

Курсовая работа
Акустические методы детектирования нейтрино

Выполнил студент 413 группы
Орлов М. В.

Научные руководители
к.ф-м.н. Широков Е. В.
проф. Деденко Л. Г.

Москва, 2007

1 Введение

1.1 Цель работы

В данный момент в мире конструируются три больших эксперимента, IceCube, NEMO и NESTOR, направленных на поиск космических нейтрино высоких энергий (вплоть до 10^{20} eV). Такие нейтрино, взаимодействуя с веществом детектора, рождают электромагнитные и адронные ливни. Выделение энергии в этих ливнях приводит к нагреванию вещества, резкому изменению его плотности в области ливней и, в конечном счёте, к образованию акустических волн.

Конечной целью выполняемой работы является создание программного пакета, позволяющего с приемлимой скоростью производить расчёт акустических волн от нейтрино энергий вплоть до 10^{20} эВ для морского детектора с произвольным рельефом дна.

1.2 Разработанные области

Все нейтрино, детектируемые нашими установками, можно разделить на три большие группы. Во-первых, это солнечные нейтрино, то есть те, которые рождаются внутри Солнца в результате различных последовательных реакций горения. Вторую группу составляют нейтрино, рождающиеся в атмосфере Земли при рассеянии космических лучей. В третью группу мы поместим все остальные источники нейтрино, как космические, так и находящиеся в пределах Земли, и потом подойдём к этой теме подробнее.

Нейтрино обладают двумя важнейшими свойствами. Первое состоит в том, что при движении они, в отличие от космических лучей, не отклоняются электромагнитными полями. Это позволяет точно определять направление на источник. Второе свойство заключается в крайне небольшом сечении взаимодействия нейтрино с веществом. Помимо отрицательной стороны, очевидно следующих из этого проблем с их детектированием, у этого свойства есть и крайне положительная: нейтрино долетают до Земли, проходя сквозь плотные области в космическом пространстве, которые являются непроницаемыми для гамма-квантов и других частиц.

1.2.1 Солнечные нейтрино

Общеизвестно, что нейтрино бывают трёх типов, или «ароматов»: электронное (ν_e), мюонное (ν_μ) и таонное (ν_τ). В реакциях на Солнце рождаются только электронные нейтрино. При этом, как показывали первые эксперименты, их поток на земной поверхности чётко меньше теоретически предсказанного Джоном Бакаллом. Определим для удобства величину R , равную отношению экспериментальных данных и теоретических предсказаний. Итак, $R < 1$.

Первичной реакцией, происходящей внутри Солнца, является горение водорода с образованием дейтерия: $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ ($E_\nu \leq 0.42$ МэВ). Получающийся позитрон аннигилирует с электроном $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$, а дейтерий вступает в реакцию с другим водородом: $d + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$. Далее есть три возможных пути развития событий.

Первый состоит в реакции двух ядер гелия-3: ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + {}^1\text{H} + {}^1\text{H} + 12.86\text{МэВ}$. Он происходит в примерно 70% случаев.

Второй и третий пути предвзяются реакцией гелия-3 с гелием-4: ${}^3\text{He} + \alpha \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$. Затем второй путь состоит в захвате электрона ядром бериллия ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ ($E_\nu = 0.86\text{МэВ}$) и последующей реакции бериллия с протоном, приводящей к образованию двух α -частиц. Вероятность протекания этого пути — $\approx 30\%$.

В третьем пути бериллий захватывает протон ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$, а затем получающийся бор испускает позитрон и нейтрино: ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu_e$ ($E_\nu \leq 14.06\text{МэВ}$). В конце концов, ${}^8\text{Be}$ переходит в две α -частицы. Третий путь имеет вероятность в десятые доли процента.

Все эти цепочки называются протон-протонными («*pp*-») циклами, в их результате восемь протонов превращаются в две α -частицы, испускаются 2–3 нейтрино и выделяется энергия примерно в 25МэВ. Другая цепочка реакций, происходящих на Солнце, называется CNO-циклом. Она не вносит существенного вклада в выделение энергии. Из этих фактов можно заключить, что зная солнечную светимость, можно оценить поток нейтрино, который должен достигать Земли.

Хорошее представление о важности реакций даёт рисунок 1.2.1.

Таким образом, интерес представляют три реакции: $pp \rightarrow d$ ($< 0.42\text{МэВ}$), поглощение электрона ${}^7\text{Be}$ (0.86МэВ) и распад ${}^8\text{B}$ ($< 14.06\text{МэВ}$).

Для детектирования солнечных нейтрино применимы три типа взаимодействий. Так называемое взаимодействие через зарядовые токи (“charged-current”) происходит посредством W^- -бозонов, это реакции типа $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$. Они могут быть использованы для детектирования только электронных нейтрино. Нейтрино всех ароматов подвержены упругому рассеянию $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$, однако сечение этого процесса для электронных выше в шесть раз, чем для мюонного и таонного. Наконец, сечение взаимодействия через нейтральные токи (“neutral-current”), идущего с помощью Z -бозона, $\nu_x + n \rightarrow \nu_x + n$, одинаково для всех типов нейтрино.

В 1968 году американским учёным Рэем Дэвисом в шахте Homestake был проведён первый эксперимент по детектированию солнечных нейтрино. В нём использовалась предложенная в 1946 году Бруно Понтекорво хлор-аргоновая реакция $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$. На глубине в полтора километра под землёй располагалась цистерна с 610 тоннами C_2Cl_4 . При захвате нейтрино отдельные ядра хлора превращались в ядра аргона. ${}^{37}\text{Ar}$ не является стабильным, он имеет период полураспада 35 дней и превращается обратно в хлор через захват электрона. Соответственно, принцип проведения эксперимента состоял в накоплении стабильного числа ядер аргона в течение какого-то времени, а затем определения их количества через детектирование распадов с помощью пропорционального счётчика. Средняя скорость образования аргона составляла 1 атом за двое суток. Порог применявшейся реакции составляет 0.814МэВ. Соответственно, эксперименты на её основе чувствительны только к нейтрино от ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$, а нейтрино от $pp \rightarrow d$ обладают недостаточной для регистрации энергией. Дэвис получил следующий результат: $R \approx 0.3$. Его значительное отклонение от единицы получило название «проблемы солнечных нейтрино».

