

А. Ш. Георгадзе, В. М. Павлович

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев***ДЕТЕКТОР РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО  
НА ОСНОВЕ ПЛАСТМАССОВЫХ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫХ СТЕРЖНЕЙ**

Рассмотрен проект секционированного детектора антинейтрино, в котором применяются пластмассовые сцинтилляционные стержни размером  $10 \times 10 \times 100$  см, покрытые гадолинийсодержащей пленкой и собранные в квадратный блок объемом  $1 \text{ м}^3$ . Установленные с торцов стержней сплошные пластмассовые световоды размером  $100 \times 100 \times 10$  см обеспечивают распределение сцинтилляционного света одновременно между всеми фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), формируя специфическое амплитудно-пространственное распределение (АПР) сигналов ФЭУ, характерное для определенного ядерно-физического события в детекторе. Анализ АПР позволяет осуществлять эффективную режекцию фоновых событий, обеспечивая высокую эффективность регистрации событий захвата антинейтрино в детекторе. На основании моделирования параметров детектора методами Монте-Карло с помощью программ MCNP и ZEMAX было найдено, что применение критериев отбора позволяет эффективно разделять нейтринные и фоновые события.

*Ключевые слова:* антинейтрино, реактор, сцинтилляционный детектор, нейтринная диагностика.

**Введение**

На протяжении последних десятилетий был достигнут значительный прогресс в определении фундаментальных свойств нейтрино и развиты эффективные методики детектирования нейтрино, что дало толчок для развития прикладных направлений нейтринной физики.

Как известно, ядерный реактор производит энергию в результате расщепления под действием нейтронов тяжелых элементов  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$ . В результате расщепления этих ядер в реакторе в процессе его работы образуются нейтронообогащенные осколки ядер, которые являются  $\beta$ -радиоактивными, и путем цепочки из нескольких последовательных  $\beta$ -переходов распадаются с образованием стабильных ядер. При этом излучается чрезвычайно большое количество антинейтрино. В среднем на каждое деление выделяется энергия приблизительно 200 МэВ и излучается  $\approx 6$  антинейтрино. Реактором с тепловой мощностью 1 - 3 ГВт<sub>тепл</sub> излучается  $\approx 10^{20}$   $\nu_e$  в секунду.

Обычно для регистрации антинейтрино используют реакцию его взаимодействия с протоном. Хотя сечение этой реакции очень мало ( $\sim 10^{-43} \text{ см}^2$ ), чрезвычайно интенсивный поток антинейтрино позволяет регистрировать их относительно малым по размерам водородсодержащим детектором (примерно 1 т вещества в качестве мишени) на расстоянии примерно 20 м от реактора. Поскольку антинейтрино практически не поглощаются в биологической защите и конструктивных элементах реактора, то регистрация потока и спектра антинейтрино предостав-

ляет возможность осуществления дистанционной диагностики процессов в активной зоне реактора путем осуществления независимого контроля мгновенной и интегральной тепловой мощности реактора и эволюции изотопного состава активной зоны реактора в течение кампании.

Впервые использование антинейтрино для контроля работы ядерного реактора было предложено Л. А. Микаэляном [1]. В начале 1980-х годов на 2-м энергоблоке Ровенской АЭС с реактором ВВЭР-440 была создана лаборатория нейтринной физики и проведены пионерские работы по антинейтринной диагностике реакторной установки [2 - 4], которые доказали действенность и перспективность метода. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования метода антинейтринной диагностики ядерного реактора показали принципиальную возможность использования этого метода для определения степени выгорания и текущего содержания  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$  в ядерном топливе не расчетным, а экспериментальным методом.

Недавно практическая возможность использования реакторных антинейтрино для мониторинга АЭС также была подтверждена детектором с объемом  $1 \text{ м}^3$  в эксперименте SONGS, проведенном в San Onofre (США) [5].

26 - 28 октября 2008 г. в МАГАТЭ был проведен семинар [6], на котором обсуждалась возможность создания детектора для антинейтринной диагностики ядерного реактора и определены требования для такого детектора. Был сделан вывод о важности создания практического детектора для применения на ядерных реакторах как средства контроля безопасной эксплуатации ядерной установки.

© А. Ш. Георгадзе, В. М. Павлович, 2015

Несмотря на успех предыдущих экспериментов по регистрации реакторных антинейтрино, использование на коммерческих реакторах в детекторах жидкого сцинтиллятора является ограниченным. В жидком сцинтилляторе обычно применяются химически токсичные и огнеопасные органические растворители, что создает препятствия в широком использовании жидкого сцинтиллятора в антинейтринных детекторах из соображений безопасности. Как альтернативный выбор в качестве водородсодержащей мишени для такого детектора можно использовать пластмассовый сцинтиллятор. При этом обеспечивается возможность безопасной эксплуатации детектора, удобство его монтажа и простота в обслуживании.

Хотя использование пластмассовых сцинтилляторов приводит к некоторой потере эффективности, поскольку количество атомов водорода в них несколько меньше, чем в жидких сцинтилляторах, однако применение твердых пластмассовых сцинтилляторов позволяет сделать детектор с большим уровнем секционированности, что значительно снизит фон случайных совпадений от событий, связанных с регистрацией распадов естественных радиоактивных элементов ( $^{40}\text{K}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ ), которые находятся в рассеянном состоянии в конструкционных материалах детектора, пассивной защиты.

Поскольку использование массивной пассивной защиты ограничено размерами помещения для размещения детектора, то важным средством защиты от фоновых реакций в секционированном детекторе является именно высокая пространственная разрешающая способность детектора, которая предоставляет возможность осуществлять выделение полезных событий с помощью дополнительных критериев отбора – топологических – и таким образом значительно улучшить соотношение сигнал/фон.

Кроме того, необходимым параметром конструкции детектора антинейтрино, который может стать штатным инструментом диагностики ядерного реактора, является простота в эксплуатации и надежность на протяжении нескольких лет непрерывной работы. Потребность в сервисных работах должна быть не чаще одного-двух раз в год и обслуживание должно осуществляться персоналом среднего уровня квалификации. С учетом указанных требований была разработана конструкция детектора на основе пластмассовых сцинтилляторов.

В настоящей работе описывается проект детектора с использованием пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола (UPS-923A). Основная идея состоит в применении более безопасных пластиковых сцинтилляторов, а также

небольшого количества фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) и каналов регистрации с целью достижения оптимального соотношения стоимости создания и эксплуатации детектора.

