

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
АНАЛИЗ МЮОННОГО ФОНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
DEAR-3600**

Студент _____ П. С. Токарева

Научный руководитель _____ И. Н. Мачулин

Научный консультант _____ А. И. Ильясов

Москва 2023

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**АНАЛИЗ МЮОННОГО ФОНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
DEAR-3600**

Студент _____ П. С. Токарева

Научный руководитель _____ И. Н. Мачулин

Научный консультант _____ А. И. Ильясов

Рецензент,
к.ф.-м.н. _____ А. В. Гробов

Секретарь ГЭК,
к.ф.-м.н. _____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,
д.ф.-м.н., проф. _____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Мюоны	7
2 Эксперимент DEAP-3600	9
2.1 Конструкция детектора	9
2.1.1 Мюонное вето в эксперименте DEAP-3600	11
2.1.2 Система сбора данных	12
2.2 Состав фона в эксперименте	13
3 Оценка мюонного потока в эксперименте DEAP-3600	15
3.1 Использование Depth-Intensity-Relation (DIR)	15
3.2 MUTE - MUon inTensity codE	16
3.2.1 MCEq	17
3.2.2 PROPOSAL	18
3.2.3 Модели генерации космических лучей	18
3.2.4 Модели взаимодействия адронов	21
3.2.5 Полученные значения потока	24
3.3 Вычисление мюонного потока на основе данных, полученных из мюонного вето	25
3.3.1 Параметры событий, использованные для отбора данных	25
3.3.2 Низкоуровневые критерии отбора	26
3.3.3 Высокоуровневые критерии отбора	26
3.3.4 Проверка правильности выбора критериев отбора	27
3.3.5 Частота попадания мюонов в вето после отбора данных	29
3.4 Оценка эффективности	29
3.4.1 Сравнение формы сигнала с Монте Карло и данными	29

3.4.2	Настройка оптической модели	32
3.4.3	Вычисление потока мюонов	34
4	Заключение	36
	Список использованных источников	37
	Приложение А	40
	Приложение Б	41
	Приложение В	42
	Приложение Г	43
	Приложение Д	46
	Приложение Е	49

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время многие исследования указывают на то, что видимая материя составляет только около 5 % от всей материи во Вселенной. Остальную же часть составляют темная энергия (около 68 %) и темная материя (около 27 %) [1].

Мы точно можем судить о существовании тёмной материи по её влиянию на процессы в космосе. В 1930-х годах астрофизик Фриц Цвикки заметил, что галактические скопления, для того, чтобы действовать так, как они действуют, должны содержать намного больше материи, чем мы можем увидеть. Иными словами, это указывает на присутствие некоторой “тёмной” материи. Далее в 1970-х годах астрономы Вера Рубин и Кент Форд обнаружили, что звёзды, находящиеся на краю галактики, двигаются с такой же скоростью, как и звёзды ближе к центру. Данное наблюдение также может объясняться наличием вокруг видимых звёзд гало из невидимой материи. С тех пор множество других астрономических исследований подтвердили наличие эффектов, связанных с тёмной материей [2].

На данный момент несколько десятков различных экспериментов работают над поиском более серьёзных доказательств существования тёмной материи. Многие из них занимаются поисками слабовзаимодействующих массивных частиц или по-другому WIMP-ов (Weakly Interacting Massive Particles), одного из основных кандидатов в представители тёмной материи.

WIMP - это массивная, электрически нейтральная, слабо взаимодействующая частица. В теоретических моделях при упругом рассеянии WIMP-ов на ядрах получаются ядерные осколки с энергией порядка 100 кэВ. В экспериментах по прямому обнаружению такие реакции очень сложно наблюдать, вследствие ограничений на сечение взаимодействия WIMP-ов и ядер, которое составляет менее чем $9.0 \cdot 10^{-47}$ см² при массе частицы 100 ГэВ/c² [3].

Также важной проблемой в экспериментах по прямому наблюдению WIMP-ов является схожесть сигнала от взаимодействия этих частиц с веществом с сигналом от нейтрино. И те и другие упруго рассеиваются на ядрах. Для описания такого явления вводится понятие нейтринного дна. Нейтринное дно – это минимальный сигнал от частицы ТМ, который может быть отделён от нейтринного фона [4]. Текущие ограничения для спин-независимого ТМ-нуклонного взаимодействия представлено на рис. 1.

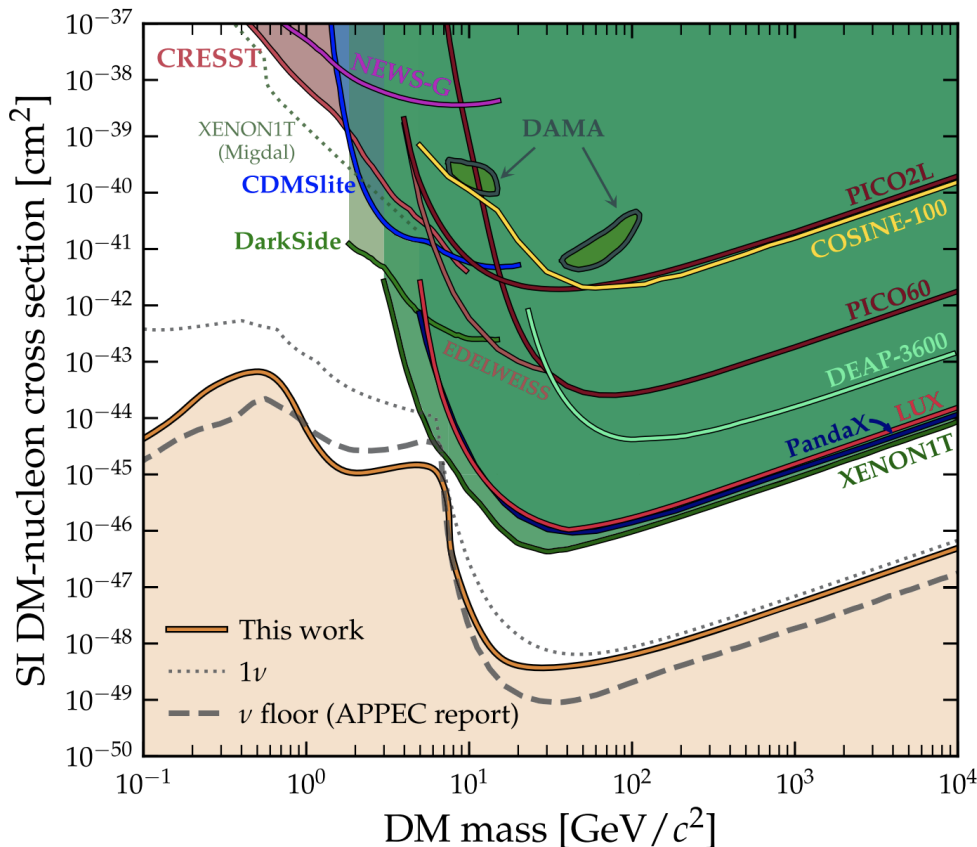


Рисунок 1 — Текущие ограничения для спин-независимого ТМ-нуклонного взаимодействия. Ниже данного ограничения можно наблюдать три линии, определяющие нейтринное дно

В экспериментах по поиску тёмной материи немало фоновых явлений, например альфа-распады, черенковское излучение, нейтроны радиогенного или космогенного происхождения. Источником для последних являются мюоны, которые в ходе захвата на протоне и образуют нейтроны. Как следствие, важной частью многих экспериментов является оценка мюонного потока, достигающего лаборатории.

Целью данной дипломной работы является изучение различных методов оценки потока мюонов, долетающих до подземной лаборатории

SNOLAB с установкой DEAP-3600, с целью улучшения фоновой модели детектора.

1 МЮОНЫ

Мюон – короткоживущий лептон второго поколения, массой $m_\mu = 208 \cdot m_e = 105 \text{ МэВ}/c^2$ и со временем жизни $\tau \simeq 2.2 \times 10^{-6} \text{ с}$, распадающийся на электрон, мюонное нейтрино и электронное антинейтрино:

$$\mu^+ = e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e,$$

$$\mu^- = e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e.$$

Мюон был открыт в 1937 г. Карлом Андерсоном и Сетом Наддермером в процессе исследования космического излучения. Было обнаружено, что эти частицы меньше отклонялись магнитным полем от первоначальной траектории, чем электроны, но больше, чем протоны. В результате анализа жесткой компоненты космических лучей, проникающей через толстый слой свинца, был сделан вывод, что составляющие ее частицы имеют массу, значительно превышающую массу электрона, и несут отрицательный заряд.

Мюоны рождаются при взаимодействии космических лучей с атмосферой земли. Когда высокоэнергетичные протоны сталкиваются с ядрами азота, кислорода и углекислого газа, рождаются различного рода частицы: пионы, каоны, гипероны и т.д. Для пионов и каонов основными каналами распада являются реакции с образованием мюонов, которые представлены ниже:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) \text{ (99 \% распадов),}$$

$$K^\pm \rightarrow \mu^\pm \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) \text{ (64 \% распадов).}$$

Данный процесс проиллюстрирован на рис. 1.1

Энергетический спектр мюонов представлен на рис. 1.2. Первый из-

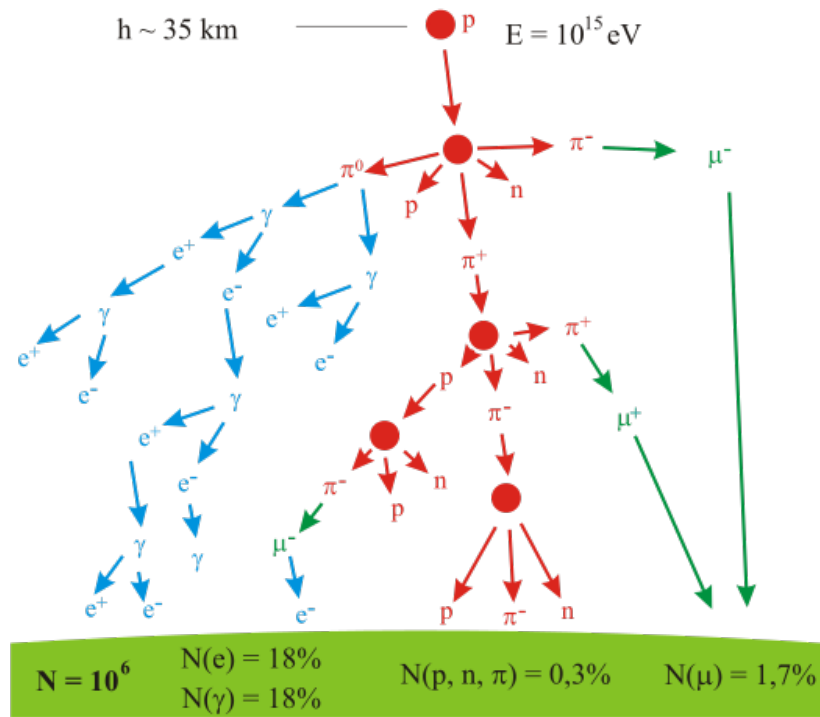


Рисунок 1.1 — Образование мюонов в результате взаимодействия космических лучей с атмосферой

гиб в спектре принято называть “коленом”, и появляется он в районе 10^2 ГэВ. Второй изгиб после резкого спада в спектре называется “лодыжкой” и расположен в районе 10^4 ГэВ.

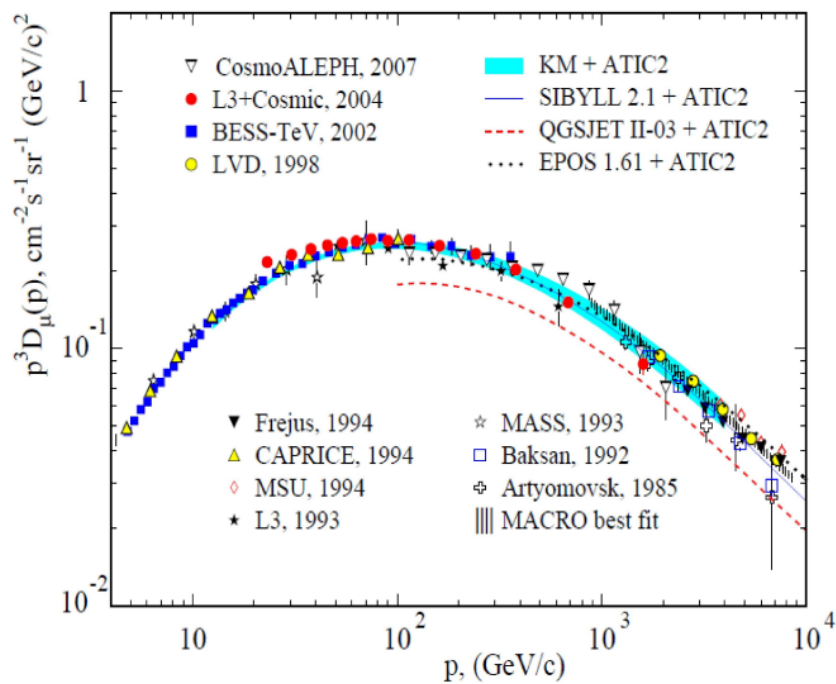


Рисунок 1.2 — Спектр мюонов [5]

2 ЭКСПЕРИМЕНТ DEAP-3600

Для обнаружения сигналов от WIMP-ов нужна мишень с высокой массой и крайне низким уровнем шумов. Как показывают предшествующие эксперименты, на такую роль очень хорошо подходит жидкий аргон (LAr) [6]. Обладая высокой сцинтилляционной эффективностью, прозрачностью к собственным сцинтилляциям и простотой в очистке он становится хорошим рабочим веществом для WIMP-детектора, что легло в основу эксперимента DEAP-3600. В данном эксперименте также используется уникальность формы импульса в жидком аргоне, что помогает различить события, связанные с рассеиванием электронов, и события, связанные с отдачей ядра [7].

Детектор DEAP-3600 находится на глубине 2 километра (6 километров в водном эквиваленте) в подземной лаборатории SNOLAB (Садбери, Канада).

2.1 КОНСТРУКЦИЯ ДЕТЕКТОРА

Схема поперечного разреза установки изображена на рис. 2.1.

Главной составляющей детектора является сверхчистый жидкий аргон LAr, содержащийся в поглощающем ультрафиолет (UVA) акриловом сосуде (AV) с внутренним диаметром примерно 1.7 м. Верхние 30 см данного сосуда заполнены газообразным аргонem LAr. Область соприкосновения двух сред GAr/LAr расположена примерно на 55 см выше экватора сосуда.