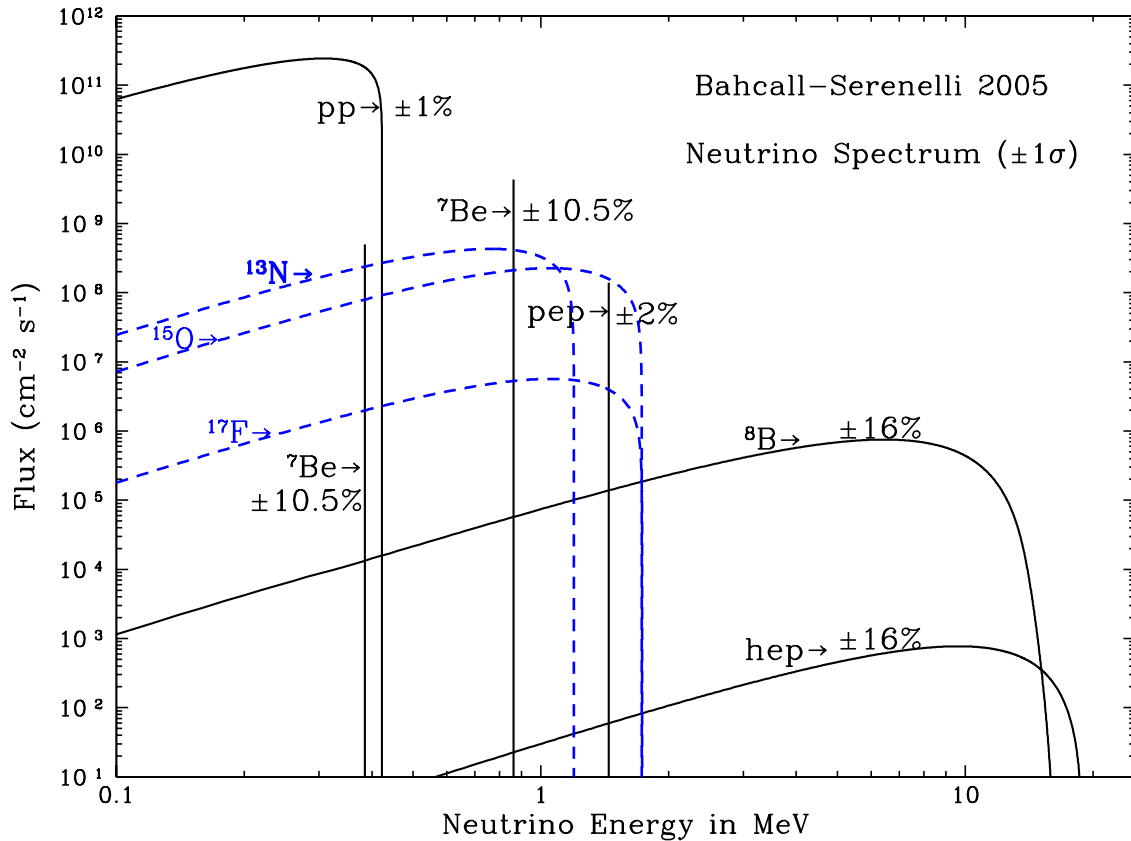


Рис. 1: Кривые представляют собой потоки солнечных нейтрино от разных реакций в зависимости от энергии. Пунктиром отмечены нейтрино, рождающиеся в результате реакций CNO-цикла. Как видно, они имеют низкие энергии и одновременно потоки куда меньше, чем у нейтрино от первичной реакции pp -цикла. Самая нижняя правая кривая, помеченная “ hep ” суть поток нейтрино от реакции гелия-3 с протоном. Эта реакция предсказана только теоретически, а предполагаемый поток нейтрино столь мал, что её можно не принимать во внимание.

До этого в течение десятилетия зарождалась теория так называемых нейтринных осцилляций. Впервые идея о возможности превращений нейтрино в антинейтрино ($\nu_e \leftrightarrow \bar{\nu}_e$) была высказана в 1957 году Понтекорво[3]. Затем в 1962 году японские учёные Маки, Накагава и Саката предложили и возможность изменения аромата нейтрино. Надо заметить, что хлор-аргоновая реакция, очевидно, является примером взаимодействия через зарядовые токи, и, следовательно, с её помощью можно регистрировать только электронные нейтрино. Таким образом, этот экспериментальный результат дал определённое подтверждение теории осцилляций: те семьдесят процентов электронных нейтрино, которые не были зафиксированы в эксперименте Дэвиса, вполне могли превратиться в мюонные и таонные, пока летели от Солнца до Земли. Эта теория, однако,

явно противоречила принятой в физике стандартной модели, которая безусловно считает нейтрино безмассовыми частицами и тем самым налагает запрет на возможность осцилляций. Соответственно, полученное Дэвисом значение $R \approx 0.3$ дало мощный толчок для постройки новых детекторов с целью проверки его результатов.

Следующая серия экспериментов — баксанский SAGE (1990), а также GALLEX (1991) и GNO (1998) — отличалась тем, что была построена на основе галлий-германиевой реакции $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$. В остальном принцип проведения эксперимента был таким же. Эта реакция также идёт через зарядовые токи, но имеет предел в 0.233 МэВ, и, соответственно, она чувствительна к нейтрино от солнечной реакции $pp \rightarrow d$. Результат, который дали эти три эксперимента, такой: $R \approx 0.6$. Это позволило придти к выводу, что уменьшение потока электронных нейтрино не только действительно присутствует, но и зависит от энергий нейтрино.

Третий тип экспериментов — водные черенковские детекторы Kamiokande (1986–1995) и пришедший ему на смену SuperKamiokande (1996–2001). Они построены на реакции упругого рассеяния $\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^-$ и представляют собой огромный подземный бак с водой, окружённый фотоумножителями. Электроны после рассеяния могут приобрести скорость, большую скорости света в воде, и таким образом начать излучать черенковский свет. Этот свет детектировался фотоумножителями. На каждый из них при этом попадало примерно по одному фотону. В отличие от хлоровых и галлиевых экспериментов, детектирование происходило в реальном времени, что позволило получить информацию об энергиях и направлениях движения каждого детектируемого нейтрино. В частности, благодаря этому было точно подтверждено, что детектируемые нейтрино прилетают из Солнца. Недостатком же реакции упругого рассеяния является предел более 6 МэВ. То есть, они чувствительны только к нейтрино от распада ${}^8\text{B}$, число которых относительно мало. Полученный результат — $R \approx 0.5$. Его можно объяснить следующим образом: поскольку в Камиоканде регистрировались нейтрино только очень больших энергий, то исходя из двух предыдущих результатов логично предположить, что значение R должно быть куда меньше, чем 0.3. Однако, водные эксперименты построены на реакции упругого рассеяния, а значит какая-то часть задетектированных нейтрино — мюонные и таонные. Соответственно, их учёт увеличивает реальное значение R .

На СуперКамиоканде также проводились эксперименты, направленные на обнаружение осцилляций у атмосферных нейтрино. Они были основаны на предположении, что плотность мюонных нейтрино, прошедших сквозь Землю и прилетевших в детектор снизу (“upward-going”), будет отличаться от плотности мюонных нейтрино, прилетевших сверху (“down-going”). Этот эксперимент привёл к подтверждению теории осцилляций. Тем не менее, данную методику нельзя было применить к солнечным нейтрино, поскольку диаметр Земли крайне мал по сравнению с расстоянием до Солнца. Поэтому СуперКамиоканде не дал окончательного решения проблемы солнечных нейтрино.

Решила эту проблему канадская установка Sudbury Neutrino Observatory (SNO). Во многом это удалось благодаря уникальной среде детектора, чистой тяжёлой воде. Помимо упругого рассеяния на электронах, нейтрино взаимодействуют с ней двумя путя-

ми, недоступными в обычной. Первый из них — зарядово-токовая реакция поглощения электронного нейтрино нейтронами дейтронов: $\nu_e + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + e^-$. Порог реакции — 2.23МэВ. Рождающийся электрон приобретает большую скорость и при движении создаёт детектируемый черенковский свет.

Вторая новая реакция — нейтрально-токовый разрыв дейтрона: $\nu_x + d \rightarrow n + p + \nu_x$. Нейтрино любого аромата освобождает нейтрон от протона. При этом не рождается никаких новых частиц, и реакция происходит с равной вероятностью для всех типов нейтрино. Её порог такой же, как для реакции упругого рассеяния нейтрино на электронах, примерно 6МэВ. Освобождённый нейтрон не создаёт черенковского света, поскольку не несёт заряда. Однако при рассеянии на ядрах он захватывается другим дейтроном, превращающимся при этом в ядро трития и испускающим фотон высокой энергии. Тот в свою очередь рассеивает электрон, который и начинает испускать черенковское излучение.

