

Федеральное Государственное Унитарное Предприятие  
Государственный Научный Центр Российской Федерации  
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики  
им. А. И. Алиханова

На правах рукописи

Заборов Дмитрий Николаевич

# Измерение потока атмосферных мюонов с помощью глубоководного нейтринного телескопа АНТАРЕС

Специальность 01.04.01 – Приборы и методы экспериментальной физики

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель –  
доктор физико-математических наук  
А. А. Ростовцев

Москва – 2010 г.

# Оглавление

<b>Введение</b>	<b>6</b>
<b>1 Происхождение и поток атмосферных мюонов</b>	<b>12</b>
1.1 Первичные космические лучи, их спектр и химический состав . . . . .	12
1.2 Взаимодействие космических лучей в атмосфере . . . . .	16
1.3 Поток атмосферных мюонов на уровне моря . . . . .	17
1.4 Распространение мюонов в среде . . . . .	18
1.5 Методы измерения потока атмосферных мюонов в подземных и подводных экспериментах . . . . .	19
1.6 Экспериментальные данные с подземных экспериментов . . . . .	20
1.7 Экспериментальные данные с подводных экспериментов . . . . .	20
1.8 Инструменты для моделирования потока атмосферных мюонов . . . . .	22
1.9 Обсуждение . . . . .	22
1.10 Выводы . . . . .	23
<b>2 Нейтринный телескоп АНТАРЕС</b>	<b>25</b>
2.1 Общее устройство детектора . . . . .	25
2.2 Оптические свойства воды . . . . .	26
2.3 Оптический модуль . . . . .	29
2.4 Модуль электроники . . . . .	32
2.5 Плата ARS . . . . .	34
2.6 Система сбора данных . . . . .	35
2.7 Система контроля . . . . .	36
2.8 Система синхронизации . . . . .	37
2.9 Средства калибровки . . . . .	37
2.9.1 Система LED Beacons . . . . .	38

2.9.2	Система Laser Beacons . . . . .	39
2.9.3	Система Internal LEDs . . . . .	39
2.10	Система динамического позиционирования . . . . .	40
2.11	Дополнительное оборудование . . . . .	40
2.12	Триггер . . . . .	41
2.13	Хранение и обработка данных . . . . .	42
2.14	Реконструкция событий . . . . .	42
2.15	Строительство и эксплуатация установки . . . . .	47
2.16	Калибровка детектора . . . . .	49
2.17	Первые результаты . . . . .	50
2.18	Выводы . . . . .	51
<b>3</b>	<b>Калибровка детектора АНТАРЕС с помощью <math>^{40}\text{K}</math></b>	<b>52</b>
3.1	Естественная радиоактивность морской воды . . . . .	52
3.2	Распад $^{40}\text{K}$ . . . . .	53
3.3	Вклад $^{40}\text{K}$ в фоновую скорость счета . . . . .	54
3.4	Сигнал совпадений от $^{40}\text{K}$ . . . . .	57
3.4.1	Ширина пика . . . . .	57
3.4.2	Положение пика . . . . .	59
3.4.3	Скорость счета совпадений . . . . .	59
3.4.4	Пьедестал . . . . .	60
3.5	Метод калибровки по $^{40}\text{K}$ . . . . .	60
3.6	Техническая реализация в АНТАРЕС . . . . .	61
3.6.1	Первые исследования на MLOM . . . . .	61
3.6.2	K40 триггер . . . . .	64
3.6.3	Организация процесса измерений . . . . .	67
3.6.4	Анализ данных . . . . .	67
3.7	Примеры . . . . .	69
3.8	Расчет чувствительности оптических модулей . . . . .	72
3.9	Поведение скоростей счета совпадений во времени . . . . .	74
3.10	Калибровка временных задержек . . . . .	85
3.10.1	Временные задержки между оптическими модулями . . . . .	85
3.10.2	Временные задержки между ARS . . . . .	89

3.11	Устойчивость к воздействию биоломинесценции . . . . .	90
3.12	Абсолютная нормализация и угловой акцептанс ОМ . . . . .	93
3.13	Место метода $^{40}\text{K}$ в эксперименте АНТАРЕС . . . . .	95
3.14	Выводы . . . . .	97
<b>4</b>	<b>Измерение потока атмосферных мюонов</b>	<b>98</b>
4.1	Сигнал совпадений от атмосферных мюонов . . . . .	98
4.2	Метод измерения . . . . .	100
4.3	Техническая реализация в АНТАРЕС . . . . .	101
4.4	Экспериментально наблюдаемый сигнал совпадений . . . . .	103
4.5	Сравнение с результатами Монте-Карло моделирования . . . . .	104
4.6	Частота счета на разных этажах детектора . . . . .	106
4.7	Коррекция на чувствительность этажей . . . . .	108
4.8	Применение коррекций . . . . .	111
4.9	Переход к единицам глубины . . . . .	114
4.10	Расчет отклика детектора . . . . .	117
4.10.1	Эффективная площадь . . . . .	117
4.10.2	Зависимость от энергии . . . . .	119
4.10.3	Угловая зависимость . . . . .	122
4.10.4	Множественность мюонов . . . . .	123
4.10.5	Формальное определение эффективной площади . . . . .	126
4.11	Поток мюонов как функция глубины . . . . .	127
4.12	Вертикальная интенсивность потока . . . . .	129
4.13	Сравнение с другими работами . . . . .	130
4.14	Обсуждение . . . . .	133
4.15	Модификации метода и его будущее . . . . .	134
4.15.1	Дальнейшее повышение точности измерений . . . . .	134
4.15.2	Модификации метода . . . . .	134
4.15.3	Возможность применения в других установках . . . . .	137
4.16	Применение межэтажных совпадений в алгоритмах триггера и рекон- струкции событий . . . . .	139
4.17	Выводы . . . . .	140

Заключение	143
Литература	145

# Введение

Атмосферные мюоны представляют собой разновидность вторичных космических лучей, т. е. частиц ионизирующего излучения, образующихся в атмосфере под действием частиц первичных космических лучей, бомбардирующих Земную атмосферу извне. Помимо мюонов и антимюонов поток вторичных космических лучей также включает в себя адронную и электронно-фотонную компоненты. Адронная компонента, однако, до поверхности Земли почти не доходит, превращаясь в мюоны, нейтрино и гамма-кванты. Электронно-фотонная компонента при условии наличия достаточной энергии может достигать поверхности Земли, однако не проникает под поверхность более чем примерно на 20 метров. Наибольшей проникающей способностью (не считая нейтрино) обладает мюонная компонента. Мюоны с энергией в несколько ТэВ обладают весьма небольшой ионизирующей способностью и, благодаря сравнительно большому времени жизни (с учетом ее релятивистского растяжения), способны проникать на глубины в несколько тысяч метров. Исследования атмосферных мюонов занимают важное место в физике космических лучей, разделе физики, находящемся на стыке физики высоких энергий и физики элементарных частиц и сыгравшем важную роль в развитии этих разделов физики. Стоит отметить, что открытия антиматерии (позитрона) и 2-го поколения лептонов (мюона) были сделаны именно при изучении космических лучей [1, 2, 3].

Величина потока атмосферных мюонов определяется характеристиками потока первичных космических лучей, в частности, их атомным составом и энергетическим спектром, а также физикой взаимодействия ядер и физикой распространения мюонов в веществе. В отличие от физики взаимодействия мюонов, особенности потока космических лучей и их взаимодействия при сверхвысоких энергиях пока остаются не вполне точно изученными в связи с определенными экспериментальными и теоретическими трудностями. Таким образом, измерения потока атмосферных мюонов в наше время представляют определенный интерес как с точки зрения физики космических лучей,

так и физики адронных взаимодействий, в частности физики тяжелых ионов и дифракционной физики. Кроме того, измерения потока атмосферных мюонов важны для экспериментов с нейтрино, в которых атмосферные мюоны являются важнейшим источником фона. В частности, знание потока мюонов необходимо для нейтринных телескопов, области экспериментальной техники, находящейся сейчас на сильном подъеме. Величина потока атмосферных мюонов используется для нормировки потока атмосферных нейтрино, которые образуются в тех же процессах в атмосфере, что и мюоны. Знание потока атмосферных нейтрино, в свою очередь, необходимо при поиске слабых источников космических нейтрино и диффузного потока нейтрино на фоне атмосферных нейтрино. Также оно важно для исследований осцилляций нейтрино, одной из наиболее динамично развивающихся областей физики частиц на данный момент. Таким образом, исследования потока атмосферных мюонов являются в настоящее время весьма актуальными.

Поток атмосферных мюонов измерялся в различных экспериментах, проводимых на разных высотах на поверхности Земли, а также в подземных и подводных экспериментах. Следует отметить, что величина потока и спектры атмосферных мюонов на различных глубинах и высотах определенным образом связаны между собой. Однако, чем больше глубина залегания экспериментальной установки, тем более высокие энергии первичных космических лучей играют основную роль. При этом мюоны низкой энергии отфильтровываются толщей среды, что снижает неопределенности, связанные с ростом дифференциального потока на низких энергиях и абсолютной калибровкой энергетической шкалы в эксперименте. Фактически, толща среды работает как хорошо откалиброванный фильтр мюонов высокой энергии (взаимодействие мюонов с веществом очень хорошо изучено). Таким образом, проведение измерений на различных глубинах позволяет снизить погрешности в описании потока мюонов и расширить энергетический диапазон.

В большинстве подземных и подводных экспериментов, регистрирующих мюоны, проводились или проводятся измерения интенсивности потока мюонов как функции угла. При этом угол, как правило, используется для определения т. н. эффективной глубины, т. е. толщины вещества (например, в единицах водного эквивалента), через которую должен пройти мюон чтобы быть зарегистрированным установкой под данным углом. Эффективная глубина равна реальной глубине для вертикально распространяющихся мюонов и растет с увеличением угла наклона траектории мюона. При больших

углах также вводятся дополнительные поправки на кривизну поверхности Земли и пр. В подземных экспериментах эффективная глубина зависит также от азимутального угла и рассчитывается на основе подробных картографических и геологических данных. Сложности рельефа, наличие пустот, флуктуации плотности и состава породы могут при этом вносить значительные погрешности в расчеты. Подводные эксперименты лишены данного недостатка. Однако, как в случае подземных, так и подводных экспериментов, при определении истинной зависимости интенсивности потока от угла требуется учет отклика детектора. Широко распространен подход, в котором распределение по углу представляется в виде гистограммы, а функция отклика детектора описывается матрицей. При этом недиагональные элементы матрицы отвечают за описание углового разрешения установки (а также учет многократного рассеяния мюонов). В общем случае такая процедура представляет собой разновидность процедуры деконволюции. Полученные значения интенсивности потока затем сопоставляются каждая своей эффективной глубине и пересчитываются в эквивалентную вертикальную интенсивность потока с учетом особенностей образования атмосферных мюонов в атмосфере (изначальная зависимость потока от угла и пр.). Подобные измерения проводились различными группами ученых, в частности коллаборациями DUMAND [4], Байкал [5], NESTOR [6], AMANDA [7], NEMO [8], а также ANTARES [9, 10]. Особенностью данных измерений является то, что каждое из них фактически проводится на одной глубине, но покрывает большой диапазон эффективных глубин. Полученные в таком измерении данные можно проинтегрировать, получив значение полного потока мюонов на глубине эксперимента. Примечательно, что различие в величине полного потока мюонов на различных глубинах в пределах отдельно взятой экспериментальной установки при этом обычно не наблюдается. В данной диссертации представлен отличный от вышерассмотренного метод измерения потока мюонов, который впервые позволил непосредственно наблюдать постепенное уменьшение потока мюонов с глубиной в пределах одной экспериментальной установки.

Нейтринный телескоп АНТАРЕС (англ. ANTARES) расположен в Средиземном море на глубине 2475 м в 40 км от г. Тулон (Франция) [11, 12]. Основой телескопа служит трехмерный массив из почти 900 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), работающих в режиме счета фотонов. Детектор занимает цилиндрический объем высотой около 350 м и диаметром около 200 м (см. рис. 1). Элементы детектора организованы в 12 вертикальных линий, каждая из которых имеет по 25 этажей. На этаже располагаются три



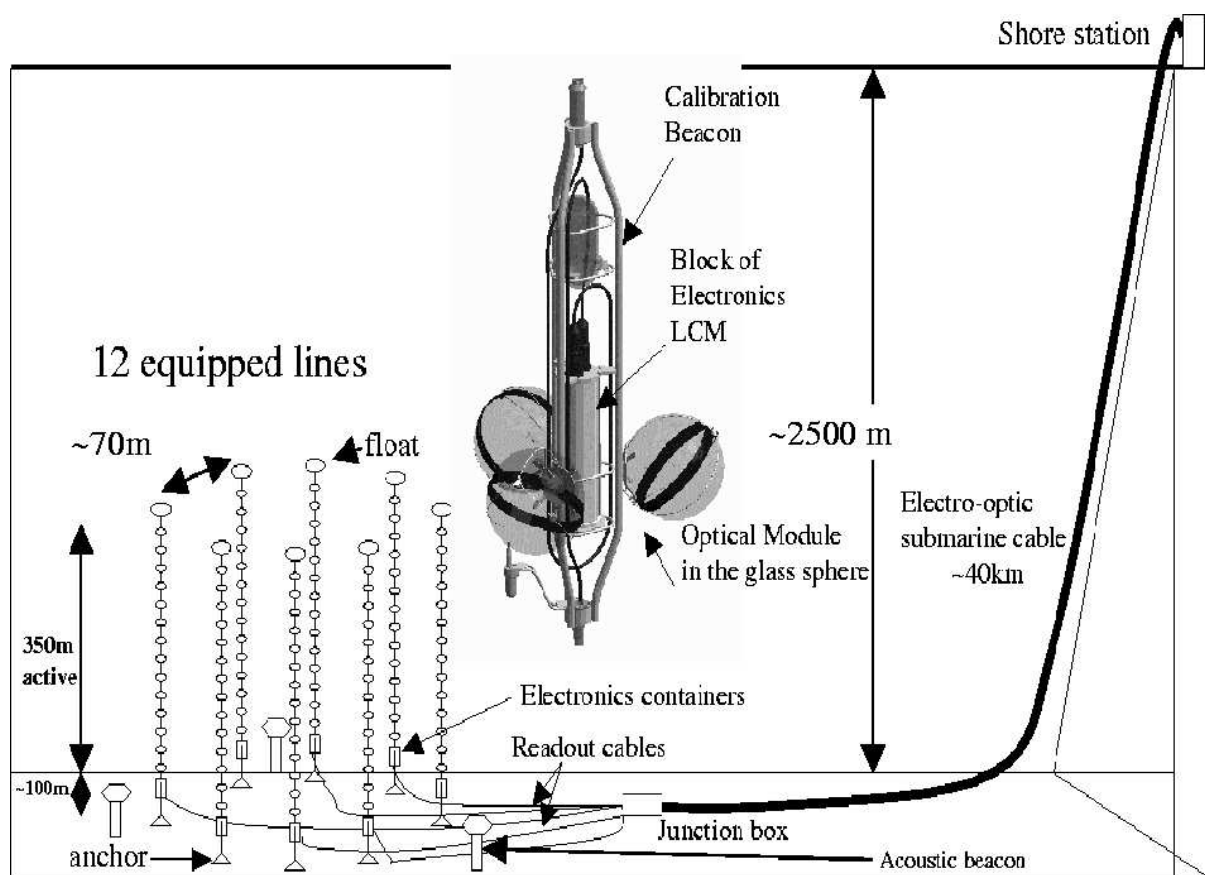


Рис. 1: Схематическое изображение детектора АНТАРЕС (для простоты показаны лишь 8 линий детектора из 12)

ФЭУ и контейнер с электроникой. Некоторые этажи также оснащены дополнительными устройствами для калибровки и динамического позиционирования элементов детектора.

Основной функцией детектора АНТАРЕС является регистрация мюонов, образующихся при взаимодействии нейтрино высоких энергий с веществом в пределах объема детектора или под ним. Регистрация производится по черенковскому свету мюонов и других продуктов реакции. Основным источником фона при регистрации нейтрино является нисходящий поток атмосферных мюонов. Поэтому детектор оптимизирован для регистрации мюонов, распространяющихся снизу вверх. Время регистрации импульсов различными ФЭУ используются для реконструкции направления движения мюона, которое при высоких энергиях тесно связано с направлением движения нейтрино, указывающим на его источник. Используя передовые алгоритмы реконструкции, возможно добиться углового разрешения около  $0,2^\circ$  при ТэВ энергиях нейтрино. Высо-

кая точность реконструкции достигается за счет хороших оптических свойств воды в месте расположения экспериментальной установки, а также за счет использования высокоточной электроники и средств калибровки в эксперименте. Оценка энергии мюона производится, используя длину реконструированного трека, а также количество света на единицу длины трека. Адронные ливни от взаимодействия всех типов нейтрино посредством нейтрального тока, а также взаимодействия электронного и тау-нейтрино посредством заряженного тока могут быть также зарегистрированы и реконструированы с помощью специальных алгоритмов.

Основными задачами эксперимента АНТАРЕС являются поиск источников нейтрино высоких энергий за пределами Солнечной системы, поиск т. н. темной материи (например, поиск потока нейтрино от аннигиляции нейтралино в Солнце) и поиск диффузного потока космических нейтрино. Также ведутся поиски разного рода экзотических явлений и частиц (магнитных монополей, нуклеаритов и пр.) и различные смежные исследования.

Детектор АНТАРЕС функционирует в частичной конфигурации с марта 2006 и в полной конфигурации с мая 2008 г. [12]. Первые результаты эксперимента опубликованы в [9] и [13].

Несмотря на большую глубину расположения детектора, через него проходит значительный поток атмосферных мюонов. Помимо прямого научного интереса (см. выше) измерения этого потока представляют интерес с точки зрения проверки работы установки и ее калибровки. В этой связи, измерение потока атмосферных мюонов является одной из первостепенных задач в эксперименте АНТАРЕС.

В данной диссертации представлен новый метод измерения потока мюонов, позволяющий наблюдать уменьшение потока с глубиной в пределах такой установки, как АНТАРЕС. Метод базируется на наблюдении коррелированных сигналов в соседних этажах детектора. Использование смежных этажей, находящихся на расстоянии 14,5 м друг от друга, ведет к энергетическому порогу около 4 ГэВ. Основными источниками фоновых импульсов являются черенковский свет от распадов  $^{40}\text{K}$  в морской воде и биолюминесценция [14]. Эффект атмосферных мюонов выделяется из фона случайных совпадений на статистической основе. Для подавления фона используется требование срабатывания двух ФЭУ на каждом из этажей. Скорость счета событий измеряется независимо на каждом из 24 уровней детектора с относительной точностью не хуже 5 %. Затем скорости счета переводятся в единицы потока мюонов исходя из знаний об

эффективности детектора.

Новизна данного подхода к измерению потока мюонов заключается в прямом использовании временных корреляций между импульсами и применении простых методов статистического анализа. Данный метод позволил измерить зависимость потока мюонов от глубины в эксперименте АНТАРЕС значительно более детально, чем позволяют классические методы измерения, применяемые в подобных установках. В диссертации приводятся результаты данного измерения, и делается сравнение с расчетом. Также проводится сравнение с результатами других экспериментов, для чего результаты приближенно переводятся в единицы вертикальной интенсивности потока. Сравнение указывает на удовлетворительное согласие полученных данных с другими измерениями.

В успехе проведенного измерения ключевую роль сыграла высокая точность калибровки чувствительности фотодетекторов в АНТАРЕС, достигнутая за счет применения метода калибровки по  $^{40}\text{K}$ . Данный метод калибровки также является новейшей авторской разработкой и применяется в нейтринных телескопах впервые. Метод основан на наблюдении коррелированных сигналов в пределах одного этажа детектора АНТАРЕС и использует естественную радиоактивность морской воды (распад  $^{40}\text{K}$ ). Метод позволяет вести мониторинг относительных чувствительностей фотодетекторов с точностью не менее 5 %, а также калибровать временные задержки.

Оба метода, калибровка по  $^{40}\text{K}$  и измерение потока мюонов, имеют между собой много общего в плане технической реализации и примененных методов анализа. Обе работы были впервые анонсированы в докладе на международной конференции ICATPP в 2007 г, а затем представлены вместе на конференциях Rencontres de Moriond в 2008 г. [15] и Ломоносовской конференции по физике элементарных частиц в 2009 г. [16, 17]. Результаты опубликованы в журналах *Astroparticle Physics* [13] и *Ядерная Физика* [18].

Материал разбит по главам следующим образом. В главе 1 даются общие сведения об атмосферных мюонах и измерениях их потока в подводных и подземных экспериментах. В главе 2 приводится описание экспериментальной установки АНТАРЕС. В главе 3 описывается методика калибровки детектора по  $^{40}\text{K}$  и приводятся примеры ее применения. В главе 4 описывается методика измерения потока мюонов, ее применение в АНТАРЕС и обсуждаются полученные результаты.

Автор выражает признательность Юргену Брунеру (Jürgen Brunner) и Мартину де Янгу (Maarten de Jong) за помощь и содействие, оказанные на определенных этапах этой работы.

# Глава 1

## Происхождение и поток атмосферных МЮОНОВ

Поток атмосферных мюонов неразрывно связан с потоком первичных космических лучей, которые неустанно бомбардируют атмосферу Земли. Поэтому, прежде чем переходить собственно к рассмотрению потока мюонов необходимо хотя бы вкратце рассмотреть характеристики первичных космических лучей. После такого краткого введения мы рассмотрим в общих чертах распространение мюонов в веществе до уровня расположения подземных и подводных экспериментов, и собственно результаты и особенности таких экспериментов. Нас, прежде всего, будет интересовать поток атмосферных мюонов ниже уровня моря, на глубине расположения эксперимента АНТАРЕС.

### 1.1 Первичные космические лучи, их спектр и химический состав

Космические лучи были открыты в 1912 г. австрийским физиком Р. Ф. Гессом, который в ходе эксперимента на аэростате с ионизационной камерой (электроскопом) обнаружил на высотах свыше 2000 м поток ионизирующего излучения, возрастающий с высотой. До развития ускорительной техники космические лучи служили единственным источником элементарных частиц высокой энергии. С их исследованиями связан ряд важных открытий в области физики частиц, в частности, открытие таких частиц, как позитрон и мюон [1, 2, 3].

Поток космических лучей в основном состоит из протонов, более тяжелых ядер,

электронов и позитронов. Гамма-лучи обычно не принято включать в понятие космических лучей. Наиболее многочисленны в космических лучах ядра водорода и гелия (примерно 90 % и 9 % соответственно). Доля ядер всех остальных элементов таблицы Менделеева составляет лишь около 1 %. Электроны и позитроны составляют незначительную часть потока космических лучей (менее 1 %) [1].

Энергетический спектр космических лучей простирается как минимум на 13 десятичных порядков, от  $10^8$  до  $10^{21}$  эВ (см. рис. 1.1). Прямые измерения спектра проводились в ходе многочисленных экспериментов на аэростатах и в космическом пространстве, а также в наземных экспериментах на высокогорьях. Во всем диапазоне измерений, начиная с  $10^{10}$  эВ, поток падает с ростом энергии, подчиняясь степенному закону с показателем от 2,7 до 3,0. Наиболее точно спектр промерен в области энергий до  $10^{14}$  эВ, в которой возможны прямые измерения. При более высоких энергиях размеры космических и стратостатных (или «балонных») экспериментов оказываются недостаточными. Поэтому основную роль в измерении спектра в диапазоне от  $10^{14}$  эВ и выше играют наземные эксперименты с широкими атмосферными ливнями (ШАЛ), в которых параметры потока первичных космических лучей измеряется косвенно (см., например, [19]).

При энергиях ниже 10 ГэВ поток космических лучей в основном обусловлен деятельностью Солнца, и потому зависит от уровня Солнечной активности. Космические лучи более высоких энергий имеют галактическое и внегалактическое происхождение. Их поток стабилен во времени и изотропен (по крайней мере, приближенно изотропен при энергиях ниже  $10^{19}$  эВ). Следует заметить, что несмотря на чрезвычайно широкий диапазон энергий, спектр космических лучей имеет лишь несколько особенностей, отличающих его поведение от простого степенного закона. Важнейшей чертой спектра является т. н. колено, представляющее собой излом спектра при  $E \approx 10^{15}$  эВ, где показатель наклона спектра меняется с 2,7 на 3,0. Этот излом может быть вызван выходом частиц высоких энергий из нашей Галактики или обусловлен природой источников космических лучей [1]. Считается, что в зоне излома меняется также состав космических лучей. Поскольку колено находится за пределами энергетического диапазона большинства экспериментов по прямому наблюдению космических лучей, то данные о химическом составе космических лучей в этом интересном диапазоне энергий весьма скудны и в основном опираются на данные косвенных наблюдений, подверженных различным систематическим погрешностям.

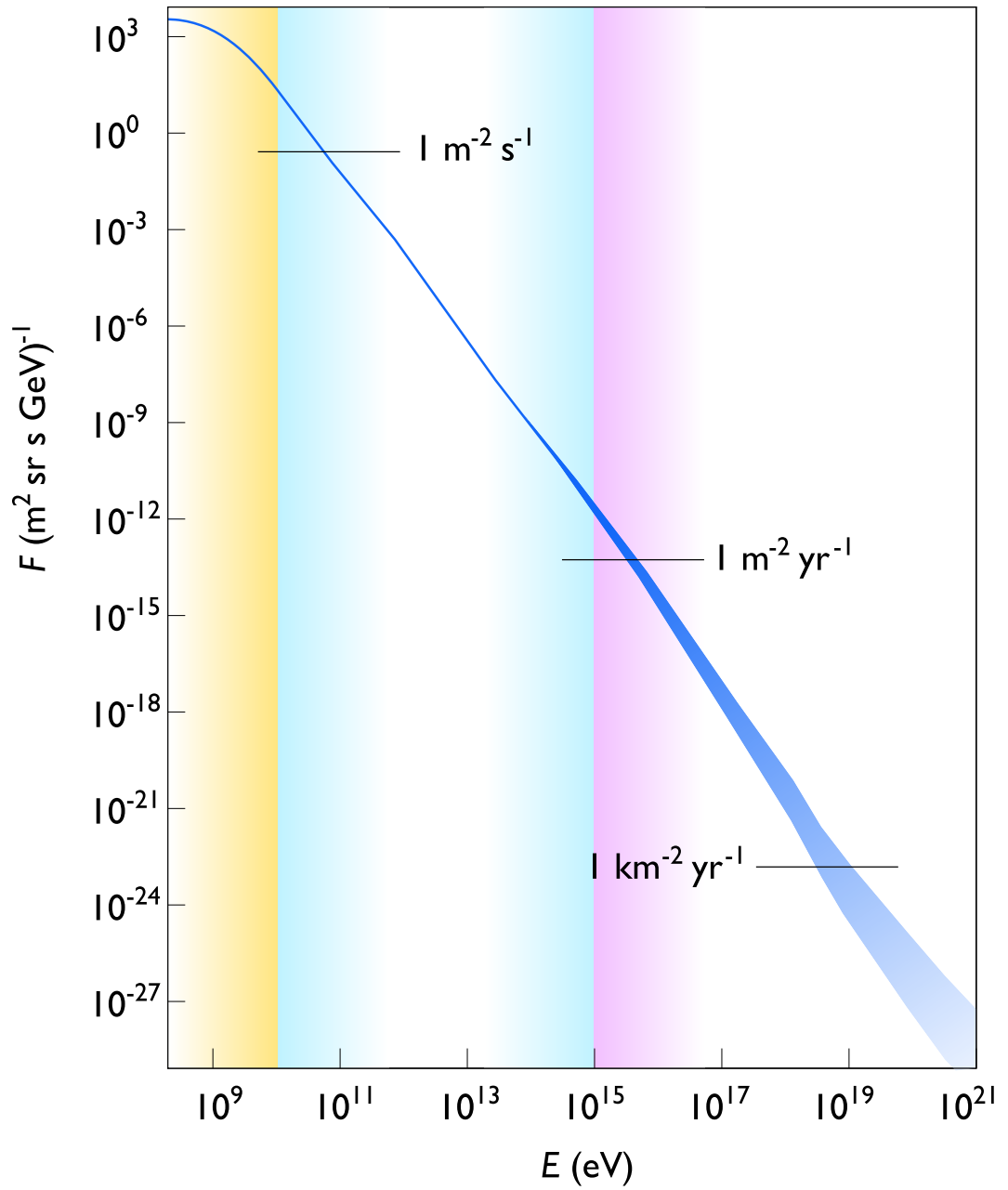


Рис. 1.1: Дифференциальный энергетический спектр космических лучей (график из [1])

Вопрос о происхождении космических лучей высоких энергий пока остается открытым. Предполагается, что основным источником космических лучей внутри нашей Галактики являются остатки сверхновых, где протоны и другие ядра могут ускоряться на ударных волнах. Однако прямая проверка этого предположения не представляется возможной по причине того, что космические лучи отклоняются в Галактическом магнитном поле и по приходу на Землю уже не указывают на свой источник. Считается, что наилучшим способом доказательства происхождения Галактических космических лучей является регистрация нейтрино высоких энергий, которые служат надежным индикатором «адронной активности» объекта. Поскольку большая часть нашей Галактики находится в южной части небесной сферы, для обнаружения большинства источников необходим нейтринный телескоп, расположенный в северном географическом полушарии (напомним, что нейтринный телескоп смотрит «сквозь Землю»). Наличие в спектре космических лучей с энергиями выше  $10^{18}$  эВ принято приписывать гипотетическим источникам, расположенным за пределами Галактики. Одним из основных типов таких источников, вероятно, являются ядра активных галактик. В пользу данной гипотезы говорят данные эксперимента AUGER [20]. Заметим, что вклад внегалактических источников в интегральный поток космических лучей, по всей видимости, крайне мал.

Для теоретического описания спектра и химического состава космических лучей применяются различные феноменологические модели. Широкое признание получила модель Никольского-Стаменова-Ушева [21] (далее – модель NSU), которая удовлетворительно описывает интегральный спектр первичных космических лучей в широком диапазоне энергий начиная с 1 ТэВ. Спектр в этой модели представляется в следующем виде:

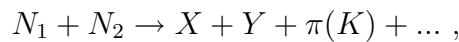
$$\Phi(\geq E_0) = \Phi_0 E_0^{-\gamma} \sum_A B_A \left(1 + \delta_A \frac{E_0}{A}\right)^{-\alpha}. \quad (1.1)$$

Здесь  $E_0$  – энергия частицы в ГэВ,  $F_0 = 1,16 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ ,  $\gamma = 1,62$ , и  $\alpha = 0,4$ . Величины  $\delta_A$  определяют положение колена для элементов с атомным весом  $A$ . Обычно устанавливают  $\delta_p = 6 \times 10^{-7}$  и  $\delta_{A \geq 4} = 10^{-5}$ . Химический состав космических лучей в этой модели обычно задается следующими значениями:  $B_1 = 0.40 (\pm 0.03)$ ,  $B_4 = 0.21 (\pm 0.03)$ ,  $B_{15} = 0.14 (\pm 0.03)$ ,  $B_{26} = 0.13 (\pm 0.03)$  и  $B_{51} = 0.12 (\pm 0.04)$ , где индекс указывает на одну из пяти стандартных групп элементов: водорода, гелия, группы CNO, группы Si-Mg и группы железа. Данная модель предсказывает увеличение доли тяжелых элементов при

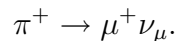
энергиях выше колена. Широкое распространение получила также модель, известная в англоязычной литературе как *poligonato model* [22]. Стоит отметить, что данная модель предсказывает на 20-30 % более низкий поток, чем модель NSU (для энергий выше 10 ТэВ/нуклон) [23]. Следует также отметить, что химический состав космических лучей хорошо известен лишь при энергиях ниже колена.

## 1.2 Взаимодействие космических лучей в атмосфере

Попадая в верхние слои атмосферы, космические лучи взаимодействуют с ядрами атомов атмосферных газов – азота, кислорода, и пр. В общем виде эту реакцию можно записать следующим образом:



где  $N_1$  и  $N_2$  – сталкивающиеся ядра,  $X$  и  $Y$  – результат столкновения ядер (остатки ядер), а троеточие указывает на наличие пионов, каонов и других частиц, способных образовываться в данной реакции. Распады пионов и каонов ведут к образованию мюонов и нейтрино. Например, при распаде положительно заряженного пиона



Подобные реакции служат основным источником, как атмосферных мюонов, так и атмосферных нейтрино.

Для теоретического описания взаимодействия космических лучей в атмосфере применяются различные физические модели. Практический расчет потока мюонов выполняется с использованием аналитических методов (как, например, в [24]) или, чаще, путем Монте-Карло моделирования. Широкое распространение получила программа CORSIKA [25], позволяющая моделировать процесс развития адронных ливней в атмосфере, образование потока атмосферных мюонов и распространение мюонов в атмосфере. Для описания адронных взаимодействий при этом часто используют модель QGSJET [26], удовлетворительно согласующуюся с данными различных экспериментов с космическими лучами. Важно отметить, что взаимодействие ядер при столь высоких энергиях, какие присутствуют в космических лучах, является недостаточно точно изученным, что нередко влечет за собой определенные систематические погрешности в интерпретации данных. Особенно это касается взаимодействия ядер тяжелых элементов при энергиях выше 1000 ТэВ, слабо изученных или недоступных для изучения на



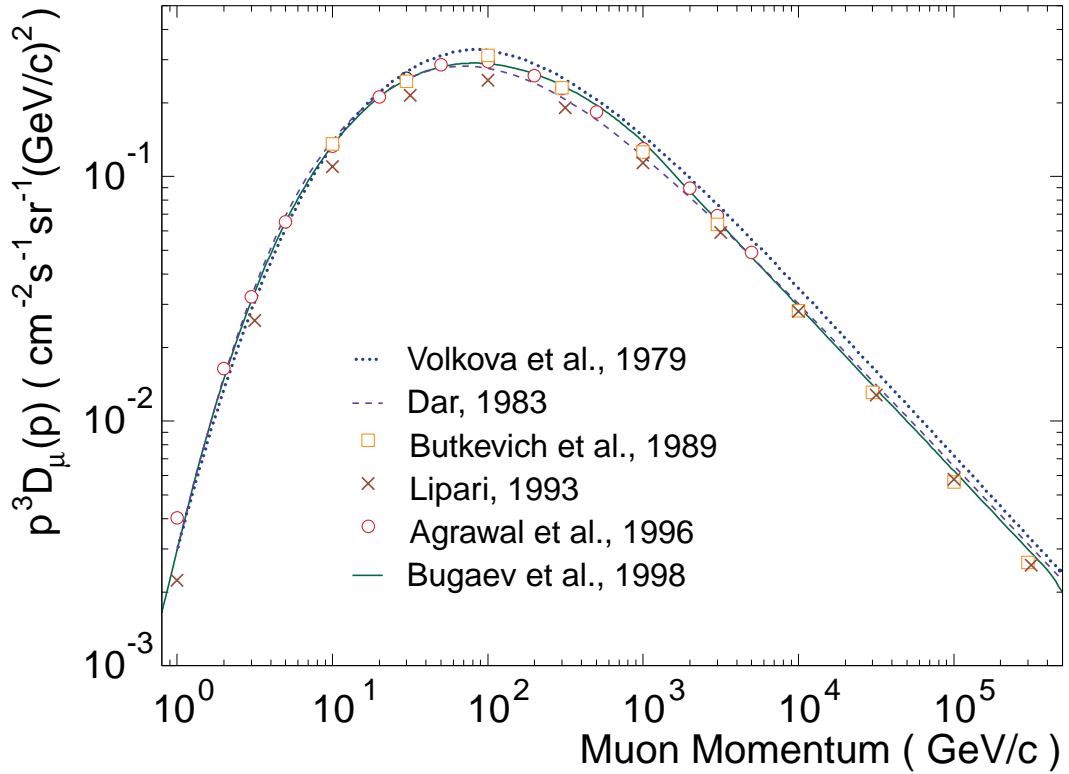


Рис. 1.2: Вертикальный дифференциальный спектр космических мюонов на уровне моря (без учета мюонов от распадов очарованных частиц). График из [24]

ускорителях. Известно, что использование модели QGSJET.01 ведет к более низким значениям потока мюонов, чем большинство других моделей (например, SIBYLL2.1 [27]).

### 1.3 Поток атмосферных мюонов на уровне моря

Полученные путем расчетов спектры атмосферных мюонов на уровне моря могут быть сопоставлены с результатами экспериментальных наблюдений (см. рис. 1.2). В большинстве случаев наблюдается согласие экспериментов с расчетами в пределах  $\pm 20\%$  [24, 28]. Следует отметить, что прямые измерения спектра мюонов, как правило, ограничены диапазоном энергий до  $\approx 1$  ТэВ. Поэтому данные по более высоким энергиям, которые имеют более прямое отношение к АНТАРЕС, в основном происходят из косвенных измерений или из подземных и подводных экспериментов.

## 1.4 Распространение мюонов в среде

Благодаря небольшому сечению взаимодействия и сравнительно большому (с учетом релятивистских эффектов) времени жизни, мюоны высоких энергий способны преодолевать многие километры до своей остановки и распада. Распад мюонов обычно происходит уже после остановки и в экспериментах с космическими лучами, как правило, не регистрируется, равно как и процесс захвата мюонов ядрами (для положительно заряженных мюонов).

Взаимодействие мюонов с веществом достаточно хорошо изучено и весьма точно описывается теорией. При энергиях ниже 1 ТэВ основным процессом, доминирующим потерю энергии мюоном, являются потери на ионизацию. При более высоких энергиях основную роль играют процесс образования  $e^+e^-$  пар, тормозное излучение и неупругое рассеяние на ядрах (фотоядерное взаимодействие). Погрешность при расчете потерь энергии мюоном составляет менее 3 % и обусловлена, в основном, описанием фотоядерных взаимодействий. Точность расчета потока мюонов в подземных экспериментах сильно зависит от знания структуры и химического состава горной породы, расположенной над местом эксперимента.

Для точного Монте-Карло моделирования распространения мюонов в веществе было разработано, как минимум, несколько программ. В настоящее время, одной из лучших считается программа MUSIC [29], включающая в себя моделирование всех значимых процессов потерь энергии, а также множественное рассеяние мюонов, что позволяет рассчитывать не только поток мюонов на различных глубинах, но и корректно моделировать пространственно-угловые корреляции в многомюонных событиях («мультимюоны»).

Зависимость потока атмосферных мюонов от глубины известна в англоязычной литературе как Depth Intensity Relation. Эта зависимость определенным образом связана со спектром мюонов на уровне моря, а также со спектром первичных космических лучей. Можно сказать, что в некотором смысле толща среды работает как ножницы по спектру, помогающие изучать спектры космических лучей. Детальное измерение потока атмосферных мюонов на различных глубинах считается одной из основных задач физики космических лучей. Заметим, что глубина 2000 м соответствует энергии мюона на уровне моря в несколько ТэВ, что, в свою очередь, соответствует энергии первичного ядра на уровне порядка 100 ТэВ на нуклон, т. е. чуть ниже колена [24].

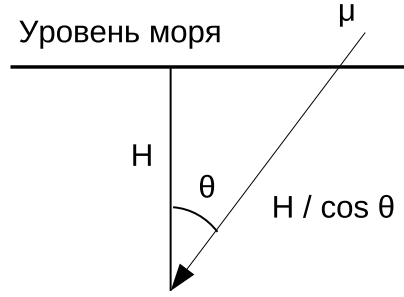


Рис. 1.3: Иллюстрация понятия эффективной глубины (см. текст)

## 1.5 Методы измерения потока атмосферных мюонов в подземных и подводных экспериментах

В подавляющем большинстве подземных и подводных экспериментов поток мюонов измеряется как функция угла. При этом размерами установки обычно пренебрегают, что для каждого отдельно взятого эксперимента соответствует измерению полного (интегрального) потока мюонов на одной глубине. Затем величина интенсивности потока под различными углами интерпретируется как зависимость вертикальной интенсивности потока от эффективной глубины (см. рис. 1.3). Эта процедура, иногда называемая процедурой вертикализации потока, в простейшем случае подводных экспериментов может быть приближенно представлена следующей формулой (без учета кривизны Земли):

$$I(h/\cos\theta, 0) = I(h, \theta) \cos\theta.$$

Здесь косинус зенитного угла  $\theta$  учитывает изначальную зависимость потока от угла при образовании мюонов, а под  $I(h, \theta)$  подразумевается интенсивность потока, измеряемая под углом  $\theta$  на глубине  $h$ . В общем случае, при проведении такого пересчета необходимо учитывать особенности детектора (зависимость эффективности от угла), среды (геологические данные для подземных экспериментов), и процессов образования мюонов в атмосфере (исходная зависимость потока мюонов от угла). В большинстве экспериментов поток мюонов интегрируется по энергиям (энергетический порог также может зависеть от угла). Также обычно делаются поправки на множественность мюонов (наличие многомюонных событий).

## 1.6 Экспериментальные данные с подземных экспериментов

Измерения вертикальной интенсивности потока мюонов проводились в многочисленных подземных экспериментах, большинство из которых, располагались на глубинах менее 2000 м. Среди экспериментов на больших глубинах следует выделить измерения, проведенные на сцинтилляционном телескопе Баксан [30, 31], а также эксперименты Kolar Gold Fields [32], Fréjus [33], MACRO [34] и LVD [35]. Большинство измерений согласуются с расчетами в пределах  $\pm 10\%$  [24]. Однако в отдельных случаях наблюдались систематические различия в нормализации потока и другие различия на уровне до 15 % и более [24]. Эти различия могут быть связаны с трудностями учета химического состава и структуры горных пород, существующими в подземных экспериментах.

## 1.7 Экспериментальные данные с подводных экспериментов

Многие трудности подземных экспериментов могут быть преодолены подводными (или подледными) экспериментами благодаря равномерности и хорошо известному составу и плотности среды в таких экспериментах. Измерения на больших глубинах проводились экспериментами DUMAND [4], Baikal [5], NESTOR [37, 6], AMANDA/IceCube [7, 36] и АНТАРЕС [9, 10]. Как и в случае большинства подземных экспериментов, эти измерения представляют собой измерения вертикальной интенсивности потока как функции угла. Наиболее детальными измерениями являются работы [5] и [7] (см. рис. 1.4). Данные подводных экспериментов обычно согласуются с расчетами в пределах  $\pm 10\%$  вплоть до глубин 6-7 км [24]. Это, однако, не исключает наличия, в определенных случаях, расхождений между данными различных экспериментов на уровне до 20 % и более [38]. Можно заметить, что объем данных с подводных экспериментов пока не настолько велик, как в случае подземных экспериментов. Эта ситуация, вероятно, может в скором времени измениться по мере развития нейтринных телескопов.

Поток мюонов, измеряемый в подводных экспериментах, обычно представляют как функцию глубины в единицах водного эквивалента (с учетом реальной плотности используемой среды). Данные с подземных экспериментов, с другой стороны, обычно

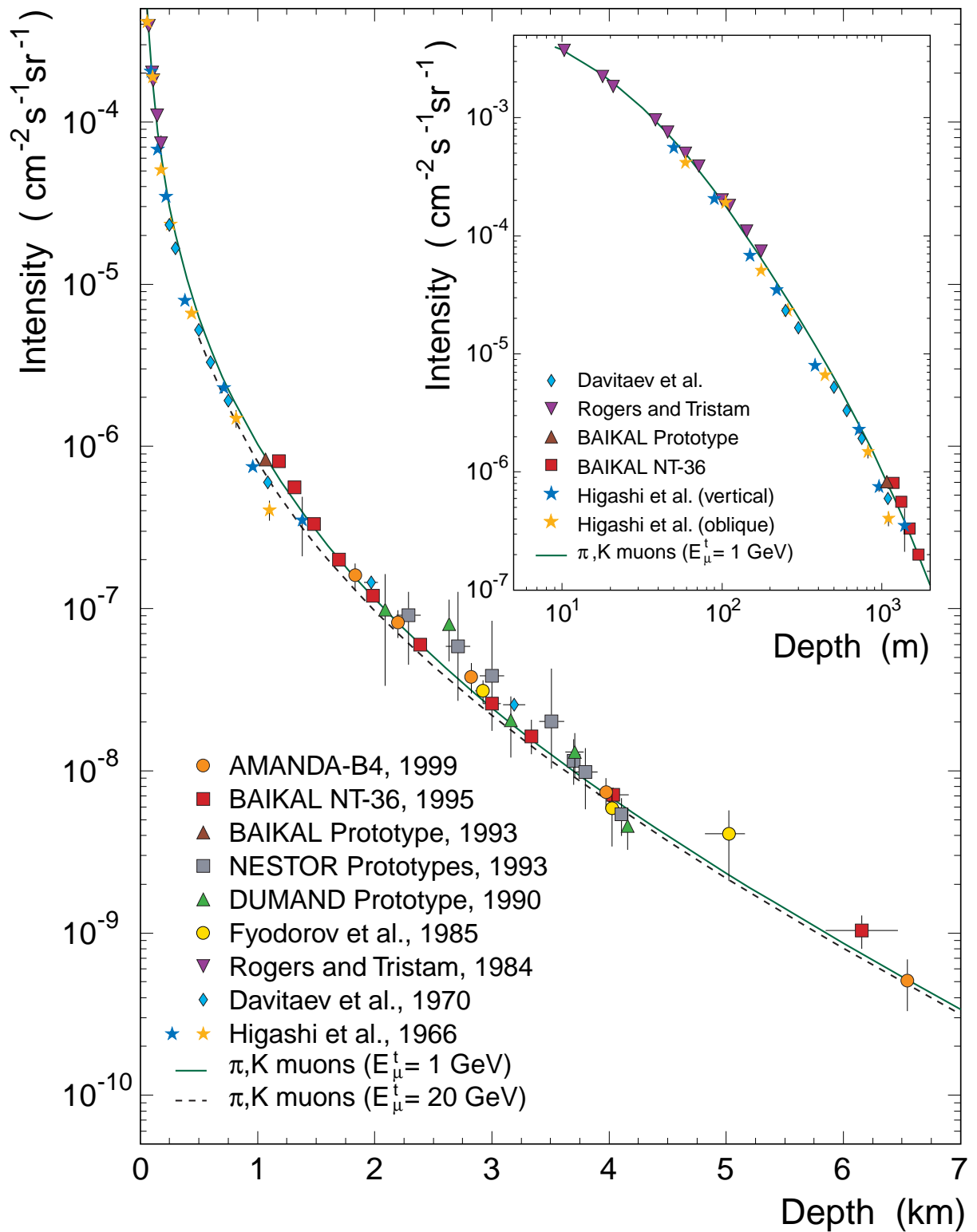


Рис. 1.4: Вертикальная интенсивность потока мюонов в подводных экспериментах (график из [24])

пересчитываются на метры «стандартной породы». Таким образом, сравнение данных подземных и подводных экспериментов требует определенной работы по пересчету глубины из одних единиц в другие с учетом особенностей потерь энергии мюонами в различных средах. Подобное сравнение проводилось различными авторами, в т.ч. и в АН-ТАРЕС [38]. Проведение такого сравнения не входит в задачи данной диссертации.

## 1.8 Инструменты для моделирования потока атмосферных мюонов

Наиболее точным методом расчета потока атмосферных мюонов является, по-видимому, полное моделирование образования и распространения мюонов методом Монте-Карло. Заслуженной популярностью в качестве инструментов моделирования пользуются вышеупомянутые программы CORSIKA [25] и MUSIC [29]. Альтернативным подходом является создание параметрических моделей для описания потока мюонов в определенном диапазоне глубин. Так, например, программа MUPAGE [39] позволяет моделировать поток мюонов на глубинах от 1,5 до 5 км. MUPAGE основана на параметризации данных полного моделирования потока мюонов [40] и детально проверена на соответствие данным эксперимента MACRO, включая распределения по множественности мюонов и пр. Поток мюонов в MUPAGE хорошо согласуется с результатами других расчетов, в частности, [24] и [41] (см. рис. 1.5).

## 1.9 Обсуждение

Несмотря на множество проведенных экспериментов, в описании потока атмосферных мюонов существуют значительные неопределенности, связанные с неопределенностями в описании спектра первичных космических лучей и описании взаимодействия адронов при высоких энергиях. В этих условиях представляется целесообразным комбинировать различные методы наблюдения и изучения первичных и вторичных космических лучей для получения наилучших результатов. В частности, развитию физики космических лучей должны способствовать новые прецизионные измерения потока атмосферных мюонов.

Поскольку атмосферные мюоны образуются в тех же процессах, что и атмосферные

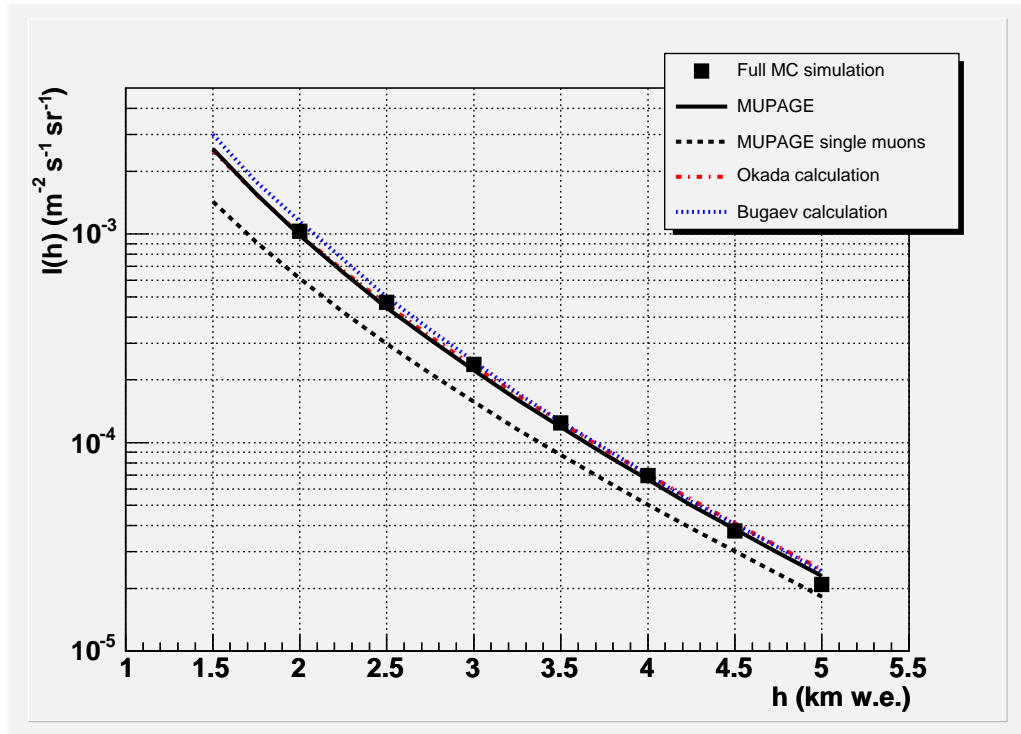


Рис. 1.5: Сравнение параметризации вертикальной интенсивности потока мюонов [40] с работами [24] и [41] (график из [40])

нейтрино, их поток может быть использован для нормализации потока нейтрино, тем самым позволяя обойти трудности, связанные с построением точных моделей взаимодействия ядер при высоких энергиях, необходимых для прямого расчета потока нейтрино. Данный факт служит одним из основных мотивирующих начал для проведения измерений потока мюонов во многих нейтринных экспериментах.