### Детектор

Детектор для регистрации реакции захвата антинейтрино (рис. 1) состоит из 100 пластмассовых сцинтилляционных стержней призматической формы с размерами  $10 \times 10 \times 100$  см, которые собраны в кубический блок. Торцы стержней с двух сторон оптически соединены с плоскими световодами из пластмассы размером  $100 \times 100 \times 10$  см, которые обеспечивают распределение света между ФЭУ. Количество ФЭУ диаметром 200 мм составляет 16 с каждой стороны (всего 32). Поскольку такое количество ФЭУ не может покрыть всю поверхность плоского световода, для улучшения светосбора применены концентраторы. Каждый сцинтилляционный стержень обернут слоем отражателя из алюминизированного майлара и слоем майлара с нанесенной на него краской, которая содержит химическое соединение гадолиния для повышения вероятности захвата нейтрона. Между сцинтилляционными стержнями и майларом остается прослойка воздуха, обеспечивающая полное внутреннее отражение света. Общий активный объем детектора  $1 \text{ м}^3$ .

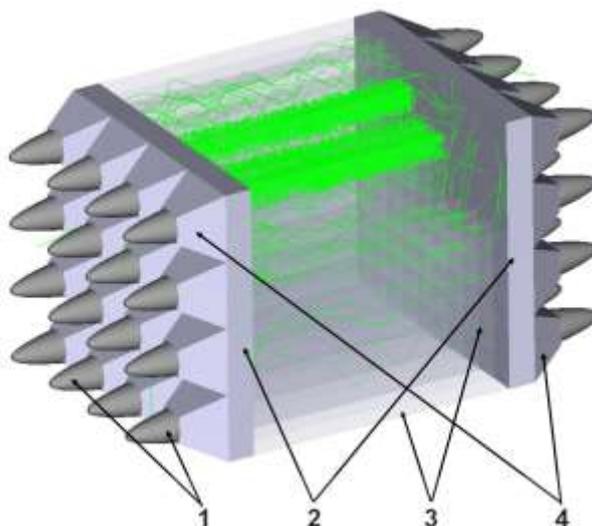


Рис. 1. Схема детектора: 1 – ФЭУ детектора; 2 – плоские световоды; 3 – пластмассовые сцинтилляционные стержни; 4 – концентраторы света. (См. цветной рисунок на сайте журнала.)

Антинейтрино от реактора регистрируются с помощью реакции обратного  $\beta$ -распада (ОБР)



и последующих реакций

$$e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma, \quad (2)$$

$$n + {}^{155}\text{Gd} \rightarrow {}^{156}\text{Gd}^* \rightarrow {}^{156}\text{Gd} + \gamma, \quad (3)$$

$$n + {}^{157}\text{Gd} \rightarrow {}^{158}\text{Gd}^* \rightarrow {}^{158}\text{Gd} + \gamma. \quad (4)$$

Порог реакции ОБР составляет 1,806 МэВ. Антинейтрино  $\nu_e$  взаимодействует с протоном  $p$ , который в составе водорода содержится в пластиковом сцинтилляторе. Выделение реакции ОБР из фоновых событий происходит с помощью задержанного совпадения продуктов реакции ОБР.

Позитрон, двигаясь в сцинтилляторе, за время меньше нескольких наносекунд теряет энергию и тормозится в результате процессов ионизации, после чего аннигилирует с электроном с излучением двух  $\gamma$ -квантов с общей энергией 1,022 МэВ. С другой стороны, энергия нейтрона, который значительно тяжелее позитрона, составляет 5÷20 кэВ. На протяжении 4÷5 мкс нейтрон замедляется, а затем  $\sim 60$  мкс диффундирует с поглощением либо на ядре водорода с излучением  $\gamma$ -кванта с энергией 2,2 МэВ, либо захватывается ядрами  ${}^{155}\text{Gd}$  и  ${}^{157}\text{Gd}$  с излучением в среднем трех  $\gamma$ -квантов с суммарной энергией 8 МэВ. Регистрация события захвата антинейтрино происходит по совпадению двух сигналов от аннигиляции позитрона по аннигиляционным  $\gamma$ -квантам (первое событие) и от  $\gamma$ -квантов, которые сопровождают захват нейтрона (второе событие), если они произошли внутри определенного временного интервала. Высокие энергии обоих событий и короткое время между ними позволяют эффективно уменьшить фон с помощью метода задержанных совпадений.

Для защиты от внешнего фона детектор окружен пассивной защитой из свинца и борированного полиэтилена. Толщина слоев защитных материалов зависит от расположения детектора. Как показывает опыт экспериментов по регистрации реакторных антинейтрино на Ровенской АЭС [4] и Калининской АЭС [7], при расположении детектора под реактором, вследствие большой толщины конструкционных материалов реактора, пассивной защиты из свинца толщиной 10 см и полиэтилена толщиной 15 - 20 см достаточно для подавления внешнего фона до приемлемого уровня.

Предложенная конструкция детектора является уникальной и отличается от методов, используемых в других подобных детекторах, в частности детекторах PANDA [8] и MoNa [9], в которых сцинтилляционный сигнал в каждом индивидуальном стержне регистрируется ФЭУ, уста-

новленными на обоих торцах. В другом случае (проект CoRMORAD [10]), набор стержней (16 - 25) собирается в кластер, который с двух сторон просматривают два ФЭУ. Недостатком первого подхода является большое количество каналов регистрации, что значительно повышает стоимость. Кроме того, известно, что обычные ФЭУ содержат радиоактивные изотопы, которые являются источником высокоэнергетических  $\gamma$ -квантов, и следовательно создают дополнительный фон, связанный со случайными совпадениями. Во втором случае сборка стержней в кластер приводит к уменьшению секционированности детектора и, как следствие, ограничению возможности применения критериев топологического (пространственного) разделения событий сигнала и фона.

В разработанной конструкции детектора используется метод, применяемый в матричных детекторных блоках позитронно-эмиссионных томографов [11]. В таких блоках примерно 100 и более стержней из неорганических сцинтилляторов просматриваются через световод четырьмя ФЭУ, при этом, применяя алгоритм Энжера [12], возможно установить номер кристалла, в котором произошла сцинтилляция. В данном детекторе, также благодаря оптическим контактам между сцинтилляционными стержнями, световодом и ФЭУ, световые фотоны достигают фотокатодов одновременно всех ФЭУ. Амплитуда сигнала отдельного ФЭУ зависит от взаимного расположения его фотокатода и точки сцинтилляции, а соотношение сигналов ФЭУ позволяет идентифицировать стержень, в котором произошла сцинтилляция. Соотношение суммарных сигналов ФЭУ из каждой стороны детекторного блока позволяет установить место сцинтилляции по длине стержня.

Зависимость амплитуды сигналов ФЭУ от расстояния до сцинтилляции в плоскости исходного окна сборки сцинтилляционных стержней формирует специфическое амплитудно-пространственное распределение (АПР) сигналов ФЭУ, характерное для определенного события взаимодействия ядерной частицы в детекторе. В результате разного характера взаимодействия позитронов, нейтронов, протонов,  $\gamma$ -квантов, как показывают результаты моделирования АПР (функции отклика детектора) для разных ядерных процессов, отличаются, что дает возможность с определенной точностью отделять искомые события от фоновых.