Можно определить коэффициенты

$$R_E = R_{CC}/R_{ES}, \quad R_N = R_{CC}/R_{NC}.$$

Здесь R_{CC} (R_{ES} , R_{NC}) — отношения между измеренным числом зарядово-токовых событий (упругих рассеяний, нейтрально-токовых событий) и их предсказанным числом в предположении отсутствия осцилляций. В результате экспериментов, проведённых на установке SNO в 2001-м и последующих годах, когда к тяжёлой воде была добавлена соль, получились значения $R_E \neq 1$, $R_N \neq 1$. Поскольку SNO так же, как SuperKamiokande, состоит из большого бака, окружённого фотоумножителями, в ней информация так же снимается в режиме реального времени. Соответственно, принципиально возможно определить направление прилёта мюонных и таонных нейтрино. Этот факт позволяет рассматривать полученные значения как явное свидетельство существования осцилляций солнечных нейтрино и, следовательно, как подтверждение правильности стандартной солнечной модели Бакалла[7].

1.2.2 Атмосферные нейтрино

Нейтрино рождаются также и при столкновениях космических лучей с ядрами в верхних слоях земной атмосферы. Непосредственно при этих столкновениях рождаются пионы и каоны. Нейтральные пионы распадаются на два фотона ($\pi^0 \rightarrow 2\gamma$), а заряженные — на пару мюон плюс мюонное нейтрино: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ (и $\pi^- \rightarrow \dots$). Мюоны в дальнейшем претерпевают распад на электрон и два нейтрино: $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ (и $\mu^- \rightarrow \dots$). Поэтому можно ожидать, что отношение количества мюонных нейтрино к электронным будет равно двум. Безусловно, это не вполне так, поскольку нейтрино также дают и каоны, а время жизни высокоэнергетичных мюонов настолько большое, что они могут не успеть распасться. Тем не менее, оценка достаточно точна.

Существует два типа детекторов атмосферных нейтрино. Во-первых, это водные детекторы — те же Kamiokande и SuperKamiokande, а также работавший в течение восьмидесятых годов IMB в США. Во-вторых, это железные калориметры — установки

NUSEX, FREJUS и SOUDAN2. Все эти детекторы измеряют величину

$$R' = \frac{N_{obs}^\mu / N_{obs}^e}{N_{MC}^\mu / N_{MC}^e}.$$

Значения, полученные в NUSEX и FREJUS, примерно равны единице, но меньше её, а все остальные эксперименты дали значение $R' \sim 0.6$. Это свидетельствует о наличии осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Эксперименты K2K и KamLAND, проводившиеся с земными источниками нейтрино, также подтвердили наличие осцилляций нейтрино, так что сейчас сам факт их существования является неопровержимым. Тем не менее, вероятность осцилляций зависит от характеристик вещества, через которые движутся нейтрино (эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна, “MSW-effect”), а численные характеристики осцилляций (Δm^2 и θ), полученные SuperKamiokande и IMB, противоречат друг другу. Новые эксперименты, например ANTARES, в том числе нацелены на решение этой проблемы. Таким образом, формализм теории всё ещё не доведён до абсолютного конца.

1.3 Нейтринная астрофизика

Кратко рассмотрим третью группу источников нейтрино. Отдельным особняком стоят ГЗК-нейтрино. Существует так называемый эффект Грейзена-Зацепина-Кузьмина (“GZK-effect”), состоящий в том, что протоны энергий выше $E_{GZK} = 4 \cdot 10^{19}$ эВ взаимодействуют с реликтовым излучением, рождают мезоны и теряют при этом энергию. Длину затухания для протонов при этом можно оценить в ~ 50 мегапарсек. На данный момент не обнаружено и не предсказано никаких источников столь энергетичных космических лучей в пределах этого расстояния. Из этого следует, что космических лучей с энергией больше E_{GZK} не должно существовать. Это утверждение подтверждено экспериментом HiRes Fly’s Eye[4], в котором измеряется флуоресцентное излучение от атмосферных ливней. Другой же эксперимент, японский AGASA, представляющий собой множество наземных сцинтилляторов, показал полное отсутствие каких-либо намёков на существование ГЗК-эффекта. Этой ситуации возможны два объяснения[6]: либо зарегистрированные AGASA события на самом деле соответствуют частицам более низких энергий, а используемая теоретическая модель неверна, либо в HiRes также были получены соответствующие результаты, но отброшены как шумы. Ясность в вопросе существования ГЗК-эффекта может внести ввод в строй таких установок, как The Telescope Array[9] в американском штате Юта, Pierre Auger Observatory в Аргентине и CODALEMA во Франции. Все они сейчас находятся в стадии конструирования, и их проекты объединяет использование методов детектирования космических лучей как из AGASA, так и из эксперимента HiRes. В случае, если ГЗК-эффект всё же существует, следует ожидать наличие нейтрино, рождающихся при распаде π^\pm , образующихся при взаимодействии протонов с реликтовым излучением.

Другая категория источников космических нейтрино включает пульсары, молодые остатки сверхновых и ядра активных галактик[13]. Общее у этих объектов в том, что для них характерны механизмы ускорения ионов, которые затем тормозятся в плотной

среде и рождают нейтральные и заряженные пионы. При распаде пионов образуется примерно равное число нейтрино и γ -квантов. Соответственно, поскольку от этих источников детектируется большое количество фотонов, ожидается также получать от них и такое же количество нейтрино.

Существует теория появления нейтрино из распада так называемых топологических дефектов, частиц с массами более 10^{20} эВ, оставшихся с момента рождения вселенной. Существуют теоретические предсказания частицы под названием нейтралино, подверженной только гравитационному взаимодействию, и потому концентрирующейся в центре Земли и Солнца, а затем распадающейся с испусканием нейтрино.

Общей чертой всех источников, выделенных в третью группу, является полное отсутствие даже примерной информации об ожидаемых потоках нейтрино и их энергий. Современные эксперименты до сих пор не обнаружили никаких космических нейтрино, и результатом их работы является только установка новых ограничивающих пределов на их потоки. Существует также теоретическая модель Ваксмана и Бакала ("W&B", [16]), которая ставит на порядок более жёсткий предел, чем лучшие экспериментальные.

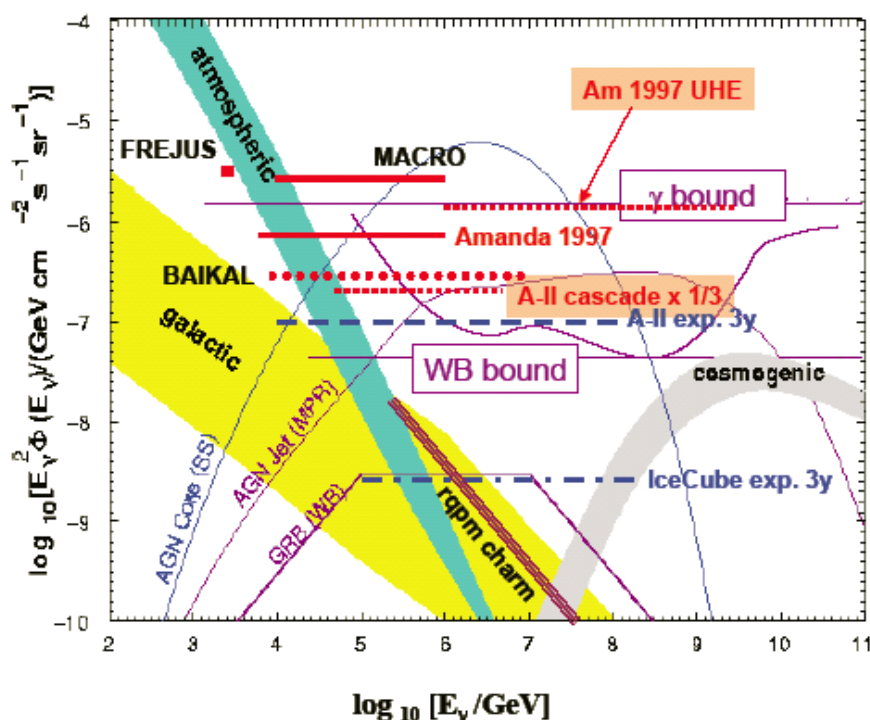


Рис. 2: График зависимости потоков нейтрино от их энергии. На координатной плоскости отложены максимальные пределы, заданные современными экспериментами и моделью W&B, а также известные потоки атмосферных и галактических нейтрино. Последние — это те нейтрино, которые испускаются небесными телами нашей галактики. Соответственно, космогенные нейтрино суть все остальные.