## 1.10 Выводы

Поток атмосферных мюонов формируется при взаимодействии частиц космических лучей с ядрами вещества атмосферы как результат слабых распадов образующихся вторичных частиц, в первую очередь пионов и каонов. Измерения потока атмосферных мюонов на различных глубинах представляют собой полезный инструмент для тестирования моделей адронных ливней и изучения первичных космических лучей, включая их спектр и химический состав. В частности, для уточнения физических моделей может быть весьма полезным сопоставление данных подводных и подземных экспериментов с данными по спектру мюонов на уровне моря. Также знание потока атмосферных

мюонов очень полезно при расчете потока атмосферных нейтрино, знание которого абсолютно необходимо в экспериментах по поиску космических нейтрино. Поэтому измерениям потока атмосферных мюонов в нейтринных телескопах уделяется большое внимание.

Измерения потока атмосферных мюонов проводились в различных по своему устройству и глубине залегания экспериментах. Методики расчета потока мюонов также представляются на настоящий момент весьма хорошо развитыми. Тем не менее, между данными различных экспериментов и расчетами нередко наблюдаются разногласия на уровне до 20 % и более. Особо следует отметить небольшую пока роль подводных экспериментов в исследованиях космических лучей. Возможности подводных экспериментов не ограничены трудностями, характерными для экспериментов, проводимых под землей, и вероятно, могли бы внести более заметный вклад в исследование потока атмосферных мюонов. В частности, интерес представляет диапазон глубин более 2000 м, где значительный вклад в поток мюонов обусловлен энергиями космических лучей в районе колена. В этой связи, проведение новых прецизионных измерений потока атмосферных мюонов представляется важной для развития физики космических лучей задачей.



## Глава 2

# Нейтринный телескоп АНТАРЕС

Данная глава посвящена описанию эксперимента АНТАРЕС (англ. ANTARES, от *Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch*). Приводятся общие сведения об устройстве этой глубоководной установки, принципе работы и основных задачах эксперимента. Основное внимание уделяется аспектам, имеющим непосредственное отношение к теме диссертации.

### 2.1 Общее устройство детектора

АНТАРЕС представляет собой черенковский детектор больших размеров, установленный на глубине 2475 м на дне Средиземного моря у берегов Франции, в 40 км от г. Тулон (42°48'N 6°10'E) [11, 12]. Детектор построен из вертикальных структур, называемых линиями, каждая из которых закреплена на дне якорем и поддерживается в вертикальном положении за счет плавучести специального буя, расположенного на ее верхнем конце, и собственной плавучести контейнеров с элементами детектора. Полная конфигурация экспериментальной установки включает 12 основных линий и одну короткую «инструментальную» линию, предназначенную для калибровки и мониторинга параметров среды (см. п. 2.11). Каждая из основных линий детектора включает в себя 25 этажей, расположенных с шагом 14,5 м по длине электромеханического кабеля начиная с высоты 100 м над дном (см. рис. 2.1). Кабель обеспечивает механическую прочность, распределение электропитания и обмен данными по оптоволокну. Полная длина линии составляет около 450 м. Этаж включает в себя три фотоэлектронных умножителя (ФЭУ). Для защиты от внешнего давления ФЭУ помещаются в специальные

стеклянные контейнеры сферической формы, где также располагаются вспомогательные элементы. Данные сферы, называемые оптическими модулями (ОМ), размещаются на этаже как показано на рис. 2.2. Также на этаже располагается модуль электроники, производящий оцифровку импульсов с ФЭУ. Некоторые этажи оснащены дополнительными устройствами, предназначенными для калибровки (см. п. 2.9) и акустического позиционирования (см. п. 2.10). Также каждый этаж оснащен цифровым компасом и наклономером для мониторинга ориентации этажа в пространстве. Во избежание коррозии большинство элементов конструкции детектора выполнены из титана. Линии детектора устанавливаются на дне на расстоянии около 60 м друг от друга. Каждая линия подключается отдельным кабелем к узлу-распределителю (Junction Box), также установленному на дне моря. Узел-распределитель, в свою очередь, соединен с берегом электрооптическим кабелем. Кабельная система обеспечивает подачу электропитания на элементы детектора, обмен данными с берегом (сбор данных, управление детектором и контроль параметров) и синхронизацию элементов детектора. Вся установка содержит в общей сложности почти 900 оптических модулей.

## 2.2 Оптические свойства воды

Морская вода выполняет в эксперименте АНТАРЕС две роли: массивной мишени для нейтрино и черенковского радиатора. Чтобы служить хорошим проводником для черенковского света, испускаемого продуктами взаимодействия нейтрино, вода должна обладать высокой прозрачностью в диапазоне длин волн синего света и ближнего ультрафиолета. Проведенные в месте расположения детектора измерения показывают, что вода глубинных слоев Средиземного моря обладает превосходной прозрачностью. Так, измерения, проведенные в 1997 – 2000 гг., показали, что при длине волны 473 нм длина поглощения света достигает  $\lambda_{abs} = 60 \pm 10$  м [42]. Это близко к значениям, полученным группами ученых DUMAND [43] и NESTOR [44] и примерно в три раза больше чем в Байкал [45]. Измерения также показали, что эффективная длина рассеяния света достигает 260 м (на длине волны 473 нм), что лишь немногим ниже максимального теоретически возможного значения для чистой воды.<sup>1</sup> Стабильность оптических параметров воды была оценена на уровне  $\pm 15\%$ . Недавние измерения, проведенные с помощью

---

<sup>1</sup>Эффективная длина рассеяния определяется как  $\lambda_{sct}^{eff} = \lambda_{sct} / (1 - |\cos \theta|)$ , где  $\lambda_{sct}$  – средняя длина рассеяния, а  $|\cos \theta|$  – средняя величина косинуса угла рассеяния.

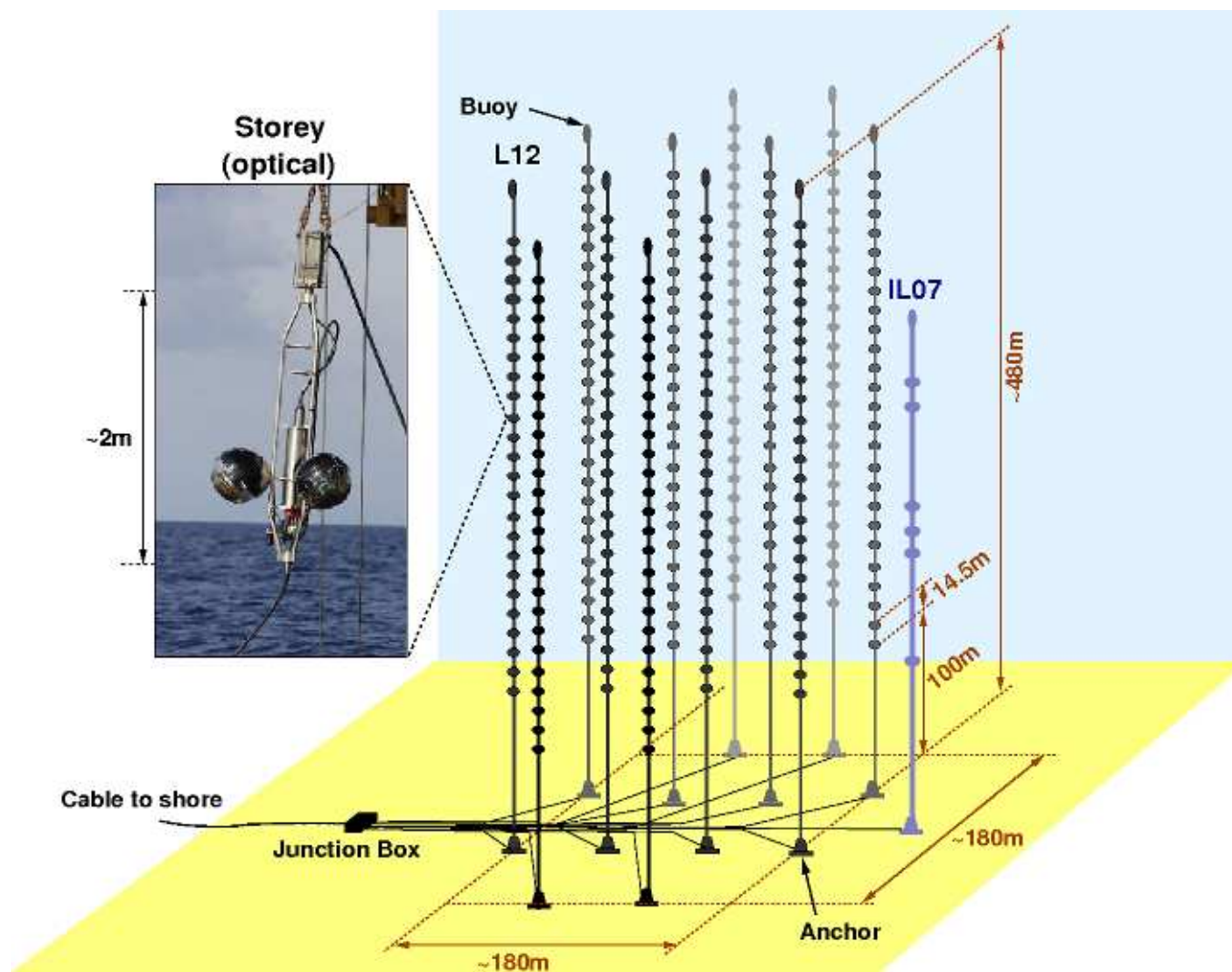


Рис. 2.1: Схема глубоководной установки АНТАРЕС (см. текст)

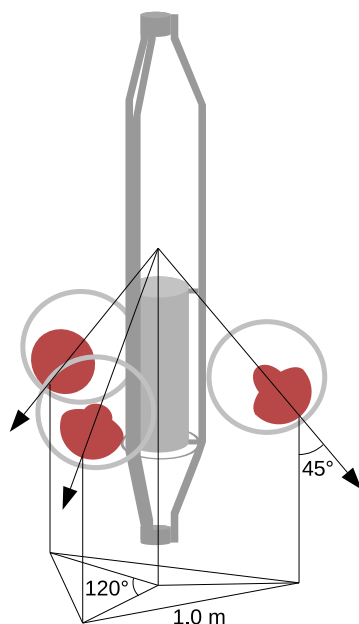


Рис. 2.2: Схематический вид одного из этажей детектора АНТАРЕС. Оптические модули располагаются под углом  $120^\circ$  друг к другу и направлены под углом  $45^\circ$  вниз. Расстояние между центрами фотокатодов ФЭУ составляет 1,0 м

устройств LED Beacons (см. п. 2.9.1), подтверждают этот вывод, давая значение для длины поглощения света около 55 м [46]. Большая длина поглощения и очень слабое рассеяние света делают Средиземноморскую воду превосходной средой для создания нейтринных телескопов, позволяя достичь высокой эффективности регистрации нейтрино и непревзойденного углового разрешения.

Коэффициент преломления света в морской воде в месте расположения АНТАРЕС составляет 1,3499 (на 460 нм). Скорость распространения черенковского света (групповая скорость света) была измерена экспериментально в месте расположения установки для двух длин волн. Для синего света она составила  $0,2185 \pm 0,0015$  м/нс (на 472,5 нм) [42], что хорошо согласуется с теоретическим расчетом.

Подводная среда характеризуется естественным световым фоном. Основными источниками света на больших глубинах являются радиоактивные распады  $^{40}\text{K}$  (см. главу 3) и биолюминесценция живых организмов. В отличие от радиоактивного фона, уровень биолюминесцентной активности подвержен сильным колебаниям во времени (см. п. 2.15)



Рис. 2.3: Оптический модуль АНТАРЕС (фотография)

## 2.3 Оптический модуль

Оптический модуль (ОМ) представляет собой высокочувствительный датчик света и является базовым элементом детектора АНТАРЕС [47]. Основным компонентом оптического модуля является фотоэлектронный умножитель Hamamatsu R7081-20 [48] (см. рис. 2.3 и 2.4). Данная модель ФЭУ имеет полусферический фотокатод диаметром 253 см (10 дюймов), выполненный на основе из боросиликатного стекла. Фотокатод обеспечивает квантовую эффективность до 23 %, и чувствителен к свету в диапазоне от 300 до 600 нм (см. рис. 2.5). Четырнадцать динодов обеспечивают коэффициент усиления на уровне выше  $10^8$  при напряжении более 1400 В (номинальное напряжение составляет около 1800 В). Время нарастания импульса на аноде составляет 4,5 нс, полное транзитное время – около 80 нс. Типичный разброс транзитного времени ФЭУ соответствует  $\sigma_{TTS} = 1,3$  нс [49]. Р/V отношение достигает значения 2,8 [49], что позволяет использовать ФЭУ в режиме счета фотонов. Вероятность наблюдения вторичных импульсов (англ. afterpulses и delayed pulses) составляет менее 10 % [49]. Собственная темновая скорость счета ФЭУ составляет около 1 кГц [49, 47]. В целом, основными особенностями этой модели ФЭУ являются большой диаметр фотокатода, быстрый временной отклик, высокая стабильность и низкий темновой ток.

Для защиты от внешнего давления (более 200 атм.) служит стеклянный контейнер, состоящий из двух полусфер. Внешний диаметр сферы составляет 43,2 см (17 дюймов), а толщина – 15 мм. Материалом служит низкоактивное боросиликатное стекло, имею-

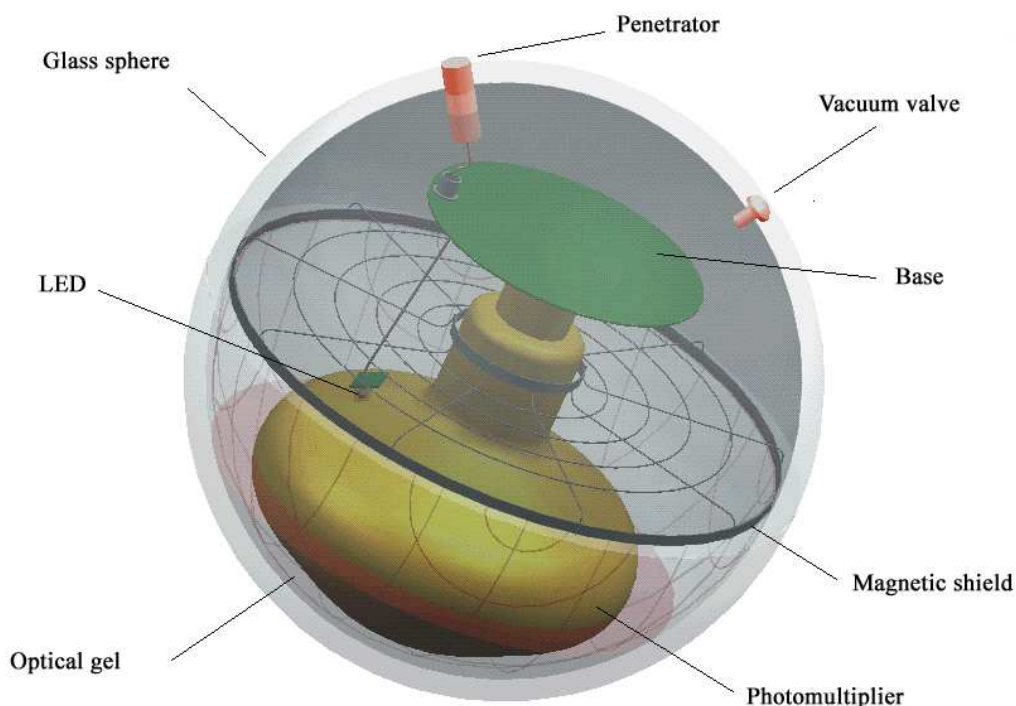


Рис. 2.4: Внутреннее устройство оптического модуля

шее коэффициент преломления 1,47. Поглощение света в сфере не превышает 5 % (при  $\lambda > 350$  нм). ФЭУ приклеивается к сфере специальным силиконовым гелем, обладающим коэффициентом преломления 1,404 и длиной поглощения света более 60 см (при  $\lambda > 400$  нм).

Необходимое для ФЭУ напряжение питания вырабатывается схемой, расположенной внутри ОМ, и управляемой через блок электроники (см. п. 2.4). Заявленная стабильность напряжения питания составляет  $10^{-4}$ , т. е. напряжение стабильно в пределах  $\pm 0,2$  В. Также внутри сферы размещается светодиод для проведения калибровки (см. п. 2.9.3). Задняя по отношению к ФЭУ половина сферы выкрашена в черный цвет и снабжена проходником для кабеля и вакуумным клапаном.

В месте расположения детектора АНТАРЕС магнитное поле Земли имеет амплитуду около 44 мкТл. Лабораторные опыты показывают, что поле с такой величиной магнитной индукции способно снижать чувствительность ФЭУ на 10 % и более, а также ухудшать временное и амплитудное разрешение. Для экранирования магнитного поля в оптическом модуле АНТАРЕС имеется дополнительный компонент – магнитный экран. Магнитный экран представляет собой сетку из специального сплава, обладаю-

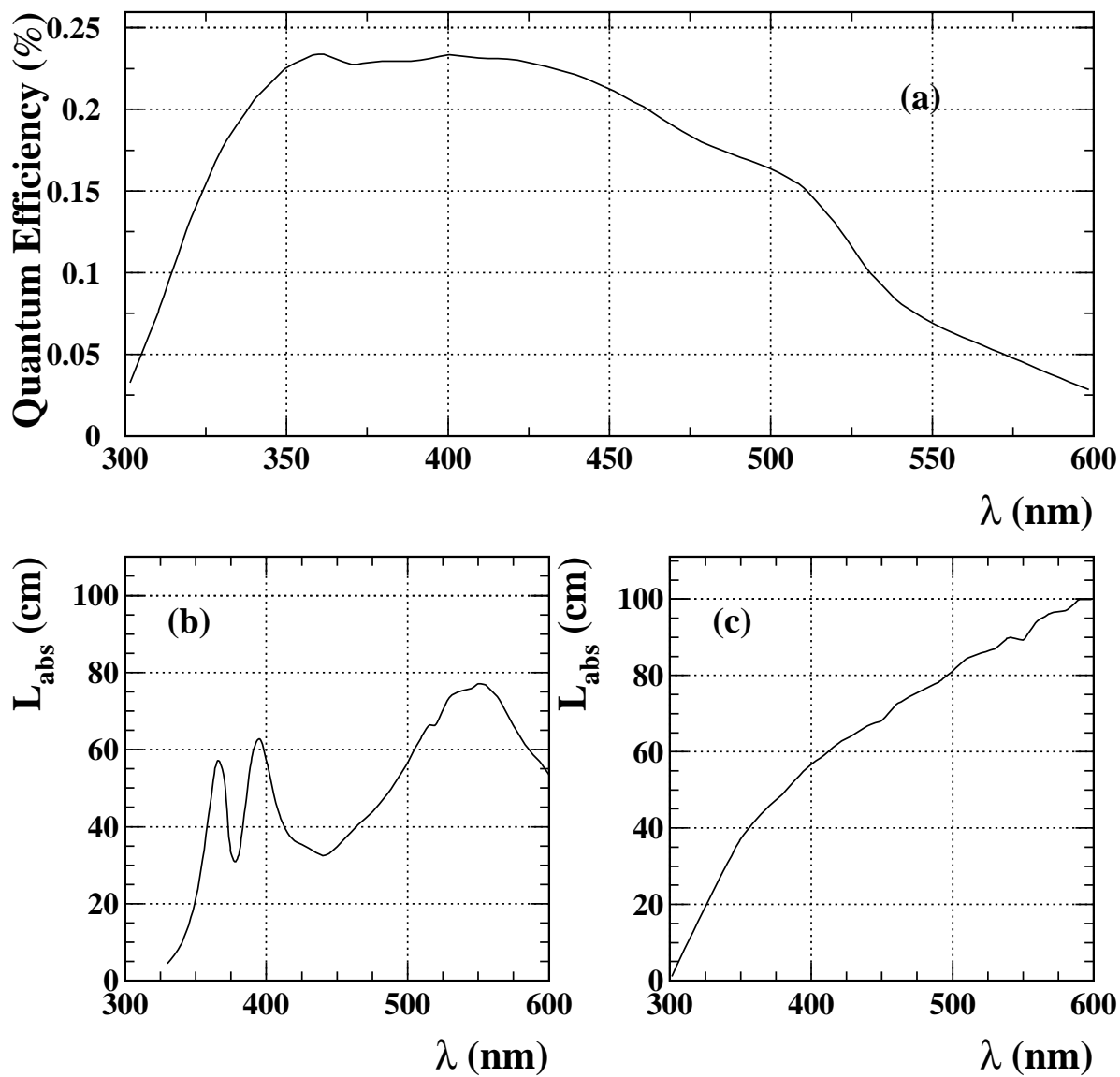


Рис. 2.5: Основные характеристики оптического модуля и их зависимость от длины волны света: (а) квантовая эффективность ФЭУ (данные Hamamatsu), (б) длина поглощения света в стеклянной сфере (лабораторные измерения), (с) длина поглощения света в оптическом геле (лабораторные измерения). Иллюстрация взята из [47]

щего высокой магнитной проницаемостью (пермаллоя).<sup>2</sup> Как и стеклянный контейнер, магнитный экран состоит из двух частей, обхватывающих ФЭУ с обеих сторон. Использование такого экрана позволяет снизить магнитное поле более чем в 2,5 раза, что позволяет получить лучшие характеристики и снизить зависимость эффективности ФЭУ от его ориентации относительно магнитного поля Земли. При этом затенение фотокатода магнитным экраном составляет менее 4 %.

Для определения чувствительности оптического модуля к черенковскому свету было проведено несколько серий лабораторных измерений. В частности, проводились измерения чувствительности ОМ с помощью атмосферных мюонов [50, 51]. Для этого ОМ помещался в затемненный бак с водой, оснащенный сцинтилляционным годоскопом. С помощью годоскопа проводилось выделение сигнала атмосферных мюонов и измерение положения трека мюона относительно ОМ. Средняя энергия мюонов в этих измерениях составляла около 1 ГэВ, что позволяло считать их частицами с минимальной ионизирующей способностью, и использовать их в качестве калибровочного источника света с известным световыходом. Измерения показали, что при лобовом налетании черенковского света и расстоянии от трека мюона 1 м оптический модуль регистрирует сигнал с амплитудой, соответствующей 52 фотоэлектронам. Отсюда была вычислена эффективная площадь ОМ, которая оказалась равна 450 см<sup>2</sup> [49].<sup>3</sup> Путем варьирования угла поворота оси ОМ по отношению к световому фронту измерялась зависимость чувствительности ОМ от угла падения света [50, 51] (см рис. 2.6). Данная зависимость называется угловым аксептансом и является важной характеристикой ОМ. Проводились также работы по теоретическому моделированию углового аксептанса [52, 53]. В результате было достигнуто удовлетворительное согласие между измерениями и расчетами (см. рис 2.7). Модели углового аксептанса будут обсуждаться подробнее в п. 3.12.

## 2.4 Модуль электроники

Для размещения необходимой электроники на каждом этаже детектора имеется специальный контейнер. Один такой блок электроники, называемый LCM (от англ. Local Control Module), обслуживает три ФЭУ. Корпус LCM имеет цилиндрическую форму и,

---

<sup>2</sup>За изготовление и контроль параметров магнитных экранов отвечала группа ИТЭФ.

<sup>3</sup>По определению, эффективная площадь включает в себя квантовую эффективность ФЭУ, эффективность сбора фотоэлектронов и порог электроники (0,25 фотоэлектрона).



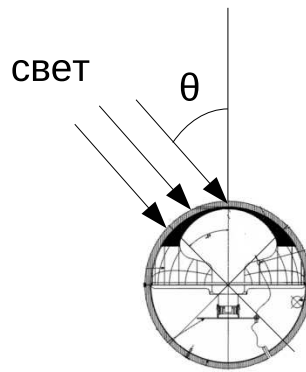


Рис. 2.6: Схема, иллюстрирующая понятие угловой диаграммы направленности ОМ (углового аксептанса)

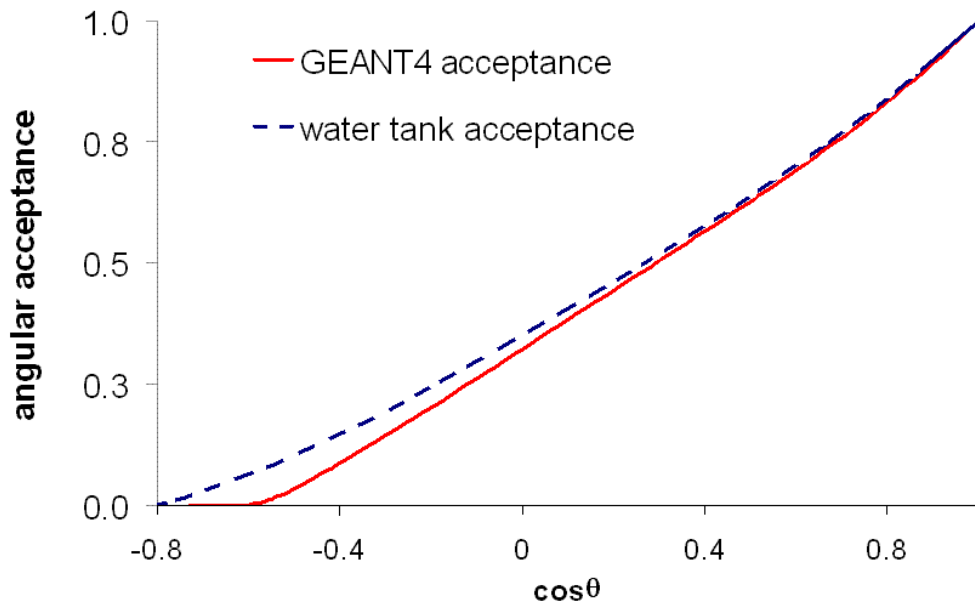


Рис. 2.7: Чувствительность оптического модуля как функция угла падения света по отношению к его оси (т. н. угловой аксептанс). Показаны две модели: полученная из эксперимента (water tank) и путем расчета (Geant4). Различия между моделями могут быть связаны с эффектами рассеяния света в баке с водой

во избежание коррозии, выполнен из титана. Внутри LCM располагаются следующие электронные платы:

- три платы ARS (ARS motherboards), обеспечивающие оцифровку импульсов с ФЭУ (см. п. 2.5);
- плата сбора данных (DAQ board), обеспечивающая обмен данными с берегом (см. п. 2.6);
- плата синхронизации (Clock board), обеспечивающая обмен синхронизирующими сигналами (см. п. 2.8);
- плата компаса (Compass board), обеспечивающая вспомогательные функции, в частности, определение ориентации этажа детектора в пространстве с помощью цифрового компаса и наклономера, формирование некоторых управляющих сигналов и мониторинг различных параметров.

## 2.5 Плата ARS

Для оцифровки импульсов с ФЭУ в эксперименте АНТАРЕС используется специальный чип, называемый ARS (Analogue Ring Sampler) [54]. Чип ARS (рис. 2.8) представляет собой специализированную интегральную схему (ASIC), работающую в асинхронном режиме. С помощью ARS проводится измерение времени прихода импульсов на ФЭУ и их амплитуды (интегрального заряда). Также чип способен производить полную оцифровку импульсов сложной формы с частотой 1 ГГц, и имеет ряд вспомогательных функций, используемых для целей калибровки и мониторинга параметров. Для обслуживания одного ФЭУ используются 2 чипа ARS, объединенные по принципу *token ring*. Такая конфигурация позволяет уменьшить мертвое время, возникающее после регистрации одиночного импульса, с 250 до 40 нс. Чипы ARS размещаются на специальной плате (ARS motherboard). Помимо двух ARS, производящих оцифровку сигналов с ФЭУ, на плате ARS располагается еще один чип ARS, используемый для вспомогательных функций. используемого для мониторинга LED Beacons.

В стандартном режиме работы все импульсы с ФЭУ, превышающие порог в  $1/3$  фотоэлектрона подвергаются оцифровке, в ходе которой определяется время прихода импульса и заряд. Данные обо всех импульсах передаются на плату сбора данных для

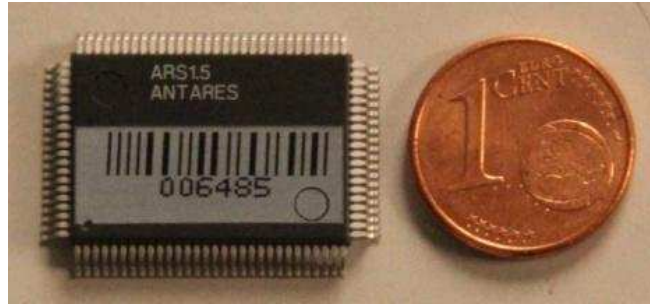


Рис. 2.8: Чип ARS (фотография)

мультиплексирования и пакетной передачи на берег. Работа платы ARS и все необходимые параметры (например, порог дискриминации) также управляются через плату сбора данных. Измеренное время импульса составляется из двух компонент: значения счетчика импульсов опорной частоты (timestamp) и точного времени (TVC). Интегральная нелинейность при измерении времени прихода импульсов составляет около 200 пкс, шум (погрешность измерения) – 450 нс [54]. Оцифровка заряда производится с 8-битной точностью. Однако с учетом дифференциальной нелинейности эффективная точность составляет 6 бит (что достаточно для выполнения требуемых измерений).

Детектор АНТАРЕС содержит около 2700 чипов ARS. Чипы ARS используются также в эксперименте H.E.S.S. [54].

## 2.6 Система сбора данных

В основе устройства системы сбора данных эксперимента АНТАРЕС положены следующие принципы:

- минимальное использование аналоговых сигналов;
- передача цифровых данных обо всех зарегистрированных импульсах на берег (концепция "all-data-to-shore");
- максимальное использование стандартных технологий и устройств передачи данных.

Минимальное использование аналоговых сигналов подразумевает оцифровку импульсов с ФЭУ непосредственно на этажах детектора, и дальнейшую передачу данных в

цифровом виде. Передача всего объема данных на берег позволяет более гибко подходить к задачам фильтрации данных и максимизировать эффективность детектора, однако требует использования каналов связи с большой пропускной способностью. Выделение полезных событий из общего потока данных в этой схеме полностью возлагается на специальное программное обеспечение, работающее на вычислительном кластере, расположенном на береговой станции. В связи со значительным уровнем фона в детекторе, реализация данных принципов требует использования быстрой электроники и широкополосных каналов связи, а также весьма мощного вычислительного кластера для фильтрации данных. Данная задача с успехом решена в эксперименте АНТАРЕС за счет применения чипов ARS и современных технологий передачи данных по оптоволокону [54, 55, 56].

За сбор цифровых данных с плат ARS и их мультиплексирование отвечает плата сбора данных (DAQ board), имеющаяся на каждом этаже детектора. Эта плата принимает информацию о зарегистрированных импульсах, организует эти данные в блоки определенной длительности, называемые фреймами (в стандартной конфигурации около 105 мс), и отправляет на берег по оптоволоконной линии связи. Для реализации необходимых функций на плате имеются микросхема FPGA (программируемая вентильная матрица), 64 МБайт буферной памяти (SDRAM) и микропроцессор (Motorola MPC860P), работающий под управлением операционной системы VxWorks/Tornado (UNIX-подобная система реального времени) и доступный посредством telnet соединения. Передача данных производится с использованием технологий Ethernet, TCP/IP и DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing). На берегу принимаемые данные распределяются по нодам вычислительного кластера в соответствии с номером фрейма таким образом, чтобы все данные для определенного интервала времени («таймслайса») попадали в одно место. Распределение данных осуществляется с помощью сетевого маршрутизатора с большим количеством портов. Пропускная способность системы передачи данных соответствует 5 Гбит/с в расчете на одну линию детектора (на практике используется не более 0,5 Гбит/с).

## 2.7 Система контроля

Система контроля детектора (Slow Control System) позволяет управлять работой плат ARS, напряжением на ФЭУ, параметрами оцифровки импульсов, вести мониторинг раз-

личных параметров и пр. [55]. Важную роль в реализации функций контроля играет плата сбора данных, а также различное программное обеспечение. Для передачи этих данных используются небольшая часть пропускной способности оптоволоконных каналов связи системы сбора данных. Для хранения данных о настройках детектора и полученных данных мониторинга используется база данных, физически расположенная в вычислительном центре IN2P3 в г. Лион (Франция) [57]. Непосредственное управление детектором производится оператором дежурной смены, находящемся на береговой станции (в пригороде г. Тулон) или удаленно (remote shifts).

## 2.8 Система синхронизации

Основной задачей системы синхронизации детектора (Clock System) является обеспечение общим тактовым сигналом всех этажей детектора. Система синхронизации состоит из генератора тактового сигнала, расположенного на береговой станции, оптоволоконной системы распределения сигнала и трансиверов (приемопередатчиков), имеющих на каждом этаже детектора. Генератор тактового сигнала настроен на частоту 20 МГц и синхронизован с GPS временем с абсолютной точностью около 100 нс. Сигналы генератора преобразуются в форму импульсов света и распределяются по всему детектору через оптоволоконную сеть. Для передачи тактовых сигналов используются специально выделенные одномодовые волокна, что обеспечивает высокую точность измерения временных задержек в системе и ее независимость от системы сбора данных. Фазовая задержка каждого этажа детектора определяется путем измерения времени, необходимого сигналу для достижения соответствующего трансивера и возврат сигнала в исходную точку. Далее трансивер (Clock board) обеспечивает синхронизацию чипов ARS, расположенных в том же блоке электроники. В результате достигается относительная точность синхронизации на уровне около 50 пкс [55].

## 2.9 Средства калибровки

Для достижения высокой угловой точности нейтринного телескопа требуется относительная точность временной калибровки элементов детектора на уровне не хуже  $\pm 1$  нс. Также подлежат калибровке эффективность оптических модулей, пороги дискриминации импульсов и пр. Перед погружением в море каждая линия детектора проходит

калибровку в лаборатории, в ходе которой измеряются все важнейшие параметры чипов ARS и временные задержки в каждом измерительном канале (оптический модуль + ARS). В качестве калибровочного источника света используется импульсный лазер, свет которого подается на оптические модули по оптоволокну через специальные диффузоры. Для того, чтобы учесть дрейф параметров со временем и другие возможные отличия, после погружения линии все основные калибровочные параметры перемеряются. Помимо платы ARS и системы синхронизации, важную роль в калибровке выполняют калибровочные источники света: LED Beacons, Laser Beacons и Internal LEDs. Кроме того, для калибровки можно использовать естественную радиоактивность морской воды (см. главу 3) и атмосферные мюоны.

### 2.9.1 Система LED Beacons

Калибровочный источник света, называемый LED Beacon (светодиодный маяк), представляет собой стеклянный контейнер, в котором располагается массив светодиодов, управляющая электронная схема и контрольный ФЭУ небольшого диаметра, обладающий малым временем отклика [58]. Данный прибор позволяет производить короткие вспышки света небольшой мощности в заданные интервалы времени (используются светодиоды синего или ближнего ультрафиолетового диапазона). Стандартная линия детектора АНТАРЕС имеет 4 таких прибора, размещенных на разных уровнях по высоте линии. Каждый из них позволяет калибровать временные задержки оптических модулей, находящихся на близлежащих этажах выше «маяка» (см. рис. 2.9). С учетом мощности светодиодов и эффектов поглощения и рассеяния света в воде, такая калибровка возможна на расстоянии не более 200-250 м от маяка. Ожидаемое время регистрации импульсов рассчитывается исходя из измеренного времени испускания импульса и расстояния между этажами детектора. При этом делаются поправки на уменьшение амплитуды импульса с расстоянием. Сравнение измеренных задержек с ожидаемыми позволяет калибровать относительные задержки измерительных каналов, что включает время отклика ФЭУ, с точностью  $\sigma_{LED} \approx 0,4$  нс [58]. Система LED Beacons играет важнейшую роль в калибровке временных задержек в АНТАРЕС. Также она может использоваться для измерения длины поглощения света в воде [46].

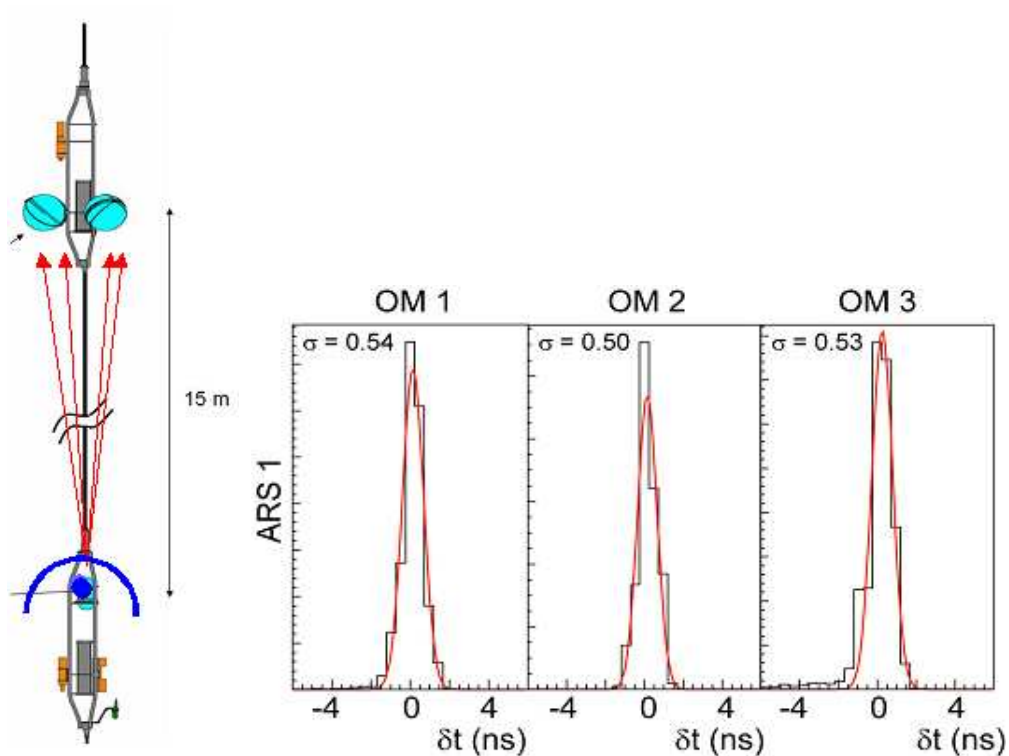


Рис. 2.9: Принцип использования системы калибровки LED Beacons (слева) и пример полученных гистограмм задержек

## 2.9.2 Система Laser Beacons

По принципу работы система Laser Beacons аналогична системе LED Beacons. Отличие состоит лишь в том, что в ней вместо светодиодов используется лазер. Лазерный источник света располагается у основания некоторых линий детектора. Поскольку лазеры дают более мощный импульс света, возможна калибровка элементов нескольких линий детектора с помощью одного лазера. Использование Laser Beacons позволяет калибровать нижние этажи детектора, которые находятся ниже LED Beacons, а также проверять результаты калибровки по LED Beacons для других этажей. Также с помощью Laser Beacons можно калибровать относительные задержки между различными линиями детектора. Несмотря на некоторые трудности в эксплуатации этой системы, она представляет собой важную вспомогательную систему калибровки в АНТАРЕС.

## 2.9.3 Система Internal LEDs

Каждый оптический модуль имеет вмонтированный светодиод, который приклеивается к задней стороне ФЭУ. Светодиод обладает коротким временем отклика и длиной

волны 470 нм (в пике интенсивности). Данная система предназначена для мониторинга изменений в транзитном времени ФЭУ, и, так же как и LED Beacons, использует импульсы большой амплитуды. Согласно спецификациям, временной джиттер в этой системе калибровки должен составлять около 100 пкс. Однако на практике с ее помощью не удалось добиться точности калибровки, превышающей точность других систем калибровки в АНТАРЕС. В этой связи, в настоящее время данная система калибровки практически не используется. Ее недостаток восполняется с помощью калибровки по  $^{40}\text{K}$  и LED Beacons.

## 2.10 Система динамического позиционирования

Чтобы определить направление трека мюона, необходимо знать время регистрации импульсов на ФЭУ и координаты ФЭУ. На практике координаты ФЭУ в АНТАРЕС не являются постоянными, а подвержены колебаниям под действием подводных течений, которые приводят к отклонениям формы линий детектора от строго вертикальной. Для отслеживания этих колебания в реальном времени используется акустическая система позиционирования, состоящая из приемопередатчиков, размещенных в основаниях линий детектора (или автономных), и приемников звука (гидрофонов), расположенных на некоторых этажах детектора. Поворот каждого этажа вокруг вертикальной оси и его наклон отслеживается с помощью цифрового компаса и наклономера, размещенного в блоке электроники (LCM). Данные об ориентации этажей в пространстве комбинируются с данными акустических измерений для полной реконструкции формы детектора. Абсолютное положение каждой линии детектора определяется при ее погружении с помощью специальной системы акустического позиционирования и системы GPS.

## 2.11 Дополнительное оборудование

Помимо 12 линий черенковского детектора, в состав установки АНТАРЕС входит дополнительная короткая линия, на которой размещаются различные инструменты для мониторинга параметров среды. Эта линия, называемая IL07 (Instrumentation Line '07), содержит приборы для измерения температуры, солености, скорости звука, оптических свойств воды и подводных течений. Также на ней установлен сейсмометр, прибор для измерения концентрации кислорода и две камеры для ночной съемки с инфракрасной



подсветкой.

Три из шести этажей IL07 и три этажа линии 12 оснащены гидрофонами для проведения исследований в области акустического детектирования частиц. На линии 12 также установлено роботизированное устройство, способное забирать пробы воды и измерять концентрацию кислорода в автономном режиме (IODA).

## 2.12 Триггер

Система сбора данных детектора АНТАРЕС обеспечивает доступность всего объема данных для обработки на берегу (см. п. 2.6), что исключает необходимость в какой-либо специализированной электронике для организации триггера. Весь объем работы по выделению полезных событий возлагается на вычислительный кластер, построенный на основе стандартных промышленных технологий и установленный на береговой станции (online PC farm). Данный подход позволяет применять высокоэффективные алгоритмы фильтрации данных различной сложности, а также гибко подходить к разработке новых алгоритмов.

Программа, выполняемая на нодах кластера, называется триггер-процессором или просто триггером [59]. Эта программа поочередно получает и анализирует блоки данных определенной длительности, поступающие с системы сбора данных («таймслайсы»). Задача триггера заключается в отбрасывании бесполезных данных (т. е. таймслайсов, не содержащих признаков полезных событий) при максимальном сохранении полезных событий, потенциально пригодных для дальнейшей обработки (т. е. содержащих, например, трек мюона). Триггер-процессор позволяет использовать несколько различных алгоритмов одновременно. В работе большинства алгоритмов, используемых в АНТАРЕС, особое место занимает понятие локального совпадения. Локальное совпадение определяется как пара импульсов («хитов»), зарегистрированных двумя различными оптическими модулями одного этажа детектора в течение 20 нс. Для краткости локальное совпадение обозначается как L1. Простейший алгоритм триггера АНТАРЕС основан на простом подсчете числа локальных совпадений, зарегистрированных во всем детекторе в течение промежутка времени заданной длительности. Этот триггер носит название *simple majority trigger* и в стандартной конфигурации требует 5 L1. В настоящее время в АНТАРЕС используется усовершенствованная модификация данного алгоритма, в которой анализируются также некоторые пространственно-временные со-

отношения между хитами. Более совершенный алгоритм, обладающий более высокой эффективностью, будет рассмотрен в п. 4.16.

Выбор параметров триггера всегда связан с компромиссом между эффективностью регистрации нейтрино с одной стороны, и стремлением минимизировать объемом данных и повысить чистоту событий (процент полезных событий) с другой. Максимально допустимая частота срабатывания триггера ограничена возможностями системы хранения данных, а также желанием облегчить дальнейшую обработку данных.

Для максимизации чувствительности детектора для наиболее интересных объектов используется специализированный триггер с повышенной чувствительностью в определенном направлении (*galactic center trigger*). Для максимизации эффективности регистрации нейтрино от гамма-всплесков применен особый подход, подразумевающий буферизацию данных и сброс содержимого буфера на диск по внешнему сигналу запуска (*GRB alert*).

## 2.13 Хранение и обработка данных

Прошедшие триггер события сохраняются на диск компьютера, расположенного на береговой станции [55]. Для хранения данных используются файлы в формате *root* [60]. Раз в сутки файлы перемещаются на постоянное хранение в Лионский Вычислительный Центр Французского Института Ядерной Физики и Физики Частиц (*CC-IN2P3*) [57]. Для хранения данных о конфигурации детектора, включая калибровочные параметры, используется база данных, сервер которой расположен в том же вычислительном центре. Обработка данных также обычно производится на мощностях *CC-IN2P3*. Для доступа к данным используется специальная библиотека (*antares-daq*), определяющая форматы данных, методы их чтения и применения калибровочных параметров. Применение калибровки предполагает использование дискретизации по времени с шагом 200 пкс.

## 2.14 Реконструкция событий

Главной задачей реконструкции событий в АНТАРЕС является определение направления трека мюона, которое при высоких энергиях тесно связано с направлением на источник нейтрино, породившего мюон. Реконструкция мюонов базируется на использо-

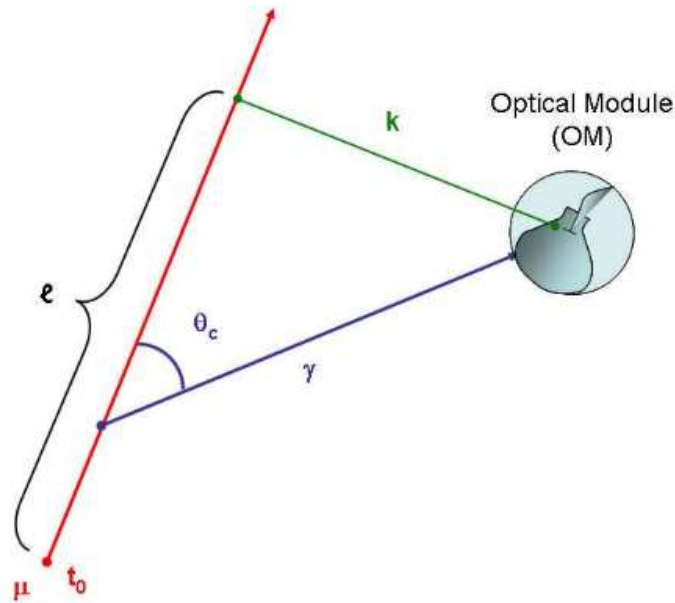


Рис. 2.10: Схема, иллюстрирующая связь между положением трека мюона и моментом прихода импульса на ОМ. Линия, обозначенная  $\gamma$ , указывает на путь, пройденный черенковским фотоном от трека мюона до ОМ

вании времени регистрации импульсов фотоумножителями, а также пространственно-временных соотношений, характерных для черенковского света (см. рис. 2.10). Множественным рассеянием мюонов при этом пренебрегают, что позволяет отождествлять трек мюона с прямой линией. Помимо направления трека, может также определяться энергия мюона (по длине трека и количеству света, испускаемого на единицу длины). Для реконструкции вторичных электромагнитных ливней, а также адронных и электромагнитных ливней, происходящих из вершины взаимодействия, используются специализированные алгоритмы.

Основная трудность в реконструкции событий в АНТАРЕС связана с малым соотношением сигнал/шум. Действительно, частота счета нейтрино в детекторе не превышает 5 нейтрино в сутки, в то время как частота счета одиночных импульсов на ФЭУ составляет порядка 100 кГц. В этой связи особую роль играет эффективная фильтрация данных и идентификация полезных событий. Важную роль здесь выполняет триггер (см. п. 2.12). Хиты (импульсы на ФЭУ), вызвавшие срабатывание триггера, помечаются специальными «флажками» и в дальнейшем могут использоваться в качестве зерен

для поиска кластеров полезных хитов. Особенно это относится к импульсам, образующим локальные совпадения, и импульсам большой амплитуды. К хитам предъявляются требования причинно-следственной связи вида

$$|\Delta t| < \Delta r/v_{light} + 20 \text{ нс},$$

где  $\Delta t$  – временной интервал между хитами,  $\Delta r$  – расстояние между хитами (т. е. между оптическими модулями, где они были зарегистрированы),  $v_{light}$  – групповая скорость света в воде (см. п. 2.2), а ширина окна в 20 нс позволяет учесть эффект рассеяния света и погрешности в калибровке детектора. Пары хитов, нарушающие данное соотношение, не могут происходить от одного и того же мюона, т. к. фронт черенковского света нигде в воде не задерживается. Дополнительно может использоваться соотношение

$$||\Delta t| - \Delta r/c_{light}| < 500 \text{ нс},$$

где  $c_{light}$  – скорость света в вакууме, играющая роль скорости распространения релятивистских мюонов, а ширина временного окна (500 нс) учитывает размеры черенковского конуса от мюона (длину поглощения света в воде) и может варьироваться. Данное соотношение было предложено к использованию в детекторах класса 1 км<sup>3</sup> [61, 62] и наиболее эффективно при больших расстояниях между хитами, что соответствует большой наблюдаемой длине трека мюона. Отобранные таким образом группы хитов, как правило, содержат уже небольшую долю случайных шумовых хитов.