Сосуд окружен 255 направленными внутрь фотоумножителями (PMT) с низкой радиоактивностью Hamamatsu R5912 HQE диаметром 8 дюймов (20,32 см). Данные фотоумножители оптически связаны с поглощающими ультрафиолет акриловыми световодами (LGs) длиной 45 см, которые транспортируют фотоны видимого света из акрилового сосуда к фотоумно-

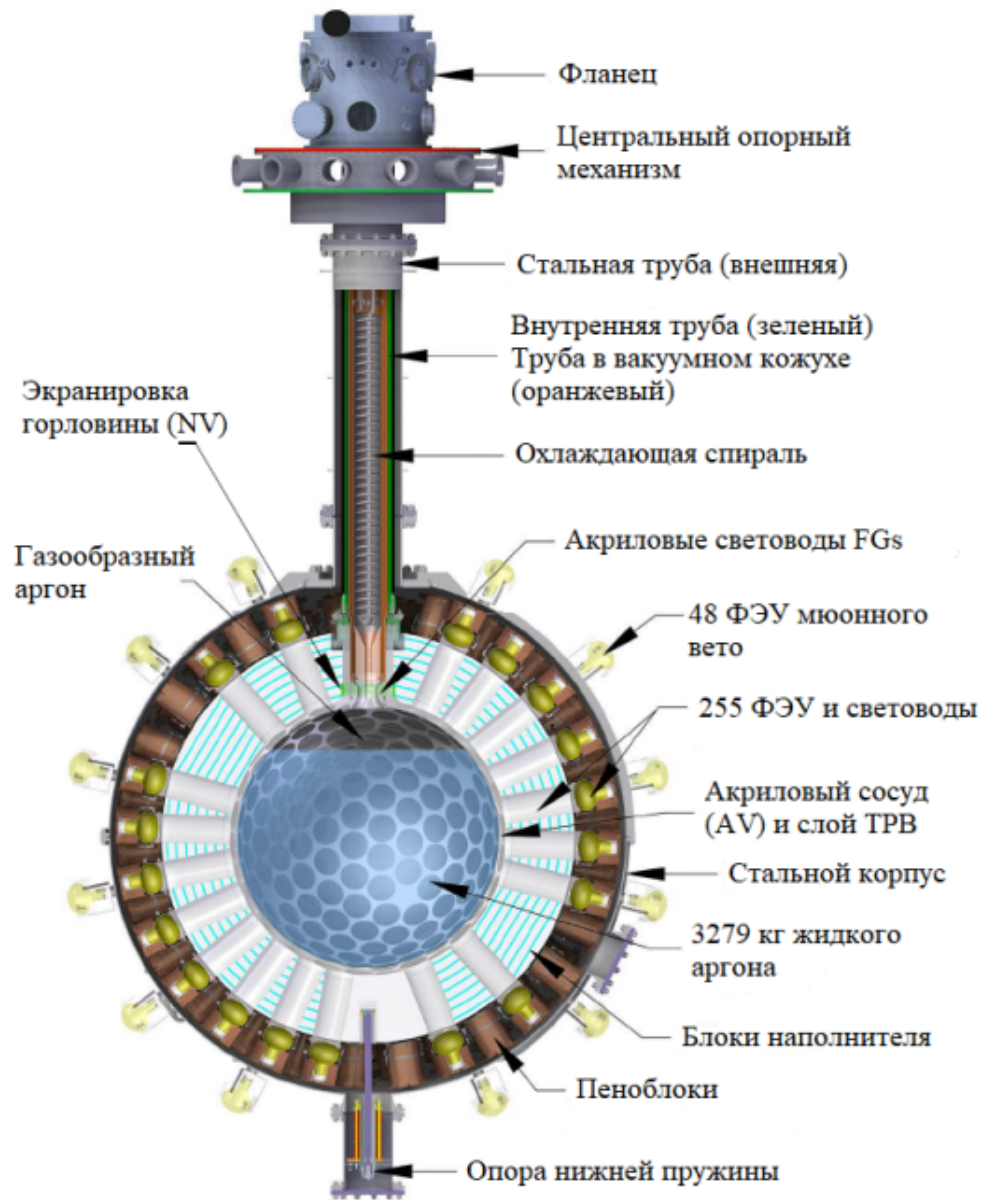


Рисунок 2.1 — Поперечное сечение компонентов детектора DEAR-3600

жителям. Пространство между световодами заполнено слоями полиэтилена высокой плотности и блоками пенопласта, которые выполняют 2 задачи: во-первых, служат пассивной преградой между нейтронами и компонентами детектора; во-вторых, обеспечивают температурную изоляцию так, чтобы фотоумножители функционировали в диапазоне температур 240-290 К.

Внутренняя поверхность резервуара покрыта слоем тетрафенилбутадиена (ТРВ) толщиной 3 мкм, который преобразует 128 нм излучение от сцинтилляций в LaAg в излучение видимого спектра, максимальная длина которого достигает 420 нм. После прохождения ТРВ свет достигает световодов и далее попадает на поверхность ФЭУ, которые обеспечивают 76% покрытия поверхности сосуда детектора. Внешняя поверхность между AV и LG покрыта диффузными светоотражателями Tyvek и Mylar для увеличения светосбора.

В верхней части сосуда имеется отверстие, которое соединено с горловиной и фланцем. Фланец в свою очередь соединён с более длинной горловиной из нержавеющей стали, заканчивающейся в герметизированном боксе. Вдоль этой горловины располагается заполненная жидким азотом (LN_2) охлаждающая спираль из нержавеющей стали, которая способствует конденсации газообразного аргона при попадании в данный объем. Далее конденсированный аргон по акриловым токопроводам возвращается в сосуд.

Также верхняя часть резервуара окружена оптоволоконном, которое соединенно с 4 фотоумножителями Hamamatsu R7600-300, которые используются для отслеживания любого видимого света, генерируемого вблизи горловины.

Вся вышеперечисленная конструкция детектора содержится в сфере из нержавеющей стали, которая продувается постоянным потоком очищенного от радона газа N_2 . Сама сфера погружена в водный резервуар 7.8 м в высоту и 7.8 м в диаметре [8].

2.1.1 МЮОННОЕ ВЕТО В ЭКСПЕРИМЕНТЕ DEAR-3600

Система мюонного вето состоит из 48 ФЭУ Hamamatsu R1408, которые расположены на внешней поверхности сферы из нержавеющей ста-

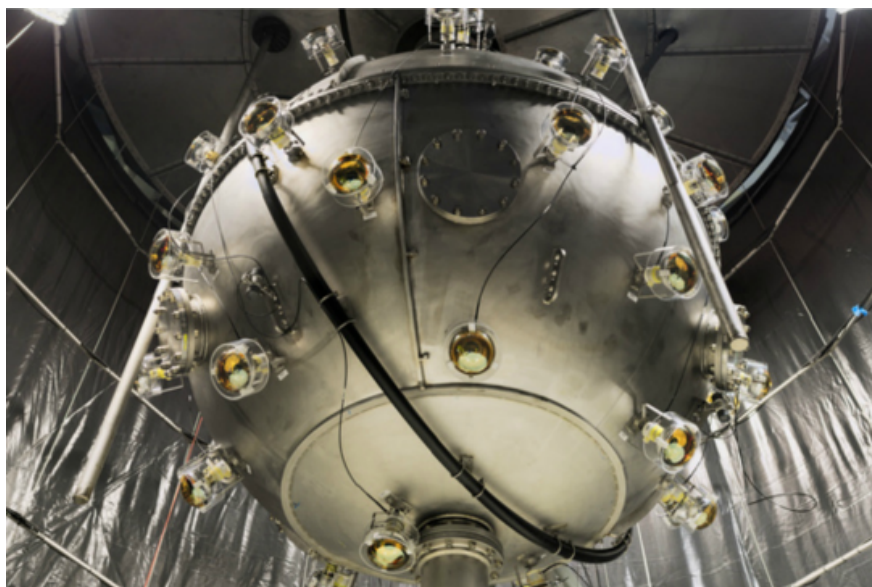


Рисунок 2.2 — ФЭУ составляющие мюонное вето

ли и обращены в сторону резервуара, в котором находится конструкция детектора. Фото мюонного вето с внутренней стороны резервуара можно увидеть на рис. 2.2. Система используется для отслеживания мюонов от внешних источников, таких как земная атмосфера, которые добираются до подземной лаборатории. Светонепроницаемый водный резервуар играет роль Черенковского детектора, а именно: мюон при прохождении сквозь воду вызывает черенковское свечение, которое регистрируется с помощью ФЭУ.

Когда мюон зарегистрирован в водном резервуаре часть данных (до 5 секунд после прохождения мюона) убирается из набора данных. Тем самым эффективно убирается любой фон, который может быть вызван мюоном [9].

2.1.2 СИСТЕМА СБОРА ДАННЫХ

255 внутренних ФЭУ и 48 ФЭУ мюонного вето соединены с системой сбора данных (data acquisition system - DAQ), которая собирает, формирует, оцифровывает и сохраняет полученные данные. Схема DAQ изображена на рисунке. Каждый ФЭУ соединён с платой преобразования сигнала (signal conditioning board - SCB). SCB состоит из 26 плат, каждая из которых состоит из 12 каналов. С одного ФЭУ сигнал поступает на один канал. Каждый канал в свою очередь соединён с оцифровывающим и триггерным

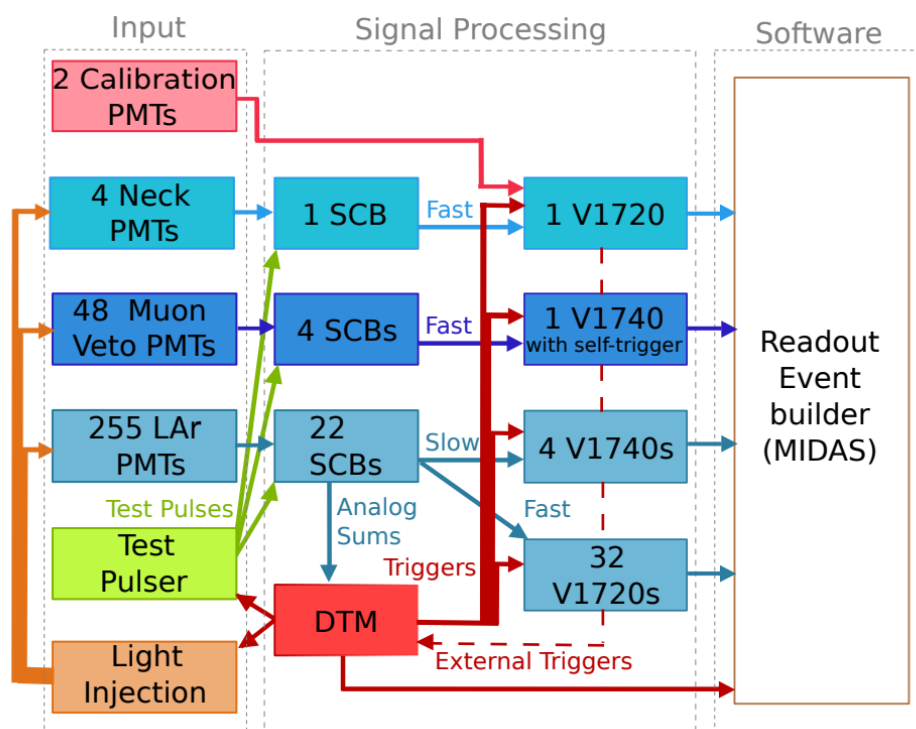


Рисунок 2.3 — Схема системы сбора данных

модулем, который определяет, были ли выполнены условия срабатывания триггера. Если они выполнены, часть полученного сигнала записывается, причем общая продолжительность записи составляет 16 мкс, и начинается она за 2.4 мкс до срабатывания триггера [1].

2.2 СОСТАВ ФОНА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ

В эксперименте DEAP-3600 общий фон складывается из:

- 1) события от электронов отдачи;
- 2) события от черенковского свечения, вызванного в акриловом сосуде;
- 3) события, связанные с радиогенными нейтронами;
- 4) события, связанные с нейтронами, полученными в ходе взаимодействия мюонов из атмосферы с детектором и его окружением;
- 5) альфа-распады на границе резервуара;
- 6) альфа-распады в других частях конструкции детектора.

Особое место среди источников фона занимают нейтроны. При рассеивании на ядрах аргона они могут создавать точно такую же ядерную отдачу, какая ожидается от WIMP-ов. Конструкция DEAP-3600 расчи-

тана на максимальную защиту от нейтронов из внешней среды. Большая часть, а именно 70 % нейтронов в жидком аргоне являются результатом (α, n) реакций от цепочек распада ^{238}U и ^{232}Th в боросиликатном стекле ФЭУ [10].

Не менее важными также являются космогенные нейтроны. Они рождаются при взаимодействии высокоэнергетичных мюонов из атмосферы с элементами детектора и его окружения в ходе реакции мюонного захвата на протоне



В случае эксперимента DEAP-3600 подземное расположение лаборатории сильно уменьшает поток мюонов, достигающих детектора, но не убирает его полностью. Поэтому для правильного учёта влияния сигналов от космогенных нейтронов важно оценить величину потока мюонов.

3 ОЦЕНКА МЮОННОГО ПОТОКА В ЭКСПЕРИМЕНТЕ DEAP-3600

Наличие мюонов как фона во многих экспериментах делает оценку мюонного потока очень важной частью исследований. Разнообразие методов такой оценки помогает более точно её провести. В данной работе представлены 4 метода для получения потока мюонов, долетающих до подземной лаборатории DEAP-3600.

Одним из методов для оценки мюонного потока является использование экспериментальных данных, полученных в 2009 году с соседней установки другой размера и их дальнейшей экстраполяции на установку с DEAP-3600. В результате было использовано значение потока $(3.31 \pm 0.10) \times 10^{-10} \mu/\text{см}^2/\text{сек}$ [11].

3.1 ИСПОЛЬЗОВАНИЕ DEPTH-INTENSITY-RELATION (DIR)

Следующим методом описания потока мюонов является использование Depth-Intensity-Relation [12], которое описывает зависимость дифференциальной интенсивности мюонов $I(h)$ от глубины под некоторым углом h и выглядит следующим образом:

$$I(h) = (I_1 e^{-h/\lambda_1} + I_2 e^{-h/\lambda_2}) \quad (3.1)$$

Параметры I_1 , λ_1 , I_2 и λ_2 представлены в таблице 3.1 и были определены путём линейной экстраполяции экспериментальных данных с различных лабораторий, находящихся на разной глубине (графически представлено на рисунке 3.1)

С помощью данной формулы с учётом размеров эффективной обла-

Параметр	Значение
I_1	$(8.60 \pm 0.53) * 10^{-6} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$
λ_1	$(0.46 \pm 0.01) \text{ км (высота над уровнем моря)}$
I_2	$(0.44 \pm 0.06) * 10^{-6} \text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}$
λ_2	$(0.87 \pm 0.02) \text{ км (высота над уровнем моря)}$

Таблица 3.1 — Значения параметров для выражения 3.1

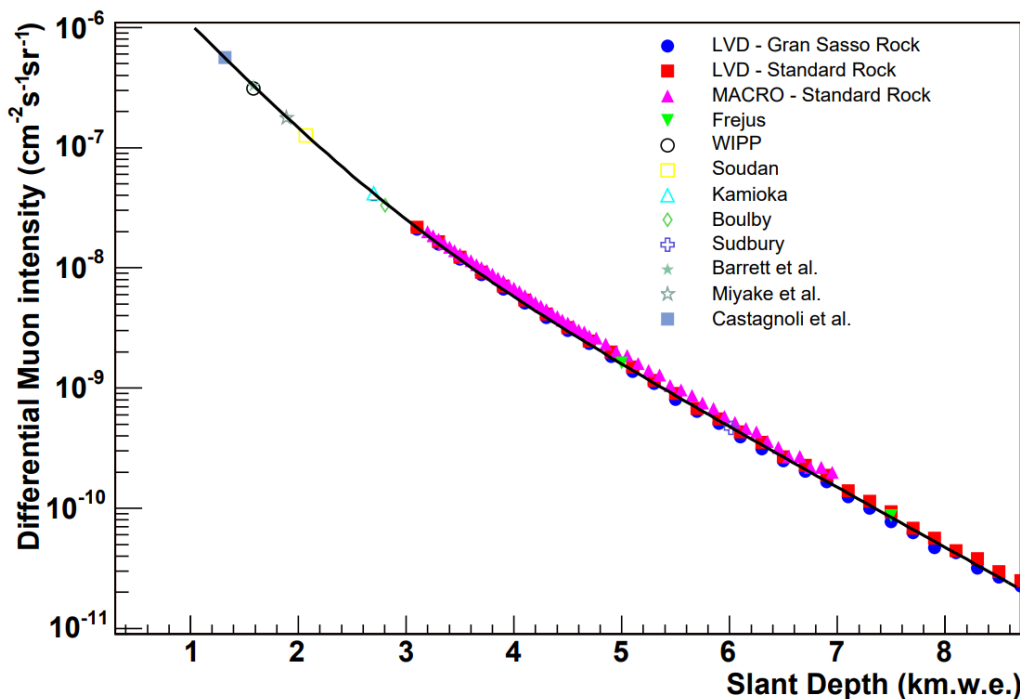


Рисунок 3.1 — Измерения дифференциального потока мюонов как функция от высоты уклона [12]

сти была получена следующая величина полного потока: $(3.58 \pm 1.09) \times 10^{-10} \mu/\text{см}^2/\text{сек}$.