1.4 Результаты

1.5 Методы детектирования

Все методы детектирования нейтрино построены на получении информации о свойствах рождаемых ими при взаимодействии с веществом установок лептонов и адронов.

При вышеописанных зарядово-токовых взаимодействиях электронных нейтрино их энергия передаётся электрону и адрону. В лептон уходит большая её часть, примерно 80%. Электрон при движении испускает вторичные γ -кванты посредством тормозного излучения (“bremsstrahlung”). Испущенные фотоны в свою очередь могут превращаться в e^+/e^- и μ^+/μ^- -пары (“pair production”). Далее новые лептоны повторяют последовательность, и вскоре появляется огромное количество частиц меньшей энергии. Вся их совокупность называется электромагнитным ливнем. Энергия, переданная адрону, вызывает поток других адронов, называемый адронным ливнем. Рождающиеся в ливнях частицы теряют энергию, продвигаясь в среде. Около 80% процентов энергии от нейтрино $E_\nu = 10^{20}$ эВ в воде выделяется в цилиндре радиусом 20 сантиметров и длиной 10 метров. Остальные двадцать процентов уносятся γ -квантами низких энергий. В масштабе огромных детекторов вроде IceCube такие события являются по сути точечными, и выделение из них угловой информации крайне затруднительно.

Зарядово-токовые взаимодействия ν_μ также рожают адронные ливни. Мюон же создаст множество отдельных электромагнитных ливней и при этом будет распространяться в среде с уменьшающейся скоростью. Во взаимодействиях типа $\nu_\mu + d \rightarrow \mu^- + u$ средняя энергия μ^- составляет половину энергии нейтрино, во взаимодействиях $\bar{\nu}_\mu + u \rightarrow \mu^+ + d$ средняя энергия μ^+ — 3/4 энергии нейтрино. Таким образом может быть оценена энергия исходных нейтрино. Собственно энергия мюонов определяется: при $E_\mu < 100$ ГэВ — из длины их пути, а при $E_\mu > 1$ ТэВ — из потерь ими энергии на единицу длины. Все современные создаваемые установки, а именно ANTARES, NEMO, NESTOR и IceCube ориентированы именно на детектирование этих зарядово-токовых взаимодействий ν_μ с помощью Черенковского излучения.

Таонные нейтрино при таких взаимодействиях создают τ -лептоны, которые почти сразу же распадаются на мюоны и соответствующие нейтрино. Поэтому такие взаимодействия нельзя отличить от мюонных. Ими пренебрегают из-за малого числа таонных нейтрино в общем потоке.

Парадигма детектирования мюонных треков состоит в помещении установки глубоко под поверхность земли. Это позволяет элиминировать вклад от атмосферных мюонов и нейтрино, а также от космических лучей, которые иначе могли бы влететь в детектор сверху.

Подразумевается, что нейтрино пролетают сквозь землю и подвергаются зарядово-токовому взаимодействию с веществом уже у самого детектора. Рождается мюон, который и детектируется установкой.

Эксперименты по обнаружению осцилляций детектировали атмосферные нейтрино, прилетающие как сверху, так и снизу. В нейтринных телескопах нисходящие, down-going события не учитываются.

Сечение взаимодействия нейтрино с веществом увеличивается пропорционально квадрату его энергии. Нейтрино энергий порядка 10^{20} эВ уже не проходят через Землю, и зафиксировать их строящимися установками нельзя. Основные методы детектирования мюонов и адронных ливней следующие.

1.5.1 Черенков

Все заряженные частицы конусообразно излучают слабый голубой свет, если движутся в веществе со скоростью, превышающей скорость света c/n в этом веществе. Этот свет называется Черенковским излучением. Угол раствора конуса θ связан со скоростью частицы β формулой

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta}.$$

Например, для воды $n \approx 1.33$, и если считать, что скорость $\beta \approx 1$, то получится значение угла θ около 42-х градусов. Количество фотонов, испускаемых частицей единичного заряда вдоль пути dx в области длин волн $d\lambda$ определяется выражением

$$\frac{d^2N}{d\lambda dx} = \frac{2\pi\alpha}{\lambda^2} \sin^2 \theta$$

Из него можно получить, что частица с $|q| = 1$ и $\beta \approx 1$ на сантиметр пути выделяет примерно 200 оптических фотонов. Простые характеристики Черенковского излучения позволяют регистрировать его массивом фотоумножителей и затем легко восстанавливать трек частицы и её энергию.

1.5.2 Радио

Избыток электронов в электромагнитном каскаде, вызываемый аннигиляцией позитронов и включением в ливень комптоновских электронов приводит к когерентному излучению в радиодиапазоне. Этот метод детектирования космических лучей был предложен в 1961 году советским учёным Г. Аскарьяном. Сейчас он используется в экспериментах, эксплуатирующих в качестве рабочего тела соляные массивы на Земле, а также Луну.

1.5.3 Акустический

Энергия от электромагнитного и адронного каскадов выделяется за время порядка 10^{-8} с. Можно считать, что ограниченный объём вещества подвергается моментальному нагреванию. Это вызывает неравномерное изменение его плотности, которое приводит к изменению давления и развитию акустических колебаний. Колебания начинают развиваться в радиальном направлении от оси каскада, и потому по их распространению можно восстановить трек и энергию нейтрино. Акустический метод имеет важное преимущество по сравнению с черенковским: длина затухания звука в плотных средах на порядок больше, чем длина затухания света (в океане для пиковых частот: километр против ~ 70 метров). Поэтому отдельных датчиков акустических колебаний (они называются гидрофонами) требуется меньше, чем черенковских счётчиков. На практике

Таблица 1: Акустические параметры различных сред. Данные взяты из [14].

		Океан	Южный полюс	Соль
Температура	T (C)	15	-51	30
Скорость звука	v (м/с)	1530	3920	4560
Расширение	α , (10^{-5} K $^{-1}$)	25.5	12.5	11.6
Теплоёмкость	C_p (J/kg/K)	3900	1720	839
Пиковая частота	f_p (kHz)	7.7	20	42
Постоянная Грюнайзена	$\gamma = v^2\alpha/C_p$	0.153	1.12	2.87

это означает значительно меньшую стоимость экспериментов. На данный момент это не играет особой роли, поскольку методики детектирования черенковского света лучше изучены, а размеры установок ($\sim 1\text{км}^3$) позволяют укладываться в разумные бюджеты. Активное изучение акустического метода производится коллаборацией SAUND на военном гидроакустическом комплексе на Гавайях, проектом AMADEUS при ANTARES'e, в итальянском NEMO, а также в IceCube, где рядом с тремя струнами черенковских счётчиков опущены струны с гидрофонами. Следующий этап построения нейтринных телескопов будет проходить при доминировании акустических методов.

2 Обзор установок

2.1 Современные эксперименты

Все нейтринные телескопы можно разделить на две эпохи. Это старые установки эффективных площадей порядка тысячи квадратных метров и новые проектируемые и конструируемые телескопы объёмами в один кубический километр.

Из «старых» установок интересны прежде всего отечественные Vaksan и Baikal. Первая представляет собой 3132 отдельных объёма с жидким сцинтиллятором, наблюдаемых каждый отдельным фотоумножителем. Установкой было обнаружено более 700 мюонных нейтрино.

