПТИМА 7000 DV. По результатам исследования за две водные экстракции PPO почти полностью очищается от калия. Ввиду малой концентрации bis-MSB в сцинтилляторе, его очистка от калия для полутонного прототипа детектора не производилась.

3.3 Проблема содержания ^{14}C в жидких органических сцинтилляторах

Одним из основных факторов препятствующих регистрации низкоэнергичных событий, таких как солнечные ν -нейтрино и геонейтрино от ^{40}K , для жидко-сцинтилляционных экспериментов является содержание в органических сцинтилляторах радиоактивного изотопа углерода ^{14}C . Энергия распада ^{14}C составляет 156.476 кэВ, однако при большой массе мишени значительный вклад начинают вносить совпадения импульсов от распадов ^{14}C в разных частях детектора, что приводит к расширению спектра ^{14}C в область до 300 кэВ.

На данный момент наиболее низкая концентрации ^{14}C в жидком сцинтилляторе была достигнута коллаборацией Bogerino для псевдокумола и составляет $^{14}\text{C}/^{12}\text{C} = 1.94 \pm 0.09 \times 10^{-18}$ г/г [76]. Однако при этом частота срабатывания триггера детектора Bogerino в значительной степени определяется именно изотопом ^{14}C [77].

Жидкие сцинтилляторы, как и другие продукты нефтехимии, синтезируются из сырого газа или нефти, добываемых из глубоких геологических месторождений, где ожидаемое остаточное содержание космогенного ^{14}C очень низко. Следовательно, на основании анализа соотношения $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ существует возможность достичь концентрации ^{14}C ниже 10^{-18} путем тщательного выбора нефтяного месторождения [78].

Метод ускорительной масс-спектрометрии позволяет измерять концентрации изотопов на уровне 10^{-15} [79]. В связи с этим, для исследования концентрации ^{14}C в жидких сцинтилляторах ниже 10^{-15} была разработана специальная экспериментальная установка [80], расположенная в низкофоновой лаборатории БНО ИЯИ РАН [68]; на рисунке 3.10 изображена модель данной установки.

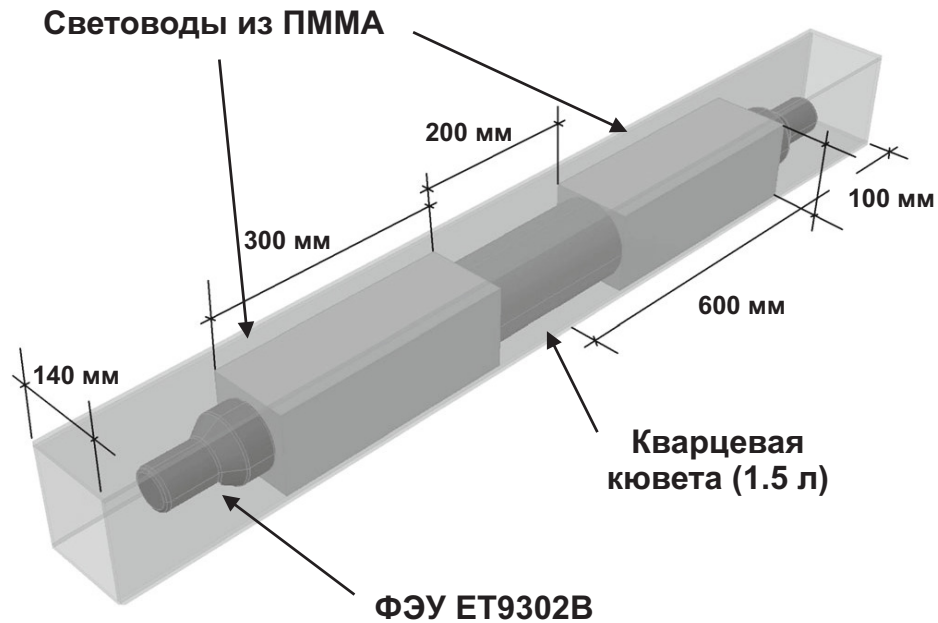


Рисунок 3.10 — Модель низкофонового детектора по измерению концентрации ^{14}C в жидких сцинтилляторах [80].

Для подавления фона нейтронов и γ -лучей от окружающих пород пол и потолок зала, в котором расположен сцинтилляционный детектор, были выполнены последовательно из слоев полиэтилена, кадмия и свинца толщиной 25 см, 1 мм и 15 см соответственно. Сам детектор помещен в корпус из оргстекла размером $14.5 \times 14.5 \times 120$ см и окружен экраном из особо чистой меди толщиной 15 см и свинца толщиной 10 см.

Детектор состоит из кварцевой кюветы диаметром 100 мм, длиной 200 мм и толщиной стенки 3 мм, двух световодов из ПММА размером $100 \times 100 \times 300$ мм и двух низкофоновых ФЭУ ET9302B диаметром 3 дюйма. Объем кюветы составляет около 1.5 л. Для улучшения светосбора кварцевая кювета и световоды обернуты зеркально-отражающей пленкой VM2000. Для улучшения оптического контакта между кварцевой кюветой, световодами и ФЭУ использовалась силиконовая смазка. Защитой от радона служит герметичный полиэтиленовый

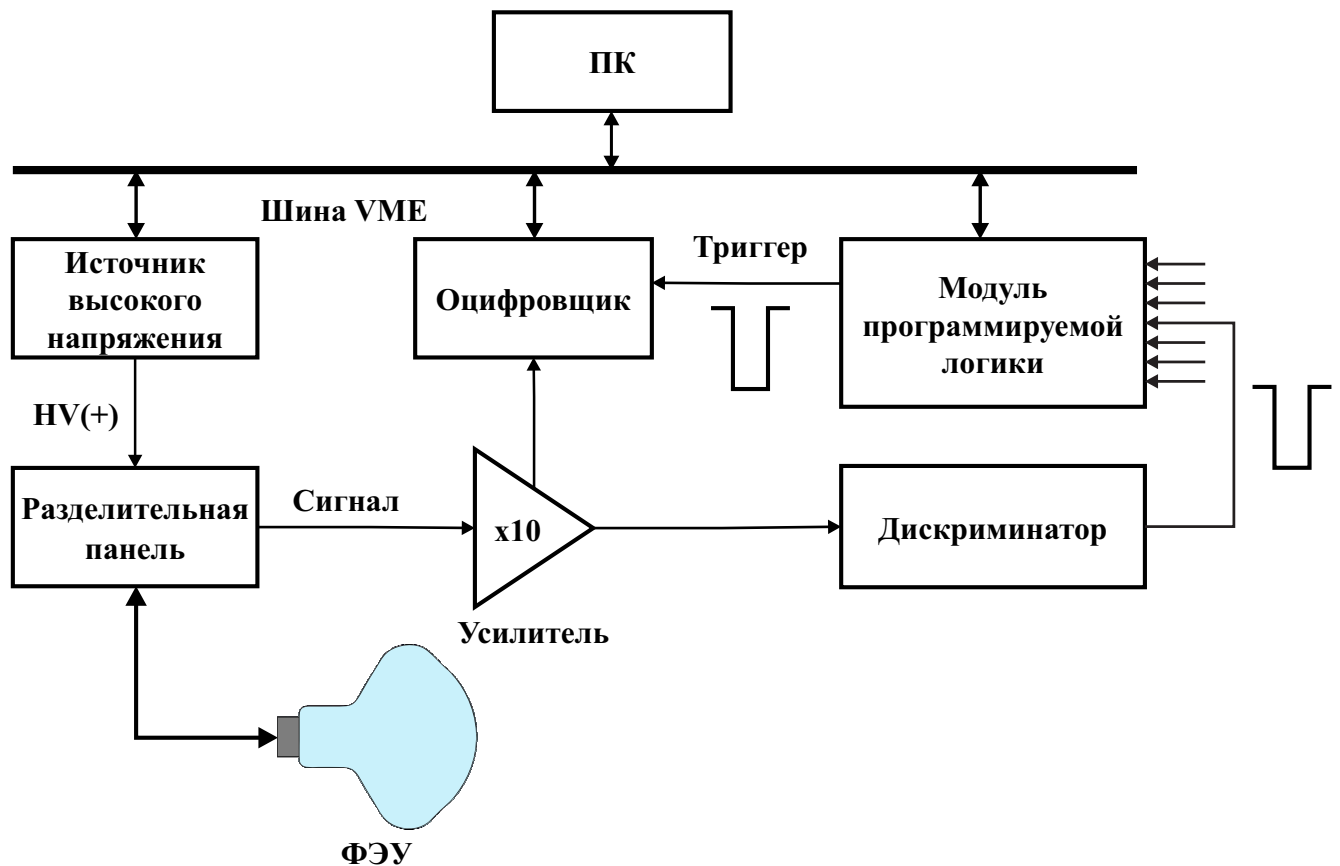
кожух, окружающий детектор снаружи. Для удаления радона внутренний объем детектора продувался азотом.

Измеренная концентрация $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ для ЛАВ производства КИНЕФ с учётом объёма образца 1.36 л и времени экспозиции 295.2 ч составила $3.3 \pm 0.5 \times 10^{-17}$ г/г [80]. При этом в отсутствие продувки образца сцинтиллятора азотом наблюдается эффект насыщения его углекислым газом, который содержит большее количество ^{14}C . Так для образца китайского ЛАВ концентрация $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ со временем возросла с уровня $3 \pm 1 \times 10^{-17}$ до $9 \pm 1 \times 10^{-16}$ г/г [81].

Условия измерения сверхнизких концентраций радиоуглерода обуславливают необходимость использования в конструкции детектора материалов с низким содержанием радиоактивных примесей. Таким образом, для дальнейшего улучшения фоновых характеристик сцинтилляционного детектора планируется использовать более низкофонные фотоумножители и оптимизировать защиту кюветы от излучения делителей напряжения фотоумножителя.

Глава 4. Система регистрации детектора

Систему регистрации прототипа детектора, структурная схема которой изображена на рисунке 4.1, технологически можно разделить на три составляющие: фотодетекторы, регистрирующие свет от сцинтиллятора; регистрирующая электроника, обеспечивающая фотодетекторы питанием и считывающая их сигналы; электронно-вычислительная машина (ЭВМ), преобразующая считанные электрические сигналы в данные пригодные для последующей обработки, а также управляющая элементами регистрирующей электроники.



НАМАМТСU R7081-100 WA-70S

Рисунок 4.1 — Структурная схема системы регистрации детектора.

4.1 Исследование фотоумножителей Hamamatsu R7081-100 WA-S70

Как уже было сказано, в прототипе детектора в качестве фотодетекторов используются 10-ти дюймовые фотоэлектронные умножители Hamamatsu R7081-100 WA-S70, изображённые на рисунке 4.2.



Рисунок 4.2 — Изображение фотоумножителя R7081-100 WA-SA70.

Минимальный эффективный диаметр фотокатода R7081-100 WA-SA70 составляет 22 см. Фотокатод выполнен из бищелочного материала Sb-K-Cs. Катодная камера выполнена из боросиликатного стекла. Данные ФЭУ имеют линейно-коробчатую диодную систему, состоящую из 10 диодов. Помимо этого, R7081-100 WA-SA70 имеют три фокусирующих электрода. Полное сопротивление делителя напряжения составляет 12.7 МОм, что, учитывая максимальное разрешённое высокое напряжение питания ФЭУ, 2 кВ, определяет минимальный требуемый выходной ток высоковольтных источников питания, 158 мкА. Так как в детекторе ФЭУ располагаются внутри заполненного водой

резервуара, делитель расположен в водонепроницаемом корпусе. Сигнал и напряжение питания ФЭУ передаются по одному коаксиальному кабелю, длина которого составляет около 70 м. Соответственно, напряжение питания подаётся на анод и имеет положительную полярность. На рисунке 4.3 изображена электрическая схема делителя R7081-100 WA-S70.

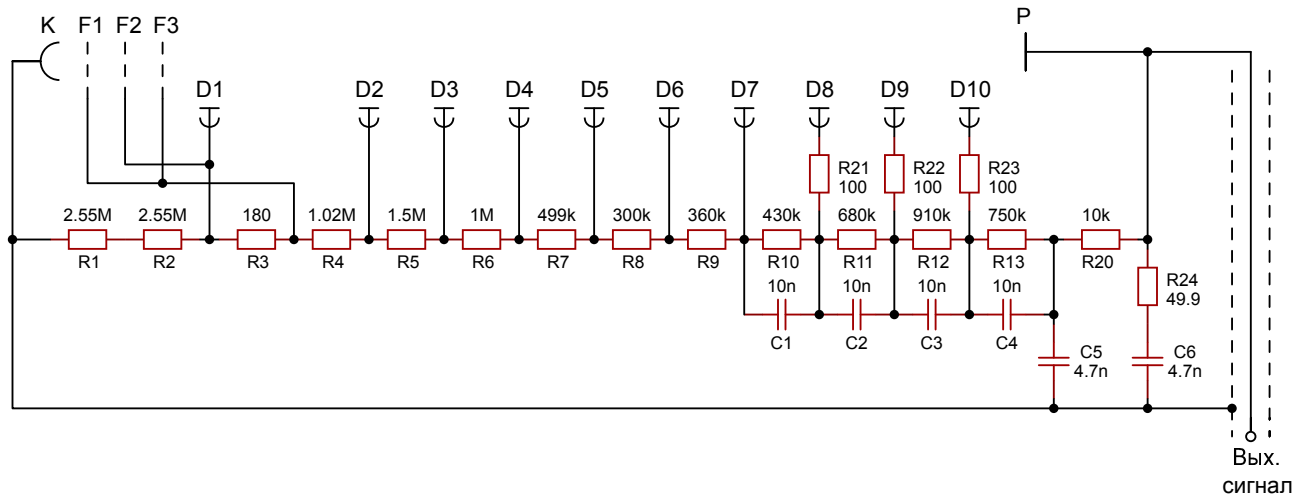


Рисунок 4.3 — Электрическая схема делителя ФЭУ R7081-100 WA-SA70.

Для измерения характеристик ФЭУ была исследована партия из 25 штук. Для каждого ФЭУ были измерены однофотозлектронный отклик, временные характеристики, темпы счёта импульсов темнового тока и послеимпульсы. Квантовая эффективность, главным образом, зависит от материала и качества нанесения фотокатода; зонная чувствительность ФЭУ, помимо равномерности нанесения фотокатода, зависит от геометрических параметров фотокатода, фокусирующих электродов и первого динода; линейность ФЭУ зависит от распределения объёмного заряда между последним динодом и анодом; данные характеристики практически не меняются в рамках одной модели, особенно в рамках одной партии, в связи с чем, были измерена лишь для нескольких образцов.

4.1.1 Чувствительность фотокатода

Квантовая эффективность фотокатода — один из важнейших параметров ФЭУ, это отношение количества фотоэлектронов, испускаемых фотокатодом, к

количеству фотонов, падающих на него. Чем выше квантовая эффективность, тем больше фотонов может быть обнаружено и тем лучше энергетическое разрешение нейтринного детектора.

Измерения квантовой эффективности заключается в измерении анодного тока при облучении фотокатода ФЭУ монохроматическим светом в некотором диапазоне длин волн. ФЭУ при этом работает в диодном режиме, то есть все диоды и фокусирующие электроды, закорочены с анодом. На рисунке 4.4 изображена структурная схема измерительного стенда. Излучение в широком диапазоне длин волн (185–2000 нм) от мощного источника света, в качестве которого использовался осветитель Hamamatsu E7536 с ксеноновой лампой L14286, подаётся на монохроматор ЛМ-4, который из белого света выделяет свет определённой длины волны, затем подаваемый на ФЭУ. Полученные результаты сравниваются с заранее откалиброванным фотодетектором. В качестве эталонного использовался кремниевый фотодиод Hamamatsu S1337-1010BQ. В качестве оптического кабеля использовалось ультрафиолетовое кварцевое оптоволокно, а измерения проводились с учётом его спектральной характеристики, полученной с помощью спектрометра S100.

На рисунке 4.5 показана зависимость квантовой эффективности ФЭУ R7081-100 WA-SA70 от длины волны. Как видно из данного спектра, квантовая эффективность превышает 30% в диапазоне длин волн от 330 нм до 450 нм, а на 390 нм достигает максимума в почти 40%. Также видно, что данный спектр квантовой эффективности отлично согласуется со спектром высвечивания используемого в прототипе ББНТ сцинтиллятора на основе LAB как при добавлении только первичной сцинтилляционной добавки PPO, так и при добавлении шифтера bis-MSB. Усредненная квантовая эффективность $\langle \eta \rangle$ для используемой сцинтилляционной смеси рассчитывалась по формуле среднего арифметического взвешенного:

$$\langle \eta \rangle = \frac{\sum_{\lambda=300}^{600} S_{\lambda} \eta_{\lambda}}{\sum_{\lambda=300}^{600} S_{\lambda}}$$

где S_{λ} — интенсивность спектра излучения сцинтиллятора для данной длины волны λ , а η_{λ} — соответствующая этой длине волны квантовая эффективность ФЭУ. Таким образом, усредненная квантовая эффективность ФЭУ R7081-100 WA-SA70 при использовании сцинтиллятора на основе LAB с добавлением

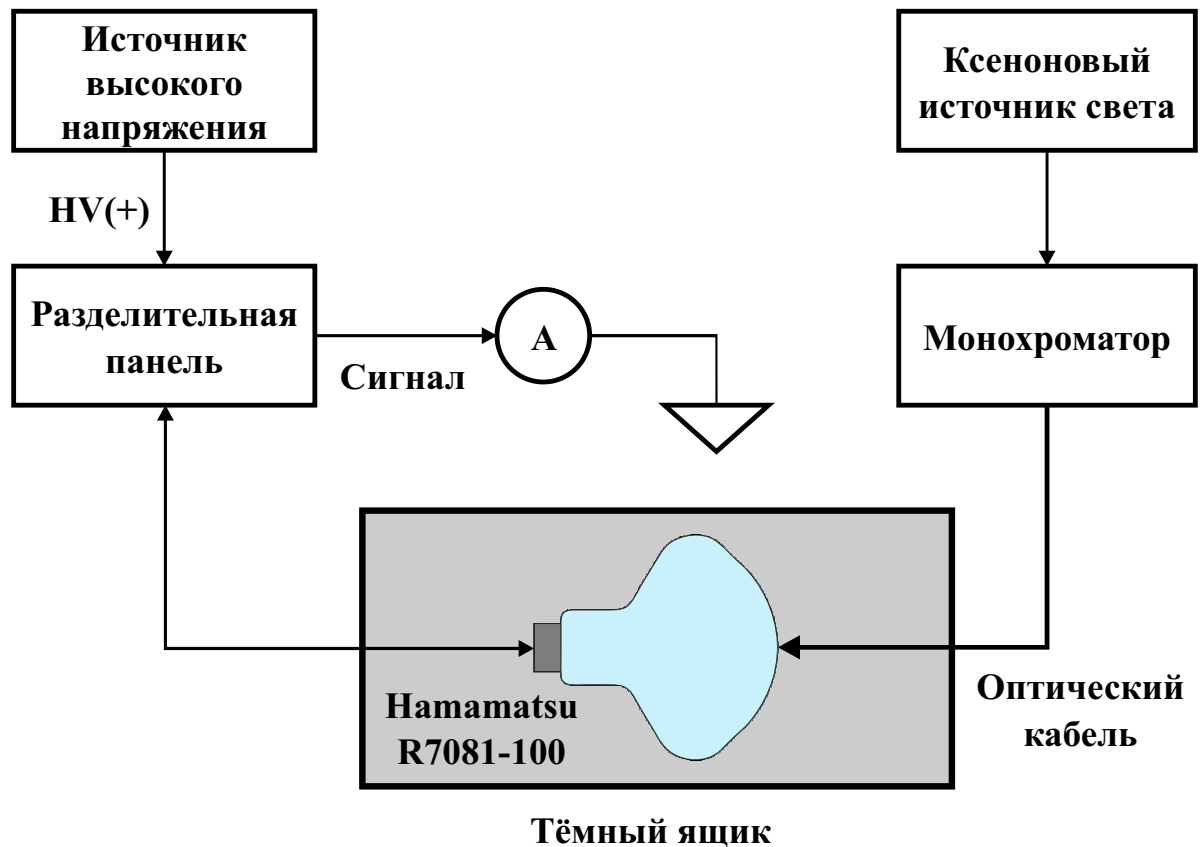


Рисунок 4.4 — Структурная схема стенда для измерения квантовой эффективности ФЭУ.

первичной сцинтилляционной добавки PPO составляет $\langle \eta \rangle = 34.4\%$. При добавлении в данный сцинтиллятор шифтера bis-MSB усредненная квантовая эффективность практически не изменяется и составляет $\langle \eta \rangle = 34.3\%$.

4.1.2 Однофотоэлектронный отклик

Энергетический спектр нейтрино измеряется путем подсчета общего количества фотоэлектронов в каждом взаимодействии нейтрино со сцинтиллятором. Следовательно, возможность измерения одного фотоэлектрона является критическим требованием для ФЭУ нейтринных детекторов. Для того, чтобы ФЭУ имели возможность отличать однофотоэлектронные сигналы от шума, коэффициент усиления ФЭУ должен быть достаточно высоким, а пик однофотоэлектронного спектра достаточно узким и иметь максимально возможное отношение пик/долина.

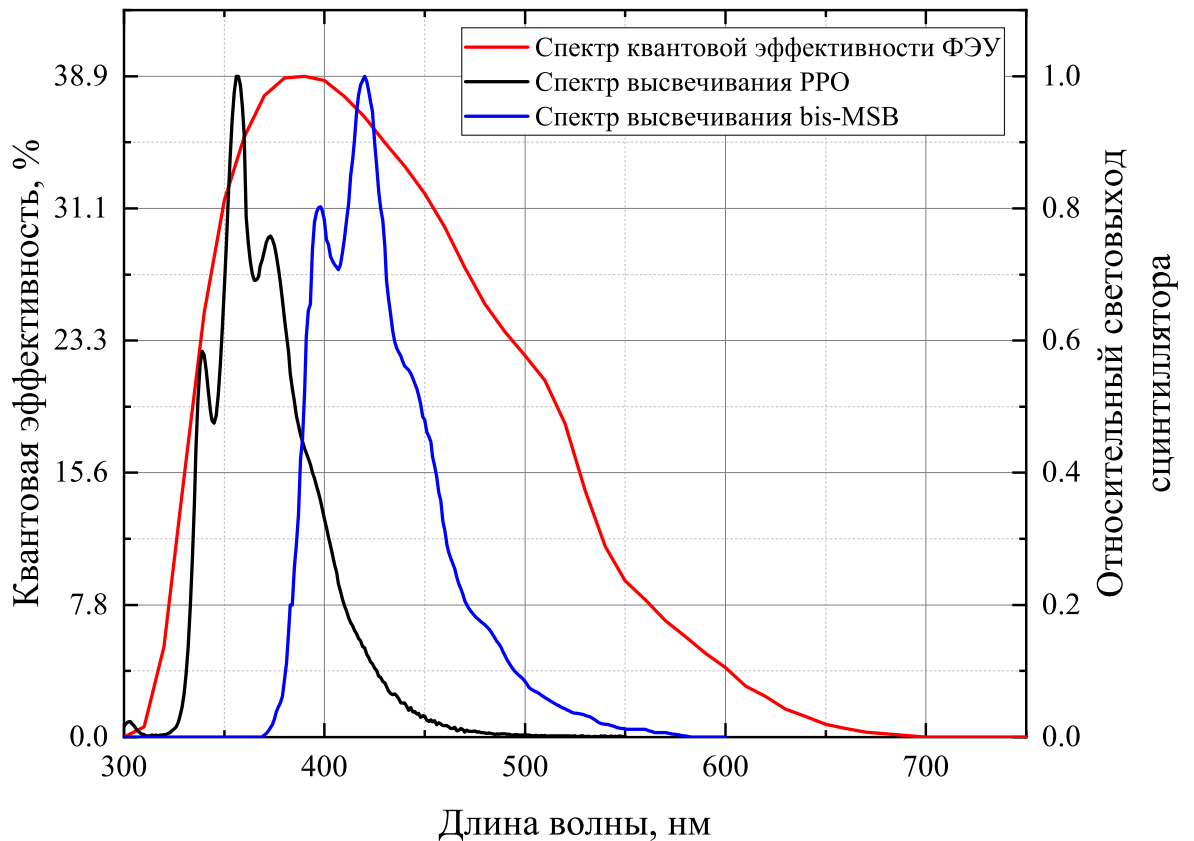


Рисунок 4.5 — Зависимость квантовой эффективности ФЭУ R7081-100 WA-SA70 (красная линия) и относительного световыхода сцинтиллятора на основе LAB и PPO с добавлением bis-MSB (синяя линия) и без (чёрная линия) от длины волны.