3.2 MUTE - MUON INTENSITY CODE

MUTE (MUon inTensity code) [13] – это программный пакет для python для просчёта потока мюонов, долетающих через атмосферу и интенсивностей потоков мюонов под землёй. Его работа обеспечивается подключением двух других пакетов: для расчета потока мюонов, проходящего через атмосферу используется MCEq, а для симуляции прохождения через плотную среду (горную породу или воду) используется PROPOSAL, что проиллюстрировано на рис. 3.2.

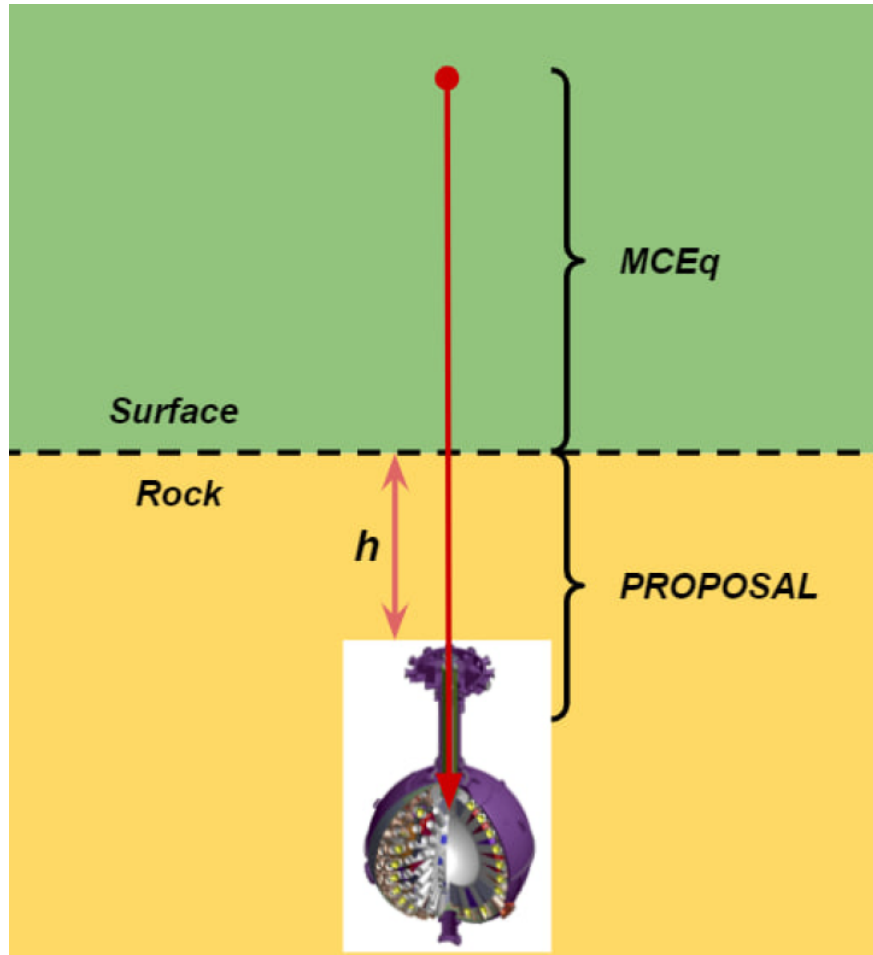


Рисунок 3.2 — Схема работы программы MUTE

Результат работы программы можно описать при помощи формулы:

$$\Phi^u(E_j^u, X, \theta) = \sum_i \Phi^s(E_j^s, \theta_k) P(E_i^s, E_j^u, X) \left(\frac{\Delta E_j^s}{\Delta E_j^u} \right) \quad (3.2)$$

где Φ^u - поток под землёй, Φ^s - поток мюонов, достигающий поверхности (результат работы MCEq), P - тензор перемещения (результат работы PROPOSAL). Результат работы программ также представлен на рис. 3.3.

3.2.1 MCEQ

MCEq (Matrix Cascade Equations) [14] – это инструмент для численного решения каскадных уравнений, которые описывают эволюцию плотности частиц за время их прохождения через газообразную или плотную среду. В основном применяется для расчёта каскадов в атмосфере Земли. Частицы представлены посредством средней плотности или дискретных

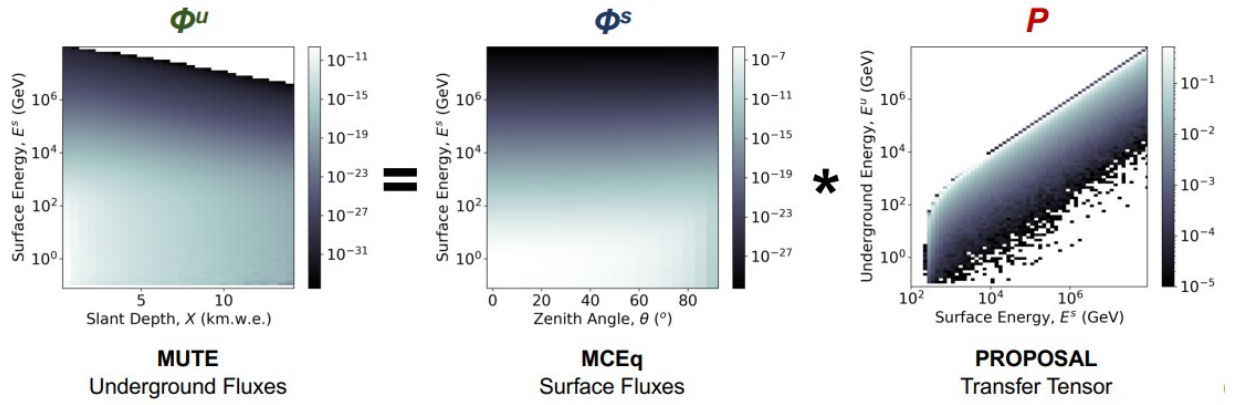


Рисунок 3.3 — Нахождение потока мюонов

бинов энергии. Результатом работы программы является дифференциальный спектр энергии и полное число частиц [14].

Одним из входных параметров для программы является поток космических лучей на верхнем уровне атмосферы. Наличие этих данных обеспечивается модулем `slux.models`, который содержит основные современные модели генерации космических лучей. Также для расчетов можно выбирать разные модели взаимодействия адронов с веществом. О тех и других моделях подробнее в пунктах 3.2.3 и 3.2.4.

3.2.2 PROPOSAL

PROPOSAL (Propagator with optimal precision and optimized speed for all leptons) [15] – это программное обеспечение для просчета распространения лептонов и гамма-лучей через вещество. На данный момент есть возможность рассчитать поперечное сечение для следующих процессов: ионизация, тормозное излучение, взаимодействие фотонов с ядрами, образование электрон-позитронных пар, эффекты Ландау-Померанчука-Мигдала и Тер-Микаэляна, мюонные и тау-распады, множественное рассеяние [15].

3.2.3 МОДЕЛИ ГЕНЕРАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Global Spline Fit - основанная на данных модель космических лучей, которая параметризует последние и наиболее подробные измерения потока космических лучей и его состава в диапазоне энергий $10 \div 10^{11}$ ГэВ посредством анализа прямых и косвенных атмосферных наблюдений.

Энергетические шкалы использованных экспериментов перекрёстно калибруются на основе последовательного перекрытия наборов данных по энергии, и устанавливается общая энергетическая шкала, которая фиксируется прямыми измерениями. Как результат получается ковариационная матрица, которая представляет собой экспериментальную неопределённость входных данных. Она может быть использована для вычисления стандартных отклонений величин, полученных из потока и состава космических лучей [16].

HillasGaisser2012 — модель, в которой весь наблюдаемый спектр космических лучей исходит от источников в нашей галактике, а колено связано с началом спада популяции частиц, ускоряемых источниками в Млечном Пути, а также что самые высокоэнергетичные частицы поступают из внегалактических источников [17].

Спектр для всех частиц представлен формулой:

$$\phi_i(E) = \sum_{j=1}^3 a_{i,j} E^{-\gamma_{i,j}} \times \exp\left(-\frac{E}{Z_i R_{c,j}}\right) \quad (3.3)$$

Нормировочные константы ($a_{i,j}$) и спектральные индексы ($\gamma_{i,j}$) для выражения 3.3 представлены в таблице 3.2.

	p	He	CNO	Mg-Si	Fe
Pop.1:	7860	3550	2200	1430	2120
$R_c = 4$ PV	1.66	1.58	1.63	1.67	1.63
Pop.2:	20	20	13.4	13.4	13.4
$R_c = 30$ PV	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
Pop.3:	1.7	1.7	1.14	1.14	1.14
$R_c = 2$ EV	1.4	1.4	1.4	1.4	1.4
Pop.3(*):	200	0.0	0.0	0.0	0.0
$R_c = 60$ EV	1.6				

Таблица 3.2 — Нормировочные константы ($a_{i,j}$) и спектральные индексы для выражения 3.3

GaisserHonda — модель, основанная на данных полученных с магнитных спектрометров (для энергии ниже 100 ГэВ) и калориметрах (для более высоких энергий) переносимых на воздушных шарах. Модель не описывает поток в колене и выше его. Доступный для описания диапазон энергий составляет меньше 10^3 ГэВ [18].

Спектр можно описать формулой:

$$\phi(E_k) = K \times (E_k + b \exp[-c\sqrt{E_k}])^{-\alpha} \quad (3.4)$$

Нормировочные константы для выражения 3.4 представлены в таблице 3.3.

Компонента	α	K	b	c
Водород (A=1)	2.74 ± 0.01	14900 ± 600	2.15	0.21
He (A=4, high)	2.64 ± 0.01	600 ± 30	1.25	0.14
He (A=4, low)	2.74 ± 0.03	750 ± 100	1.50	0.30
CNO (A=14)	2.60 ± 0.07	33.2 ± 5	0.97	0.01
Mg-Si (A=25)	2.79 ± 0.08	34.2 ± 6	2.14	0.01
Железо (A=56)	2.68 ± 0.01	4.45 ± 0.50	3.07	0.41

Таблица 3.3 — Нормировочные константы для выражения 3.4

ZatsepinSokolskaya - модель, которая описывает спектры космических лучей с энергиями $10 \div 10^8$ ГэВ, и основана она на предположении, что поток космических лучей представляет собой смесь потоков, ускоренных взаимодействиями с новыми и сверхновыми [19].

ZatsepinSokolskaya (PAMELA) - модель, которая включает в себя изменения в спектрах протона и гелия в диапазоне энергий $1 \div 1.2 \cdot 10^3$ ГэВ, основанные на результатах спутникового эксперимента PAMELA. Также важным будет отметить, что спектральные формы этих двух составляющих сильно разнятся и не могут быть описаны одним степенным законом [20].

SimplePowerlaw27 [21] – модель, в соответствии с которой спектр

можно описать следующей формулой:

$$\phi_N(E) = \begin{cases} 1.7E^{-2.7} & \text{для } E < 5 \cdot 10^6 \text{ ГэВ} \\ 174E^{-3} & \text{для } E > 5 \cdot 10^6 \text{ ГэВ} \end{cases} \quad (3.5)$$

3.2.4 МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

Sibyll

Sibyll - это первая микроскопическая модель взаимодействия, которая была специально создана для описания взаимодействия космических лучей с веществом [22]. Изначально данная модель основана на следующих гипотезах и теоретических наблюдениях:

- 1) Теория Редже — подход к задаче рассеяния в квантовой механике и квантовой теории поля, в котором изучаются свойства амплитуды рассеяния при комплексных значениях орбитального углового момента. Сечение тогда можно описать следующей формулой:

$$\sigma = s^{\alpha_i(0)-1} \quad (3.6)$$

где s — это инвариантная масса, α_i - полюс Редже;

- 2) Партонная модель — модель, в которой адроны состоят из точечных составляющих. После подтверждения кварковой модели эти составляющие были отождествлены с кварками;
- 3) Пертурбативная квантовая хромодинамика (возмущающая КХД) [23] — раздел физики, в котором для рассмотрения сильных взаимодействий используется малость константы взаимодействия α , что позволяет использовать теорию возмущений;
- 4) Minijet модель – разработанная в конце 1980-х годов, первая модель, предлагающая последовательную микроскопическую картину взаимосвязи между общей скоростью образования jet-а и ростом упругого и полного поперечных сечений. В этой модели противоречие между быстрым ростом включающего jet поперечного сечения и не таким быстрым ростом полного поперечного сечения разрешается учётом

независимых пар партонов, взаимодействующими в единственном адронном столкновении. В таком случае можно пользоваться следующим соотношением:

$$\sigma_{jet} = \langle n_{int} \rangle \sigma_{ine} \quad (3.7)$$

где $\langle n_{int} \rangle$ - это среднее число взаимодействующих партонных пар, σ_{ine} - сечение неупругого взаимодействия. В то же время важно отметить, что: $\sigma_{ine} \sim s^{0.08}$, $\sigma_{jet} \sim s^{0.4}$.

Sibyll 2.1 вышла в 2000 году и при её разработке были внесены следующие изменения и усовершенствования:

- Модель дифракционной диссоциации заменена двухканальной моделью эйканала, основанной на подходе Гуд-Волкера (Good-Walker) [24];
- Множественные мягкие взаимодействия были реализованы при генерации конфигураций струн и конечных состояний адрона для последовательной интерпретации амплитуды эйканала в соответствии с правилами для ограничений Абрамовского-Грибова-Канчели [25];
- Параметризации плотностей партонов были обновлены до параметров Глюка, Рейи и Фогта [26];
- Модификация оригинальной модели mini jet;
- Реализация исчисления Редже-Грибова [27].

В результате таких обновлений стало возможным использовать модель для предсказания измерений с более высокими энергиями. Также результаты расчётов стали ещё ближе к полученным в экспериментах.

Следующая версия Sibyll 2.3 [28] была выпущена в 2016 году со следующим рядом усовершенствований:

- Поперечные сечения были скорректированы в соответствии с данными LHC;
- Вместо использования поперечного импульса использовалась формула поперечной массы:

$$m_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m^2} \quad (3.8)$$

- Был сделан особый акцент на характеристиках модели, связанных с производством мюонов с энергией около ГэВ. До этого полный поток мюонов, полученный с помощью Sibyll был меньше чем полученный с помощью моделей EPOS и QGSJET, которые в свою очередь были

меньше наблюдаемых в эксперименте;

- Был учтён факт, что лавины, включающие в себя барионы производят на 30% больше мюонов;
- Было использовано экспериментальное наблюдение, гласящее, что ведущую роль в $\pi \pm p$ взаимодействиях чаще занимают ρ_0 -мезоны вместо π_0 -мезонов. Усовершенствование механизма производства ρ_0 -мезонов привело к более близким к экспериментальным результатам на более высоких энергиях.

Одной из последних версий этой модели на данный момент является Sibyll 2.3c, в которой было улучшено описание для производства K -мезонов, а также результаты работы программы для воздушных ливней были ещё больше приближены к экспериментальным.

EPOS LHC и QGSJETII-03(04)

Модели EPOS LHC и QGSJETII-03(04) [29] имеют под собой одну и ту же теоретическую основу:

- множественное рассеяние Грибова-Редже;
- пертурбативная КХД.

Основными различиями двух моделей является учет нелинейных эффектов на высоких энергиях в модели QGSJET, а также меньшее количество параметров у этой модели, что приводит к менее точному описанию финальных стадий адронных взаимодействий.

DDM

Основанная исключительно на данных модель [30], использующая результаты экспериментов с фиксированными мишенями. Даёт намного более близкие к экспериментальным результаты, нежели теоретические модели, но в рамках работы программы MUTE имеет ряд ограничений при использовании.