Байкальский детектор[17] — это большой водный черенковский детектор, расположенный на дне озера Байкал. На данный момент он работает в конфигурации NT200 и состоит из 192 фотоумножителей, ограничивающих площадь около 200 квадратных метров и размещённых на восьми вертикальных струнах. В 2005 году над этой конфигурацией была произведена надстройка под названием NT200+. На расстоянии 100 метров от центра NT200 были помещены дополнительно три струны с двенадцатью фотоумножителями каждая. В перспективе планируется создать детектор объёмом в кубический километр (“km³-scale Baikal Telescope”), и три этих струны как раз являются его первой частью. Однако, проект почти не имеет финансирования и вряд ли будет реализован. Существуют теоретические наработки[15] по созданию в озере Байкал акустического нейтринного телескопа. Все они обречены на полный провал, поскольку вода в озере имеет среднюю температуру около 4 градусов и, следовательно, не расширяет-

ся при нагревании. Кроме того, половину года поверхность Байкала покрыта льдом, порождающим громкий треск при малейшем изменении температуры.

Заслуживает упоминания также установка AMANDA, действовавшая на южном полюсе и ставшая помимо прочего полигоном для обкатки технологий, применяемых сейчас в IceCube.

Все эти эксперименты скорее подтвердили возможность детектирования нейтрино при используемых технологиях, однако не зарегистрировали ни одну частицу от космических источников.

2.2 Перспективные проекты

2.2.1 IceCube

IceCube[5] — черенковский детектор объёмом в кубический километр, конструируемый американскими учёными на южном полюсе. Всего во льду планируется пробурить 80 шахт глубиной по два с половиной километра и опустить в них струны с 60-ю оптическими модулями на каждой, удалёнными друг от друга на расстояние в 17 метров. Таким образом, самые верхние оптические модули будут закреплены на глубине в 1400 метров. Струны расположены на расстоянии 125 метров друг от друга и образуют гексагональную структуру. Бурение производится с помощью горячей воды.

На поверхности льда будет расположен комплекс IceTop. Он будет использоваться для отбрасывания всех нисходящих событий с энергией больше 10^{14} эВ а также для определения атмосферных ливней.

IceCube будет способен идентифицировать мюонные треки от ν_μ с $E_\nu > 10^{11}$ эВ, электромагнитные каскады от ν_e с $E_e > 10^{13}$ эВ, а также таонные нейтрино энергий $E_\nu > 10^{15}$ эВ. Постройку планируется завершить в 2010 году, и детектор сможет ловить нейтрино, прилетающие через верхнюю полусферу Земли.

Как было указано выше, в три скважины помимо струн с оптическими модулями были также опущены струны с тестовыми гидрофонами. Изучение распространения звука во льду южного полюса позволит в дальнейшей перспективе построить ещё более огромный детектор, построенный на акустическом принципе и содержащий IceCube в качестве своей центральной части.

2.2.2 NEMO

NEMO — это итальянский проект по конструированию похожего на IceCube детектора, но в Средиземном море. В 1998 году было выбрано место для будущего строительства в 80 километрах к юго-востоку от Сицилии. Глубина моря там составляет три с половиной километра. В течение девяти лет на месте производятся измерения скорости течения, акустического шума и прочих параметров. На данный момент не существует финального проекта установки. Более того, не решено, использовать ли гидрофоны, или ограничиться черенковскими счётчиками. Предполагается, что в перспективе NEMO будет работать в партнёрстве с IceCube, поскольку видные им области небесной

сферы значительно перекрываются, а значит получаемые данные можно будет сверять и калибровать.

На данный момент одновременно производятся два эксперимента. Nemo Phase-1/2 Project направлен на подробное изучение места будущего расположения эксперимента и стресс-тестирование оборудования. Он будет завершён к концу 2007 года. Ocean Noise Detection Experiment запущен в январе 2005 года. Он представляет собой систему из нескольких гидрофонов, установленную на дне и измеряющую акустические параметры моря[12].

2.2.3 NESTOR, ANTARES, KM3NeT

Два других аналогичных NEMO проекта — греческий NESTOR и французский ANTARES[11]. Первый планируется завершить в течение трёх лет. Уже готов и установлен один модуль, с помощью которого набирается статистика по космическим ливням. Во французском проекте разрабатываются концепции замены отдельных оптических модулей гидрофонами, но при этом решительно неясны конкретные планы по вводу установки в строй. KM3NeT — общеевропейский проект по разработке и постройке третьего аналога NEMO. Он поддерживается европейскими бюрократическими институтами и, судя по всему, рассматривается ими как единственный из всех четырёх проектов, который будет действительно завершён. При этом в течение двух лет планируется завершить собственно разработку проекта, а затем ещё пять лет ожидается потратить на его материализацию.

3 Работа

3.1 Концепция

Итак, поставленная задача состоит в том, чтобы уметь быстро рассчитывать создание и развитие акустического поля, создаваемого в воде нейтрино энергии $E_0 \approx 10^{20}$ эВ. Задача делится на два этапа: на получение начального распределения энергии и на последующий расчёт акустического поля на его основе. Второй этап не представляет собой принципиальных трудностей, поскольку сводится к решению уравнения гиперболического типа.

Первый же этап требует более изощрённого подхода, чем тот, который можно предложить в первую очередь, то есть прямое моделирование последовательного рождения частиц и потерь ими энергии. Оно невозможно по причине крайне большого числа рождающихся в каскадах частиц и, соответственно, нерациональных требуемых компьютерных ресурсов.

3.2 Гибридный метод

Предложенный[8] Леонидом Григорьевичем Деденко так называемый «гибридный» метод решения первого этапа задачи состоит в разбиении энергетического диапазона на

три части и на применение в каждом из них своего метода. При энергиях от 0 до $E_{\text{thr}} \approx 10^{10}$ эВ (1-й диапазон) и от $E_{\text{LPM}} \approx 10^{14}$ эВ до E_0 (3-й диапазон) используется метод Монте-Карло, а в среднем (2-м) диапазоне, при энергиях от E_{thr} до E_{LPM} — метод транспортных уравнений. Этот метод имеет реализованные аналоги для атмосферных ливней в воздухе, но не реализован для морской среды.

Из компонент адронного ливня нам интересны только нейтральные пионы, распадающиеся с испусканием γ -квантов. Можно положить, что нейтральные пионы стабильны при энергиях выше $\approx 10^{18}$ эВ, а остальные адроны — при всех энергиях вообще. В результате почти вся энергия рождённых адронов переведётся в высокоэнергетические γ -кванты.

Таким образом, во втором и третьем диапазонах энергии (соответственно через транспортные уравнения и с помощью метода Монте-Карло) отдельно моделируется распространение адронов и лептонов.

Выбор значения E_{thr} обусловлен тем, что при более низких энергиях в электромагнитном ливне становится значительным число частиц, удалённых от его оси. Кроме того, при соответствующих энергиях уже не играют роли отдельные распады пионов, так что можно считать, что ниже E_{thr} существуют только электромагнитные каскады.

Величина E_{LPM} — характерный предел по энергии, выше которого начинает проявляться так называемый эффект Ландау-Померанчука-Мигдала (“LPM-effect”). Он заключается в резком уменьшении сечений процессов рождения пар и тормозного излучения. В адронную составляющую передаётся примерно 20% энергии нейтрино, и можно считать, что эффект ЛПМ не будет играть особой роли в этом случае. Напротив, случай, когда большая часть энергии передаётся электрону, достаточно сложен. Если энергия электрона будет больше $\approx 10^{19}$ эВ, тогда из-за эффекта ЛПМ длина каскада значительно возрастет. Например, длину каскада от электрона энергии 10^{18} эВ можно оценить в 50 метров, электрон же энергии 10^{21} эВ даст каскад длиной уже порядка километра. Также возникнет эффект, связанный с тем, что длины свободного пробега для процессов рождения пар и тормозного излучения станут намного больше, чем длины отдельных субкаскадов, которые уже не подвержены эффекту ЛПМ. Поэтому моделирование развития отдельных каскадов возможно только с помощью метода Монте-Карло.