Для измерения однофотонного отклика ФЭУ использовалась стандартная схема, в которой светодиодный источник света с помощью генератора импульсов синхронизировался с оцифровщиком, считывающим сигнал с ФЭУ. Данная схема изображена на рисунке 4.6. Используемые для измерения оцифровщик CAEN V1730, разделительная панель, быстродействующий усилитель CAEN N979 и источник высокого напряжения CAEN V6533 также используются в системе регистрации детектора и подробно рассмотрены в разделе 4.2, а используемое для измерений программное обеспечение описано в разделе 4.3. Для более детального рассмотрения формы однофотонного сигнала использовался оцифровщик CAEN DT5742; данный 12-битный оцифровщик с динамическим диапазоном 1 В обладает технологией коммутируемых конденса-

торов на основе чипа DRS4 (разработано в Институте Пола Шеррера) и имеет частоту сэмплирования 5 ГС/с.

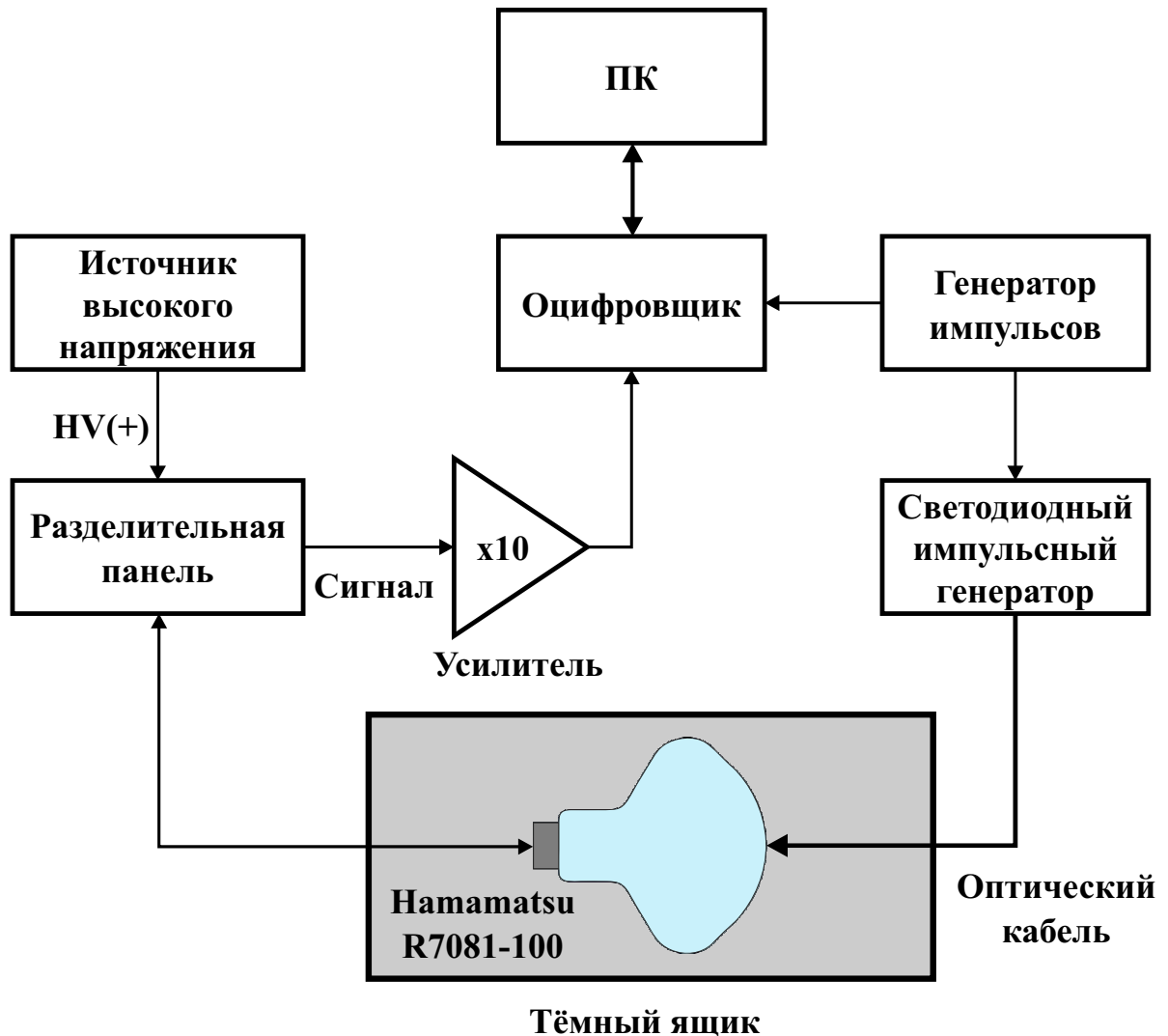


Рисунок 4.6 — Структурная схема стенда для измерения однофотозлектронного отклика ФЭУ.

В качестве источника света использовался быстродействующий светодиодный модуль, разработанный в нашей лаборатории для исследования амплитудных и временных параметров вакуумных и кремниевых фотоумножителей [82]. Основой этого модуля являются ультраяркие светодиоды InGaN/GaN и запускающий их быстродействующий формирователь импульсов [83], построенный на быстром разряде конденсатора через комплементарную пару быстрых транзисторов (схема Дж. Капустинского [84]). Принципиальная электрическая схема этого формирователя изображена на рисунке 4.7. Для исследований параметров ФЭУ использовался синий светодиод G-nor Electronics GNL3014BC с $\lambda_{max} \approx 470$ нм и длительностью световых импульсов ≤ 1 нс [85].

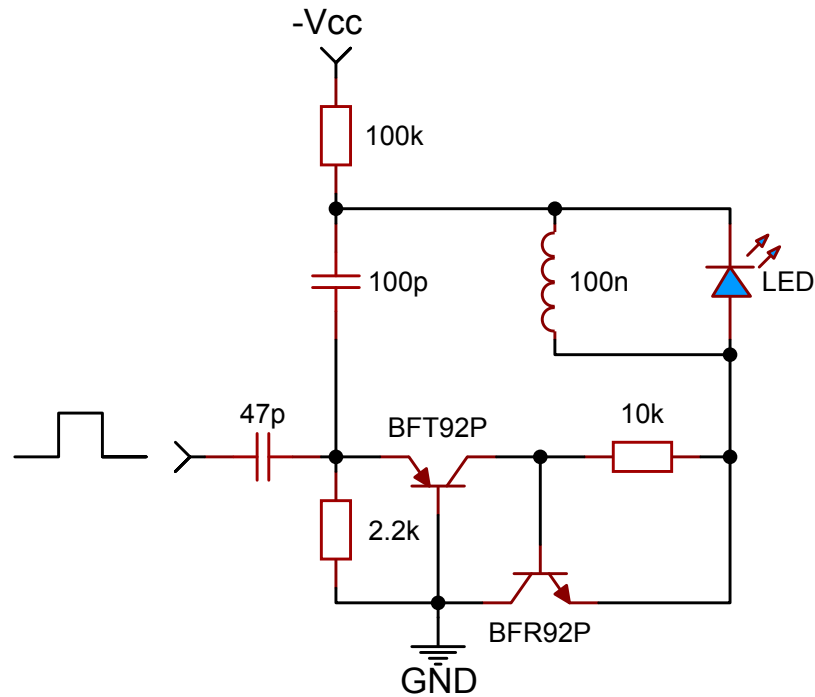


Рисунок 4.7 — Электрическая схема быстродействующего формирователя импульсов запуска светоизлучающего диода.

Разработанный светодиодный модуль также имеет встроенный генератор импульсов стандартов NIM и TTL. Управление напряжением питания формирователя импульсов и частотой генератора NIM/TTL-сигналов осуществляется посредством платы с микроконтроллером Arduino Nano. На рисунке 4.8 представлен данный модуль выполненный в настольном исполнении.

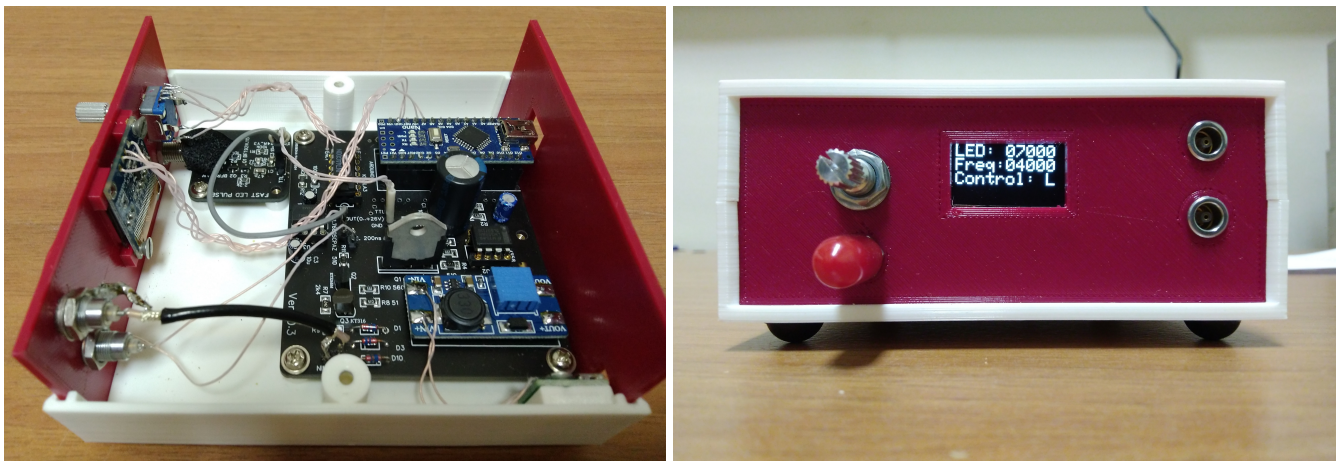


Рисунок 4.8 — Быстродействующий светодиодный модуль со встроенным генератором NIM/TTL-импульсов.

Измерения однофотозлектронного отклика проводились с коэффициентом усиления ФЭУ около 10^7 и десятикратным усилением усилителя. В этом случае однофотозлектронный импульс имеет амплитуду около 45 мВ при нагрузке 50 Ом. На рисунке 4.9 показана итоговая форма однофотозлектронного сигнала.

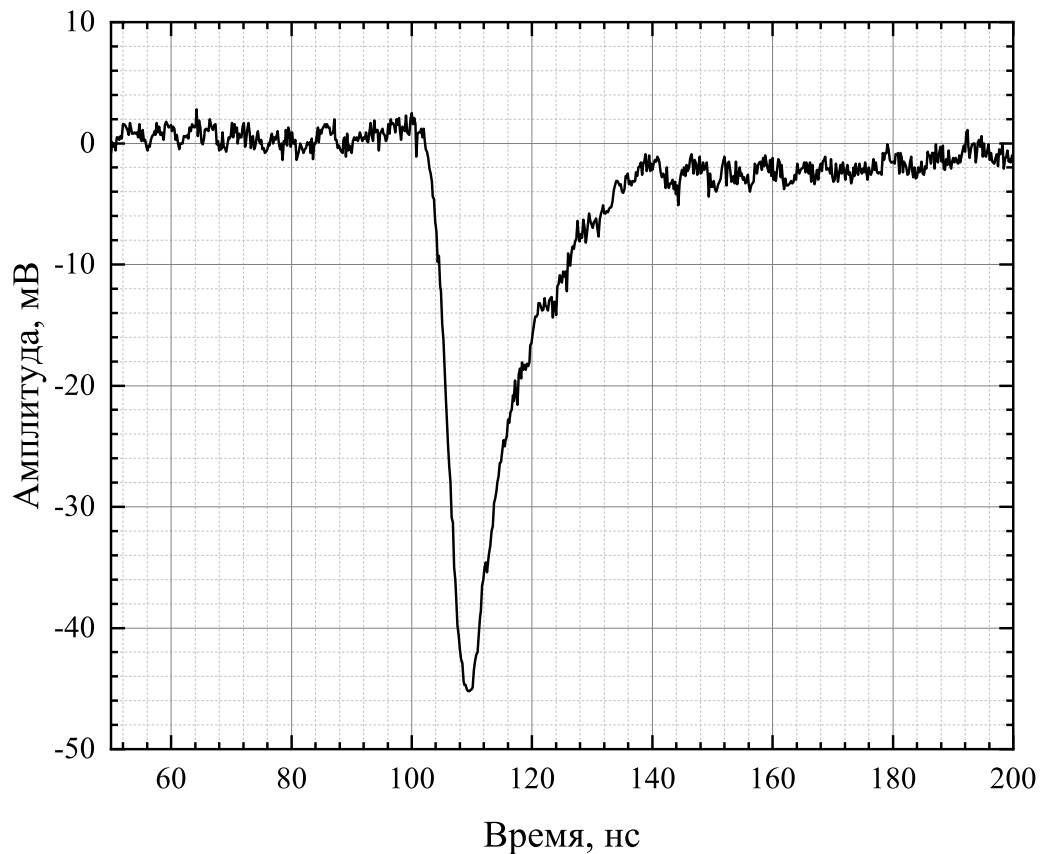


Рисунок 4.9 — Форма однофотозлектронного импульса ФЭУ R7081-100 WA-SA70.

Типичные измеренные зарядовые однофотозлектронные спектры для R7081-100 WA-SA70 изображены на рисунке 4.10. Среднее отношение пик/долина составляет 3.73 ± 0.56 , а однофотозлектронное разрешение — 0.68 ± 0.06 . Значения пик/долина и однофотозлектронного разрешения всех 25 ФЭУ представлены в таблице 6. На рисунке 4.11 изображён типичный измеренный многофотозлектронный спектр для R7081-100 WA-S70, так же позволяющий оценить разрешение ФЭУ.

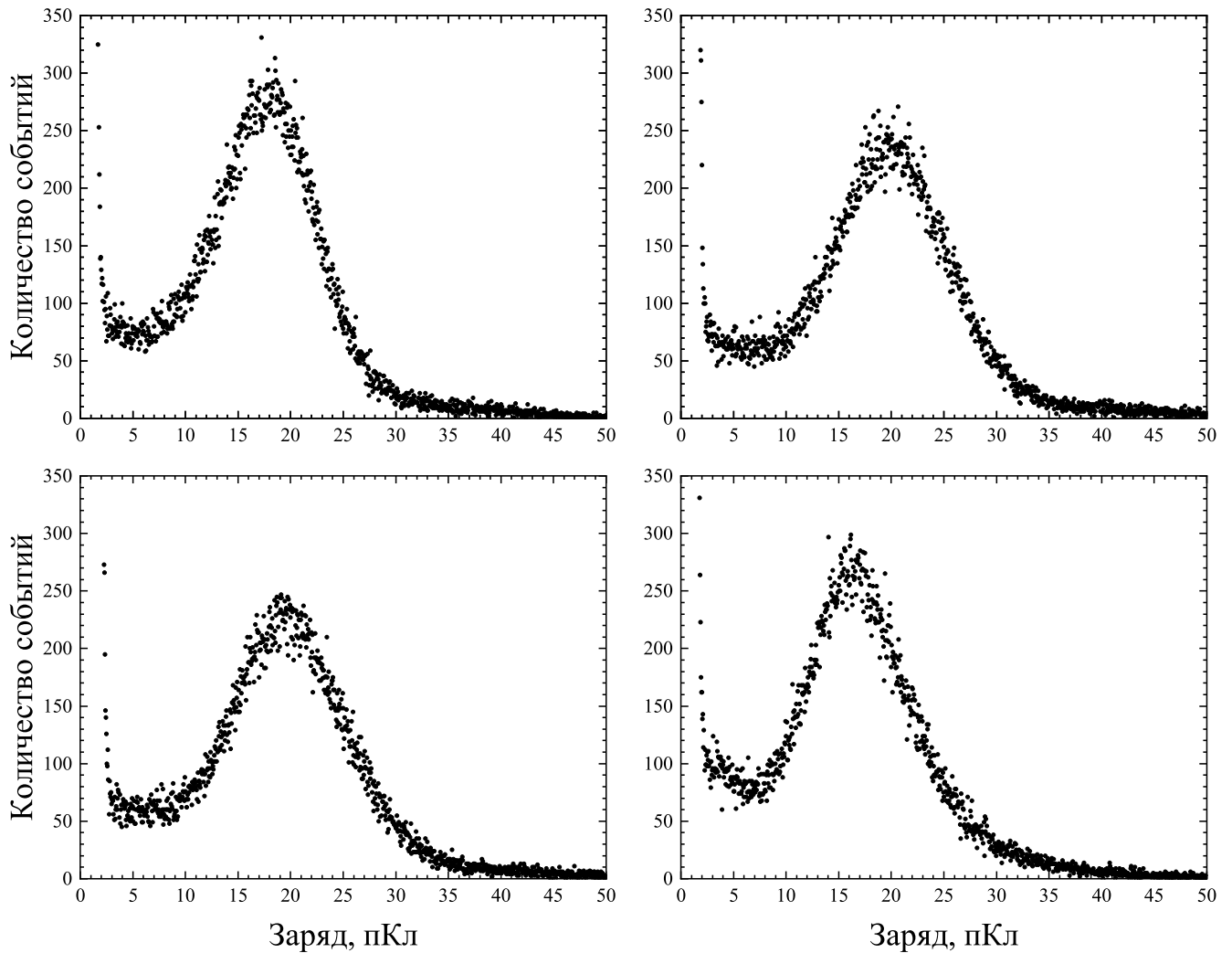


Рисунок 4.10 — Однофотоэлектронные спектры ФЭУ R7081-100 WA-S70.

Положение однофотоэлектронного пика позволяет определить коэффициент усиления ФЭУ. Измерения зависимости усиления ФЭУ от рабочего напряжения питания проводились в диапазоне напряжений от 1200 до 2000 В. На рисунке 4.12 показана зависимость коэффициента усиления ФЭУ от высокого напряжения для одного из образцов; в зависимости от конкретного образца кривая усиления может смещаться по оси абсцисс, однако её характер не меняется.

Также, засвечивая подобным образом фотокатод в различных его точках, можно определить равномерность отклика по полю фотокатода ФЭУ. Фотокатод засвечивался световым пятном с диаметром порядка 1 мм в точках вдоль двух направлений — вдоль оси поверхности первого динода и перпендикулярно ему. На рисунке 4.13 представлена зависимость отклика ФЭУ R7081-100 WA-S70 от расстояния от центра фотокатода.

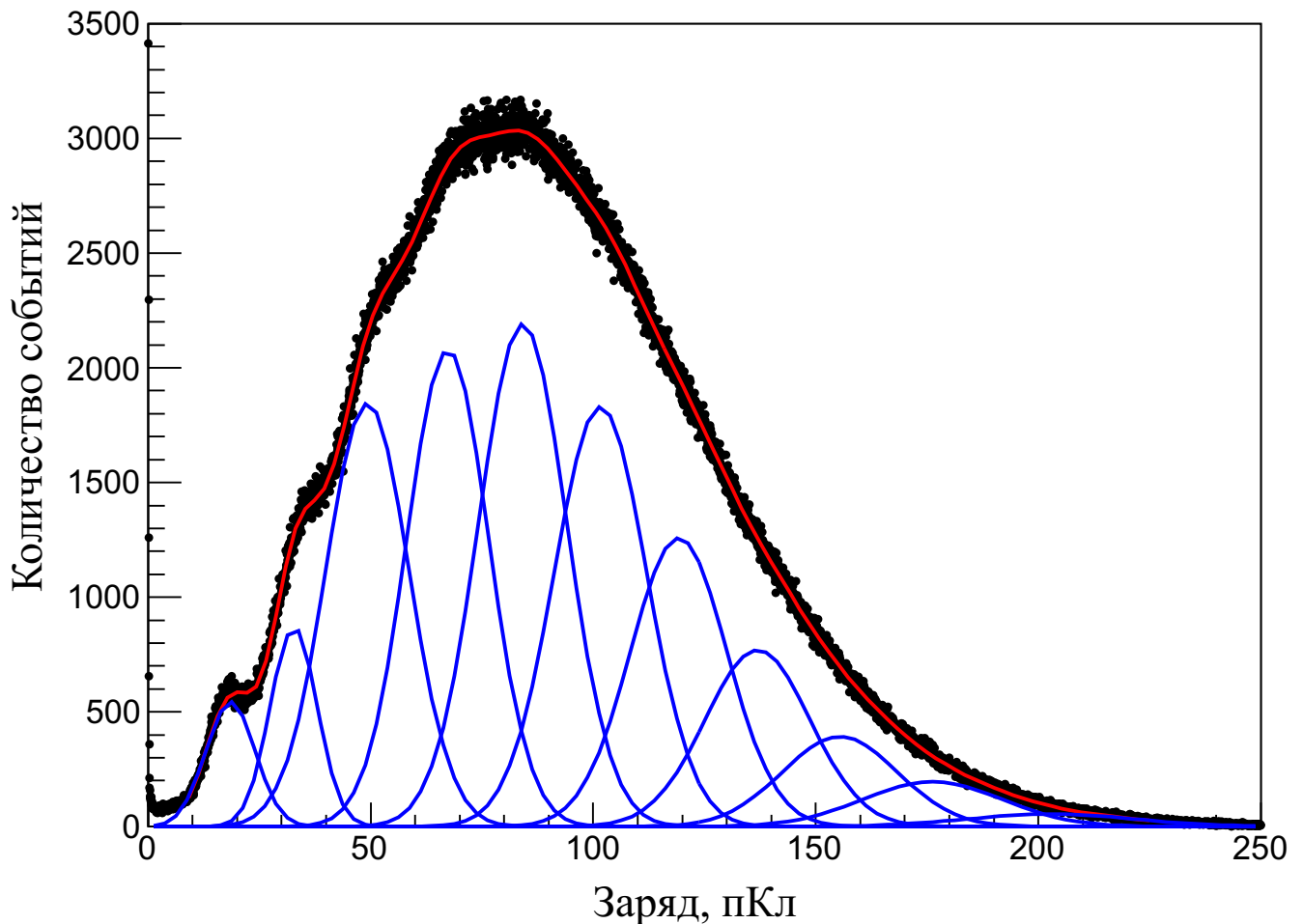


Рисунок 4.11 — Типичный многофотоэлектронный спектр ФЭУ R7081-100 WA-S70.

4.1.3 Временные характеристики

Для разделения двух или нескольких близких по времени событий необходимо, чтобы одфотоэлектронный импульс ФЭУ имел как можно меньшую длительность. Помимо этого, для нейтринных экспериментов, ориентированных в первую очередь на регистрацию геонейтрино, важным является определение координаты световой вспышки в сцинтилляционной мишени. Определить координату можно, сравнивая время прихода импульса на разных каналах детектора, для чего фронт импульса должен быть как можно более крутым. Однако определённую ошибку на определение времени прихода импульса вносит джиттер системы регистрации, в том числе разброс времени прохождения фотоэлектронов в ФЭУ.