На рис. 2 иллюстрируется характер распределения светового потока между всеми ФЭУ детектора.

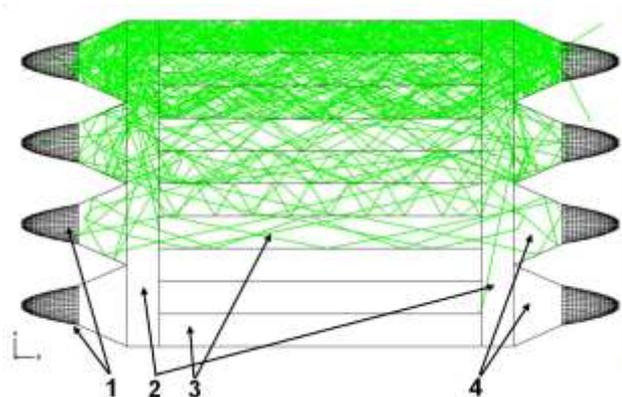


Рис. 2. Распределение световых фотонов между ФЭУ детектора в результате сцинтилляции в верхнем стержне (номера позиций идентичны рис. 1). (См. цветной рисунок на сайте журнала.)

## Моделирование детектора

### Моделирование светосбора

Для определения параметров функционирования детектора проведено моделирование методом Монте-Карло ядерно-физических процессов, светосбора и функции отклика детектора для антинейтрино и фоновых процессов.

В качестве программной среды для моделирования светосбора использовалось программное обеспечение ZEMAX [13] в режиме непоследовательного расчета хода лучей (Non-sequential mode). Была создана детальная оптическая модель детектора и проведено моделирование транспорта фотонов в модулях детектора с целью оптимизации геометрии детектора и определения коэффициента светосбора и энергетического разрешения. Были исследованы различные варианты детектора (разная геометрия стержней, световодов, концентраторов света, применение разных материалов для концентраторов (пластик, кварц), варьировалось количество ФЭУ. Для каждого из вариантов рассчитан коэффициент светосбора.

Выбор программного обеспечения ZEMAX связан с преимуществами, которые имеет эта программа, в сравнении с другими известными пакетами, такими как Detect2000 и Geant4 [14]. Кроме удобства построения сложных многоэлементных конструкций в ZEMAX, в работе [15] показано, что в данной программе точнее описываются экспериментальные данные в сравнении с пакетом Geant4.

При моделировании приняты следующие параметры: сцинтилляционные стержни из полированного полистирола; светоотражающая пленка из алюминизированного майлара с воздушной прослойкой для обеспечения полного внутреннего отражения, коэффициент отражения майлара

$R_{отр} = 0,85$ ; коэффициент светопоглощения в пластмассовом сцинтилляторе (UPS-923A)  $\alpha = 0,003 \text{ см}^{-1}$  [16]. Чтобы учесть фактическое неидеальное качество полирования стержней, их поверхность моделировалась как 95%-ная идеально зеркально отражающая с добавлением 5 % ламбертовского отражения. ФЭУ моделировались как диск толщиной 1 мм из боросиликатного стекла BK7 с индексом преломления  $n = 1,52$ , который соединен с идеально поглощающим детектором с 100%-ной активной зоной и эффективностью регистрации оптического фотона 100 %.

Моделирование коэффициента светосбора выполнено для стержней с поперечным сечением  $5 \times 5 \text{ см}$ ,  $7 \times 7 \text{ см}$  и  $10 \times 10 \text{ см}$  и для ФЭУ с диаметром фотокатода 130 и 200 мм. Также менялась толщина сплошного световода из оргстекла – 50, 100 и 150 мм. Данные моделирования были объединены и проанализированы, чтобы получить информацию о коэффициенте светосбора и энергетическом разрешении детектора. Для расчета энергетического разрешения квантовая эффективность ФЭУ принята 25 %.

Полученные значения коэффициента светосбора для разных геометрий детектора показаны в табл. 1.

Таблица 1. Коэффициент светосбора для различных геометрических параметров сцинтилляционных стержней, разного числа и размеров ФЭУ

Сечение, см	Коэффициент светосбора 16 + 16 ФЭУ	Коэффициент светосбора 9 + 9 ФЭУ
5 × 5	0,24	0,05
7 × 7	0,28	0,14
10 × 10	0,32	0,31

### Моделирование функции отклика детектора

Для вычисления эффективности регистрации антинейтрино и расчета функции отклика детектора была создана детальная оптическая модель детектора в программе ZEMAX. Сначала в программе MCNP [17] моделировался транспорт продуктов реакции ОБР - позитроны,  $\gamma$ -кванты и нейтроны, результаты передавались в программу ZEMAX для расчета распространения сцинтилляционного света в детекторе и формирования АПР сигналов ФЭУ.

Регистрация реакции ОБР осуществляется путем выделения задержанных во времени совпадений сигналов от позитрона и захвата нейтрона. Временной интервал для совпадений выбирается равным  $5 \text{ мкс} < t < 200 \text{ мкс}$ . Нижнее ограничение нужно для того, чтобы убрать фон коррелируемых событий, а верхняя граница связана с вре-

менем захвата нейтрона ядром гадолиния (~ 62 мкс).

Считалось, что направление вылета позитронов изотропно. При аннигиляции образуются 2  $\gamma$ -кванта с энергией  $E_\gamma = 511$  кэВ, которые взаимодействуют с сцинтиллятором главным образом посредством комптоновского рассеяния. В детекторе позитрон и  $\gamma$ -кванты регистрируются одновременно как одно событие.

Световой выход пластмассового сцинтиллятора UPS-923A составляет  $10^4$  оптических фотонов на 1 МэВ. При расчетах в программе ZEMAX сцинтилляционная вспышка, соответствующая торможению позитрона с энергией 1 МэВ, моделировалась изотропным сферическим источником света диаметром 1 см с длиной волны 430 нм и числом лучей (фотонов) 10000 во вспышке. Для протонов количество лучей уменьшалось в соответствии в квенчинг-фактором, зависящим от энергии (см. [18 - 20]).

Оптические фотоны от событий торможения позитрона и поглощения аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, связанных с реакцией ОБР, регистрируются одновременно всеми ФЭУ, образуя характерное распределение амплитуд сигналов всех ФЭУ, которое является функцией отклика детектора для позитронов и аннигиляционных  $\gamma$ -квантов, сумма энергий которых попадает в интервал энергий  $\Delta E_1 = 3 - 8$  МэВ для определенной пространственной позиции в детекторе. Таким способом происходил расчет отклика детектора для точек в каждом сцинтилляционном стержне с шагом 5 см. Эти распределения заносились в базу данных, как такие, которые соответствуют событию реакции ОБР.

#### Моделирование ядерно-физических процессов

Моделирование ядерно-физических процессов и транспорта частиц в детекторе осуществлялось с помощью программного кода MCNP [17].