Затем при увеличении числа вторичных частиц флуктуации придут к определённому балансу, поскольку энергия этих частиц уже будет ниже характерной энергии ЛПМ $E_{\text{LPM}} \approx 10^{14}$ эВ. Поперечное распределение частиц станет значительным намного позднее, при энергиях ниже E_{thr} . Поэтому в этом втором диапазоне энергий можно использовать значительно более экономный по сравнению с методом Монте-Карло метод транспортных уравнений.

Итак, как было указано выше, развитие электромагнитных каскадов в первом диапазоне энергии моделируется методом Монте-Карло. Исходными данными при этом служит информация, полученная в результате моделирований во втором диапазоне энергии. Эта информация представляет собой плотности распределения фотонов и электронов разной энергии в зависимости от глубины (поперечная координата отсутствует, по-

сколько мы приближённо считаем каскад при энергиях $E \geq E_{\text{thr}}$ сконцентрированным около оси): $L_e(E, z)$ и $L_\gamma(E, z)$. Каждая из этих двух функций называется «функцией источника».

Принципиальным моментом является то, что на этом этапе собственно моделирование с помощью метода Монте-Карло выполняется не каждый раз, а только единожды. Оно состоит в расчёте пространственных распределений энергии $S_e(E_i, z, r)$ и $S_\gamma(E_i, z, r)$ от электронов и гамма-квантов отдельных энергий $E_i \leq E_{\text{thr}}$. Для каждого E_i проводится множество моделирований, а затем полученные данные усредняются и сохраняются для последующего использования.

После этого искомое распределение энергии $Q(z, r)$ может быть легко оценено:

$$Q(z, r) = \int_0^z d\xi \int_0^{E_{\text{thr}}} dE \left(L_\gamma(E, \xi) S_\gamma(E, z - \xi, r) + L_e(E, \xi) S_e(E, z - \xi, r) \right)$$

Значения S -функций в этой формуле усредняются из сохранённых S -данных.

3.2.1 Расчёт акустического поля

На основе получаемого распределения энергии $Q(z, r)$ легко рассчитать развитие в воде акустических волн. Неоднородное волновое уравнение для акустического давления p имеет следующий вид:

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{\alpha}{C_p} \frac{\partial Q}{\partial t}$$

В нём c — скорость звука, α — постоянная теплового расширения воды, а C_p — теплоёмкость воды при заданном давлении. Плотность поглощённой энергии Q можно связать с темпом её поглощения q : $Q = \frac{\partial q}{\partial t}$, и кроме того можно ввести постоянную Грюнайзена

$$\Gamma = \frac{\alpha c^2}{C_p}.$$

Тогда неоднородное волновое уравнение можно переписать в виде

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\Gamma q)}{\partial t^2}$$

Начальные условия для уравнения имеют вид

$$p(x, y, z, t = 0) = 0$$

Энергия выделяется в среде за время $\tau_c \sim 7 \cdot 10^{-8}$ с, оно определяется скоростью распространения в среде ультрарелятивистских частиц. При этом характерное время распространения звука в поперечном направлении от оси каскада определяется скоростью

звука и равно по порядку величины $\tau_s \sin 7 \cdot 10^{-5} \text{с}$. Поэтому можно использовать приближение, когда энергия в каскаде выделяется практически мгновенно, то есть перейти от неоднородного уравнения к однородному

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0$$

с новыми начальными условиями

$$p(x, y, z, t=0) = \Gamma q$$

Его решение можно определить по формуле Пуассона:

$$p(x, y, z, t=0) = \frac{\Gamma}{4\pi} \left(\frac{\partial}{\partial R} \iint \frac{q}{R} dS \right),$$

где интеграл берётся по сферической поверхности $R = ct$ с центром в точке (x, y, z) .

4 **Нынешняя ситуация**

Целостный комплекс приложений разработан Л. Деденко на языке FORTRAN. Его расчёты, однако, носят скорее оценочный характер, и в частности, моделирование методом Монте-Карло в первом диапазоне энергий требуется более точно произвести с использованием пакета Geant4[1]. Именно эта часть вышеизложенного гибридного метода была реализована в работе.

4.1 **Программа**

При выполнении работы было реализовано три консольных программы, предназначенных для моделирования методом Монте-Карло пространственных распределений энергии $S_e(E_i, z, r)$ и $S_\gamma(E_i, z, r)$.

4.1.1 **Библиотека данных**

Получение распределений $S_e(E_i, z, r)$ и $S_\gamma(E_i, z, r)$ производится с помощью программы, использующей созданный в ЦЕРН'е пакет моделирования прохождения частиц через вещество под названием Geant4.

Geant4 представляет собой не готовый программный продукт, подобный пакетам Mathematica или Matlab, а распространяющуюся в исходных кодах библиотеку, предназначенную для написания собственных программ с её использованием. Предыдущая версия Geant'a, GEANT3, имевшая распространение в середине 90-х годов, была написана на формульном языке FORTRAN. Это ограничивало практически до нуля возможности по какой-либо серьёзной модификации пакета под собственные нужды, а также очень сильно затрудняло его использование, поскольку предлагало крайне жёсткий путь включения вычислений в собственные программы.

Geant4 появился в самом конце 90-х годов, и уже к 2003 году после исправления всех серьёзных ошибок стал полнофункциональным и надёжным инструментом. В частности, он использовался в самом ЦЕРНе при моделировании параметров входящего в строй огромного ускорителя LHC. Разработка четвёртой версии пакета производилась с нуля на языке C++ в парадигме объектно-ориентированного программирования. Это позволило перейти от устаревшей концепции вызывающих друг друга функций, использующих сторонние данные, к концепции независимых классов объектов, заключающих в себе необходимую для выражаемых ими операций логику. При этом, если логика различных операций однотипна, то для неё существует так называемый «абстрактный» класс, а классы, реализующие эти конкретные операции, проявляют по отношению к соответствующим абстрактным классам операцию «наследования». Другими словами, объекты этих классов являются также и объектами абстрактных классов. Например, объекты классов `G4GammaConversion` и `G4eBremsstrahlung`, моделирующих процессы рождения пар и тормозного излучения, являются объектами `G4VProcess`. Пакет смоделирован таким образом, что управляющие классы используют в своей работе указатели на объекты именно абстрактных классов. То есть, существует возможность написать собственный класс для моделирования неучтённого в стандартном пакете Geant4 физического процесса и наравне с другими использовать его при моделировании.

Тем не менее, несмотря на безупречную как с точки зрения логики построения, так и с точки зрения производительности, структуру пакета, работа с ним возможна только под операционной системой Linux. Дело в том, что компиляция программ, использующих Geant4, очень здорово завязана на разные параметры конкретной установки пакета, такие как параметры визуализации, расположение и структура файлов и прочее. Компонента, который бы учитывал эти параметры при компиляции программы из-под Microsoft Visual Studio, стандартной среды для разработки программ под Windows, не существует. Он отсутствует по той банальной причине, что в научных институтах, где профессионально занимаются Geant4, применяется Linux, и такая возможность не представляет необходимости. Под Windows возможно установить программу Cygwin, являющуюся по сути эмулятором Linux'а, и компилировать программы в ней. Тем не менее, этот подход бессмысленен, поскольку не позволяет пользоваться богатыми возможностями Visual Studio по отладке программ, и, кроме того, весьма неудобен. Таким образом, для написания программы под Geant4 нужно использовать операционную систему Linux.