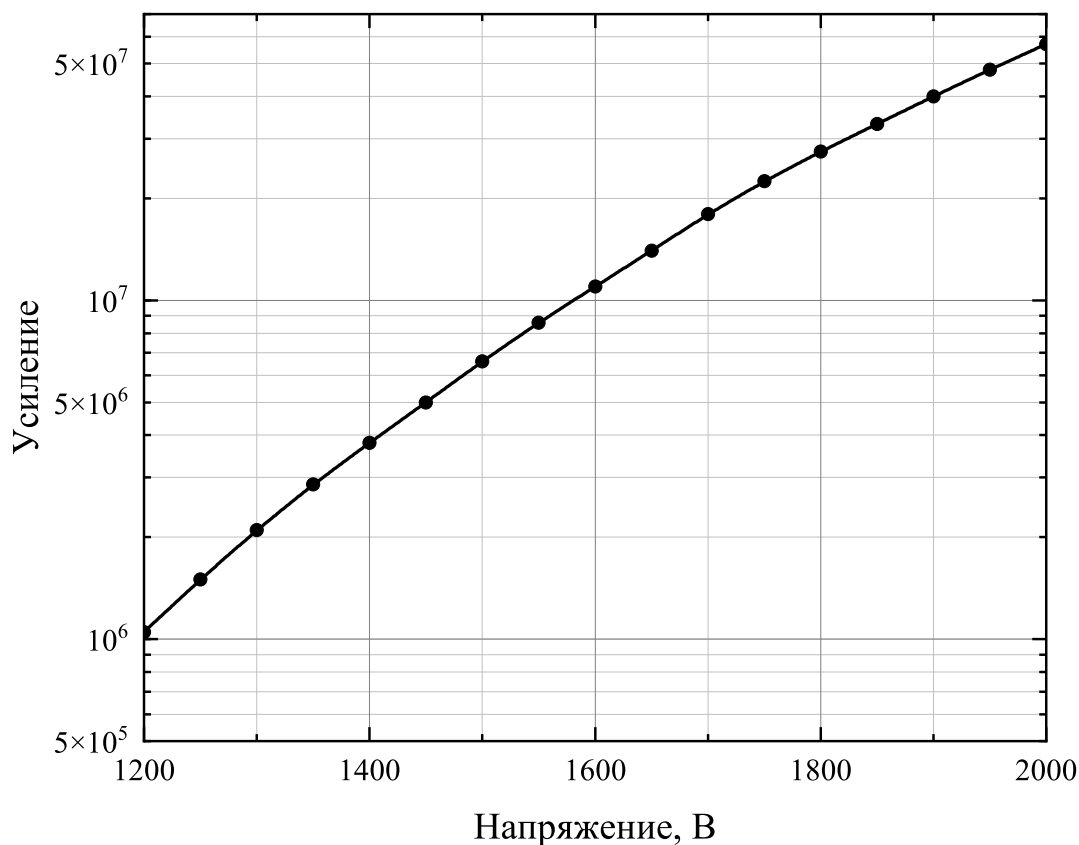


Рисунок 4.12 — Типичная для ФЭУ R7081-100 WA-S70 зависимость коэффициента усиления от высокого напряжения.

Также фотоэлектрон, выбитый с фотокатода, может упруго рассеяться на первом диноде, а затем под действием электрического поля вновь вернуться к первому диноду и выбить из него вторичные фотоэлектроны. Импульс, вызванный таким фотоэлектроном называется задержанным или, что не совсем корректно, «коротким» послеимпульсом. Задержанные импульсы могут усложнять обработку сигнала.

Помимо этого, иногда фотон может пролететь через фотокатод без взаимодействия с ним, а затем выбить фотоэлектроны непосредственно из первого динода. Очевидно, сигнал от таких фотоэлектронов будет опережать по времени обычный импульс, а амплитуда будет в разы меньше. Такой сигнал называется предимпульс [86]. Несмотря на малую амплитуду предимпульсов, они, в отличие от задержанных импульсов, более сконцентрированы по времени и при

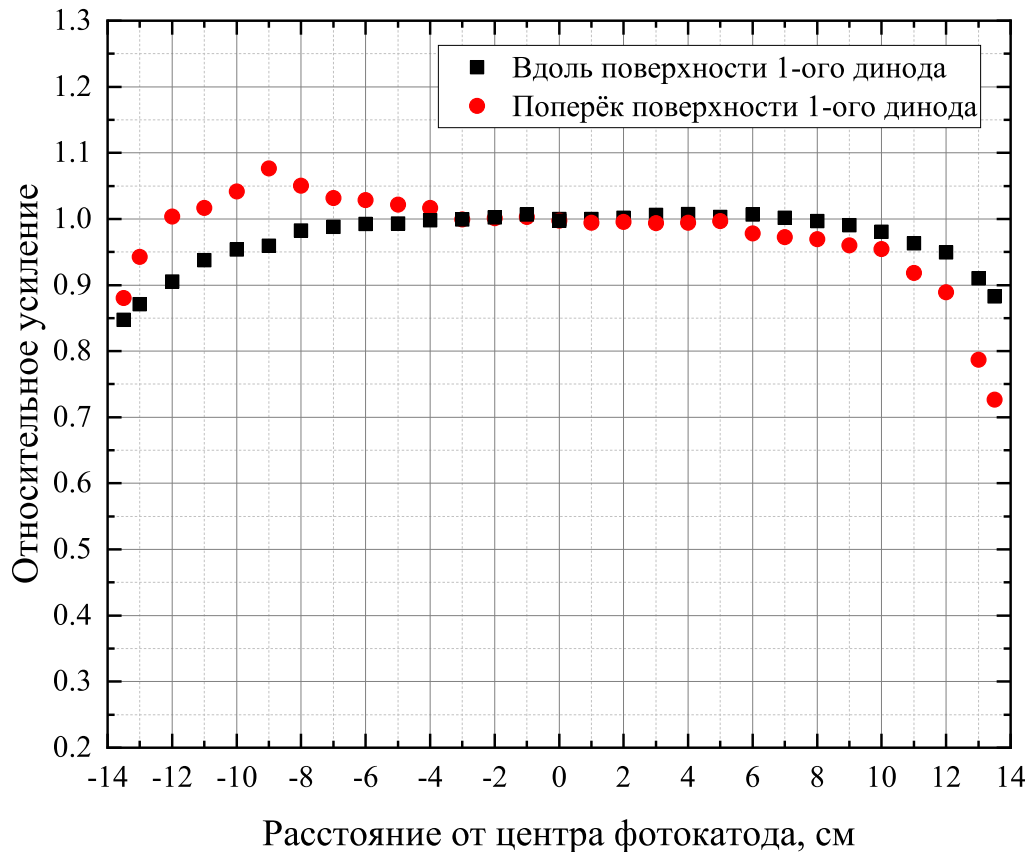


Рисунок 4.13 — Зависимость отклика по полю фотокатода ФЭУ R7081-100 WA-S70 вдоль оси 1-го динода и параллельно ему.

большой засветки могут давать импульсы относительно большой амплитуды, которые могут ошибочно быть приняты за внешние события.

Для измерения временных характеристик была использована схема, описанная в разделе 4.1.2, с оцифровщиком CAEN DT5742. Как видно из рисунка 4.9, длительность импульса составляет примерно 40 нс со временем нарастания около 4 нс.

Для определения разброса времени прохождения фотоэлектронов в ФЭУ измерялась задержка между триггером и сигналом. В связи с малой амплитудой предимпульса, порог для детектирования сигнала устанавливался около 0.1 ф.э. На рисунке 4.14 показаны типичные распределения времени прохождения фотоэлектронов в исследуемых ФЭУ R7081-100 WA-S70. Джиттер при этом составляет 3.01 ± 0.24 (FWHM). Значения джиттера для всех 25 ФЭУ представлены в таблице 6. Предимпульс опережает основной импульс пример-

но на 26 нс, а задержанный импульс имеет распределение задержки с пиком примерно на 63.5 нс.

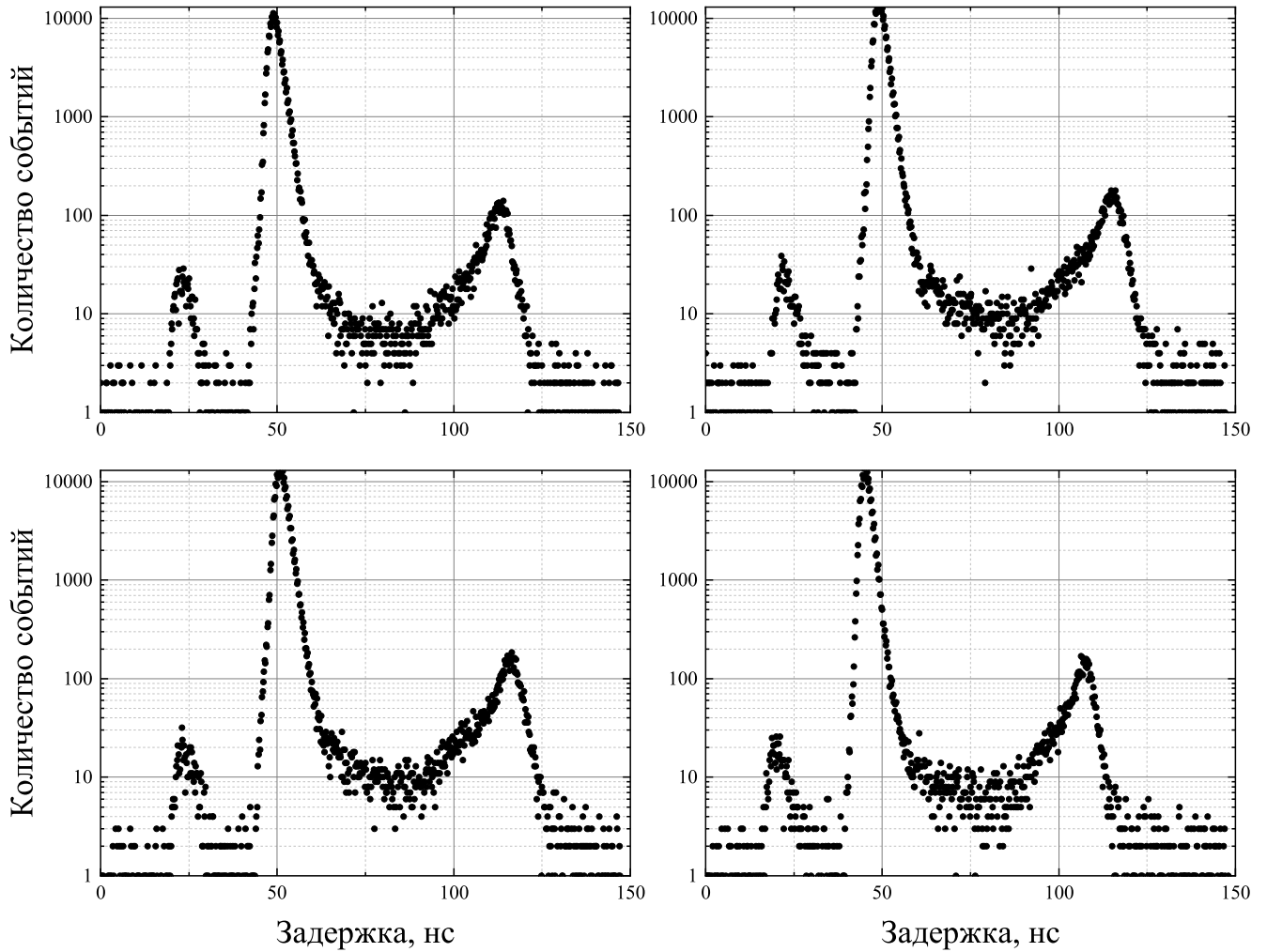


Рисунок 4.14 — Распределения времени прохождения фотоэлектронов для ФЭУ R7081-100 WA-S70.

При этом следует отметить, что разброс времени прохождения фотоэлектронов зависит от ширины спектра источника света. Ширина на полувысоте спектра используемого светодиодного источника света составляет около 25 нс, ширина спектра высвечивания используемого сцинтиллятора — около 100 нс.

4.1.4 Линейность отклика

Интенсивность светового потока от сцинтиллятора в зависимости от энергии частицы и расстояния до ФЭУ может варьироваться от нескольких единиц

до нескольких тысяч фотоэлектронов. Следовательно, отклик ФЭУ должен быть линейным в широком энергетическом диапазоне. Для измерения линейности использовалась схема аналогичная описанной в разделе 4.1.2, однако вместо одного источника света было использовано два, аналогичных друг другу и синхронизированных между собой и оцифровщиком. Световые сигналы от светодиодов через оптический разветвитель направлялись на фотокатод ФЭУ. Отклик ФЭУ при одновременном облучении фотокатода двумя светодиодами сравнивался с суммой откликов каждого светодиода в отдельности. Серия измерений была проведена в диапазоне интенсивностей освещения от 10 ф.э. до почти 900 ф.э. На рисунке 4.15 показана кривая ожидаемого и измеренного количества фотоэлектронов. По полученным данным для R7081-100

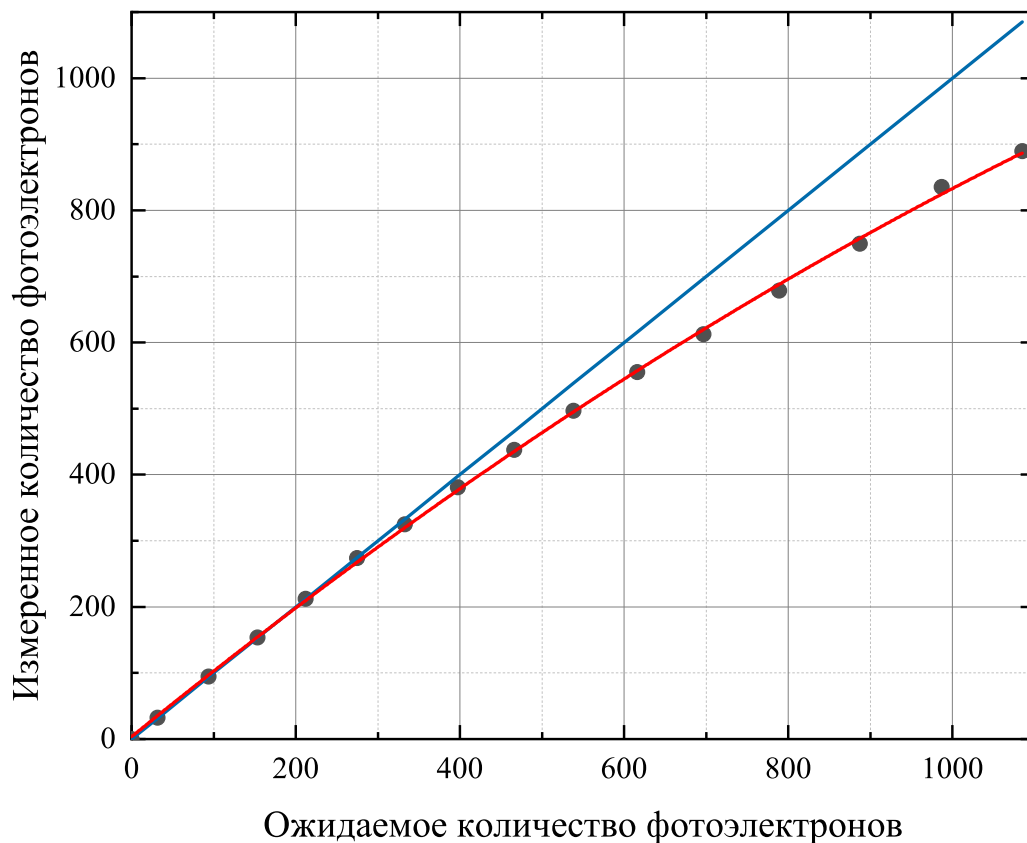


Рисунок 4.15 — Кривая ожидаемого и измеренного количества фотоэлектронов для ФЭУ R7081-100 WA-S70.

WA-S70 нелинейность в 5% достигается при интенсивности света примерно 330 ф.э. При этом, учитывая абсолютный световыход сцинтиллятора около

8 000 фотон/МэВ, расстояние от сцинтилляционной мишени до ФЭУ около 25 см, минимальный эффективный радиус фотокатода 11 см и усреднённую для используемого сцинтиллятора квантовую эффективность ФЭУ, 34.3%, пренебрегая поглощением воды и оргстекла, а также рассеянием света на границе оргстекло-вода, при возникновении сцинтилляционного события у границы мишени отклик ближайшего ФЭУ составит лишь около 113 фотоэлектрон/МэВ. Таким образом, в диапазоне энергий до 3 МэВ нелинейность ФЭУ не будет иметь практически никакого влияния.

4.1.5 Темновой ток

Фотокатоды и диноды ФЭУ изготавливаются из материалов с низкой работой выхода. Вследствие этого в результате термоэлектронной эмиссии с фотокатода и динодов вырываются в том или ином количестве хаотически распределенные во времени электроны, образуя на выходе ФЭУ импульсы даже при отсутствии засветки фотокатода. Такие импульсы называются импульсами темнового тока. Импульсы, возникающие в результате этого процесса, преимущественно являются одноэлектронными. Термоэлектронная эмиссия с динодов образует шумовые импульсы с меньшей амплитудой, вследствие меньшего усиления. Также к темновому току относятся автоэлектронная эмиссия с электродов и ток утечки в анодной цепи, однако в ФЭУ хорошего качества они практически отсутствуют.

Несмотря на то, что детектор обладает системой совпадений, позволяющей избегать ложных срабатываний триггера, высокий уровень импульсного шума может затруднять идентификацию событий и корректное измерение энергии этих событий. Помимо этого, знание темпа счёта импульсов темнового тока позволяет контролировать некоторые изменения в детекторе, например, нарушение его светоизоляции.

Уровень темнового тока, вызванного термоэлектронной эмиссии, очевидно, чувствителен к изменению температуры окружающей среды. Температура вокруг детектора достаточно стабильна и составляет 21 ± 0.5 °С. Измерения темпов счёта импульсов темнового тока проводились приблизительно при этой же температуре.

Также в ФЭУ молекулы остаточных газов могут абсорбироваться электродами, что в течении некоторого времени после подачи высокого напряжения на ФЭУ вызывает значительные колебания уровня темнового тока. Таким образом, перед измерением темпов счёта импульсов темнового тока ФЭУ в течении суток выстаивались под рабочим напряжением.

Темпы счёта импульсов темнового тока измерялись с помощью модуля программируемой логики CAEN V2495 (см. раздел 4.2) и программы CAEN_Scaler (см. раздел 4.3.3). Сигнал с ФЭУ на V2495 подавался через дискриминатор N841 с порогом около $1/4$ ф.э. На рисунке 4.16 показана типичная для исследуемых ФЭУ R7081-100 WA-S70 зависимость темпов счёта импульсов темнового тока от времени после включения рабочего высокого напряжения после засветки фотокатода ФЭУ, при этом постоянная времени составляет не более 6 мин. После же стабилизации уровня темнового тока при условии отсутствия засветки фотокатода при последующем включении ФЭУ уровень темпов счёта импульсов темнового тока практически сразу (несколько секунд) выходит на установившееся значение.

Установившиеся значения темпов счёта импульсов темнового тока для всей партии ФЭУ представлены в таблице 6, а среднее значение составило 1.74 ± 0.87 кГц, что является отличным результатом для ФЭУ такого размера. На рисунке 4.17 показано распределение установившихся темпов счёта импульсов темнового тока для одного из образцов.

4.1.6 Послеимпульсы

Послеимпульсы, несмотря на наличие у триггерной системы схемы совпадения, в некоторых случаях, так же, как и предымпульс или задержанный импульс, могут усложнять обработку сигнала.

Обычно выделяют два типа послеимпульсов, однако, так называемые «короткие» послеимпульсы, вызванные упругим рассеянием электронов на первом диноде, по своей сути послеимпульсами не являются, так как не предусматривают основного импульса, за которым бы они следовали. Более корректно такие импульсы называть задержанными, более подробно они рассмотрены в разделе 4.1.3. В свою очередь, «длинные» послеимпульсы — это послеимпуль-

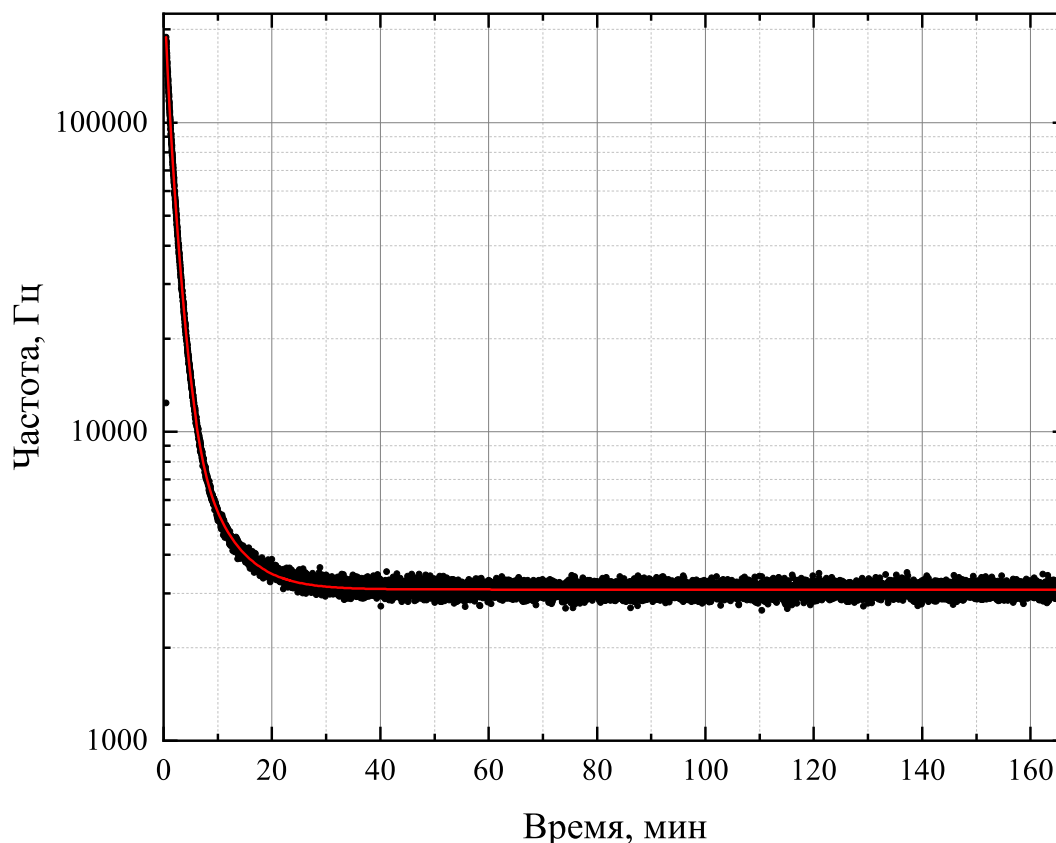


Рисунок 4.16 — Зависимость темпов счёта импульсов темнового тока от времени после засветки фотокатода для ФЭУ R7081-100 WA-S70.

сы, вызванные ионами остаточного газа, которые под действие электрического поля дрейфуют к фотокатоду и выбивают из него вторичные фотоэлектроны. Задержка таких послеимпульсов от основного импульса может достигать нескольких микросекунд, а амплитуда нескольких фотоэлектронов.