Трек мюона в детекторе может быть описан пятью параметрами: координатами  $x, y, z$  в заданное время  $t_0$  и зенитным и азимутальными углами  $\theta$  и  $\phi$ . В общем случае задача реконструкции трека может быть решена путем нахождения максимума функции правдоподобия  $L(x, y, z, \theta, \phi)$  в пятимерном пространстве параметров. Важнейшая роль в определении этой функции отводится т. н. временным остаткам, представляющим собой разницу между ожидаемым временем регистрации импульса и наблюдаемым (см. рис. 2.11). В качестве исходных данных выступают вектора с координатами и временами регистрации хитов  $x_i, y_i, z_i, t_i$ . Также для повышения эффективности реконструкции могут использоваться амплитуды хитов (значения заряда). Из-за негауссового характера функции  $L$  практическое нахождение ее максимума является нетривиальной задачей, требующей применения сложных методов минимизации и большого объема вычислений. Для упрощения этой задачи ее принято разбивать на несколько стадий. Например, алгоритм реконструкции Aart Strategy [63, 64], используемый в АНТАРЕС,

включает в себе 4 основных стадии. На первой стадии (т. н. префит) производится предварительное определение параметров трека с грубой точностью. При этом функция правдоподобия заменяется на гауссову функцию, что позволяет решить задачу аналитически. На следующей стадии применяется алгоритм минимизации, известный как M-estimator, позволяющий использовать более реалистичное представление функции правдоподобия и обладающий сравнительно высокой устойчивостью к наличию шумовых хитов. На третьей стадии производится предварительный поиск максимума функции правдоподобия, составленной с использованием некоторых упрощений. И на последней, четвертой, стадии выполняется окончательная максимизация полной функции правдоподобия. Перед каждой стадией производится пересмотр списка сигнальных хитов с учетом положения трека, полученного на предыдущей стадии. Результат реконструкции затем проверяется на предмет удовлетворения заданным критериям отбора (quality cuts). На этой стадии, в частности, проверяется полученное значение функции правдоподобия в ее максимуме. Целью этой процедуры является отсечение ошибочно реконструированных треков. Особое внимание при этом уделяется отсечению нисходящих треков (атмосферных мюонов), ошибочно реконструированных как восходящие (нейтрино).

В этой схеме за эффективность реконструкции событий ответственен, в первую очередь, префит. Если результат префита далеко отстоит от истинного положения трека, то последующие шаги, как правило, не ведут к нахождению глобального максимума функции правдоподобия. Также большое влияние на эффективность регистрации нейтрино оказывают критерии отбора. На практике, реконструкция обычно выполняется успешно если количество сигнальных хитов превышает 30, что соответствует энергетическому порогу не менее 30 ГэВ. На эффективность реального детектора также влияет наличие мертвых каналов (нефункционирующих ОМ), настройки электроники (пороги дискриминации и пр.) и эффективность работы триггера. Также на эффективность детектора оказывает влияние уровень фоновой скорости счета на ОМ (см. п. 2.15).

За угловое разрешение телескопа ответственна, в первую очередь, последняя стадия реконструкции – максимизация функции правдоподобия. С учетом размеров детектора АНТАРЕС и оптических свойств воды, оказывается возможным достичь углового разрешения около  $0,2^\circ$  при энергии нейтрино выше 10 ТэВ. При меньших энергиях разрешение ограничено кинематикой взаимодействия нейтрино (углом между направлениями движения нейтрино и мюона). При регистрации атмосферных мюонов угловое

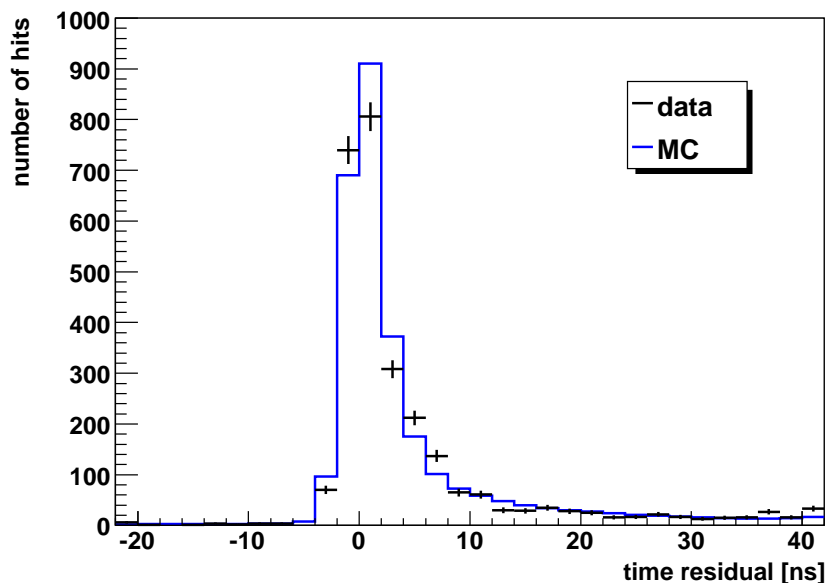


Рис. 2.11: Распределение по временным остаткам (график из [64]). Основной вклад в ширину распределения дают рассеяние света в воде, внутренний джиттер фотоэлектронного умножителя, точность электроники, а также хроматическая дисперсия скорости распространения света в воде

разрешение снижается из-за присутствия множественных мюонов, а также из-за большой доли рассеянного света, регистрируемого в случае нисходящих треков (т. к. ФЭУ направлены вниз и не могут регистрировать основную массу нерассеянного света) [65]. На практике угловое разрешение также зависит от точности калибровки детектора и точности работы системы акустического позиционирования.

Поле зрения телескопа в любой момент времени охватывает телесный угол около  $4\pi$  ср (т. е. полусферу, находящуюся ниже уровня горизонта) и перемещается по небесной сфере в соответствии с суточным вращением Земли.

Как видно из вышесказанного, реконструкция событий в нейтринном телескопе представляет собой достаточно сложную задачу, что, безусловно, подразумевает наличие определенных систематических погрешностей.

## 2.15 Строительство и эксплуатация установки

Началом строительства установки АНТАРЕС можно считать 2001 год, когда был погружен на дно первый ее компонент – основной электрооптический кабель длиной 45 км. В 2002 году на дно был установлен узел-распределитель (Junction Box). В период с 2003 по 2005 гг. проводились погружения различных линий-прототипов [14, 42, 66, 67]. В 2005 году была погружена и подключена инструментальная линия MILOM (Mini Instrumentation Line equipped with Optical Modules), сыгравшая важную роль в становлении эксперимента АНТАРЕС [68]. Позднее она была заменена на более совершенную IL07 (см. п. 2.11). Первая полноразмерная линия черенковского детектора начала работу в марте 2006 г [9]. Затем детектор был дополнен еще одной линией в сентябре 2006 г., тремя в январе 2007 г., пятью в ноябре-декабре 2007 г. и двумя последними в мае 2008 г. В августе 2008 г. эксплуатация установки оказалась прервана на 2,5 месяца из-за поломки основного электрооптического кабеля. По завершении ремонта кабеля установка продолжила работу в нормальном режиме. В настоящее время ведется набор данных в конфигурации детектора близкой к номинальной. Также ведутся плановые работы по ремонту некоторых линий детектора, что подразумевает подъем соответствующей линии на поверхность, доставку в лабораторию для ремонта и последующее погружение линии обратно на дно.

Активное время работы детектора составляет примерно 80 % [69]. Неактивное время в основном связано с проведением калибровок, переводами детектора в режим с пониженным напряжением на ФЭУ при высоком уровне фона (для экономии ресурса ФЭУ), а также сбоями в работе электросети и временным остановкам детектора для решения возникших технических проблем. Количество активных измерительных каналов в настоящее время составляет около 600.

Уровень фоновой скорости счета на протяжении последних лет менялся в широких пределах из-за колебаний уровня биoluminesцентной активности (см. рис. 2.12). Эти колебания проявлялись как в виде повышения базовой (минимальной) скорости счета, так и в виде учащения и усиления биoluminesцентных вспышек, наблюдаемых отдельными ФЭУ (рис. 2.13).

Следует отметить, что уже в процессе эксплуатации установки был произведен ряд доработок и усовершенствований, позволивший значительно повысить устойчивость работы установки в условиях высокого уровня фона, а также повысить эффективность

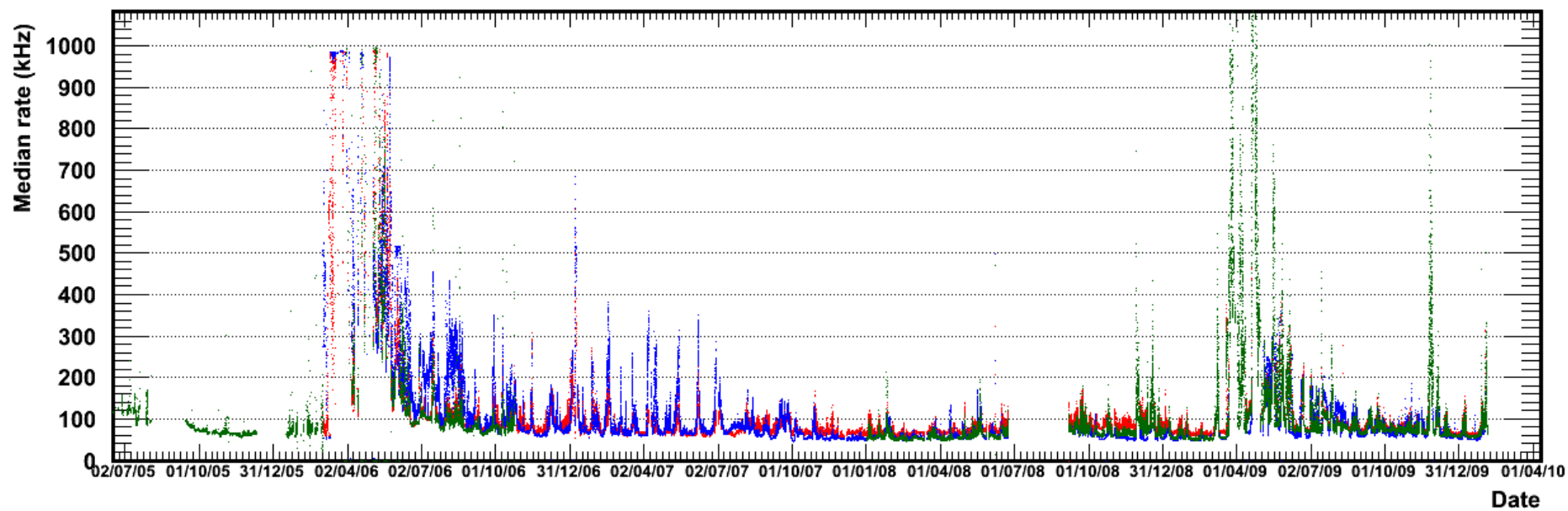


Рис. 2.12: Срединная скорость счета на ФЭУ как функция времени



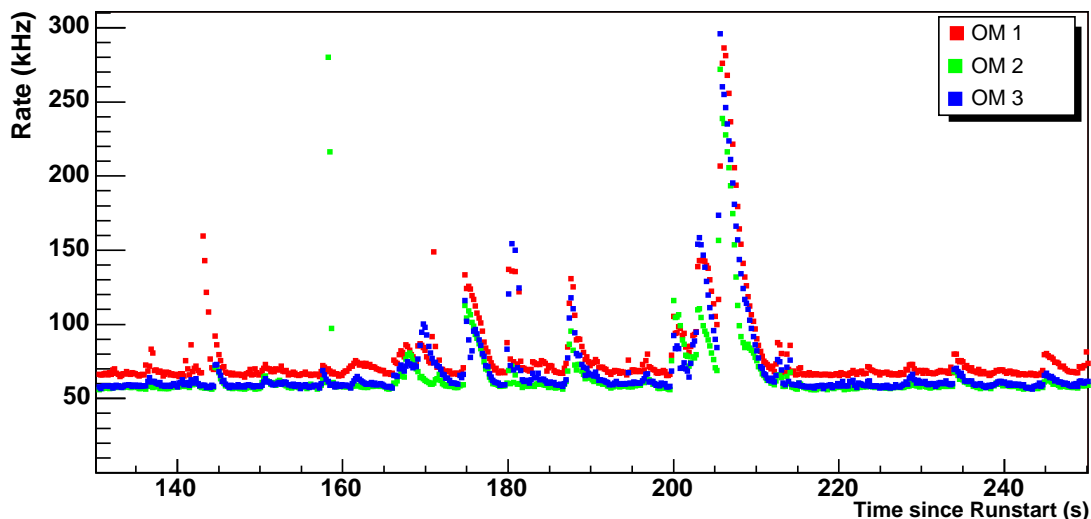


Рис. 2.13: Пример поведения скоростей счета на трех ОМ в течение периода времени длительностью 120 секунд (видна базовая скорость счета и биолюминесцентные вспышки)

регистрации нейтрино и снизить энергетический порог. В частности, следует выделить усовершенствования в программном обеспечении системы сбора данных (*antares-daq*) и создание новых, более эффективных, алгоритмов триггера (см. п. 4.16).

## 2.16 Калибровка детектора

Устройство установки АНТАРЕС позволяет проводить многие виды калибровки *in situ*, т. е. калибровать элементы глубоководного детектора на месте их расположения в составе работающей установки. В частности, периодической калибровке подвергаются параметры чипов ARS (см. п. 2.5), имеющие отношение к оцифровке значений заряда и времени регистрации импульсов. Интересно, что большинство параметров ARS можно откалибровать, используя данные нормальных сеансов сбора физических данных, т. е. без перевода установки в какой-то особый калибровочный режим.

Важным видом калибровки является калибровка зарядового отклика измерительных каналов. Этот вид калибровки позволяет контролировать пороги дискриминации электроники (чипов ARS) и коэффициенты усиления ФЭУ. Проведенные измерения показывают, что большинство ФЭУ ведут себя относительно стабильно, однако некоторые проявляют значительную нестабильность коэффициента усиления во времени (см.

п. 3.9).

Основную роль в калибровке временных задержек играет калибровка с помощью LED Beacons (см. п. 2.9.1). Для проведения этой калибровки установка переводится в особый режим, в котором активируется один или несколько модулей LED Beacons. Проведение такой калибровки требует прерывания набора физических данных не менее чем на 1-2 часа.

Важность проведения калибровок для установки со столь высокими требованиями к точности, как в АНТАРЕС, невозможно переоценить. Хотя большинство калибровочных систем АНТАРЕС показали себя хорошо, в процессе их эксплуатации были замечены некоторые недостатки и слабые места. Участниками эксперимента АНТАРЕС была проделана большая работа по совершенствованию средств и методов калибровки, используемых в эксперименте. Серьезным пробелом оказалось отсутствие в эксперименте надежного средства калибровки эффективности оптических модулей, устойчивого к биолюминесценции. Этот пробел был успешно восполнен новым методом калибровки, использующим радиоактивные распады  $^{40}\text{K}$  (см. главу 3). В целом, достигнутое качество калибровки детектора следует признать хорошим.

## 2.17 Первые результаты

С начала эксплуатации телескопа им было зарегистрировано более 100 млн. атмосферных мюонов и около 2000 нейтрино. В настоящее время активно ведется детальный анализ полученных данных. Как и в любом другом эксперименте, на первых этапах особое внимание в АНТАРЕС уделяется изучению особенностей работы детектора и детальному изучению фонов. В частности, был проведен ряд работ по измерению потока атмосферных мюонов [9, 10, 13], одна из которых ([13]) представлена в настоящей диссертации. Данные работы различаются используемыми методами обработки данных (реконструкция треков мюонов в [9] и [10] и статистический анализ совпадений в [13]), а также конфигурацией установки (1 линия в случае [9], 5 линий в [10] и 5 или 10 линий в [13]). Следующим шагом является анализ данных по атмосферным нейтрино. Предварительный анализ показывает, что угловое распределение нейтрино согласуется с ожидаемым распределением с учетом предположения об осцилляциях атмосферных нейтрино с  $\sin^2 2\theta = 1$  и  $\Delta m^2 = 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}^2$  (см. рис. 2.14). Также заслуживают упоминания результаты изучения подводных течений [70] и подводных акустических шумов

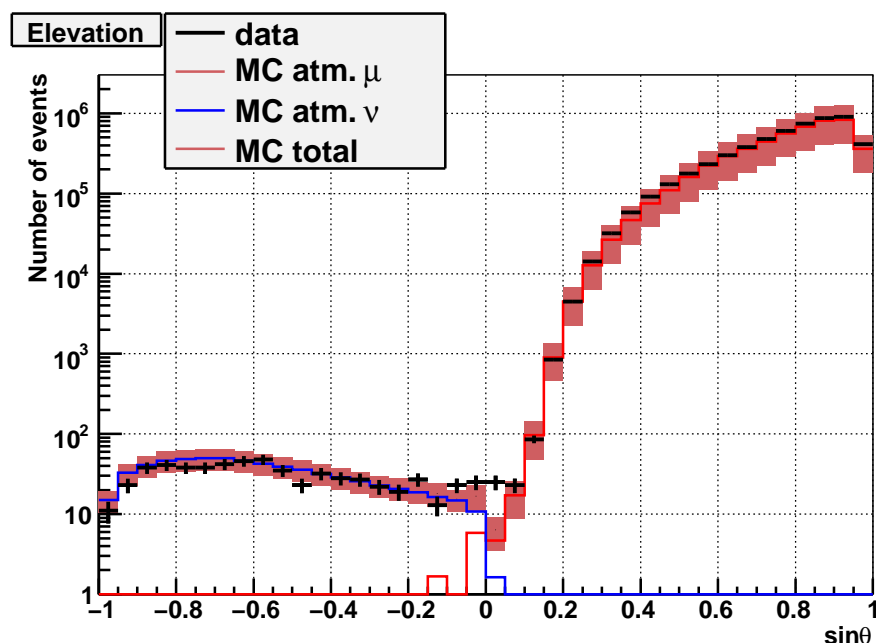


Рис. 2.14: Распределение реконструированных мюонов по зенитному углу (в левой части графика находятся нейтрино)

[71] и многочисленные публикации, посвященные устройству установки, свойствам морской среды и пр. [14, 42, 47, 55, 58, 67, 66, 68].

## 2.18 Выводы

Детектор АНТАРЕС является в настоящее время крупнейшим подводным детектором нейтрино в мире. Строительство установки было завершено в мае 2008 г. Набор данных же начался значительно раньше, сразу после ввода в эксплуатацию первых элементов детектора. Эффективность работы детектора оказалась близка к номинальной благодаря тщательно проведенной калибровке и настройке детектора и различным улучшениям, внесенным уже на этапе эксплуатации установки. Точность временной калибровки детектора также близка к номинальной, что позволяет надеяться на достижение максимального углового разрешения телескопа. Первыми результатами эксперимента стали данные по потоку атмосферных мюонов, обсуждению которых в значительной степени и посвящена данная диссертация. Также готовятся к публикации первые результаты поиска источников космических нейтрино и другие работы.

## Глава 3

# Калибровка детектора АНТАРЕС с помощью $^{40}\text{K}$

Данная глава содержит описание нового метода калибровки подводных черенковских детекторов, основанного на использовании естественной радиоактивности морской воды. Рассматривается техническая реализация метода в эксперименте АНТАРЕС, приводятся примеры результатов калибровки. Полученные данным методом калибровочные параметры используются в главе 4.

### 3.1 Естественная радиоактивность морской воды

Морская вода по естественным причинам имеет небольшое количество радиоактивных элементов в своем составе. Активность одного кубометра морской воды составляет около 14000 Бк. Изотопы, вклад которых превышает 0,01 Бк, перечислены в таблице 3.1. Активность рассчитывалась по следующей формуле:

$$n = r_m r_I \frac{\ln 2 N_A}{\tau_{1/2} A} \rho \quad (3.1)$$

Где  $N_A$  – число Авогадро,  $\rho$  – плотность морской воды, а остальные обозначения – как в таблице 3.1.

Как видно из таблицы 3.1, лишь 4 радионуклида вносят существенный вклад в радиоактивность морской воды. Наиболее значимый из них –  $^{40}\text{K}$ , вклад которого в общую соленость морской воды составляет 1,11 %. Быстрые электроны, испускаемые при  $\beta$ -распаде  $^{40}\text{K}$ , способны испускать черенковский свет. Менее распространенный  $^{87}\text{Rb}$

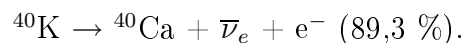
Изотоп	$A$	$r_m$	$r_I$	$\tau_{1/2}$ (млрд. лет)	$n$ (Бк/м <sup>3</sup> )	$Q$ (МэВ)
<sup>40</sup> K	39,1	$4,27 \cdot 10^{-4}$	$1,17 \cdot 10^{-4}$	1,277	13750	1,33
<sup>87</sup> Rb	85,5	$1,20 \cdot 10^{-7}$	0,278	47,50	110	0,28
<sup>238</sup> U	238,0	$3,30 \cdot 10^{-9}$	0,993	4,468	40 (x 6)	*
<sup>235</sup> U	238,0	$3,30 \cdot 10^{-9}$	$0,720 \cdot 10^{-2}$	0,7038	1,9 (x 4)	*

Таблица 3.1: Наиболее значимые естественные радионуклиды, содержащиеся в морской воде.  $A$  – усредненная по изотопам атомная масса элемента,  $r_m$  – массовая доля элемента в морской воде,  $r_i$  – распространенность изотопа,  $\tau_{1/2}$  – период полураспада,  $n$  – активность на единицу объема,  $Q$  – энергия, выделяющаяся при распаде. Данные для морской воды с плотностью 1,038 г/см<sup>3</sup> и соленостью 3,845 % [72]. Для урана-238 и урана-235 в графе активность в скобках указано количество  $\beta$ -распадов в соответствующих распадных цепочках

также испускает  $\beta$ -частицы, но их энергия находится ниже черенковского порога. Изотопы <sup>238</sup>U и <sup>235</sup>U распадаются преимущественно путем испускания  $\alpha$ -частицы, что не приводит к эмиссии черенковского света. С другой стороны, распад обоих этих изотопов служит началом распадной цепочки, в которую входят  $\beta$ -распады, в т.ч. со значительным энерговыделением. Тем не менее, более 99 % света, производимого в морской воде радиоактивными распадами, происходит исключительно от наиболее распространенного изотопа – <sup>40</sup>K.

## 3.2 Распад <sup>40</sup>K

Калий-40 – это наиболее распространенный радиоактивный изотоп, присутствующий в морской воде в естественных условиях. Основным каналом распада <sup>40</sup>K является следующая реакция:



Данный распад проходит с образованием свободного электрона ( $\beta$ -частицы) с энергией до 1,3 МэВ. Обладающий такой энергией электрон при движении в воде излучает черенковский свет.<sup>1</sup> Энергии, выделяющейся в распаде, достаточно для образования

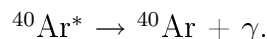
<sup>1</sup>В морской воде, в месте расположения детектора АНТАРЕС, черенковский порог для электронов составляет около 0,25 МэВ.

около ста черенковских фотонов.

Другим каналом распада  $^{40}\text{K}$  является процесс К-захвата



за которым следует испускание  $\gamma$ -кванта



Фотоны, испускаемые возбужденным ядром Аргона, обладают энергией около 1,46 МэВ. Их комптоновское рассеяние на электронах среды приводит к появлению быстрых электронов, которые, в свою очередь, могут испускать черенковский свет. Оба процесса,  $\beta$ -распад и К-захват, учтены в расчетах, обсуждаемых ниже. В дальнейшем, для простоты будем включать в понятие «распад  $^{40}\text{K}$ » оба процесса.

Для эксперимента АНТАРЕС проводилось подробное Монте-Карло моделирование распадов  $^{40}\text{K}$  [73, 72, 74, 75]. В расчетах учитывались поправки на спин ядер и влияние кулоновского поля на волновую функцию электрона [72]. Расчеты показывают, что в результате распада одного ядра  $^{40}\text{K}$  могут образовываться вплоть до 150 черенковских фотонов (см. рис. 3.1). В среднем же образуется около 40 фотонов [72].

### 3.3 Вклад $^{40}\text{K}$ в фоновую скорость счета

Распад естественного калия-40 в морской воде представляет собой основной источник светового фона в глубоководной среде, лишенной присутствия биолюминесцирующих организмов. Спектр черенковского излучения от распада  $^{40}\text{K}$  аналогичен спектру черенковского излучения мюонов, для регистрации которых построен детектор АНТАРЕС. Следовательно, этот фон не может быть устранен каким-либо светофильтром. При неизменных условиях, средняя частота распадов  $^{40}\text{K}$  остается постоянной на протяжении длительного времени, создавая, таким образом, стабильный и непрерывный фон для работы оптических модулей установки. Вклад в этот фон могут давать распады, произошедшие на любом расстоянии от ОМ в пределах нескольких длин поглощения света.

Скорость счета импульсов от  $^{40}\text{K}$  оптическим модулем АНТАРЕС может быть рассчитана на основе данных о концентрации  $^{40}\text{K}$  в воде (п. 3.1), световых распада (п. 3.2), оптических свойствах воды (п. 2.2) и характеристик оптического модуля (п. 2.3).

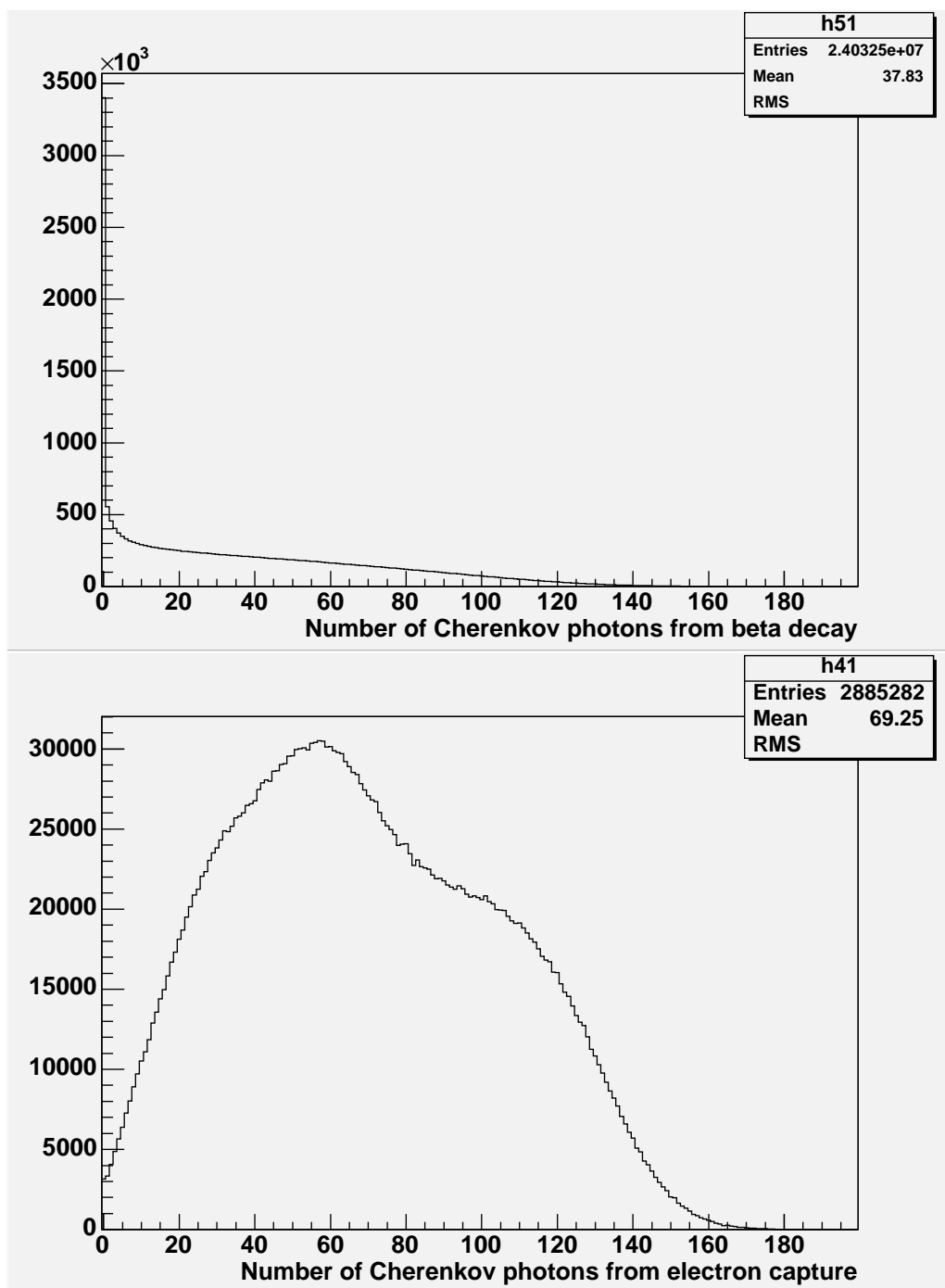


Рис. 3.1: Распределение по числу черенковских фотонов с длиной волны от 300 до 600 нм, образующихся в двух каналах распада  $^{40}\text{K}$ :  $\beta$ -распада (сверху) и К-захвата (снизу).  
График из [74]

Подобный расчет был проделан в работах [73], [72] и [74]. В этих работах использовалась простая геометрическая модель оптического модуля, в которой его чувствительность описывалась эффективной площадью и угловой диаграммой чувствительности (т. н. «угловым аксептансом»). Используя данные по этим характеристикам ОМ (см. п. 2.3), было получено значение скорости счета  $R_{k40} = 30 \pm 7$  кГц [74].

Регулярные измерения солености, проводимые в АНТАРЕС (см п. 2.11), показывают, что содержание соли в воде остается очень стабильным на протяжении длительного времени. В работе [76] было показано, что относительные вариации солености не превышают 0,1 %. На практике это означает, что концентрацию  $^{40}\text{K}$  в морской воде можно считать абсолютно стабильной. Учитывая наличие горизонтальных и вертикальных течений, отсюда можно заключить, что концентрация  $^{40}\text{K}$  должна быть одинакова в любой части установки.<sup>2</sup> В принципе, аналогичные рассуждения применимы и к оптическим свойствам воды (к ее прозрачности). Однако величина колебаний таких параметров, как длина поглощения света, известна недостаточно хорошо, и не исключена возможность колебаний на уровне до 15 % (см. п. 2.2). Учитывая, что скорость счета импульсов от  $^{40}\text{K}$  пропорциональна длине поглощения света в воде, можно заключить, что скорость счета от  $^{40}\text{K}$  в детекторе АНТАРЕС должна оставаться постоянной в пределах  $\pm 15\%$  в любой момент времени и в любой части установки.

Помимо распада  $^{40}\text{K}$  в морской воде, небольшой вклад в фоновую скорость счета дают распады калия, содержащегося в стекле оптического модуля. Стеклянная сфера ОМ весит около 25 кг и содержит около 1 кг калия, что эквивалентно 2-4 м<sup>3</sup> морской воды [77]. Лабораторные измерения показывают, что вклад радиоактивности стеклянной сферы в фоновую скорость счета составляет около 3-4 кГц [74]. Более значительный фон способны создавать живые организмы, характеризующиеся способностью к биолюминесценции – макроскопические организмы и бактерии. По всей видимости, именно присутствием биолюминесцирующих бактерий следует объяснять более высокий уровень наблюдаемой фоновой скорости счета ( $\approx 55$  кГц) по сравнению с ожидаемой от одних лишь распадов  $^{40}\text{K}$ . Уровень биолюминесцентной активности подвержен значительным вариациям (см. рис. 2.12), что препятствует использованию фоновой скорости счета для калибровки детектора.

---

<sup>2</sup>Эффект нарастания плотности воды с глубиной в пределах детектора АНТАРЕС составляет менее 1 %.



## 3.4 Сигнал совпадений от $^{40}\text{K}$

В детекторе АНТАРЕС фотоумножители располагаются плотными кластерами, по 3 шт. на этаж детектора (см. п. 2.1). В случае, когда распад  $^{40}\text{K}$  происходит в непосредственной близости от какого-либо этажа, испущенный черенковский свет может быть зарегистрирован одновременно двумя фотоумножителями, расположенными на данном этаже. В этом случае можно говорить о сигнале совпадений от  $^{40}\text{K}$  в пределах одного этажа детектора, или о сигнале *локальных совпадений*. Важно, что момент регистрации импульсов обоими ФЭУ коррелирует между собой, т. е. речь идет о *коррелированном сигнале совпадений*. Наличие корреляции должно наблюдаться на гистограмме задержки между хитами (см. ниже). Помимо таких коррелированных, или истинных, совпадений, существует также фон случайных совпадений, связанный с тем, что испущенные в разных актах распада фотоны могут по воле случая оказаться зарегистрированными одновременно. Особенность фона случайных совпадений состоит в том, что между моментами регистрации фотонов не существует корреляции, а значит распределение случайных событий по величине задержки между хитами будет равномерным. Данное свойство позволяет разделять сигналы истинных и случайных совпадений, используя статистические методы.

Рассмотрим гистограмму задержки между хитами для двух ФЭУ, расположенных на одном этаже детектора. Пример такой гистограммы, полученный экспериментально, приведен на рис. 3.2. Видно, что на плоском фоне случайных совпадений выделяется некий пик, который, как нам теперь известно, и является сигналом совпадений от  $^{40}\text{K}$ . Пик хорошо аппроксимируется гауссовой кривой и может быть описан тремя параметрами: шириной, смещением относительно нуля и высотой.

Монте-Карло моделирование [72, 74] показывает, что основной вклад в скорость счета коррелированных совпадений дают распады  $^{40}\text{K}$  на расстоянии до 3 м от местоположения оптических модулей (см. рис. 3.3). Вклад атмосферных мюонов в скорость счета совпадений не превышает 1 %.

### 3.4.1 Ширина пика

Ширина пика совпадений на его полувысоте составляет около 9 нс ( $\sigma \approx 3.9$  нс). Основной вклад в наблюдаемую ширину вносит пространственное распределение распадов  $^{40}\text{K}$ , дающих сигнал совпадений. В этом можно убедиться, рассмотрев разность хода

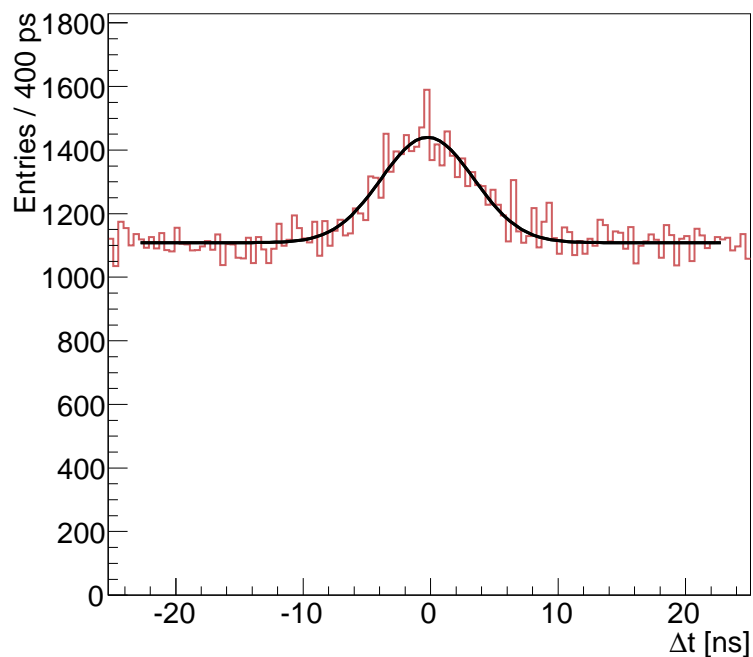


Рис. 3.2: Измеренное распределение задержки между хитами на двух оптических модулях одного этажа детектора (пример). Сплошной линией показан результат аппроксимации гауссовой кривой (см. текст)

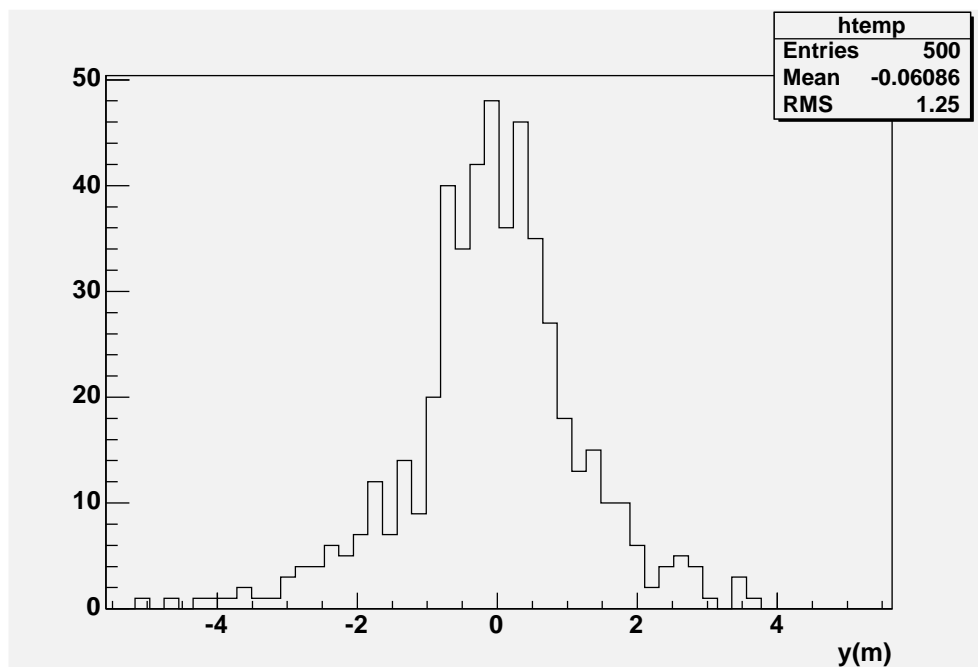


Рис. 3.3: Распределение распадов  $^{40}\text{K}$  по координате  $y$ , обозначающей смещение точки распада относительно начала координат, расположенного посередине между фотокатодами двух ФЭУ одного этажа детектора. График из [74]

лучей, испущенных из одной точки, в системе из двух ФЭУ. В АНТАРЕС расстояние между центрами фотокатодов двух ФЭУ, расположенных на одном этаже, составляет  $l = 1,0$  м (см. рис. 2.2). Диаметр фотокатода  $d$  составляет около 25 см. Таким образом, максимальная разность хода лучей составляет  $l + d = 1,25$  м (предполагаем, что свет не рассеивается). При скорости черенковского света, равной  $\approx 0,22$  м/нс это соответствует задержке около 5,6 нс. Нетрудно догадаться, что при усреднении по всему пространственному распределению распадов возможно получить ширину пика близкую к наблюдаемой.

Незначительный вклад в ширину пика вносят внутренний джиттер фотоумножителя ( $\sigma_{TTS} \approx 1,3$  нс) и точность электроники ( $\sigma \approx 0,5$  нс). Влияние рассеяния света на ширину пика пренебрежимо мало из-за малых расстояний, проходимых фотонами. Таким образом, ширина пика почти всецело определяется расстоянием между ФЭУ.

### 3.4.2 Положение пика

В идеальных условиях пик совпадений должен находиться в положении  $\Delta t = 0$ . Однако точная центровка пика возможна лишь при использовании идентичных ОМ, их абсолютно симметричном расположении и идеальной калибровке. На опыте наблюдается небольшой разброс по величине смещения пика, измеренного для разных пар ОМ. В большинстве случаев этот разброс связан с погрешностями калибровки детектора, в частности, калибровки временных задержек в фотоумножителях и электронике. Влияние других факторов на положение пика, как правило, незначительно. Таким образом, измерение положения пика может быть полезно при определении калибровочных параметров детектора. Подробнее данное применение будет рассмотрено в п. 3.10.

### 3.4.3 Скорость счета совпадений

Скорость счета истинных совпадений от  $^{40}\text{K}$  может быть определена как интеграл под гауссовым пиком за вычетом плоского фона случайных совпадений. В эксперименте типичная скорость счета совпадений составляет около  $16 \text{ Гц}^3$ . Так же, как и простая скорость счета, скорость счета совпадений определяется концентрацией  $^{40}\text{K}$  в воде (п. 3.1),

---

<sup>3</sup>Для простоты восприятия и удобства сравнения с англоязычными обозначениями на графиках здесь и далее мы будем использовать для скорости счета совпадений обозначение Гц, подразумевая совп./с.

световыходом распада (п. 3.2), оптическими свойствами воды (п. 2.2) и характеристиками оптического модуля (п. 2.3). Влияние оптических свойств воды, однако, чрезвычайно мало ввиду близости источника света к фотодетектору (см. п. 3.4). Влияние параметров фотодетекторов же, напротив, весьма велико. В частности, скорость счета совпадений очень чувствительна к угловым характеристикам ОМ (см. п. 3.12).

Монте-Карло моделирование [74] показывает, что скорость счета совпадений пропорциональна чувствительности обоих оптических модулей. Т. е.

$$r_{ij} \propto s_i s_j, \quad (3.2)$$

где  $s_i$  – чувствительность  $i$ -го ОМ, а  $r_{ij}$  – скорость счета совпадений парой ОМ  $i$  и  $j$ .

### 3.4.4 Пьедестал

Пьедестал случайных совпадений задается скоростью счета случайных совпадений, которая может быть предсказана для каждой пары ОМ исходя из скоростей счета на каждом ОМ. Можно записать:

$$r_{ij}^{random} = n_i n_j T, \quad (3.3)$$

где  $n_i$  и  $n_j$  – простые скорости счета на  $i$ -м and  $j$ -м ОМ, а  $T$  – ширина временного окна, используемого при подсчете совпадений. Измерения пьедестала не представляют большого интереса с точки зрения калибровки детектора, но могут быть полезны при проверке корректности проводимого анализа, расчетов живого времени и пр.

## 3.5 Метод калибровки по $^{40}\text{K}$

Метод калибровки по  $^{40}\text{K}$  состоит в измерении параметров пика совпадений, производимых в паре фотодетекторов черенковским светом от распада  $^{40}\text{K}$ . Основными параметрами, подлежащими измерению, являются высота пика (или площадь под пиком) и положение пика (смещение относительно нуля). Измерения высоты пика могут быть использованы для определения чувствительности фотодетекторов. Измерения положения пика могут быть использованы для калибровки временных задержек между фотодетекторами.

Благодаря стабильной концентрации  $^{40}\text{K}$  в морской воде, метод может применяться для мониторинга измеряемых параметров в течение сколь угодно длительных промежутков времени. Благодаря равномерному распределению  $^{40}\text{K}$  по массе морской воды,

возможно прямое сравнение данных с различных частей калибруемой установки. Метод применим к любым черенковским детекторам, использующим кластерное расположение фотодетекторов (более одного на этаж) и морскую воду в качестве рабочей среды. Специфические аспекты реализации, а также результаты применения данного метода в эксперименте АНТАРЕС, рассмотрены ниже.

## 3.6 Техническая реализация в АНТАРЕС

Конструкция установки АНТАРЕС идеально подходит для реализации метода калибровки, описанного выше. Поскольку каждый этаж детектора содержит три ОМ, возможно измерение сигнала совпадений для трех пар ОМ (1-2, 2-3, 3-1), что как раз достаточно для определения трех неизвестных параметров – величин чувствительности фотодетекторов. Благодаря небольшому расстоянию между фотоумножителями на этаже, сигнал совпадений весьма велик, что упрощает его измерение. Система сбора данных АНТАРЕС устроена таким образом, что данные о каждом импульсе, зарегистрированном каждым ФЭУ, доступны для обработки на берегу (см. п. 2.6). Таким образом, задача наблюдения сигнала совпадений сводится к задаче фильтрации и обработки данных с помощью соответствующего программного обеспечения. Внесения каких-либо изменений в конструкцию установки не требуется.

### 3.6.1 Первые исследования на МІЛОМ

На раннем этапе строительства, в 2005 году, установка АНТАРЕС включала в себя лишь одну короткую линию – МІЛОМ (см. п. 2.15). Лишь один из этажей МІЛОМ представлял собой триплет оптических модулей, размещенных стандартным для АНТАРЕС образом. Именно на этом этаже и был впервые обнаружен сигнал совпадений от  $^{40}\text{K}$ , а также были впервые исследованы и поняты особенности этого сигнала [78]. Интересно, что обнаружение сигнала не было запланировано заранее, а произошло по ходу другого исследования, посвященного изучению качества набираемых данных и анализу специфических ошибок в работе системы сбора данных.

Благодаря небольшому объему данных, получаемых с МІЛОМ, было возможно сохранять на диск все набираемые данные без какой-либо фильтрации. Данный режим работы установки назывался *SPE run* и использовался по необходимости, для проведе-

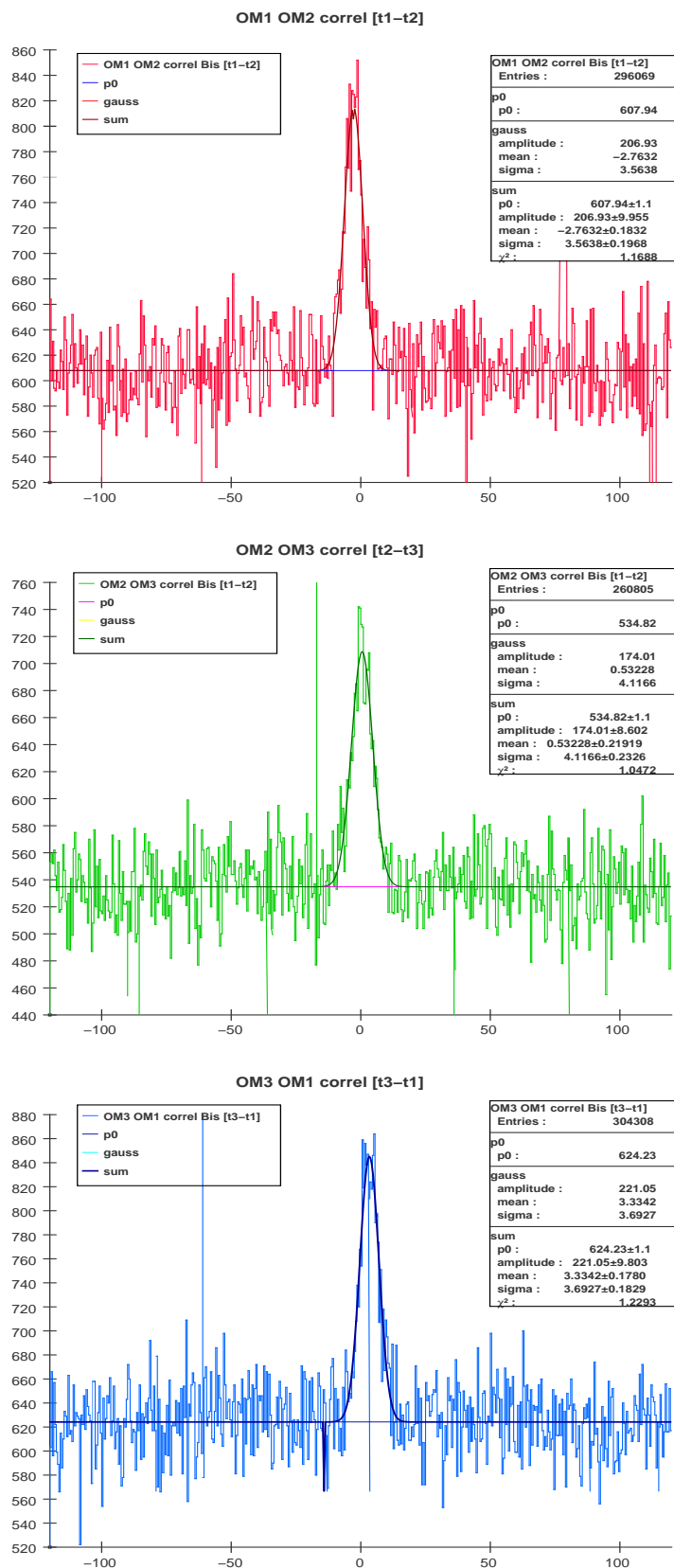


Рис. 3.4: Пик совпадений от  $^{40}\text{K}$ , наблюдаемый на MILOM в ходе сеанса сбора данных N 14328. Положение пика не скорректировано с учетом калибровочных параметров. Границы шкалы по оси ординат выбраны из соображений удобства

сеанс	длительность, с	$r_{singles}$ , кГц			$r_{baseline}$ , кГц			$f_{burst}$	$f_{XOff}$
		ОМ1	ОМ2	ОМ3	ОМ1	ОМ2	ОМ3	fraction	fraction
13892	248,7	96,0	73,7	96,0	70	61	61	25 %	5 %
14066	269,1	64,2	55,3	56,6	63	55	56	2 %	< 0,5 %
14328	281,6	68,9	59,3	61,3	64	56	57	3 %	< 0,5 %

Таблица 3.2: Усредненные характеристики оптического фона, наблюдавшегося в ходе трех выбранных для анализа ранов (сеансов сбора данных) на линии MILOM. Скорость счета  $r_{singles}$  рассчитывалась с учетом мертвого времени. Минимальная скорость счета  $r_{baseline}$  определялась по гистограмме количества хитов на 1 фрэйм (путем аппроксимации левой части гистограммы гауссианом). Оценка доли биолуминесцентных вспышек  $f_{burst}$  в активном времени – приблизительная. Доля мертвого времени  $f_{XOff}$  примерно одинакова для всех трех ОМ.

ния специфических исследований. Полученные в этом режиме данные идеально подходили для наблюдения сигнала совпадений от  $^{40}\text{K}$ . Также было возможно анализировать данные непосредственно в процессе их набора в режиме «онлайн». Для проведения анализа совпадений в программу мониторинга качества данных, используемую в то время, были добавлены соответствующие функции. Программа мониторинга базировалась на система JAS (Java Analysis Studio) и была написана на языке программирования Java. Для анализа сохраненных на диск данных («SPE ранов») использовалась та же программа, но запущенная в особом режиме (использовалась дополнительная утилита для чтения данных). Важным практическим преимуществом использования SPE ранов была возможность повторения анализа после окончания рана.