Нейтрон, который образуется в реакции ОБР со средней энергией 10 - 20 кэВ после замедления и диффузии, может быть захвачен в пластмассовом сцинтилляторе либо ядром водорода с излучением  $\gamma$ -кванта с энергией 2,2 МэВ, либо может быть захвачен в пленке на поверхности блока ядром гадолиния с излучением  $\gamma$ -квантов с суммарной энергией ~ 8 МэВ. Поскольку с целью снижения фона случайных совпадений, связанных с естественной  $\beta$ - и  $\gamma$ -радиоактивностью, которая простирается до энергий в 3 МэВ, нижний порог регистрации установлен в 3 МэВ, захват нейтронов водородом не регистрируется. Фракция нейтронов с энергией в диапазоне 3 - 10 МэВ, которые захватываются на ядрах га-

долиния, была рассчитана с использованием программы MCNP. Испускаемые нейтроны моделировались как изотропный источник с энергией 10 кэВ, расположенный внутри сцинтилляционного стержня. Транспорт нейтронов в пластмассовом сцинтиляторе прослеживался до захвата ядром гадолиния в пленке на поверхности стержня в нейтронпоглощающем слое, содержащем  $Gd_2O_3$  с плотностью  $\rho = 7,8$  г/см<sup>3</sup>.

В первом приближении пренебрегалось анизотропией источника нейтронов реакции ОБР, которая связана с корреляцией направления движения нейтрона с импульсом антинейтрино. Оценки вероятности захвата нейтрона гадолинием и среднее время до захвата для разных поперечных сечений сцинтилляционных стержней представлены в табл. 2.

**Таблица 2. Вероятность захвата на ядре гадолиния и среднее время захвата в зависимости от геометрических параметров сцинтилляционных стержней**

Сечение, см	Вероятность захвата на ядре гадолиния, %	Среднее время захвата нейтрона, мкс
5 × 5	88,1	22
7 × 7	83,6	37,9
10 × 10	75,3	62,4

#### Фон детектора

Источниками фона при регистрации антинейтрино по описанной схеме, т. е. по двум событиям внутри определенного временного интервала, каждое из которых попадает в заданный энергетический интервал, могут быть как случайные совпадения, так и события, при которых первый сигнал связан со вторым определенным физическим процессом. Такие события могут полностью имитировать антинейтринный сигнал.

Основными источниками фона являются заряженные космические лучи (главным образом мюоны), естественная радиоактивность, нейтроны и радиоактивные изотопы, которые образуются в ядерных реакциях при участии космических мюонов в детекторе и в материалах, которые окружают детектор, а также нейтроны, связанные с работой реактора,  $\gamma$ -кванты высокой энергии от нейтронной активации конструкционных материалов реактора.

Космические мюоны могут быть идентифицированы и отброшены посредством топологического анализа амплитудно-пространственного распределения сигналов ФЭУ при прохождении мюона через детектор. Несмотря на высокую радиоактивную чистоту пластмассового сцинтил-

лятора, конструкционные элементы детектора и ФЭУ являются источником  $\gamma$ -квантов, которые попадают в детектор и могут имитировать сигнал в результате случайных совпадений.

### Фон от коррелированных событий

Быстрые нейтроны, возникающие в ядерных реакциях под действием космических мюонов в среде, окружающей детектор, могут проникать в рабочий объем детектора и являются основным источником фона в экспериментах по регистрации реакторных антинейтрино. Нейтроны взаимодействуют с ядрами водорода и углерода путем упругого и неупругого рассеяния на протонах и ядрах углерода, замедляясь до низкой энергии, поглощаются ядрами гадолиния, излучая  $\gamma$ -каскад с энергией 8 МэВ. Сигнал от протона отдачи и задержанного нейтрона имитируют антинейтринный сигнал. Этот процесс имеет особенности, которые позволяют отличать его от реакции ОБР.

На рис. 3 представлены траектории частиц и соответствующее энерговыделение в сцинтилляционных стержнях, полученные в результате моделирования процессов, связанных с фоновыми быстрыми нейтронами и долгоживущими изотопами  ${}^9\text{Li}$  и процесса ОБР.

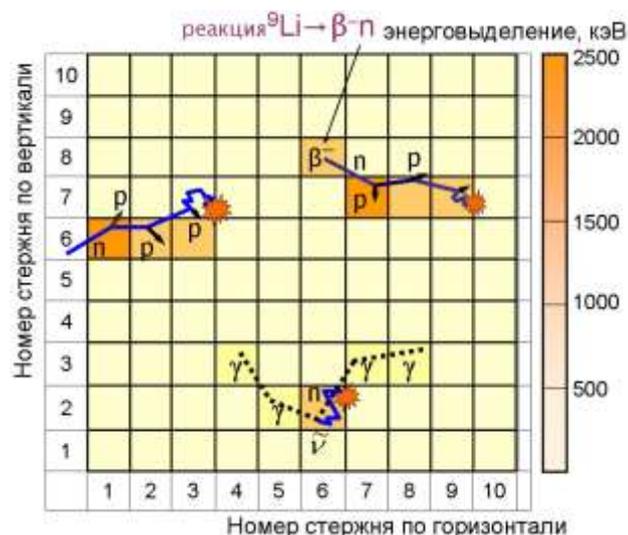


Рис. 3. Типичные траектории частиц и энерговыделение в сцинтилляционных стержнях от процессов, связанных с быстрыми нейтронами, долгоживущим изотопом  ${}^9\text{Li}$ , реакции ОБР (вид со стороны ФЭУ). (См. цветной рисунок на сайте журнала.)

Раздельная регистрация быстрых нейтронов и позитронов реакции ОБР основана на многократности актов рассеяния быстрого нейтрона, в противоположность высокой локализации позитрона, и основана на анализе АПР сигналов ФЭУ, которые формируются этими процессами и существенно отличаются.

Расчет функции отклика детектора АПР сигналов ФЭУ на быстрые нейтроны осуществлялся следующим образом. Поскольку рассчитать с достаточной точностью поток быстрых нейтронов от космических мюонов через детектор невозможно без точной геометрической конфигурации конструкционных материалов, которые окружают детектор и являются источником этих нейтронов, вместо этого мы моделировали транспорт быстрых нейтронов, которые проникают в детектор извне или образуются в детекторе.