DMPJET-III

Основана на формализме рассеяния Грибова-Глаубера и на DPM (Dual-Parton Model) [31]. Не рекомендована для использования нуклон-нуклонных взаимодействий с низкими энергиями (меньше 10-20 ГэВ).

3.2.5 ПОЛУЧЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПОТОКА

В итоге для расчёта потока были выбраны следующие модели генерации космических лучей:

- 1) GSF, так как показывает наиболее близкие к данным результаты;
- 2) HG, так как работает в наибольшем диапазоне энергий.

Для описания взаимодействия адронов с веществом были выбраны модели:

- 1) SIBYLL 2.3c за наиболее точное описание для воздушных ливней и высокую актуальность теоретических внедрений;
- 2) EPOS LHC за наиболее высокое соответствие данным среди оставшихся моделей.

Потоки мюонов, вычисленные с использованием этих моделей, а также итоговое значение представлены в таблице 3.4. Итоговое значение было определено как среднее арифметическое среди значений для выбранных конфигураций, а погрешности как максимальные отклонения от этого значения.

Модели	Φ ($\cdot 10^{-10} \mu/\text{см}^2/\text{сек}$)
GSF & SIBYLL 2.3c	$4.18^{+0.08}_{-0.02}$
GSF & EPOS LHC	$4.34^{+0.08}_{-0.02}$
HG & SIBYLL 2.3c	$4.62^{+0.08}_{-0.02}$
HG & EPOS LHC	$4.80^{+0.08}_{-0.02}$
Итог	4.5 ± 0.3

Таблица 3.4 — Поток мюонов, вычисленных с учётом разным моделей взаимодействия адронов и генерации космических лучей.

3.3 ВЫЧИСЛЕНИЕ МЮОННОГО ПОТОКА НА ОСНОВЕ ДАННЫХ, ПОЛУЧЕННЫХ ИЗ МЮОННОГО ВЕТО

Процесс обработки данных для получения потока состоит из следующих этапов:

- 1) выбор пробегов;
- 2) выбор и применение низкоуровневых критериев отбора;
- 3) выбор и применение высокоуровневых критериев отбора;
- 4) оценка эффективности;
- 5) расчет мюонного потока с учетом критериев отбора и эффективности.

3.3.1 ПАРАМЕТРЫ СОБЫТИЙ, ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ДЛЯ ОТБОРА ДАННЫХ

Для отбора событий и избавления от фона используется ряд параметров:

- 1) vetoQPE - число фотоэлектронов, зарегистрированных в ФЭУ за одно событие;
- 2) vetofmaxPE - доля суммарного заряда, собранного со всех ФЭУ, от максимально возможного значения суммарного заряда;
- 3) vetoOverShoot - проинтегрированное количество заряда ($\text{АЦП} \cdot \text{нс}$) для суммарного со всех ФЭУ сигнала, который находится выше базовой линии. Сигналы в вето должны быть отрицательными, а отклонение в положительную сторону не должно быть большим;
- 4) nHitVeto - число ФЭУ использованных в формировании сигнала события;
- 5) $(\text{vetofmaxpe} \cdot \text{vetoQPE} / \text{nHitVeto})$ - наибольшее значение собранного заряда, усреднённое по количеству ФЭУ.

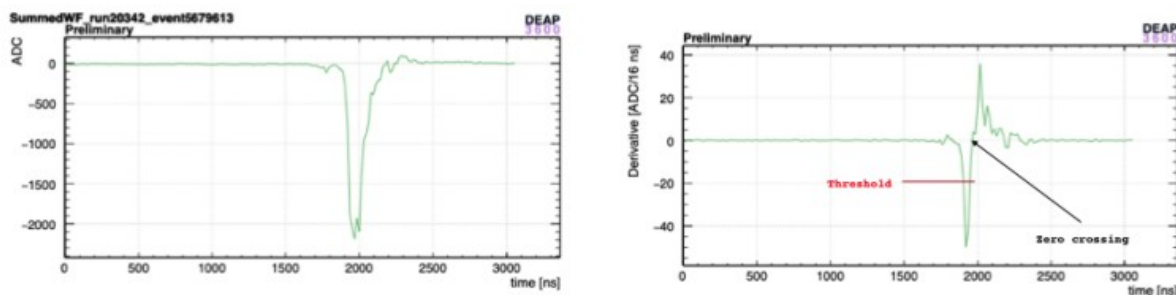


Рисунок 3.4 — Суммированный сигнал со всех ФЭУ (слева) и его первая производная (справа)

3.3.2 НИЗКОУРОВНЕВЫЕ КРИТЕРИИ ОТБОРА

На первом этапе работы были выбраны следующие ограничения на параметры:

- 1) $\text{vetoQPE} > 6$ - для отбрасывания событий с низкой энергией, которые в значительной степени могут являться шумом;
- 2) $\text{vetoOverShoot} < 2000$;
- 3) $\text{foundVetoEvent} == \text{True}$ - флаг, который устанавливается процессором `VetoAnalysisProc`.

Флаг `foundVetoEvent` основывается на анализе проводимом `VetoAnalysisProc`. Данный процессор анализирует суммарный сигнал, а также его первую производную. Важным будет отметить, что при анализе первой производной сигнала было обнаружено, что для событий, связанных с шумом, её значение никогда не спускается ниже значения ~ -20 АЦП/16 нс (пример сигнала, приведён на рис. 3.4). Также `VetoAnalysisProc` проводит анализ ещё ряда параметров, которые нельзя проанализировать с помощью Монте Карло.

В Приложении А представлены распределения анализируемых величин (описания которых представлены в пункте 3.3.1) после применения низкоуровневых критериев отбора.

3.3.3 ВЫСОКОУРОВНЕВЫЕ КРИТЕРИИ ОТБОРА

Для того чтобы отследить, какие сигналы могут быть вызваны непосредственно мюонами, интересно взглянуть на распределения основных ве-

личин, полученные с помощью Монте Карло согласно модели Mei&Hime [12]. Для данной задачи брались только данные от событий, связанных с прохождением мюонов через водный резервуар.

В ходе каждой Монте Карло симуляции было сгенерировано 25×10^3 событий, связанных с мюонами для каждого из выбранных пробегов. В Приложении Б представлены распределения, полученные с помощью Монте Карло.

Все полученные зависимости сравнивались с экспериментальными данными и на основании этого были выбраны следующие высокоуровневые критерии отбора:

- 1) $(\text{vetofmaxpe} \cdot \text{vetoqPE}/\text{nHitVeto}) < (0.01\text{vetoqPE} + 1.4)$;
- 2) $\text{vetofmaxpe} > 0.08$;
- 3) $\text{vetoqPE} > 50$;
- 4) $\text{vetoOvershoot} < 1000$;
- 5) $\text{isInstrumental} == 0$, специально введённая переменная для описания событий, когда в ФЭУ попадает более 1000 фотоэлектронов.

В Приложении В представлены распределения анализируемых величин (описания которых представлены в пункте 3.3.1) после применения высокоуровневых критериев отбора.

3.3.4 ПРОВЕРКА ПРАВИЛЬНОСТИ ВЫБОРА КРИТЕРИЕВ ОТБОРА

Высокоэнергетичные мюоны могут быть с одинаковой эффективностью детектированы в мюонном вето и в жидком аргоне, что может быть использовано для проверки выбранных критериев. Для этого проверяется число совпадений между мюонным вето и резервуаром с жидким азотом с применением противоположных критериев. Иными словами мы смотрим число совпадений используя все критерии, описанные в пункте 3.3.3, при этом по одному из них инвертируя. Таким образом мы рассматриваем события, которые предположительно относятся к шуму, и не могут быть зарегистрированы в жидком аргоне, следовательно, число совпадений должно резко упасть.

Будем сравнивать число совпадений со случаем, когда все критерии

Rate rebinned by 2 weeks

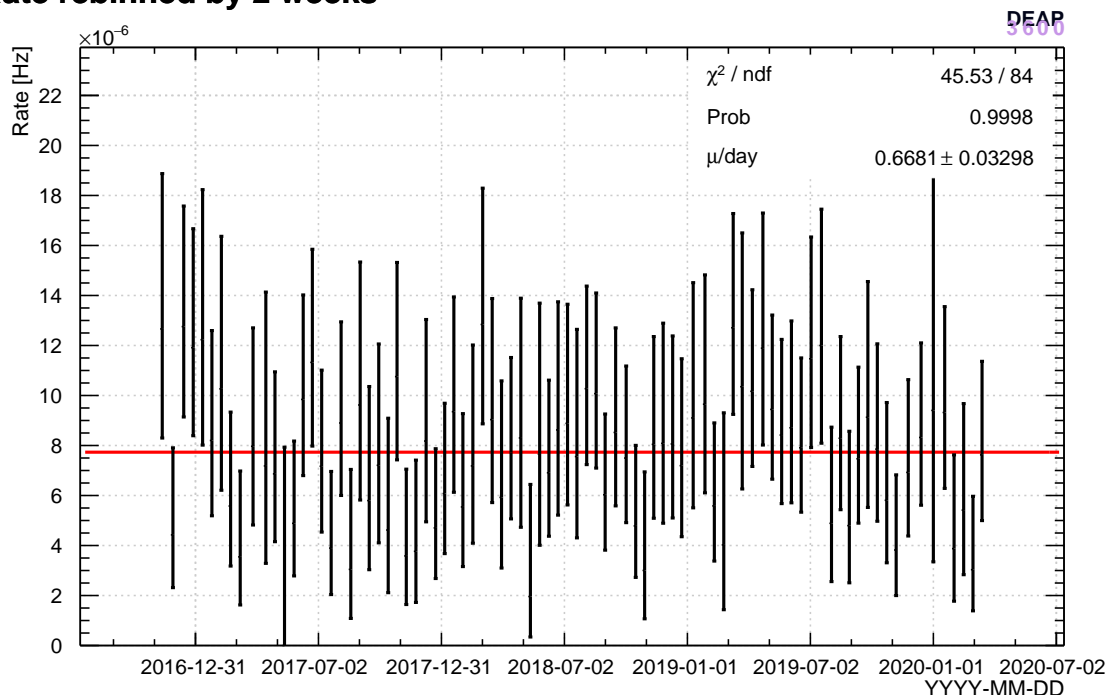


Рисунок 3.5 — Частота совпадений между мюонным вето и резервуаром с жидким аргонном

применены, что изображено на рисунке 3.5. Значения частоты на данном графике здесь и далее были ребиннированы с интервалом в 2 недели для уменьшения статистических флуктуаций.

Результаты последовательного инвертирования представлены в Приложении Г. Частота совпадений для каждого случая инвертирования критерия представлена в таблице 3.5. Сильный спад этого значения указывает на то, что ограничения выбраны правильно.

	$\mu/\text{день}$
Все ограничения	0.69 ± 0.05
vetoOvershoot > 1000	0.09 ± 0.03
vetoqPE < 50	$(1.32 \pm 0.08) \cdot 10^{-5}$
vetofmaxpe < 0.08	0.08 ± 0.03
$(\text{vetofmaxpevetoqPE}/\text{nHitVeto}) > (0.01\text{vetoqPE} + 1.4)$	0.014 ± 0.037

Таблица 3.5 — Частота совпадений для каждого случая инвертирования ограничения.

3.3.5 ЧАСТОТА ПОПАДАНИЯ МЮОНОВ В ВЕТО ПОСЛЕ ОТБОРА ДАННЫХ

После окончательного выбора ограничений был построен график зависимости частоты попадания мюонов в вето, который представлен на рисунке 3.6. Для сравнения также был построен аналогичный график, но без применения ограничений.

Можно заметить, что после применения критериев отбора пропал пик частоты, приходящийся на июль 2018-го года. Это может говорить о его непричастности к каким-то сезонным изменениям потока мюонов, а просто является результатом сбоя в электронике.

3.4 ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ

Первым шагом для оценки эффективности является настройка модели Монте Карло для её максимального совпадения с данными.

3.4.1 СРАВНЕНИЕ ФОРМЫ СИГНАЛА С МОНТЕ КАРЛО И ДАННЫМИ

Для сравнения были взяты формы сигналов шумовых событий для рассмотрения отклика для единичных фотоэлектронов. Для получения такой формы сигнала из данных были отобраны импульсы длительностью 100-400 нс и пиком ниже -8 АЦП со всех ФЭУ. Далее сигналы были просуммированы и усреднены.

С другой стороны, для получения формы сигнала из Монте Карло были смоделированы события с низкоэнергетичными электронами, попадающими только в область мюонного вето и систему сбора данных. Мюоны пускались из центра внутренней сферы, которая была задана как вакуум. Таким образом эти частицы теряли всю энергию до достижения водного резервуара и записываться будут сигналы только от шумовых событий. Далее была повторена процедура отбора импульсов как для данных.

На рисунке 3.7 приведено сравнение формы сигнала и его первой производной для данных и Монте Карло. Из него видно, что форма сиг-

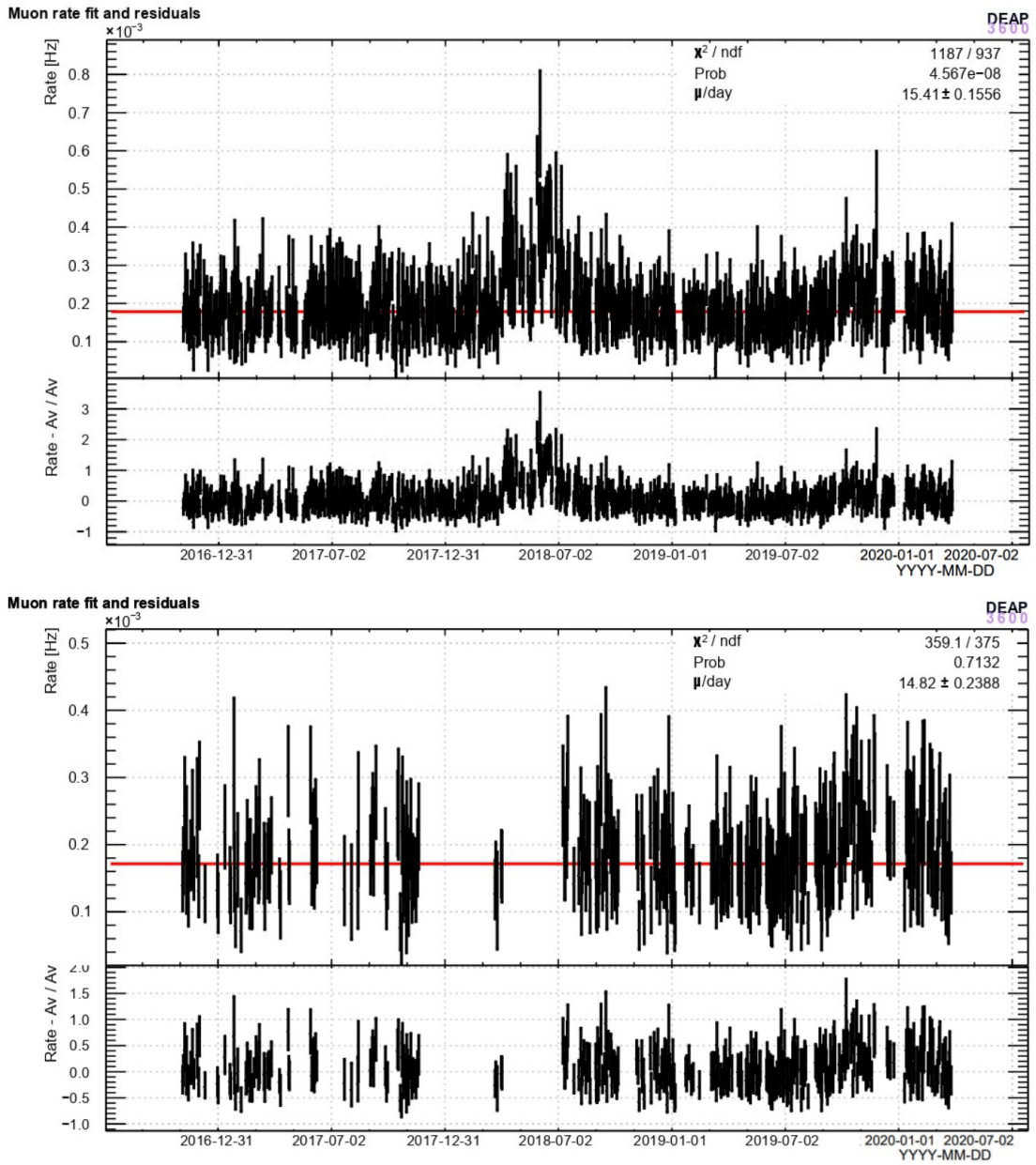


Рисунок 3.6 — Частота попадания мюонов в вето до применения ограничений (сверху) и после (снизу)