Пример гистограмм, полученных в ходе SPE рана под номером 14328, приведен на рис. 3.4. На гистограммах хорошо виден пик совпадений от  $^{40}\text{K}$ . С помощью этих трех гистограмм были впервые установлены основные характеристики сигнала совпадений: средняя частота счета, ширина пика и характерный размер смещения относительно нуля [78, 68]. Частота счета совпадений оказалась близка к значению 13,5 Гц и слегка отличалась для разных сочетаний ОМ. Замеченные различия можно, по всей видимости, объяснить несколько завышенными значениями порогов для оптических модулей 2 и 3, что может быть подтверждено данными по простой скорости счета (см. таблицу 3.2). Ширина пика составила около 3,8 нс ( $\sigma$ ), что было также подтверждено

последующими многочисленными измерениями. Величина смещения пика находилась в удовлетворительном согласии (в пределах 1 нс) с данными, полученными с помощью системы LED Beacons (см. п. 2.9.1). Пьедестал под пиком согласовывался с ожиданиями (см. п. 3.4.4 и формулу 3.3) с не менее чем 10 % точностью. Весь набор характеристик в целом весьма близко соответствовал предсказаниям для пика совпадений от  $^{40}\text{K}$ , полученным в работе [72] несколькими годами ранее. Единственным серьезным несоответствием была величина скорости счета, которая в эксперименте оказалась почти вдвое выше, чем ожидалось. Этот факт, однако, быстро нашел объяснение: расчет [72] проводился для большего расстояния между ФЭУ, чем необходимо (на ранних стадиях разработки АНТАРЕС размеры этажа несколько отличались от окончательных). При использовании же корректной геометрии этажа предсказания совпали с экспериментом с хорошей точностью. Таким образом, обнаруженный на гистограммах пик был надежно идентифицирован как сигнал совпадений от  $^{40}\text{K}$ .

Путем сравнения данных, собранных в различные дни и при различном уровне фоновой скорости счета было показано, что наблюдаемый сигнал совпадений весьма стабилен во времени и не зависит от уровня биолюминесцентной активности (см. таблицы 3.2 и 3.3). Этот вывод хорошо согласуется с представлениями о процессе биолюминесценции и был в дальнейшем надежно подтвержден последующими измерениями (см. п. 3.11). Можно сказать, что проведенные на МІЛОМ измерения позволили впервые понять высокий потенциал метода совпадений, и послужили фундаментом для развития нового метода калибровки – калибровки по  $^{40}\text{K}$ .

### 3.6.2 К40 триггер

По мере строительства детектора увеличивался и объем данных, передаваемых на берег. Применение программы мониторинга (см. п. 3.6.1) для анализа данных *на лету* стало непрактичным в связи с недостаточной мощностью используемой для этого вычислительной системы. Также из конфигурации детектора исчез режим работы SPE gun, что было связано с ограниченной производительностью дисковой системы, выполнявшей запись экспериментальных данных. Возникла потребность в новом техническом решении, которое бы обеспечило эффективный сбор данных, необходимых для анализа сигнала совпадений. Такое решение было найдено и реализовано в программном модуле *K40 trigger*. Это решение используется и по сей день для проведения калибровки



run 13892					
	пьедестал	высота пика	смещение, нс	$\sigma$ , нс	$r_{coinc}$ , Гц
OM1 - OM2	915,3	180,82	-2,96	3,56	13,0
OM2 - OM3	1021,2	152,12	0,96	3,85	11,8
OM3 - OM1	1342,5	184,51	2,67	3,63	13,5
run 14066					
	пьедестал	высота пика	смещение, нс	$\sigma$ , нс	$r_{coinc}$ , Гц
OM1 - OM2	480,5	205,6	-2,12	3,68	14,1
OM2 - OM3	423,6	168,6	0,67	3,56	11,2
OM3 - OM1	494,8	198,0	3,09	4,28	15,8
run 14328					
	пьедестал	высота пика	смещение, нс	$\sigma$ , нс	$r_{coinc}$ , Гц
OM1 - OM2	607,9	206,93	-2,76	3,56	13,1
OM2 - OM3	534,8	174,02	0,53	4,11	12,7
OM3 - OM1	624,2	221,05	3,33	3,69	14,5

Таблица 3.3: Результаты измерения пика совпадений для 3-х сеансов сбора данных. Указана высота пьедестала (в условных единицах), высота пика совпадений, смещение пика, ширина пика ( $\sigma$ ) и скорость счета коррелированных совпадений. На основе данных с LED Beacons ожидаемое положение пика составляет -2,2 нс для пары OM1-OM2, -0,4 нс для OM2-OM3, и +2,7 нс для OM3-OM1

детектора АНТАРЕС по  $^{40}\text{K}$ , а также для других исследований (см. главу 4).

К40 триггер представляет собой программный модуль триггерной системы АНТАРЕС, написанный на языке C++. Задачей данного модуля является выделение из общего потока данных лишь тех хитов (импульсов на ФЭУ), которые в паре с другими хитами составляют, или способны составить, *локальное совпадение*. Локальным совпадением считается пара хитов, зарегистрированных двумя разными ФЭУ одного этажа детектора в течение 20 нс. В целях упрощения расчетов в К40 триггере используется лишь грубое время хита, задаваемое счетчиком тактов (*timestamp*). Данные же о тонком времени хита (*TVC*) не используются (они добавляются при последующем анализе данных). Условие отбора хитов устанавливается требованием

$$|timestamp_1 - timestamp_2| \leq 1. \quad (3.4)$$

Так как единица величины *timestamp* составляет 25 нс, данное условие позволяет сохранить на выходе триггера все искомые локальные совпадения. Пары хитов, удовлетворяющие вышеуказанному условию, отправляются в выходной поток данных для перманентной записи на диск. Данное техническое решение полностью удовлетворяет потребностям физического анализа, и, в то же время, позволяет избежать зависимости триггера от наличия и точности предварительной калибровки детектора. Период работы детектора, когда используется К40 триггер, носит название «К40 ран».

В системе сбора данных АНТАРЕС поток данных разбивается на блоки длительностью около 105 мс. Такие блоки («таймслийсы») являются основной единицей объема данных при их хранении и обработке (см. п. 2.6). При необходимости те или иные блоки могут изыматься из потока данных. Также возможно сократить поток данных в целое число раз путем установки т. н. сэмплинга. При установке сэмплинга больше единицы (2, 3 и т. д.) лишь один из установленного числа блоков данных (таймслийсов) будет обрабатываться. Остальные же будут отброшены. Использование сэмплинга позволяет снизить нагрузку на вычислительные системы и системы хранения данных. В связи с тем, что сэмплинг приводит к потере части данных, он никогда не используется при наборе физических данных. Однако сэмплинг может быть полезен при наборе калибровочных данных, таких как совпадения от  $^{40}\text{K}$ . При проведении К40 ранов сэмплинг обычно устанавливался на уровне 4. Живое время, или эффективная длительность К40 рана рассчитывалась исходя из имеющегося числа блоков данных:

$$T_{live} = N_{timeslices} \cdot 105 \text{ мс}. \quad (3.5)$$

При использовании данной формулы наличие сэмпинга учитывается автоматически, что обеспечивает корректную нормализацию вычисляемых скоростей счета.

### 3.6.3 Организация процесса измерений

Регулярное использование К40 триггера началось в эксперименте АНТАРЕС в ноябре 2006 г., когда детектор включал в себя 2 рабочие линии. С тех пор выполнение К40 ранов являлось стандартной частью процедуры эксплуатации и калибровки установки. Как правило, калибровка выполнялась раз в неделю, и включала в себя один или два К40 рана длительностью по 20 мин. С учетом сэмпинга эффективная длительность такой калибровки составляла от 5 до 10 мин. Объем данных одной такой калибровки составлял от 2 до 4 Гб.

Некоторым недостатком К40 ранов было то, что на время их проведения набор физических данных прекращался (путем отключения физических триггеров). Сделано это было для того, чтобы избежать возможной перегрузки вычислительной и дисковой систем. С течением времени стала ясна высокая надежность и устойчивость работы К40 триггера, и отсутствие явных конфликтов с физическими триггерами. Также возросла мощность вычислительной системы триггера. В ноябре 2009 г. была впервые успешно протестирована новая конфигурация триггерной системы, при которой К40 триггер работал одновременно с физическими триггерами. Значение сэмпинга для К40 триггера было выставлено на уровне 200. Тесты не выявили каких-либо сбоев в работе детектора, связанных с использованием новой конфигурации. Поэтому было решено сделать данную конфигурацию стандартной. Таким образом, с ноября 2009 г. набор данных для калибровки по  $^{40}\text{K}$  производится в эксперименте АНТАРЕС непрерывно в течение всего времени набора физических данных. В этой связи отпала необходимость в проведении специализированных К40 ранов, и появилась возможность более детального анализа поведения калибруемых параметров во времени.

### 3.6.4 Анализ данных

Для хранения данных с АНТАРЕС используются файлы в формате root (см. п. 2.13). Для данных с К40 триггера используется отдельный контейнер, определенный форматом данных АНТАРЕС (SPE\_TimeSlice). Для обработки этих данных была разработана специальная программа. Программа написана на языке C++ и призвана выполнять

первичную обработку данных. Процесс работы с файлами и применения калибровочных параметров осуществляется стандартным для АНТАРЕС образом (см. п. 2.13). Блоки данных (таймслайсы) читаются и обрабатываются последовательно. Для каждого блока составляются списки хитов, зарегистрированных каждым оптическим модулем. Затем производится поиск локальных совпадений. Для каждой пары хитов, приблизительно удовлетворяющей условию локального совпадения (3.4), вычисляется точная разница по времени между хитами. При вычислении используются наилучшие имеющиеся данные по калибровке детектора. Если задержка не превышает 20 нс, пара хитов объявляется локальным совпадением:

$$t_i - t_j < 20 \Rightarrow \text{local coincidence} \quad (3.6)$$

Если условие локального совпадения выполняется для одного и того же хита более одного раза (в паре с различными хитами), учитываются все возможности. Эти данные используются для построения гистограммы временной задержки между хитами, или гистограммы совпадений. В связи с тем, что каждый оптический модуль обслуживается двумя микросхемами ARS (см. п. 2.4), для каждой пары оптических модулей заполняется 4 гистограммы. Например, для оптических модулей OM0 и OM1 рассматриваются комбинации ARS0-ARS2, ARS0-ARS3, ARS1-ARS2, ARS1-ARS3. Размер ячейки в гистограммах устанавливается равным 400 пкс, что вдвое больше величины дискретизации времени, обычно используемой в библиотеке antares-daq (см. п. 2.13). Использование ячеек удвоенной ширины позволяет снизить влияние эффектов дифференциальной нелинейности на анализ, и не оказывает негативного влияния на точность измерений, рассмотренных ниже. Пример гистограммы совпадений приведен на рис. 3.2. Дальнейший анализ данных выполняется интерактивно или с использованием скриптов.

На следующем шаге выполняется аппроксимация полученных гистограмм гауссовой кривой

$$f(t) = p + ae^{-(t-t_0)^2/2\sigma^2}. \quad (3.7)$$

Здесь  $p$  задает высоту пьедестала,  $a$  – амплитуду пика,  $t_0$  – его смещение, а  $\sigma$  – ширину. Количество событий в пике рассчитывается приближенно, исходя из параметров гауссиана:

$$N \approx \frac{a\sigma\sqrt{2\pi}}{\Delta x}, \quad (3.8)$$

где  $\Delta x$  – ширина бинов (400 пкс). Средняя скорость счета истинных совпадений от <sup>40</sup>K

определяется по следующей формуле:

$$R = \frac{N}{T_{live}}, \quad (3.9)$$

где  $T_{live}$  – эффективная длительность рана (см. п. 3.6.2).

Как было сказано выше, для каждой пары оптических модулей имеются 4 гистограммы. Однако, поскольку наиболее сильные эффекты обычно связаны с работой ФЭУ а не электроники, такая степень детализации часто оказывается излишней. В этой связи, перед выполнением большинства видов анализа оказывается более практичным складывать каждую такую четверку гистограмм в одну. Данный подход применен в большинстве исследований рассмотренных ниже, за исключением оных, описанных в п. 3.10.2. Метод расчета скорости счета, приведенный выше, работает одинаково хорошо вне зависимости от того, рассматриваются ли 4 гистограммы вместе или отдельно.

## 3.7 Примеры

Пример применения описанного выше метода для линии 1 приведен на рис. 3.5 и 3.6. Данные были получены 27 ноября 2006 г. в ходе рана 25009. Как видно из рис. 3.5, различные этажи детектора могут отличаться по чувствительности весьма значительно. Пустые позиции по оси  $x$  соответствуют *мертвым каналам*, т. е. оптическим модулям, с которых данные по какой-либо причине не набирались. Каждый мертвый канал дает две пустых ячейки на гистограмме. Типичное значение скорости счета совпадений составило около 13 Гц. Из рис. 3.6 видно, что задержки между оптическими модулями в большинстве случаев не превышают 1,5 нс, что говорит о хорошей калибровке детектора.

Гистограммы скорости счета совпадений и временных задержек приведены на рис. 3.7. Отметим, что среднее значение скорости счета и величина разброса были позже улучшены (см. п. 3.9). Также в ходе дальнейшей настройки удалось улучшить калибровку временных задержек (см. п. 3.10). На рис. 3.7 приведена гистограмма ширины пика совпадений ( $\sigma$ ), также получаемой при аппроксимации гистограммы функцией 3.7. Средняя ширина пика составила 3,9 нс, как и ожидалось. Малый разброс значений также соответствует ожиданиям и говорит о достаточно высокой точности метода.

Данные о средней фоновой скорости счета для оптических модулей линии 1 в ходе того же рана приведены на рис. 3.8. Там же приведены данные по доле мертвого вре-

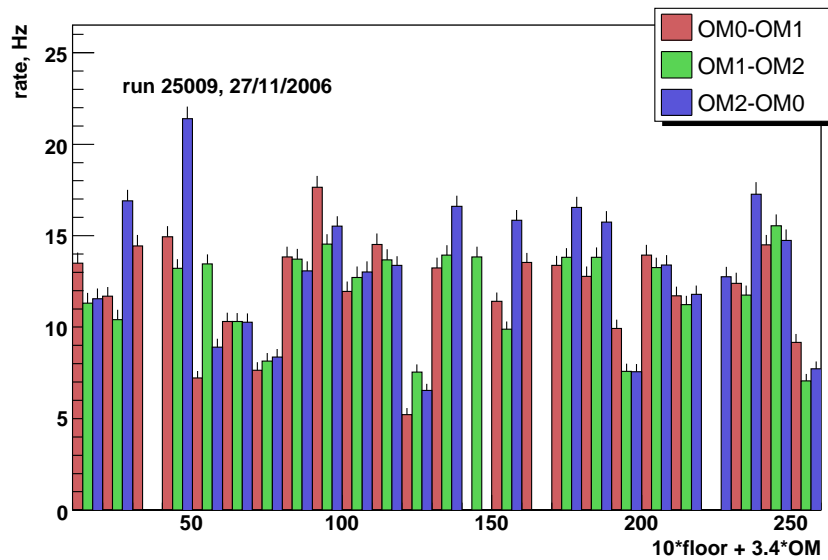


Рис. 3.5: Средняя скорость счета истинных совпадений от  $^{40}\text{K}$ , измеренная для линии 1 в ходе рана 25009. Каждый столбец гистограммы соответствует паре оптических модулей. Для каждого из 25 этажей измеряются значения 3-х скоростей счета (три комбинации из трех ОМ). Пустые столбцы соответствуют неработающим каналам. Указаны статистические погрешности

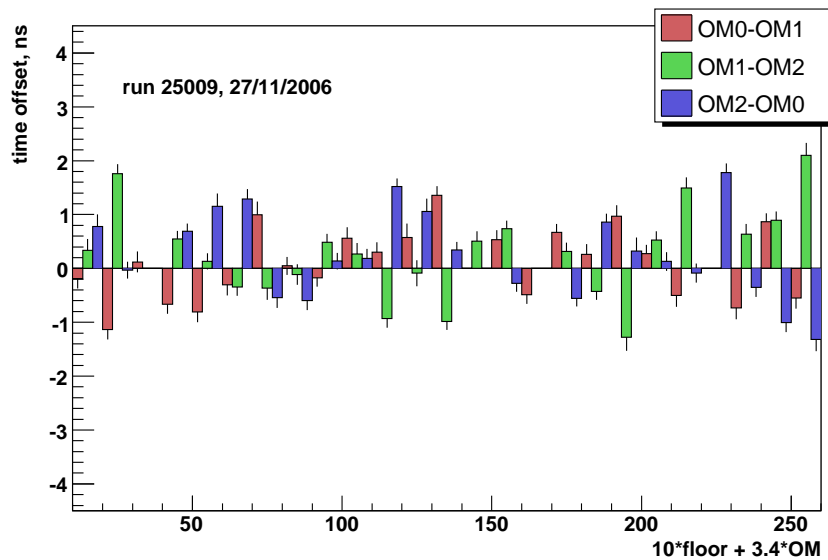


Рис. 3.6: Величина смещения пика совпадений относительно нуля, измеренная для различных комбинаций оптических модулей линии 1 (ран 25009). За ноль принято значение, соответствующее базовой калибровке детектора. Указаны статистические погрешности. Большое смещение относительно нуля может указывать на неверную калибровку ОМ

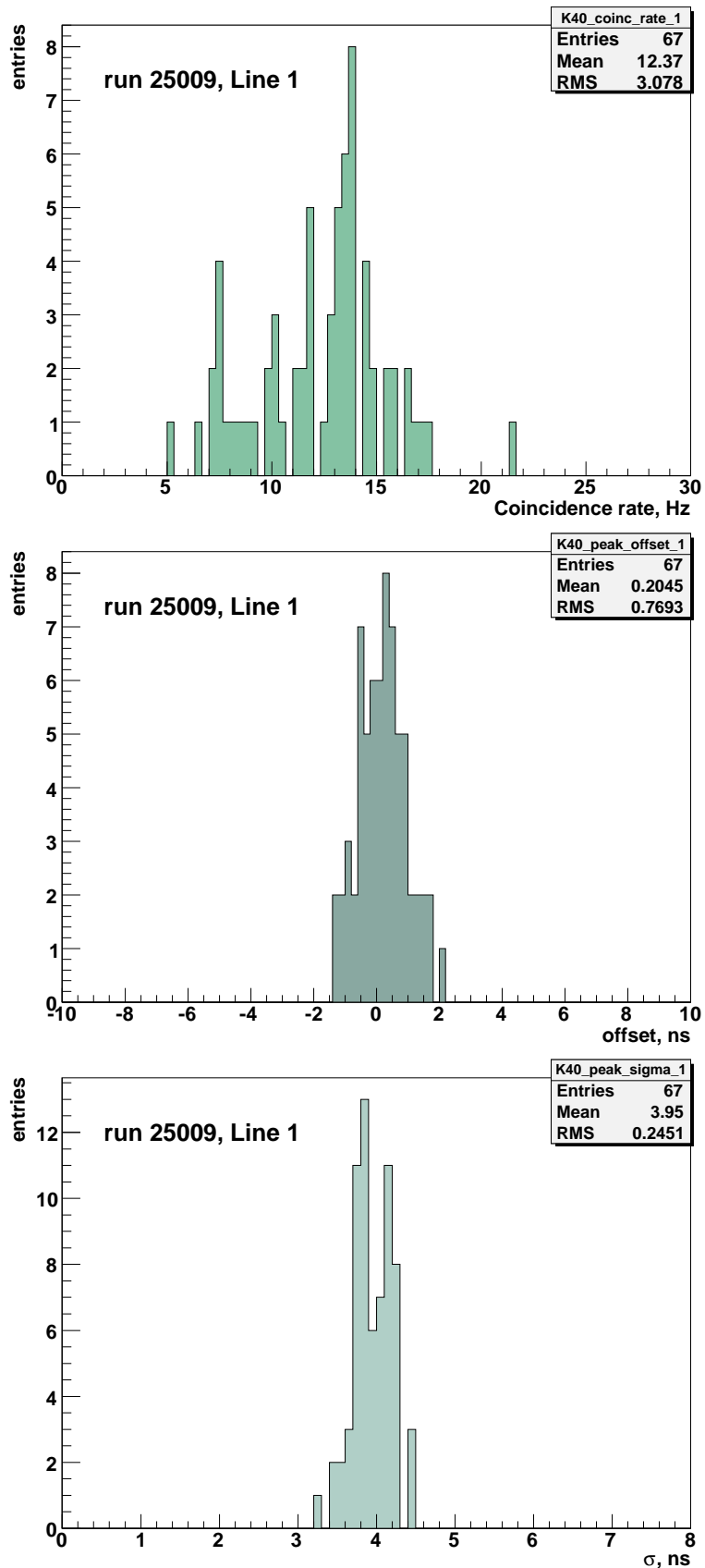


Рис. 3.7: Гистограммы скорости счета совпадений (сверху), величины смещения пика (по центру) и среднеквадратичной ширины пика (снизу). Данные для линии 1, полученные в ходе рана 25009

мени электроники для каждого оптического модуля (т. н. *доля ХOFF*) и для каждой комбинации из двух оптических модулей (*комбинированная доля ХOFF*). Комбинированная доля ХOFF использовалась для корректировки измеренных скоростей счета на мертвое время. Как видно из графиков, в ходе рана 25009 доля мертвого времени в большинстве случаев не превышала 1 %. Простая скорость счета для большинства каналов составляла около 65 кГц.

Аналогичный анализ проводился и для других линий детектора. Анализ повторялся для каждого набранного К40 рана.

### 3.8 Расчет чувствительности оптических модулей

Для каждого этажа детектора измеряются три скорости счета совпадений:  $r_{1-2}$ ,  $r_{2-3}$  и  $r_{3-1}$ . Эти три величины связаны с чувствительностями<sup>4</sup> трех оптических модулей,  $s_1$ ,  $s_2$  и  $s_3$ , где индекс соответствует позиции модуля на этаже. Известно, что скорость счета совпадений между двумя ОМ пропорциональна чувствительности обоих ОМ (формула (3.2)). Для абсолютной нормализации необходимо ввести коэффициент пропорциональности  $r_0$ , задающий скорость счета совпадений для двух *образцовых* ОМ:

$$r_{ij} = r_0 s_i s_j. \quad (3.10)$$

В данной работе используется значение  $r_0 = 17$  Гц, определенное из эксперимента. Нетрудно видеть, что уравнения вида (3.10) легко преобразуются к линейным простым логарифмированием. Решение системы из трех уравнений дает эффективности  $s_i$ :

$$s_1 = \sqrt{\frac{1}{r_0} \frac{r_{12} r_{31}}{r_{23}}}, \quad s_2 = \sqrt{\frac{1}{r_0} \frac{r_{23} r_{12}}{r_{31}}}, \quad s_3 = \sqrt{\frac{1}{r_0} \frac{r_{31} r_{23}}{r_{12}}}. \quad (3.11)$$

В качестве примера на рис. 3.9 приведены диаграммы чувствительности оптических модулей линии 1, полученные по вышеуказанной методике для рана 25009.

Если один из трех ОМ на этаже не работает, то измеряется лишь одна скорость счета совпадений. Этого недостаточно для вычисления двух неизвестных величин – чувствительностей двух рабочих ОМ. В этом случае систему уравнений (3.10) необходимо доопределить. Одна из возможностей состоит в том, чтобы использовать от-

---

<sup>4</sup>Под чувствительностью ОМ понимается эффективная чувствительность соответствующего измерительного канала, что включает эффективность собственно ОМ и эффективность электроники, зависящую от установленного порога дискриминации



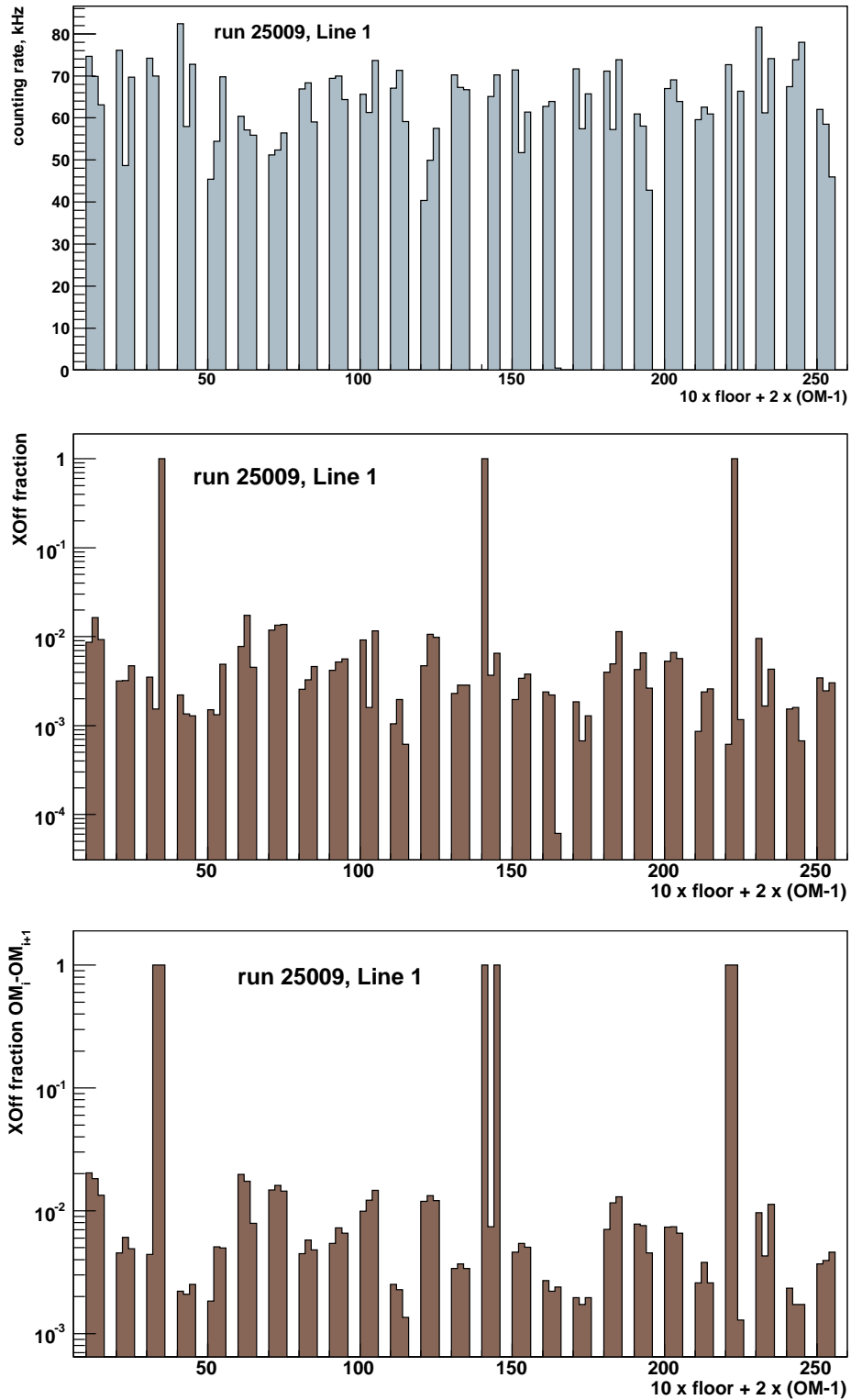


Рис. 3.8: Сверху: простая скорость счета для 75 оптических модулей линии 1 в ходе рана 25009. По центру: Доля мертвого времени для каждого ОМ. Для мертвых каналов доля мертвого времени приравнивалась единице. Снизу: Доля мертвого времени для каждой пары ОМ. Мертвое время пары модулей определялось как суперпозиция мертвого времени обоих модулей

ношение простых скоростей счета на двух исследуемых ОМ. Более простым решением представляется положить две искомые чувствительности равными, т. е. установить  $s_i = s_j = \sqrt{r_{ij}/r_0}$ . Пример диаграммы чувствительности линии 1, доопределенной таким образом, приведен на рис. 3.9.

Интересно сравнить полученные величины чувствительности ОМ с величинами простой скорости счета, которая прямо зависит от чувствительности оптического модуля к свету. Сравнение, проведенное на рис. 3.10 показывает, что величина чувствительности ОМ, измеренная как показано выше, очень хорошо коррелирует с простой скоростью счета, наблюдаемой на тех же ОМ в течение того же периода. Величина корреляции позволяет заключить, что точность вычисления чувствительности ОМ составляет, по всей видимости, не хуже 5 %. Хорошая корреляция, однако, наблюдается лишь при низком уровне биолюминесценции. При повышении биолюминесцентного фона она нарушается из-за того, что скорость счета импульсов в разных частях детектора становится неоднородной, и перестает быть хорошей мерой чувствительности ОМ. Скорость счета же совпадений от  $^{40}\text{K}$  не зависит от биолюминесценции (см. п. 3.11). Также стоит отметить, что в простую скорость счета может вносить вклад темновой ток ФЭУ.

Абсолютная нормализация коэффициентов чувствительности ОМ, рассчитываемых по методу  $^{40}\text{K}$ , требует знания номинальной скорости счета совпадений  $r_0$ . Величина  $r_0$  может быть определена из эксперимента. В дальнейшем мы будем полагать  $r_0 = 17$  Гц, что приблизительно соответствует средней скорости счета совпадений, зарегистрированной непосредственно после проведения полной настройки детектора (см. п. 3.9).

### 3.9 Поведение скоростей счета совпадений во времени

Регулярный набор К40 ранов позволил детально изучать поведение скорости счета совпадений во времени для каждого ОМ. Примеры кривых скоростей счета на период с ноября 2006 по июль 2009 г. приведены на рис. 3.11. Каждая точка на графиках соответствует измерению скорости счета для одной из трех возможных пар ОМ по одному К40 рану. Указаны статистические погрешности. Для удобства численного анализа проводилась аппроксимация зависимостей линейными функциями. Также показаны эффекты подстройки детектора («тюнинга») и самовосстановления чувствительности ОМ (см. ниже). Первый пример представляет собой типичную картину поведения стабильных ОМ. Действительно, если пренебречь статистическими флуктуациями и небольшими

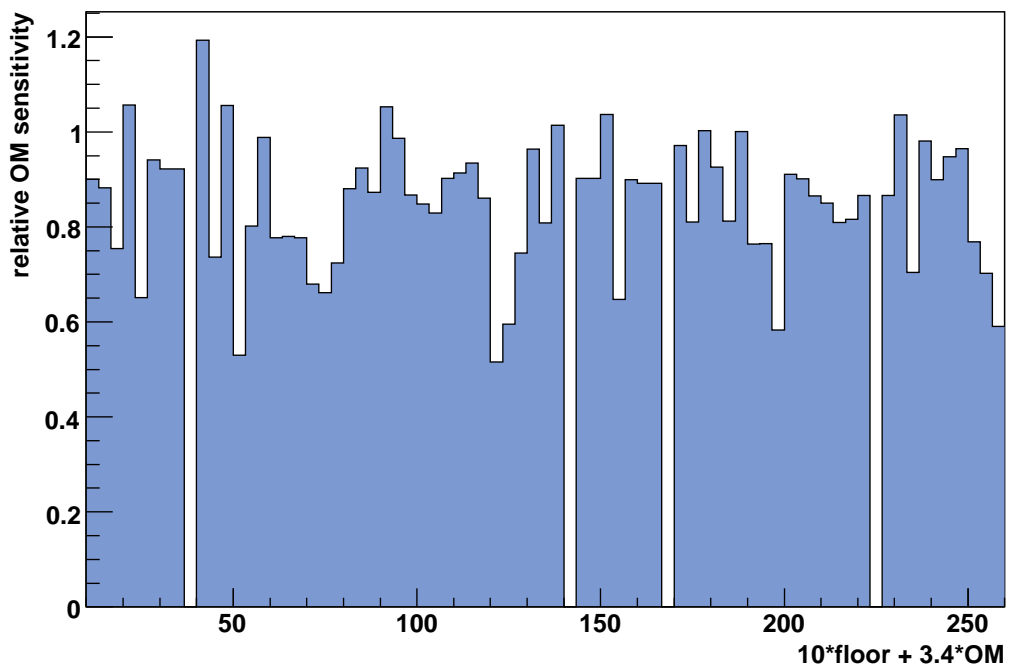
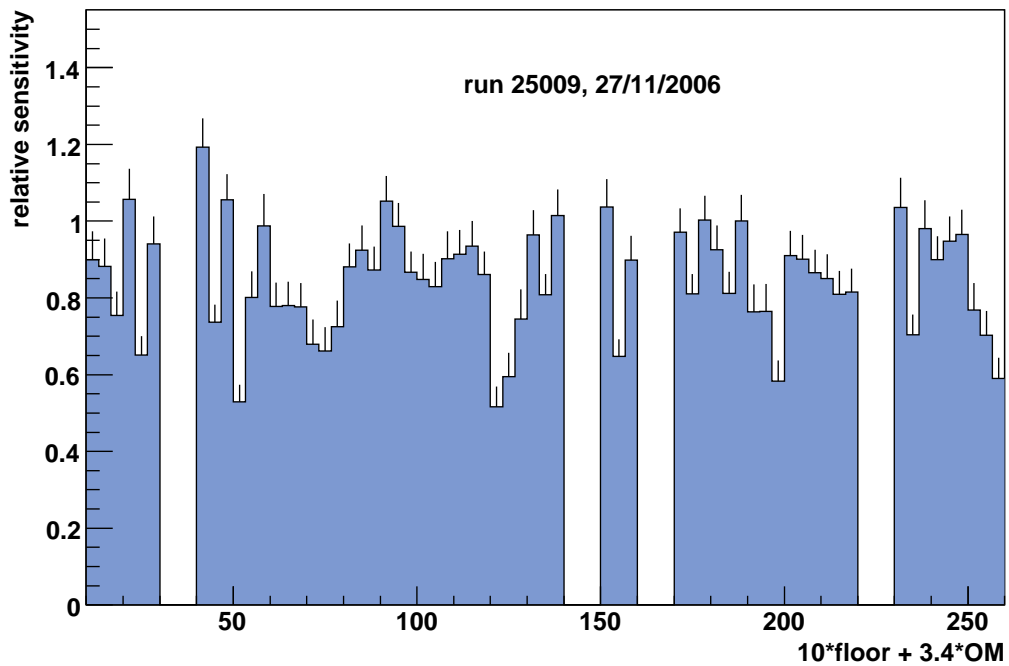


Рис. 3.9: Сверху: чувствительность оптических модулей линии 1 во время рана 25009, рассчитанная по методу  $^{40}\text{K}$  (см. текст). Снизу: то же с доопределением системы уравнений на случай наличия мертвых каналов

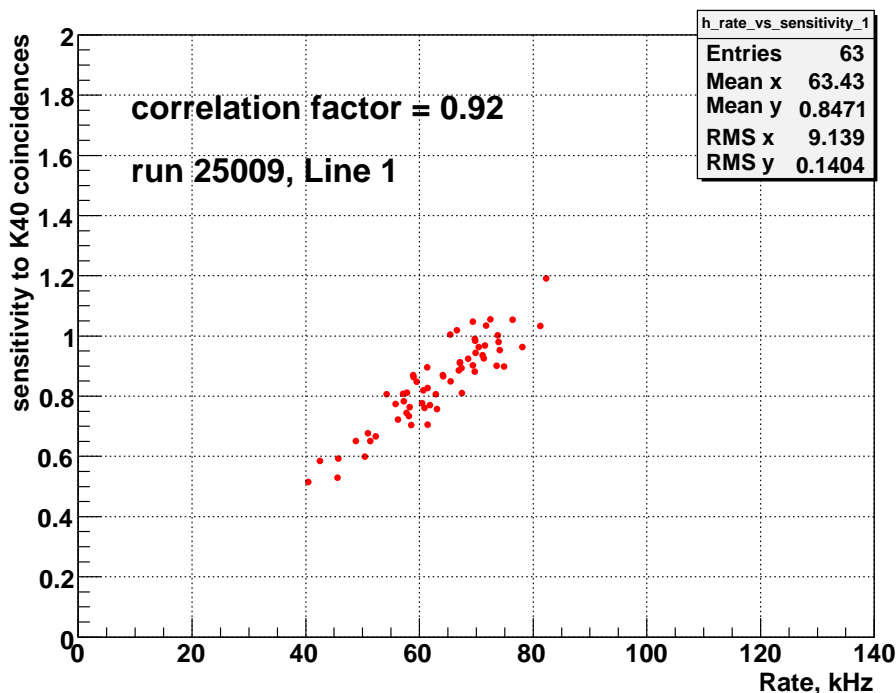


Рис. 3.10: Сравнение измеренной чувствительности оптических модулей с простой скоростью счета (данные рана 25009). Высокая степень корреляции говорит о связи этих двух величин

изменениями в результате тюнинга, то скорости счета можно считать стабильными в пределах 10 % на протяжении всего периода наблюдений.

К сожалению, не все оптические модули демонстрировали приемлемую стабильность. Второй пример на рис. 3.11 иллюстрирует поведение нестабильных модулей. Как видно на графике, чувствительность одной из пар ОМ понизилась после одного года эксплуатации более чем на 80 %. Данный эффект, однако, удалось скомпенсировать путем подстройки порогов дискриминации импульсов, проведенной в начале 2008 г. На рисунке переходы между различными настройками порогов показаны вертикальными линиями. Возможность такой компенсации говорит в пользу гипотезы о том, что снижение чувствительности ОМ связано с постепенным уменьшением коэффициента усиления ФЭУ. Подобная деградация может являться следствием эффекта старения одного из элементов ФЭУ, вероятно последнего динода или анода. Вклад в нестабильность коэффициента усиления ФЭУ может также давать дрейф параметров высоковольтного преобразователя и делителя напряжения.

В конце лета 2008 года эксплуатация детектора была приостановлена на 2,5 меся-

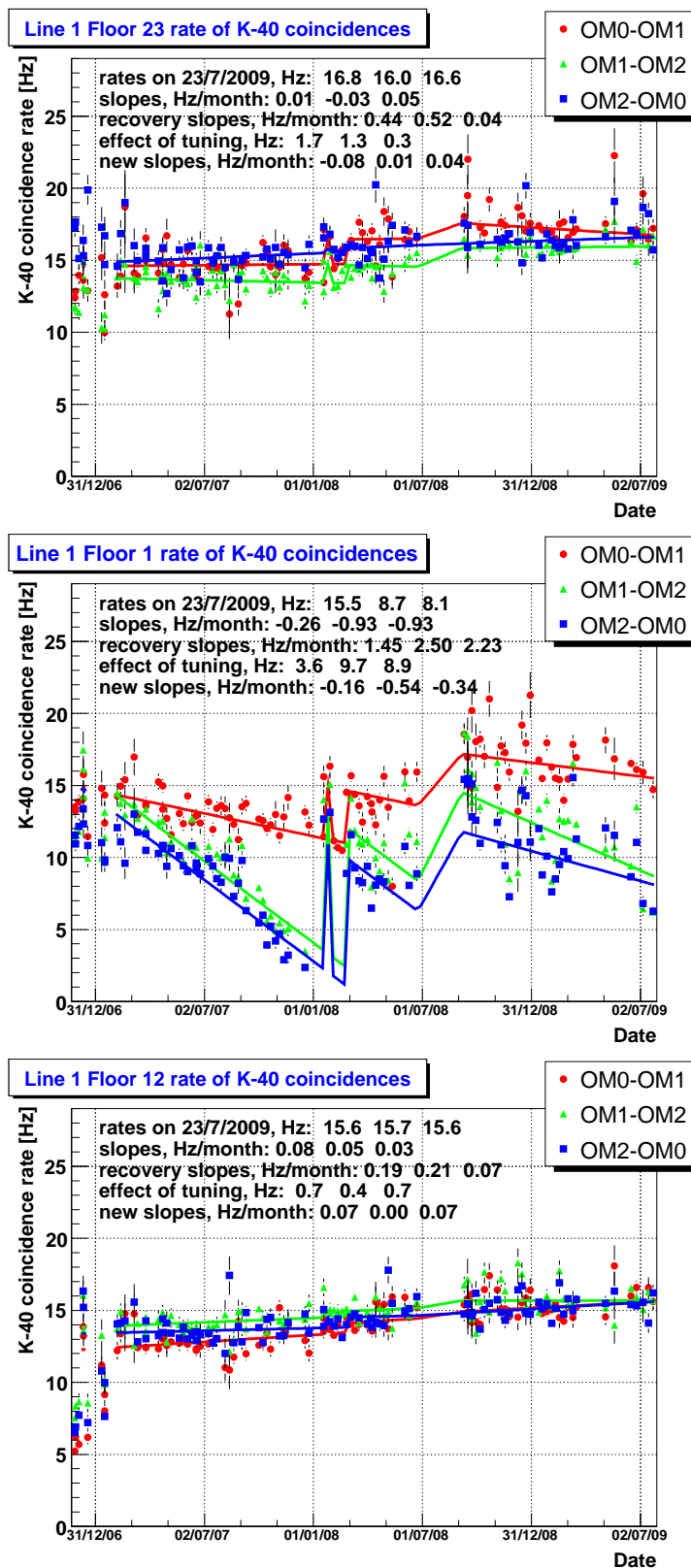


Рис. 3.11: Скорости счета совпадений от  $^{40}\text{K}$  как функции времени для трех этажей детектора. Сверху: этаж со стабильными ОМ. По центру: Этаж с нестабильными ОМ (наблюдается деградация коэффициента усиления ФЭУ). Снизу: этаж с нестандартным поведением (повышение чувствительности с течением времени)

ца по причине выхода из строя главного электрооптического кабеля. После ремонта кабеля детектор был вновь запущен в обычном режиме. Однако очень быстро выяснилось, что настройки детектора, произведенные до инцидента с кабелем, оказались не вполне соответствующими новому состоянию детектора. В частности, оказалась нарушена зарядовая калибровка большинства ОМ (эффективные пороги дискриминации импульсов). Нарушение зарядовой калибровки привело к значительному повышению случайной частоты срабатывания физических триггеров, что затрудняло процесс хранения, передачи и обработки экспериментальных данных. Ситуацию помогло прояснить исследование скорости счета совпадений от  $^{40}\text{K}$ . Действительно, из рис. 3.11 видно, что скорости счета на нестабильном этаже (средний график) после вынужденной остановки детектора повысились. Аналогичный эффект наблюдался и на многих других этажах детектора, в особенности там, где эффект деградации был наиболее ярко выражен до перерыва в работе. Отсюда можно предположить, что наблюдаемый эффект восстановления чувствительности по своей природе сходен (но обратен) эффекту деградации. Иными словами, можно говорить об эффектах накопления усталости (старения) и самовосстановления (отдыха) оптических модулей.

Особняком стоят отдельные случаи повышения чувствительности ОМ со временем (третий график на рис. 3.11). Причина столь нестандартного поведения пока остается неясной.

Для проведения численного анализа эффектов и тенденций, описанных выше, проводилась приближенная аппроксимация полученных зависимостей прямыми линиями. Для периодов до и после вынужденной остановки детектора использовались две разные величины наклона. Отдельно учитывались эффект от подстройки порогов (вертикальные скачки на графиках) и эффект самовосстановления после длительного перерыва в работе. Эффект восстановления условно показан на графиках как линейно растущая функция. Полученные гистограммы для скорости деградации (в период до инцидента с кабелем), эффекта подстройки порогов и эффекта самовосстановления приведены на рис. 3.12, 3.13 и 3.14 соответственно. Можно отметить, что большинство оптических модулей демонстрировали некоторую тенденцию к деградации в процессе работы, а также способность восстанавливаться при перерыве в работе. Также следует отметить исключительную полезность подстройки порогов, проведенной в начале 2008 г.

В существовании связи между эффектами деградации и самовосстановления чувствительности ОМ можно окончательно убедиться, рассмотрев корреляционный гра-

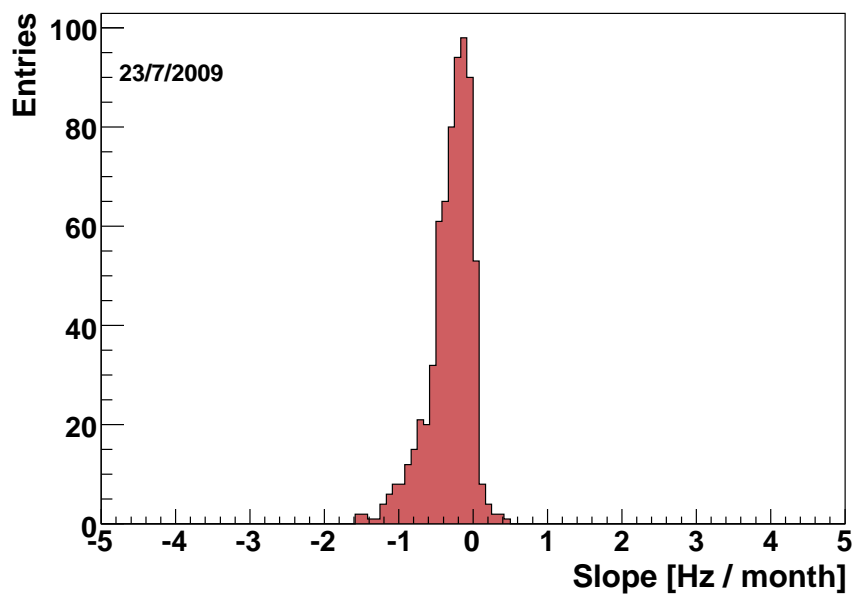


Рис. 3.12: Скорость изменения частоты счета совпадений от  $^{40}\text{K}$  со временем. Для построения гистограммы использовались данные со всех 12 линий детектора. Отрицательные величины соответствуют постепенной деградации чувствительности ОМ

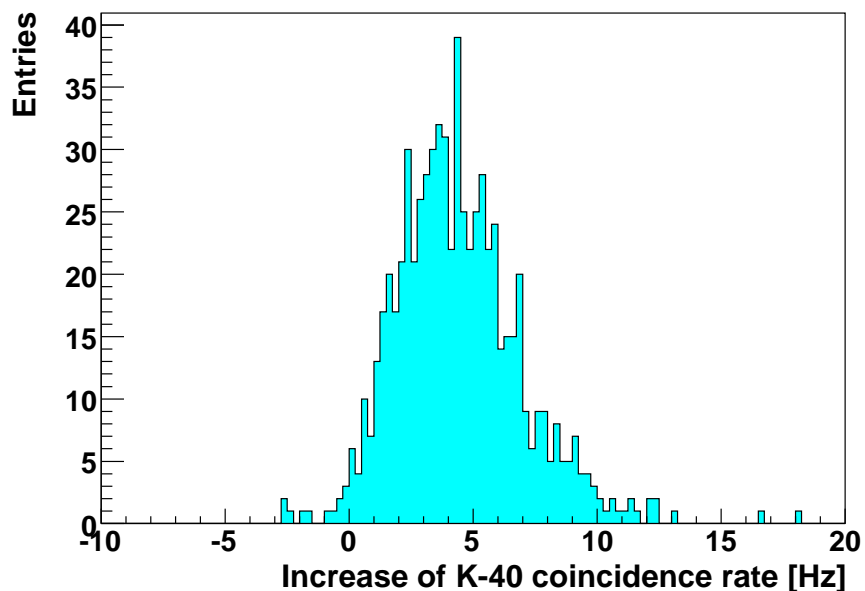


Рис. 3.13: Увеличение скорости счета совпадений от  $^{40}\text{K}$  в результате подстройки порогов. Данные с 12-ти линий детектора

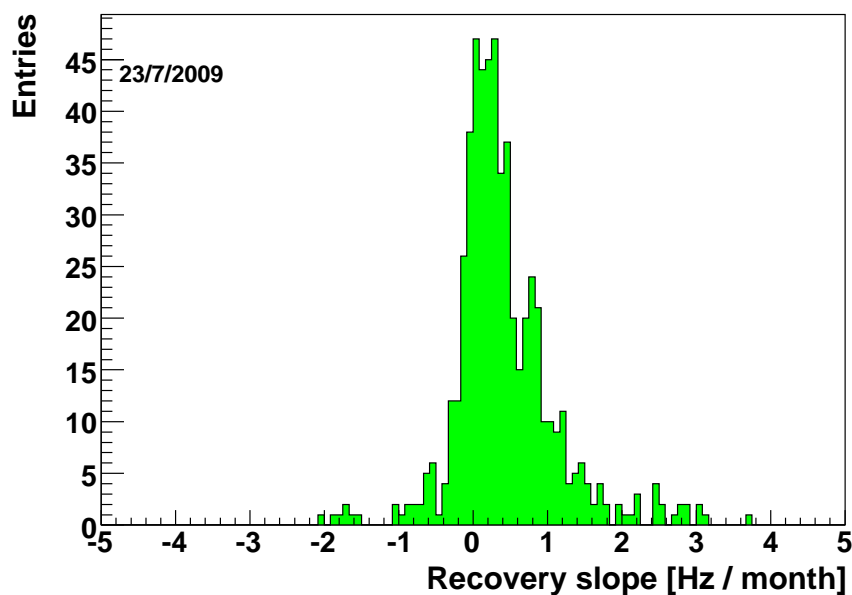


Рис. 3.14: Изменение скорости счета совпадений от  $^{40}\text{K}$  после 10-недельного перерыва в работе, поделенное на длительность перерыва в работе. Данные с линий 1-10

фик этих двух величин (см. рис. 3.15). Существенная негативная корреляция между ними говорит о внутренней связи и противоположности этих двух эффектов.

Наложив графики скорости счета совпадений со всех ОМ линии 1 можно получить график, показанный на рис. 3.16 (здесь статистические погрешности точек уже не указаны). На рисунке видно, что в процессе работы детектора средняя скорость счета совпадений падает, а разброс увеличивается. Также видно, что подстройка порогов позволила полностью скомпенсировать накопленный эффект деградации.