Быстрые нейтроны моделировались с использованием программы MCNP как изотропный источник нейтронов с энергиями от 5 до 40 МэВ и с шагом 5 МэВ, расположенный по центру детектора на расстоянии 30 мм от поверхности детектора либо внутри одного из стержней. Выбор энергетического интервала связан с тем, что спектр быстрых нейтронов, которые имеют достаточную интенсивность, простирается до энергий порядка 100 МэВ, но лишь часть протонов отдачи при взаимодействии нейтронов со сцинтиллятором попадает в энергетический диапазон регистрации  $\Delta E_1 = 3 - 8$  МэВ, поскольку величина сцинтилляционного импульса протона в 2 - 3 раза меньше, чем у позитрона равной энергии [18 - 20], поэтому регистрируются лишь те протоны, которые имеют энергию в интервале 8 - 16 МэВ. Согласно результатам моделирования средняя длина свободного пробега нейтрона с энергией 5 - 20 МэВ в пластмассовом сцинтилляторе составляет 10 - 30 см и почти всю энергию он теряет в 2 - 4 стержнях. В каждом акте рассеяния нейтрон теряет в среднем половину своей энергии, поэтому большая часть энергии нейтрона выделяется в ближайшем сцинтилляционном стержне, в следующих стержнях выделение энергии экспоненциально уменьшается. В соответствии с результатами моделирования  $\sim 70\%$  нейтронов теряют более 80 % своей энергии в трех столкновениях в двух-трех соседних стержнях.

При энергиях нейтронов выше 14 МэВ более половины их взаимодействий в сцинтилляторе происходит с ядрами углерода. Поскольку ядро углерода значительно тяжелее протона, максимальная передача энергии в упругом рассеянии составляет около 4 МэВ, но так как ядра углерода значительно тяжелее, световыход от ионизации при торможении этих ядер небольшой, поэтому они не регистрируются в детекторе. Кроме того, 40 % нейтронов с энергиями более 10 МэВ взаимодействуют с углеродом посредством неупругого рассеяния [21] с излучением  $\gamma$ -кванта с энергией 4,43 МэВ.

Для вычисления функции отклика детектора к быстрым нейтронам полученные в программе

MCNP данные по транспорту в сцинтилляционных стержнях нейтронов, а именно энергии и координаты протонов отдачи (с учетом квенчинг-фактора для протонов в пластмассовом сцинтилляторе), передавались в программу ZEMAX для моделирования распространения света в сцинтилляционных стержнях.

Результатом моделирования быстрых нейтронов в ZEMAX является специфическое АПР сигналов ФЭУ, которое резко отличается от АПР для нейтринного события, что позволяет идентифицировать событие как фоновое, связанное с быстрым нейтроном.

В процессе калибровки детектора с помощью различных источников быстрых нейтронов АПР сигналов ФЭУ для быстрых нейтронов (функция отклика детектора к нейтронам) могут быть измерены и использованы в дальнейшем для идентификации нейтронов.

Для определения эффективности режекции фоновых событий, АПР сигналов ФЭУ, полученных для быстрых нейтронов, сравнивались с рассчитанными и занесенными в базу данных АПР для антинейтрино с применением критерия Фишера (F-test) [22], который выражает вероятность сходства двух распределений. С этой целью предварительно вычислялся центр тяжести АПР нейтронов с применением алгоритма, предложенного Энжером [12]

$$x = \frac{\sum_{k=1}^{16} N_k x_k}{\sum_{k=1}^{16} N_k}, \quad y = \frac{\sum_{k=1}^{16} N_k y_k}{\sum_{k=1}^{16} N_k}, \quad (5)$$

где  $x, y$  – положение центра тяжести АПР;  $N_k$  – интенсивность сигнала, зарегистрированного к-м ФЭУ;  $x_k, y_k$  – координаты k-го ФЭУ. Суммирование производится по всем ФЭУ. Каждый ФЭУ вносит вклад в восстановленное положение центра тяжести АПР с весом, равным сигналу на нем.

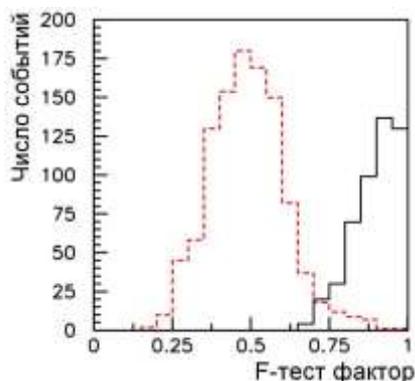


Рис. 4. Дискриминация нейтронных и антинейтринных событий по значению F-тест фактора. Пунктирная гистограмма соответствует значениям F-тест фактора для нейтронов, а сплошная – для реакции ОБР.

В результате моделирования эксперимента получено, что значения критерия Фишера для нейтронов сгруппированы в области 0,1 - 0,4, а для позитронов – 0,6 - 1 (рис. 4). Не более чем в 5 % случаев быстрые нейтроны могли быть идентифицированы как нейтринный сигнал, что свидетельствует о возможности детектора эффективно разделять фоновые и нейтринные события.

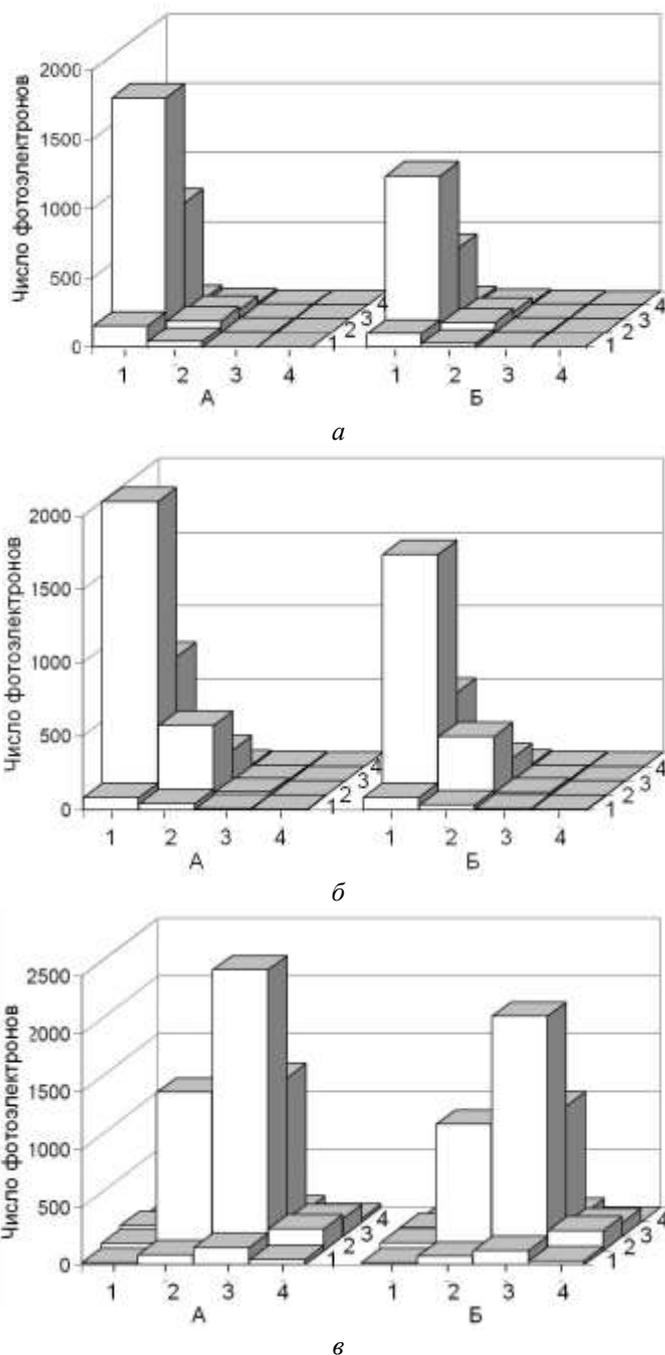


Рис. 5. Полученные в результате моделирования эксперимента АПР сигналов 16 ФЭУ с «левого» (А) и 16 ФЭУ с «правого» (Б) торцов детектора для следующих событий: а - внешний нейтрон с энергией  $E = 8$  МэВ; б - позитрон с аннигиляционными  $\gamma$ -квантами с суммарной энергией 3 МэВ; в –  $\gamma$ -кванты с суммарной энергией 8 МэВ от захвата нейтрона на гадолинии в центре детектора.