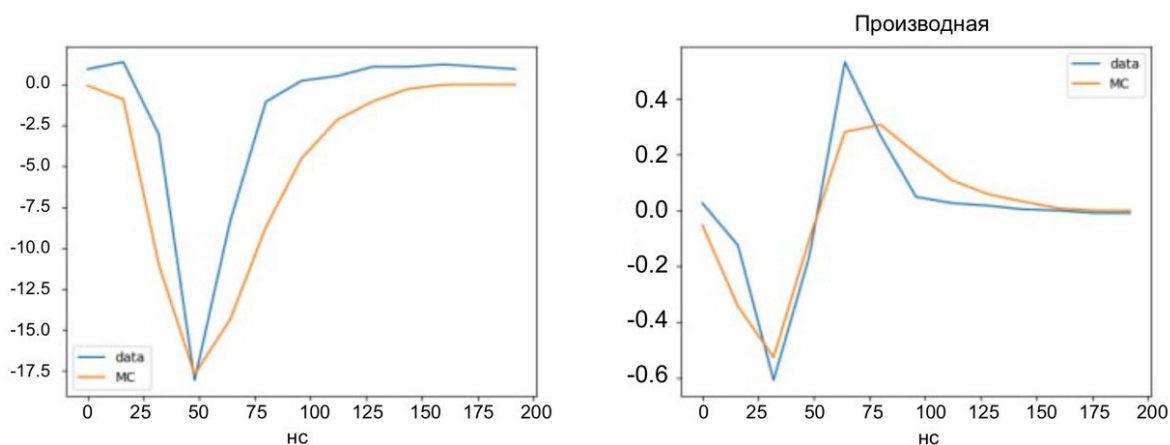


Рисунок 3.7 — Сравнение формы сигнала и его первой производной: данные и Монте Карло

нала с Монте Карло шире, что приводит к завышенной оценке числа зарегистрированных фотоэлектронов. Эта проблема была решена на этапе моделирования путём введения поправочного коэффициента, который увеличивает энергию для единичного фотоэлектрона и уменьшает количество этих фотоэлектронов. Поправочные коэффициенты были выбраны на основе отношения средней энергии для мюонных событий полученных методом совпадения между мюонным вето и жидким аргоном (описано в пункте 3.3.4) и такой же величины, полученной из соответствующей симуляции Монте Карло. Это соотношение описывает, какая доля энергии с Монте Карло превышает измеренную величину.

Данное превышение представлено на рисунке 3.8 как зависимость смоделированной величины фотонов, попадающих в ФЭУ, от измеренной величины qPE .

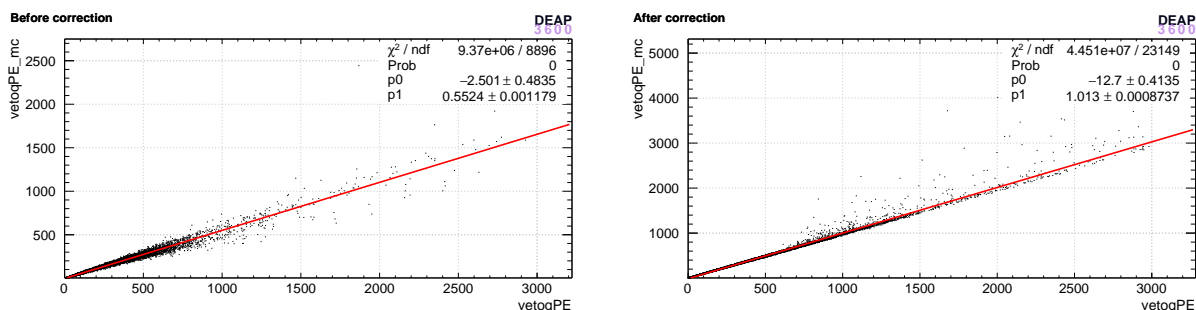


Рисунок 3.8 — Число фотонов попадающих в ФЭУ против зарегистрированной величины qPE до и после применения поправочных коэффициентов. Параметр $p1$ является коэффициентом угла наклона для аппроксимирующей прямой. Его изменение после применения поправок отражает учёт завышения оценки числа фотоэлектронов

3.4.2 НАСТРОЙКА ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Оптические параметры

Систематическая неопределённость была оценена путём масштабирования одного из них:

- 1) длина спектральной линии поглощения (ABSL) — средний пробег фотона с заданной длиной волны в среде до того, как он будет релеевски рассеян либо покинет резервуар;
- 2) отражающая способность нержавеющей стали — вероятность того, что фотон с заданной длиной волны будет отражён при столкновении с поверхностью из нержавеющей стали;
- 3) отражающая способность обшивки резервуара (TL) — вероятность того, что фотон с заданной длиной волны будет отражён при столкновении с поверхностью обшивки резервуара;
- 4) квантовая эффективность фотокатода (QE) - вероятность того, что фотон с заданной длиной волны образует фотоэлектрон.

Каждый параметр оптической модели тем или иным образом влияет на полную оптическую реакцию мюонного вето. Стандартные значения этих параметров приведены на рисунке 3.9.

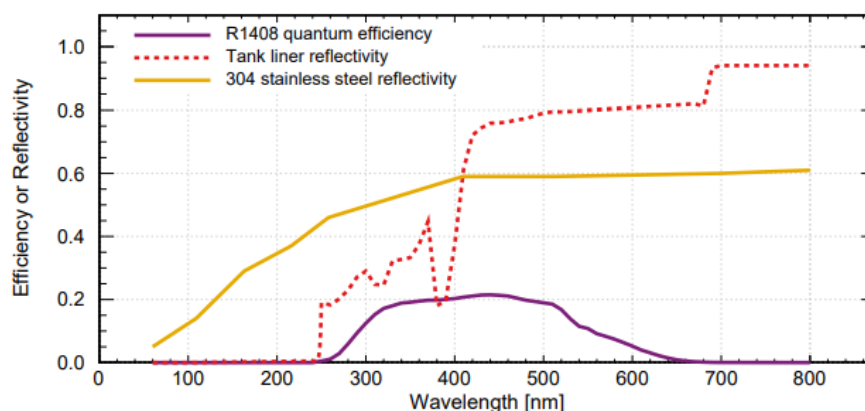


Рисунок 3.9 — Квантовая эффективность фотокатода R1408, отражательная способность нержавеющей стали и обшивки резервуара

Настройка оптической модели в пакете Монте Карло

Для настройки оптической модели брались различные комбинации обозначенных параметров и выбирались те, которые наиболее соотносятся с экспериментальными данными. Одним из параметров также был выбран порог для процессора VetoAnalysisProc (обозначается thresh).

Так как состояние детектора постоянно меняется (меняется число активных ФЭУ, напряжение смещения и параметры единичного фотоэлектрона), для каждого хорошего пробега было сгенерировано 200 мюонов. Для сравнения данных и Монте Карло рассматривались одномерные гистограммы для следующих величин: vetoqPE, vetofmaxpe, nHitVeto и $\text{vetoqPE} \cdot \text{vetofmaxpe} / \text{nHitVeto} - 0.01 \cdot \text{vetoqPE}$ (далее эта величина обозначается как var_prime).

После применения всех критериев спектр для каждой величины в каждом пробеге был отнормирован за счёт масштабирующего фактора:

$$\text{scale_factor}_i = iRT / \text{TOT_RT}, \quad (3.9)$$

где iRT - длительность i -го пробега, TOT_RT - суммарная длительность всех пробегов. Далее спектры для всех пробегов были просуммированы и поделены на коэффициент нормировки:

$$\text{norm_factor} = \sum_i N_i \cdot \frac{iRT}{\text{TOT_RT}}, \quad (3.10)$$

где N_i показывает число событий прошедших все критерии отбора в i -ом пробеге. В итоге каждый спектр для каждой величины был умножен на $14.82 \mu/\text{день}$. Результирующие гистограммы представлены в Приложении Д.

В результате наблюдались следующие закономерности:

- 1) увеличение QE ведёт к смещению пика qPE в сторону более высоких значений, а также пик fmaxpe смещается в сторону более низких значений;
- 2) увеличение TL позволяет собирать больше света и рассеивать его => спектр fmaxpe смещается в сторону более низких значений, nHitVeto

насыщен до числа активных ФЭУ, qPE смещается в сторону более высоких значений;

- 3) изменение ABSL мало влияет на спектры;
- 4) увеличение thresh ведёт к смещению пика qPE в сторону более высоких значений, var_prime смещается в противоположную сторону, пик nHitVeto становится более ярко выраженным;
- 5) fmaxre не меняется.

Используя эти закономерности были выбраны 4 набора параметров, гистограммы для которых представлены в Приложении Е.

Оценка эффективности

Для определения эффективности были использованы выбранные в предыдущем параграфе наборы параметров. Для учета длительности пробегов значение сгенерированных мюонов в каждом пробеге рассчитывалось по следующей формуле:

$$N_i = \text{int}\left(200 \cdot \frac{iRT}{\max(RT)}\right),$$

где iRT - длительность i -го пробега, $\max(RT)$ - максимальная длительность пробега. Таким образом результаты более длительных пробегов имели больший вес в статистике.

Эффективность находилась как отношение числа сгенерированных мюонов к числу мюонов прошедших критерии отбора. В таблице 3.6 представлены значения эффективности для всех наборов параметров, а также результирующее усреднённое значение. Погрешности для него были выбраны как разности максимального или минимального значений и усреднённого.

3.4.3 ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОТОКА МЮОНОВ

Значение потока мюонов было рассчитано по формуле:

$$\Phi = \frac{R_{obs}}{A_{eff} \cdot \varepsilon},$$

Набор параметров	ε
thresh -0.9 QE 0.6	0.65
thresh -0.9 QE 0.6 TL 1.1	0.67
thresh -1.5 QE 0.6 TL 1.1 ABSL 1.5	0.53
thresh -1.5 QE 0.5 TL 1.1 ABSL 1.5	0.47
Результат	$0.58^{+0.09}_{-0.11}$

Таблица 3.6 — Эффективность для 4 наборов выбранных параметров и результирующая эффективность.

где R_{obs} — наблюдаемая частота попадания мюонов в вето, A_{eff} - эффективная площадь, равная 64 ± 2 м², ε - эффективность. Полученное значение, а также частота попадания мюонов в вето с учетом эффективности представлены в таблице 3.7.

R (μ /день)	$\Phi(10^{-10} \cdot \mu/\text{см}^2/\text{сек})$
$25.7 \pm 0.3_{\text{стат}}^{+5.8}_{-3.5_{\text{сист}}}$	$4.62 \pm 0.05_{\text{стат}}^{+1.04}_{-0.64_{\text{сист}}}$

Таблица 3.7 — Частота попадания мюонов в вето и мюонный поток с учётом эффективности.

4 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Цель данной работы заключалась в изучении различных методов оценки потока мюонов, долетающих до подземной лаборатории DEAR-3600, с целью улучшения фоновой модели детектора и улучшения его общей чувствительности. В соответствии с целями в ходе работы:

- вычислена величина потока мюонов с использованием Depth-Intensity-Relation, которая составила $\Phi_{\text{DIR}} = 3.58 \pm 1.09 \cdot 10^{-10} \mu/\text{см}^2/\text{сек}$;
- изучена работа программного пакета MUTE, проанализированы и выбраны модели генерации космических лучей и модели взаимодействия адронов с учётом их применимости для оценки мюонного потока. С помощью этого пакета и выбранных моделей был вычислен поток, величина которого составила $\Phi_{\text{MUTE}} = 4.5 \pm 0.3 \cdot 10^{-10} \mu/\text{см}^2/\text{сек}$;
- выбраны критерии отбора для данных из мюонного вето;
- проведена оценка эффективности регистрации мюонов, которая составляет $\varepsilon = 0.58^{+0.09}_{-0.11}$;
- с учётом выбранных критериев отбора и эффективности вычислена величина мюонного потока на основе данных из мюонного вето, которая составила $\Phi_{\text{MV}} = 4.62 \pm 0.05_{\text{стат}}^{+1.04}_{-0.64}{}_{\text{сист}} \cdot 10^{-10} \mu/\text{см}^2/\text{сек}$.

Полученные расчетные значения потоков согласуются друг с другом в рамках погрешностей.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Search for dark matter with a 231-day exposure of liquid argon using DEAP-3600 at SNOLAB / R. Ajaj [и др.] // Phys. Rev. D. — 2019. — Т. 100, вып. 2. — С. 022004.
2. Bertone G., Hooper D. History of dark matter // Rev. Mod. Phys. — 2018. — Т. 90, вып. 4. — С. 045002.
3. Dark Matter Search Results from a One Ton-Year Exposure of XENON1T / E. Aprile [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Т. 121, вып. 11. — С. 111302.
4. O'Hare C. A. J. New Definition of the Neutrino Floor for Direct Dark Matter Searches // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Т. 127, вып. 25. — С. 251802.
5. Kochanov A., Sinigovskaya T., Sinigovsky S. High-energy cosmic-ray fluxes in the Earth atmosphere: Calculations vs experiments // Astroparticle Physics. — 2008. — Т. 30, № 5. — С. 219—233.
6. First Results from the DEAP-3600 Dark Matter Search with Argon at SNOLAB / P.-A. Amaudruz [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2018. — Т. 121, вып. 7. — С. 071801.
7. Boulay M., Hime A. Technique for direct detection of weakly interacting massive particles using scintillation time discrimination in liquid argon // Astroparticle Physics. — 2006. — Т. 25, № 3. — С. 179—182. — ISSN 0927-6505.
8. Design and construction of the DEAP-3600 dark matter detector / P.-A. Amaudruz [и др.] // Astroparticle Physics. — 2019. — Т. 108. — С. 1—23. — ISSN 0927-6505.

9. *Dunford M. G.* A Search for the Neutrinoless Double Electron Capture of ^{36}Ar and a Measurement of the Specific Activity of ^{39}Ar in Atmospheric Argon with the DEAP-3600 Detector : дис. . . . канд. / Dunford Matthew Gordon. — Carleton U. (main), 2018.
10. *Lehnert B.* Backgrounds in the DEAP-3600 Dark Matter Experiment. — 2018. — arXiv: 1805.06073 [astro-ph.IM].
11. Measurement of the cosmic ray and neutrino-induced muon flux at the Sudbury neutrino observatory / B. Aharmim [и др.] // Phys. Rev. D. — 2009. — Т. 80, вып. 1. — С. 012001.
12. *Mei D.-M., Hime A.* Muon-induced background study for underground laboratories // Phys. Rev. D. — 2006. — Т. 73, вып. 5. — С. 053004.
13. *Woodley W., Fedynitch A.* wjwoodley/mute: MUTE 2.0.1. — Вер. 2.0.1. — Zenodo, 2022.
14. Calculation of conventional and prompt lepton fluxes at very high energy / A. Fedynitch [и др.]. — 2015.
15. PROPOSAL: A tool for propagation of charged leptons / J.-H. Koehne [и др.] // Computer Physics Communications. — 2013. — Т. 184, № 9. — С. 2070—2090.
16. Data-driven model of the cosmic-ray flux and mass composition from 10 GeV to 10^{11} GeV / H. Dembinski [и др.]. — 2017.
17. *Gaisser T., Stanev T., Tilav S.* Cosmic Ray Energy Spectrum from Measurements of Air Showers // Frontiers of Physics. — 2013. — Т. 8.
18. *Gaisser T. K., Honda M.* Fscplux of/scp AscpTMOSPHERIC/scp NscpEUTRINOS/scp // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2002. — Т. 52, № 1. — С. 153—199.
19. *Zatsepin V. I., Sokolskaya N. V.* Three component model of cosmic ray spectra from 10 GeV to 100 PeV // Astronomy & Astrophysics. — 2006. — Т. 458, № 1. — С. 1—5.
20. PAMELA Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra / O. Adriani [и др.] // Science. — 2011. — Т. 332, № 6025. — С. 69—72.