Для измерения «длинных» послеимпульсов использовалась схема аналогичная описанной в разделе 4.1.2. С помощью программы CAEN_DGTZ, описанной в разделе 4.3, измерялась задержка между основным импульсом, порог для которого устанавливался на уровне $1/4$ от его средней амплитуды и всеми последующими импульсами, порог для которых устанавливался на уровне $1/4$ ф.э. Измерения проходили при интенсивности засветки порядка нескольких десятков фотоэлектронов. На рисунке 4.18 изображено типичное для ФЭУ R7081-100 WA-S70 распределение задержек послеимпульсов от основного импульса с учетом подложки от импульсов темнового тока. После

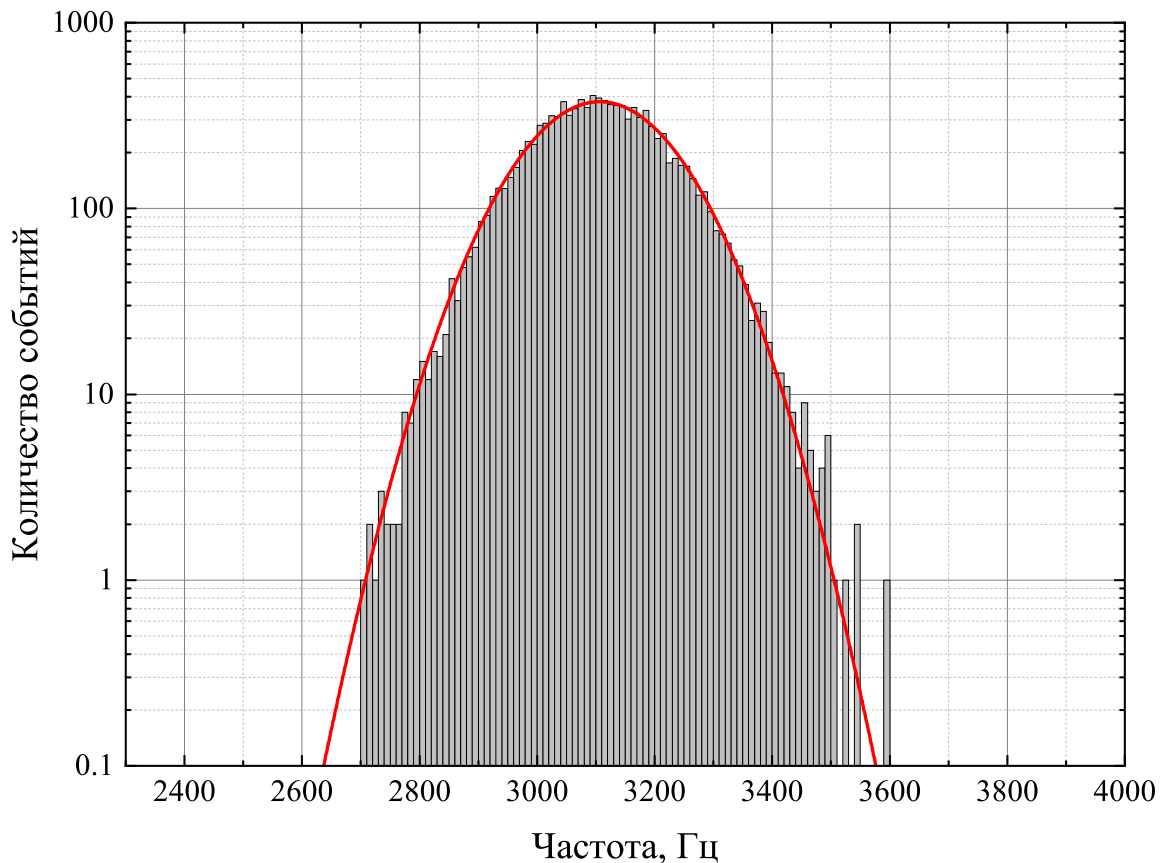


Рисунок 4.17 — Распределение темпов счёта импульсов темнового тока типичное для ФЭУ R7081-100 WA-S70.

аппроксимации распределения экспоненциально модифицированной функцией Гаусса были получены вклады в распределение от ионов различных газов. Определить конкретный газ, ион которого вызвал тот или иной пик распределения, можно путем расчета времени его прохождения до фотокатода с учётом распределения электрического потенциала внутри полусферического ФЭУ:

$$\delta t = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{2m}{qV_0}} L,$$

где V_0 и L — разность потенциалов и расстояние между фотокатодом и первым диодом соответственно, а q и m — заряд и масса иона соответственно. В таблице 5 для каждого пика полученного распределения указаны возможные источники и вероятность возникновения послеимпульса от этого источника. Для каждого отдельного ФЭУ указанные значения могут незначительно отли-

чаться в зависимости от концентрации того или иного газа в ФЭУ и рабочего напряжения.

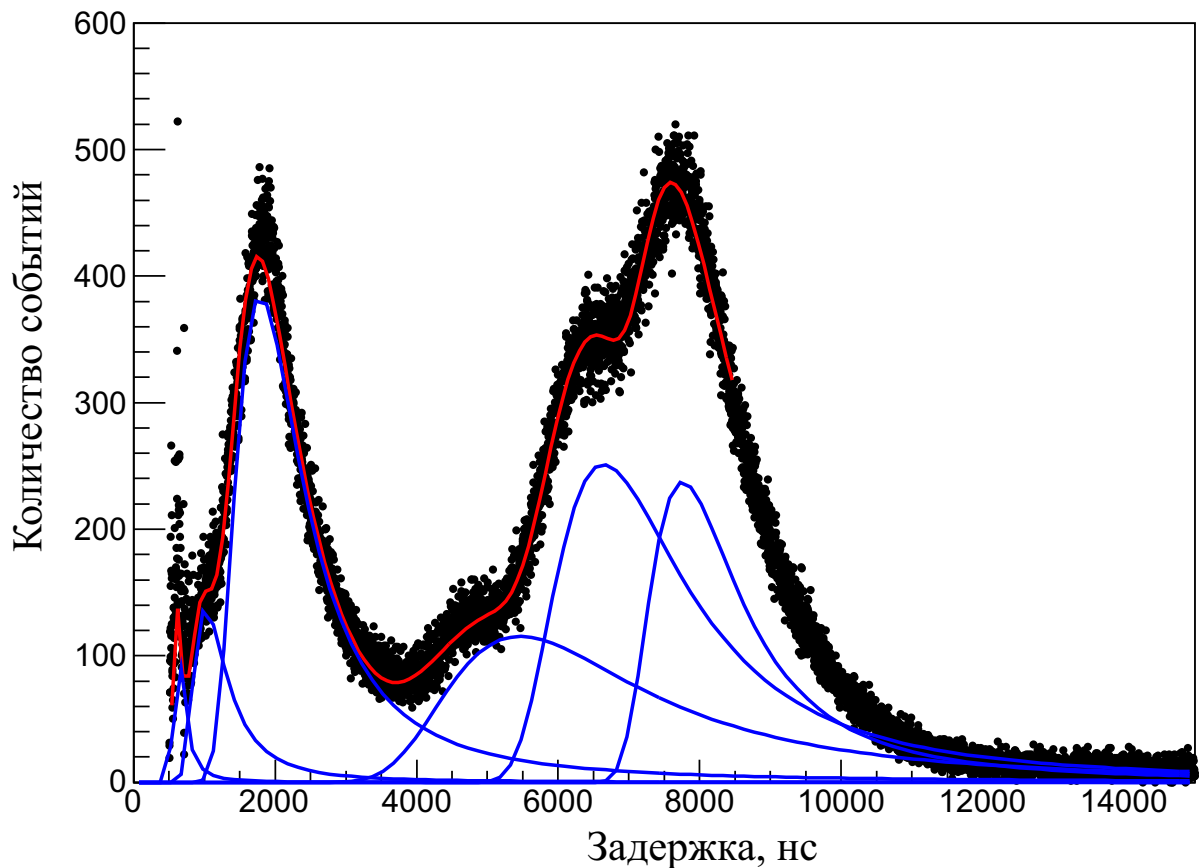


Рисунок 4.18 — Типичное распределение задержек послеимпульсов от основного импульса для ФЭУ R7081-100 WA-S70.

Помимо классических «длинных» послеимпульсов, были измерены, так называемые, «сверхдлинные» послеимпульсы [87]. Задержка данного типа послеимпульсов от основного импульса может достигать сотен микросекунд. В связи с этим, несмотря на однофотоэлектронный характер таких послеимпульсов и наличие схемы совпадения, их измерение является актуальным для нейтринных экспериментов, в которых нейтринные события определяются по коррелированным во времени сцинтилляционным вспышкам от позитронов и нейтронов, а задержка между ними в зависимости от добавок сцинтиллятора составляет от десятков до нескольких сотен микросекунд.

В связи с невысокой вероятностью возникновения «сверхдлинных» послеимпульсов интенсивность засветки фотокатода ФЭУ была увеличена до нескольких сотен фотоэлектронов. На рисунке 4.19 показано распределение задержки «сверхдлинных» послеимпульсов от основного импульса типичное для всей измеренной партии ФЭУ R7081-100 WA-S70. Распределение задержки от

Таблица 5 — Характеристики пиков временного распределения послеимпульсов

Положение пика, мкс	Возможный источник	Вероятность возникновения, % на ф.э.
0.605	H^+	0.02
1.047	H_2^+	0.08
1.854	He^+	0.44
5.657	Ионы некоторых К-содержащих или органических соединений	0.37
6.768	K_2O^+	0.53
7.848	Xe^+	0.35

основного импульса находится в диапазоне 50–200 мкс с пиком на 90 ± 3 мкс, вероятность возникновения составляет около 0.01% на фотоэлектрон. На рисунке 4.20 изображено двумерное распределение «сверхдлинных» послеимпульсов по амплитуде и задержке для ФЭУ R7081-100 WA-S70, демонстрирующее одно-фотоэлектронный характер данного типа послеимпульсов.

Также при измерении «сверхдлинных» послеимпульсов был обнаружен пик около 14 мкс. Его аппроксимация значительно осложнена относительно большим вкладом в распределение пиков с меньшей задержкой. Возможным источником этого пика может являться некоторое соединение, возможно содержащее цезий, с относительно большой молекулярной массой.

4.2 Электроника системы регистрации

Электроника системы регистрации обеспечивает фотодетекторы питанием, считывает их сигналы, а также с помощью триггерной подсистемы со схемой совпадения осуществляет идентификацию сцинтилляционных событий.

Сигнал и напряжение питания ФЭУ, как уже было сказано, передаются по одному кабелю и поступают на электронную составляющую системы регистрации. Все элементы регистрирующей электроники, кроме самодельной

Таблица 6 — Измеренные основные характеристики ФЭУ Hamamatsu R7081-100 WA-S70

Серийный номер ФЭУ	Частота импульсов темнового тока, кГц	Пик/долина	SPE разрешение	TTS, нс
MA4444	2.5	3.25	0.67	3.22
MA4461	2.9	2.66	0.78	3.07
MA4503	3.2	3.43	0.76	2.92
MA4534	2.4	4.42	0.65	2.88
MA4539	3.1	4.81	0.51	2.2
MA4542	1.6	4.03	0.7	3.26
MA4555	1.1	3.97	0.67	3.24
MA4563	1.4	4.44	0.64	3.12
MA4566	1.2	4.54	0.67	3.04
MA4567	1	3.67	0.76	2.9
MA4569	1	4.11	0.7	3.29
MA4570	1.4	3.93	0.64	2.7
MA4573	1.15	4.33	0.69	3
MA4575	1.15	3.48	0.71	3.14
MA4576	1.6	3.98	0.65	2.93
MA4577	1.6	3.18	0.66	2.92
MA4578	1.15	3.85	0.6	3.19
MA4579	3.3	2.5	0.76	3.1
MA4582	3.9	3.14	0.68	2.83
MA4590	1.05	3	0.69	3.25
MA4591	0.8	3.59	0.69	3.18
MA4600	1.7	3.41	0.71	2.78
MA4602	1.05	3.86	0.65	3.14
MA4607	0.95	3.91	0.63	3.19
MA4609	1.4	3.76	0.67	2.71

* Single photoelectron (Однофотоэлектронное);

* Transit time spread (Разброс времени прохождения электронов).

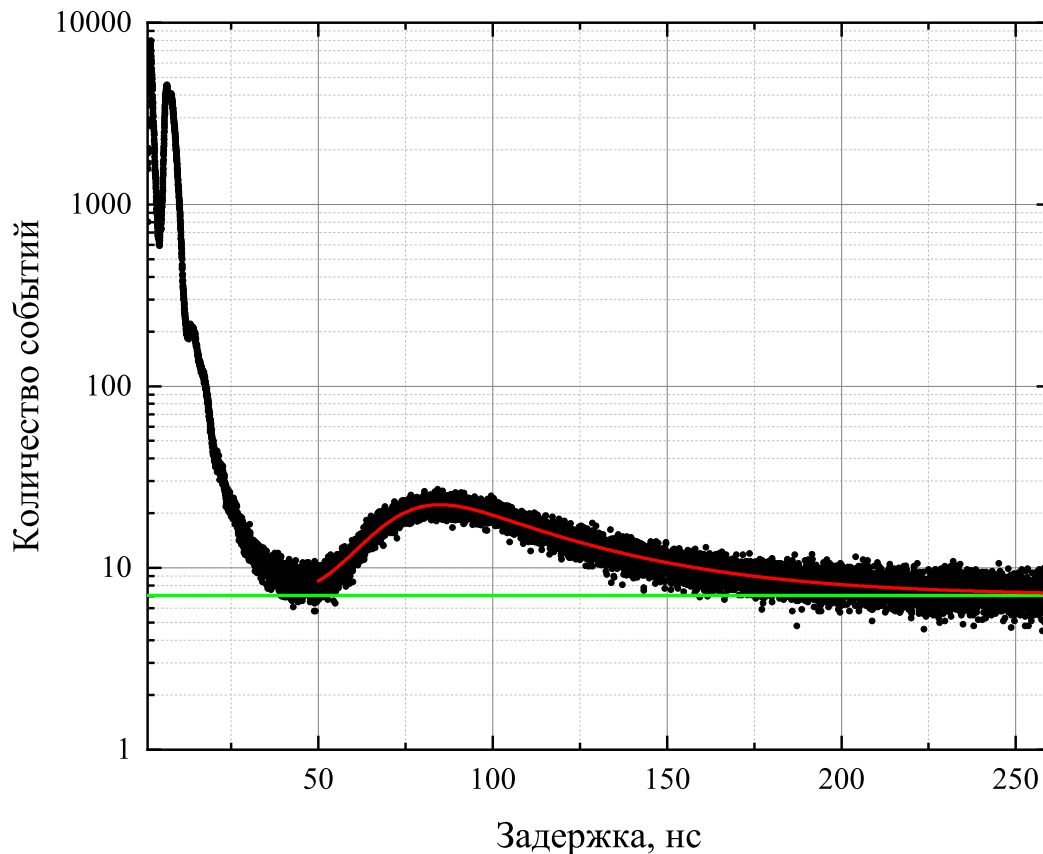


Рисунок 4.19 — Типичное распределение задержек «сверхдлинных» послеимпульсов от основного импульса для ФЭУ R7081-100 WA-S70.

разделительной панели, производства компании CAEN. На рисунке 4.21 изображена телекоммуникационная стойка с установленной в неё электроникой системы регистрации.

На разделительной панели [Рисунок 4.21(1)], электрическая схема которой представлена на рисунке 4.22, сигнал и напряжение питания ФЭУ гальванически разделяются. Во избежание возникновения земляных петель каждый отдельный канал имеет изолированную землю. Помимо этого, для подавления высокочастотных помех в системе все кабели от ФЭУ и кабели высокого напряжения в местах их подключения снабжены ферритовыми фильтрами.

Питание ФЭУ обеспечивается источниками высокого напряжения (ИВН) V6533 [Рисунок 4.21(10)]. Данный 6-канальный ИВН имеет максимальное выходное напряжение 4 кВ, а максимальный выходной ток 3 мА на канал, что

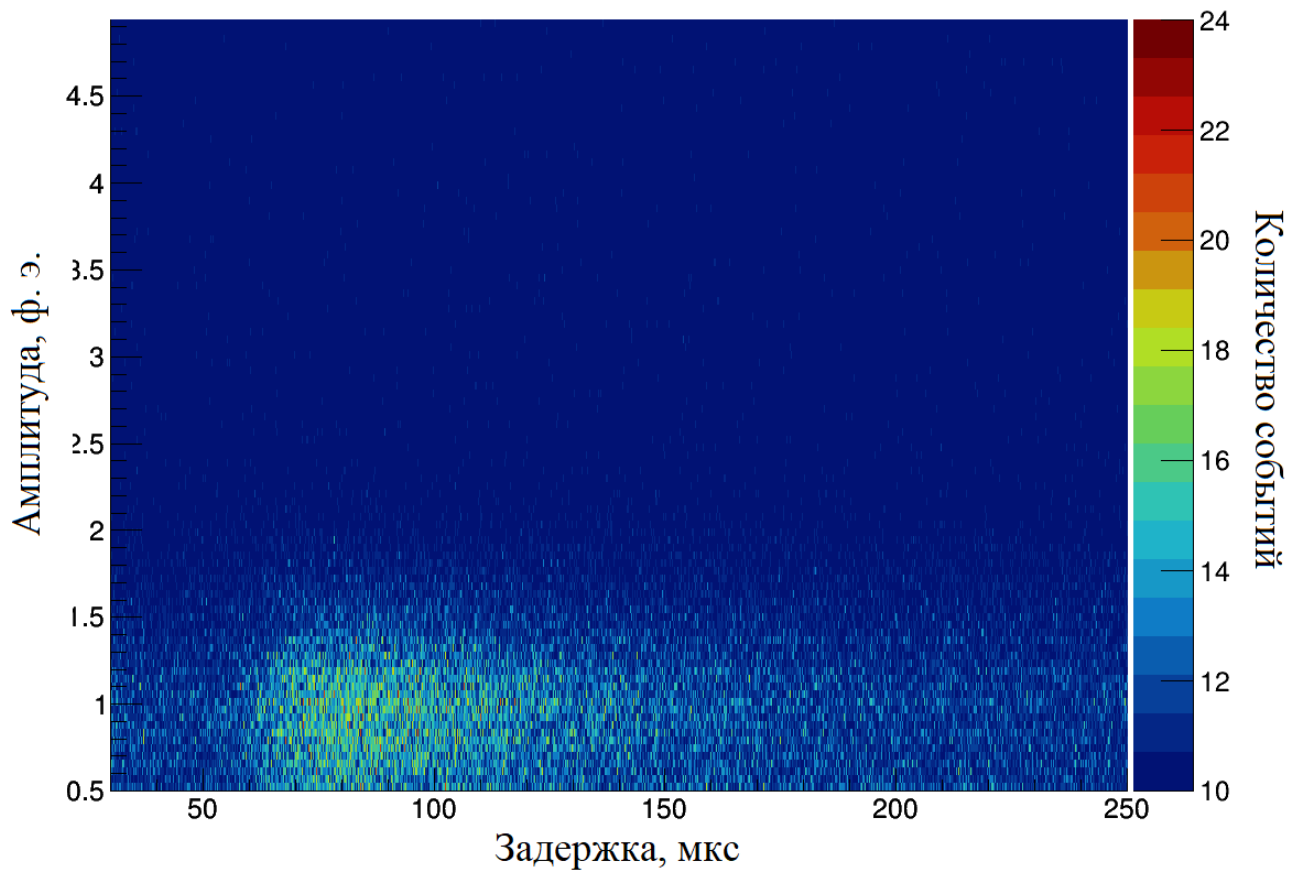


Рисунок 4.20 — Двумерное распределение «сверхдлинных» послеимпульсов по амплитуде и задержке для ФЭУ R7081-100 WA-S70.

полностью удовлетворяет потребностям ФЭУ. По вышеуказанной причине земли каждого канала ИВН так же изолированы друг от друга.

Сигнал с разделительной панели подаётся на 16-канальный усилитель с быстрым временем нарастания (≤ 1.5 нс) N979 [Рисунок 4.21(6)] с входной полосой пропускания до 250 МГц и коэффициентом усиления $K = 10$. Данный усилитель имеет по два выхода на каждый вход.

С одного выхода усилителя сигнал подаётся непосредственно на главный элемент регистрирующей электроники, 16-канальный оцифровщик V1730S [Рисунок 4.21(8)] с частотой сэмплирования 500 Мвыб/с и полосой пропускания 250 МГц. Данный оцифровщик обладает 14-битным разрешением по амплитуде, а динамический диапазон, по умолчанию, составляет 2 В. Таким образом, разрешение оцифровщика по амплитуде составляет 0.122 мВ, а по заряду 4.88 фКл (для нагрузки 50 Ом), что позволяет получать детальные амплитудные и зарядовые спектры сигналов. С помощью встроенного усилителя на входе

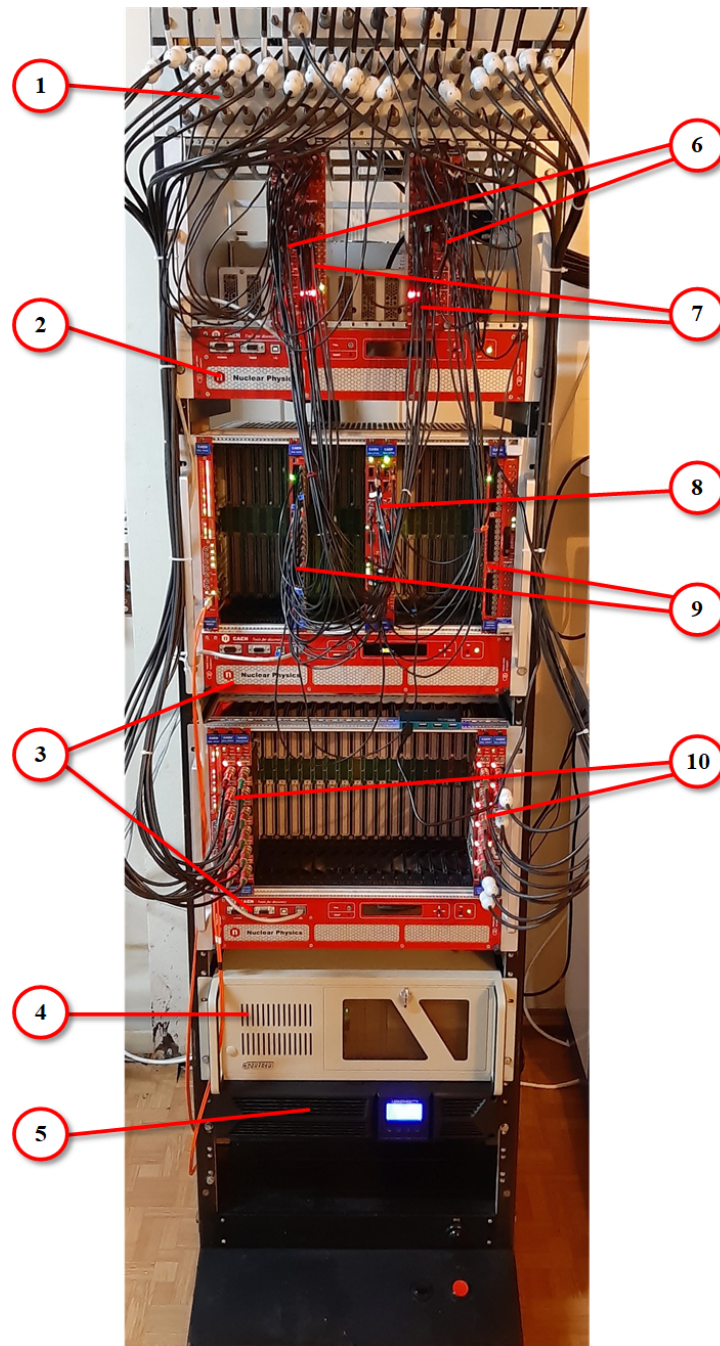


Рисунок 4.21 — Электроника системы регистрации детектора: 1 — разделительная панель; 2 — крейт N8301; 3 — крейты V8100; 4 — персональный компьютер; 5 — источник бесперебойного питания; 6 — быстрые усилители N979; 7 — дискриминаторы N841; 8 — оцифровщики V1730; 9 — модули программируемой логики V2495; 10 — источники высокого напряжения V6533.