На рис. 5 изображены полученные в результате моделирования эксперимента АПР сигналов ФЭУ для быстрого нейтрона, позитрона и  $\gamma$ -квантов от захвата нейтрона на ядре гадолиния.

#### Фон случайных совпадений

Источниками фона при регистрации антинейтрино по схеме совпадений двух событий внутри определенного временного интервала могут быть случайные совпадения сигналов от независимых событий. В данном детекторе благодаря высокой секционированности реализована возможность разделять первое и второе события по топологии АПР сигналов ФЭУ, поскольку событие торможения и аннигиляции позитрона в значительной степени локализовано, в отличие от события захвата нейтрона, сопровождающегося излучением нескольких  $\gamma$ -квантов, распределенных по значительной части объема детектора вследствие их комптоновского рассеяния.

В связи с установкой для первого события порога регистрации в 3 МэВ  $\gamma$ -фон от ФЭУ и окружающих детектор материалов полностью подавляется. В этом случае источником случайных совпадений могут быть содержащиеся в сцинтилляторе радионуклиды, а также  $\gamma$ -кванты и нейтроны, связанные с работой реактора.

Измеренное в эксперименте ZEPLIN-III [23] содержание радионуклидов в сцинтилляционных блоках UPS-923A составляет  $U = (0,2 \pm 0,3) \times 10^{-9}$  г/г,  $Th = (0,1 \pm 0,7) \cdot 10^{-9}$  г/г,  $K = (0,2 \pm 0,6) \times 10^{-6}$  г/г. При нижнем пороге регистрации в 3 МэВ только  $\beta$ -распад  $^{208}Tl$  с граничной энергией 4,999 МэВ в ряду тория может быть зарегистрирован в детекторе. В равновесии активность  $^{208}Tl$  (образующегося при распаде  $^{212}Bi$  с коэффициентом ветвления 0,3594) составляет 35,94 % от активности  $^{232}Th$ . Для детектора массой 1 т и содержании  $^{232}Th$  менее  $0,8 \cdot 10^{-9}$  г/г активность  $^{208}Tl$  составит менее 1,17 расп./с.

Для секционированного детектора интенсивность случайных совпадений может быть оценена с помощью формулы вычисления двойных случайных совпадений

$$f_{cc} = f_1 \cdot f_2 \cdot \Delta t \cdot V_r / V_d, \quad (6)$$

где  $f_1$  – частота первого события;  $f_2$  – частота второго события;  $\Delta t$  – интервал времени, на протяжении которого измеряется совпадение (избрано равным 4 интервалам среднего времени движения нейтрона до поглощения, за это время поглощаются ~94 % нейтронов);  $V_r$  – объем ячейки, в которой зарегистрировано событие;  $V_d$  – объем детектора. В соответствии с результатами моде-

лирования светосбора в программе ZEMAX пространственная разрешающая способность детектора для событий с энергией 3 МэВ составляет  $\approx (10 \text{ см})^3$ . С учетом данного значения  $V_r/V_d \approx \approx 10^{-3}$  в интервале времени  $\Delta t = 200$  мкс фон случайных совпадений событий  $\beta$ -распада  $^{208}Tl$  составит  $f_{cc} = \leq 1$  событий/сут в энергетическом диапазоне 3 - 8 МэВ.

В работе [24] был измерен спектр  $\gamma$ -квантов в различных помещениях на 2-м энергоблоке Ровенской АЭС. При включенном реакторе скорость счета детектора с кристаллом NaJ(Tl) в диапазоне энергий 3 - 7 МэВ выше, чем при выключенном реакторе, однако их поток незначителен и может быть подавлен пассивной защитой, состоящей из 10 см свинца и 50 см полиэтилена. В указанной работе также было выполнено изучение нейтронной компоненты фона. Скорость счета нейтронов при включенном и выключенном реакторе составила 40,6 и 34,6 событий за  $10^5$  с на один счетчик, что свидетельствует о незначительном росте потока нейтронов при работающем реакторе, а значит, возможно надежное вычитание фона от нейтронов.

Космические мюоны могут также взаимодействовать с материалом сцинтиллятора, образуя нестабильные изотопы. Среди них  $^9Li$  и  $^8He$  могут генерировать  $\beta$ -нейтронные каскады с энергосвободением 13,6 и 10,7 МэВ соответственно, которые частично перекрываются с позитронным сигналом от антинейтрино. Электрон может имитировать быстрый сигнал события антинейтрино, а замедленный нейтрон имитировать задержанный сигнал. Периоды полураспада для  $^9Li$  и  $^8He$  составляют 0,178 и 0,119 с соответственно, т. е. достаточно большие, чтобы избежать мюонное veto, которое реализовано программным методом и останавливает набор в случае, если событие идентифицировано как трек частицы, проходящей через детектор с энергосвободением более 20 МэВ. Выход изотопов  $^9Li$  и  $^8He$  в результате прохождения через детектор мюонов оценивается на уровне  $4 \cdot 10^{-7} \text{ г}^{-1} \text{ см}^2$  и  $4 \cdot 10^{-8} \text{ г}^{-1} \text{ см}^2$  на 1 мюон, основываясь на данных работы [25]. Предполагая, что вертикальная интенсивность мюонов в помещении реактора на глубине 20 м.в.э. (метров водного эквивалента) может составлять  $I_{\text{мюон}} = 1 \div 2 \times 10^{-3}$  мюонов/(ср · с · см<sup>2</sup>), тогда скорость образования в детекторе может составлять для  $^9Li \leq 300$ /сут, для  $^8He \leq 30$ /сут. Особенностью  $\beta$ -нейтронных каскадов, связанных с этими изотопами, является высокая энергия электронов и нейтронов, в среднем 5 - 10 МэВ. Кроме сцинтилляции, связанной с торможением электронов, нейтроны за счет многочастичного упругого рас-

сеяния на атомах водорода будут выбивать протоны, которые будут также создавать сцинтилляционные вспышки в соседних стержнях. АПР сигналов ФЭУ для таких событий будет отличаться от АПР для нейтринного сигнала и такие события могут быть идентифицированы и отброшены как фоновые.