21. *Thunman M., Ingelman G., Gondolo P.* Charm production and high energy atmospheric muon and neutrino fluxes // *Astroparticle Physics*. — 1996. — Т. 5, № 3/4. — С. 309—332.
22. The hadronic interaction model Sibyll - past, present and future / Engel, Ralph [и др.] // *EPJ Web Conf.* — 2017. — Т. 145. — С. 08001.
23. *Gonsalves R. J.* Perturbative QCD at High Energy Colliders. — 2008. — arXiv: 0807.0828 [hep-ph].
24. *Broilo M., Gonçalves V., Silva P.* Model of diffractive excitation in mml:math xmlns:mml="http://www.w3.org/1998/Math/MathML" display="inline" mml:m collisions at high energies // *Physical Review D*. — 2020. — Т. 101, № 7.
25. *Levin E., Prygarin A.* Inclusive gluon production in the dipole approach: Abramovskii-Gribov-Kancheli (AGK) cutting rules // *Phys. Rev. C*. — 2008. — Т. 78, вып. 6. — С. 065202.
26. *Glück M., Reya E., Vogt A.* Dynamical parton distributions revisited // *The European Physical Journal C*. — 1998. — Т. 5, № 3. — С. 461—470.
27. Parton-based Gribov–Regge theory / H. Drescher [и др.] // *Physics Reports*. — 2001. — Т. 350, № 2—4. — С. 93—289.
28. The hadronic interaction model SIBYLL 2.3c and Feynman scaling / F. Riehn [и др.]. — 2017.
29. *Pierog, Tanguy.* Modelling hadronic interactions in cosmic ray Monte Carlo generators // *EPJ Web of Conferences*. — 2015. — Т. 99. — С. 09002.
30. *Fedynitch A., Huber M.* Data-driven hadronic interaction model for atmospheric lepton flux calculations // *Physical Review D*. — 2022. — Т. 106, № 8.
31. *Roesler S., Engel R., Ranft J.* The Monte Carlo Event Generator DPMJET-III. — 2001.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

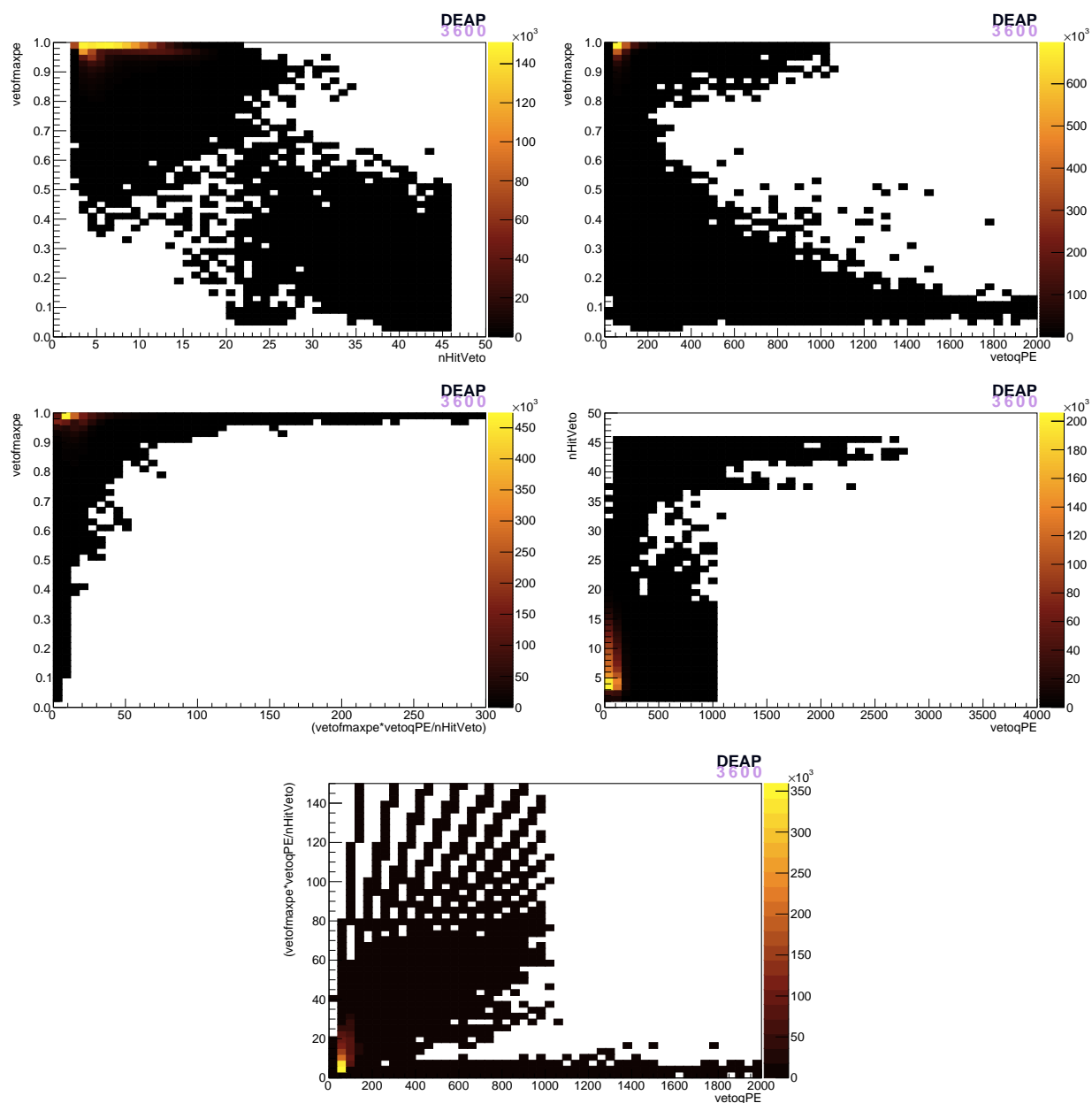


Рисунок 4.1 — Распределения, наблюдаемые в данных после применения низкоуровневых критериев отбора.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

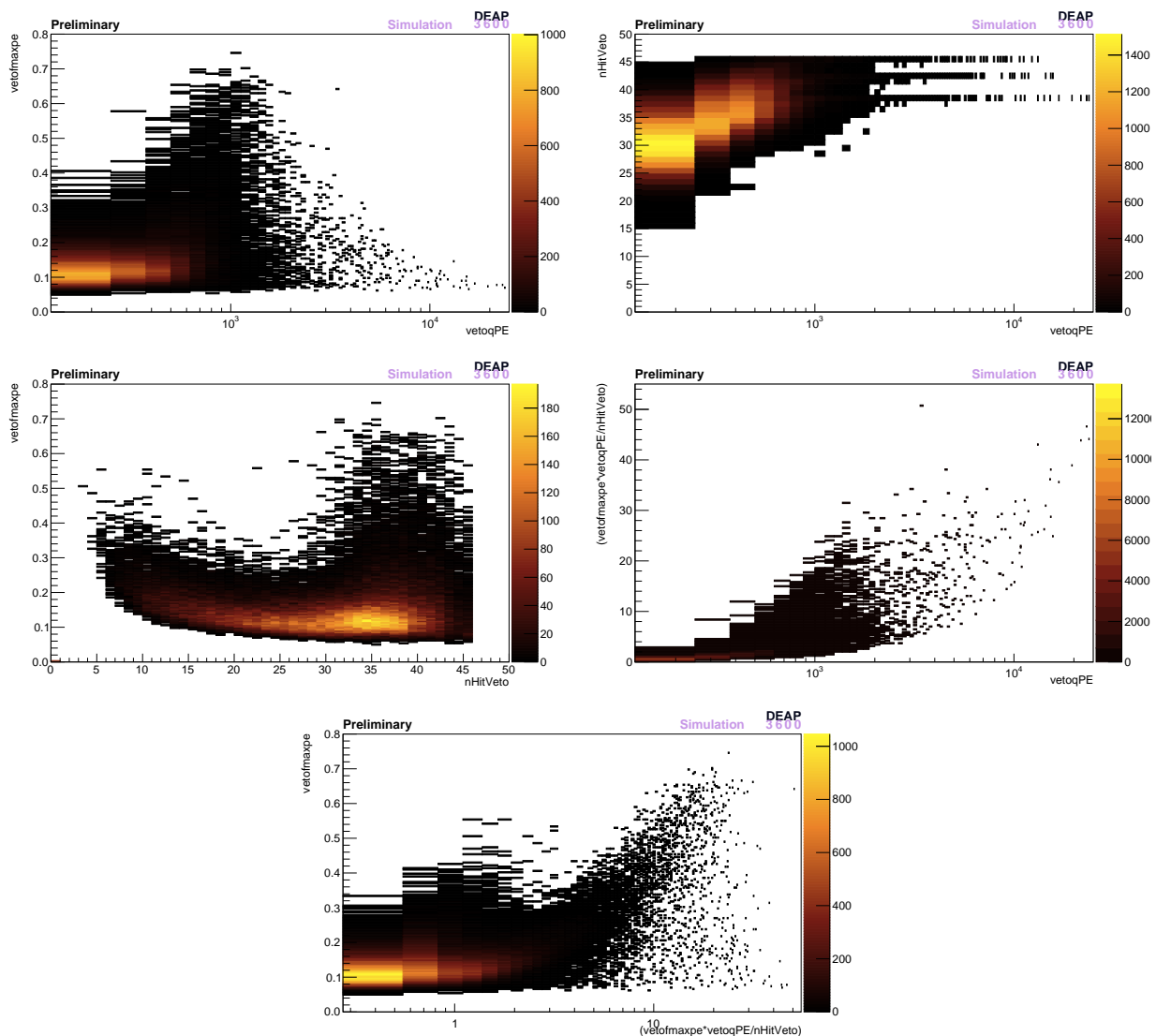


Рисунок 4.2 — Распределения, полученные с помощью Монте Карло.

ПРИЛОЖЕНИЕ В

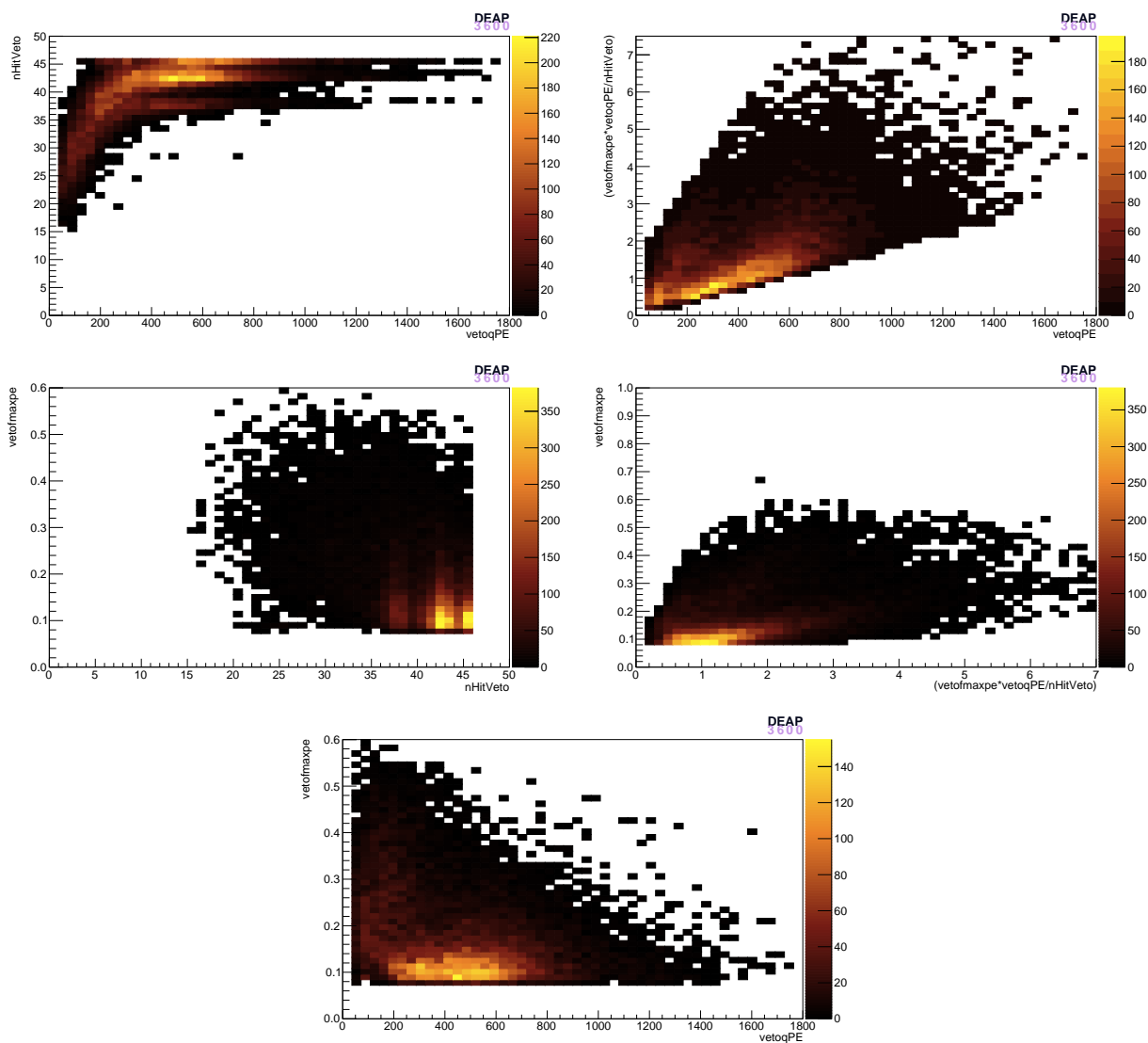


Рисунок 4.3 — Распределения, наблюдаемые в данных после применения высокоуровневых критериев отбора.