Принцип написания такой программы следующий. Во-первых, нужно создать собственные реализации абстрактных классов `G4VUserDetectorConstruction`, `G4VUserPrimaryGeneratorAction` и `G4VUserPhysicsList`. Они предназначены соответственно для определения геометрии системы («детектора»), для задания начальных частиц, прохождение которых через систему будет моделироваться, а также для выбора тех процессов, которые будут использоваться при этом моделировании.

Во-вторых, нужно создать объект класса `G4RunManager` и передать ему с помощью его специальных методов указатели на объекты трёх реализованных классов. Затем достаточно вызвать его функцию `BeamOn()`, и начнётся собственно моделирование. Когда

все частицы либо вылетят за пределы детектора, либо — для стабильных — потеряют всю кинетическую энергию, моделирование будет завершено, и функция вернёт управление.

Извлекать информацию о протекании моделирования, либо влиять на него, например, уничтожая частицы, можно, реализовав дополнительно собственные классы, наследующие от `G4UserSteppingAction`, `G4UserTrackingAction`, `G4UserEventAction` и также передав указатели на их объекты объекту `G4RunManager`. У каждого из этих классов должны быть определены специальные функции. У первого она будет вызываться для каждой частицы при каждом шаге моделирования, у второго — в начале и в конце моделирования для каждой частицы, а у третьего — в начале и в конце работы функции `BeamOn()`. Также извлекать информацию о ходе моделирования можно реализовав класс `G4VSensitiveDetector` и прикрепив его объект к тому объёму в составе детектора, который непосредственно интересен. Именно последний подход был реализован в программе.

Модуль под названием `w01` представляет собой собственно моделирующую программу, использующую библиотеку `Geant4`. Он был написан в Linux'e на языке C++ с использованием среды `KDevelop`. Два других модуля, `combine.exe` и `makeimage.exe`, были написаны в Windows, в среде `Microsoft Visual Studio`, на языке C# под платформу `.net Framework 2.0`. Первая из этих программ предназначена для усреднения отдельных распределений S_i , создаваемых `w01`, а вторая — для быстрого построения графических изображений этих данных. Использование возможностей C# позволило легко написать и отладить два этих модуля. Несмотря на то, что они были откомпилированы в среде Windows, их работа под Linux'ом также возможна благодаря существующей под эту операционную систему реализации платформы `.net` под названием `Mono`[2]. При этом не происходит какого-то падения производительности. Дело в том, что бинарные файлы этих программ не являются исполняемыми сами по себе и не привязаны к конкретной компьютерной системе. Их содержимое — максимально абстрагированный код, доводящийся до машинного `.net`-платформой при запуске.

4.1.2 Модуль `w01`

Реализованная программа `w01` помимо вышеописанной структуры стандартной `Geant4`-программы включает в себя ещё два структурных компонента, позволяющих автоматизировать её запуск с помощью возможностей скриптовых файлов операционной системы Linux. Эти компоненты реализованы в классах с названиями `Config` и `Energizer`.

`Config` представляет собой мощнейший модуль по работе с настройками. В рабочей директории программы лежит специальный текстовый файл под названием `app.config`, на каждой строке содержащий пару ключ-значение. Его типичный пример таков:

```
TUBUS_HALFLLENGTH_METERS=4
TUBUS_RADIUS_CENTIMETERS=15
ENERGY_EV=1e10
ENERGY_MIN_EV=0
```

```
GUN_PARTICLE=gamma
SESSION=1
BATCH_VIS=vis.mac
QUIET=1
LOG_DATA=1
LOG_BINARY=0
LOG_STEPS_R=300
LOG_STEPS_Z=400
LOG_FOLDER=/mnt/fat32/works/geant/photono/logs
RUN_COUNT=1
```

Кроме того, те же параметры можно задавать при запуске программы из командной строки. Например, вызов

```
w01 ENERGY_EV=1e8 RUN_COUNT=5000 GUN_PARTICLE=e-
```

приведёт к повторению моделирования пять тысяч раз, причём использоваться будет не десятигэвный γ -квант, а стомэвный электрон. Чтение настроек производится в программе с помощью трёх доступных функций: `Config::GetString()`, `Config::GetInt()` и `Config::GetDouble()`. Как правило, они используются следующим образом:

```
G4double halflen = Config::GetDouble("TUBUS_HALFLENGTH_METERS",
                                     DEFAULT_TUBUS_HALFLENGTH_METERS);
```

В этом примере, взятом из класса конструирования геометрии детектора, узнаётся значение длины водяного цилиндра, в котором происходит рождение электромагнитного ливня. Первый параметр функции — название переменной, второй — значение по-умолчанию. Оно будет возвращено функцией `GetDouble()`, если значение переменной не задано, или не является числом. Константа `DEFAULT_TUBUS_HALFLENGTH_METERS` жёстко определена в заголовочном файле:

```
#define DEFAULT_TUBUS_HALFLENGTH_METERS 10.
```

Такая конструкция позволила добиться трёх вещей:

- Программу можно запускать с разными параметрами без перекомпилирования кода.
- Возможность задавать параметры через командную строку позволила использовать богатые возможности скриптовых файлов Linux для автоматизированного запуска программы.
- Система со значениями по умолчанию позволяет не указывать ненужные параметры в файле `app.config` и тем самым помогает избежать ненужных ошибок.

Кроме того следует отметить, что также реализованы и **Set**-функции, позволяющие записывать настройки в конфигурационный файл. Весь модуль **Config**, таким образом, предоставляет огромные возможности по использованию настроек в программе.

Модуль **Energizer** содержит весь код, необходимый для сохранения вовне программы извлечённых из моделирования данных. Как было указано выше, выделение энергии от нейтрино энергии 10^{20} эВ в морской воде происходит внутри цилиндра длиной 15 метров и радиусом 20 сантиметров. В программе в качестве объёма моделирования используется водяной цилиндр произвольно задаваемых размеров (z, r) . При каждом шаге моделирования реализацией **G4VSensitiveDetector** вызывается функция

```
Energizer::AddEnergy(double energy, G4ThreeVector& vec)
```

Её параметры — полное выделение энергии частицей за шаг моделирования и её координата. Внутри себя **Energizer** содержит массив чисел размерами $[\text{LOG_STEPS_Z}, \text{LOG_STEPS_R}]$, являющийся квантованным представлением водяного цилиндра. Ячейка с индексами $[i, p]$ отвечает части цилиндра в форме прямоугольного тороида с координатами

$$\left[\frac{i}{\text{LOG_STEPS_Z}}z; \frac{i}{\text{LOG_STEPS_Z}}z + dz \right], \quad \left[\frac{p}{\text{LOG_STEPS_R}}r; \frac{p}{\text{LOG_STEPS_R}}r + dr \right],$$

где

$$dz = z/\text{LOG_STEPS_Z}, \quad dr = r/\text{LOG_STEPS_R}.$$

При каждом вызове **AddEnergy()** определяется ячейка массива, соответствующая той точке цилиндра, в которой произошло выделение энергии, и к её значению добавляется количество этой выделившейся энергии.

После завершения моделирования массив пробегается в цикле, и значения его ячеек делятся на объёмы соответствующих колец. Далее массив сохраняется в текстовый файл, и числа в нём представляют распределение плотности выделенной энергии в цилиндрических координатах. Задание параметров **LOG_STEPS_Z** и **LOG_STEPS_R**, таким образом, задаёт точность получаемого распределения. Типичное название текстового файла следующее:

```
PgammaE1e10R150Z8000S300_400T1179352011.plg
```

После первой буквы **P** идёт название частицы, затем после **E** её энергия. После **R** и **Z** — радиус и длина цилиндра. Два числа после **S**, разделённые знаком подчёркивания — используемые размеры массива. Наконец, последнее число выражает время, когда было произведено моделирование. Если программа была запущена два раза в течение одной секунды, то перед точкой в имя файла добавляется восклицательный знак и последовательные числа. Таким образом, любые два моделирования гарантированно имеют разные имена файлов. Содержимое файлов — разделённые пробелами числа. Для экономии места на диске существует также возможность записи чисел в бинарном формате.