оцифровщика с коэффициентом усиления $K = 4$ динамический диапазон может быть установлен на 0.5 В.

Каждый канал оцифровщика имеет SRAM (статическая память с произвольным доступом) буфер размером 5.12 Мвыб (>10 мс), который программно

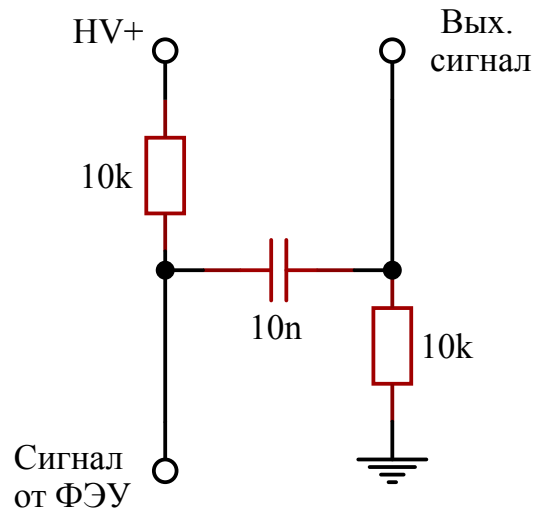


Рисунок 4.22 — Электрическая схема разделительной панели.

можно разделить на 1–1024 кольцевых буфера памяти программируемого размера. Во время сбора поток данных непрерывно записывается в такой буфер, а при срабатывании триггера оцифровщик записывает дополнительные выборки для пост-триггера и замораживает буфер для последующего его чтения, при этом сбор данных может продолжаться без мертвого времени в новом буфере. Таким образом, V1730 позволяет обойтись без дополнительных линий задержек в системе регистрации, а мёртвое время детектора определяется лишь быстродействием ЭВМ.

Оцифровщик V1730, как и все оцифровщики CAEN, помимо запуска триггера от NIM/TTL-сигнала на специальном входе «TRIG IN», позволяет запускать триггер при пересечении сигналом на любом из каналов устанавливаемого порога (самозапуск), который устанавливается для каждого канала индивидуально. Триггеры от выбранных каналов логически складываются, однако, в отличие от других оцифровщиков CAEN, соседние каналы оцифровщиков семейств XX725/XX730 логически обрабатываются попарно, то есть существует возможность логически умножать запросы на триггер от двух соседних каналов, тем самым позволяя строить элементарные схемы совпадений. Помимо этого, модификация V1730S обладает счётчиком срабатывания самозапуска для каждого канала.

Со второго выхода усилителя N979 сигнал подаётся на триггерную систему, которая состоит из 16-канального дискриминатора N841 [Рисунок 4.21(7)] и модуля программируемой логики V2495 [Рисунок 4.21(9)]. Дискриминатор пре-

образует сигнал с усилителя в сигнал стандарта NIM. Пороговый диапазон N841 составляет от -5 до -260 мВ, что позволяет устанавливать порог примерно от 1/8 до 6.5 ф.э. при коэффициенте усиления ФЭУ 10^7 . Длительность выходного NIM сигнала может устанавливаться в диапазоне от 5 до 40 нс.

С дискриминатора NIM-сигналы всех каналов детектора подаются на модуль программируемой логики V2495. Данный модуль выполняет функции системы совпадения, позволяющей исключить ложное срабатывание триггера от шумов темнового тока, предимпульсов, запаздывающих импульсов, послепимпульсов и прочих фоновых событий, а также помех в системе регистрации. Также, очевидно, данный модуль может работать на антисовпадения, например, при использовании мюонного вето. Помимо этого, V2495 способен выполнять функции частотомера до 200 МГц для контроля темпов счёта как отдельно взятых каналов, так и всего детектора по схеме совпадения.

По умолчанию V2495 рассчитан на работу с сигналами стандарта LVDS/ECL, для этого он использует один выходной (порт «С») и два входных порта («А» и «В») на 32 канала каждый. Для работы с сигналами стандарта NIM/TTL V2495 имеет всего два входа/выхода с разъёмом стандарта LEMO (порты «G0» и «G1»). В связи с этим, к V2495 к портам «D», «E» и «F» подключаются submodule A395D с восьмью входами/выходами стандарта LEMO для работы с сигналами NIM с дискриминатора. Модуль V2495 вмещает до трёх A395D, таким образом, к каждому V2495 может быть подключено до 26-ти каналов с сигналами стандарта NIM.

Помимо непрограммируемой ПЛИС (Main FPGA), которая связывает работу всех компонентов модуля, V2495 имеет две программируемые ПЛИС, Altera Cyclone V (User FPGA) и Xilinx Spartan-6 (Gate and Delay Generator). UFPGA производит управление всеми входами/выходами, позволяя настраивать систему совпадения/антисовпадения, используя логические операции. GDG, в свою очередь, является генератором стробирования и задержек и позволяет настроить временные ворота триггерной системы. Максимальная длительность временных ворот составляет 771.5 мкс, что позволяет выделять коррелированные по времени позитронные и нейтронные события ещё на уровне триггерной системы. Однако на данном этапе для работы детектора достаточным является длительность NIM сигналов, выдаваемых дискриминатором N841. Программирование V2495 производится на языке VHDL, а управление осуществляется с помощью приложений, рассмотренных в разделе 4.3. Одно-

временно в V2495 может быть загружено до пяти различных микропрограмм, а их переключение осуществляется с помощью переключателя на плате модуля.

Тактовые генераторы всех оцифровщиков, используемых в детекторе, синхронизированы путём последовательного соединения с опорным V1730 через специальные порты, при этом на «ведомых» V1730 включен режим внешнего тактового генератора. Также V1730 имеет триггерный выход и позволяет описанным выше образом обеспечить все оцифровщики детектора триггером от одного триггерного сигнала. Однако выходной триггерный сигнал V1730 имеет задержку по отношению к входному около 55 нс и джиттер около 8 нс. В связи с этим, триггер для каждого оцифровщика берётся непосредственно с модуля V2495.

Входные разъёмы разделительной панели выполнены в стандарте LEMO 00 диаметром 9 мм. Выходы для напряжения питания на разделительной панели, как и источники высокого напряжения, имеют разъёмы SHV. Сигнальные выводы разделительной панели выполнены в виде BNC-разъёмов с самодельными переходниками на стандартные 5 мм LEMO 00. Все остальные модули и кабели так же снабжены разъёмами этого типа, кроме оцифровщиков, которые имеют разъёмы MSX. Все кабели системы регистрации, кроме кабелей ФЭУ, относятся к стандарту RG-174.

Оцифровщики, источники высокого напряжения и модули программируемой логики системы регистрации детектора относятся к стандарту VME и установлены в крейты V8100 [Рисунок 4.21(3)]. Управление указанными модулями, а также работа с данными, полученными оцифровщиками, производится с помощью ПК. Связь ПК с модулями осуществляется через VME-шины крейтов, которые многомодовым оптическим кабелем через крейт-контроллеры V2718 соединены с PCI-платой A2818 в ПК. Использование оптоволоконного кабеля обеспечивает скорость передачи данных до 80 МБ/с. Адресация в рамках одной VME-шины осуществляется с помощью 32-битного базового адреса, который устанавливается путём переключения ключей на плате модуля. Усилители и дискриминаторы выполнены в виде модулей стандарта NIM и установлены в крейт N8301 [Рисунок 4.21(2)]. Управление и мониторинг параметров крейтов осуществляется с ПК по локальной сети Ethernet.

Питание системы регистрации осуществляется через источник бесперебойного питания (ИБП) ST3115L с выходной мощностью 15 кВА и точностью стабилизации выходного напряжения $\pm 2\%$. Использование ИИБ особенно критично для NIM-крейта N8301. Данный крейт обладает линейным источником

питания N8360, который, в отличие от импульсного источника питания WV8111 VME-крейта V8100, очень чувствителен к скачкам напряжения, присущим сети электроснабжения БНО ИЯИ РАН. В отсутствие ИПБ при возникновении таких скачков срабатывает автоматическая защита крейта от пониженного напряжения или перенапряжения и крейт выключается.

Для ПК дополнительно используется ИБП [Рисунок 4.21(5)] на 1 кВА, который позволяет ПО, описанному в разделе 4.3, в случае завершения заряда на аккумуляторных батареях ST3115L и отключения крейта с оцифровщиками автоматически сохранить все данные, хранящиеся в оперативной памяти ПК. Во избежание потери данных в случае возникновения неисправности жёсткого диска используется технология резервирования RAID 1.

4.3 Разработка программного обеспечения

Как уже было сказано, оцифровщики V1730, источники высокого напряжения V6533, модули программируемой логики V2495 и крейты V8100 и N8301 управляются с помощью ПК. Для этих целей для всех указанных модулей были разработаны кроссплатформенные приложения на языке C++ с использованием фреймворка Qt. При этом для V2495 было разработано две программы, для работы в режиме схемы совпадения и в режиме частотомера.

Работа приложений с крейтами и модулями осуществляется посредством стандартных библиотек CAEN. Взаимодействие ПК с модулями через VME-шину с помощью крейт-контроллера и PCI-контроллера осуществляется с помощью библиотеки CAENVMELib [88]. В свою очередь, основанная на ней библиотека CAENComm [89] является интерфейсом между CAENVMELib и более высокоуровневыми библиотеками, предназначенными для работы уже непосредственно с тем или иным типом модулей. Также для соединения приложений с модулями, в зависимости от типа соединения, USB или через PCI-контроллер, необходимы соответствующие драйвера, которые так же как и все требующиеся библиотеки, автоматически устанавливаются при установке самих приложений.

Все приложения используют компоненты графического интерфейса QtGui и классы QtWidgets и имеют интуитивно понятный интерфейс. Отображение

графики в описанных ниже приложениях осуществляется с помощью Qt/C++ виджета QCustomPlot.

4.3.1 Чтение, запись и обработка сигналов

Разработанное приложение CAEN_DGTZ основано на стандартной библиотеке CAENDigitizer [90] и предназначено для настройки параметров оцифровщиков V1730/1730S, а также для визуализации, обработки и записи считываемых ими сигналов. На рисунке 4.23 изображён интерфейс программы.

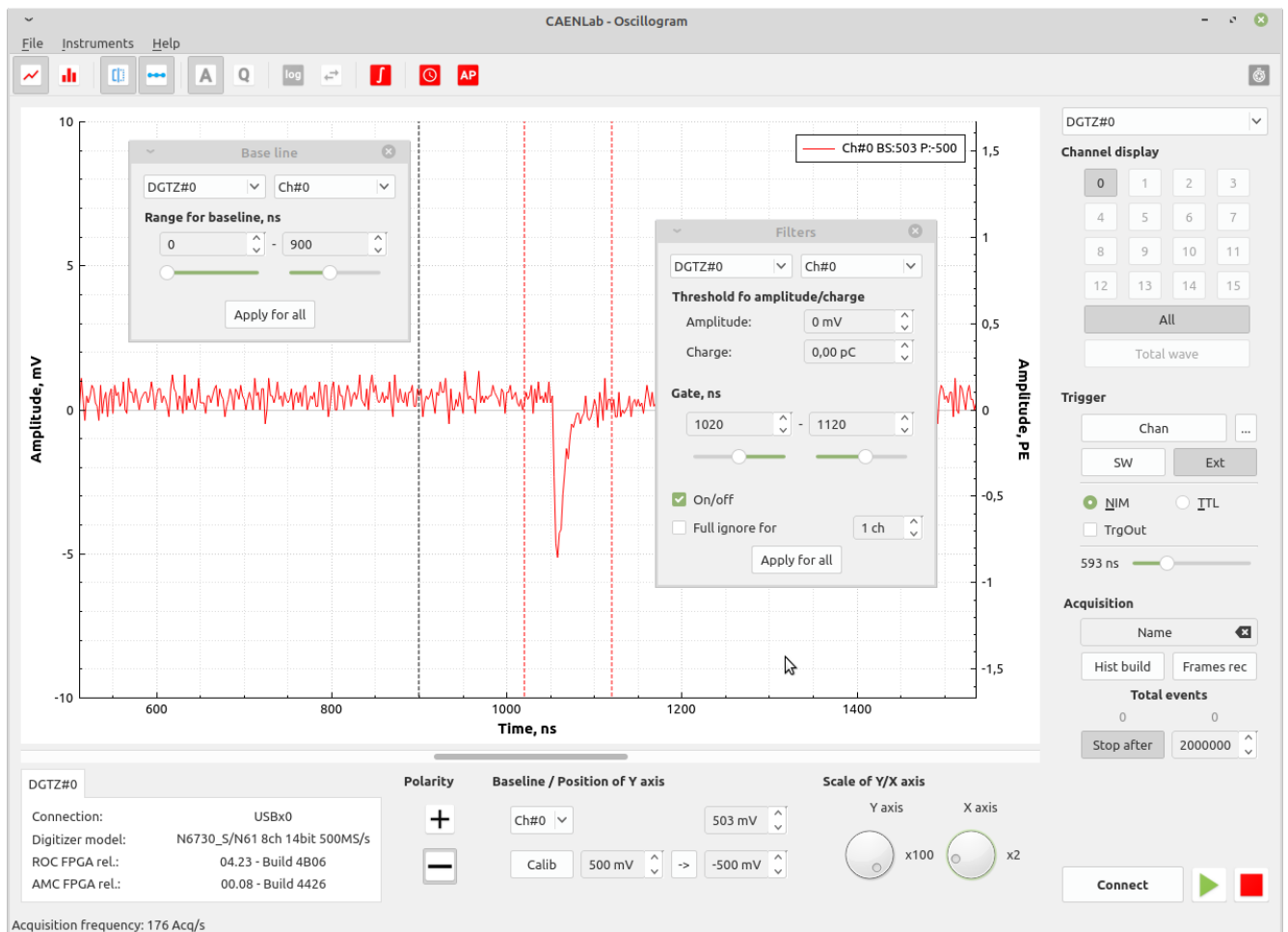


Рисунок 4.23 — Интерфейс приложения CAEN_DGTZ. Красные и чёрная пунктирные линии — временные ворота для расчёта параметров сигнала и расчёта базовой линии соответственно.

CAEN_DGTZ способно работать не только с используемыми в детекторе V1730, но и с большинством оцифровщиков CAEN в VME, NIM и настольном

исполнении. Поддерживается одновременная работа с несколькими оцифровщиками одного семейства. Подключение может осуществляться по шине VME или напрямую к оцифровщику через USB или оптический кабель.

Через CAEN_DGTZ осуществляется управление всеми параметрами оцифровщика: отключение/включение каналов; установка размера буфера и количество считываемых буферов за раз; установка базовой линии для каждого канала; тип, порог и задержка триггера; а также запуск/остановка считывания данных. Помимо этого, предусмотрен контроль температуры каждого канала для оцифровщиков, поддерживающих эту функцию. При работе с оцифровщиком его основные настройки, включая параметры подключения, записываются в бинарный файл. При последующих подключениях программа автоматически считывает эти настроечные файлы, сортируя их по времени изменения, что позволяет значительно ускорить настройку параметров оцифровщиков.

Одной из основных функций данной программы является построение для каждого канала в режиме реального времени осциллограмм считываемых сигналов, амплитудных и зарядовых гистограммы, а также гистограмм задержек сигналов одних каналов от других или от триггера.

Для измерения послеимпульсов ФЭУ существует возможность измерения задержек от основного импульса всех последующих. Как для основного импульса, так и для послеимпульсов независимо устанавливаются пороги и временные ворота. Помимо задержки для всех послеимпульсов измеряется амплитуда для построения двумерной карты распределения событий по амплитуде и задержке.

Система «фильтров» позволяет для каждого канала в отдельности устанавливать временной диапазон, в рамках которого будет производиться расчёт гистограмм. Также существует возможность в рамках этого диапазона устанавливать порог по амплитуде и заряду, ниже которого данные не будут учитываться. Помимо этого, предусмотрена функция полного игнорирования событий, для которых сигналы по устанавливаемому числу каналов не преодолели указанные пороги. Данная функция совместно с возможностью настройки «триггерной маски» образует программную систему совпадения.

Программа имеет возможность калибровки базовой линии по выставленному значению всех каналов сразу или каждого в отдельности. Для амплитудных и зарядовых гистограмм программа предусматривает расчёт базовой линии сигнала с возможностью настройки диапазона в рамках кадра, в котором будет производиться её расчёт, отдельно для каждого канала.

CAEN_DGTZ позволяет выбирать триггер по любому из имеющихся каналов, триггер от внешнего NIM/TTL-сигнала и/или программный триггер. Триггер по каналу предусматривает, так называемую «триггерную маску», позволяющую получать триггер при преодолении на любом из выбранных каналов порога, установленному так же отдельно для каждого канала.

Программа имеет широкий ряд возможностей, связанных с отображением полученных осциллограмм и гистограмм, такие как, масштабирование по осям, комбинирование бинов гистограмм, отображение в логарифмическом масштабе, изменение цветов и типов линий. В добавок, имеется функция по вычислению в указываемом диапазоне интеграла сигнала (т.е. его заряда) и гистограмм.

Приложение также способно отображать суммированный по всем каналам сигнал и производить с ним всю вышеописанную обработку, включая построение гистограмм.

Числовые данные осциллограмм и гистограмм для последующей обработки можно сохранять в виде таблицы в формате CSV.

Для работы в режиме «offline» в приложение предусмотрена возможность записи считываемых осциллограмм на жёсткий диск. Сохранение происходит как в ручном режиме (при остановке набора данных), так и в автоматическом. В автоматическом режиме сохранение происходит либо пачками по 10 000 событий, либо через заданный промежуток времени. Данные сохраняются в бинарном виде и имеют структуру, изображённую на рисунке 4.24.

Отключённые каналы оцифровщика не записываются, что сокращает размер данных на диске. Каждое событие снабжается временной меткой (с точностью до миллисекунды), которая является переменной стандартного Qt-класса QDateTime.

Программа имеет удобную для каталогизации систему присуждения файлам имён, включающую дату и время запуска измерения, тип измерения и его название, указываемое в отдельном поле.

Для увеличения скорости считывания, обработки и записи сигнала возможна настройка частоты отображения осциллограмм и гистограмм, отключение вычисления базовой линии, а также настройка ширины канала и количества каналов для зарядовых гистограмм.

Для обработки записанных данных было разработано отдельное приложение CAEN_Reader, позволяющее просматривать осциллограммы записанных

ID «CAENDATA» Qstring (4+8*2 байт)					
Время начала измерений QDateTime (8 байт)			Время конца измерений QDateTime (8 байт)		
Разрядность ushort (2 байта)	Динамический диапазон double (8 байт)	Кол-во точек в фрейме uint (4 байта)	Период сэмплирования double (8 байт)	Кол-во событий ushort (2 байта)	Кол-во оцифровщиков ushort (2 байта)
Кол-во каналов 0-го оцифровщика ushort (2 байта)		...	Кол-во каналов N-го оцифровщика ushort (2 байта)		
Вектор состояний (вкл/выкл) каналов 0-го оцифровщика (16 каналов) Qvector <bool> (4+2 байта)		...	Вектор состояний (вкл/выкл) каналов N-го оцифровщика (16 каналов) Qvector <bool> (4+2 байта)		
Вектор кадров включённых каналов оцифровщиков Каждый кадр – вектор точек Qvector < Qvector <short> > (4+(4+2*[Кол-во точек])*[Кол-во включённых каналов во всех оцифровщиках]*[Кол-во событий]) байт)					
Вектор временных меток Qvector <QDateTime> (4+8*[Кол-во событий] байт)					

Рисунок 4.24 — Структура записываемых данных программы CAEN_DGTZ.

Для каждого блока данных приведён тип переменной и размер блока.

событий. Данная программа имеет набор инструментов по выделению сигнала и построению гистограмм аналогичный описанному выше. Помимо этого, данное приложение позволяет редактировать и пересохранять уже записанные бинарные данные для уменьшения их размера или приведения их к одному виду, а именно существует возможность удалять данные по выбранным каналам, уменьшать длину кадра, изменять базовую линию отдельно для каждого канала, удалять не удовлетворяющие некоторым критериям события или объединять события из нескольких файлов в один.

4.3.2 Управление и мониторинг работы источников высокого напряжения

Приложение CAEN_HV основано на стандартной библиотеке CAEN HV Wrapper [91] и предназначено для работы с источниками высокого напряжения. Аналогично CAEN_DGTZ оно способно работать не только с используемыми в детекторе V6533, но и с большинством ИВН CAEN. Подключение осуществляется по шине VME, USB или COM-порту. На рисунке 4.25 изображён интерфейс программы при работе детектора.

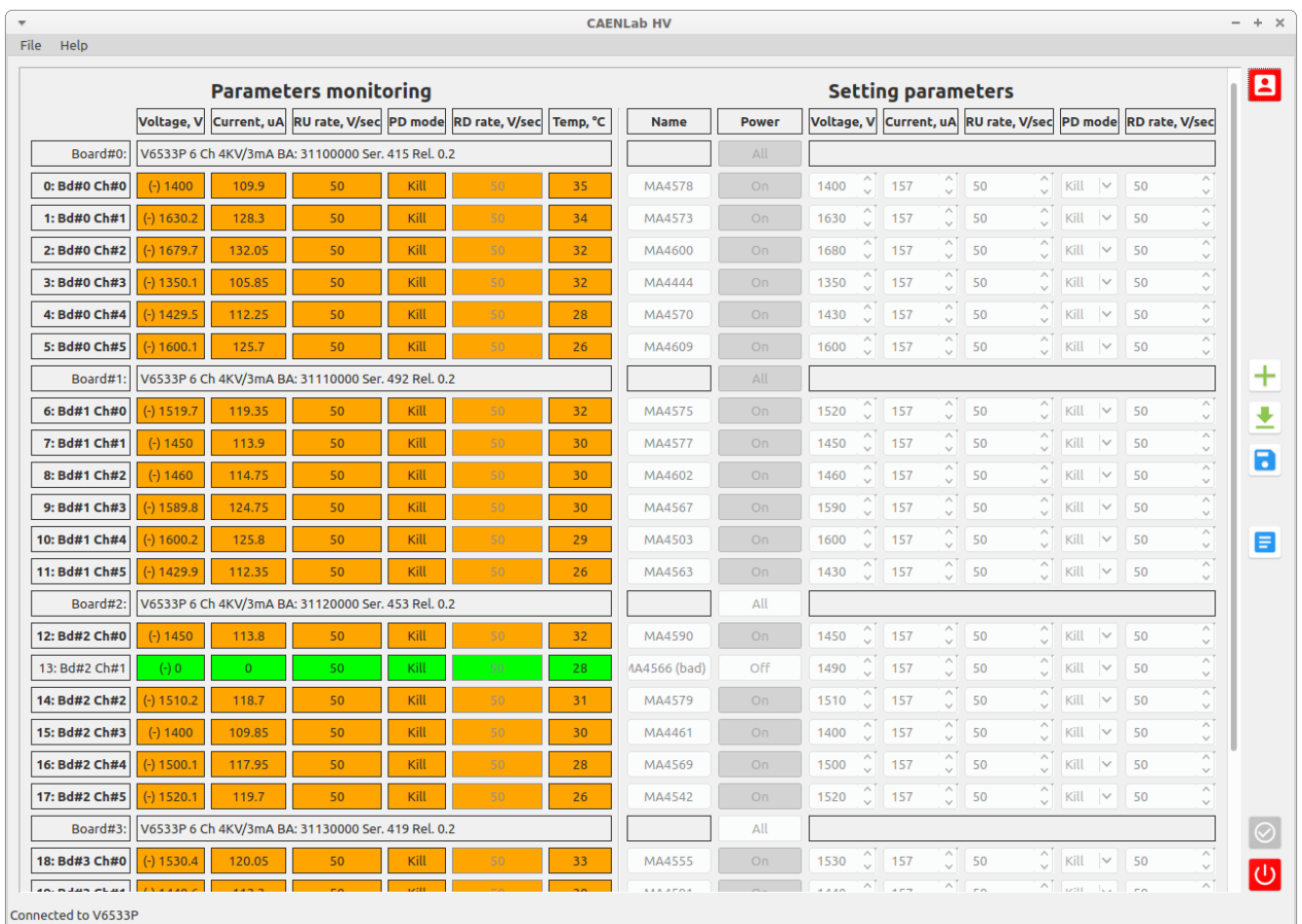


Рисунок 4.25 — Интерфейс приложения CAEN_HV.