ПРИЛОЖЕНИЕ Г

Rate rebinned by 2 weeks

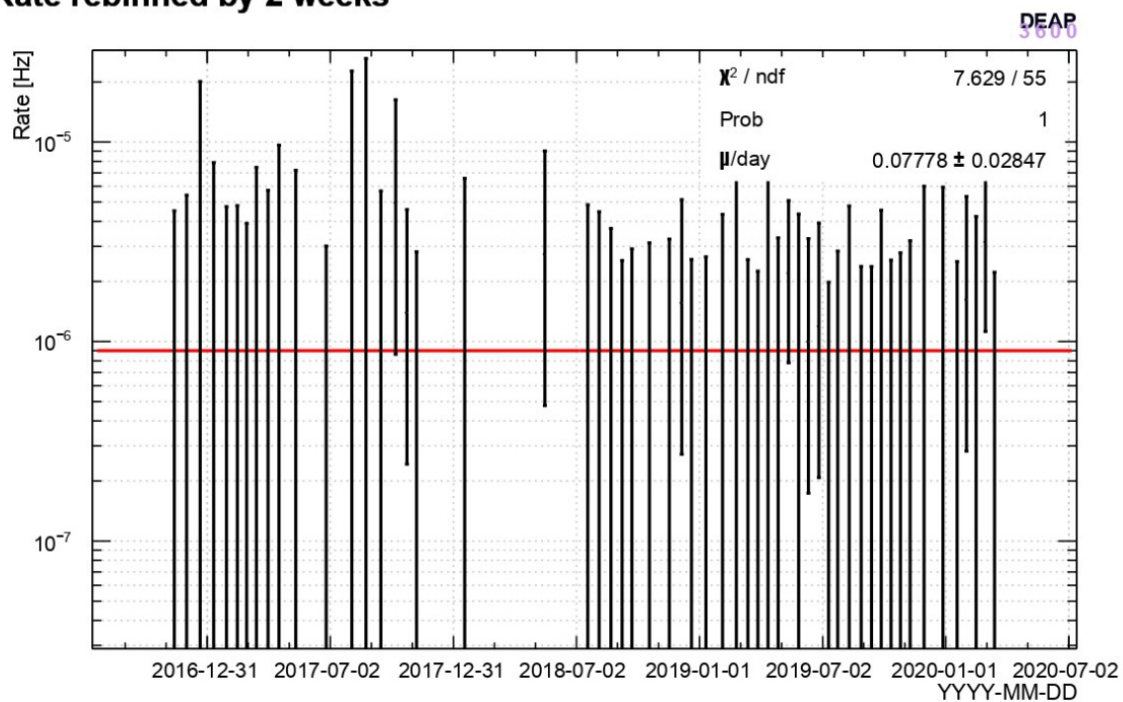


Рисунок 4.4 — Частота совпадений между мюонным вето и резервуаром с жидким аргоном при $\text{vetofmaxpre} < 0.08$.

Rate rebinned by 2 weeks

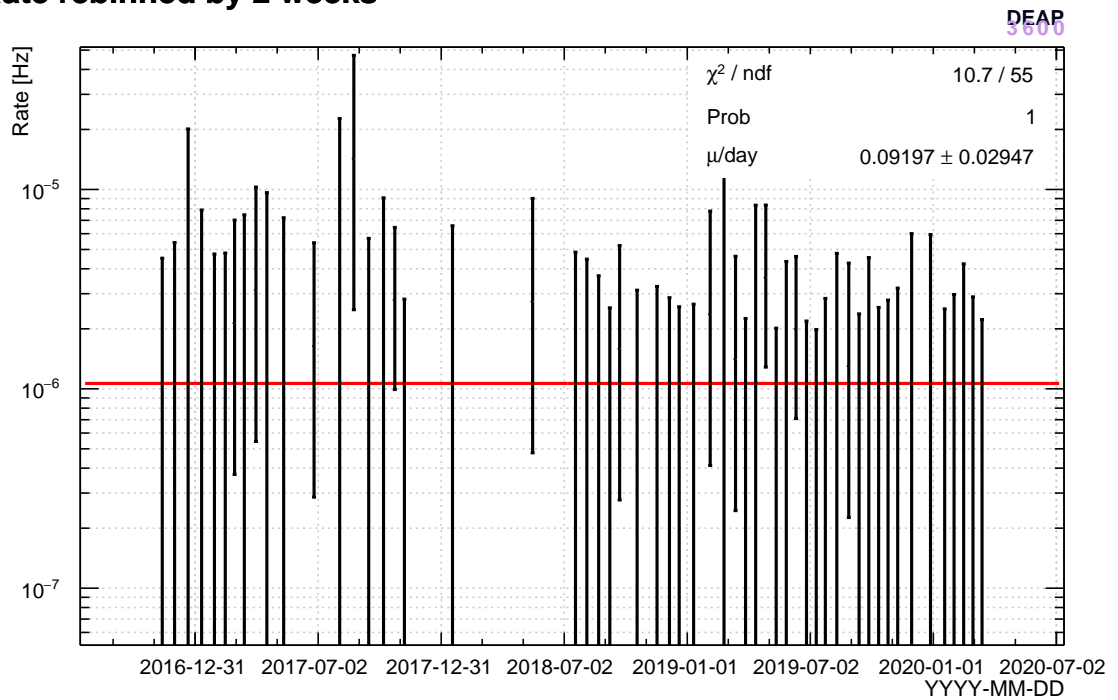


Рисунок 4.5 — Частота совпадений между мюонным вето и резервуаром с жидким аргоном при $\text{vetoOvershoot} > 1000$.

Rate rebinned by 2 weeks

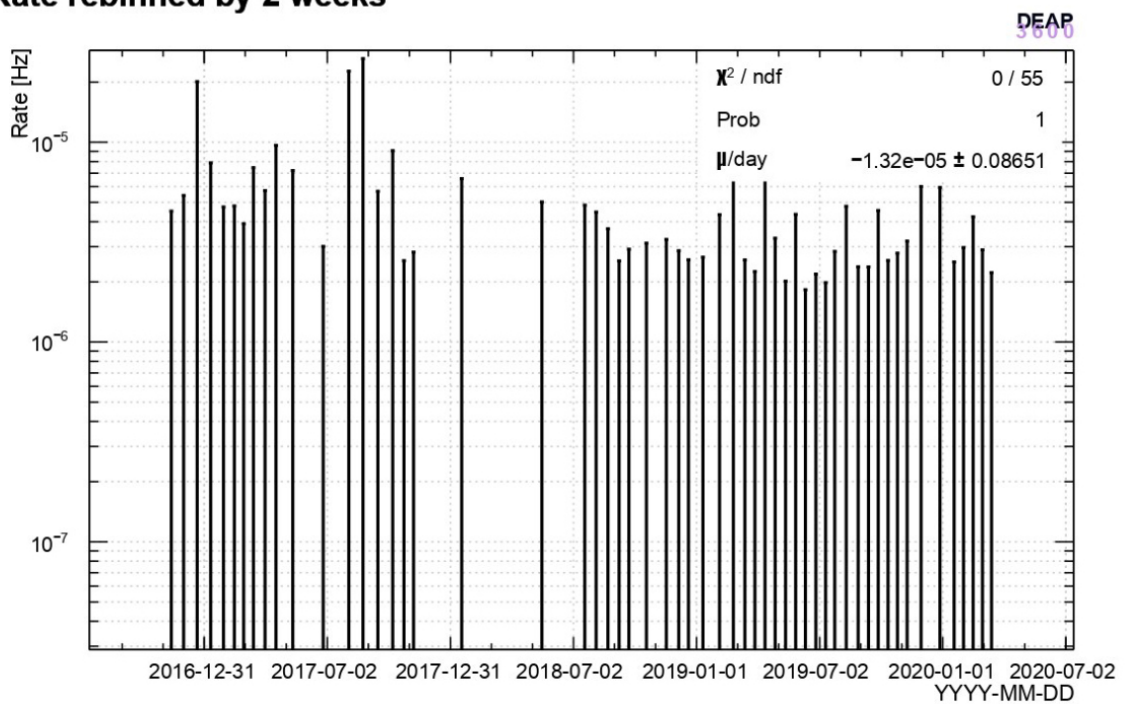


Рисунок 4.6 — Частота совпадений между мюонным вето и резервуаром с жидким аргоном при $\text{vetoQPE} < 50$.

Rate rebinned by 2 weeks

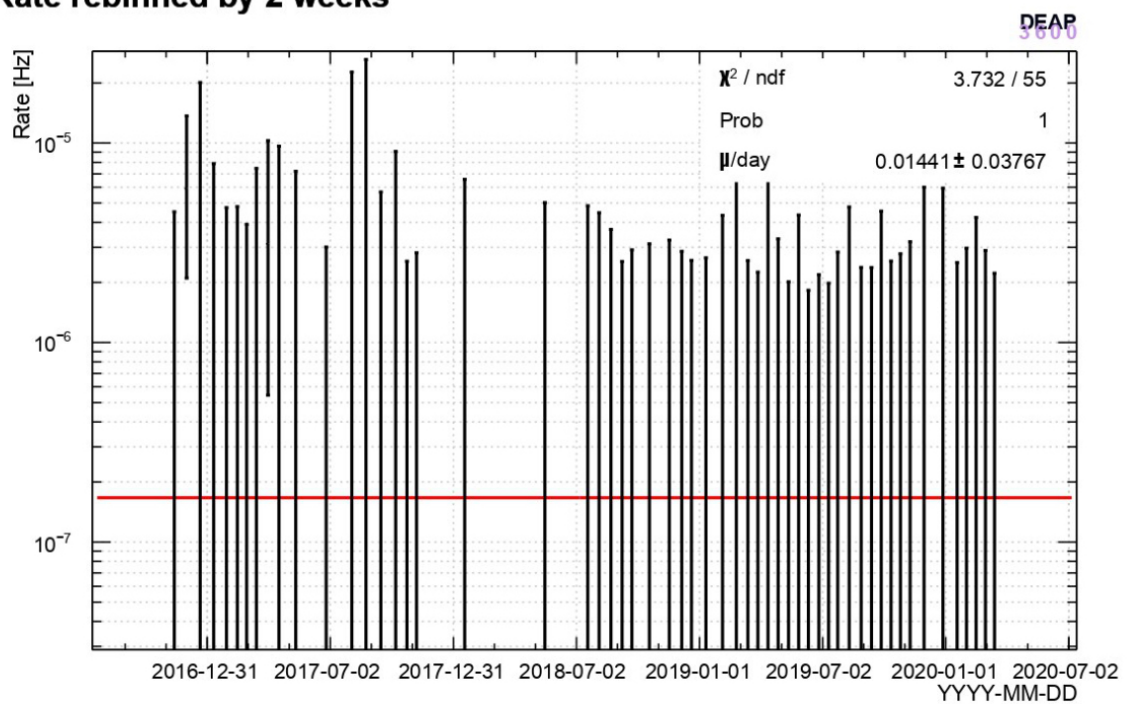


Рисунок 4.7 — Частота совпадений между мюонным вето и резервуаром с жидким аргоном при $(\text{vetofmaxpevetoqPE}/\text{nHitVeto}) > (0.01\text{vetoqPE} + 1.4)$.

ПРИЛОЖЕНИЕ Д

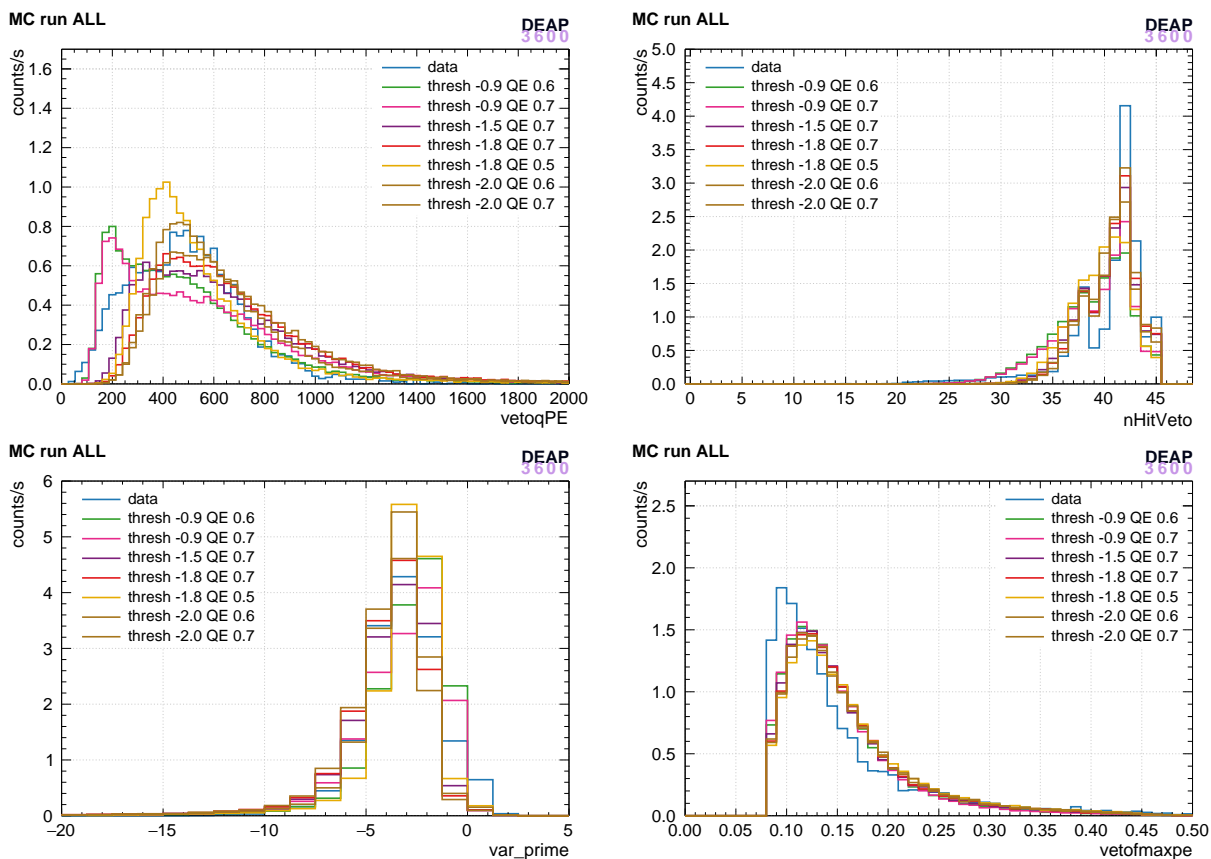


Рисунок 4.8 — Первый набор оптических параметров.

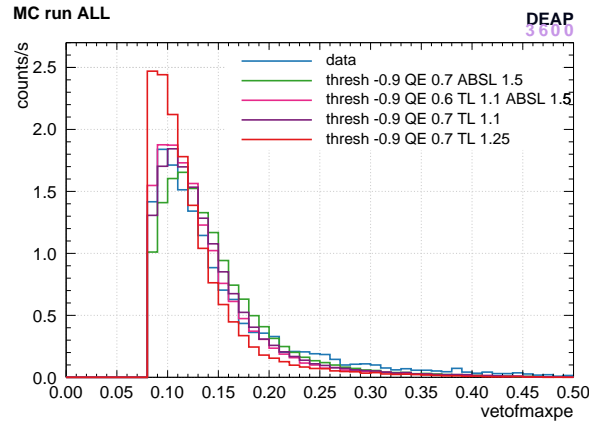
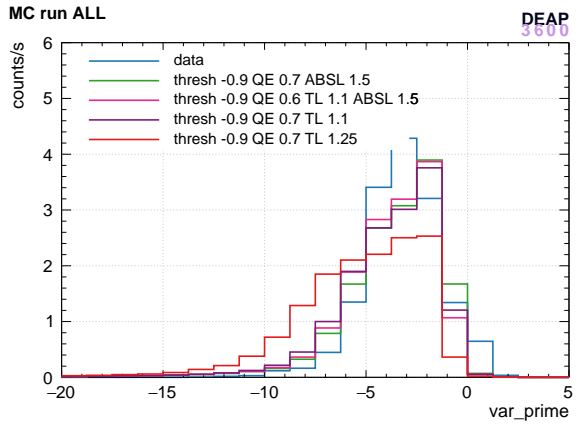
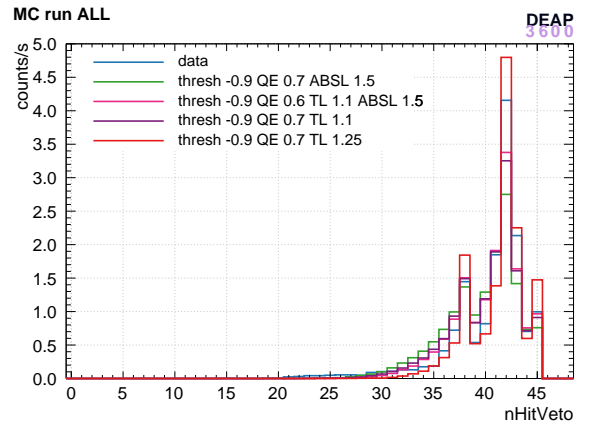
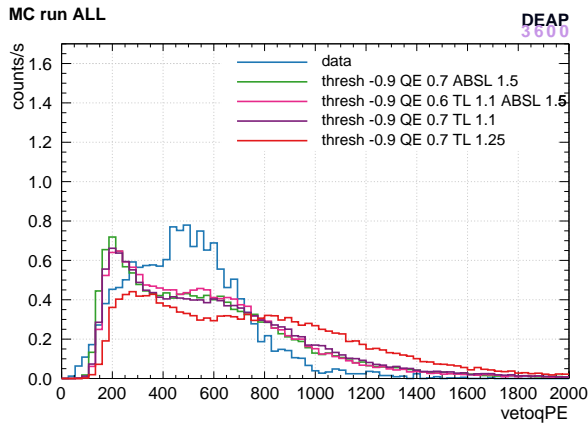


Рисунок 4.9 — Второй набор оптических параметров.