4.1.3 combine.exe

Если `w01` запускается с параметром `RUN_COUNT`, не равным единице, то производится соответствующее количество моделирований, и результаты каждого записываются в отдельный файл.

Программа `combine.exe` предназначена для усреднения распределений энергии, сохранённых во множество таких файлов. В качестве своего параметра она принимает строку, с которой сверяет имена файлов в рабочей директории до первого совпадения. Затем она выбирает все файлы с той же частью названия от буквы `P` до буквы `T`, производит усреднение, и записывает результат в том же формате в файл с именем вроде

```
AV#100PgammaE1e10R150Z8000S300_400T11793673634925320.plg
```

Число после `AV#` — количество файлов, среди которых было произведено усреднение. Естественно, возможно производить усреднение и среди таких файлов. Тогда префикс `AV#` будет добавлен вторично.

4.1.4 makeimage.exe


Создание `makeimage.exe` имеет простую цель быстрой и лёгкой визуализации получаемых данных. Она принимает в качестве параметров имена файлов, читает их содержимое и сохраняет в виде графического файла в формате `png`. Командная строка Linux имеет интересную возможность, отличающую её от таковой в Windows: при передаче параметров программе можно использовать подстановочные знаки вроде “?” и “*”. Тогда параметр будет рассмотрен как шаблон, и программе на самом деле будут переданы все имена файлов, удовлетворяющие этому шаблону. Например, вызов

```
./makeimage.exe AV*E1e10*.plg
```

позволит создать графические файлы для всех усреднённых данных для энергий 10^{10} эВ. Существует возможность выводить не только пространственное распределение энергии, но и обратно умножать числа в массиве на объёмы колец детектора с тем, чтобы строить первоначальные накопленные данные.

4.2 Результаты

На данный момент программы полностью отлажены и с их помощью проверяются и изучаются разные особенности Geant4, которые могут повлиять на получаемый результат. В первую очередь это выбор набора физических процессов. Дело в том, что Geant4 не является чёрным ящиком, который умеет делать всё и идеальным образом. Как используемые в моделировании частицы, так и применяемые к ним процессы должны задаваться явным образом. При этом помимо обычных электромагнитных процессов доступны также и специальные наборы процессов для низких энергий, `LowEnergy` и `Penelope`. Они предназначены для использования в диапазоне энергий от 250эВ до 100ГэВ, то есть используемый нами первый диапазон покрывается с лихвой.



```
(5000) gamma, 1e+11eV  
r=15cm, z=8m, sr=300, sz=400
```

Рис. 3: Примерный вид графического представления получаемого распределения, создаваемый модулем `makeimage.exe`.

Программа `w01` включает в себя возможность использования пяти наборов процессов. Это, во-первых, стандартный набор `QGSP`, предназначенный для универсального моделирования адронных процессов и, само собой, включающий в себя все стандартные электромагнитные процессы. Другие четыре набора были реализованы самостоятельно. Второй набор включает только электроны, позитроны и фотоны. Для фотонов используются стандартные процессы фотоэффекта, комптоновского рассеяния и рождения пар. Для лептонов — процессы ионизации, тормозного излучения, и для позитрона — процесс его распада. Третий набор отличается от второго добавлением мюонов и соответствующих им процессов. Четвёртый и пятый наборы похожи на второй, но стандартные процессы заменены на свои `LowEnergy-` и `Penelope-` аналоги.

С помощью скриптового файла были автоматически получены распределения энергии для гамма-кванта с энергиями 10^5 , 10^6 , ..., 10^{11} электронвольт для каждого из пяти наборов процессов, причём для каждого случая была накоплена статистика из пяти ты-

сяч событий. Обзор графических результатов и просмотр технического вывода модуля w01 позволили сделать следующие первые выводы:

- Данные Penelope-процессов сильно разнятся при энергиях более 10^9 эВ с данными других наборов. При этом характер получаемых результатов весьма странен, и судя по всему, эти процессы нельзя применять при таких энергиях несмотря на официальную документацию.
- QGSP, а также наборы с обычными электромагнитными процессами дают слабо различающиеся результаты. Следует понять причину этих всё же наблюдающихся различий и выбрать один из трёх пакетов с учётом такого фактора, как время работы программы с каждым из них.
- LowEnergy-процессы дают более мощное выделение энергии у центра пучка и более узкий пучок в целом. Следует изучить параметры и настройки LowEnergy-процессов.
- Всё вышесказанное верно для графиков ненормированных значений выделенной энергии в ячейках массива. Графики плотности выделения энергии в цилиндрических координатах практически неотличимы друг от друга. Все они представляют собой несколько пиковых точек при минимальном значении радиуса около нуля по оси z . Во всех остальных точках выделение на порядки меньше. Нужно понять, действительно ли это может быть так.

4.3 Перспективы и планы

В работе было описано общее состояние современной физики по детектированию нейтрино, дан обзор предложенного Л.Г. Деденко гибридного метода по расчёту акустического поля, создаваемого в воде нейтрино больших энергий, а также подробно описано устройство созданной и применяемой программы на основе пакета Geant4.

Дальнейшие планы состоят в реализации в качестве программ всех остальных частей гибридного метода, их сопряжении и последующем изучении первых полученных результатов. Одновременно нужно разработать стратегию анализа данных, получаемых с помощью w01, и выбрать наилучший способ использования программы.

Список литературы

- [1] <http://geant4.cern.ch/>.
- [2] http://www.mono-project.com/Main_Page.
- [3] E. Kh. Akhmedov. Neutrino oscillations: theory and phenomenology, hep-ph/0610064v2.
- [4] D.R. Bergman. Observation of the gzk cutoff using the hires detector. *Nuclear Physics B — Proceedings Supplements*, 165:19–26.

- [5] IceCube Collaboration. First year performance of the icecube neutrino telescope, astro-ph/0604450v2.
- [6] N. W. Evans, F. Ferrer, and S. Sarkar. Clustering of ultrahigh energy cosmic rays and their sources. *Phys. Rev. D*, 67(10):103005, May 2003.
- [7] Yuval Grossman. Tasi 2002 lectures on neutrinos, hep-ph/0305245v1.
- [8] Dedenko et al. L.G. Hybrid scheme of simulation of electron-positron and electron-hadron cascades in dense medium at ultra-high energies. In Nahnhauser [10], pages 45–49.
- [9] Kai Martens. The telescope array and its low energy extension. *Nuclear Physics B – Proceedings Supplements*, 165:33–36.
- [10] Rolf Nahnhauser, editor. *Proceedings of the International Workshop (ARENA 2005)*, 2005.
- [11] Lahmann et al. R. Integration of acoustic equipment into antares. In Nahnhauser [10], pages 227–231.
- [12] Piera Sapienza. Status of the nemo project, astro-ph/0611105v1.
- [13] Andrew L. Stachyra. *A Search for Astrophysical Point Sources of Neutrinos with Super-Kamiokande*. PhD thesis, University of Washington, 2002.
- [14] Justin Vandenbroucke. Summary: Acoustic detection of ehe neutrinos, astro-ph/0611503v1.
- [15] Aynutdinov et al. V.M. A device for detection of acoustic signals from super high energy neutrinos. In Nahnhauser [10], pages 117–121.
- [16] Eli Waxman and John Bahcall. High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound. *Phys. Rev. D*, 59(2):023002, Dec 1998.
- [17] R. Wischnewski. The baikal neutrino experiment: From nt200 to nt200+, astro-ph/0609743v1.