Функционально приложение можно разделить на две части. Первая отвечает за мониторинг параметров подключённых ИВН и выполнена в отдельном потоке, реализованном с помощью стандартного Qt-класса QThread. При этом опрос всех ИВН производится с периодичностью раз в секунду. Помимо краткой информации о подключённых ИВН, для каждого канала отображаются

выходное напряжение, включая его полярность, выходной ток, установленные скорости нарастания и спада напряжения, режим спада напряжения, а также температура канала. Область мониторинга имеет цветовую сигнализацию, сигнализирующую о наличие/отсутствии напряжения в канале, а также о превышении напряжением, током или температурой установленных пределов. При превышении допустимых пределов напряжения, тока или температуры на одном из каналов, он автоматически отключается.

Вторая область отвечает за включение/выключение каналов и установку их параметров. Реализованная в программе система учётных записей, позволяет ограничить круг лиц, имеющих доступ к изменению параметров высоковольтной системы.

Также приложение имеет возможность сохранения и последующей загрузки конфигураций устанавливаемых параметров для быстрой их настройки при перезапуске программы. Помимо этого, программа ведёт журнал учёта запуска/завершения работы программы, входа/выхода пользователей, включения/выключения тех или иных каналов, превышения допустимых параметров и возникновения программных и аппаратных ошибок.

4.3.3 Модуль программируемой логики V2495

Модуль программируемой логики в рамках системы регистрации прототипа детектора выполняет две задачи: схема совпадения триггерной системы и частотомер для контроля темпов счёта всех каналов. Управление модулем V2495 осуществляется UFGPA с помощью микропрограмм, написанных на языке VHDL. Запись данных микропрограмм, так же как и всего встроенного программного обеспечения CAEN, осуществляется посредством программы CAEN Upgrader. В свою очередь интерфейсом между микропрограммой и пользователем служат разработанные приложения: CAEN_PLU и CAEN_Scaler. Обе программы основаны на стандартной библиотеке CAEN PLULib [92].

Приложение CAEN_PLU работает совместно с разработанной VHDL-микропрограммой схемы совпадения для модулей V1495 и V2495, которая основана на демонстрационной Gate Pattern Demo компании CAEN. CAEN_PLU путём

записи 32-битного сообщения в управляющий регистр позволяет пользователю устанавливать логическую схему в зависимости от конкретных задач.

Приложение CAEN_Scaler предназначено для работы с V2495 в режиме частотомера и требует использование специальной FPGA-микропрограммы CAEN FW2495SC [93]. На рисунке 4.26 изображён интерфейс CAEN_Scaler во время работы детектора.

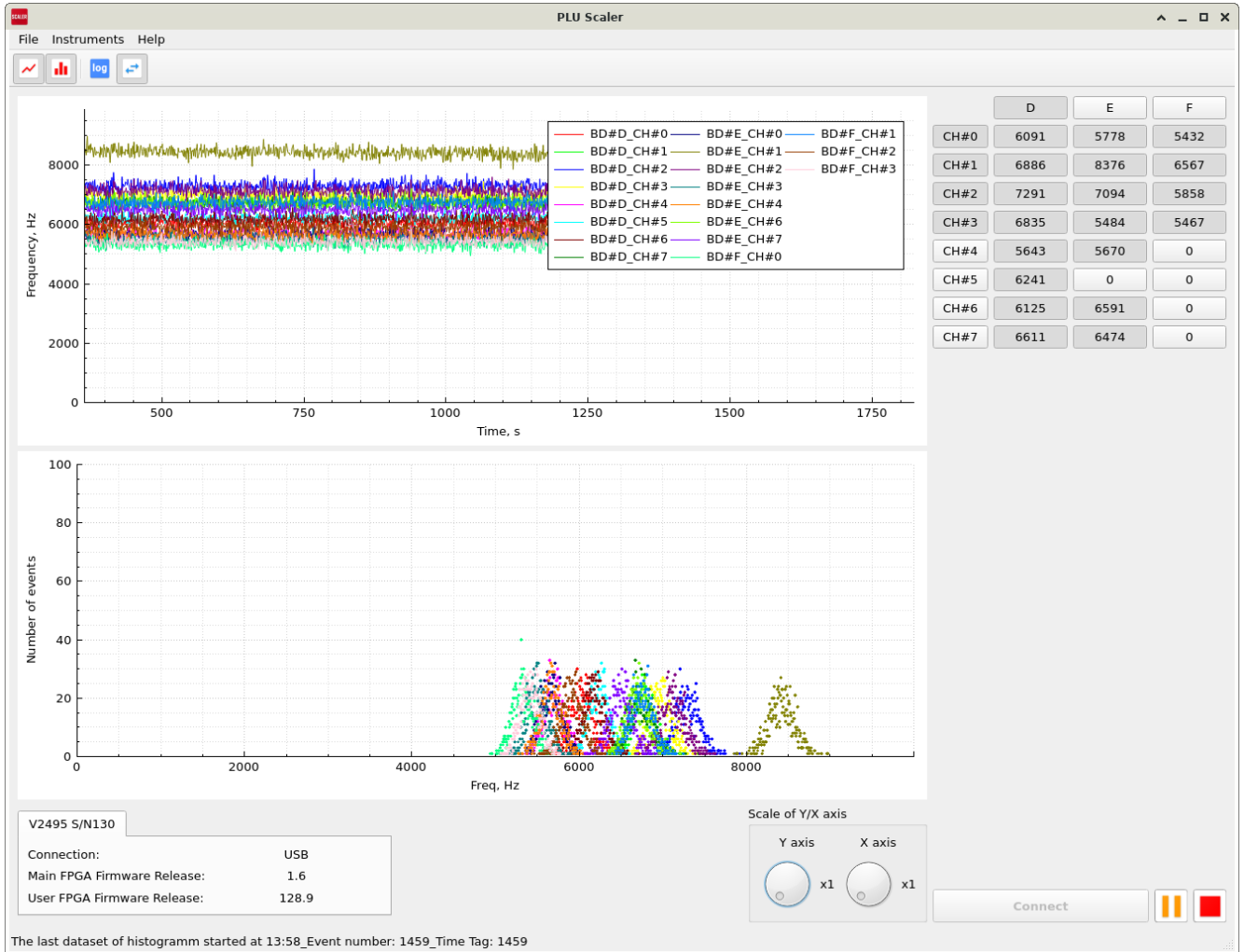


Рисунок 4.26 — Интерфейс приложения CAEN_Scaler.

Данное приложение позволяет устанавливать тип триггера, внутренний, внешний (используется порт G0) или программный; логический уровень (NIM/TTL) триггера и всех входных каналов при использовании submodule A395D; время между отсчётами внутреннего триггера, от 1 мкс до 4 000 с (для редких событий). CAEN_Scaler позволяет отображать частоту сигналов со всех входных портов V2495 (кроме порта G1), а также строить временные графики и гистограммы полученных значений. Данная программа имеет схожий с

CAEN_DGTZ набор функций по визуализации полученных графиков и гистограмм, а также возможность их сохранения в виде CSV таблиц.

4.3.4 Управление и мониторинг работы крейтов

Для мониторинга и установки параметров крейтов CAEN, в частности используемых в системе регистрации V8100 и N8301, было разработано приложение CAEN_CRATE. Интерфейс CAEN_CRATE изображён на рисунке 4.27.

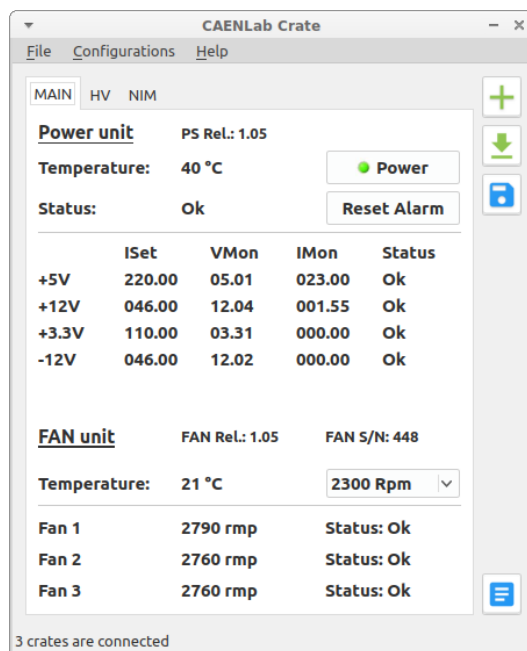


Рисунок 4.27 — Интерфейс приложения CAEN_CRATE.

Функционал данного приложения повторяет функционал оригинального программного обеспечения компании CAEN для крейтов, написанного на языке Java, а именно, в программе реализовано подключение к крейтам через сеть Ethernet или COM-порт, мониторинг токов и напряжений по линиям питания и контроль ошибок подключённых крейтов, мониторинг и установка скорости вращения вентиляторов системы охлаждения. Однако, в отличие от стандартного ПО, в разработанной CAEN_CRATE работа со всеми крейтами любого типа осуществляется в рамках одного окна приложения, а каждому крейту может быть присвоено имя; реализован журнал учёта времени включения/выключения крейтов и времени возникновения ошибок; имеется возможность

сохранения и последующей загрузки конфигурационных файлов, что значительно ускоряет настройку системы.

Взаимодействие ПК с крейтами осуществляется с помощью протокола виртуального текстового терминала Telnet. Использование данного протокола при частом опросе множества параметров нескольких крейтов значительно замедляет работу программы, в следствии этого, в CAEN_CRATE работа с каждым крейтом осуществляется в отдельном потоке.

Глава 5. Настройка и запуск прототипа детектора

После сборки детектора и подключения системы регистрации была произведена проверка светоизоляции внутреннего пространства водного бака. Данная процедура осуществлялась с помощью контроля темпов счёта импульсов отдельно взятых ФЭУ при изменении освещения в зале ЛГГНТ, в котором располагается детектор. Данная проверка позволила выявить и затем устранить ряд недостатков в конструкции водного резервуара, связанных со светоизоляцией детектора.

5.1 Калибровка рабочего напряжения ФЭУ

Так как отклик детектора на сцинтилляционные события определяется по суммарному сигналу всех 20-ти каналов, отклик каждого ФЭУ детектора на одинаковый уровень засветки должен совпадать. Таким образом, следующим шагом стала калибровка всех ФЭУ детектора на одинаковое усиление. Калибровка производилась путём измерения однофотоэлектронного отклика каждого ФЭУ по схеме схожей с описанной в разделе 4.1.2. Однако к оптоволокну, идущему от светодиодного источника света, присоединялся диффузно-рассеивающий шар [94]. Данный шар представляет собой стеклянную сферу диаметром 5 см и толщиной стенки 1 мм, заполненную смесью силиконового геля SilGel Wacker 612A/B и стеклянных микрогранул S32. Рассеивающий шар помещался в геометрический центр акриловой сферы. Затем высокое напряжение на каждом ФЭУ подбиралось таким образом, чтобы положение однофотоэлектронных пиков всех каналов как можно точнее соответствовало усилению 10^7 . На рисунке 5.1 изображены однофотоэлектронные спектры всех ФЭУ детектора.

При этом стекло диффузно-рассеивающего шара и сердцевина оптического кабеля, выполненная из ПММА, заведомо химически совместимы с линейным алкилбензолом, а с оболочкой оптического кабеля, выполненной из поливинилхлорида, были проведены исследование на предмет такой совместимости. После двух лет пребывания оболочки кабеля в образце ЛАБа признаков его разложения замечено не было [82]. Таким образом, описанную выше проце-

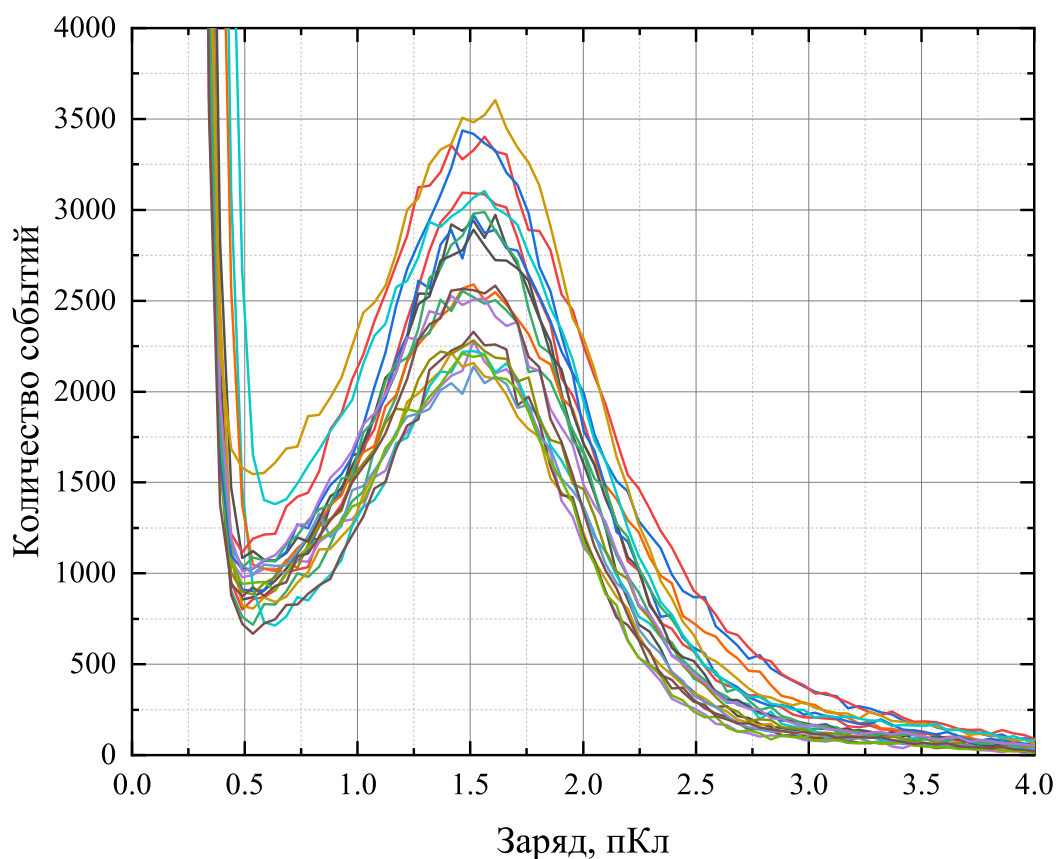


Рисунок 5.1 — Однофотозлектронные спектры всех ФЭУ детектора.

дуру калибровки возможно проводить в условиях залитого в акриловую сферу сцинтиллятора.

5.2 Запуск и измерение скорости счёта триггерных событий детектора

После калибровки ФЭУ была осуществлена заливка сцинтиллятора в акриловую сферу, а затем выполнен запуск детектора и настройка триггерной системы.

Для регистрации всех возможных событий порог дискриминатора для всех каналов был установлен на уровень $1/4$ ф.э., а схема совпадения триггерной системы была настроена следующим образом. Все каналы были разбиты

на 4 группы по 5 ФЭУ, внутри группы каналы логически умножались («И»), сами же группы логически складывались («ИЛИ»). Таким образом, учитываются события, произошедшие около стенки акриловой сферы, свет от которых может не доходить до противоположенных ФЭУ.

На рисунке 5.2 изображён пример события полученного прототипом детектора.

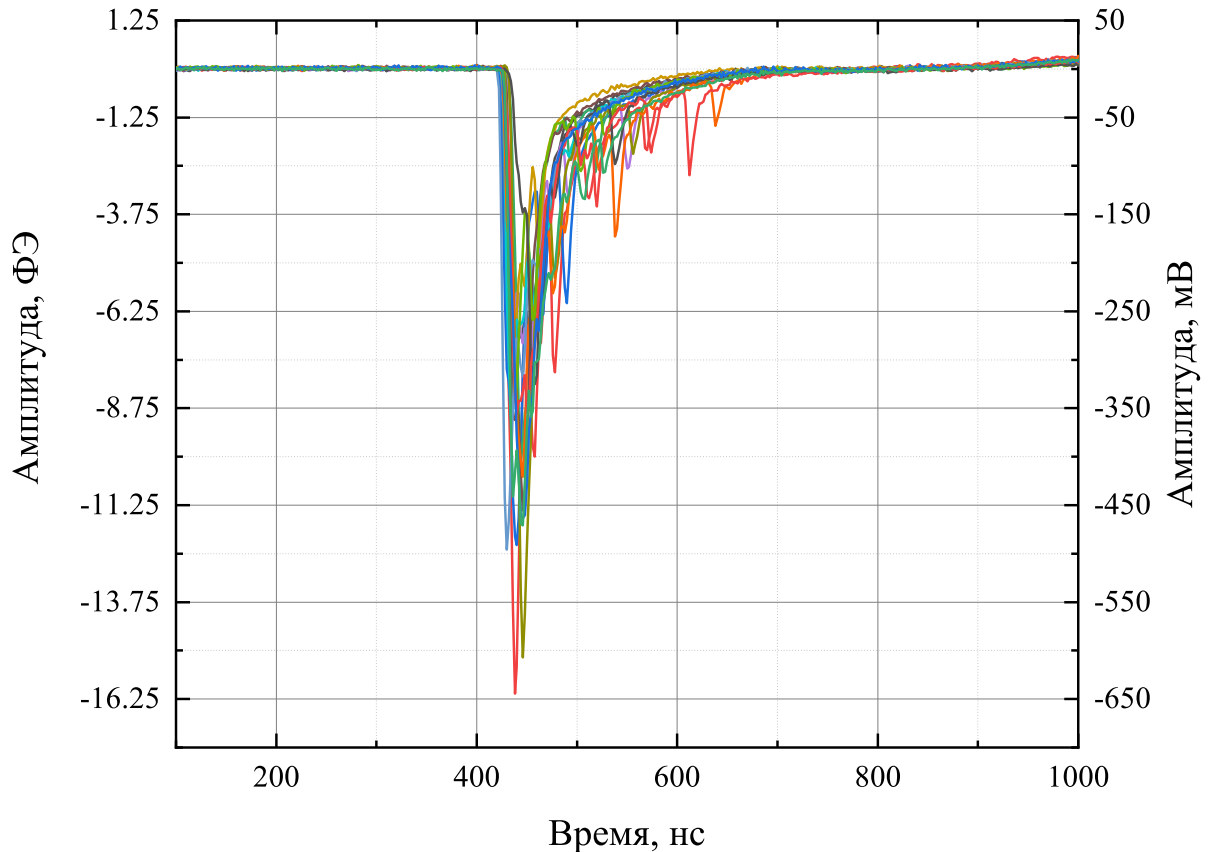


Рисунок 5.2 — Пример события детектора от сработавшего по схеме совпадения триггера.

Следующим шагом стало измерение скорости счёта детектора. Измерения проводились до заливки воды в резервуар и после. Для данных измерений использовались описанные в главе 4 модуль программируемой логики V2495 и программа CAEN_Scaler, с помощью которой в течении примерно 20 минут проводился набор гистограммы частоты срабатывания триггера. Измерения для обоих этапов проводились 1–2 раза в день на протяжении нескольких суток.

Для стабилизации темнового тока и усиления ФЭУ измерения начинались через сутки после подачи на ФЭУ высокого напряжения питания.

В отсутствии водной защиты частота регистрируемых событий составила в среднем 2612 Гц. Более того, в зависимости от дня частота колебалась в диапазоне от 2578 до 2646 событий/с. Учитывая весьма стабильную температуру в месте размещения детектора, данные колебания могут объясняться колебаниями концентрации радона в воздухе, окружающем детектор.

Радон является радиоактивным газом, постоянно присутствующим в окружающей среде. Он принадлежит радиоактивному ряду радия и образуется при распаде ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1602$ года), содержащегося в горных породах, вследствие чего под землёй его концентрация повышена. Затем ^{222}Rn , имеющий $T_{1/2} = 3.8233$ дня, претерпевает α -распад в ^{218}Po с $T_{1/2} = 3.1$ мин и далее по цепочке α - и β -распадов через ряд относительно короткоживущих изотопов с $T_{1/2}$ не более 27 мин до ^{210}Pb с $T_{1/2} = 22.3$ года. Водный резервуар и акриловая сфера являются непрозрачными для α - и β -частиц, образующихся в результате данных преобразований, однако также они сопровождаются множеством γ -излучений. Наиболее значимыми являются γ -линии 352 (35.6%) и 295 (18.4%) кэВ радиоизотопа ^{214}Pb и 609.3 (45.5%) и 765.5 (15.3%) кэВ радиоизотопа ^{214}Bi [95]. Концентрация радона может сильно изменяться в течение суток, сезона или года, она также может зависеть от погодных условий или же вообще вести себя аperiodически. В месте расположения детектора концентрация радона составляет около 2.6 пКи/л.

После заполнения резервуара водой, частота регистрируемых событий снизилась до 1110 событий/с, однако со временем наблюдался спад темпов счёта. На рисунке 5.3 показана зависимость скорости счёта триггерных событий детектора от времени после заполнения водного резервуара водой. Аппроксимация полученных данных показала экспоненциальный спад с постоянной времени 5.5 суток. Данное значение соответствует периоду полураспада 3.8 суток, что является периодом полураспада радона ^{222}Rn . Исходя из измерений ^{222}Rn в воде после заливки её в водный резервуар почти полностью распадается примерно за месяц до уровня около 59 событий/с. Спустя несколько месяцев после заполнения водного резервуара измерение темпов счёта детектора показало ожидаемое значение 60.5 событий/с.

Данные измерения, помимо оценки частоты регистрируемых детектором событий, позволили сделать два заключения. Во-первых, водная защита

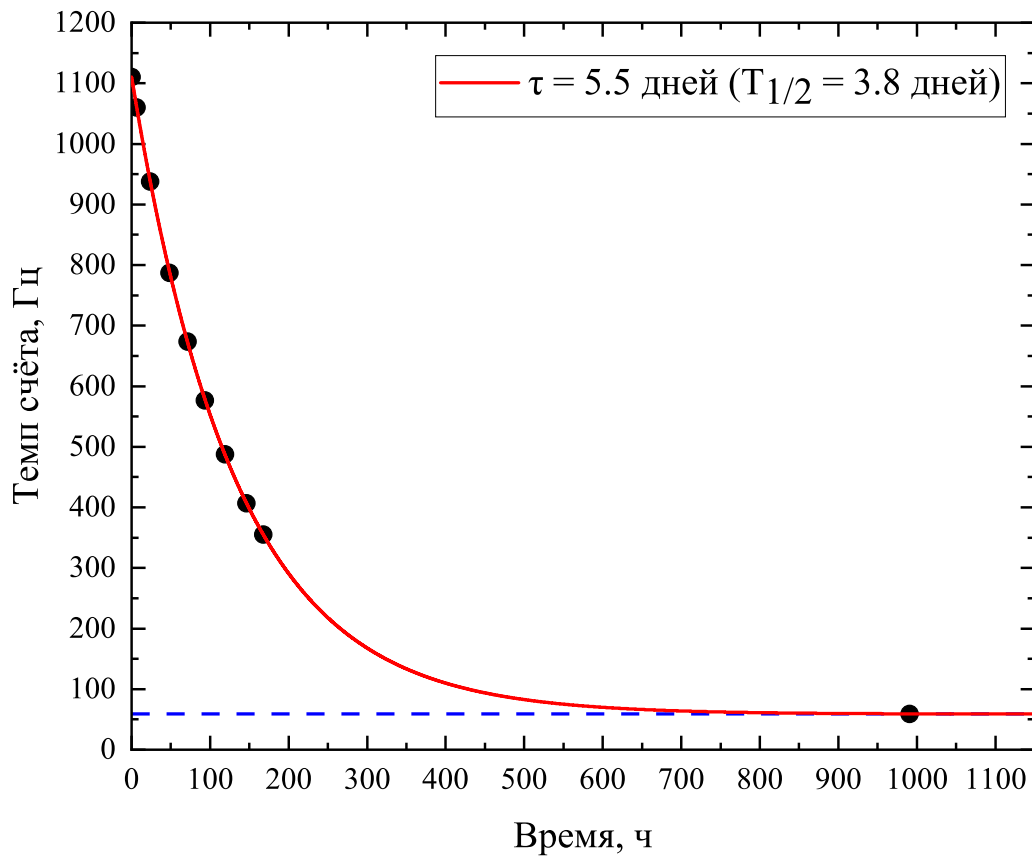


Рисунок 5.3 — Зависимость скорости счёта триггерных событий детектора от времени после заполнения водного резервуара водой.