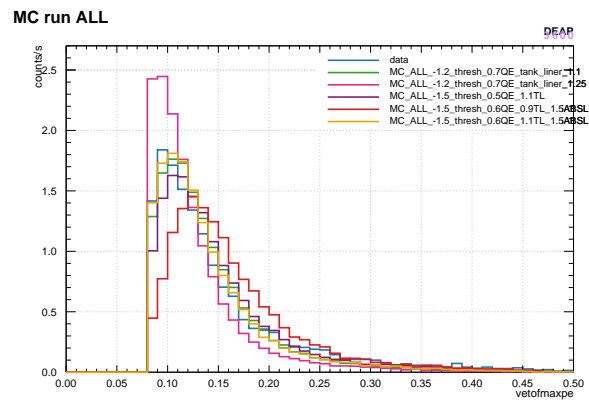
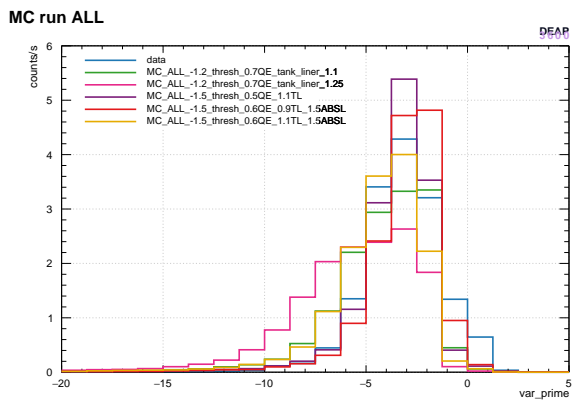
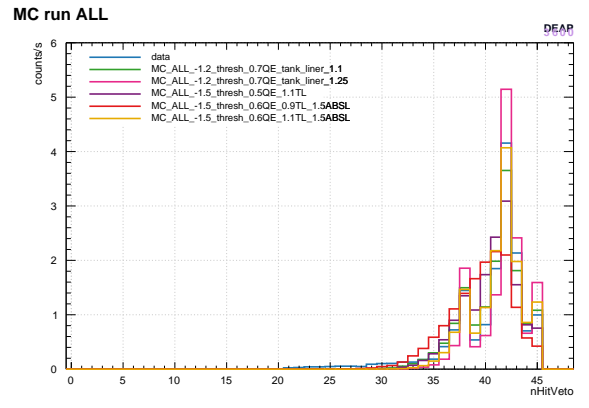
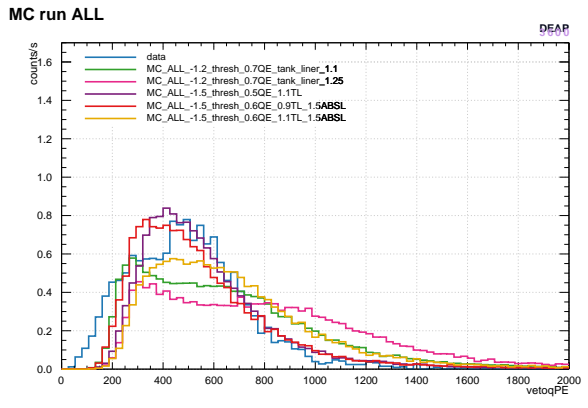


Рисунок 4.10 — Третий набор оптических параметров.

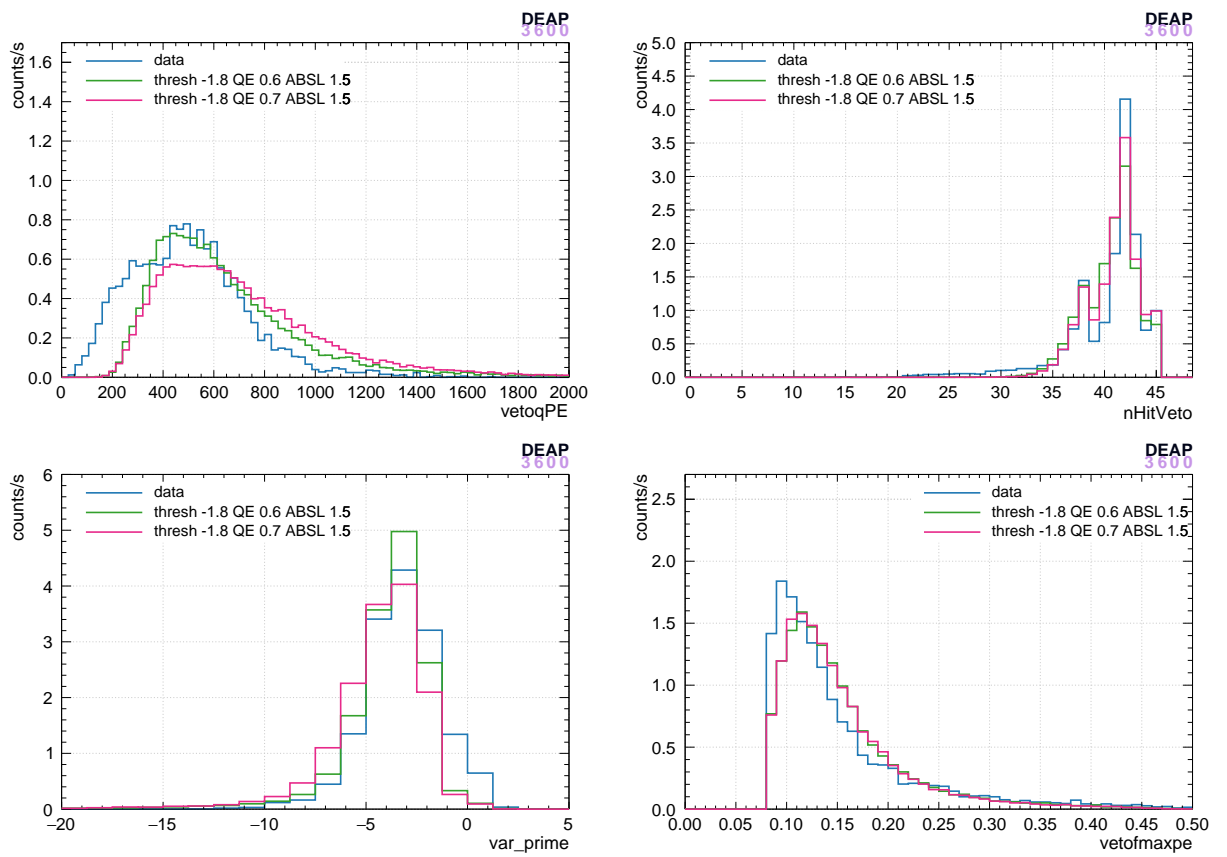


Рисунок 4.11 — Четвёртый набор оптических параметров.

ПРИЛОЖЕНИЕ Е

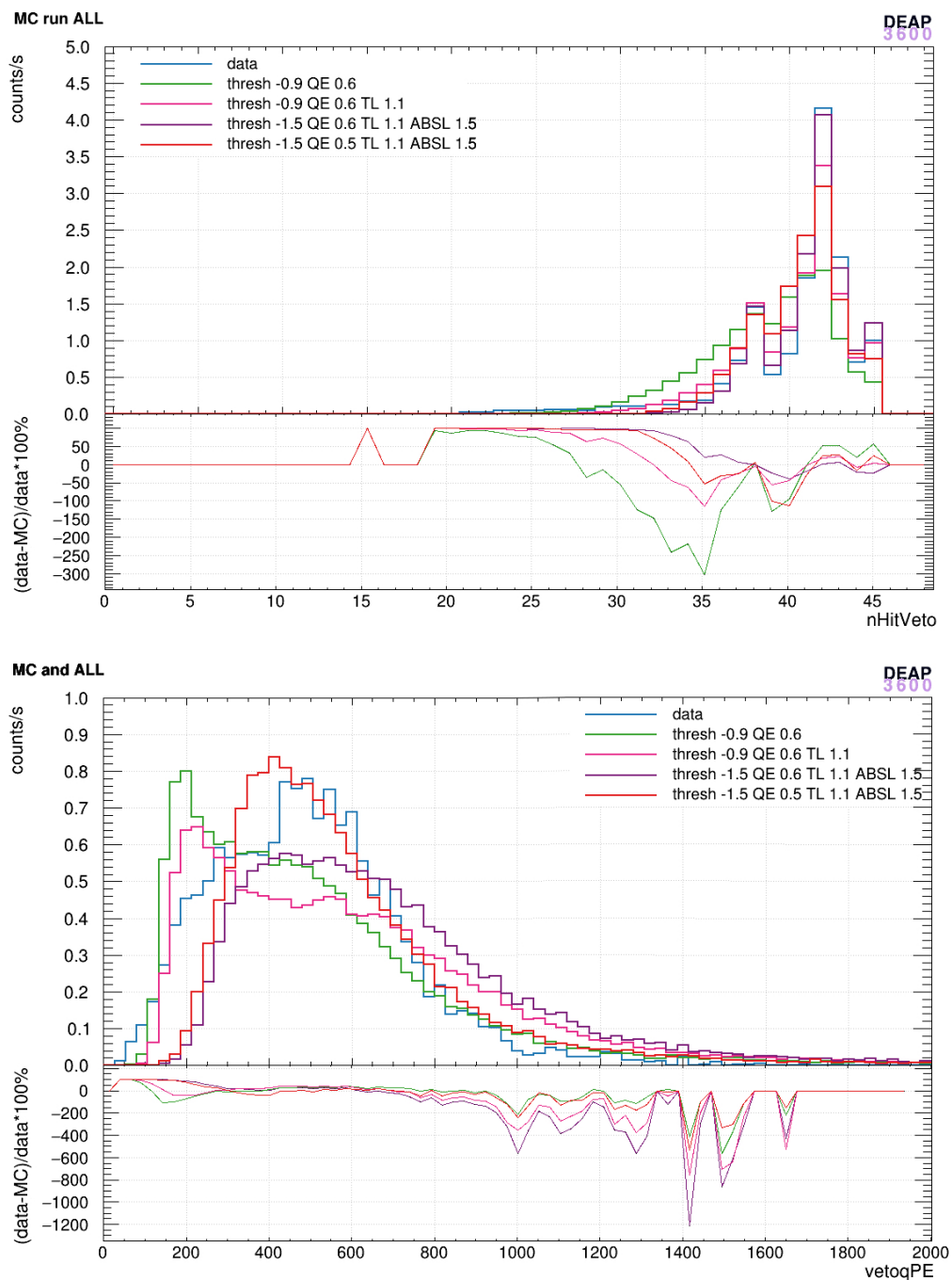


Рисунок 4.12 — Спектры для величины $nHitVeto$ (сверху) и $vetoqPE$ (снизу) для выбранных наборов оптических параметров.

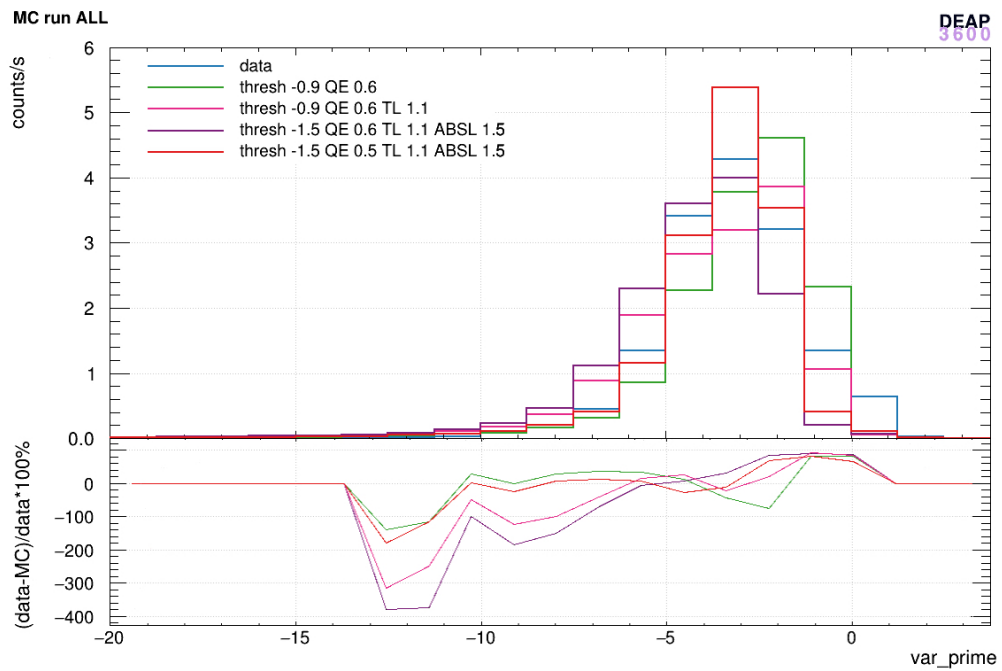
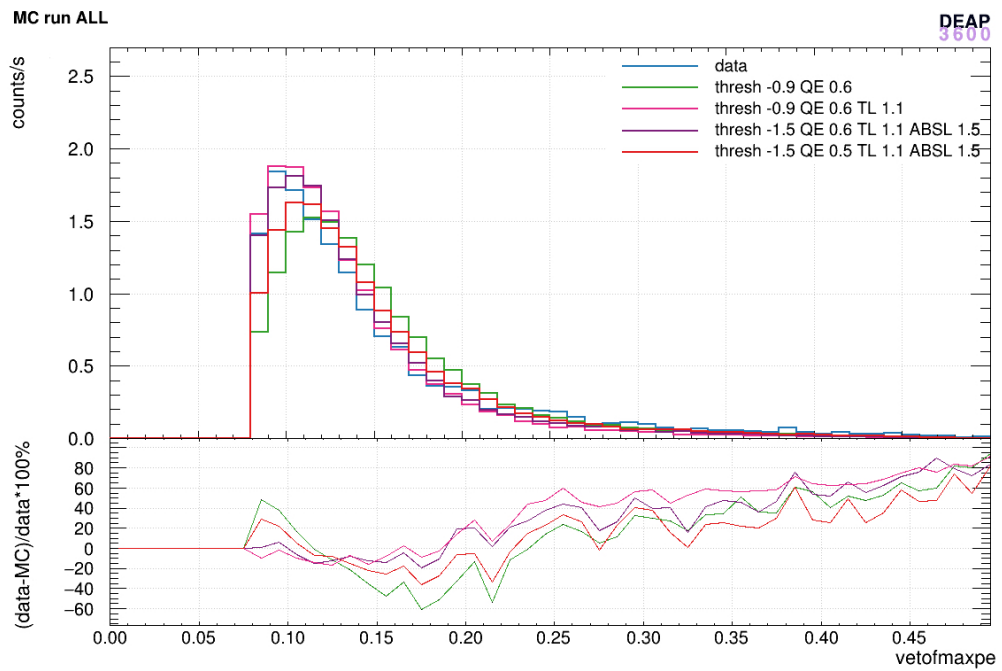


Рисунок 4.13 — Спектры для величины `vetofmaxpe` (сверху) и `var_prime` (снизу) для выбранных наборов оптических параметров.