Вычислив среднюю скорость счета совпадений по всей линии 1 для каждого рана, можно получить график, приведенный на рис. 3.17. На нем хорошо видны эффекты деградации, подстройки порогов и самовосстановления, описанные выше. Кроме того, можно заметить некоторые флуктуации в период первого полугодия 2009 г. Особенностью этого периода было то, что уровень биолюминесцентной активности часто повышался до критического уровня ( $\approx 400$  кГц), при котором полезная эффективность детектора сильно падает. Чтобы избежать преждевременного старения ФЭУ, в такие периоды детектор обычно отключается (снимается напряжение с ФЭУ). Резонно предположить, что в течение этих коротких периодов отключения может наблюдаться некий эффект восстановления, аналогичными тому, что наблюдался после длительно перерыва в работе (см. выше). В существовании такого эффекта можно убедиться, составив



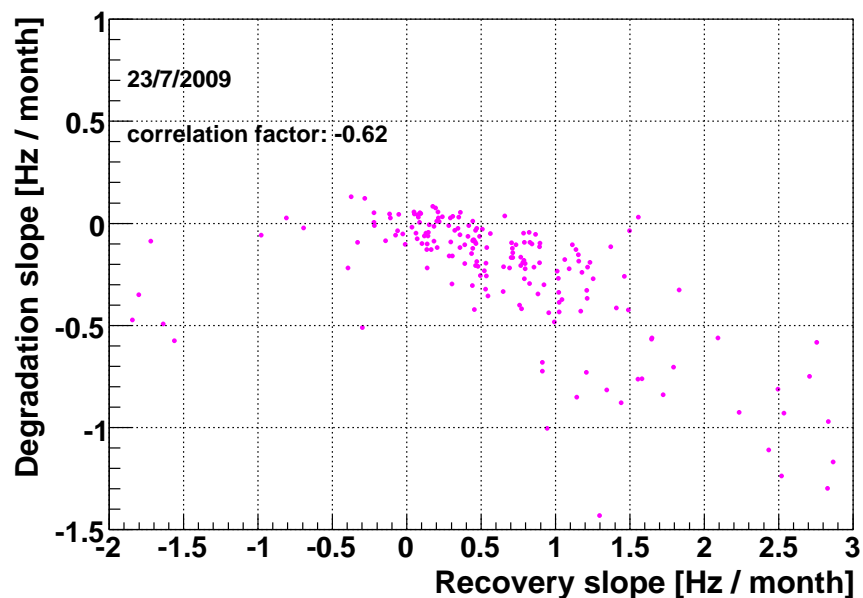


Рис. 3.15: Сравнение эффектов деградации и самовосстановления чувствительности ОМ. По оси x отложена величина эффекта самовосстановления (как на рис. 3.14). По оси y – величина эффекта деградации (как на рис. 3.12). Данные с линий 1-3

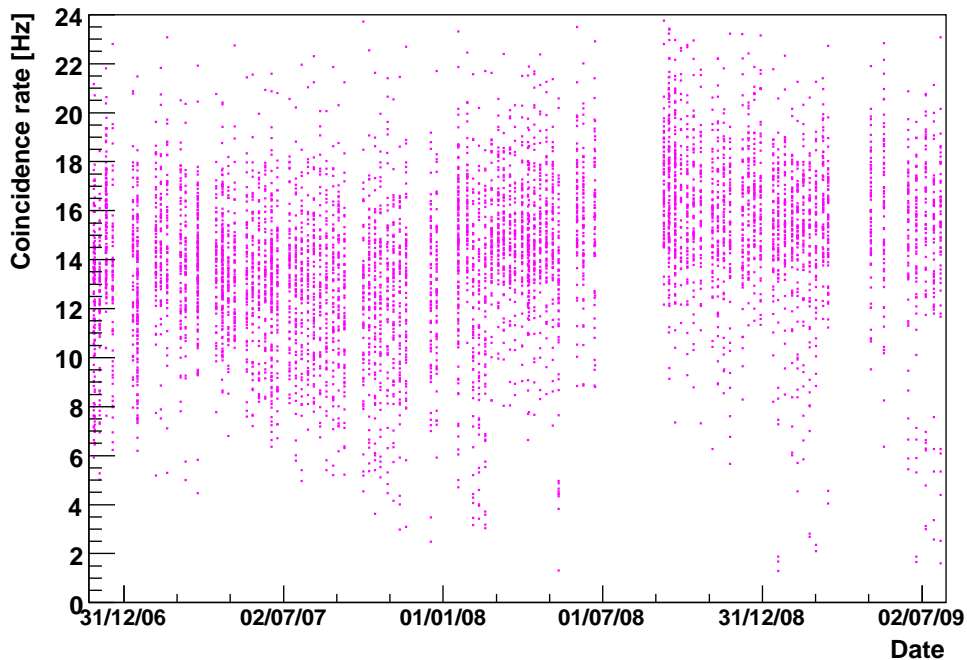


Рис. 3.16: Скорость счета совпадений, измеренная в различные дни для различных пар ОМ линии 1. Данный график представляет собой суперпозицию многих графиков вида как на рис. 3.11

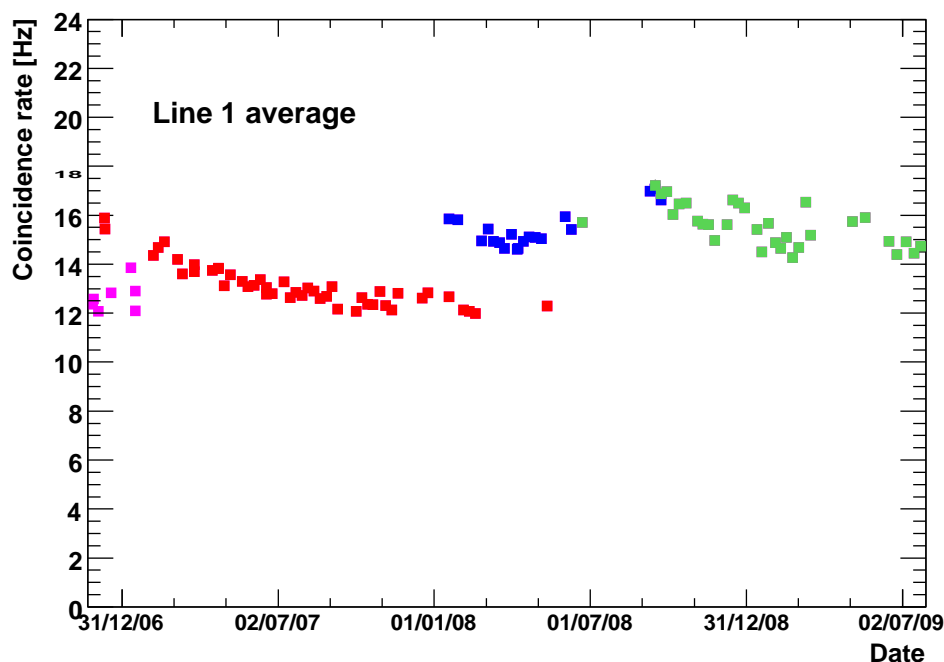


Рис. 3.17: Средняя скорость счета совпадений от  $^{40}\text{K}$  для линии 1 как функция времени. Различные цвета точек соответствуют различным настройкам детектора

следующую функцию:

$$q = 2 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta t}{100}\right), \quad (3.12)$$

где  $\Delta t$  – количество часов, прошедшее после начала последнего рана в режиме выключенных ОМ, и до начала К40 рана, значение 100 задает характерное время действия эффекта (в часах), а число 2 определяет нормализацию (в Гц). Рассчитав функцию  $q(t)$  для дат, расположенных между сентябрем 2008 и июнем 2009, и наложив их на график скорости счета, получим график на рис. 3.18. Как видно из графика, составленная функция удивительно хорошо описывает наблюдаемые флуктуации.

Летом 2009 г. был подготовлен новый набор калибровочных параметров для всего детектора. В отличие от предыдущих работ по подстройке детектора в этот раз менялись уже не только пороги электроники, но также и высокое напряжение на ФЭУ. Подстройка напряжения позволяет не только восстановить номинальные значения эффективного порога дискриминации, но также восстановить и зарядовую калибровку, которая нарушается при дрейфе коэффициента усиления ФЭУ. Некоторым недостатком подстройки напряжений является то, что некоторые другие калибровочные параметры (например, временные задержки) при значительных изменениях напряжения на

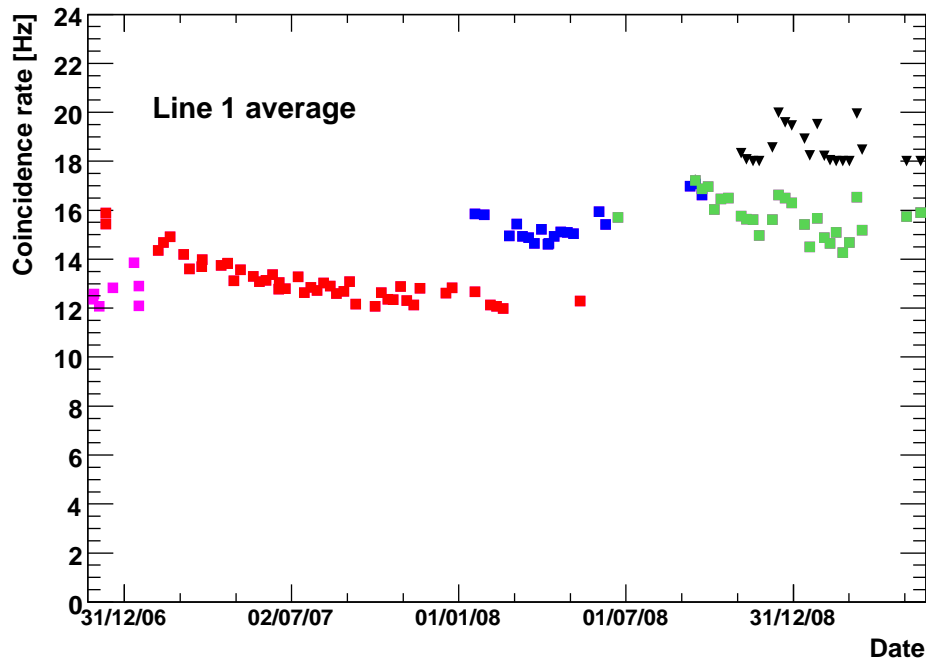


Рис. 3.18: График с рис. 3.17 с наложенным графиком функции (3.12) (черные треугольники). Для удобства, значения функции смещены по вертикали на +18 Гц

ФЭУ требуют перекалибровки. Однако назревшая необходимость требовала проведения полноценной настройки, и такая настройка была успешно проведена. Результат может быть увиден из графика на рис. 3.19, где представлена гистограмма скорости счета совпадений, полученная после проведения подстройки. Следует заметить, что средняя величина равная 15,8 Гц превышает значения, наблюдавшиеся ранее в течение всего времени эксплуатации эксперимента. Величина разброса  $\sigma = 2,4$  Гц также меньше наблюдавшейся во всех предыдущих измерениях. Данная величина соответствует разбросу по эффективности ОМ лишь около 10 %, что является своеобразным рекордом. Таким образом, в результате настройки детектора удалось добиться бóльших значений чувствительности ОМ при меньшем разбросе, чем даже в первые месяцы эксплуатации установки. Это говорит о способности эксперимента справляться с имеющими место эффектами старения ФЭУ. Можно добавить, что столь впечатляющий результат не мог бы быть достигнут без полного и многостороннего понимания детектора, которое было приобретено, в том числе, и благодаря исследованиям, описанным в данной главе.

Как было сказано в п. 3.6.3, с ноября 2009 г. измерения пика  $^{40}\text{K}$  производятся практически непрерывно. Результат анализа порции последних данных показан на рис. 3.20.

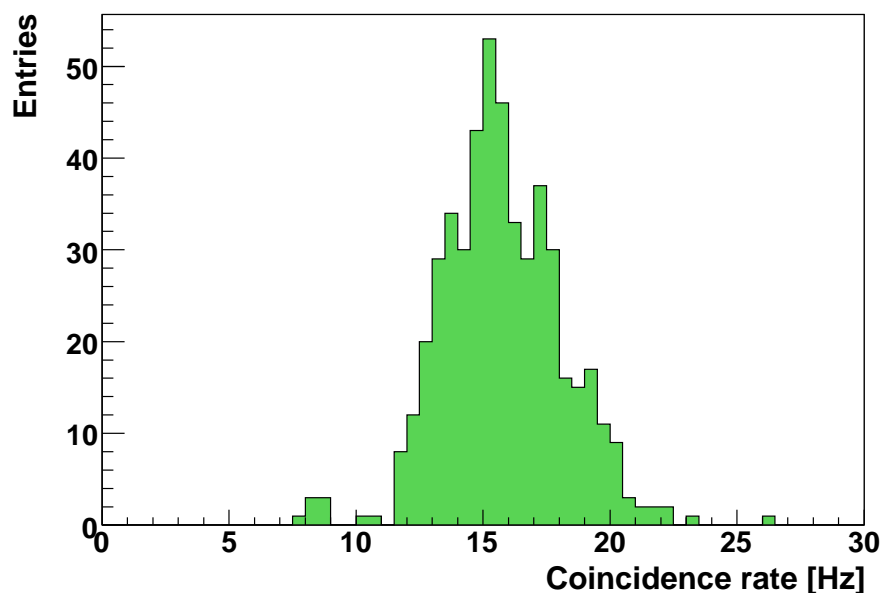


Рис. 3.19: Гистограмма скорости счета совпадений после подстройки детектора. Данные с линий 1-12

Можно видеть, что в настоящее время скорости счета ведут себя относительно стабильно.

Следует отдельно упомянуть о потерях эффективности детектора, связанных с отложением осадков на поверхности ОМ и обрастанием поверхностей биоматериалом. Оба эти эффекта были достаточно подробно изучены в АНТАРЕС с помощью специально построенных для этого тестовых линий [66, 79]. Исследования показали, что отложение осадков может оказывать значительный негативный эффект на прозрачность стеклянной сферы, приводя к потерям вплоть до 10 % в год. Данный эффект, однако, имеет место лишь на верхней половине сферы и практически не влияет на регистрацию света фотоумножителем, направленным под углом  $45^\circ$  ниже горизонтали. Таким образом, на прозрачность рабочей части стеклянной сферы влияет, в основном, обрастание сферы биоматериалом, т. е. колониями бактерий и других микроорганизмов. Экспериментальные исследования показывают, что постепенный рост этой биопленки приводит к потере прозрачности сферы на уровне  $\approx 2\%$  в год [66, 79], ведя к соответствующему падению чувствительности ОМ. Данный эффект объясняет часть замеченного с помощью метода  $^{40}\text{K}$  снижения эффективности ОМ.

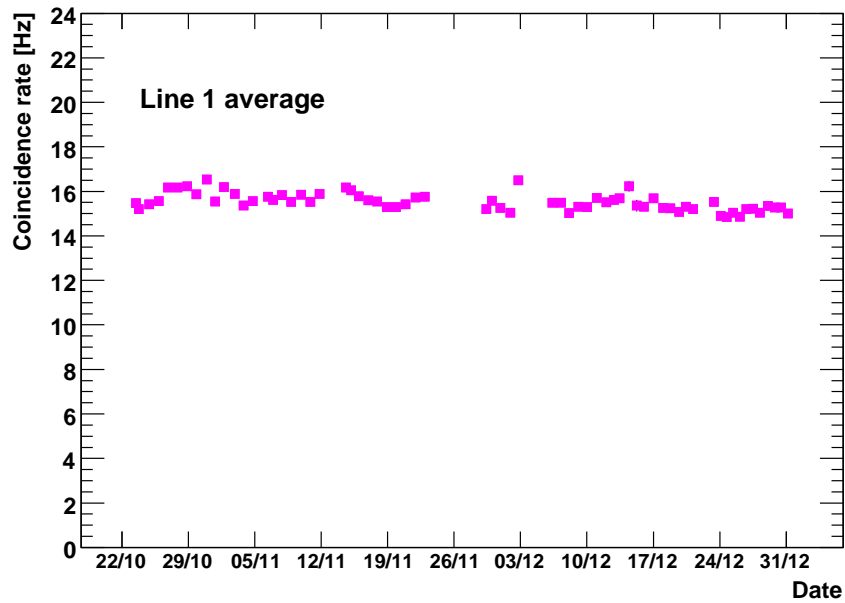


Рис. 3.20: Средняя скорость счета совпадений от  $^{40}\text{K}$  для линии 1 как функция времени (конец 2009 г.)

## 3.10 Калибровка временных задержек

### 3.10.1 Временные задержки между оптическими модулями

Как было показано в п. 3.4, величина смещения пика совпадений связана с величиной относительной задержки между оптическими модулями, а значит может служить средством ее калибровки. Величина смещения определяется при аппроксимации пика совпадений гауссианом (см. п. 3.6.4). Поскольку при построении гистограммы совпадений время хитов вычисляется с использованием определенных калибровочных параметров (калибровочного набора), которые уже включает в себя калибровку временных задержек, то величина смещения пика совпадений характеризует величину разногласия между методом  $^{40}\text{K}$  и данным конкретным калибровочным набором, используемым для анализа. Таким образом, метод  $^{40}\text{K}$  позволяет провести проверку калибровки временных задержек, проведенной другими методами.

На рис. 3.21 приведены примеры измерения временных задержек для трех этажей детектора. Показаны те же этажи и тот же период измерений что и на рис. 3.11. Как видно из примеров, временные задержки между ОМ весьма стабильны при условии, что оба ОМ имеют стабильную чувствительность. Если же один из ОМ теряет чувстви-

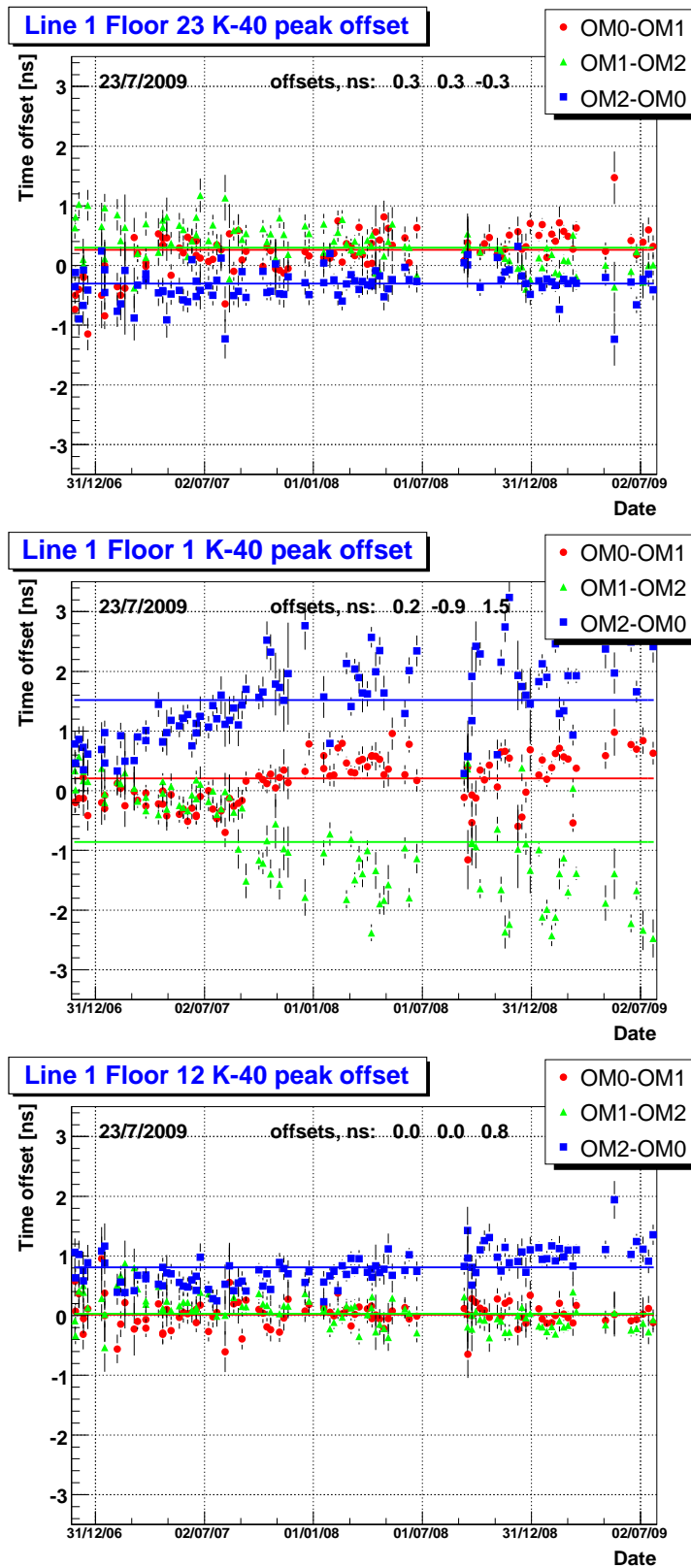


Рис. 3.21: Задержки между ОМ как функции времени для трех этажей детектора: этажа со стабильными ОМ (сверху), этажа с нестабильными ОМ (по центру) и этажа с нестандартным поведением ОМ (снизу). Показаны статистические погрешности измерения. Для сравнения с рис. 3.11

тельность, как например ОМ2 на этаже 1, то сигналы с него начинают запаздывать. Соответствующим образом меняются и относительные задержки между этим ОМ и соседними. По всей видимости, это запаздывание связано с более поздним срабатыванием дискриминатора для импульсов пониженной амплитуды. Подобная картина наблюдается для многих этажей детектора. Величина запаздывания может иногда достигать 2 нс, но чаще всего не превышает 1 нс. Поскольку большинство оптических модулей все же ведут себя относительно стабильно, то можно в первом приближении считать временные задержки стабильными во времени. Путем простого усреднения по большому числу измерений можно получить набор значений, характеризующий усредненное состояние детектора в течение периода измерений. Статистические погрешности таких усредненных величин как правило ничтожно малы. Гистограмма задержек, полученная таким образом для показанного на рис. 3.21 периода, изображена на рис. 3.22. Средне-квадратичное отклонение измеренных задержек от среднего значения составила 0,6 нс, что подтверждает высокую точность калибровки временных задержек в АНТАРЕС. Учитывая столь высокую точность метода  $^{40}\text{K}$ , результаты измерения задержек с его помощью стали в последнее время иногда использоваться для корректировки калибровочных параметров установки.

Интересно, что среднее значение измеренных задержек отличается от нуля, составляя около 0,18 нс. Данный результат плохо согласуется с ожиданиями для этажей с симметричным расположением оптических модулей. Действительно, от каждого полностью функционального этажа детектора в гистограмму входят три значения задержек:  $\Delta t_{0-1}$ ,  $\Delta t_{1-2}$  и  $\Delta t_{2-0}$ . Можно ожидать, что в сумме они дадут ноль,  $\Delta t_{0-1} + \Delta t_{1-2} + \Delta t_{2-0} \approx (t_0 - t_1) + (t_1 - t_2) + (t_2 - t_0) = 0$ . Однако на практике наблюдается, хотя и небольшое, но отличное от нуля отклонение. На первый взгляд может показаться, что данный эффект не имеет физического объяснения и его причину следует искать в анализе данных или используемом программном обеспечении. Однако, серия различных тестов и проверок не выявила каких-либо значительных ошибок в процедуре анализа или алгоритме К40 триггера. Более того, можно заметить, что ненулевая сумма задержек наблюдалась со времен первых работ по  $^{40}\text{K}$  (см. п. 3.6.1), когда для анализа использовалось совершенно другое ПО, а К40 триггер не использовался вовсе. Таким образом, представляется разумным обратить внимание на возможную механическую или прочую асимметрию конструкции этажа детектора. На сегодняшний день известна, пожалуй, лишь одна причина для подобной асимметрии, и кроется она в конструкции самого оптического

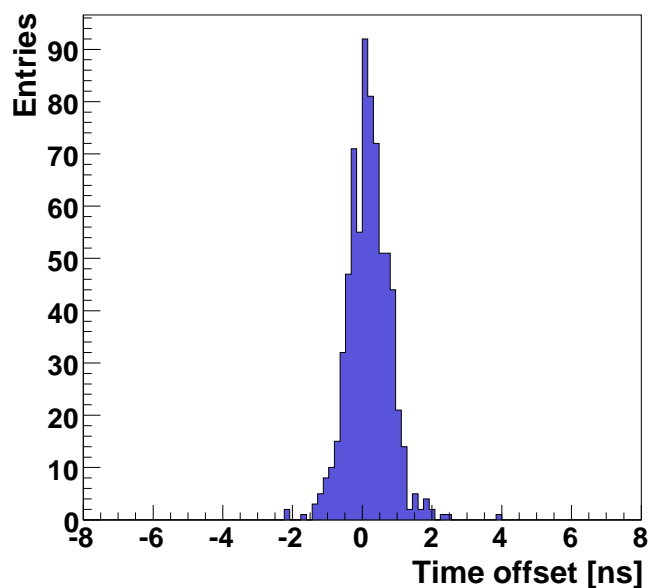


Рис. 3.22: Гистограмма измеренных задержек между оптическими модулями. Данные с линий 1-12 (см. текст). Нулевая задержка соответствует идеальному согласию между измерением с помощью  $^{40}\text{K}$  и соответствующим калибровочным значением, полученным другими методами

модуля, а точнее фотоэлектронного умножителя. Дело в том, что первый диод ФЭУ (Hamamatsu R7081-20) слегка повернут относительно направления оси симметрии ФЭУ. Как следствие, ФЭУ не обладает полной аксиальной симметрией в отношении эффективности сбора заряда с фотокатода (что подтверждено лабораторными измерениями). А значит, асимметричным будет и поле зрения ФЭУ. Расположение ФЭУ внутри оптического модуля в основном определяется конструкцией крепежа и, как правило, не может регулироваться при окончательной сборке оптического модуля. Следовательно, ось поля зрения оптического модуля может быть систематически повернута в ту или иную сторону относительно механической оси симметрии конструкции ОМ. Резонно предположить, что это может привести к несимметричному перекрытию полей зрения двух ОМ и исказить пространственное распределение распадов  $^{40}\text{K}$ , наблюдаемых как совпадения, что в свою очередь может привести к смещению пика совпадений. Для доказательства данного предположения, однако, требуются дополнительные исследования.



### 3.10.2 Временные задержки между ARS

Как было сказано в п. 3.6.4, для каждой пары ОМ в АНТАРЕС могут быть измерены четыре значения задержек, что связано с использованием двух микросхем ARS для обслуживания одного ОМ. Всего для каждого этажа детектора можно построить 12 гистограмм. Обозначим соответствующие величины смещений пика  $\Delta t_{ij}$ , где  $ij$  принимает одно из следующих значений: 02, 12, 03, 13, 24, 25, 34, 35, 40, 41, 50, 51. Практический же интерес представляют абсолютные временные смещения каждого из 6 измерительных каналов. Обозначим их  $\tau_k$ , где  $k = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ . Из этих параметров можно построить линейные комбинации следующего вида:

$$T_0 = \frac{\sum \tau_k}{6}, \quad (3.13)$$

$$\theta_{0123} = \frac{(\tau_0 + \tau_1) - (\tau_2 + \tau_3)}{2}, \quad (3.14)$$

$$\theta_{2345} = \frac{(\tau_2 + \tau_3) - (\tau_4 + \tau_5)}{2}, \quad (3.15)$$

$$\theta_{4501} = \frac{(\tau_4 + \tau_5) - (\tau_0 + \tau_1)}{2}, \quad (3.16)$$

$$\Delta\tau_{01} = \tau_0 - \tau_1, \quad (3.17)$$

$$\Delta\tau_{23} = \tau_2 - \tau_3, \quad (3.18)$$

$$\Delta\tau_{45} = \tau_4 - \tau_5. \quad (3.19)$$

Легко видеть, что первый параметр ( $T_0$ ) представляет собой усредненное абсолютное смещение всех трех ОМ, т. е. всего этажа. Этот параметр не может быть измерен с помощью метода  $^{40}\text{K}$ . Параметры  $\theta_{0123}$ ,  $\theta_{2345}$  и  $\theta_{4501}$  есть ни что иное, как усредненные относительные задержки между оптическими модулями. Их измерение эквивалентно анализу, описанному в п. 3.10.1.<sup>5</sup> Параметры  $\Delta\tau_{ij}$  представляют собой относительные смещения между чипами ARS, обслуживающими один и тот же оптический модуль. Попытаемся их найти.

Как было сказано выше, на практике измеряются 12 величин  $\Delta t_{ij}$ , где индекс  $ij$  пробегает значения 02, 12, 03, 13, 24, 25, 34, 35, 40, 41, 50, 51. Ясно, что среди них отсутствуют комбинации вида 01, 23 и 45, которые нас сейчас интересуют. Такие комбинации, однако, могут быть получены из линейных комбинация величин  $\Delta t_{ij}$ . Очевидно,

<sup>5</sup>Как было указано в п. 3.10.1, задержки между тремя ОМ не являются линейно независимыми, что объясняет наличие 7 уравнений вместо 6.

что наличие 12 измеренных величин  $\Delta t_{ij}$  является избыточным для нахождения пяти неизвестных параметров. Эта избыточность может быть использована для повышения точности измерений. Например, для определения  $\Delta\tau_{01}$  могут быть составлены комбинации следующего вида:

$$\Delta\tau_{01} \approx \chi_{012} = \Delta t_{02} - \Delta t_{12} \quad (3.20)$$

$$\Delta\tau_{01} \approx \chi_{013} = \Delta t_{03} - \Delta t_{13} \quad (3.21)$$

С учетом ошибок обе они должны быть равны  $\Delta\tau_{01}$ . Аналогичные соотношения можно записать для  $\Delta\tau_{23}$  и  $\Delta\tau_{45}$ .

Применяя усреднение по комбинациям вида (3.20), (3.21), можно получить задержки между ARS для всего детектора. Гистограмма с результатами такого расчета приведена на рис. 3.23. Как видно из графика, среднеквадратичное отклонение найденных задержек составляет около 400 пкс. Средняя величина задержек неотличима от нуля. Степень согласованности таких переменных, как  $\chi_{012}$  и  $\chi_{013}$ , ясна из рис. 3.24. Величина среднеквадратичного отклонения на этом графике может, по всей видимости, служить мерой точности рассмотренного здесь метода калибровки применительно к детектору АНТАРЕС. Она составляет около 200 пкс.

### 3.11 Устойчивость к воздействию биолюминесценции

Биолюминесценция представляет собой биохимический процесс, в ходе которого испускается свет. Способностью к биолюминесценции обладают некоторые виды бактерий, грибов, водорослей, кишечнорастворимых, червей, моллюсков, насекомых и даже рыб [80]. Особенно часто феномен биолюминесценции встречается среди обитателей морских глубин, подводной флоры и фауны. Например, светиться под водой могут кальмары, медузы, осьминоги. Биолюминесценция может играть самые различные роли. В частности, она может использоваться живыми организмами для привлечения добычи или партнеров, маскировки на фоне естественных источников света, отпугивания или отвлечения, в качестве средства коммуникации, предупреждения или угрозы, и даже для освещения (при поиске добычи красного цвета) [80].

В ходе процесса биолюминесценции химическая энергия превращается в световую, т. е. биолюминесценция является частным случаем хемилюминесценции. В ходе реакции происходит окисление субстрата (т. н. люциферина) под действием фермента

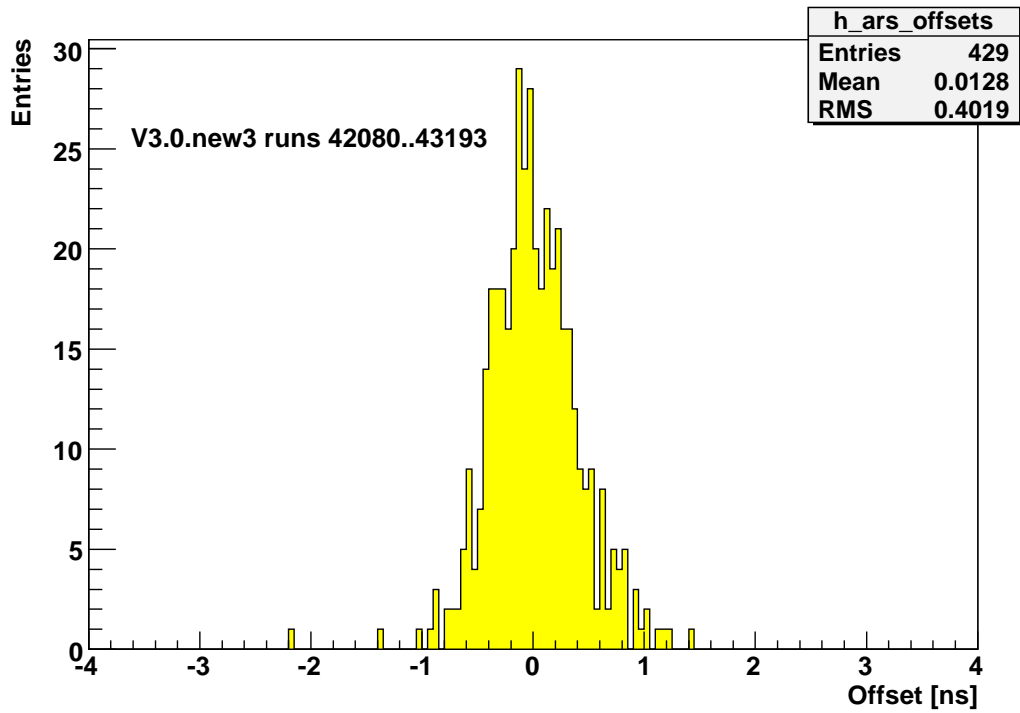


Рис. 3.23: Гистограмма задержек между ARS, обслуживающими один и тот же ОМ.  
Данные с линии 1

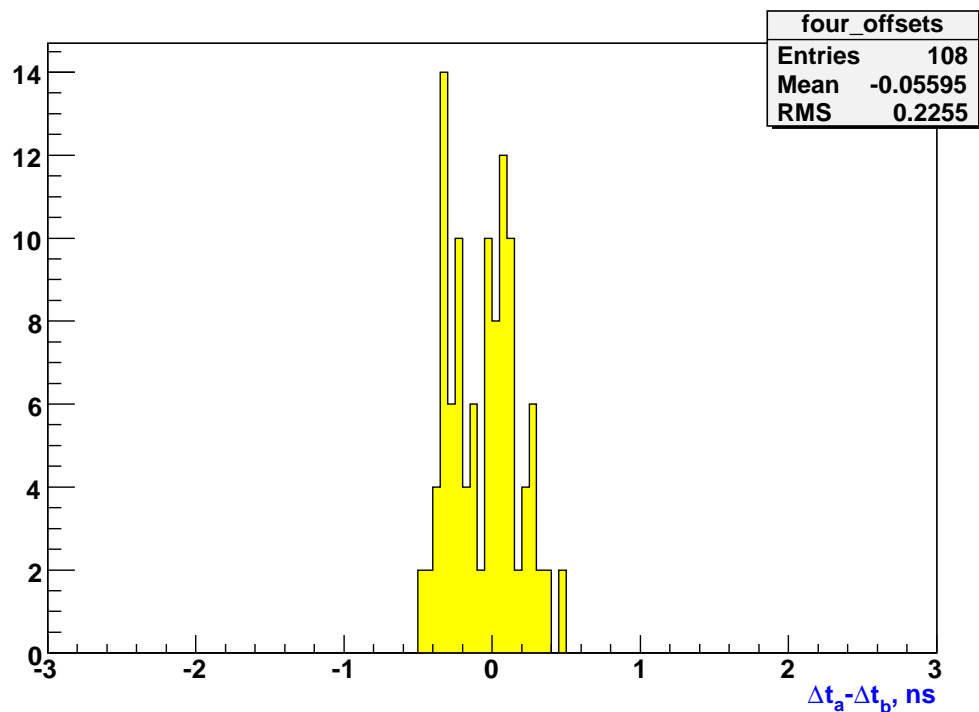
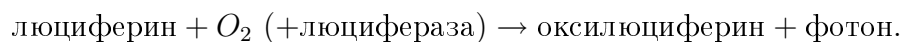


Рис. 3.24: Гистограмма разницы между дублирующими друг друга измерениями задержек между ARS (см. текст). Данные с линии 1

(люциферазы). Люциферины и люциферазы у разных организмов могут химически различаться, однако во всех случаях требуется наличие молекулярного кислорода, а в результате окисления образуется промежуточный комплекс (англ. oxiluciferin). Распад этого комплекса происходит с выделением значительной (по понятиям химии) энергии, которая испускается в виде света [81],



Большинство глубоководных организмов испускают свет в диапазоне синего или зеленого. Бактерии светятся голубым светом, испускаемым молекулой флавина [81]. Интенсивность свечения бактерий, как правило, не подвержена модуляциям, т. е. речь идет о постоянном свечении. Более крупные организмы могут также испускать вспышки света, т. е. обладают способностью модулировать интенсивность свечения. Данное свойство может проявляться, в частности, при столкновении организма с чужеродным объектом (таким, например, как оптический модуль АНТАРЕС). В этом случае принято говорить о стимулированной эмиссии.

Важно отметить, что в ходе реакции биолюминесценции испускается лишь один фотон в расчете на одну молекулу субстрата (люциферина) [82]. Т. е. фактически каждый фотон испускается независимо от остальных. Как было сказано выше, связь между моментами испускания фотонов может прослеживаться в виде модуляций интенсивности свечения. Однако характерная длительность подобных модуляций составляет, как правило, десятки и сотни миллисекунд, что связано со скоростью протекания соответствующих механических и нейрохимических процессов. В меньшем же масштабе времени, фотоны не скоррелированы между собой. Отсюда следует, что биолюминесценция не должна давать вклада в скорость счета истинных совпадений, определенную как в п. 3.4.

Убедиться в том, что биолюминесценция не влияет на измерения скорости счета истинных совпадений от  $^{40}\text{K}$  можно, сравнив графики на рис. 2.12 и 3.17. Видно, что уровень простой скорости счета (рис. 2.12) подвержен большим колебаниям, в то время как для скорости счета истинных совпадений (рис. 3.17) ничего подобного не наблюдается. Данный факт был отмечен еще во время первых исследований сигнала совпадений от  $^{40}\text{K}$  [68], и теперь уже не вызывает сомнений. Таким образом, метод совпадений от  $^{40}\text{K}$  является чрезвычайно устойчивым к колебаниям уровня биолюминесценции. Некоторые неудобства могут возникнуть лишь при очень высоком уровне биолюминесценции,

когда высокий пьедестал случайных совпадений приводит к снижению статистической точности определения параметров пика совпадений, а высокая доля мертвого времени требует более длительного набора данных. Тем не менее, не вызывает сомнений тот факт, что в условиях эксперимента АНТАРЕС скорость счета истинных совпадений от  $^{40}\text{K}$  является гораздо более стабильным и предсказуемым инструментом мониторинга, чем простая скорость счета.

## 3.12 Абсолютная нормализация и угловой аксептанс ОМ

Абсолютная величина скорости счета совпадений от  $^{40}\text{K}$  связана с абсолютной чувствительностью оптических модулей, которая может быть охарактеризована с помощью понятия эффективной площади (см. п. 2.3). Погрешность нормализации эффективной площади составляет около 10 %. Поскольку скорость счета совпадений пропорциональна эффективности обоих ОМ, то погрешность эффективной площади в 10 % вызывает погрешность предсказания скорости счета совпадений на уровне 20 %.

Помимо эффективной площади, скорость счета совпадений зависит также от углового аксептанса ОМ (см. п. 2.3), что связано с неравномерным пространственным распределением распадов, вызывающих совпадения. Расчеты [74] показывают, что скорость счета совпадений весьма чувствительна к форме кривой углового аксептанса, в особенности в области больших углов, что соответствует попаданию фотона в периферийную область фотокатода. К сожалению, величина эффективности сбора электронов для периферийной области фотокатода известна плохо, что затрудняет проведение точных количественных расчетов углового аксептанса. Для разрешения указанных трудностей коллаборацией АНТАРЕС была проведена серия лабораторных исследований. В частности, для нескольких ФЭУ было проведено сканирование площади фотокатода светодиодным источником, что позволило уточнить эффективность сбора электронов в различных областях фотокатода. Полученные данные были использованы для построения полной Монте-Карло модели оптического модуля АНТАРЕС [83]. Данная модель может быть использована как для расчета углового аксептанса (модель Geant4/Genova на рис. 3.25), так и непосредственно для расчета скорости совпадений от  $^{40}\text{K}$ . По сравнению с более старой моделью (модель RayTracer на рис. 3.25), предполагавшей более

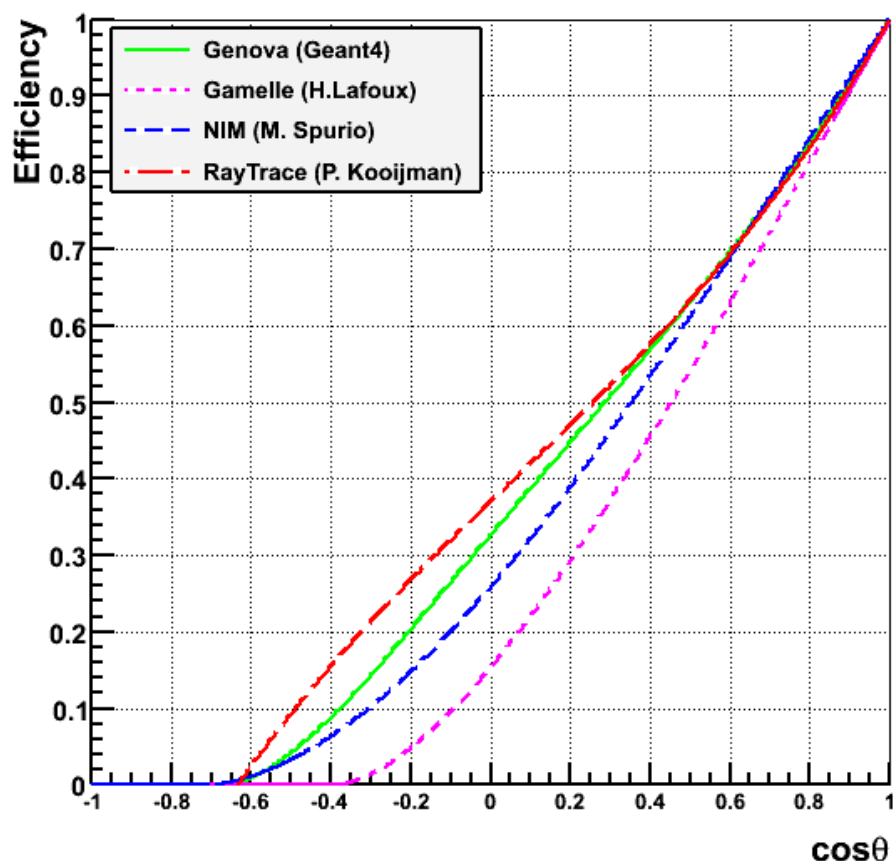


Рис. 3.25: Чувствительность оптического модуля как функция угла падения света по отношению к его оси (т. н. угловой аксептанс). Показанные на рисунке модели обсуждаются в тексте. За единицу во всех моделях принято значение аксептанса при угле падения равном нулю

высокую чувствительность периферии фотокатода, данная модель дает несколько меньшие величины углового аксептанса на больших углах.

Экспериментальные измерения углового аксептанса могут быть проведены с помощью атмосферных мюонов (см. п. 2.3). Результаты первого подобного измерения [50, 47] показаны на рис. 3.25 (модель NIM). Также показана одна из моделей, основанная на тех же данных, но позже признанная ошибочной (модель Gamelle). Результаты последнего, и наиболее точного измерения [51], показаны на рис. 2.7 в 2.3 (модель water tank). Одной из основных трудностей в подобного рода экспериментах является рассеяние света в воде. В особенности это важно при измерениях на больших углах, где вероятность наблюдения нерассеянных фотонов очень мала. Различие между моделями Water tank и Geant4/Genova, по всей видимости, связано именно с рассеянием света в баке с водой.

Расчет ожидаемой скорости счета совпадений от  $^{40}\text{K}$  проделывался в работах [72], [74] и [84]. В работе [74] была использована простая геометрическая модель оптического модуля, в которой чувствительность модуля описывалась его эффективной площадью и угловым аксептансом. Помимо углового аксептанса при вычислениях принимались во внимание следующие характеристики ОМ: эффективная площадь фотокатода, его квантовая эффективность, эффективность сбора заряда, затенение магнитным экраном и др. Предсказания, полученные этим методом, зависят от используемой модели углового аксептанса, а также величины эффективной площади. Для моделей Gamelle, NIM, Genova и Raytrace, показанных на рис. 3.25, были получены значения скорости счета совпадений в 8, 15, 19 и 23 Гц соответственно. Принимая во внимание уровень систематической погрешности значения эффективной площади (см. выше), был сделан вывод о несоответствии моделей Gamelle и Raytrace экспериментальным данным. Наиболее реалистичной моделью была признана модель Geant4/Genova, основанная на полном Монте-Карло моделировании геометрии ОМ. Она и используется в настоящее время в АНТАРЕС в качестве основной (показана на рис. 3.25 и 2.7).

### 3.13 Место метода $^{40}\text{K}$ в эксперименте АНТАРЕС

Метод совпадений от  $^{40}\text{K}$  нашел приложение очень скоро после своего изобретения. Например, его первое применение к данным с линии 1 немедленно выявило существенный просчет, допущенный при калибровке временных задержек между модулями этой линии (калибровка была проведена верно, но результаты внесены в базу данных с обратным знаком). Уже в первые месяцы использования стало ясно, что совпадения от  $^{40}\text{K}$  являются идеальным инструментом для контроля эффективностей оптических модулей. Действительно, скорость счета истинных совпадений совершенно не зависит от уровня биолюминесценции и практически одинакова в любое время в любой части детектора. Более того, техническая реализация калибровки по  $^{40}\text{K}$  не потребовала внесения каких-либо изменений в конструкцию установки. Данный вид калибровки также не требует перевода установки в особый режим работы, и, таким образом, может осуществляться, не прерывая набор физических данных. Появление столь мощного средства калибровки существенно повысило возможности контроля над установкой АНТАРЕС, дополнив существовавшие ранее механизмы зарядовой калибровки и калибровки порогов электроники.

В настоящее время метод  $^{40}\text{K}$  используется, главным образом, для мониторинга чувствительности оптических модулей. Результаты измерений учитываются при определении стратегии эксплуатации детектора и его подстройки. Например, с его помощью может определяться величина максимально допустимой средней скорости счета, при которой не происходит быстрого старения ФЭУ, а также определяться список оптических модулей, требующих подстройки. Также измеренные чувствительности ОМ могут использоваться при Монте-Карло моделировании детектора для получения большей реалистичности, например при расчете эффективности детектора по отношению к нейтрину. Другим важным применением является учет истинных параметров детектора при анализе реальных данных. В частности, измеренные эффективности ОМ могут учитываться в процедурах реконструкции событий, оценки энергии и пр. Измеренные эффективности ОМ применены для расчета коррекций на неравномерность детектора в главе 4.

Другое применение метода  $^{40}\text{K}$  связано с измерением временных задержек между ОМ. Данные измерения используются в АНТАРЕС на регулярной основе для проверки калибровочных параметров, полученных с помощью LED Beacons. В некоторых случаях, когда данные с LED Beacons недоступны, метод калибровки по  $^{40}\text{K}$  используется в качестве основного при определении временной калибровки. Например, это касается нижних двух-трех этажей детектора, которые, как правило, не могут быть откалиброваны с помощью находящихся выше LED Beacons, а также случаев с неисправным LED Beacons. При корректировке временных задержек с помощью  $^{40}\text{K}$  один из оптических модулей в триplete принимается за точку отсчета (как правило это ОМ с наиболее стабильным коэффициентом усиления), и относительные задержки между ОМ используются для корректировки двух других ОМ.

Сравнительно недавно данные по эффективности ОМ стали также применяться при измерениях оптических свойств воды с помощью LED Beacons [46], что позволило повысить точность определения длины поглощения света, влияющую на многие систематические погрешности в эксперименте. Не исключено, что вскоре появятся и другие применения. Развитие самого метода также не стоит на месте. Одной из интересных перспектив является совмещение калибровки по  $^{40}\text{K}$  с зарядовой калибровкой детектора. Следует также отметить, что сигнал совпадений от  $^{40}\text{K}$  учитывается при выборе конструкции нейтринного телескопа KM3NeT [85], строительство которого должно начаться в ближайшие 2-4 года.



### 3.14 Выводы

В этой главе был подробно представлен новый метод калибровки глубоководных черенковских детекторов, основанный на использовании естественной радиоактивности морской воды. Была описана техническая реализация метода в эксперименте АНТАРЕС, представлены многочисленные примеры. Также были рассмотрены вопросы устойчивости метода к биолюминесценции, вопросы временной стабильности и пр. Метод обладает важными практическими преимуществами. В частности, для его реализации не требуется какого-либо дополнительного оборудования, что исключает необходимость в разработке, производстве и эксплуатации средств калибровки, а также возможность сбоя или неверной работы подобного оборудования. Можно с уверенностью утверждать, что реализация метода прошла успешно, и метод занял важное место в числе средств калибровки детектора АНТАРЕС. Измерения, проведенные данным методом, помогли лучше понять многие аспекты работы детектора АНТАРЕС и уточнить характеристики оптических модулей. Измеренные значения чувствительностей оптических модулей используются для корректировки и перенормировки экспериментальных данных АНТАРЕС (см. главу 4). Данный метод калибровки будет вероятно использоваться и в будущих установках подобного типа.

## Глава 4

# Измерение потока атмосферных МЮОНОВ

Данная глава посвящена измерению потока атмосферных мюонов в нейтринном телескопе АНТАРЕС с помощью специально разработанной методики, впервые применяющейся для выполнения данного вида измерений в подобных установках. Глава содержит общие сведения о методике измерений, описание ее технической реализации в АНТАРЕС и полученные с ее помощью результаты. Обсуждаются различные особенности данной методики, вопросы ее дальнейшего развития и пр.

### 4.1 Сигнал совпадений от атмосферных мюонов

Несмотря на большую глубину расположения детектора АНТАРЕС, сквозь него проходит значительный поток атмосферных мюонов, образующихся в результате взаимодействия потока космических лучей с атмосферой (см. главу 1). Атмосферные мюоны распространяются под водой сверху вниз под углом к вертикали обычно не превышающим  $70^\circ$ . Проходящий вблизи детектора мюон способен производить коррелированные сигналы в различных этажах детектора. В частности, должны наблюдаться корреляции между временами регистрации импульсов двумя соседними этажами одной линии детектора. В данной главе представлен метод измерения потока мюонов, основанный на использовании этих корреляций.