значительно снижает количество фоновых событий от радиоактивности в окружающем детектор пространстве. Во-вторых, сама вода содержит радиоактивный ^{222}Rn , а, следовательно, система очистки и хранения воды нуждается в модернизации для очистки воды от него.

5.3 Энергетический отклик детектора

Для определения энергии регистрируемых детектором частиц была произведена калибровка энергетического отклика детектора. Калибровка детектора производилась путём набора зарядовых спектров импульсов при облучении сцинтилляционной мишени радиоактивными источниками ^{109}Cd , ^{22}Na , ^{133}Ba ,

^{137}Cs и ^{60}Co . Данные радиоактивные источники, выполненные в виде таблеток диаметром 25 мм и толщиной 3 мм, с помощью контейнера цилиндрической формы из оргстекла помещались в центр сцинтилляционной мишени. Контейнер с помощью циркониевой трубки крепился к заглушке верхнего патрубка. Толщина стенок акрилового контейнера составляет от 11 до 24 мм. Таким образом, β -частицы с энергией менее 2.6 МэВ, рождаемые в результате радиоактивных распадов, не вылетают за пределы контейнера [96].

Единственным каналом распада радиоизотопа ^{109}Cd является электронный захват, в результате которого образуется изомер серебра-109 $^{109}\text{Ag}^m$, а затем при переходе $^{109}\text{Ag}^m$ в основное состояние испускается γ -квант с энергией 88.04 кэВ [95].

В 94.4% случаев β -распад радиоизотопа ^{137}Cs происходит с промежуточным образованием ядерного изомера бария-137 $^{137}\text{Ba}^m$, который в свою очередь в 84.99% переходит в основное состояние с испусканием γ -кванта с энергией 661.7 кэВ.

Радиоизотоп ^{22}Na имеет два основных канала распада, β^+ -распад (90.3%) и электронный захват (9.64%). В обоих случаях образуется ^{22}Ne в возбуждённом состоянии, при переходе которого в основное состояние излучается γ -квант с энергией 1274.5 кэВ. При этом образованный при β^+ -распаде позитрон мгновенно аннигилирует в толще акрилового контейнера и образует два разнонаправленных γ -кванта с энергией 511 кэВ. Таким образом, ^{22}Na , помимо γ -линии 1274.5 кэВ, может иметь линии 511, 1022, 1784.5 и 2296.5 кэВ.

При β -распаде радиоизотопа ^{60}Co образуется ^{60}Ni в одном из трёх возбуждённых состояний. Однако почти в 100% случаев происходит цепочка переходов с образованием γ -квантов с энергиями 1173.2 и 1332.5 кэВ, задержка между которыми составляет менее 1 пс.

Наконец, ^{133}Ba почти всегда претерпевает электронный захват с образованием ^{133}Cs в одном из четырёх возбуждённых состояний. Таким образом, ^{133}Ba имеет 9 гамма-линий, однако наиболее значимыми из них являются линии 356.01 (62.05%), 81 (33.3%) и 302.85 (18.3%) кэВ. Помимо этого, в 20.5% случаев возможна одновременная регистрация двух γ -квантов, задержка между которыми составляет 6.283 нс, с суммарной энергией 437.01 кэВ.

Активность имеющихся радиоактивных источников на момент измерений значительно превышала темп счёта фоновых событий и составляла не менее

20 кБк (для ^{22}Na). На рисунке 5.4 изображены зарядовые спектры суммарного сигнала детектора при облучении мишени ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{137}Cs и ^{60}Co .

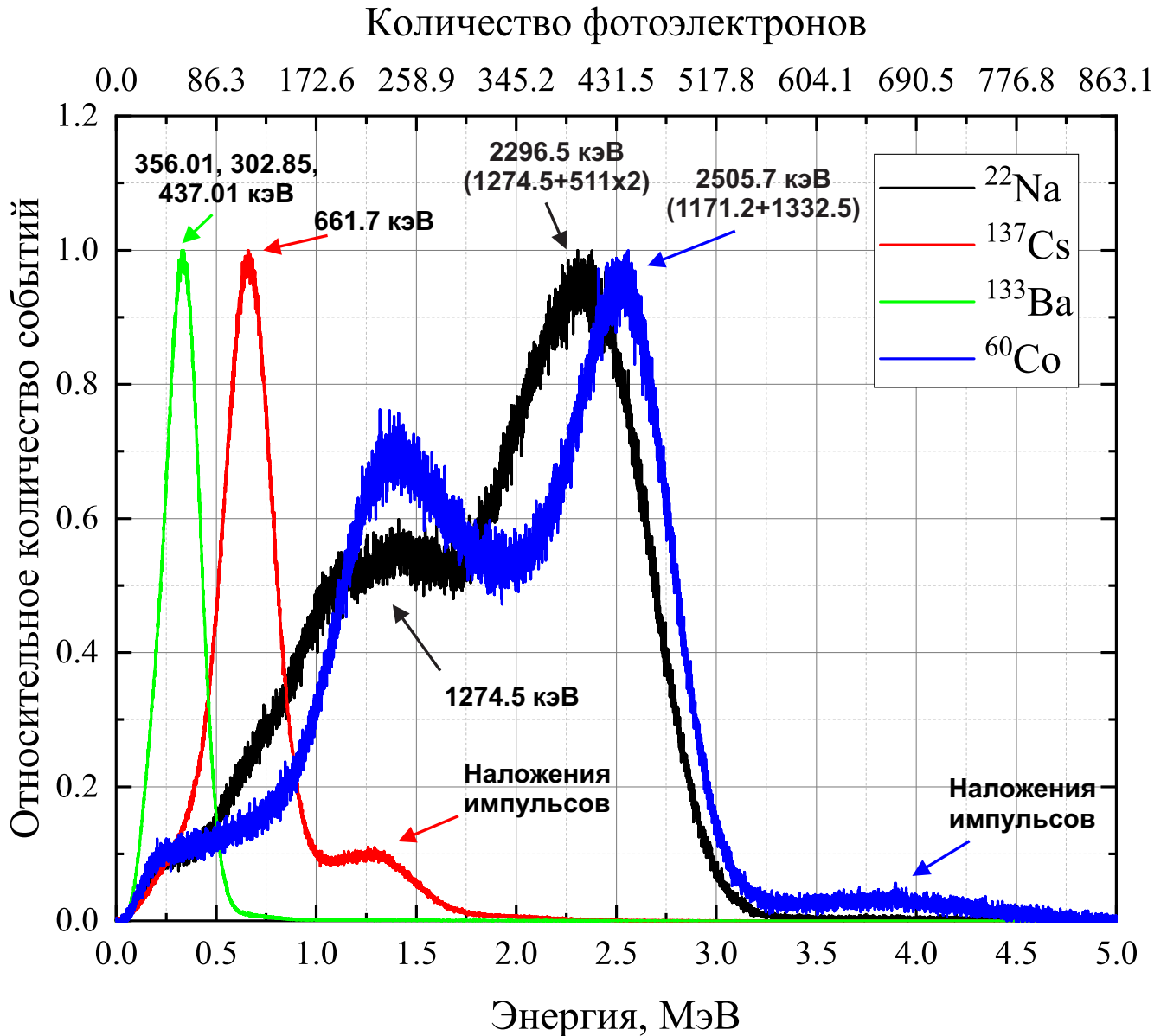


Рисунок 5.4 — Зарядовые спектры суммарного сигнала детектора при облучении мишени ^{22}Na , ^{133}Ba , ^{137}Cs и ^{60}Co .

Согласно полученным результатам, для ^{137}Cs и ^{60}Co наблюдаются явные пики от наложенных событий, что связано с относительно высокой активностью данных радиоактивных источников, 805 и 319 кБк соответственно.

Отклик детектора на облучение сцинтилляционной мишени радиоизотопом ^{109}Cd не наблюдался. Таким образом, γ -квант от распада ^{133}Ba с энергией 81 кэВ так же не регистрируется детектором, а из-за недостаточного разрешения детектора γ -линии 356.01, 302.85 и 437.01 кэВ от ^{133}Ba сливаются в одну.

Ввиду геометрии мишени и расположении радиоактивного источника для ^{22}Na оба γ -кванта от e^+ всегда поглощаются сцинтилляционной мишенью, таким образом, наблюдаются только γ -линии 1274.5 и 2296.5 кэВ. По этой же причине, отклик детектора на ^{60}Co является суммарным откликом на γ -кванты с энергиями 1173.2 и 1332.5 кэВ.

Также для относительно высокоэнергичных γ -квантов с энергиями 1173.2, 1274.5 и 1332.5 кэВ от ^{60}Co и ^{22}Na наблюдаются эффект комптоновского рассеяния с максимальными энергиями потерь 963.4, 1061.7 и 1118.1 кэВ соответственно. Наличие данного эффекта и испускание радиоисточником ^{60}Co практически одновременно сразу двух высокоэнергичных γ -квантов негативно сказывается на прогнозируемости формы спектра при облучении сцинтилляционной мишени из её центра.

Исходя из полученных результатов энергетический отклик детектора составляет примерно 172.6 ф.э. на МэВ.

5.4 Измерение потока мюонов

Одним из источников фона для сцинтилляционных детекторов являются мюоны, рождаемые в атмосфере под воздействием космических лучей. Ионизационные потери мюона при его прохождении через органический сцинтиллятор составляют 2 МэВ/см. Таким образом, учитывая размеры детектора, при прохождении мюона через мишень детектора выделяется энергия значительно превосходящая ту, на которую нацелен детектор. Более того, при уровне засветки, рождаемой сцинтиллятором при прохождении мюона, на ФЭУ образуются большое количество послеимпульсов, которые даже при наличии системы совпадения могут вызывать ложное срабатывание триггера.

Согласно работе [49], глобальная интенсивность мюонов в главном зале лаборатории ГГНТ, с учётом профиля горы и средней плотности грунта 2.7 г/см^3 , должна составлять $2.7 \times 10^{-9} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Средняя энергия этих мюонов составляет 381 ГэВ. В этой же работе описан проделанный в 1991 г. в ЛГГНТ эксперимент по измерению потока мюонов с помощью сцинтилляционного детектора на основе пластикового (полистирол) детектора площадью 4 м^2 . По результатам эксперимента, проводимого в течение 132 суток, поток мюонов через горизон-

тальную площадку составил $(2.23 \pm 0.07) \times 10^{-9} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в пределах 1σ . При этом отношение глобальной интенсивности мюонов к интенсивности через горизонтальную площадку с учётом профиля горы для лаборатории ГГНТ составило 1.36. Таким образом, измеренное значение глобальной интенсивности мюонов составило $(3.03 \pm 0.1) \times 10^{-9} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в пределах 1σ .

Для регистрации мюонных событий с помощью полутонного прототипа ББНТ порог всех дискриминаторов системы регистрации был установлен на максимально возможный уровень. Схема совпадения была настроена таким образом, чтобы триггер в пределах временных ворот, которые составили 40 нс, вырабатывался только при преодолении сигналом установленного порога по всем каналам. Время экспозиции составило 2 724.25 ч, всего было зафиксировано и записано более 35 000 событий. На рисунке 5.5 изображён энергетический спектр записанных событий.

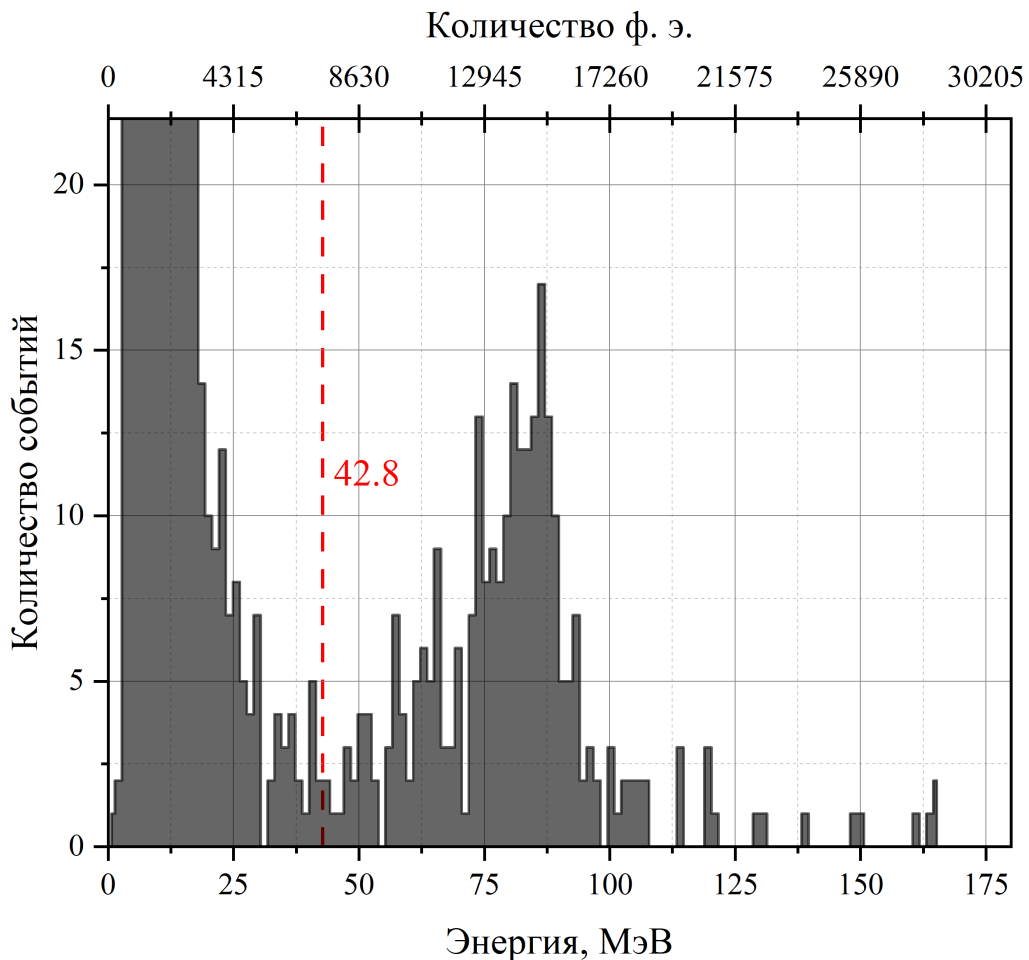


Рисунок 5.5 — Пример мюонного события детектора.

Как видно из полученного спектра наблюдается явный мюонный пик. Форма распределения ионизационных потерь мюонов, прошедших через сферическую сцинтилляционную мишень, в данном случае обусловлена динамическим диапазоном оцифровщика и нелинейностью ФЭУ, и отличается от предполагаемой прямоугольной формы.

Очевидно, что вероятность прохождения мюона через некоторую точку на плоскости перпендикулярную траектории его полёта равномерно распределена по всей площади плоскости. Учитывая внутренний радиус акриловой сферы 48 см, хорда с высотой образованного ею сегмента в 1.21 см составляет 21.42 см. Таким образом, 95% мюонов, прошедших через сцинтилляционную мишень, имеют ионизационные потери не менее 42.8 МэВ. При этом учитывая энергетический отклик детектора сигнал по всем 20-ти ФЭУ составит более 7380 фотоэлектрон. Пример такого события показан на рисунке 5.6. Таким образом,

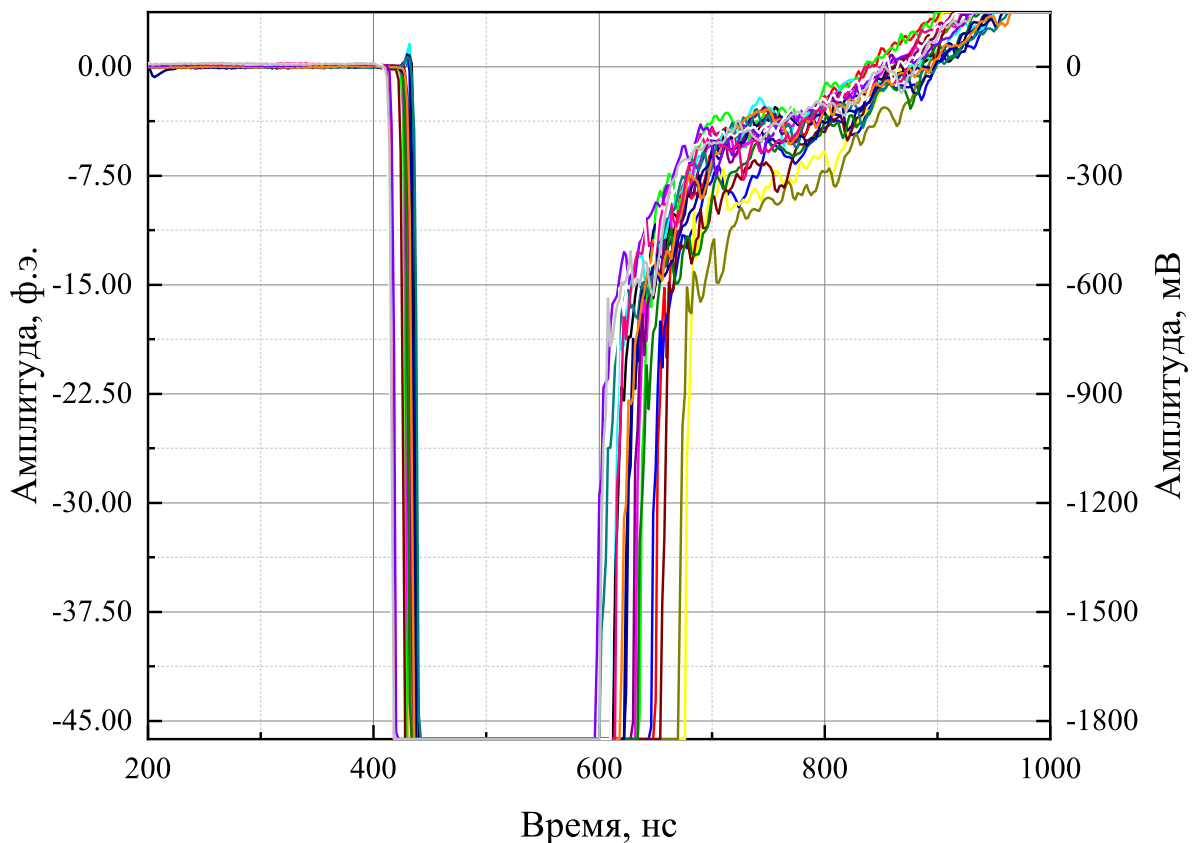


Рисунок 5.6 — Пример мюонного события детектора.

из 35 000 событий было отобрано 271 событие, для которых отклик детектора

составил более 7380 ф.э. Исходя из этого, учитывая размер сцинтилляционной мишени, измеренный поток составил $(4.02 \pm 0.24) \times 10^{-9} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ в пределах 1σ .

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработан и создан полутонный прототип проекта Баксанского большого нейтринного телескопа. Основой прототипа является 500 литров жидкого сцинтиллятора на базе линейного алкилбензола в акриловой сфере диаметром 1 м, помещенной в водный черенковский детектор ве-то (цилиндрический бак диаметром 2.4 м и высотой 2.8 м). Акриловая сфера с жидким сцинтиллятором просматривается 20-ю фотоумножителями R7081-100 WA-S70 со стеклооблочкой диаметром 10 дюймов. Произведен физический запуск прототипа и осуществляется его успешная эксплуатация.
2. Разработан и создан жидкий органический сцинтиллятор для полутонного прототипа проекта ББНТ на основе линейного алкилбензола со сцинтилляционной добавкой PPO с концентрацией 2 г/л и со спектросмещающей добавкой bis-MSB с концентрацией 10 мг/л.
3. Разработана и создана электронная система регистрации событий полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа на базе электронных модулей CAEN: быстродействующих оцифровщиков импульсов V1730S, модулей программируемой логики V2495 и высоковольтных источников питания V6533. А также разработан и создан пакет программного обеспечения на языке программирования C++ с использованием фреймворка Qt для управления элементами электронной системы регистрации и для считывания, записи и обработки сигналов.
4. Разработаны и созданы методы и средства отбора, тестирования и исследования параметров фотоэлектронных умножителей и жидкого сцинтиллятора полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного телескопа.
5. Исследованы крупногабаритные вакуумные фотоумножители для использования в прототипах Баксанского большого нейтринного телескопа. Отобраны, протестированы и исследованы параметры фотоумножителей R7081-100 WA-S70 производства Hamamatsu Photonics для полутонного прототипа Баксанского большого нейтринного теле-

скопа. Во всех исследованных фотоумножителях зарегистрированы послеимпульсы с аномально большими временами задержки от основных импульсов. Времена задержки от основного импульса этих послеимпульсов лежат в диапазоне 50–250 мкс.

Дальнейшим развитием данного проекта является создание пятитонного прототипа, который в настоящее время находится на стадии сборки [97]. Помимо, увеличения объёма сцинтилляционной мишени в более чем 11 раз прототип будет иметь ряд количественных и качественных изменений. В качестве фотодетекторов будут использоваться так же ФЭУ Hamamatsu R7081-100 WA-S70, однако их количество будет увеличено до 42 штук, а расположение станет более симметричным. В качестве водного резервуара будет использован бак из нержавеющей стали объёмом 50 м³. При этом минимальная толщина водного слоя увеличится до 90 см, что улучшит защиту детектора от внешнего гамма-фона. Использование в качестве материала водного резервуара нержавеющей стали так же благоприятно скажется на подавлении внешнего гамма-фона и, в добавок к этому, на подавлении электромагнитных помех.

Принципиальным изменением нового прототипа является использование концентраторов света [98], профиль которых был рассчитан методом струн [99], для улучшения светосбора ФЭУ примерно в 3 раза. Данные концентраторы изготовлены из арамидных волокон, а их внутренняя поверхность покрыта тонким слоем серебра.

Вторым качественным улучшением пятитонного прототипа детектора станет использование водного черенковского детектора для селекции мюонных событий. В качестве фотодетекторов данного черенковского детектора будут использованы 12 ФЭУ Hamamatsu R5912-100 WA-S70 диаметром 8 дюймов, расположенных на внутренней поверхности водного резервуара. При этом акриловая сфера для оптического отделения сцинтилляционной мишени от внешнего, черенковского детектора, в промежутках между концентраторами света будет покрыта светопоглощающей плёнкой.

Благодарности

Выражаю глубочайшую благодарность и признательность моему научному руководителю д.ф.-м.н. Баярто Константиновичу Лубсандоржиеву за постановку задачи, внимательное отношение, неоценимо полезные советы и помощь на всех этапах работы.