### Эффективность регистрации антинейтрино

С целью выделения реакций ОБР из фона, который на несколько порядков превышает искомым сигнал, применяется значительное количество критериев отбора полезных событий, что в итоге снижает эффективность регистрации нейтрино. Расчетные данные о влиянии критериев отбора (энергетических и временных окон) на эффективность регистрации антинейтрино (%), которая для данной геометрии детектора оценивается на уровне 50 %, следующие:

быстрый сигнал  $\Delta E_1 = 3 \div 8$  МэВ – 79;

задержанный сигнал  $\Delta E_2 = 3 \div 10$  МэВ – 90;

вероятность захвата нейтрона ядром гадолиния – 75;

временное окно ( $4 \text{ мкс} \leq \Delta t \leq 200 \text{ мкс}$ ) – 95;

общая эффективность – 51.

### Выводы

Разработан проект секционированного детектора антинейтрино и проведено моделирование методами Монте-Карло параметров детектора. Детектор состоит из 100 водородсодержащих стержней из пластмассового сцинтиллятора на основе полистирола, покрытых пленкой, с нанесенной на нее краской, содержащей  $\text{Gd}_2\text{O}_3$ . Детектор предназначен для выполнения дистанционного мониторинга тепловой мощности ядерного реактора, а также контроля выгорания ядерного топлива и наработки изотопов плутония. Кроме того, детектор может быть использован для поиска нейтринных осцилляций как на малых, так и на больших расстояниях от реактора, поскольку модульная структура детектора позволяет достаточно просто менять геометрию, увели-

чивая объем детектора для увеличения чувствительности.

Анализ АПР сигналов ФЭУ позволяет осуществлять эффективную режекцию фоновых событий, обеспечивая высокую эффективность регистрации событий захвата антинейтрино в детекторе. На основании моделирования параметров детектора методами Монте-Карло с помощью программ MCNP и ZEMAX было найдено, что достоверность разделения событий ОБР и фоновых событий, связанных с быстрыми нейтронами, составляет  $> 95 \%$ , что обеспечивает хорошее соотношение эффект/фон, с учетом низкого фона случайных совпадений.

Конструкция детектора обеспечивает возможность легкого монтажа детектора, а также безопасность его эксплуатации. Концепция использования плоских световодов для распределения сцинтилляционного света между небольшим количеством фотоэлектронных умножителей позволяет упростить систему регистрации и снизить ее стоимость путем многократного уменьшения количества каналов регистрации, при сохранении хорошего светосбора, а также улучшить функциональные характеристики детектора в результате значительного уменьшения  $\gamma$ -фона, связанного с радиоактивной загрязненностью ФЭУ.

В случае установки детектора в помещении ионизационных камер реакторного зала 2-го энергоблока Ровенской АЭС (ВВЭР-440) на расстоянии 12 м от реактора, с учетом эффективности регистрации антинейтрино  $\sim 50 \%$ , скорость счета антинейтрино в детекторе составит  $\sim 3000$  событий в сутки.

Известно, что ядерное топливо с разным изотопным составом (разным количеством  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$ ) можно различать по его антинейтринному спектру [26]. В данной работе не проводилось моделирование детектирования антинейтрино разных энергий в зависимости от энергетического разрешения детектора. Более подробно этот вопрос будет проанализирован в следующей работе.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mikaelyan L.A.* Neutrino laboratory in the atomic plant (Fundamental and Applied Researches) // Proc. Int. Conf. Neutrino-77. - 1978. - Vol. 2. - P. 383 - 387.
2. *Климов Ю.В., Копейкин В.И., Лабзов А.А. и др.* Измерение спектра электронных антинейтрино ядерного реактора // Ядер. физика. - 1990. - Т. 52, вып. 6(12). - С. 1574 - 1582.
3. *Коровкин В.А., Коданев А., Яричин А.Д. и др.* Измерение выгорания ядерного топлива в реакторе по нейтринному излучению // Атомная энергия. - 1984. - Т. 56, вып. 4. - С. 214 - 218.
4. *Климов Ю.В., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А. и др.* Дистанционное измерение мощности и энерговыработки реактора нейтринным методом // Атомная энергия. - 1994. - Т. 76, вып. 2. - С. 130 - 135.
5. *Bernstein A., Wang Y., Gratta G., West T.* Nuclear reactor safeguards and monitoring with antineutrino detectors // J. Appl. Phys. - 2002. - Vol. 91. - P. 4672 - 4685.

6. *Focused Workshop on Antineutrino Detection for Safeguards Applications: Final Report*. Oct 2008. - International Atomic Energy Agency Headquarters, 2008.
7. *Alekseev I., Belov V., Brudanin V. et al.* DANSSino: a pilot version of the DANSS neutrino detector // *Phys. Part. Nucl. Lett.* - 2014. - Vol. 11. - P. 473 - 482.
8. *Kuroda Y., Oguri S., Kato Y. et al.* A mobile antineutrino detector with plastic scintillators // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* - 2012. - Vol. 690. - P. 41 - 47.
9. *Luther B., Baumann T., Thoennesen M. et al.* MoNA- The Modular Neutron Array // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* - 2003. - Vol. 505. - P. 33-35.
10. *Battaglieri M., DeVita R., Firpo G. et al.* An antineutrino detector to monitor nuclear reactor's power and fuel composition // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* - 2010. - Vol. 617. - P. 209 - 213.
11. *Llacer J., Andreae S., Veklerov E., Hoffman E.J.* Towards a practical implementation of the MLE algorithm for Positron Emission Tomography // *IEEE Transactions on Nuclear Science.* - 1986. - Vol. 33. - P. 468 - 477.
12. *Anger H.O.* Scintillation camera // *Rev. Sci. Instrum.* - 1958. - Vol. 29. - P. 27 - 33.
13. *Radiant ZEMAX*, [Online]. Available: <http://www.radiantzemax.com>
14. *van der Laan D.J., Schaart D.R., Maas M.C. et al.* Optical simulation of monolithic scintillator detectors using GATE/GEANT4 // *Phys. Med. Biol.* - 2010. - Vol. 55. - P. 1659 - 1674.
15. *Danevich A.F., Kobychiev R.V., Kobychiev V.V. et al.* Optimization of light collection from crystal scintillators for cryogenic experiments // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* - 2014. - Vol. 744. - P. 41 - 47.
16. *Интернет-ресурс* <http://www.amcrys-h.com>
17. *X-5 Monte Carlo Team*, LANL Report LA-UR-03-1987, Los Alamos (2008), <http://mcnp.lanl.gov/>
18. *Briesmeister J.F.* (Ed.) MCNP - a general Monte Carlo N-particles transport code, version 4c // *Technical Report LA-13709*, Los Alamos National Laboratory, USA, 2000.
19. *Tretyak V.I.* Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators // *Astropart. Phys.* - 2010. - Vol. 33. - P. 40 - 53.
20. *Smith D.L., Polk R.G., Miller T.G.* Measurement of the response of several organic scintillators to electrons, protons and deuterons // *Nucl. Instrum. Methods.* - 1968. - Vol. 64. - P. 157 - 166.
21. *O'Rielly G.V., Kolb N.R., Pywell R.E.* The response of plastic scintillator to protons and deuterons // *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A.* - 1996. - Vol. 368. - P. 745 - 749.
22. *Chadwick M.B., Herman M., Obložinský P. et al.* ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data // *Nuclear Data Sheets.* - 2011. - Vol. 112. - P. 2887 - 2996.
23. *Brandt S.* Data Analysis: Statistical and Computational Methods for Scientists and Engineers. - 4-th Ed. - Springer, 2014. - 523 p.
24. *Леман Э.* Проверка статистических гипотез / Пер. с англ. Ю. В. Прохорова. - М.: Наука, 1979. - 408 с.
25. *Akimov D.Yu., Araujo H.M., Barnes E.J. et al.* The ZEPLIN-III Anti-Coincidence Veto Detector // *Astropart. Phys.* - 2010. - Vol. 34. - P. 151 - 163.
26. *Кетов С.Н., Мачулин И.Н., Микаэлян Л.А.* Гетерогенный ровенский антинейтринный детектор. - Москва, 1989. - 12 с. - (Препринт ИАЭ-4912/2).
27. *Abe S., Enomoto S., Furuno K. et al.* Production of Radioactive Isotopes through Cosmic Muon Spallation in KamLAND // *Phys. Rev. C.* - 2010. - Vol. 81. - P. 025807.
28. *Jun C.* Determining Reactor Neutrino Flux // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.).* - 2012. - Vol. 229 - 232. - P. 206 - 209.