Для подавления фона случайных совпадений потребуем, чтобы в каждом из рассматриваемых этажей наблюдалось локальное совпадение. Локальным совпадением бу-

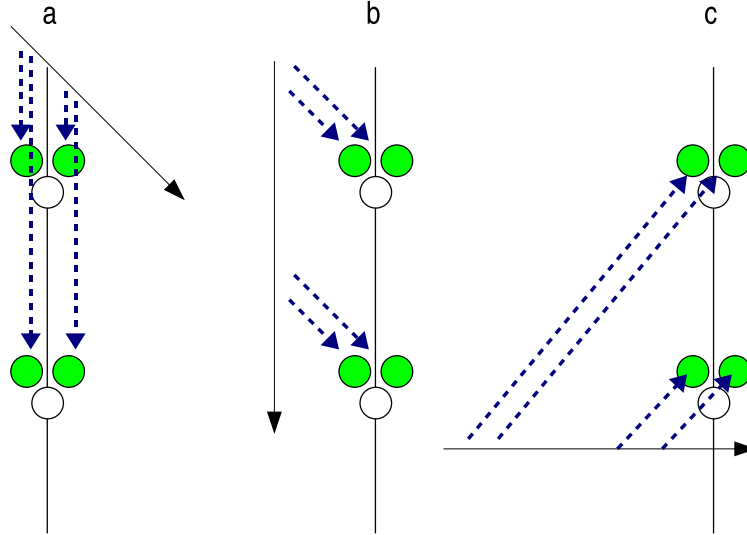


Рис. 4.1: Иллюстрация к методу межэтажных совпадений. Случай **a** соответствует максимальной задержке между этажами ( $\Delta t = l/v$ ). Случай **b** соответствует вертикальному расположению трека ( $\Delta t = l/c$ ). Случай **c** иллюстрирует возможность наблюдения отрицательной задержки для мюонов, летящих под большим углом к вертикали

дем называть пару импульсов («хитов»), зарегистрированных в течение временного интервала длительностью не более 20 нс двумя оптическими модулями, расположенными на одном этаже детектора. Потребуем, чтобы локальные совпадения наблюдались на двух соседних этажах одной и той же линии детектора. Можно утверждать, что временная задержка между импульсами на разных этажах  $\Delta t = t_i - t_{i+1}$  в большинстве случаев не должна превышать  $\Delta t_{max} = l/v$ , где  $l$  – расстояние между этажами (14,5 м), а  $v$  – скорость света в среде ( $v = c/n$ ). Для морской воды с  $n = 1,35$  максимальная задержка  $\Delta t_{max} \approx 70$  нс. Такое значение задержки может наблюдаться при прохождении мюона в непосредственной близости от линии детектора под углом к вертикали  $42^\circ$ , т. к. при таком расположении испущенный вниз черенковский свет будет распространяться строго вдоль линии детектора (см. рис. 4.1). При любом другом расположении трека задержка между этажами будет меньше и будет зависеть от конкретного расположения трека относительно рассматриваемых этажей. Для мюонов, распространяющихся почти горизонтально, возможно даже отрицательное значение задержки, т. е. ситуация когда ниже расположенный этаж срабатывает раньше. Отметим, что задержки, превы-

шающие  $\Delta t_{max}$ , могут иногда наблюдаться для множественных мюонов, а также из-за рассеяния света в воде.

Для наблюдения корреляции между сигналами в соседних этажах детектора достаточно построить гистограмму «задержки между этажами» (т. е. разницы между временами регистрации импульсов соседними этажами), потребовав при этом по локальному совпадению на каждом из этажей. Такая гистограмма, полученная экспериментально, приведена на рис. 4.2. Пик, наблюдаемый на гистограмме, происходит от атмосферных мюонов. Назовем его *пиком межэтажных совпадений*. Благодаря тому, что атмосферные мюоны распространяются сверху вниз, на гистограмме преобладают положительные задержки (напомним,  $\Delta t = t_i - t_{i+1}$ , этаж с меньшим номером находится ближе ко дну). Пьедестал под пиком представляет собой фон случайных совпадений, вклад в который дают распады  $^{40}\text{K}$  и биолюминесценция.<sup>1</sup> Вычитая плоский пьедестал, можно на статистической основе выделить сигнал атмосферных мюонов. При этом средняя скорость счета сигнальных событий будет пропорциональна потоку мюонов в месте расположения используемой пары этажей детектора. В эксперименте она составляет порядка 0,1 Гц (для одной пары этажей). Скорость счета случайных совпадений находится примерно на том же уровне, что не препятствует измерению параметров сигнала. Исходя из вышесказанного, можно сформулировать суть метода межэтажных совпадений в формальном виде.

## 4.2 Метод измерения

Метод межэтажных совпадений для измерения потока мюонов основан на статистическом анализе временных корреляций между импульсами, регистрируемыми при прохождении мюонов двумя расположенными на некотором удалении друг от друга элементами детектора (этажами детектора). Сигнал атмосферных мюонов наблюдается в виде пика на гистограмме задержки между импульсами, зарегистрированными на разных этажах. Площадь под пиком за вычетом пьедестала случайных совпадений задает среднюю частоту счета мюонов. Пересчет скорости счета в единицы потока осуществляется через коэффициент пересчета («эффективную площадь»), определяемый путем Монте-Карло моделирования.

---

<sup>1</sup>События, в которых часть хитов происходит от мюона, а часть – от фона, также возможны, но их скорость счета составляет менее 3 % от скорости счета истинных совпадений.

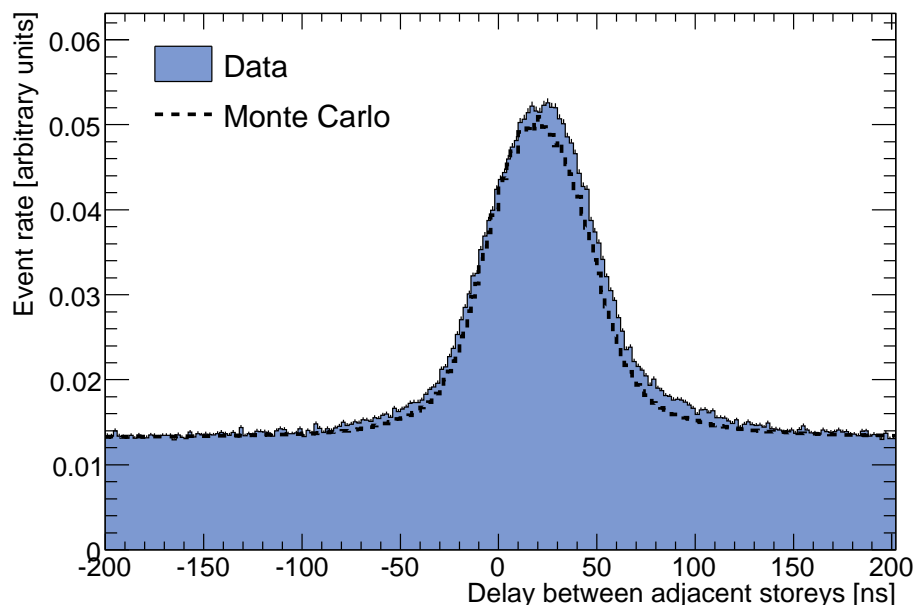


Рис. 4.2: Гистограмма измеренной задержки между хитами в соседних этажах детектора (нижний минус верхний). На обоих этажах требовалось локальное совпадение. Прерывистой линией показан результат Монте-Карло моделирования с использованием MUPAGE (см. п. 4.5)

Благодаря своей простоте данный метод обеспечивает более низкий, по сравнению с другими методами, энергетический порог регистрации мюонов и позволяет снизить уровень систематических погрешностей. Для достижения наилучших результатов метод должен применяться к *сырым* экспериментальным данным, не прошедшим никакой предварительной фильтрации, что и было с успехом реализовано в эксперименте АНТАРЕС. В случае если этажи детектора отличаются по своей чувствительности, могут применяться соответствующие коррекции. Для расчета коррекций необходимы данные о чувствительности каждого фотодетектора. В АНТАРЕС эти данные могут быть получены путем калибровки по  $^{40}\text{K}$  (см. главу 3).

### 4.3 Техническая реализация в АНТАРЕС

Конструкция установки АНТАРЕС великолепно подходит для реализации метода межэтажных совпадений. Действительно, расположение оптических модулей по три на этаже позволяет использовать локальные совпадения, сохраняя при этом достаточно высокую эффективность регистрации мюонов. А система сбора данных позволяет пе-

редавать информацию о каждом зарегистрированном совпадении на берег без потерь. Для выделения локальных совпадений из потока данных идеально подходит т. н. К40 триггер, описанный в п. 3.6.2. Таким образом, для реализации метода необходимо лишь соответствующим образом обработать данные, собранные с помощью К40 триггера. Для этого была разработана соответствующая процедура анализа (код на C++).

На первом шаге процедуры анализа производится чтение полученных с помощью К40 триггера данных (списка хитов) из файла с данными. При этом времена хитов рассчитываются с использованием калибровочных параметров для соответствующих оптических модулей. Далее производится удаление из списка вторичных хитов. Вторичным хитом считается любой хит, следующий за другим хитом на том же ОМ с задержкой менее 100 нс. Данное условие позволяет минимизировать эффекты вторичных импульсов, возникающих на выходе ФЭУ с некоторой задержкой после регистрации импульса света (англ. *afterpulses* и *late pulses*). Также минимизируется эффект от рассеяния света в воде (т. к. рассеянный свет всегда приходит с задержкой относительно основного фронта прямого черенковского света). Из оставшихся хитов для каждого этажа составляется список локальных совпадений. Пары хитов, не удовлетворяющих условию локального совпадения, т. е. условию  $\Delta t < 20$  нс, отбрасываются.

Далее для каждого локального совпадения на этаже  $i$  (от 1 до 24) в некотором временном окне (например,  $\pm 1000$  нс) ищется другое совпадение на этаже  $i + 1$  той же линии детектора. При этом временем регистрации локального совпадения считается время регистрации одного из хитов, его составляющих. Выбор того или иного хита из двух имеющихся не влияет на форму распределений, обсуждаемых ниже, а значит может быть сделан случайным образом. Заметим, что в качестве альтернативы может использоваться усреднение времени по двум хитам. Данный вариант, однако, потребовал бы дополнительного исследования возможных эффектов, оказываемых случайными совпадениями на форму распределений при таком усреднении.

Полученная пара из двух локальных совпадений называется *межэтажным совпадением*, или *A2 совпадением*. Наиболее интересным параметром, характеризующим A2 совпадение, является задержка между этажами, т. е. разница времени между моментами регистрации импульсов на нижнем и верхнем этаже,

$$\Delta t_{A2} = t_i - t_{i+1}. \quad (4.1)$$

Сигналы, следующие в пределах 2 мкс за A2 совпадением, игнорируются. Делается

это для того, чтобы исключить двойной счет одного и того же события (включая множественные мюоны). Вероятность упустить следующее, независимое, событие при этом пренебрежимо мала.

Процедура анализа повторяется для каждого временного отрезка, считываемого из файла (т. н. таймслайса, имеющего длительность 105 мс). Важно отметить, что используемые в анализе данные не проходят никакого предварительного отбора или фильтрации помимо выделения локальных совпадений. Таким образом, для каждого обработанного таймслайса фактически достигается стопроцентная эффективность обнаружения интересующих нас событий. Отметим также, что использование сэмпинга (см. п. 3.6.2) никак не влияет на форму наблюдаемых распределений, и легко учитывается при расчете скорости счета.

## 4.4 Экспериментально наблюдаемый сигнал совпадений

Применив описанную выше процедуру анализа к одному из К40 ранов (о К40 ранах см. п. 3.6.2), можно наблюдать сигнал атмосферных мюонов на гистограмме  $\Delta t_{A2}$  (см. рис. 4.2). Для повышения статистической точности данные из различных ранов могут суммироваться. В анализе, описанном ниже, были использованы К40 раны, набранные в период с января 2007 по май 2008 г. Дабы избежать необходимости внесения дополнительных поправок, использовались только раны с низким уровнем билюминесцентной активности. В частности, требовалось, чтобы среднее значение фоновой скорости счета не превышало 100 кГц, а доля мертвого времени, связанная с билюминесцентными вспышками, не превышала 5 %. При таком отборе средняя доля мертвого времени составила менее 2 % и почти не зависела от положения этажа в детекторе, что позволило пренебречь наличием мертвого времени. Отобранные данные включают 4 часа живого времени детектора в конфигурации с 5 линиями и 3 часа – с 10 линиями (конфигурация детектора была расширена с пяти до десяти линий в ноябре 2007 г.). Данные с различных линий суммировались. Эффективная длительность полученного набора данных соответствует 50 часам работы одной линии детектора. Полученная таким образом гистограмма приведена на рис. 4.2.

Пик, наблюдаемый в области от -50 до +80 нс на рис. 4.2, является искомым сигнала-

лом от атмосферных мюонов. Сдвиг пика в положительную сторону (в +20 нс) говорит о преобладании мюонов, распространяющихся сверху вниз. Небольшие хвосты, выходящие за пределы  $\pm 65$  нс, могут быть объяснены эффектами от множественных мюонов и рассеяния света в воде. Плоский пьедестал под пиком происходит от случайных совпадений фоновых импульсов от  $^{40}\text{K}$  и биолюминесценции. Высота пьедестала хорошо соответствует ожиданиям для случайных совпадений с учетом уровня фоновой активности в используемых рамах. Скорость счета истинных совпадений  $R_{A2}$  может быть определена как интеграл под пиком (за вычетом пьедестала), поделенный на эквивалентную длительность используемого набора данных,

$$R_{A2} = \frac{N_{peak} - N_{pedestal}}{T_{live}}. \quad (4.2)$$

Пьедестал определялся по левой части гистограммы, где вклад сигнала минимален. В среднем, частота счета мюонов составила около 0,06 Гц. Вклад  $^{40}\text{K}$  в эту величину пренебрежимо мал, т. к. вероятность наблюдения сигналов от одного и того же распада  $^{40}\text{K}$  фотоумножителями, расположенными в 14,5 м друг от друга, очень мала.

## 4.5 Сравнение с результатами Монте-Карло моделирования

Интересно сравнить наблюдаемый сигнал межэтажных совпадений с ожидаемым. Для этого была проведена серия исследований с использованием метода Монте-Карло. Для симуляции потока атмосферных мюонов под водой использовалась программа MURAGE [39]. Отклик детектора моделировался стандартными средствами, принятыми в АНТАРЕС. При моделировании отклика ОМ использовалась модель Geant4/Genova, принятая в настоящее время в АНТАРЕС в качестве официальной (см пп. 2.3 и 3.12). Далее симулированные данные обрабатывались тем же способом, что и реальные данные с детектора [86]. Для учета неэффективности детектора результат моделирования был перенормирован на коэффициент 0,58 (см. п. 4.8). Результат моделирования показан на рис. 4.2. Можно видеть, что результаты Монте-Карло моделирования хорошо согласуются с наблюдениями.

Форма пика межэтажных совпадений зависит от углового распределения налетающих мюонов, а также от углового аксептанса оптических модулей. Для оценки эффекта последнего проводилось моделирование с использованием различных моделей



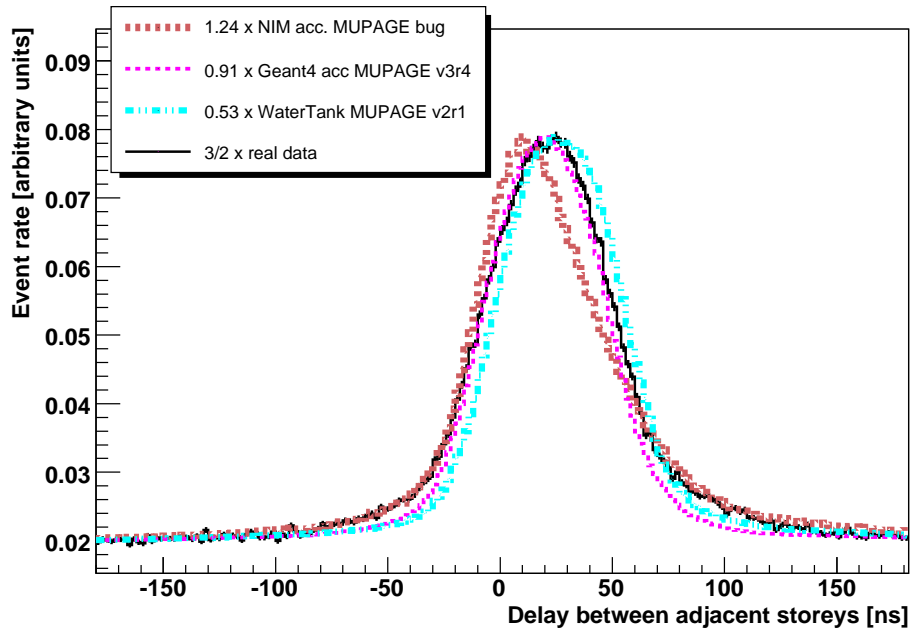


Рис. 4.3: Распределение по задержке между хитами в соседних этажах детектора (нижний - верхний). Показаны экспериментально измеренное распределение и результаты Монте-Карло моделирования с использованием MUPAGE с тремя разными моделями углового аксептанса. Кривые перенормированы для удобства сравнения их формы

углового аксептанса ОМ (см. пп. 2.3 и 3.12). На рис. 4.3 приведено сравнение результатов для трех моделей углового аксептанса: NIM, Geant4/Genova и WaterTank. Можно видеть, что форма пика, полученная для различных моделей углового аксептанса, существенно различается. Наилучшее согласие достигается при использовании модели Geant4/Genova. Данный аргумент сыграл немаловажную роль для признания данной модели в качестве официальной в АНТАРЕС.

Помимо углового аксептанса ОМ, на форму распределения по  $\Delta t_{A2}$  также влияют свойства потока атмосферных мюонов. Чтобы оценить этот эффект полезно сравнить результаты, полученные с помощью разных программ моделирования, использующих различные физические модели. Кроме MUPAGE широко признанной программой моделирования вторичных космических лучей является программа CORSIKA [25]. На рис. 4.4 показано сравнение результатов моделирования с помощью MUPAGE и CORSIKA. С программой CORSIKA использовалась модель адронных взаимодействий QGSJET [26] и модель спектров первичных космических лучей NSU [21] (см. п. 1.1). Распространение мюонов через толщу воды моделировалось с помощью программы MUSIC

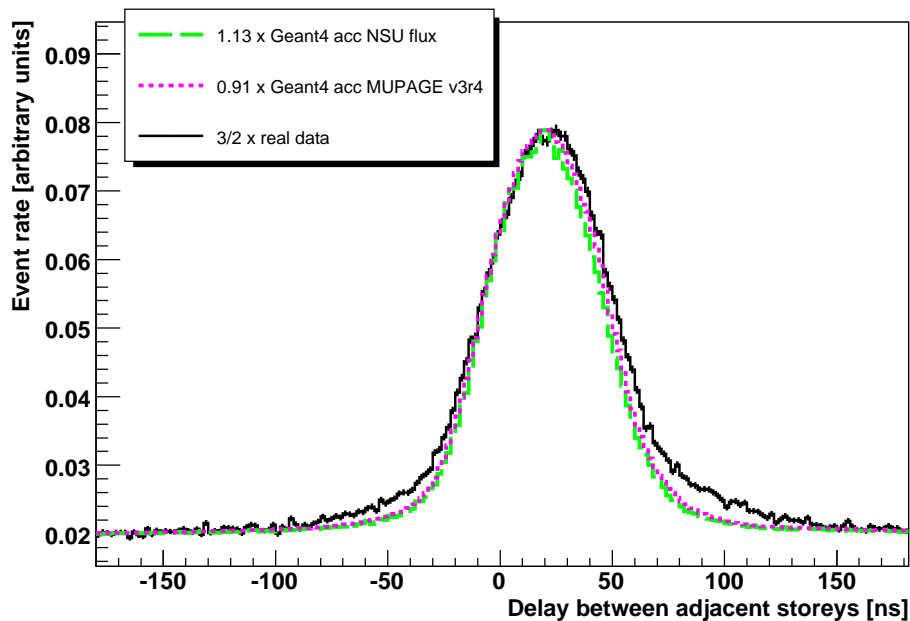


Рис. 4.4: Распределение по задержке между хитами в соседних этажах детектора (нижний - верхний). Показаны экспериментально измеренное распределение и результаты Монте-Карло моделирования с использованием MUPAGE и CORSIKA. Кривые перенормированы для удобства сравнения их формы

[29]. Можно видеть, что выбор программы моделирования не оказывает существенного влияния на форму распределения по  $\Delta t_{A2}$ . Следует также отметить, что выбор модели первичных космических лучей практически не влияет на форму этого распределения.

## 4.6 Частота счета на разных этажах детектора

Поток мюонов не является постоянным во всем объеме детектора АНТАРЕС, а падает с глубиной по мере того, как мюоны теряют энергию и останавливаются. В связи с этим, интересно сравнить скорости счета A2 совпадений на различных этажах детектора. Поскольку все линии детектора практически идентичны по конструкции и расположены приблизительно на одной глубине, то данные с этажей с одинаковыми номерами можно непосредственно складывать.

Подсчитав скорость счета для каждого этажа отдельно, и усреднив по данным с различных линий детектора, получим график, показанный на рис. 4.5. Поскольку детектор содержит 25 этажей, и мы требуем совпадение между соседними этажами, то измеряются 24 величины. На графике видно, что на верхних этажах скорость счета выше. Однако

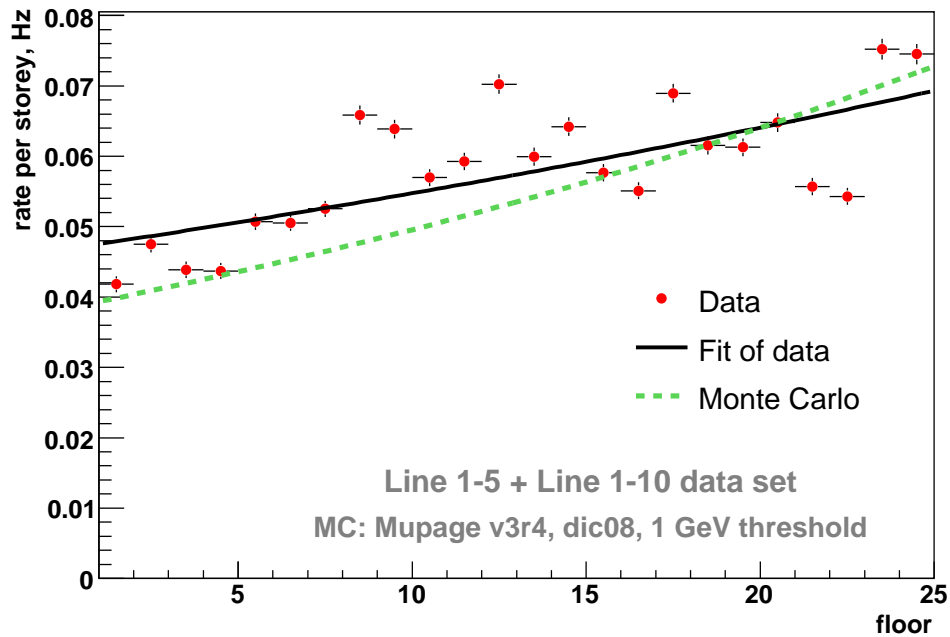


Рис. 4.5: Скорость счета A2 совпадений на различных этажах детектора до проведения коррекций. Точками с отмеченными ошибками показаны экспериментальные данные. Сплошная линия представляет собой приближенную аппроксимацию данных экспонентой. Прерывистой линией показана кривая, ожидаемая из результатов Монте-Карло моделирования

большие флуктуации мешают провести точное сравнение с результатами Монте-Карло моделирования, также показанными на графике. Причина возникновения флуктуаций связана с наличием в детекторе «мертвых каналов», т. е. оптических модулей, для которых по той или иной причине данные отсутствуют. Наличие мертвых каналов, к сожалению, является практически неизбежным в установках типа АНТАРЕС. Другая важная причина флуктуаций заключается в разбросе параметров оптических модулей, точнее, разбросе их относительных чувствительностей. Как будет продемонстрировано ниже, флуктуации можно скорректировать на основе данных о мертвых каналах и величинах чувствительностей работающих каналов, которые могут быть получены с помощью метода калибровки по  $^{40}\text{K}$ , описанного в главе 3. Ниже приводятся детали расчета соответствующих коррекций применительно к нашему анализу.

## 4.7 Коррекция на чувствительность этажей

Основными ингредиентами для расчета коррекций на различную чувствительность этажей детектора служат список мертвых каналов и данные о величине чувствительности работающих каналов. Список мертвых каналов может быть достаточно легко составлен для каждого используемого рана. Величины чувствительностей ОМ можно рассчитать для каждого К40 рана благодаря использованию метода калибровки по  $^{40}\text{K}$  (глава 3). Отметим, что использование одних и тех же данных для проведения и калибровки и физического анализа играет важную роль в достижении низких систематических погрешностей.

В регистрации сигнала межэтажных совпадений на любом отдельно взятом уровне детектора принимают участие шесть оптических модулей, расположенных на двух этажах. Для расчета искомых коррекций необходимо знать, как скорость счета межэтажных совпадений от атмосферных мюонов зависит от чувствительности каждого ОМ. Чтобы это выяснить, было проведено специально исследование, основанное на стандартной процедуре моделирования отклика детектора АНТАРЕС к атмосферным мюонам с использованием программ CORSIKA и MUSIC. В ходе исследования варьировалась чувствительность оптических модулей двух соседних этажей детектора, расположенных приблизительно посередине детектора (т. е. на некоторой средней глубине).

На момент проведения данного исследования в эксперименте АНТАРЕС не существовало какой-либо общепринятой процедуры моделирования неэффективности оптических модулей. В связи с этим, необходимая процедура была разработана специально для данного анализа. В основе метода было положено предположение о том, что различия в чувствительности отдельных фотодетекторов связаны с различными уровнями порога дискриминации импульсов, для них установленными. Это означает, что неэффективность отдельно взятого ОМ может быть промоделирована путем использования для него повышенного порога дискриминации импульсов. Данный метод хорошо работает для оптических модулей с эффективностью, сравнимой с номинальной и ниже. Функция перехода, связывающая уровень порога дискриминации с уровнем эффективности ОМ, может быть получена из рассмотрения амплитудного спектра импульсов, т. е. распределения импульсов по заряду. Поскольку в нашем случае величины чувствительности ОМ измеряются с помощью сигналов от  $^{40}\text{K}$ , а среди этих сигналов преобладают однофотоэлектронные импульсы, то для определения функции перехода

следует использовать фоновый спектр однофотозлектронных импульсов. Спектр однофотозлектронных импульсов, использованный при моделировании, показан на рис. 4.6 (сверху). Предполагалось, что стопроцентная эффективность ОМ соответствует порогу в 0,3 фотозлектрона, где фотозэлектрон определен как величина измеряемого заряда, соответствующая среднему значению заряда однофотозлектронного пика. Проинтегрировав данный спектр, легко получить кумулятивное распределение, показанное на втором графике на рис. 4.6. Из соображений удобства, полученная кривая была аппроксимирована аналитической зависимостью, определенной с помощью т. н. функции ошибок:

$$f(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \operatorname{erf}\left(\frac{\mu - x}{\sigma\sqrt{2}}\right). \quad (4.3)$$

Функция ошибок определяется следующим образом:

$$\operatorname{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \quad (4.4)$$

Функция  $f(x)$  хорошо описывает амплитудный спектр импульсов при выборе  $\mu = 1$  и  $\sigma = 0,344$ . Возможность использования функции ошибок для аппроксимации кумулятивного распределения заряда связана со схожестью зарядового спектра с распределением Гаусса. Преимущество использования выбранной функции заключается в том, что обратная ей функция хорошо известна и определена в большинстве математических библиотек (в частности, в `root`). Обратная функция ошибок с параметрами, описывающими приведенный спектр,  $f^{-1}(x)$  показана внизу рис. 4.6. Эта функция задает уровень порога дискриминации импульсов, соответствующий заданной эффективности ОМ.

С помощью функции  $f^{-1}(x)$  производилось варьирование чувствительностей оптических модулей, расположенных на выбранной для исследования паре этажей детектора. Чтобы избежать трудностей, связанных с работой в шестимерном пространстве, исследование включало несколько этапов, в ходе каждого из которых синхронно варьировались чувствительности одного, двух, трех или шести ОМ, оставляя чувствительности остальных каналов неизменными. Полученные зависимости показаны на рис. 4.7. Можно видеть, что при изменении чувствительности лишь одного ОМ ( $s$ ), общая чувствительность к межэтажным совпадениям  $S$  меняется почти линейно. При этом полное отключение одного ОМ ведет к потере примерно  $\frac{1}{3}$  чувствительности этажа. В случае, когда варьировались чувствительности сразу двух расположенных на одном этаже ОМ, наблюдается в целом аналогичная картина. Однако полная потеря обоих ОМ ведет к невозможности регистрации сигнала совпадений. При синхронном варьировании чувствительностей сразу трех ОМ одного этажа также наблюдалась линейная зависимость.

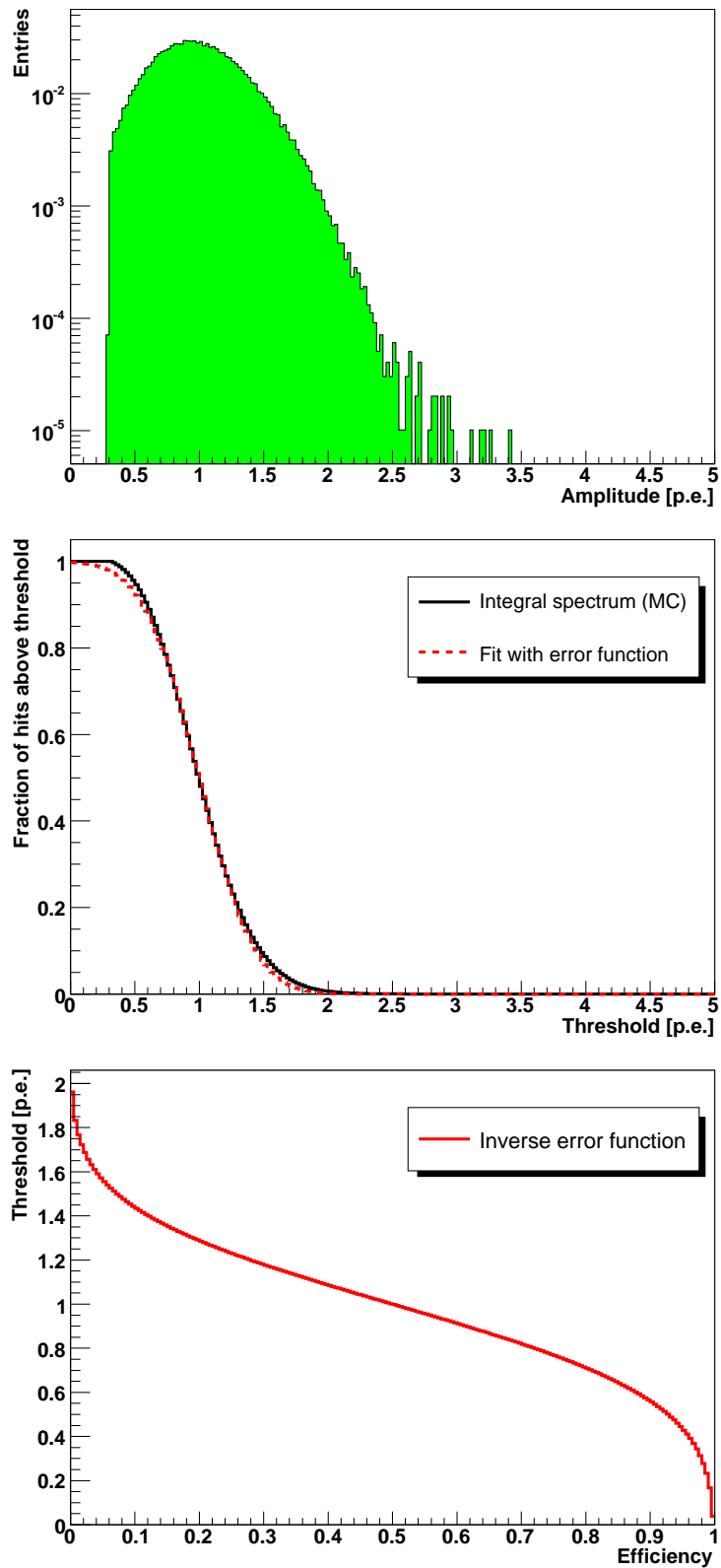


Рис. 4.6: Сверху: распределение однофотозлектронных импульсов по величине наблюдаемого заряда (Монте-Карло). По центру: кумулятивное распределение по заряду (доля хитов выше определенного порога) и результат его аппроксимации функцией ошибок  $f(x)$ . Внизу: обратная функция для функции, приведенной на центральном графике

Таким образом, чувствительность отдельно взятого этажа может быть определена через простую сумму чувствительностей входящих в него ОМ при условии, что хотя бы два ОМ из трех функционируют с эффективностью не ниже 10 %. Синхронное варьирование чувствительностей всех шести ОМ, расположенных на обоих этажах, ведет к степенной зависимости, с показателем степени  $\frac{3}{2}$ .

Исходя из всего вышесказанного, можно сформулировать следующие приближенные формулы для расчета эффективности пары этажей к межэтажным совпадениям  $S$ :

$$S = S_{F1} \sqrt{S_{F2}} \text{ при } S_{F1} \geq S_{F2}, \quad (4.5)$$

$$S = S_{F2} \sqrt{S_{F1}} \text{ при } S_{F1} < S_{F2}, \quad (4.6)$$

$$S_{F1} = \frac{s_1 + s_2 + s_3}{3}, \quad (4.7)$$

$$S_{F2} = \frac{s_4 + s_5 + s_6}{3}, \quad (4.8)$$

где  $s_1, s_2$  и  $s_3$  – чувствительности ОМ 1-го этажа,  $s_4, s_5$  и  $s_6$  – чувствительности ОМ 2-го этажа,  $S_{F1}$  и  $S_{F2}$  – промежуточные величины, характеризующие этажи 1 и 2. Хотя данные формулы являются весьма приближенными, их точность является достаточной для проведения коррекций первого порядка.

Случаи наличия нерабочих ОМ обрабатывались особым образом. При нулевой чувствительности одного из ОМ на этаже, например  $s_1 = 0$ , соответствующая величина  $S_F$  устанавливалась равной  $0,2 \cdot (s_2 + s_3)$ . При наличии на этаже двух нерабочих ОМ чувствительность этажа к совпадениям считалось равной нулю.

## 4.8 Применение коррекций

Используя формулы (4.5) - (4.8), коэффициенты чувствительности были рассчитаны для каждой пары этажей детектора АНТАРЕС для всех рангов, используемых в анализе. Полученные коэффициенты были усреднены по всем рангам с учетом эффективной длительности каждого ранга. Полученные средние коэффициенты чувствительности были затем усреднены по всем имеющимся линиям детектора. При совмещении данных, собранных в конфигурациях детектора с 5 и 10 линиями усреднение производилось с учетом длительности каждого набора данных. Полученный набор коэффициентов приведен на рис. 4.8.

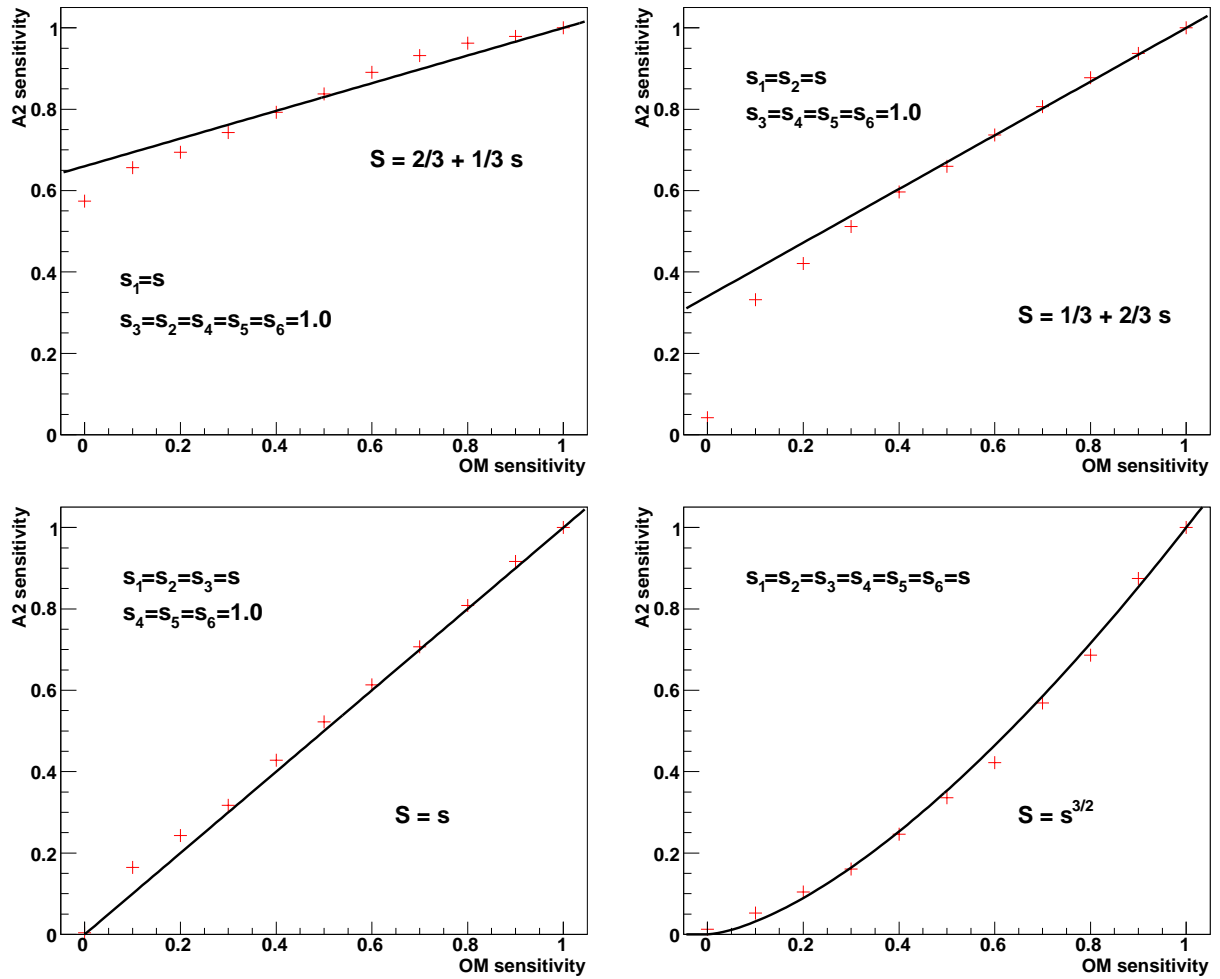


Рис. 4.7: Результаты Монте-Карло моделирования чувствительности пары этажей к межэтажным совпадениям от атмосферных мюонов. При моделировании варьировалась чувствительность одного или нескольких ОМ при сохранении чувствительностей остальных ОМ постоянной. На графиках показаны результаты моделирования для случаев, когда варьировалась чувствительность лишь одного ОМ (левый верхний график), одновременно двух ОМ одного этажа (справа сверху), всех трех ОМ одного этажа (слева внизу) и всех шести ОМ обоих этажей (справа внизу). Также показаны результаты аппроксимации полученных зависимостей степенными функциями



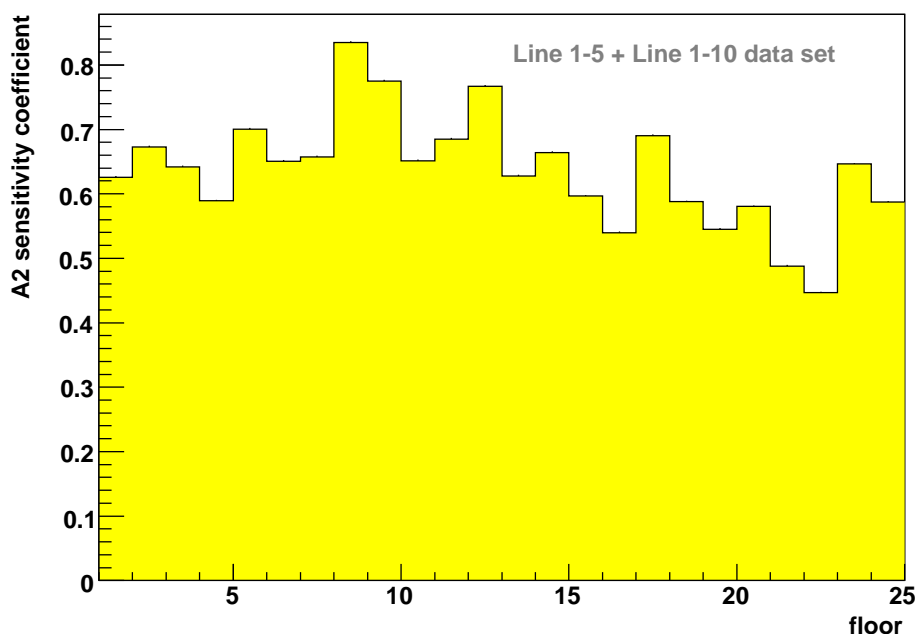


Рис. 4.8: Коэффициенты чувствительности этажей детектора, рассчитанные по формулам (4.5) - (4.8)

Среднее значение чувствительности  $S_{global}$  оказалось равным 0,58. Систематическая погрешность определения  $S_{global}$  составляет менее 10 %. Для удобства дальнейшего рассмотрения весь набор коэффициентов чувствительности был перенормирован на коэффициент  $1/S_{global}$ . Применение полученных коэффициентов заключалось в делении значений скорости счета совпадений (рис. 4.5) на соответствующие коэффициенты чувствительности. Полученный результат приведен на рис. 4.9. Можно видеть, что, по сравнению с рис. 4.5, флуктуации значений сильно подавлены. Степень подавления флуктуаций настолько высока, что оказывается возможным надежно наблюдать не только наклон, но и изгиб кривой.

Следует заметить, что вышеописанная процедура коррекции дает достаточно точное описание усредненных по многим ранам характеристик детектора, не требуя проведения Монте-Карло моделирования поведения детектора в каждом ране в отдельности, что представляло бы собой весьма большой объем работы. При этом любые возможные вариации чувствительности элементов детектора во времени учитываются автоматически.

Перед применением процедуры коррекции ко всему объему данных она была сначала опробована на двух небольших наборах данных, полученных в конфигурации де-

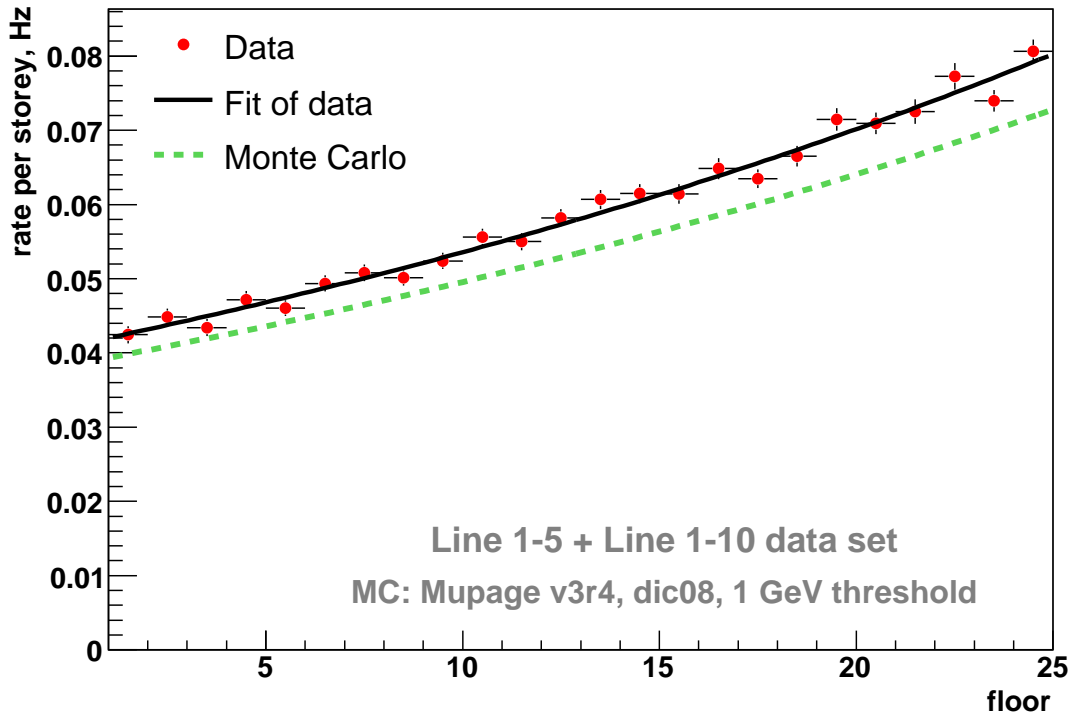


Рис. 4.9: Скорость счета A2 совпадений на различных этажах детектора после проведения коррекции (обозначения как на рис. 4.5)

тктора с 5 и 10 линиями. В обоих случаях при использовании коррекций наблюдалось значительное уменьшение флуктуаций соответствующим улучшением  $\chi^2$  при аппроксимации экспонентой. Результаты, полученные для обеих конфигураций, находились в согласии друг с другом.

## 4.9 Переход к единицам глубины

Глубина расположения каждого этажа детектора известна с точностью не хуже 1 м. Как уже было сказано, этажи различных линий, несущие одинаковый номер, находятся примерно на одной глубине. Единственным исключением является линия 1, этажи которой расположены примерно на 9 м глубже из-за использования более короткого кабеля в нижнем сегменте. Это незначительное отклонение, впрочем, не нарушит наших дальнейших расчетов. В качестве глубины  $i$ -го этажа мы будем использовать среднюю глубину  $i$ -х этажей всех используемых линий детектора. Отметим, что Монте-Карло модель детектора включает в себя реально измеренные значения для глубин расположения каждой линии. Т. е. различия между линиями корректно учитываются при

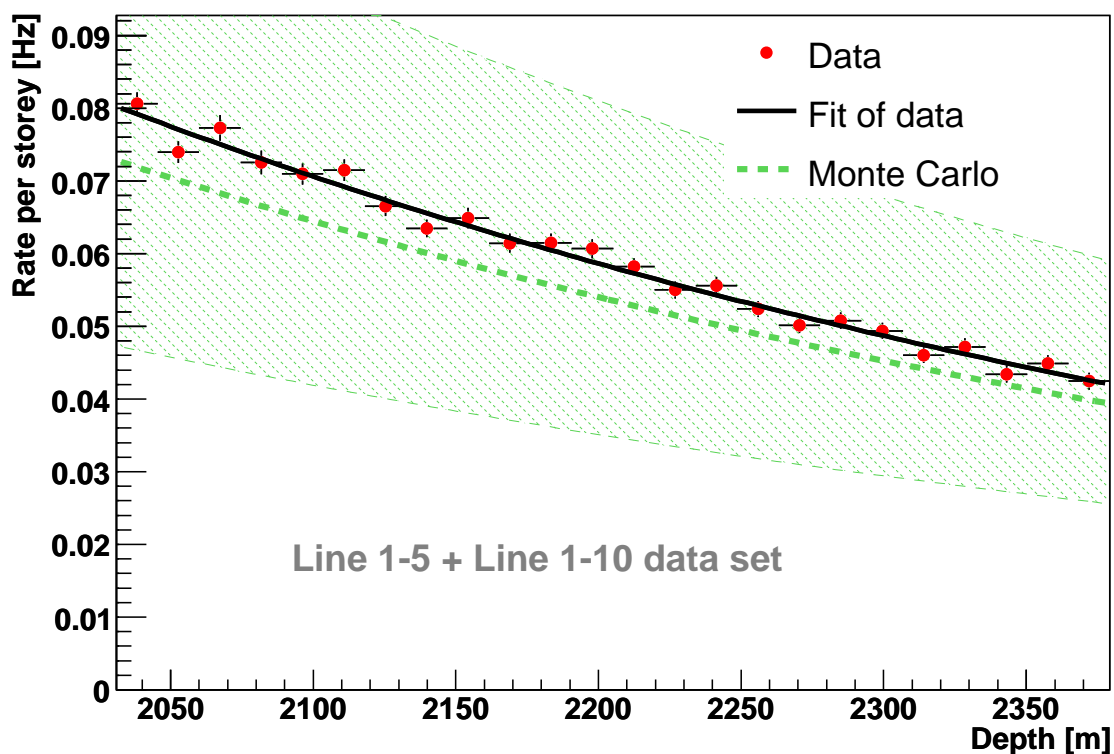


Рис. 4.10: Зависимость скорости счета межэтажных совпадений от глубины. В измерении использовались данные, полученные в конфигурации детектора с 5 и 10 линиями. Указаны статистические ошибки. Также показана ожидаемая кривая, полученная на основе Монте-Карло моделирования с помощью программы MUPAGE. Заштрихованная зона иллюстрирует погрешность нормализации результатов моделирования

расчете отклика детектора (п. 4.10).

Поскольку в измерении сигнала межэтажных совпадений всегда принимают участие два этажа, то можно принять, что результат измерения соответствует глубине, равной полусумме глубин двух этажей, т. е. располагать точки строго посередине между этажами. Данное соглашение устанавливается из соображений удобства и не меняет физического смысла результатов измерения. Усредняя по всем используемым линиям детектора, получим, что 1-я экспериментальная точка соответствует глубине 2038 м, а последняя, 24-я точка, находится на глубине 2372 м. Производя переход от номеров этажей к глубине, получим из графика 4.9 график 4.10.

Экспериментально полученная кривая хорошо описывается простым экспоненциальным законом

$$r(h) = r_{2000} \cdot \exp(-b(h - 2000)), \quad (4.9)$$

где  $r_{2000}$  задает нормализацию,  $b$  – скорость спадания потока мюонов, а глубина  $h$  измеряется в метрах. Аппроксимация дает  $r_{2000} = 0,085 \pm 0,015$  Гц и  $b = 0,00186 \pm 0,0001$  м<sup>-1</sup>. Здесь стоит отметить хороший полученный  $\chi^2$ . При числе степеней свободы  $n_{dof} = 22$  имеем  $\chi^2 = 26,0$  (при расчете использовались только статистические ошибки). Ошибка измерения, приведенная для  $r_{2000}$ , включает в себя погрешность определения средней эффективности детектора ( $S_{global}$ ). Ошибка по величине  $b$  определяется, главным образом, статистическими ошибками отдельных экспериментальных точек, и потому очень мала. Эта ошибка была оценена по результатам аппроксимации точек исходя из их статистических погрешностей. Систематическая погрешность величины  $b$ , связанная с мертвым временем электроники и вариациями уровня биoluminesцентной активности с глубиной, не превышает 0,5 %.