Хочу выразить свою искреннюю благодарность руководителю проекта Бакснского большого нейтринного телескопа Гаврину В.Н., всем участникам проекта и причастным к нему сотрудникам БНО ИЯИ РАН, в частности Ибрагимовой Т.В., Казалову В.В., Малышкину Ю.М., Новиковой Г.Я., Шихину А.А., Гаврилюку Ю.М., Горбачёву В.В. и Журунову Е.А., а также моим товарищам Воронину Д.М., Луканову А.Д., Сидоренкову А.Ю. и Фазлиахметову А.Н.

Также выражаю свою признательность сотрудникам ИСПМ РАН Сурина Н.М. и Борщеву О.В.

Список литературы

1. Spectroscopy of geoneutrinos from 2056 days of Borexino data / M. Agostini [et al.] // *Physica B*. — 2005. — Vol. 355. — P. 116—25. — DOI: [10.1103/PhysRevD.92.031101](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.031101).
2. Large-volume detector at the Baksan Neutrino Observatory for studies of natural neutrino fluxes for purposes of geo- and astrophysics / I. R. Barabanov [et al.] // *Phys. At. Nucl.* — 2017. — Vol. 80. — P. 446—54. — DOI: [10.1134/S1063778817030036](https://doi.org/10.1134/S1063778817030036).
3. First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance / K. Eguchi [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — P. 021802. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.90.021802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.021802).
4. Physics prospects of the Jinping neutrino experiment / J. F. Beacom [et al.] // *Chin. Phys.* — 2017. — Vol. 41. — P. 023002. — DOI: [10.1088/1674-1137/41/2/023002](https://doi.org/10.1088/1674-1137/41/2/023002).
5. Neutrino physics with JUNO / F. An [et al.] // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* — 2016. — Vol. 43. — P. 030401. — DOI: [10.1088/0954-3899/43/3/030401](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/3/030401).
6. Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment / S. Andringa [et al.] // *Adv. High Energy Phys.* — 2016. — Vol. 2016. — P. 6194250. — DOI: [10.1155/2016/6194250](https://doi.org/10.1155/2016/6194250).
7. Improved measurements of the neutrino mixing angle θ_{13} with the Double Chooz detector / Y. Abe [et al.] // *J. High Energy Phys.* — 2014. — Vol. 2014. — P. 086. — DOI: [10.1007/JHEP10\(2014\)086](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2014)086).
8. Measurement of the Electron Antineutrino Oscillation with 1958 Days of Operation at Daya Bay / D. Adey [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 121. — P. 241805. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.121.241805](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.241805).
9. Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment / J. K. Ahn [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2012. — Vol. 108. — P. 191802. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.108.191802](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.191802).

10. *Bahcall, J. N.* Solar models, neutrino experiments, and helioseismology / J. N. Bahcall, R. K. Ulrich // *Rev. Mod. Phys.* — 1988. — Vol. 60, no. 2. — P. 297—372. — DOI: [10.1103/RevModPhys.60.297](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.60.297).
11. A New Generation of Standard Solar Models / N. Vinyoles [et al.] // *Astrophys. J.* — 2017. — Vol. 835. — P. 202. — DOI: [10.3847/1538-4357/835/2/202](https://doi.org/10.3847/1538-4357/835/2/202).
12. Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector / C. B. T [et al.] // *Astrophys. J.* — 1998. — Vol. 496, no. 1. — P. 505—526. — DOI: [10.1086/305343](https://doi.org/10.1086/305343).
13. *Pontecorvo, B.* Inverse β -Decay / B. Pontecorvo. — 1946. — Chalk River Laboratory Report PD-205.
14. *Sackmann, I. J.* Our sun. I — The standard model: Successes and failures / I. J. Sackmann, A. I. Boothroyd, W. A. Fowler // *Astrophys. J.* — 1990. — Vol. 360. — P. 727. — DOI: [10.1086/169158](https://doi.org/10.1086/169158).
15. *Gribov, V.* Neutrino astronomy and lepton charge / V. Gribov, B. Pontecorvo // *Phys. Lett. B.* — 1969. — Vol. 28, no. 7. — P. 493—496. — DOI: [10.1016/0370-2693\(69\)90525-5](https://doi.org/10.1016/0370-2693(69)90525-5).
16. *Wolfenstein, L.* Neutrino oscillations in matter / L. Wolfenstein // *Phys. Rev. D.* — 1978. — Vol. 17, issue 9. — P. 2369—2374. — DOI: [10.1103/PhysRevD.17.2369](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.17.2369).
17. *Mikheyev, S. P.* Neutrino oscillations in matter / S. P. Mikheyev, A. Y. Smirnov // *Phys. Rev. D.* — 1986. — Vol. 17, issue 9. — P. 2369—2374. — DOI: [10.1007/BF02508049](https://doi.org/10.1007/BF02508049).
18. *Кузьмин, В. А.* О детектировании солнечных нейтрино при помощи реакции ${}^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-){}^{71}\text{Ge}$ / В. А. Кузьмин // *ЖЭТФ.* — 1965. — Т. 46. — С. 1532.
19. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal / J. N. Abdurashitov [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 1999. — Vol. 60, issue 5. — P. 055801. — DOI: [10.1103/PhysRevC.60.055801](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.60.055801).
20. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III. Results for the 2002–2007 data-taking period / J. N. Abdurashitov [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 2009. — Vol. 80, issue 1. — P. 015807. — DOI: [10.1103/PhysRevC.80.015807](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.015807).

21. Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso / M. Altmann [et al.] // Phys. Lett. B. — 1992. — Vol. 285, no. 4. — P. 376—389. — DOI: [10.1016/0370-2693\(92\)91521-A](https://doi.org/10.1016/0370-2693(92)91521-A).
22. GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV / W. Hampel [et al.] // Phys. Lett. B. — 1999. — Vol. 447, no. 1. — P. 127—133. — DOI: [10.1016/S0370-2693\(98\)01579-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)01579-2).
23. Complete results for five years of GNO solar neutrino observations / M. Altmann [et al.] // Phys. Lett. B. — 2005. — Vol. 616, no. 3. — P. 174—190. — DOI: [10.1016/j.physletb.2005.04.068](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2005.04.068).
24. The Super-Kamiokande detector / S. Fukuda [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2003. — Vol. 501, no. 2. — P. 418—462. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)00425-X](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)00425-X).
25. Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-IV / K. Abe [et al.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 94, issue 5. — P. 052010. — DOI: [10.1103/PhysRevD.94.052010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.052010).
26. Solar 8B and hep Neutrino Measurements from 1258 Days of Super-Kamiokande Data / S. Fukuda [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86, issue 25. — P. 5651—5655. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.86.5651](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.5651).
27. *Chen, H. H.* Direct Approach to Resolve the Solar-Neutrino Problem / H. H. Chen // Phys. Rev. Lett. — 1985. — Vol. 55, issue 14. — P. 1534—1536. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.55.1534](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.1534).
28. Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by 8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory / Q. R. Ahmad [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 87, issue 7. — P. 071301. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.87.071301](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.87.071301).
29. Borexino Collaboration. Neutrinos from the primary proton-proton fusion process in the Sun / G. Bellini [et al.] // Nature. — 2014. — Vol. 512. — P. 383—386. — DOI: [10.1038/nature13702](https://doi.org/10.1038/nature13702).
30. Experimental evidence of neutrinos produced in the CNO fusion cycle in the Sun / M. Agostini [et al.] // Nature. — 2020. — Vol. 587. — P. 577—582. — DOI: [10.1038/s41586-020-2934-0](https://doi.org/10.1038/s41586-020-2934-0).
31. *Davies, J. H.* Earth's surface heat flux / J. H. Davies, D. R. Davies // Solid Earth. — 1987. — Vol. 1, no. 1. — P. 5—24. — DOI: [10.5194/se-1-5-2010](https://doi.org/10.5194/se-1-5-2010).

32. *Firestone, R. B.* Table of Isotopes : 1999 Update / R. B. Firestone, C. M. Baglin. — 8th ed. — New York : John Wiley & Sons, 1999. — 224 p. — ISBN 978-0-471-35633-2.
33. *Hart, S. R.* In search of a bulk-Earth composition / S. R. Hart, A. Zindler // Chemical Geology. — 1986. — Vol. 57, no. 3. — P. 247—267. — DOI: [10.1016/0009-2541\(86\)90053-7](https://doi.org/10.1016/0009-2541(86)90053-7).
34. *Herndon, J. M.* Uniqueness of Herndon's Georeactor: Energy Source and Production Mechanism for Earth's Magnetic Field / J. M. Herndon. — 2009. — DOI: [10.48550/ARXIV.0901.4509](https://doi.org/10.48550/ARXIV.0901.4509).
35. Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND / T. Araki [et al.] // Nature. — 2005. — Vol. 436. — P. 499—503. — DOI: [10.1038/nature03980](https://doi.org/10.1038/nature03980).
36. *Watanabe, H.* Geo-neutrino Measurement with KamLAND / H. Watanabe // Neutrino Geoscience 2019. — Charles University. Prague, 2019.
37. Observation of geo-neutrinos / G. Bellini [et al.] // Phys. Lett. B. — 2010. — Vol. 687. — P. 299—304. — DOI: [10.1016/j.physletb.2010.03.051](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.03.051).
38. Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101, issue 1. — P. 012009. — DOI: [10.1103/PhysRevD.101.012009](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.101.012009).
39. *Li, Y.* Prospects for the Detection of the Diffuse Supernova Neutrino Background with the Experiments SK-Gd and JUNO / Y. Li, M. Vagins, M. Wurm // Universe. — 2022. — Vol. 8, no. 3. — P. 181. — DOI: [10.3390/universe8030181](https://doi.org/10.3390/universe8030181).
40. *Имшенник, В. С.* Сверхновая 1987А в Большом Магеллановом Облаке: наблюдения и теория / В. С. Имшенник, Д. К. Надёжин // Усп. физ. наук. — 1988. — Т. 156, № 12. — С. 561—651. — DOI: [10.3367/UFNr.0156.198812a.0561](https://doi.org/10.3367/UFNr.0156.198812a.0561).
41. Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A / K. Hirata [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1987. — Vol. 58, no. 14. — P. 1490—1493. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.1490](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1490).
42. Observation of a neutrino burst in coincidence with supernova 1987A in the Large Magellanic Cloud / R. M. Bionta [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1987. — Vol. 58, no. 14. — P. 1494—1496. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.58.1494](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.1494).

43. Detection of the neutrino signal from SN 1987A in the LMC using the INR Baksan underground scintillation telescope / E. N. Alexeyev [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 1988. — Vol. 205, no. 2. — P. 209—214. — DOI: [10.1016/0370-2693\(88\)91651-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91651-6).
44. *Бакатанов, В. Н.* / В. Н. Бакатанов, В. Л. Дадыкин // Материалы 5-й Всесоюзной конференции по синтезу, производству и использованию сцинтилляторов. Т. 2. — Харьков, 1970. — С. 43.
45. *Ando, S.* Cosmic Star Formation History and the Future Observation of Supernova Relic Neutrinos / S. Ando // *Astrophys. J.* — 2004. — Vol. 607, no. 1. — P. 20—31. — DOI: [10.1086/383303](https://doi.org/10.1086/383303).
46. *Beacom, J. F.* The Diffuse Supernova Neutrino Background / J. F. Beacom // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 2010. — Vol. 60, no. 1. — P. 439—462. — DOI: [10.1146/annurev.nucl.010909.083331](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.010909.083331).
47. *Horiuchi, S.* Diffuse supernova neutrino background is detectable in Super-Kamiokande / S. Horiuchi, J. F. Beacom, E. Dwek // *Phys. Rev. D.* — 2009. — Vol. 79, issue 8. — P. 083013. — DOI: [10.1103/PhysRevD.79.083013](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.79.083013).
48. The Shuttle Radar Topography Mission / T. G. Farr [et al.] // *Rev. Geophys.* — 2007. — Vol. 45, no. 2. — RG2004. — DOI: [10.1029/2005RG000183](https://doi.org/10.1029/2005RG000183).
49. Интенсивность мюонов космических лучей в лаборатории глубокого заложения ГГНТ / В. Н. Гаврин [и др.]. — Москва, 1991. — (Препринт / ИЛИ АН СССР П-698).
50. Низкофоновая лаборатория глубокого заложения Галлий-германиевого нейтринного телескопа / В. Н. Гаврин [и др.]. — Москва, 1991. — (Препринт / ИЛИ АН СССР П-690).
51. Improved calculation of the energy release in neutron-induced fission / X. B. Ma [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 2013. — Vol. 88. — P. 014605. — DOI: [10.1103/PhysRevC.88.014605](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.014605).
52. Measurement of geo-neutrinos from 1353 days of Borexino / G. Bellini [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 2013. — Vol. 722. — P. 295—300. — DOI: [10.1016/j.physletb.2013.04.030](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.04.030).
53. Improved predictions of reactor antineutrino spectra / T. A. Mueller [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 83. — P. 054615. — DOI: [10.1103/PhysRevC.83.054615](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.054615).

54. Operating Experience with Nuclear Power Stations in Member States : tech. rep. / International Atomic Energy Agency. — Vienna, 2021. — URL: <https://www.iaea.org/publications/15004/operating-experience-with-nuclear-power-stations-in-member-states>.
55. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01. — DOI: [10.1093/ptep/ptaa104](https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104).
56. Mantle geoneutrinos in KamLAND and Borexino / G. Fiorentini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2012. — Vol. 86. — P. 033004. — DOI: [10.1103/PhysRevD.86.033004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.033004).
57. *Hofmann-Wellenhof, B.* Global Positioning System : Theory and Practice / B. Hofmann-Wellenhof, H. Lichtenegger, J. Collins. — 5th ed. — Vienna : Springer, 2001. — 382 p. — ISBN 978-3-7091-6199-9. — DOI: [10.1007/978-3-7091-6199-9](https://doi.org/10.1007/978-3-7091-6199-9).
58. *Strumia, A.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section / A. Strumia, F. Vissani // Phys. Rev. B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42—54. — DOI: [10.1016/S0370-2693\(03\)00616-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(03)00616-6).
59. *Learned, J. G.* Hanohano: A Deep ocean anti-neutrino detector for unique neutrino physics and geophysics studies / J. G. Learned, S. T. Dye, S. P // 12th International Workshop on Neutrinos Telescopes: Twenty Years after the Supernova 1987A Neutrino Bursts Discovery. — 2007. — P. 235—269. — arXiv: [0810.4975 \[hep-ex\]](https://arxiv.org/abs/0810.4975).
60. *Fiorentini, G.* Geo-neutrinos and earth's interior / G. Fiorentini, M. Lissia, F. Mantovani // Phys. Rep. — 2007. — Vol. 453, no. 5. — P. 117—172. — DOI: [10.1016/j.physrep.2007.09.001](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.09.001).
61. Geoneutrinos at Jinping: Flux prediction and oscillation analysis / L. Wan [et al.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Vol. 95, issue 5. — P. 053001. — DOI: [10.1103/PhysRevD.95.053001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.95.053001).
62. High-sensitive spectrometer of fast neutrons and the results of fast neutron background flux measurements at the Gallium–Germanium Solar Neutrino Experiment / J. N. Abdurashitov [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2002. — Vol. 476. — P. 322—326. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(01\)01449-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)01449-8).

63. Modeling of a MeV-scale particle detector based on organic liquid scintillator / Y. Malyskin [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2020. — Vol. 951. — P. 162920. — DOI: [10.1016/j.nima.2019.162920](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162920).
64. Geant4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250—303. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
65. Geant4 developments and applications / J. Allison [et al.] // IEEE NPSS. — 2006. — Vol. 53, no. 1. — P. 270—278. — DOI: [10.1109/TNS.2006.869826](https://doi.org/10.1109/TNS.2006.869826).
66. *Tseung, H. W. C.* Ellipsometric measurements of the refractive indices of linear alkylbenzene and EJ-301 scintillators from 210 to 1000 nm / H. W. C. Tseung, N. Tolich // Phys. Scr. — 2011. — Vol. 84, no. 3. — P. 035701. — DOI: [10.1088/0031-8949/84/03/035701](https://doi.org/10.1088/0031-8949/84/03/035701).
67. Refractive index measurements of poly(methyl methacrylate) (PMMA) from 0.4–1.6 μm / G. Beadie [et al.] // Appl. Opt. — 2015. — Vol. 54, no. 31. — F139—F143. — DOI: [10.1364/AO.54.00F139](https://doi.org/10.1364/AO.54.00F139).
68. Working characteristics of the New Low-Background Laboratory (DULB-4900) / J. M. Gavriljuk [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2013. — Vol. 729, no. 3. — P. 576—580. — DOI: [10.1016/j.nima.2013.07.090](https://doi.org/10.1016/j.nima.2013.07.090).
69. *Сидоренков, А. Ю.* Разработка жидкого сцинтиллятора на основе линейного алкилбензола для экспериментов следующего поколения в астрофизике частиц : Кандидатская диссертация / Сидоренков А Ю. — Москва : ИЯИ РАН, 2021.
70. *Becker, W.* Advanced Time-Correlated Single Photon Counting Techniques / W. Becker. — 1st ed. — Berlin : Springer, 2015. — P. 61. 401 p. — ISBN 978-3-642-06535-4. — DOI: [10.1007/3-540-28882-1](https://doi.org/10.1007/3-540-28882-1).
71. Preliminary study of light yield dependence on LAB liquid scintillator composition / X.-C. Ye [et al.] // Chin. Phys. C. — 2015. — Vol. 39, no. 9. — P. 096003. — DOI: [10.1088/1674-1137/39/9/096003](https://doi.org/10.1088/1674-1137/39/9/096003).
72. Optimization of the JUNO liquid scintillator composition using a Daya Bay antineutrino detector / A. Abusleme [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2021. — Vol. 988. — P. 164823. — DOI: [10.1016/j.nima.2020.164823](https://doi.org/10.1016/j.nima.2020.164823).

73. *Новикова, Г. Я.* Современные методы очистки жидких сцинтилляторов, предназначенных для регистрации редких событий / Г. Я. Новикова // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2018. — Т. 49, № 4. — С. 1360—1373.
74. A scintillator purification system for a large scale solar neutrino experiment / J. B. Benziger [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 1998. — Vol. 417, no. 2. — P. 278—296. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(98\)00767-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)00767-0).
75. Исследование эффективности методов очистки жидкого сцинтиллятора от U, Th, K / И. Р. Барабанов [и др.] // Радиохимия. — 2016. — Т. 58, № 6. — С. 535—539.
76. Measurement of the ^{14}C abundance in a low-background liquid scintillator / G. Alimonti [et al.] // Phys. Lett. B. — 1998. — Vol. 422, no. 1. — P. 349—358. — DOI: [10.1016/S0370-2693\(97\)01565-7](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01565-7).
77. Final results of Borexino Phase-I on low-energy solar neutrino spectroscopy / G. Bellini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2014. — Vol. 89, issue 11. — P. 112007. — DOI: [10.1103/PhysRevD.89.112007](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.89.112007).
78. *Bonvicini, G.* The chemical history of ^{14}C in deep oilfields / G. Bonvicini, N. Harris, V. Paolone. — 2003. — DOI: [10.48550/ARXIV.HEP-EX/0308025](https://doi.org/10.48550/ARXIV.HEP-EX/0308025).
79. Improving a gas ion source for ^{14}C AMS / S. M. Fahrni [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. — 2013. — Vol. 294, issue 11. — P. 320—327. — DOI: [10.1016/j.nimb.2012.03.037](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2012.03.037).
80. Measurement of the ^{14}C Content in Liquid Scintillators by Means of a Small-Volume Detector in the Low-Background Chamber of the Baksan Neutrino Observatory / I. R. Barabanov [et al.]. — 2017. — DOI: [10.1134/S1063778817060059](https://doi.org/10.1134/S1063778817060059).
81. Improving a gas ion source for ^{14}C AMS / S. M. Fahrni [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. — 2013. — Vol. 294, issue 11. — P. 320—327. — DOI: [10.1016/j.nimb.2012.03.037](https://doi.org/10.1016/j.nimb.2012.03.037).
82. Development of calibration system for a project of a new Baksan Large Neutrino Telescope / D. Voronin [et al.] // Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2021). Vol. 395. — 2021. — P. 1100. — DOI: [10.22323/1.395.1100](https://doi.org/10.22323/1.395.1100).

83. *Lubsandorzhiev, B. K.* Studies of “Kapustinsky’s” light pulser timing characteristics / B. K. Lubsandorzhiev, Y. E. Vyatchin // J. Instrum. — 2006. — Vol. 1. — T06001. — DOI: [10.1088/1748-0221/1/06/t06001](https://doi.org/10.1088/1748-0221/1/06/t06001).
84. A fast timing light pulser for scintillation detectors / J. S. Kapustinsky [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 1985. — Vol. 241, no. 2. — P. 612—613. — DOI: [10.1016/0168-9002\(85\)90622-9](https://doi.org/10.1016/0168-9002(85)90622-9).
85. *Вятчин, Е. Э.* Наносекундные источники света для калибровочных измерений в черенковских и сцинтилляционных детекторах : Кандидатская диссертация / Вятчин Е Э. — Москва : ИЯИ РАН, 2006.
86. Studies of prepulses and late pulses in the 8” electron tubes series of photomultipliers / B. K. Lubsandorzhiev [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2000. — Vol. 442. — P. 452—458. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(99\)01272-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01272-3).
87. *Poleshchuk, R. V.* An observation of a new class of afterpulses with delay time in the range of 70–200 μ s in classical vacuum photomultipliers / R. V. Poleshchuk, B. K. Lubsandorzhiev, R. V. Vasiliev // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2012. — Vol. 695. — P. 362—364. — DOI: [10.1016/j.nima.2011.11.030](https://doi.org/10.1016/j.nima.2011.11.030).
88. CAENVMELib User & Reference Manual / CAEN SpA. — 2nd ed. — Viareggio, Italy, 2021.
89. CAENComm User & Reference Manual / CAEN SpA. — 9th ed. — Viareggio, Italy, 2021.
90. CAENDigitizer Library: Library of functions for CAEN Digitizers high level management / CAEN SpA. — 22nd ed. — Viareggio, Italy, 2021.
91. CAEN HV Wrapper Library / CAEN SpA. — 17th ed. — Viareggio, Italy, 2020.
92. CAEN PLU Library: C Library for DT5495 and V2495 boards / CAEN SpA. — 2nd ed. — Viareggio, Italy, 2021.
93. FW2495SC: Scaler Firmware for CAEN DT5495/V2495 / CAEN SpA. — 3rd ed. — Viareggio, Italy, 2021.
94. The calibration system of the GERDA muon veto Cherenkov detector / F. Ritter [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2010. — Vol. 617, no. 1. — P. 420—421. — DOI: [10.1016/j.nima.2009.08.080](https://doi.org/10.1016/j.nima.2009.08.080).

95. *Lederer, C. M.* Table of Isotopes / C. M. Lederer, V. S. Shirley. — 7th ed. — New York : John Wiley & Sons, 1978. — 1632 p.
96. *Мухин, К. Н.* Экспериментальная ядерная физика : Физика атомного ядра. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений. / К. Н. Мухин. — 5-е изд. — Москва : Энергоатомиздат, 1993. — С. 310. 376 с.
97. A new Baksan Large Neutrino Telescope: the project's status / N. Ushakov [et al.] // Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2021). Vol. 395. — 2021. — P. 1188. — DOI: [10.22323/1.395.1188](https://doi.org/10.22323/1.395.1188).
98. Light concentrators for large-volume detector at the Baksan Neutrino Observatory / A. Fazliakhmetov [et al.] // Proceedings of 37th International Cosmic Ray Conference — PoS(ICRC2021). Vol. 395. — 2021. — P. 1097. — DOI: [10.22323/1.395.1097](https://doi.org/10.22323/1.395.1097).
99. Light concentrators for Borexino and CTF / L. Oberauer [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. — 2004. — Vol. 530, no. 3. — P. 453—462. — DOI: [10.1016/j.nima.2004.05.095](https://doi.org/10.1016/j.nima.2004.05.095).