Монте-Карло моделирование с помощью MUPAGE ведет к результатам, также хорошо описывающимся в интересующем нас диапазоне глубин простой экспоненциальной кривой. В этом случае, с параметрами  $r_{2000} = 0,077$  Гц и  $b = 0,00177$  м<sup>-1</sup>. Кривая показана на рис. 4.10 прерывистой линией. Заметим, что результат моделирования был перенормирован на коэффициент  $S_{global}$  чтобы учесть общую неэффективность детектора (см. п. 4.8).

В то время как точность экспериментального измерения скоростей счета весьма высока, Монте-Карло моделирование подвержено значительным погрешностям, связанным с нормировкой эффективности детектора. Общая погрешность нормировки чувствительности детектора к межэтажным совпадениям была оценена как  $\begin{matrix} +50\% \\ -35\% \end{matrix}$ . Наибольший вклад в эту погрешность,  $\begin{matrix} +40\% \\ -30\% \end{matrix}$ , вносит неопределенность углового акцептанса ОМ (см. п. 3.12). Столь большая величина погрешности связана с тем, что бóльшая часть света от атмосферных мюонов, распространяющихся сверху вниз, попадает на ОМ, направленный под углом вниз, с тыльной стороны. Свет же, попадающий на фотокатод по касательной, регистрируется с небольшой и плохо известной эффективностью (см. п. 3.12). Значительный вклад в погрешность нормализации вносят также неопределенности в значении эффективной площади фотодетектора (его квантовой эффективности) и неопределенности в экспериментальных измерениях длины поглощения света в воде. Оба вклада находятся на уровне  $\pm 15\%$  [47, 42]. Заметим, однако, что вышеуказанные погрешности приводят лишь к неопределенности в нормировке результатов, но не влияют на измерения показателя экспоненты – величины  $b$ . В целом, с учетом рассмотренных погрешностей, результаты моделирования находятся в удовлетворительном согласии с

экспериментом, как по величине абсолютной скорости счета ( $a$ ), так и по показателю экспоненты ( $b$ ).

Помимо погрешностей, связанных со знанием экспериментальной установки, существуют также теоретические неопределенности в величине потока мюонов, связанные с неопределенностями в потоке первичных космических лучей, а также моделей взаимодействия адронов. Эти погрешности составляют порядка 20-30 % (см. главу 1) и могут быть замечены при сравнении результатов Монте-Карло моделирования, проведенных с использованием различных физических моделей (см. п. 4.11). Теоретические погрешности не включены в величину погрешности, показанную на рис. 4.10.

## 4.10 Расчет отклика детектора

### 4.10.1 Эффективная площадь

Для осуществления перехода от единиц скорости счета к единицам потока мюонов необходимо определить коэффициент пересчета. Поскольку сигнал совпадений может вызываться мюонами с различной энергией и распространяющимися под различными углами, то пересчет следует производить в единицы полного, или интегрального, потока мюонов [ $\text{м}^{-2} \text{с}^{-1}$ ]. Коэффициент пересчета в этом случае имеет размерность  $\text{м}^2$ . Назовем этот коэффициент *эффективной площадью* и обозначим  $A$ . Итак, величина  $A$  характеризует эффективность пары этажей детектора АНТАРЕС при регистрации межэтажных совпадений от атмосферных мюонов.

Величина  $A$  может быть определена путем Монте-Карло моделирования. Для этого производится моделирование потока атмосферных мюонов и регистрации мюонов детектором АНТАРЕС (как в предыдущем параграфе). Деление полученной скорости счета совпадений на величину потока мюонов на соответствующей глубине дает величину  $A$ . Величина потока мюонов при этом берется непосредственно из данных моделирования, т. е. полностью отражает выбранную Монте-Карло модель. В нашей работе интегрирование потока мюонов по энергии проводилось от 1 ГэВ (и до бесконечности). Исходя из данных моделирования с помощью MUPAGE, было найдено номинальное значение эффективной площади  $A_0 = 87_{-30}^{+43} \text{ м}^2$ . Погрешность величины  $A$  связана с неопределенностями в нормализации квантовой эффективности ФЭУ, определении углового аксептанса и оптических свойств воды. Как уже было сказано в предыдущем

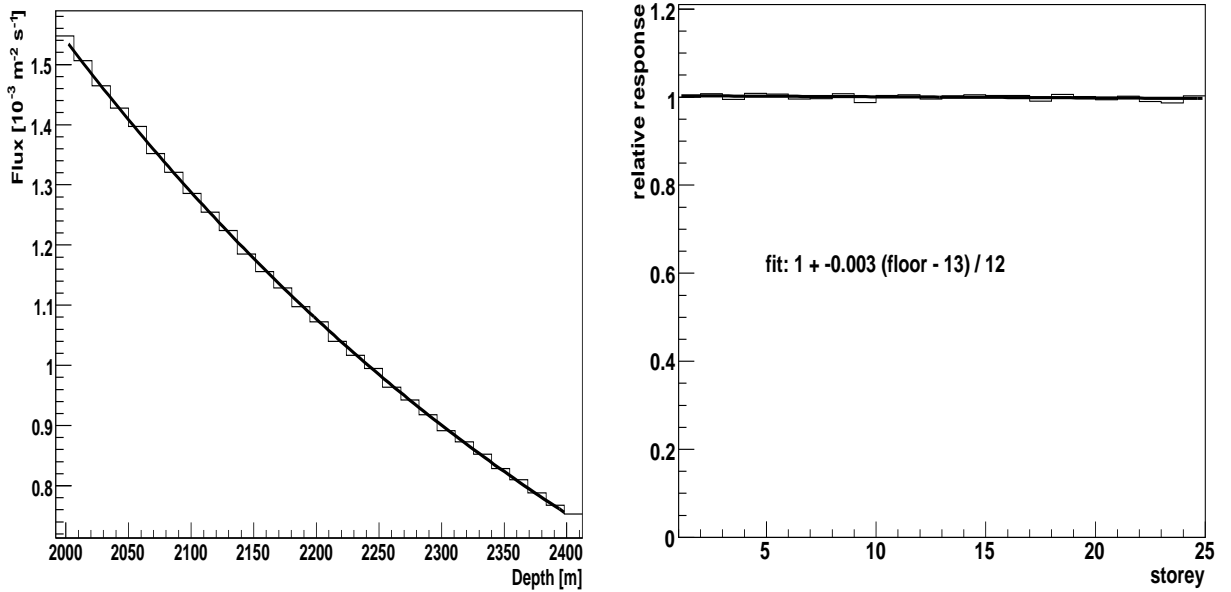


Рис. 4.11: Слева: зависимость потока мюонов от глубины, извлеченная из результатов Монте-Карло моделирования с помощью MUPAGE. Справа: Зависимость относительного отклика детектора (величины  $A$ ) от глубины (номера этажа)

параграфе, эти три систематических эффекта ведут к погрешностям нормализации в  $\pm 15\%$ ,  $^{+40\%}_{-30\%}$  и  $\pm 15\%$  соответственно.

Вообще говоря, характеристики потока мюонов (энергетический спектр, угловое распределение и т. д.) могут зависеть от глубины. В этой связи, эффективная площадь  $A$  также должна быть определена как функция глубины. Для этого она была рассчитана для каждого этажа детектора отдельно. Было обнаружено, что различие в величине  $A$  между нижним и верхним этажами детектора составляет менее 1 % (см. рис. 4.11). В дальнейшем мы пренебрегаем данным различием, считая величину  $A$  постоянной по всей высоте детектора.

Строго говоря, расчет величины  $A$  является модельно зависимым, т. к. опирается на определенные представления о характеристиках потока атмосферных мюонов. Т. е. полученное значение величины  $A$  является верным лишь при условии верности физических моделей, задействованных для описания потока космических лучей, их взаимодействия и пр. Использование различных программ моделирования (различных физических моделей), вообще говоря, может приводить к несколько различающимся результатам. Однако в нашем случае, моделирование с помощью программы CORSIKA ведет к величине  $A$ , весьма близкой к той, что была получена с помощью MUPAGE. При этом

выбор той или иной модели спектра первичных космических лучей (из числа широко известных) не оказывает сколько-нибудь заметного влияния на величину  $A$ . Т. е. расчет величины  $A$  является в определенной степени устойчивым к выбору физических моделей. Основа этой устойчивости кроется в низком энергетическом пороге метода межэтажных совпадений, а также в относительно равномерном отклике детектора по отношению к мюонам, распространяющимся под различными углами.

#### 4.10.2 Зависимость от энергии

Благодаря своей простоте, метод межэтажных совпадений обладает очень низким энергетическим порогом. Настолько низким, что оказывается невозможным при определении порога пренебречь потерями энергии мюоном в процессе движения внутри детектора. В этой связи, необходимо определиться с тем, на какой поверхности или в каком месте трека мюона должна определяться его энергия. Детектор АНТАРЕС, однако, не имеет какой-либо определенной внешней поверхности, которую можно было бы считать его краем, и которая могла бы служить хорошей базой для определения энергии мюона. Выбор какой-либо определенной глубины внутри детектора также не решает проблему, т. к. из-за больших размеров детектора энергия мюона в момент пересечения любой заранее определенной поверхности может значительно отличаться от его энергии в момент его регистрации. То же самое можно сказать о любой паре этажей детектора, задействованных для измерения межэтажных совпадений. Таким образом, корректно определить величину отклика детектора как функцию энергии налетающего извне мюона оказывается невозможным. Решить проблему можно путем замены налетающего потока потоком, образуемым непосредственно внутри детектора, как если бы мюоны образовывались в результате взаимодействий нейтрино. В этом случае энергию мюона можно определить на момент его рождения. Данный подход был с успехом применен для исследования эффективности детектора к межэтажным совпадениям.

Для определения эффективного объема детектора как функции энергии мюона было проведено специальное Монте-Карло исследование. Модель детектора включала в себя лишь два этажа. Детектор помещался в центр воображаемого цилиндра радиусом 150 и высотой 300 м. Равномерно по объему цилиндра симулировалось образование мюонов различной энергии, и их регистрация детектором. Направление мюона выбиралось в пределах от  $0$  до  $60^\circ$  по отношению к вертикали (симулировался нисходящий

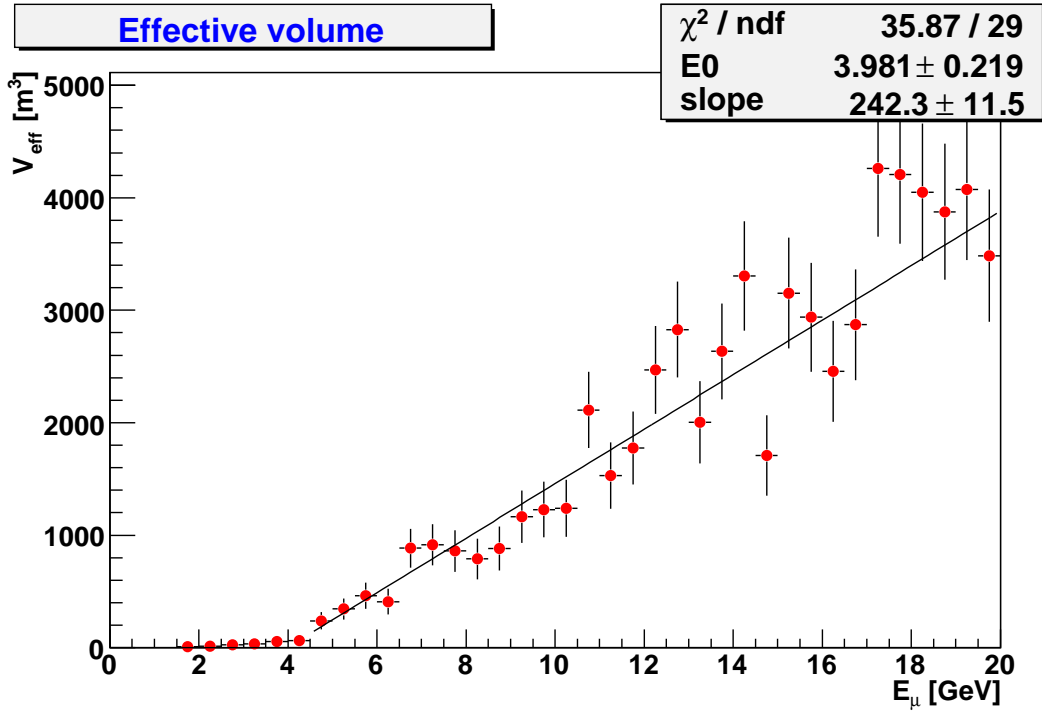


Рис. 4.12: Эффективный объем сегмента детектора, состоящего из двух этажей, как функция энергии мюона (см. текст)

поток мюонов). При моделировании работы детектора использовалось стандартное программное обеспечение АНТАРЕС, что подразумевает использование общепринятых в АНТАРЕС моделей оптических свойств воды, оптического модуля и т. д. Диапазон энергий разбивался на небольшие участки (бины), для каждого из которых подсчитывалось число сгенерированных и зарегистрированных мюонов,  $N_{gen}$  и  $N_{det}$ . Эффективный объем определялся как отношение числа зарегистрированных мюонов к числу сгенерированных, помноженное на объем цилиндра  $V$ ,

$$V_{eff} = V \frac{N_{det}}{N_{gen}}. \quad (4.10)$$

В результате была получена зависимость эффективного объема от энергии, показанная на рис. 4.12. Как можно видеть, порог регистрации мюонов составляет около 4 ГэВ. Эта величина определяется, главным образом, расстоянием между этажами детектора (14,5 м). Действительно, для того, чтобы прямой черенковский свет от распространяющегося вертикально вниз мюона достиг обоих этажей, трек мюона должен быть не короче 14,5 м (не считая последнего отрезка трека, когда мюон уже не излучает черенковский свет). Такая длина трека примерно соответствует энергии 3-4 ГэВ.

При энергиях выше порога рост эффективного объема детектора с ростом энергии



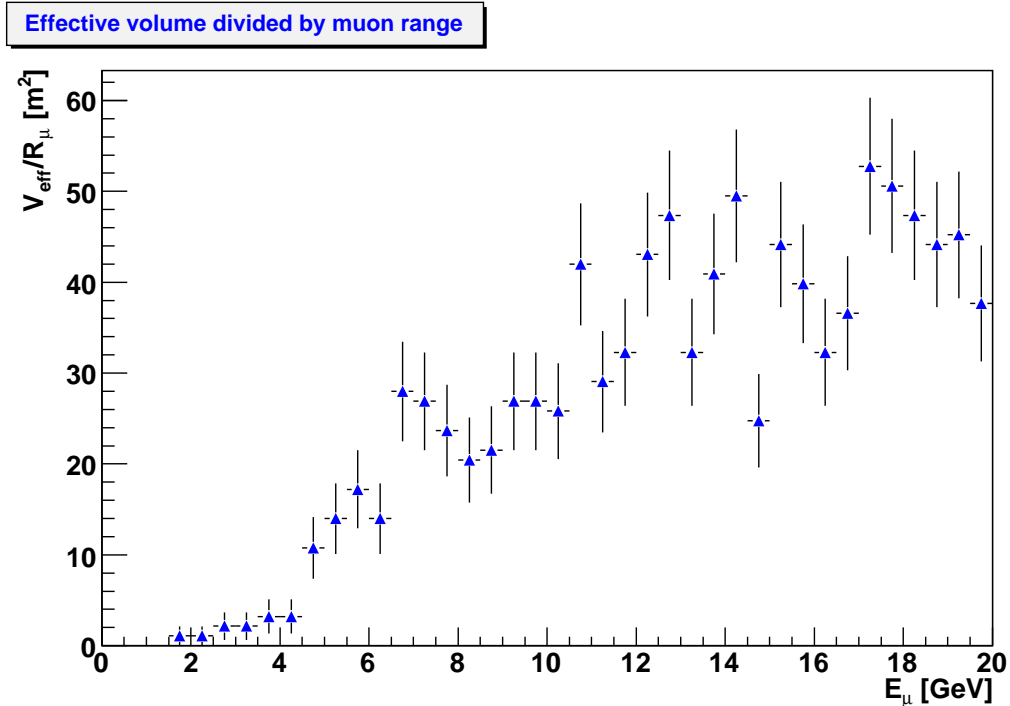


Рис. 4.13: Эффективная площадь сегмента детектора, состоящего из двух этажей, как функция энергии мюона (см. текст)

связан не столько с ростом реальной эффективности детектора, сколько с ростом длины пробега мюона. Исключить этот фактор можно, поделив величину эффективного объема на величину энергии, которая в рассматриваемом диапазоне энергий приблизительно пропорциональна длине пробега:

$$S_{eff}(E) = \frac{V_{eff}(E)}{k E}, \quad (4.11)$$

где  $k \approx 4,7$  м/ГэВ. Получившаяся величина качественно характеризует эффективность детектора по отношению к налетающему потоку мюонов низких энергий, и может быть условно названа эффективной площадью. График величины  $S_{eff}$  как функции энергии приведен на рис. 4.13. Можно заметить, что при энергии выше 12 ГэВ величина эффективной площади почти не зависит от энергии и близка к значению  $50 \text{ м}^2$ .

На рис. 4.14 приведен энергетический спектр мюонов, полученный с помощью программы MUPAGE. Видно, что подавляющее большинство мюонов имеют энергию в диапазоне от 10 до 1000 ГэВ. Анализ показывает, что доля мюонов с энергией ниже 4 ГэВ составляет лишь около 2 %. Таким образом, энергетический порог на уровне 4 ГэВ можно считать чрезвычайно низким. Отклик детектора можно считать независящим от энергии мюона практически во всем интересующем нас диапазоне энергий.

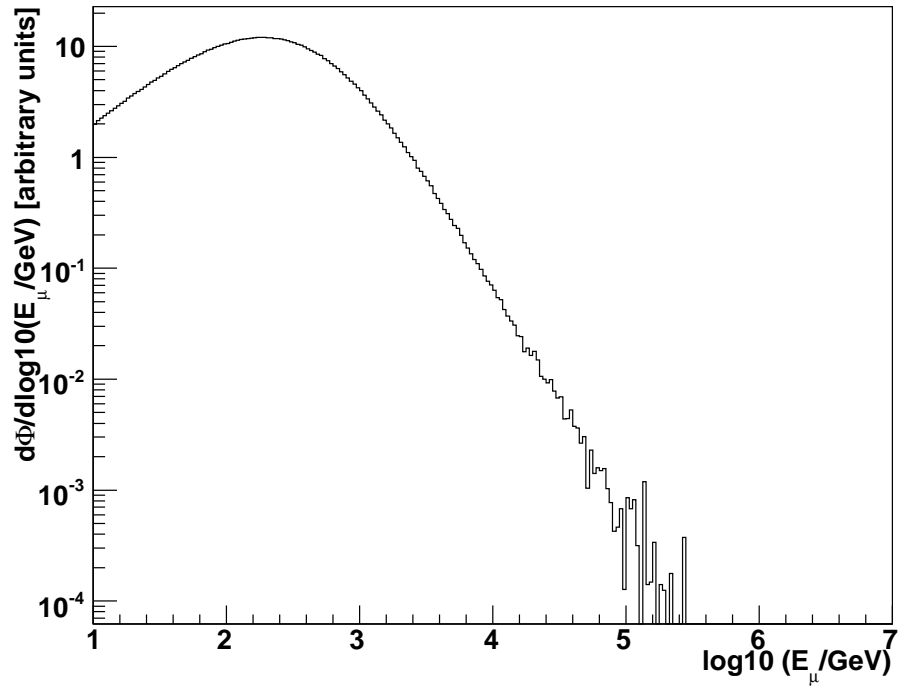


Рис. 4.14: Дифференциальный спектр атмосферных мюонов на глубине около 2000 м. Монте-Карло моделирование с помощью MUPAGE

### 4.10.3 Угловая зависимость

Угловая зависимость отклика детектора может быть изучена с помощью стандартной процедуры Монте-Карло моделирования атмосферных мюонов. В частности, с помощью программы MUPAGE и соответствующего программного обеспечения эксперимента АНТАРЕС (как это делалось в большинстве параграфов этой главы). При этом величина эффективной площади может быть усреднена по энергии и множественности мюонов исходя из реалистичных представлений о характеристиках потока мюонов на заданной глубине. Ввиду очевидного отсутствия у океана сложного рельефа, поток мюонов не зависит от азимутального угла, а зависит лишь от угла по отношению к вертикали,  $\theta$ . Результат расчета эффективной площади как функции угла  $\theta$  представлен на рис. 4.15. Из соображений удобства величина отклика была перенормирована на ее среднее значение. Как видно из графика, метод межэтажных совпадений чувствителен к нисходящим мюонам в широком диапазоне углов, что позволяет использовать его для измерения полного потока атмосферных мюонов.

Горизонтально распространяющиеся мюоны регистрируются с несколько большей эффективностью, чем вертикальные. Такое поведение функции отклика связано с ори-

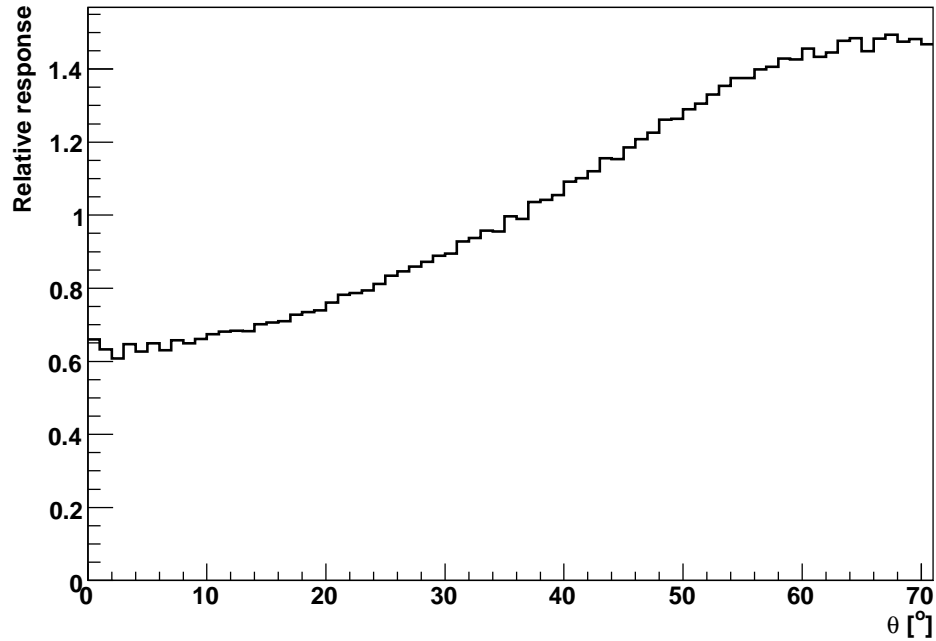


Рис. 4.15: Относительная величина отклика детектора как функция угла распространения мюона по отношению к вертикали ( $\theta = 0$  соответствует движению мюона вертикально вниз)

ентацией оптических модулей под углом вниз и характером их углового акцептанса (см. п. 2.3). Неравномерность отклика детектора в диапазоне углов от  $0$  до  $70^\circ$  составляет примерно  $\pm 40\%$ . Однако на практике большинство мюонов приходят под углами порядка  $30\text{-}40^\circ$  (см. рис. 4.16), что ослабляет эффект неравномерности отклика. С учетом существующих теоретических неопределенностей в знании углового распределения мюонов, данная неравномерность ведет к погрешности в расчете эффективной площади на уровне около  $5\%$ , что значительно меньше общей погрешности нормализации эффективной площади (см. п. 4.10.1). Поскольку форма углового распределения слабо меняется с глубиной, соответствующая погрешность при расчете эффективной площади как функции глубины пренебрежимо мала.

#### 4.10.4 Множественность мюонов

Хорошо известно, что в результате взаимодействия космических лучей высокой энергии в атмосфере может образовываться значительное число высокоэнергетичных мюонов. Количество и энергетический спектр образующихся мюонов удовлетворительно описывается моделями, традиционно используемыми для описания широких атмосферных

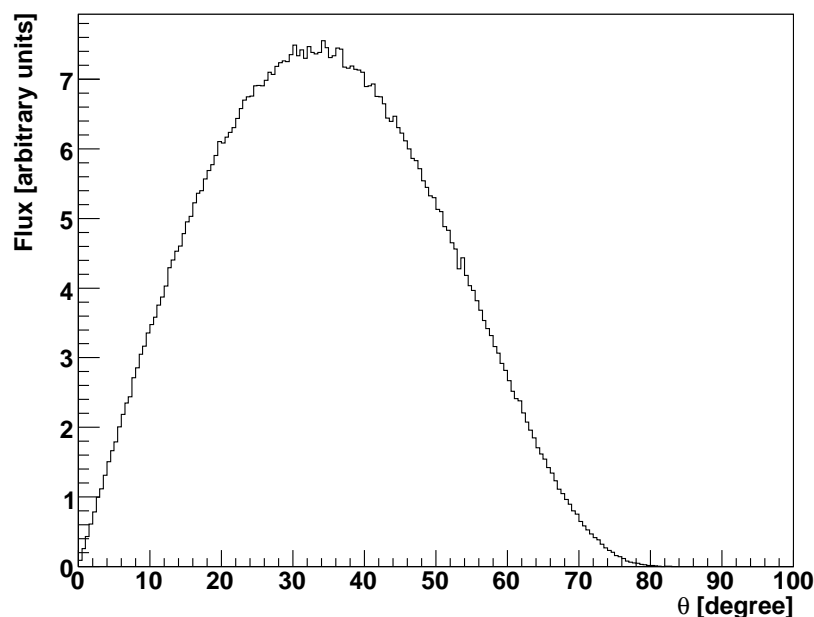


Рис. 4.16: Распределение мюонов по углу  $\theta$  на глубине около 2000 м. Монте-Карло моделирование с помощью MUPAGE. Линейная зависимость в области малых углов является следствием роста телесного угла ( $d\Omega = \sin(\theta) d\theta$ ). Падение потока при больших углах связано с поглощением мюонов толщиной воды

ливней. В некоторых случаях энергия двух и более мюонов, происходящих от одного акта взаимодействия, оказывается достаточной для проникновения на глубину до 2000 м ниже уровня моря и более. Такие события называются *множественными мюонами* или, проще, *мультимюонами*. Количество мюонов в таком событии называется *множественностью*. Учет распределения событий по величине множественности необходим во многих экспериментах, связанных с регистрацией атмосферных мюонов.

В первую очередь следует отметить, что величина эффективной площади  $A$ , определенная в п. 4.10.1, уже корректно учитывает наличие множественных мюонов и их распределение по множественности. Распределение событий по множественности, имеющее место при Монте-Карло моделировании с помощью MUPAGE, приведено на рис. 4.17. Можно заметить, что большинство событий являются одиночными мюонами. Однако заметный вклад в полный поток мюонов дают также события с множественностью 2 и более. Отметим, что при расчете потока мюонов учитывается каждый мюон, присутствующий в многомюонных событиях. Вклад многомюонных событий в полную скорость счета межэтажных совпадений может быть виден из рис. 4.18. Можно заметить,

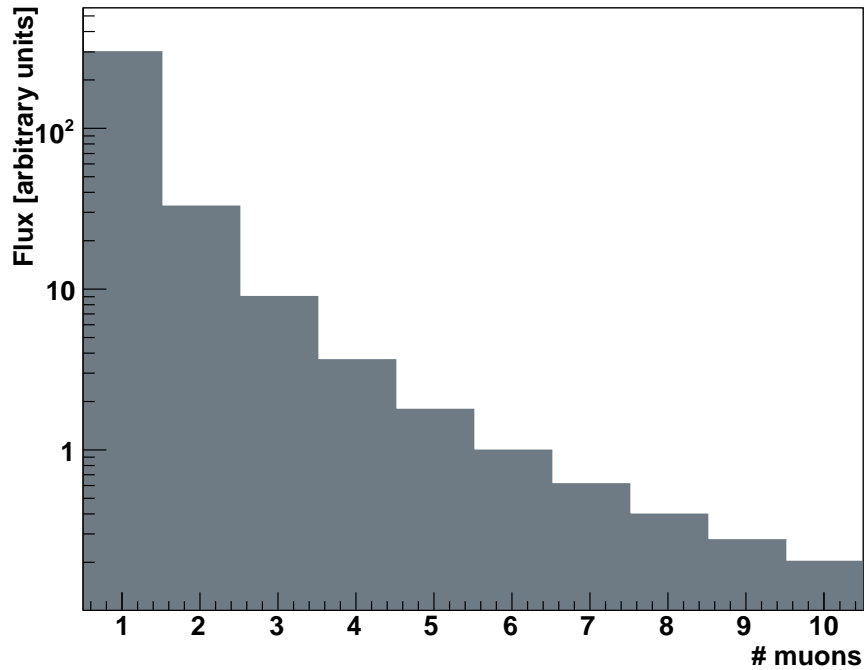


Рис. 4.17: Вклад событий с различным числом мюонов (мюонной множественностью) в полный поток мюонов на глубине около 2000 м. Монте-Карло моделирование с помощью MUPAGE

что наибольший вклад по-прежнему дают одиночные мюоны, однако вклад множественных мюонов оказывается уже значительным. Исходя из графиков скорости счета  $R(m)$  (рис. 4.18) и распределения по множественности  $F(m)$  (рис. 4.17), можно определить величину относительного отклика детектора  $S$  как функцию множественности  $m$ :

$$S(m) = \frac{R(m)}{m F(m)}. \quad (4.12)$$

График величины  $S(m)$  показан на рис. 4.19. Можно видеть, что мюоны, приходящие в паре с другими, регистрируются более эффективно, чем одиночные мюоны. Это значит, что для проведения расчета эффективной площади  $A$  необходимо знание распределения мюонов по множественности. На практике, распределение по множественности известно лишь с некоторой точностью, что приводит к появлению дополнительной погрешности в расчете величины  $A$ . С учетом теоретических неопределенностей, существующих в описании распределения мюонов по множественности на глубине 2000 м, можно приблизительно оценить, что соответствующая неопределенность величины  $A$  не превышает 5%. Данной погрешностью можно пренебречь по сравнению с основной погрешностью нормализации величины  $A$  (см. пар. 4.10.1). Далее, поскольку распределение по мно-

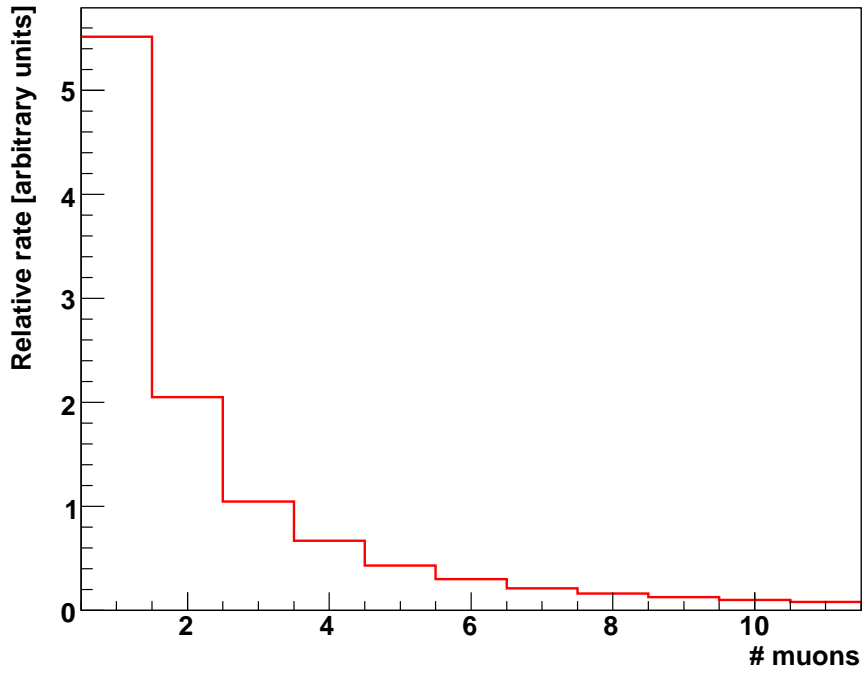


Рис. 4.18: Вклад событий с различным числом мюонов (мюонной множественностью) в скорость счета межэтажных совпадений. Монте-Карло моделирование с использованием MUPAGE

жественности меняется с глубиной медленно, соответствующей погрешностью можно также пренебречь при определении зависимости величины  $A$  от глубины.

#### 4.10.5 Формальное определение эффективной площади

Параметру эффективной площади можно дать формальное определение исходя из понятий о дифференциальном потоке мюонов, функции отклика и скорости счета событий. Дифференциальный поток мюонов необходимо рассматривать как функцию 3 переменных: энергии мюона  $E$ , угла его распространения по отношению к вертикали  $\theta$  и количества мюонов, сопровождающих данный мюон,  $m - 1$ . Обозначим эту величину как  $d\Phi_m(E, \theta)/dE d\Omega$ . Функцию отклика детектора также определим как функцию тех же переменных,  $S_m(E, \theta)$ . Интегральную скорость счета  $R$  можно записать следующим образом:

$$R = \sum_{m=1}^{\infty} \int \int S_m(E, \theta) \frac{d\Phi_m(E, \theta)}{dE d\Omega} dE d\Omega, \quad (4.13)$$

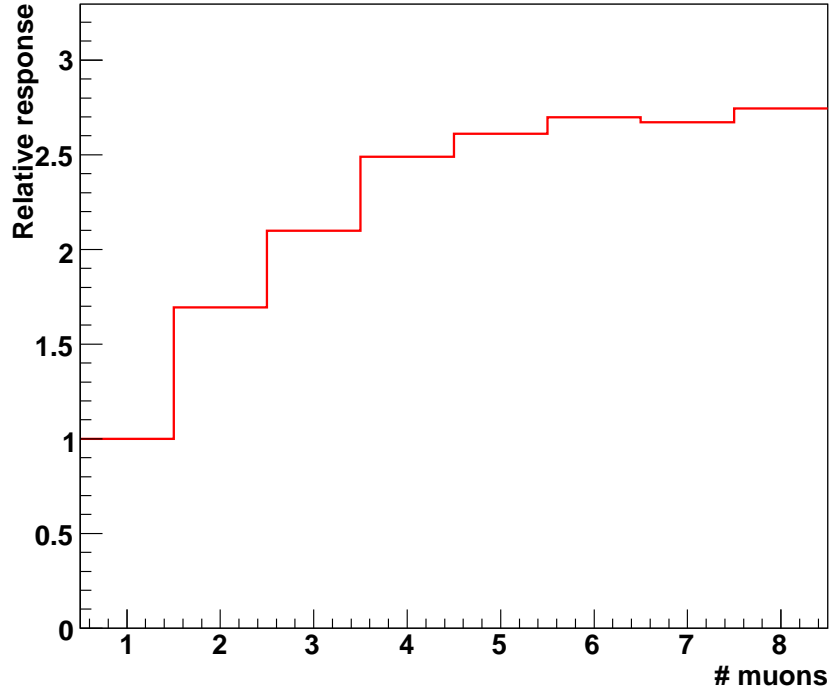


Рис. 4.19: Относительная величина отклика детектора как функция мюонной множественности (см. текст)

Азимутальный угол  $\phi$  здесь опущен в качестве параметра, но учитывается при интегрировании по телесному углу. Полный поток мюонов имеет вид

$$\Phi = \sum_{m=1}^{\infty} \int \int \frac{d\Phi_m(E, \theta)}{dE d\Omega} dE d\Omega. \quad (4.14)$$

Эффективная площадь есть отношение скорости счета к потоку,

$$A = R/\Phi. \quad (4.15)$$

## 4.11 Поток мюонов как функция глубины

Используя полученное в п. 4.10.1 значение эффективной площади  $A$ , легко перейти от единиц скорости счета ( $\text{с}^{-1}$ ) к единицам потока ( $\text{с}^{-1} \text{ м}^{-2}$ ). Напомним, что в определение величины  $A$  не была включена неэффективность реального детектора, связанная с наличием неработающих каналов и погрешностями в настройке детектора. Данная неэффективность должна быть учтена отдельно, путем домножения величины  $A$  на величину  $S_{global}$ , определенную в п. 4.8. Итак, переход к единицам потока осуществляется

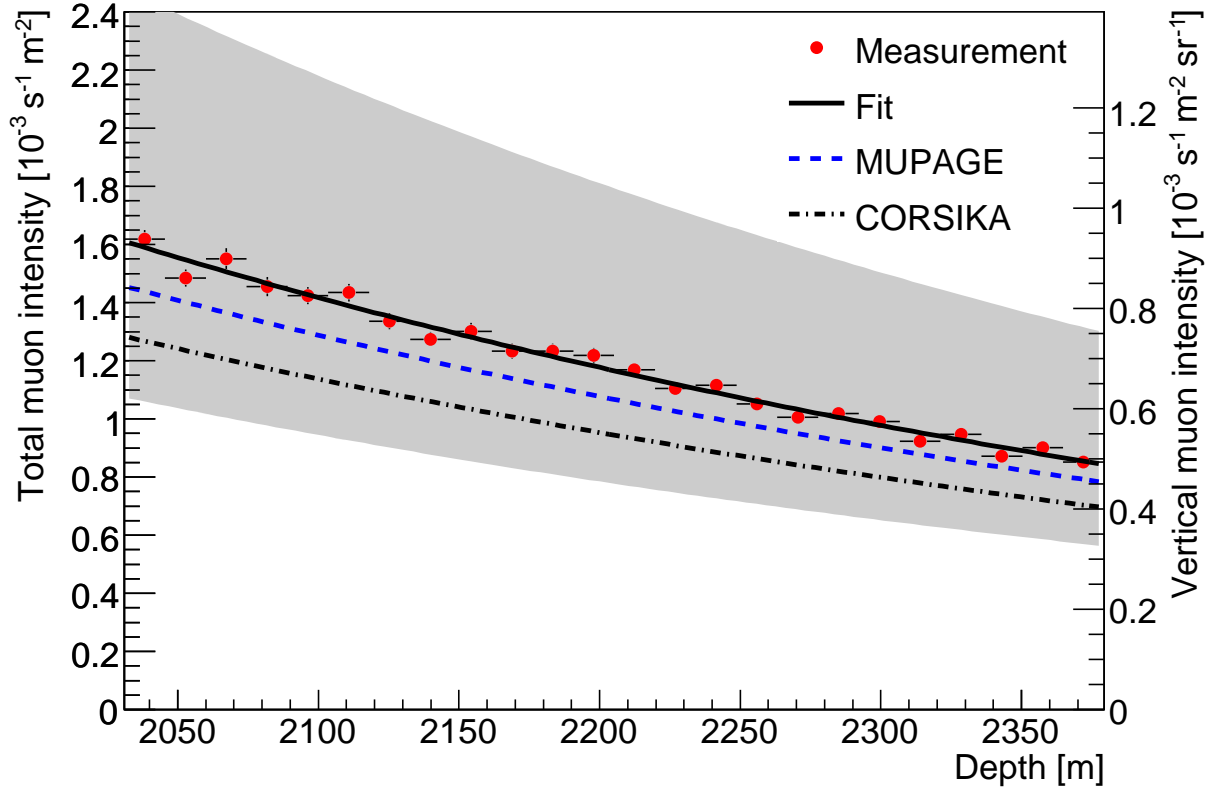


Рис. 4.20: Измеренный поток мюонов как функция глубины. Результаты могут интерпретироваться как в терминах полного потока мюона (левая ось ординат), так и в качестве вертикальной интенсивности потока (правая ось). Серая полоса иллюстрирует погрешность нормализации результатов измерения. Результаты Монте-Карло моделирования с помощью MUPAGE и CORSIKA показаны прерывистой и штрихпунктирной линиями соответственно

следующим образом:

$$\Phi(h) = \frac{R(h)}{A S_{global}}, \quad (4.16)$$

где  $R(h)$  – скорость счета межэтажных совпадений на глубине  $h$  (рис. 4.10), а  $\Phi(h)$  – поток мюонов на глубине  $h$ . Результат перехода показан на рис. 4.20.

Результат измерения хорошо описывается простой экспоненциальной зависимостью,

$$\Phi(h) = \Phi_0 e^{(h_0-h)/\lambda}. \quad (4.17)$$

Аппроксимация дает  $\Phi_0 = 1,18 \pm 0,01$  (стат.)  $_{-0,39}^{+0,63}$  (сист.)  $\times 10^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  на глубине  $h_0 = 2200$  м и параметр длины поглощения  $\lambda = 540 \pm 25$  м. Значительная систематическая погрешность величины  $\Phi_0$  происходит от погрешности эффективной площади  $A$ .



Следует особо подчеркнуть, что погрешность эффективной площади влияет лишь на нормализацию потока ( $\Phi_0$ ), но не на величину  $\lambda$ . Погрешность же  $\lambda$  в основном определяется статистической точностью измерений, и была определена исходя из статистических погрешностей экспериментальных точек.

Результаты Монте-Карло моделирования также могут быть представлены экспоненциальной зависимостью. Моделирование с помощью MUPAGE дает  $\Phi_0^{\text{MUPAGE}} = 1,08 \times 10^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  на 2200 м и параметр наклона  $\lambda^{\text{MUPAGE}} = 560 \text{ м}$  (см. рис 4.20). С учетом рассмотренной выше погрешности нормализации, экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с результатами моделирования. Похожий результат был получен при моделировании потока мюонов, базирующемся на программе CORSIKA [25]. При последнем использовалась модель адронных взаимодействий QGSJET [26], а спектр первичных космических лучей описывался моделью NSU [21]. Распространение мюонов в воде моделировалось с помощью программы MUSIC [29]. Из моделирования была найдена величина потока на глубине 2000 м,  $\Phi_0^{\text{CORSIKA}} = 0,95 \times 10^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , и величина параметра наклона  $\lambda^{\text{CORSIKA}} = 570 \text{ м}$ . Данный результат, также показанный на рис 4.20, находится в согласии с расчетами с использованием MUPAGE.

Заметим, что величина теоретической погрешности в расчете потока мюонов, обусловленная выбором моделей для описания спектра и состава первичных космических лучей и адронных взаимодействий, может достигать 25 % (см. главу 1). Однако, как и в случае экспериментальных данных, эта погрешность касается, главным образом, нормализации потока мюонов, но не параметра  $\lambda$ . Таким образом, высокую точность произведенного измерения можно использовать для исключения неверных моделей космических лучей и адронных взаимодействий.

## 4.12 Вертикальная интенсивность потока

Описанная в данной главе работа представляет собой редкий случай измерения полного потока мюонов в глубоководных экспериментах. В большинстве случаев в подобных экспериментах измеряется вертикальная интенсивность потока, представляющая собой вертикальную компоненту полного потока мюонов. Зависимость вертикальной интенсивности потока от глубины получают, как правило, из распределения зарегистрированных мюонов по зенитному углу (см. п. 1.5). Интегрирование потока по зенитному углу при этом, как правило, не производится. В частности, измерениями вертикальной

интенсивности являются работы представленные в [5, 7, 9, 10]. Для учета эффектов углового разрешения детектора в таких измерениях часто применяются различные методы деконволюции распределений [10, 87]. Метод, представленный в данной главе, не требует использования методов деконволюции и позволяет получить зависимость потока мюонов от глубины непосредственно из проведенных на различной глубине измерений.

Для сравнения наших результатов с другими работами необходимо произвести переход к единицам вертикальной интенсивности потока. Коэффициент, связывающий интегральный поток  $\Phi(h)$  с вертикальной интенсивностью потока  $I(h)$  на той же глубине, обозначим буквой  $K$ . Можно записать, что

$$K(h) = \Phi(h)/I(h). \quad (4.18)$$

Можно отметить, что коэффициент  $K(h)$  полностью определяется формой распределения мюонов по зенитному углу. Из Монте-Карло моделирования с помощью MUPAGE находим для глубины 2200 м значение  $K(h_0) = 0,58 \text{ ср}^{-1}$ . Погрешность величины  $K$  мала по сравнению с другими погрешностями нормализации результатов измерения. Различия в величине  $K$  на разных глубинах в пределах интересующего нас диапазона глубин сравнительно малы. Поэтому для простоты мы будем ими в этой работе пренебрегать. Таким образом, переход к единицам вертикальной интенсивности потока может быть сведен к перенормировки результатов. На рис. 4.20 эта перенормировка показана дополнительной осью ординат (справа).

## 4.13 Сравнение с другими работами

В первую очередь, следует сравнить полученные результаты с данными других работ по измерению потока мюонов в эксперименте АНТАРЕС. Первая такая работа была проведена на данных с линии 1, когда детектор АНТАРЕС состоял лишь из одной единственной линии [9]. В работе [9] была применена классическая схема извлечения глубинной зависимости вертикальной интенсивности потока из распределения реконструированных треков по зенитному углу. В результате анализа были получены 6 экспериментальных точек в диапазоне эффективных глубин от 2400 до 4800 м. Первая из этих точек нанесена на график на рис. 4.21 вместе с данными настоящей работы (при нанесении на график использовалась правая ось ординат). Как можно видеть, вы-

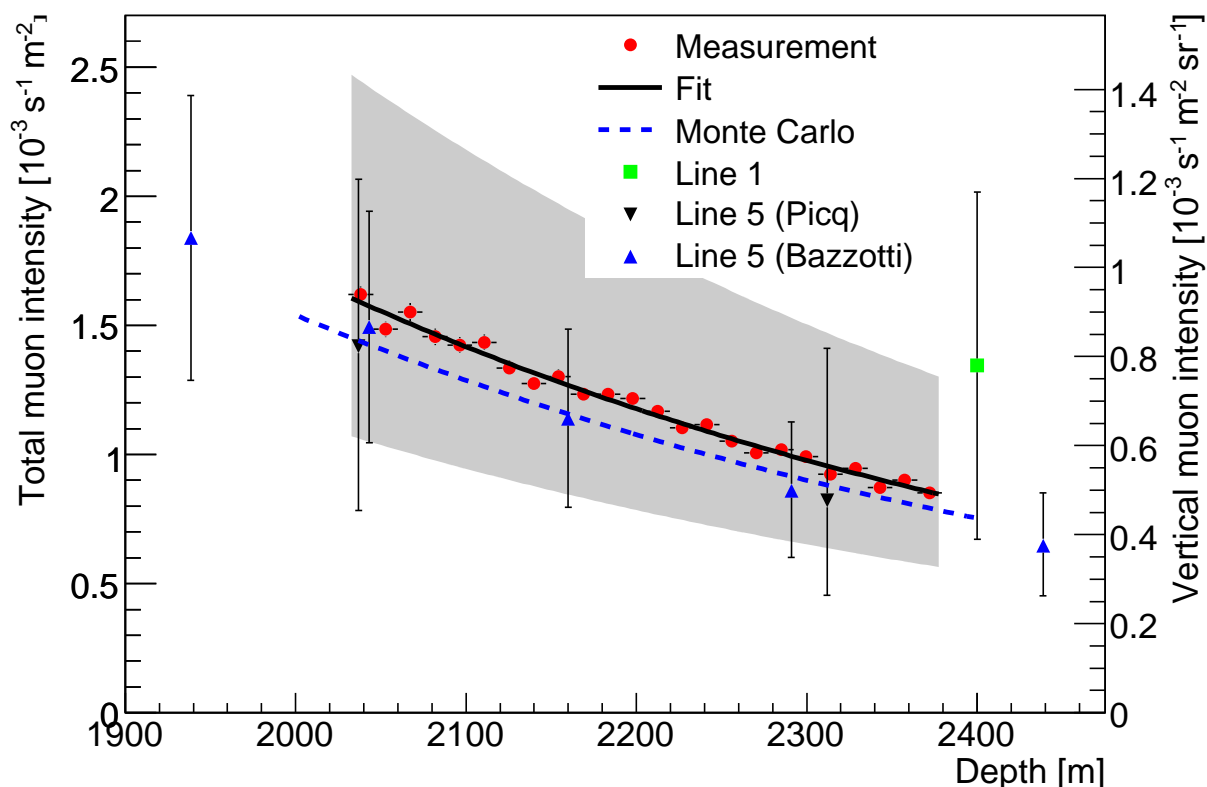


Рис. 4.21: Сравнение результатов настоящей работы с данными работ [9, 88, 10] в диапазоне глубин от 1900 до 2500 м. Сравнение произведено в терминах вертикальной интенсивности потока (правая ось). Также показан результат Монте-Карло моделирования полного потока мюонов с помощью MUPAGE (прерывистая линия)

шеуказанная экспериментальная точка находится за пределами диапазона измерений настоящей работы, однако с учетом погрешностей согласуется с нашими результатами.

Две другие аналогичные работы, [88] и [87], были проделаны на основе данных, полученных в конфигурации детектора с 5 линиями. В работе [88] использовались методы, аналогичные примененным в работе [9]. В работе [87] (см. также [89, 90]) использовалась более сложная процедура деконволюции распределения по зенитному углу, что позволило учесть эффекты ограниченного углового разрешения детектора и получить кривую вертикальной интенсивности потока с меньшим шагом по глубине (см. рис. 4.22). Основные результаты работы [87] должны быть вскоре опубликованы [10]. Характер погрешностей экспериментальных точек в этих работах отличается от характера погрешностей в настоящей работе. Как и в настоящей работе, в работах [88, 87] доминирует погрешность нормализации, общая для всех экспериментальных точек. Данная погрешность

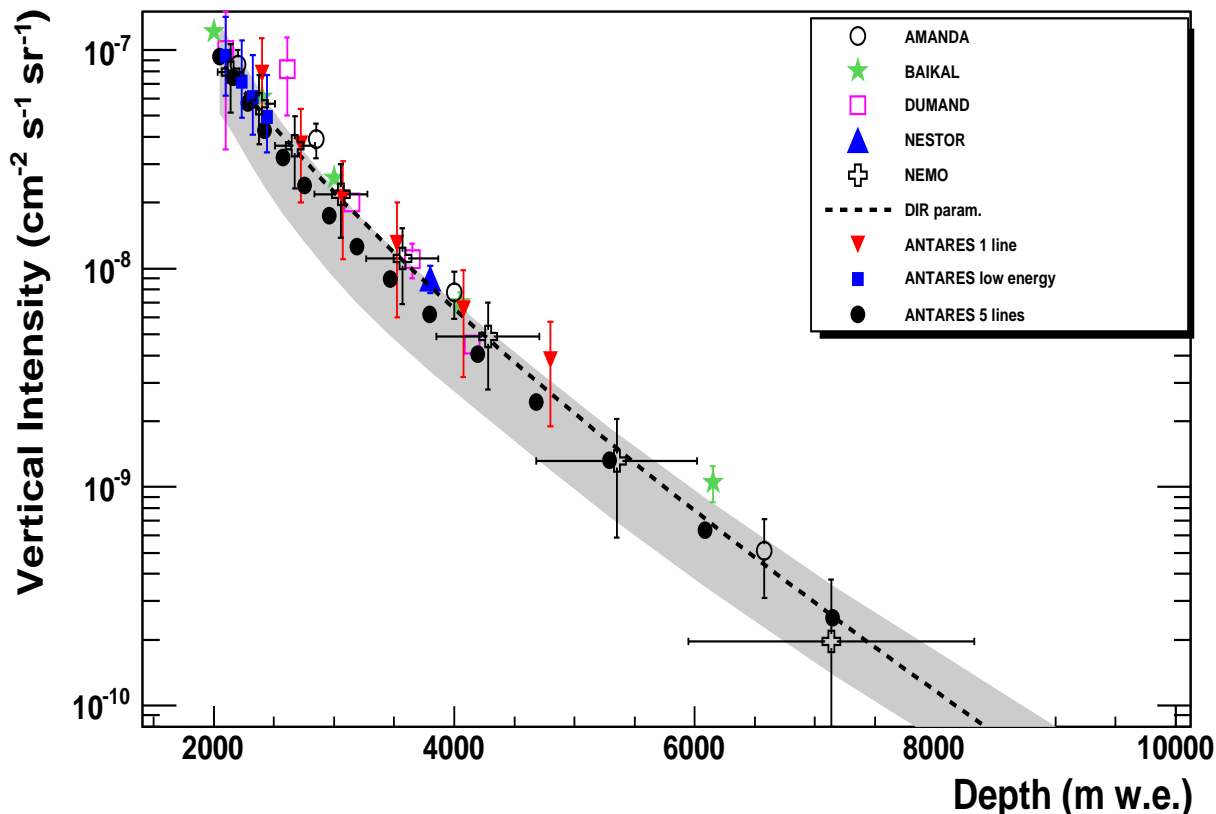


Рис. 4.22: Сравнение результатов работ [7, 5, 4, 6, 8, 9, 10] и настоящей работы (ANTARES low energy). Также показан результат параметрических вычислений [24]

в основном происходит из тех же источников, что и в настоящей работе, и дополнительно увеличивается за счет неопределенностей, связанных со сложными методами реконструкции событий, используемых в [88, 87] (в работе [87] эта погрешность, по всей видимости, занижена). Однако каждая отдельная точка также имеет значительную индивидуальную погрешность, связанная с погрешностью в знании отклика детектора как функции зенитного угла. В настоящей работе данный вид погрешности отсутствует. С учетом вышеуказанных погрешностей результаты работ [88] и [87] хорошо согласуются с результатами настоящей работы.

Сравнение измерений потока мюонов в АНТАРЕС (включая настоящую работу) и других подводных экспериментах проведено в работе [10]. В сравнение были включены все известные опубликованные измерения, произведенные крупными экспериментами на больших глубинах, в частности, DUMAND [4], Baikal [5], NESTOR [6], AMANDA [7] и NEMO Phase I [8]. Сравнение (см. рис. 4.22) не выявило существенных разногласий между данными АНТАРЕС и других экспериментов.

## 4.14 Обсуждение

Представленный в настоящей диссертации метод измерения потока мюонов отличается от методов, применявшихся ранее в аналогичных подводных экспериментах. Главное отличие состоит в том, что новый метод позволяет напрямую получать полный поток мюонов на различных глубинах, тогда как в большинстве других работ производится измерение потока мюонов в зависимости от зенитного угла на физически одной и той же глубине. Данный метод не требует проведения деконволюции распределения событий по зенитному углу, на которую оказывают влияние погрешности в знании функции отклика детектора как функции угла. Также не требуется использования понятия эффективной глубины, учета кривизны Земли при расчетах и пр. Все это помогает снизить систематические погрешности измерения и сделать их максимально модельно-независимыми. Также важным свойством данного метода является чрезвычайно низкий энергетический порог (по меркам подобных экспериментов).

Другими важными качествами представленного метода являются его простота и нетребовательность к качеству временной калибровки детектора. Также, в связи с использованием соседних этажей детектора, которые непосредственно соединены друг с другом кабелем, не требуется использования данных акустического позиционирования детектора (расстояние между этажами постоянно). Отсутствие необходимости в применении сложных алгоритмов реконструкции событий и фактическое отсутствие триггера также благотворно влияют на величину погрешностей.

С другой стороны, необходимыми условиями достижения низких погрешностей при применении данного метода являются однородность рабочей среды детектора и точная калибровка чувствительности каждого фотодетектора, используемого в измерениях. Данные условия реализуются в эксперименте АНТАРЕС благодаря великолепным свойствам морской воды, большой глубине, а также благодаря калибровке детектора с помощью  $^{40}\text{K}$  (глава 3).

Итак, можно утверждать, что представленный метод позволяет снизить погрешности измерения по сравнению с использованием классических методов в том же эксперименте. Причем снижается как общая ошибка нормализации, так и погрешности отдельных экспериментальных точек. Диапазон глубин, доступный для такого измерения, ограничен размерами используемого детектора. Данный недостаток, однако, компенсируется большей детальностью измерений (меньшим шагом по глубине).

Результаты измерения, проведенного представленным методом, в целом хорошо согласуются с предсказаниями, сделанными на основе таких физических моделей, как NSU (модель первичных космических лучей) и QGSJET (модель взаимодействия адронов). В то же время, полученные результаты позволяют исключить некоторые другие модели, в частности модель polygonato [22], предсказывающую поток космических лучей примерно на 30 % ниже, чем NSU. Такой вывод можно сделать на основе данных, представленных на рис. 4.20, при условии верности модели адронных взаимодействий QGSJET.

## 4.15 Модификации метода и его будущее

### 4.15.1 Дальнейшее повышение точности измерений

Наиболее очевидной перспективой развития метода межэтажных совпадений является дальнейшее повышение его точности. В первую очередь, метод может быть применен к большему объему данных для снижения статистических погрешностей и детального изучения оставшихся систематических эффектов. Далее может быть усовершенствована процедура расчета коэффициентов коррекции на эффективность этажей. Наиболее радикальным подходом к этой проблеме является полное Монте-Карло моделирование неэффективности каждого ОМ в каждом ране. Такой подход позволил бы исключить необходимость использования параметрических формул для расчета коэффициентов коррекции, однако потребовал бы более сложной организации Монте-Карло моделирования для учета различий между ранами. Для упрощения задачи комбинирования большого числа ранов можно провести специальный сеанс набора данных, в ходе которого эксперимент работал бы в течение нескольких суток исключительно для нужд данного анализа (в режиме «К40 рана»).

### 4.15.2 Модификации метода

В данной работе метод межэтажных совпадений был применен к соседствующим этажам детектора АНТАРЕС, находящимся на одной линии детектора. Возможны и другие варианты. Например, можно потребовать наличие сигнала совпадений на двух этажах, находящихся через этаж друг от друга, т. е. на этажах  $i$  и  $i+2$ . Назовем такие события АЗ совпадениями. Гистограмма задержки между этажами, полученная экс-

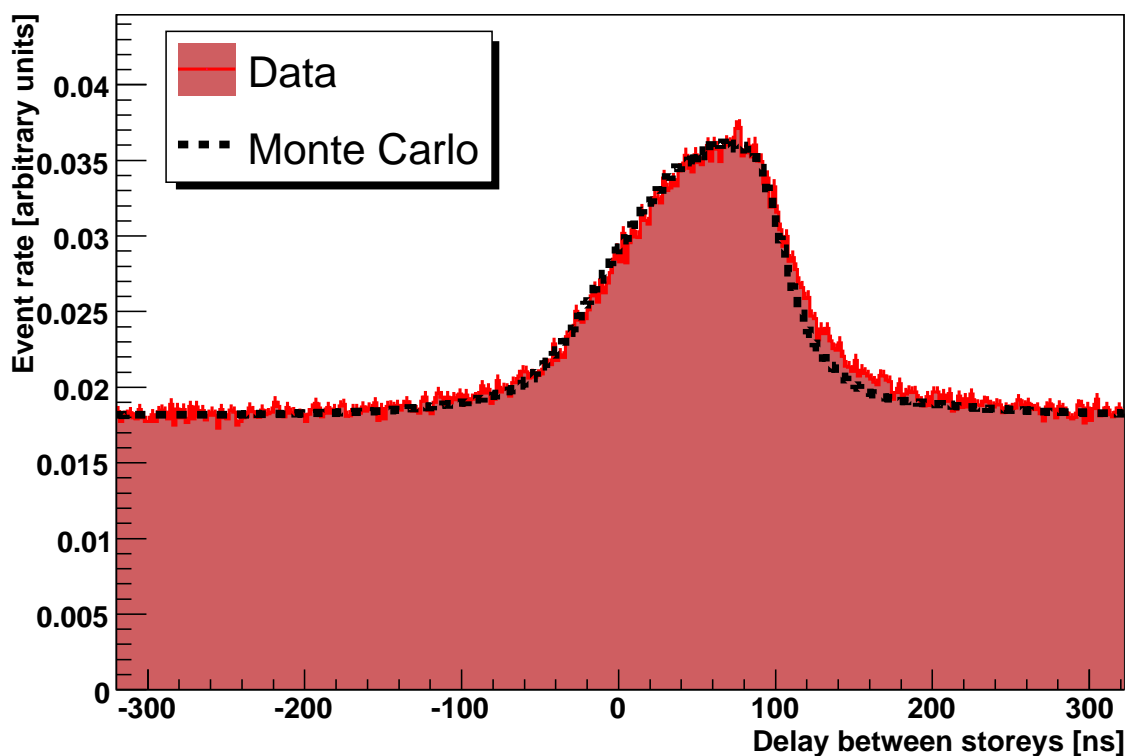


Рис. 4.23: Гистограмма задержки между импульсами, регистрируемыми в двух этажах детектора, расположенных через один этаж друг от друга (т. н. А3 совпадения). На обоих этажах требуется наличие локального совпадения (два импульса в разных ОМ в течение 20 нс). Также показан результат Монте-Карло моделирования с использованием программы MUPAGE

периментально с использованием такого определения, показана на рис. 4.23. Можно видеть, что, как и для А2 совпадений (рис. 4.2), для А3 совпадений наблюдается хорошее согласие между реальными данными и результатами моделирования.

Полезной особенностью А3 совпадений является почти плоская зависимость эффективности регистрации мюонов от зенитного угла (рис. 4.24). Недостатком по сравнению с А2 совпадениями являются примерно вдвое более низкая эффективность регистрации мюонов и вдвое более высокий энергетический порог. Также А3 совпадения более требовательны к количеству света, испускаемого множественными мюонами, в связи с чем, соотношение эффективностей для А3 и А2 совпадений зависит от множественности мюонов (рис. 4.25). Наличие такой зависимости потенциально дает возможность измерить среднюю эффективную множественность мюонов путем измерения соотношения скоростей счета А3 и А2 совпадений. Экспериментально измеренное соотношение ско-

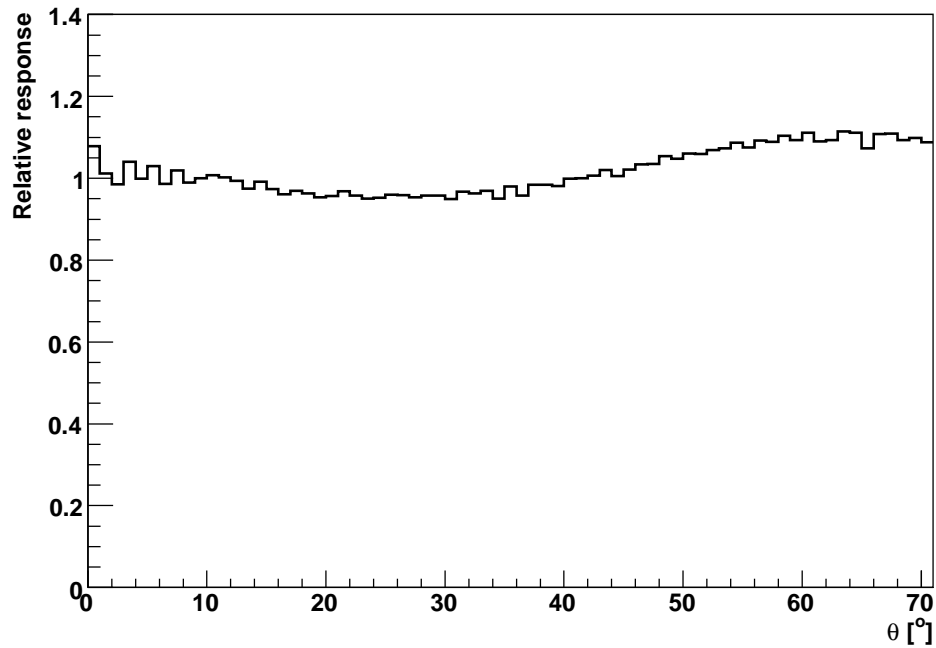


Рис. 4.24: Относительная эффективность детектора по отношению к АЗ совпадениям как функция зенитного угла мюона ( $\theta = 0$  соответствует движению мюона вертикально вниз)

ростей счета АЗ и А2 совпадений составляет 0,55, что значительно выше предсказания для одиночных мюонов, составляющего примерно 0,41 (см. рис. 4.25). Таким образом, экспериментальные данные позволяют исключить возможность того, что средняя множественность мюонов в АНТАРЕС близка к 1. Более близкие к эксперименту значения получаются при использовании реалистичных распределений по множественности мюонов, в частности, получаемых путем Монте-Карло моделирования с помощью программ MUPAGE и CORSIKA. Поскольку множественность мюонов коррелирует с атомным номером ядра, то измерение множественности могло бы быть полезно для наложения ограничений на атомный состав первичных космических лучей. Проведение подобных измерений в АНТАРЕС, однако, требует весьма высокой степени контроля систематических эффектов, в частности углового акцептанса ОМ, которая, по-видимому, пока еще не достигнута.

Метод межэтажных совпадений может также применяться к этажам, расположенным на разных линиях детектора, на одной или разных высотах, что могло бы дать дополнительную информацию об отклике детектора и потоке мюонов.



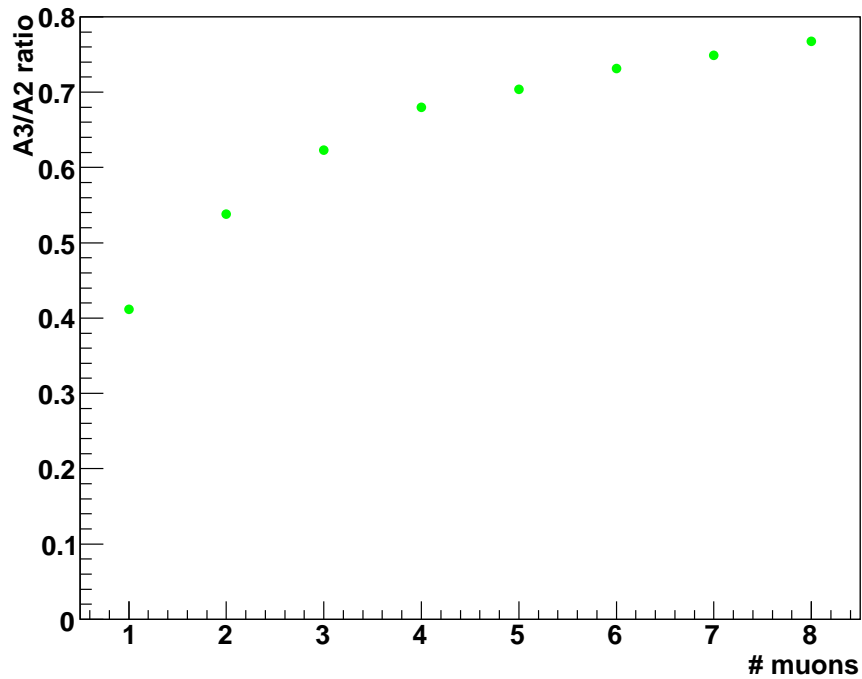


Рис. 4.25: Соотношение эффективных площадей детектора к A3 и A2 совпадениям как функция множественности многомюонных событий

### 4.15.3 Возможность применения в других установках

Разработанный метод измерения может применяться не только в АНТАРЕС, но и в других установках схожей конструкции. Основными требованиями здесь являются наличие в детекторе этажей, содержащих два или более фотодетектора, однородность рабочей среды детектора и знание относительных чувствительностей различных этажей. Первое требование не является абсолютно жестким: вместо локальных совпадений можно было бы использовать, например, хиты большой амплитуды. Второе требование имеет отношение к прозрачности среды и является более важным. Неоднородность рабочей среды непременно будет искажать скорости счета, измеряемые в различных частях детектора. Для проведения измерения потока мюонов в таких условиях понадобилось бы введение коррекций на неоднородность среды. Если расчет коррекций затруднен, измерение потока мюонов как функции глубины может оказаться невозможным. В этом случае измерение скорости счета совпадений можно было бы использовать для измерения прозрачности среды. Третье из указанных требований касается калибровки чувствительности фотодетекторов. Если фотодетекторы не могут быть настроены на одинаковую чувствительность, то различия в чувствительности необходимо откалибровать и учесть

в расчетах.

В настоящее время в мире существует три детектора нейтрино, оперирующих в естественной среде и достаточно больших для того чтобы говорить об измерениях сокращения потока мюонов по их высоте. Это Байкальский нейтринный телескоп, телескоп AMANDA/IceCube на Южном полюсе и АНТАРЕС. В настоящей работе описано успешное применение метода совпадений в эксперименте АНТАРЕС. Проведение подобных измерений в эксперименте Байкал пока подробно не рассматривалось.<sup>2</sup> Однако можно предположить, что применение метода межэтажных совпадений потребовало бы адаптации метода к геометрии эксперимента Байкал, и, возможно, дополнительной калибровки детектора. Можно также отметить, что диапазон глубин, доступный в эксперименте Байкал, значительно меньше, чем в АНТАРЕС. Установка AMANDA/IceCube находится в толще антарктических льдов, являющейся очень неоднородной средой. Длина прозрачности льда может многократно различаться на различных глубинах внутри детектора, что вместе с конструктивными отличиями этого детектора от АНТАРЕС делает повторение анализа, представленного в данной главе, в IceCube весьма затруднительным. Значительно более реалистичной является перспектива применения метода в эксперименте KM3NeT [85]. Детектор KM3NeT готовится к строительству в Средиземном море и будет, по всей видимости, обладать конструкцией, во многом схожей с АНТАРЕС. Весьма вероятно, что этаж детектора KM3NeT будет содержать более одного ФЭУ или контейнер с несколькими ФЭУ, что позволит применить разработанные методы анализа совпадений без существенной переработки. Занимаемый установкой диапазон глубин будет, вероятно, находиться ниже глубины расположения АНТАРЕС, и должен достигать в размахе около 1000 м. Таким образом, измерения потока мюонов в KM3NeT могли бы существенно дополнить результаты, представленные в настоящей работе.

---

<sup>2</sup>Следует отметить, что в эксперименте Байкал наблюдались гистограммы задержек [5], схожие с используемыми в настоящей работе. Однако при этом использовались события, прошедшие триггер, а измерения потока мюонов с помощью этих гистограмм не проводилось.

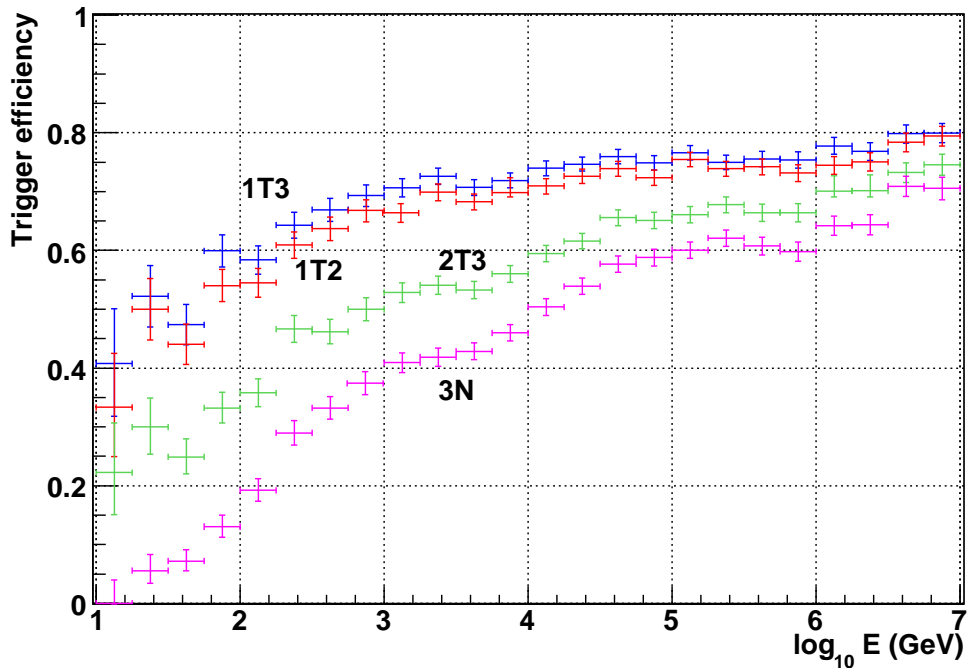


Рис. 4.26: Эффективность разных алгоритмов триггера в зависимости от энергии нейтрино (график из [92])

## 4.16 Применение межэтажных совпадений в алгоритмах триггера и реконструкции событий

Успех применения межэтажных совпадений для измерения потока мюонов, а также достигнутый низкий энергетический порог, дали толчок ряду других работ, где внедрение аналогичных идей могло дать какие-либо преимущества. Так, очень успешным оказалось применение межэтажных совпадений в системе триггера АНТАРЕС. Идея заключалась в том, чтобы вести поиск межэтажных совпадений в режиме реального времени, добавив соответствующий дополнительный алгоритм в состав триггера эксперимента АНТАРЕС [91]. Для подавления фона случайных совпадений было предложено использовать требование двух межэтажных совпадений в детекторе. Для повышения эффективности было решено использовать совместно совпадения типов А2 (соседние этажи) и А3 (через этаж, см. п. 4.15.2). Данный алгоритм получил название *2Т3 триггера*. Модификации, требующие лишь одно совпадение типа А2 или А2/А3 получили названия *1Т2* и *1Т3 триггеров*.

Произведенные расчеты показали, что 2Т3 триггер обладает более чем на 30 % более

высокой эффективностью, чем стандартный триггер, и более низким энергетическим порогом (см. рис. 4.26). В случае атмосферных нейтрино, обладающих достаточно мягким спектром, прирост чувствительности от использования нового триггера может достигать двукратного [92]. Здесь следует отметить, что качество «выигранных» событий в среднем ниже чем у тех, что легко проходят стандартный триггер, и реальный эффект от применения нового триггера следует оценивать по результатам физического анализа, включающим реконструкцию треков мюонов и идентификацию нейтрино. Расчеты показывают, что прирост «реальной» эффективности составляет также не менее 20% [92]. Примечательно, что при высоком уровне фона чистота данных, т. е. процент полезных событий на выходе триггера, оказалась даже выше, чем в случае стандартного триггера [91]. Иными словами, применение межэтажных совпадений дало увеличение эффективности триггера при одновременном подавлении фона. Экспериментальные измерения, проведенные после включения разработанных алгоритмов в триггер эксперимента, подтвердили высокие характеристики данных видов триггера [93]. Фактически, данный триггер ответственен за более, чем 20 % от всех нейтрино, зарегистрированных в АНТАРЕС в 2008 и 2009 гг.

Другим применением метода межэтажных совпадений стал новый алгоритм реконструкции треков мюонов, разработанный Ю. Брунером [94], и известный как VVfit. Данный алгоритм реконструкции использует межэтажные совпадения в качестве зерен для начала процесса поиска сигнальных хитов и реконструкции события. Благодаря положенным в его основу идеям, VVFit обладает более низким энергетическим порогом по сравнению с другими алгоритмами реконструкции событий в АНТАРЕС (см. рис. 4.27). Также VVfit хорошо стыкуется с 2Т3 триггером, что позволяет дополнительно оптимизировать эффективность регистрации нейтрино. Низкий порог регистрации позволяет использовать VVFit для таких целей, как исследования осцилляций нейтрино (т. к. делает доступным для АНТАРЕС первый пик осцилляций) и поиск темной материи (аннигиляция нейтралино).

## 4.17 Выводы

В данной главе была представлена новая методика измерения потока мюонов в глубоководных черенковских детекторах большого объема. Была подробно описана техническая реализация методики в эксперименте АНТАРЕС и представлены полученные

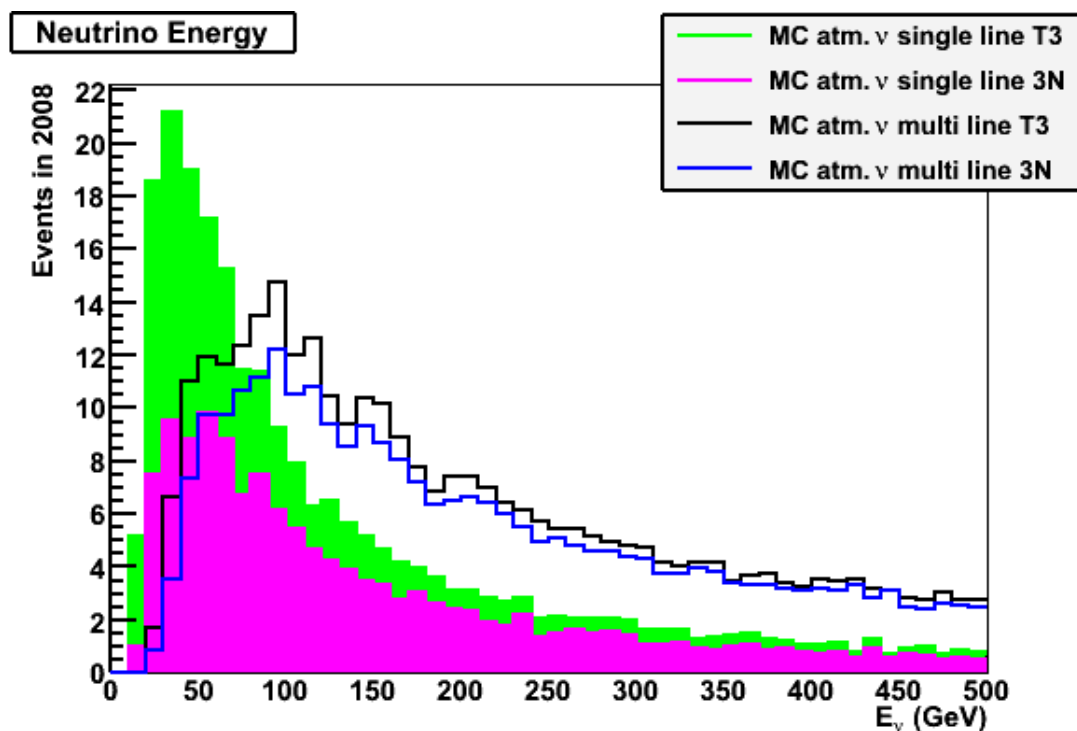


Рис. 4.27: Прирост эффективности при регистрации нейтрино, достигаемый при использовании 2Т3 триггера (график из [95])

с ее помощью физические результаты. Также обсуждались различные отличительные особенности данной методики, ее преимущества над общепринятой методикой деконволюции распределения по зенитному углу и вопросы дальнейшего развития методики. Внедрение методики в эксперименте АНТАРЕС можно признать полностью успешным. Результаты измерения отличаются высокой точностью в определении наклона кривой, описывающей зависимость потока мюонов от глубины, и удовлетворительно согласуются с результатами других экспериментов. Достигнутая высокая точность измерений во многом основана на точном знании чувствительности фотодетекторов, полученном благодаря калибровке по  $^{40}\text{K}$  (глава 3), что делает разработанную методику превосходным примером применения метода калибровки по  $^{40}\text{K}$ , подтверждающим высокую точность этого метода калибровки. Произведенные измерения также помогли лучше понять некоторые важные характеристики оптического модуля АНТАРЕС, в частности его угловой аксептанс. Также эти измерения наглядно продемонстрировали высокие технические характеристики детектора АНТАРЕС и преимущества использования морской воды в качестве рабочей среды детектора (по сравнению со льдом). Кроме того, развитие метода повлекло за собой создание алгоритмов триггера и реконструкции тре-

ков, основанных на аналогичных принципах, что позволило значительно повысить эффективность регистрации нейтрино в эксперименте АНТАРЕС, снизить энергетический порог и соответственно расширить научный потенциал установки. Стоит отметить, что данный метод измерения зависимости потока мюонов от глубины используется впервые.

## Заключение

Разработан новый метод калибровки детектора АНТАРЕС, основанный на использовании естественной радиоактивности морской воды. Метод использует распады  $^{40}\text{K}$  в качестве калибровочного источника света, производящего коррелированные по времени импульсы на расположенных недалеко друг от друга фотоэлектронных умножителях. Метод был успешно внедрен в эксперименте АНТАРЕС и в настоящее время используется на регулярной основе в качестве основного средства мониторинга относительных чувствительностей фотодетекторов, а также для измерения временных задержек. С его помощью были изучены различные аспекты поведения фотоэлектронных умножителей: стабильность коэффициента усиления, эффекты старения и самовосстановления, и пр. Благодаря постоянству состава морской воды достигается высокая стабильность и предсказуемость результатов измерений. Метод также чрезвычайно устойчив к уровню биолюминесцентной активности. Полученные результаты помогли усовершенствовать калибровку детектора АНТАРЕС, и уточнить такие важные параметры оптических модулей, как эффективная площадь и угловая диаграмма чувствительности.

Разработана простая и эффективная методика измерения потока атмосферных мюонов и его зависимости от глубины в нейтринном телескопе АНТАРЕС. Методика базируется на наблюдении временных корреляций между импульсами в соседних этажах детектора. Скорость счета полезных событий выделяется из фона случайных совпадений на статистической основе. Измерение повторяется на каждом уровне детектора по отдельности. Затем данные последовательных измерений и различных линий детектора усредняются и комбинируются для получения зависимости потока мюонов от глубины. Энергетический порог регистрации распространяющихся сверху вниз мюонов определяется минимальной длиной трека, необходимой для достижения двух соседних этажей детектора, и составляет около 4 ГэВ. Благодаря чрезвычайной своей простоте, данная методика характеризуется сравнительно низкими систематическими погрешностями.

Базируясь на данных, полученных в ходе специальных калибровочных ранов в конфигурации детектора с 5 и 10 линиями в 2007 и 2008 гг., с помощью описанной методики была измерена зависимость скорости счета мюонов от глубины в диапазоне глубин от 2030 до 2380 м с шагом 14,5 м. Данные были скорректированы на наличие неработающих измерительных каналов и на различия в эффективностях активных каналов, которые были измерены с помощью метода калибровки по  $^{40}\text{K}$ . Полученные скорости счета были пересчитаны в единицы полного потока мюонов, используя величину эффективной площади, полученную путем Монте-Карло моделирования. Полученная таким образом зависимость потока мюонов от глубины  $h$  в диапазоне глубин детектора АНТАРЕС хорошо описывается простой экспоненциальной зависимостью,  $\Phi = \Phi_0 \cdot \exp((2200 \text{ м} - h)/\lambda)$  с  $\Phi_0 = 1.18 \pm {}^{+0.63}_{-0.39} (\text{сист.}) \times 10^{-3} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и  $\lambda = 540 \pm 25 \text{ м}$ . Основная систематическая погрешность в данном измерении происходит из неопределенностей в нормализации абсолютной чувствительности оптического модуля и в форме его угловой диаграммы чувствительности. Полученные данные хорошо согласуются с результатами Монте-Карло моделирования с помощью программы MUPAGE [39], а также с помощью CORSIKA [25] при использовании модели адронных взаимодействий QGSJET [26] и модели космических лучей NSU [21].

Для сравнения результатов данного измерения с результатами других экспериментов значения полного потока мюонов были переведены в единицы вертикальной интенсивности потока мюонов ( $\text{м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ ). Полученная кривая согласуются с другими измерениями в эксперименте АНТАРЕС [9, 10], а также с данными экспериментов Байкал [5], AMANDA [7] и NEMO [8].

Как метод калибровки по  $^{40}\text{K}$ , так и представленный метод измерения потока мюонов, основаны на общей идее статистического анализа временных корреляций между импульсами. Методы также имеют много общего в плане технического исполнения. В частности, для сбора данных, необходимых для обоих видов анализа, в АНТАРЕС используется один и тот же фильтр данных (т. н. K40 триггер), и схожая стратегия отбора и анализа данных. Оба метода заняли немаловажное место в эксперименте АНТАРЕС и имеют хороший потенциал для дальнейшего развития и применения в будущих экспериментах.

Основные результаты этой работы опубликованы в [13].



# Литература

- [1] Энциклопедические статьи о космических лучах;  
[http://ru.wikipedia.org/wiki/Космические\\_лучи](http://ru.wikipedia.org/wiki/Космические_лучи);  
[http://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic\\_ray](http://en.wikipedia.org/wiki/Cosmic_ray);  
<http://www.astronet.ru/db/msg/1210273>;  
<http://astro-book.org/cosmology/007.php>.
  
- [2] Энциклопедические статьи о позитроне;  
<http://ru.wikipedia.org/wiki/Позитрон>;  
<http://en.wikipedia.org/wiki/Positron>.
  
- [3] Энциклопедические статьи о мюоне;  
<http://ru.wikipedia.org/wiki/Мюон>;  
<http://en.wikipedia.org/wiki/Muon>.
  
- [4] J. Babson *et al.* (DUMAND collab.), Cosmic-ray muons in the deep ocean, *Phys. Rev. D* **42** (1990) 3613.
  
- [5] I. A. Belolaptikov *et al.* (Baikal collab.), The Baikal underwater neutrino telescope: Design, performance, and first results, *Astropart. Phys.* **7** (1997) 263.
  
- [6] G. Aggouras *et al.* (NESTOR collab.), A measurement of the cosmic-ray muon flux with a module of the NESTOR neutrino telescope, *Astropart. Phys.* **23** (2005) 377.
  
- [7] E. Andres *et al.* (AMANDA collab.), The AMANDA neutrino telescope: Principle of operation and first results, *Astropart. Phys.* **13** (2000) 1.
  
- [8] S. Aiello *et al.* (NEMO collab.), Measurement of the atmospheric muon flux with the NEMO Phase-1 detector, in press in *Astropart. Phys.*, arXiv:0910.1269 [astro-ph.IM].

- [9] M. Ageron *et al.* (ANTARES collab.), Performance of the First ANTARES Detector Line, *Astropart. Phys.* **31** (2009) 277.
- [10] J. A. Aguilar *et al.* (ANTARES collab.), Zenith distribution and flux of atmospheric muons measured with the 5-line ANTARES detector, Submitted to *Astropart. Phys.*
- [11] E. Aslanides *et al.* (ANTARES collab.), A deep sea telescope for high energy neutrinos, arXiv:astro-ph/9907432; <http://antares.in2p3.fr>
- [12] J. Carr, for the ANTARES collaboration, First data from the operation of the ANTARES neutrino telescope, *J. Phys. Conf. Ser.* **136** (2008) 022047.
- [13] D. Zaborov *et al.* (ANTARES collab.), Measurement of the atmospheric muon flux with a 4 GeV threshold in the ANTARES neutrino telescope, *Astropart. Phys.* **33** (2010) 86.
- [14] P. Amram *et al.* (ANTARES collab.), Background light in potential sites for the ANTARES undersea neutrino telescope, *Astropart. Phys.* **13** (2000) 127.
- [15] D. Zaborov for ANTARES collaboration, Coincidence analysis in ANTARES: Potassium-40 and muons, Proceedings of 43rd Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, La Thuile, Italy, 1-8 Mar 2008, pp. 571-574; arXiv:0812.4886.
- [16] D. Zaborov, Status report on the ANTARES project, Talk at the 10th Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics, Detectors and Medical Physics Applications (ICATPP), Como, Italy, 8-12 October 2007, pp. 292-296.
- [17] D. Zaborov for ANTARES collaboration, The ANTARES experiment in the Mediterranean sea: overview and first results, in the proceedings of the 14th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics, Moscow, Russia, 19-25 August 2009.
- [18] D. N. Zaborov (ANTARES collaboration), Coincidence analysis in ANTARES: Potassium-40 and muons, *Physics of Atomic Nuclei (Yadernaya Fizika)* Vol. 72 No. 9 (2009) pp. 1591-1596.
- [19] T. Antoni *et al.* (KASCADE collab.), KASCADE measurements of energy spectra for elemental groups of cosmic rays: Results and open problems, *Astropart. Phys.* **24** (2005) 1.

- [20] J. Abraham *et al.* (Pierre Auger collab.), Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei, *Astropart. Phys.* **29** (2008) 188.
- [21] S. I. Nikol'sky, I. N. Stamenov and S. Z. Ushev, The composition of cosmic rays at energies of 10 to the 15th eV and higher, *Sov. Phys. JETP* **60** (1984) 10 [*Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **87** (1984) 18].
- [22] J. Hörandel, On the knee in the energy spectrum of cosmic rays, *Astropart. Phys.* **19** (2003) 193.
- [23] S. Cecchini, A comparison of primary cosmic ray energy spectra used in atmospheric cascade simulations, internal note ANTARES-PHYS-2009-001.
- [24] E. V. Bugaev, A. Misaki, V. A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, and N. Takahashi, Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater, *Phys. Rev. D* **58** (1998) 054001.
- [25] D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw, CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers, Report FZKA-6019 (1998), Forschungszentrum Karlsruhe;  
[http://www-ik3.fzk.de/~heck/corsika/physics\\_description/corsika\\_phys.html](http://www-ik3.fzk.de/~heck/corsika/physics_description/corsika_phys.html).
- [26] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, *Yad. Fiz.* **56** (1993) 105.
- [27] R. S. Fletcher, T. K. Gaisser, P. Lipari, and T. Stanev, SIBYLL: An event generator for simulation of high energy cosmic ray cascades, *Phys. Rev. D* **50** (1994) 5710.
- [28] S. Cecchini, A. Margiotta, The atmospheric muon flux measurements at sea level and underwater, internal note ANTARES-PHYS-2007-003.
- [29] P. Antonioli, C. Ghetti, E. V. Korolkova, V. A. Kudryavtsev and G. Sartorelli, A three-dimensional code for muon propagation through the rock: MUSIC, *Astropart. Phys.* **7** (1997) 357.
- [30] Yu. M. Andreyev, V. I. Gurentsov, and I. M. Kogai, in *Proceedings of the 20th International Cosmic Ray Conference*, Moscow, USSR, August 2 – 15, 1987, edited by V. A. Kozyarivsky *et al.* (“Nauka”, Moscow, 1987), Vol. **6**, p. 200.

- [31] Yu. M. Andreyev, A. E. Chudakov, V. I. Gurentsov, and I. M. Kogai, in *Proceedings of the 21st International Cosmic Ray Conference*, Adelaide, Australia, January 6 – 19, 1990, edited by R. J. Protheroe (Department of Physics and Mathematical Physics, University of Adelaide, Northfield, South Australia, 1990), Vol. **9**, p. 301.
- [32] N. Ito (for the KGF collaboration), in *Proceedings of the International Symposium on Underground Physics Experiment*, Tokyo, Japan, 1990, edited by K. Nakamura (ICRR, Tokyo, 1990), p. 101.
- [33] Ch. Berger *et al.* (Fréjus collab.), Experimental Study Of Muon Bundles Observed In The Frejus Detector Phys. Rev. D **40** (1989) 2163; Z. Phys. C – Particles and Fields **48** (1990) 221.
- [34] M. Ambrosio *et al.* (MACRO collab.), Vertical muon intensity measured with MACRO at the Grand Sasso laboratory, Phys. Rev. D **52** (1995) 3793.
- [35] M. Aglietta *et al.* (LVD collab.), Muon \*depth – intensity\* relation measured by LVD underground experiment and cosmic-ray muon spectrum at sea level, Phys. Rev. D **58** (1998) 092005.
- [36] P. Berghaus for the IceCube Collaboration, Muons in IceCube, Nucl.Phys.Proc.Suppl. **196** (2009) 261; arXiv:0902.0021 [astro-ph.HE].
- [37] E. G. Anassontzis *et al.* (NESTOR collab.), in *Proceedings of the 23rd International Cosmic Ray Conference*, Calgary, Canada, July 19 – 30, 1993, edited by D. A. Leahy (Department of Physics and Astronomy, University of Calgary, Calgary, 1993), Vol. **4**, p. 554.
- [38] S. Cecchini, A review of the muon depth intensity relation, internal note ANTARES-PHYS-2007-007.
- [39] G. Carminati, A. Margiotta and M. Spurio, Atmospheric MUons from PArametric formulas: a fast GEnerator for neutrino telescopes (MUPAGE). Comput. Phys. Commun. **179** (2008) 915.
- [40] Y. Becherini, A. Margiotta, M. Sioli, M. Spurio, A parameterisation of single and multiple muons in the deep water or ice, Astropart.Phys. **25** (2006) 1.

- [41] A. Okada, *Astrop. Phys.* 2 (1994) 393.
- [42] J. A. Aguilar *et al.* (ANTARES collab.), Transmission of light in deep sea water at the site of the Antares neutrino telescope, *Astropart. Phys.* **23** (2005) 131.
- [43] J. R. V. Zaneveld, in Proceedings of the 1980 International DUMAND Symposium, Vol I, V.J. Stenger ed. (Hawaii DUMAND Center, Honolulu, 1981), pp. 1-8.
- [44] S. A. Khanaev and A. F. Kuleshov, 2nd NESTOR International Workshop, L. K. Resvanis ed., October 19-21, 1992, pp. 253-269; E. G. Anassontzis, 3rd NESTOR International Workshop, L. K. Resvanis ed., October 19-21, 1993, pp. 614-630.
- [45] I. A. Belolaptikov *et al.*, Sixth International Workshop on Neutrino Telescopes, M. Baldo Ceolin ed., Venice, February 22-24, 1994.
- [46] H. Yepes *et al.*, Status of the absorption length measurement with the OB system, talk at ANTARES collaboration meeting, Gandia, November 2009.
- [47] P. Amram *et al.* (ANTARES collab.), The ANTARES optical module, *Nucl. Instrum. Meth. A* **484** (2002) 369.
- [48] Hamamatsu, Large photocathode area photomultiplier tubes (datasheet for R7081-20), [http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts\\_R/LARGE\\_AREA\\_PMT\\_TPMH1286E05.pdf](http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/parts_R/LARGE_AREA_PMT_TPMH1286E05.pdf)
- [49] J. A. Aguilar *et al.* (ANTARES collab.), Study of Large Hemispherical Photomultiplier Tubes for the ANTARES Neutrino Telescope, *Nucl. Instrum. Meth. A* **555** (2005) 132.
- [50] H. Lafoux, A. Cade *et al.*, Late(st) Gamelle Results, ANTARES-OPMO-1998-002; J.-P. Schuller, Gamelle results, an attempt to close the debate, internal note ANTARES-OPMO-2007-003.
- [51] M. Anghinolfi, H. Costantini, K. Fratini, D. Piombo, M. Taiuti, New measurement of the angular acceptance of the Antares Optical Module, internal note ANTARES-OPMO-2008-001.
- [52] P. Kooijman, On the angular acceptance of the optical module, internal note ANTARES-PHYS-2007-002.

- [53] M. Anghinolfi, H. Costantini, V. Kulikovskiy, M. Taiuti, GEANT4 simulation of the ANTARES Optical Module, internal note ANTARES-OPMO-2009-003.
- [54] J. A. Aguilar *et al.* (ANTARES collab.), Performance of the front-end electronics of the ANTARES Neutrino Telescope. Paper submitted to Nucl. Instrum. Meth.
- [55] J. A. Aguilar *et al.* (ANTARES collab.), The data acquisition system for the ANTARES neutrino telescope. Nucl. Instrum. Meth. A **570** (2007) 107.
- [56] ANTARES Technical design report, <http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>.
- [57] L' Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules, <http://cc.in2p3.fr>.
- [58] M. Ageron *et al.* (ANTARES collab.), The ANTARES Optical Beacon System, Nucl. Instrum. Meth. A **578**, 498 (2007).
- [59] M. De Jong, The ANTARES Trigger Software, internal note ANTARES-SOFT-2005-005.
- [60] R. Brun and F. Rademakers, Nucl. Instrum. Meth. A389 (1997) 81; <http://root.cern.ch>.
- [61] D. Zaborov, Simulation of cubic kilometer detectors, internal note ANTARES-SOFT-2002-008.
- [62] D. Zaborov, Updated results of Monte-Carlo simulation of km<sup>3</sup>-scale water Cherenkov detectors, internal note ANTARES-SOFT-2004-004.
- [63] A. Heijboer, Track Reconstruction and Point Source Searches with Antares, PhD Thesis, Univ. Amsterdam, 2004.
- [64] A. Heijboer, Reconstruction of Atmospheric Neutrinos in Antares, Proceedings of 31st ICRC conference, Lodz, Poland, 2009; arXiv:0908.0816v1 [astro-ph.IM].
- [65] D. Zaborov, Response of ANTARES line to atmospheric muons, internal note ANTARES-SOFT-2006-004.
- [66] P. Amram *et al.* (ANTARES collab.) Sedimentation and Fouling of Optical Surfaces at the ANTARES Site. Astropart.Phys. 19 (2003) 253.

- [67] M. Ageron *et al.* (ANTARES collab.), Studies of a full scale mechanical prototype line for the ANTARES neutrino telescope and tests of a prototype instrument for deep-sea acoustic measurements, *Nucl. Instrum. Meth. A* **581** (2007) 695.
- [68] J. A. Aguilar *et al.* (ANTARES collab.), First results of the Instrumentation Line for the deep-sea ANTARES neutrino telescope, *Astropart. Phys.* **26** (2006) 314.
- [69] J.-P. Ernenwein, Detector operation, Talk at ANTARES collaboration meeting, Geneva, Switzerland, 8-12 February 2010.
- [70] J. A. Aguilar *et al.* (ANTARES collab.), Rapid subduction in the deep North Western Mediterranean, To be published in *Ocean Science*.
- [71] J. A. Aguilar *et al.* (ANTARES collab.), AMADEUS – The Acoustic Neutrino Detection Test System of the Deep-Sea ANTARES Neutrino Telescope, To be published in *Nucl. Instrum. Meth.*
- [72] J. Brunner, Simulation of K40 signals, internal note ANTARES-Site-1999-002.
- [73] H. Lafoux, K40 Simulation, internal note ANTARES-OPMO-1999-002.
- [74] J. Brunner, Upgrade of K40 simulation, internal note ANTARES-PHYS-2006-005.
- [75] M. Anghinolfi, H. Costantini, K. Fratini, M. Taiuti, Simulations of the 40K noise in the ANTARES environment with Geant4, internal note ANTARES-PHYS-2008-001.
- [76] S. Escoffier, A. S. Cussatlegras, Correlations between bioluminescence and environmental parameters with ANTARES data in 2003 (PSL) and 2005 (MILOM), internal note ANTARES-PHYS-2006-007.
- [77] J. Brunner, K40 signals from the glass sphere, internal note ANTARES-OPMO-2000-9.
- [78] D. Zaborov, Coincidence rate from Potassium-40 seen with MILOM, internal note ANTARES-PHYS-2006-001.
- [79] M. Vecchi, A. Capone, J.P. Schuller, Characterisation of the biofouling process on glass spheres in the ANTARES and NEMO sites, internal note ANTARES-SITE-2010-001.
- [80] <http://en.wikipedia.org/wiki/Bioluminescence>;  
<http://ru.wikipedia.org/wiki/Биолюминесценция>.

- [81] [http://www.krugosvet.ru/enc/nauka\\_i\\_tehnika/biologiya/BIOLYUMINESTSENTSIYA.html](http://www.krugosvet.ru/enc/nauka_i_tehnika/biologiya/BIOLYUMINESTSENTSIYA.html)
- [82] P. M. S. Monk, Physical chemistry: understanding our chemical world, John Wiley and Sons Ltd, Chichester, West Sussex, England, 2004, p. 478.
- [83] M. Anghinolfi, H. Costantini, V. Kulikovskiy, M. Taiuti, GEANT4 simulation of the ANTARES Optical Module, Internal note ANTARES-OPMO-2009-003.
- [84] M. Anghinolfi, H. Costantini, K. Fratini, M. Taiuti, Simulations of the 40K noise in the ANTARES environment with Geant4, Internal note ANTARES-PHYS-2008-001.
- [85] <http://www.km3net.org/>
- [86] M. De Jong, The TriggerEfficiency program, internal note ANTARES-SOFT-2009-001.
- [87] M. Bazzotti, Measurement of the atmospheric muon flux with the ANTARES detector, Proceedings of the 31st ICRC, Lodz, Poland, 2009; arXiv:0911.3055 [astro-ph.HE].
- [88] C. Picq, Détermination du flux de muons atmosphériques avec le télescope à neutrinos ANTARES Ph.D Thesis, Université Paris VII - Denis Diderot, CEA/Irfu, France, 2009; IRFU report: Irfu-09-03-T.
- [89] M. Bazzotti, Studies of the atmospheric muon flux with the ANTARES detector, Ph.D Thesis, Università degli studi di Bologna, Italy, 2009, available from <http://antares.in2p3.fr/Publications/index.html>.
- [90] M. Bazzotti, Measurement of the atmospheric muon flux with 5 line ANTARES detector, internal note ANTARES-PHYS-2009-003.
- [91] J. Carr; S. Escoffier, D. Zaborov, Proposition for an alternative trigger based on the T3 cluster trigger, internal note ANTARES-SOFT-2007-016.
- [92] S. Escoffier, Performance of the T3 Triggers on MC Data, internal note ANTARES-SOFT-2008-009.
- [93] S. Escoffier, Performance of the 1T2 Trigger on Real Data, internal note ANTARES-PHYS-2009-012.



[94] J. Brunner, The Bfit reconstruction algorithm, internal note ANTARES-SOFT-2009-012.

[95] J. Brunner, Talk at ANTARES collaboration meeting, April 2009.