**А. Ш. Георгадзе, В. М. Павлович**

*Институт ядерних досліджень НАН України, Київ*

### ДЕТЕКТОР РЕАКТОРНИХ АНТИНЕЙТРИНО НА ОСНОВІ ПЛАСТМАСОВИХ СЦИНТИЛЯЦІЙНИХ СТРИЖНІВ

Розглянуто проект секціонованого детектора антинейтрино, в якому застосовуються пластмасові сцинтиляційні стрижні  $10 \times 10 \times 100$  см, покриті плівкою, що містить гадоліній, зібрані в кубічний блок об'ємом  $1 \text{ м}^3$ . Установлені з торців стрижнів суцільні пластмасові світловоди розміром  $100 \times 100 \times 10$  см забезпечують розподіл сцинтиляційного світла одночасно між всіма фотоелектронними помножувачами (ФЕП), формуючи специфічний амплітудно-просторовий розподіл (АПР) сигналів ФЕП, характерний для певної ядерно-фізичної події в детекторі. Аналіз АПР дозволяє здійснювати ефективну режекцію фонових подій, забезпечуючи високу ефективність реєстрації подій захоплення антинейтрино в детекторі. На підставі моделювання параметрів детектора методами Монте-Карло за допомогою програм MCNP і ZEMAX було знайдено, що застосування критеріїв відбору дає змогу ефективно розділяти нейтринні та фонові події.

*Ключові слова:* антинейтрино, сцинтиляційний детектор, нейтринна діагностика.

**A. Sh. Georgadze, V. M. Pavlovych**

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv*

**DETECTOR OF REACTOR ANTINEUTRINOS WITH PLASTIC SCINTILLATION BARS**

Project of a segmented antineutrino detector is developed with the use of plastic scintillator rectangular bars  $10 \times 10 \times 100$  cm, wrapped in Gd foils and assembled to an array of  $1 \text{ m}^3$  active volume. The scintillation array is sandwiched at both sides by the continuous light guides of  $100 \times 100 \times 10$  cm size, from which the scintillation light is spreading simultaneously through continuous light guides between all photomultipliers, forming the specific Light Response Function (LRF), which is character to a certain nuclear event in detector. Analysis of LRF allows one effectively reject background events, providing high efficiency detection of antineutrino capture in the detector. Monte Carlo simulations with the help of MCNP and ZEMAX software show that with the use of selection criteria the neutrino events are well separated from the background.

*Keywords:* antineutrino, reactor, scintillation detector, neutrino diagnostics.

REFERENCES

1. *Mikaelyan L.A.* Neutrino laboratory in the atomic plant (Fundamental and Applied Researches) // Proc. Int. Conf. Neutrino-77. - 1978. - Vol. 2. - P. 383 - 387.
2. *Klimov Yu.V., Kopejkin V.I., Labzov A.A. et al.* // Yader. fizika. - 1990. - Vol. 52, Iss. 6(12). - P. 1574 - 1582. (Rus)
3. *Korovkin V.A., Kodanov A., Yarichin A.D. et al.* // Atomnaya energiya. - 1984. - Vol. 56, Iss. 4. - P. 214 - 218. (Rus)
4. *Klimov Yu.V., Kopejkin V.I., Mikaelyan L.A. et al.* // Atomnaya energiya. - 1994. - Vol. 76, Iss. 2. - P. 130 - 135. (Rus)
5. *Bernstein A., Wang Y., Gratta G., West T.* Nuclear reactor safeguards and monitoring with antineutrino detectors // J. Appl. Phys. - 2002. - Vol. 91. - P. 4672 - 4685.
6. *Focused Workshop on Antineutrino Detection for Safeguards Applications: Final Report.* Oct 2008. - International Atomic Energy Agency Headquarters, 2008.
7. *Alekseev I., Belov V., Brudanin V. et al.* DANSSino: a pilot version of the DANSS neutrino detector // Phys. Part. Nucl. Lett. - 2014. - Vol. 11. - P. 473 - 482.
8. *Kuroda Y., Oguri S., Kato Y. et al.* A mobile antineutrino detector with plastic scintillators // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. - 2012. - Vol. 690. - P. 41 - 47.
9. *Luther B., Baumann T., Thoennessen M. et al.* MoNA-The Modular Neutron Array // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. - 2003. - Vol. 505. - P. 33-35.
10. *Battaglieri M., DeVita R., Firpo G. et al.* An antineutrino detector to monitor nuclear reactor's power and fuel composition // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. - 2010. - Vol. 617. - P. 209 - 213.
11. *Llacer J., Andrae S., Veklerov E., Hoffman E.J.* Towards a practical implementation of the MLE algorithm for Positron Emission Tomography // IEEE Transactions on Nuclear Science. - 1986. - Vol. 33. - P. 468 - 477.
12. *Anger H.O.* Scintillation camera // Rev. Sci. Instrum. - 1958. - Vol. 29. - P. 27 - 33.
13. *Radiant ZEMAX,* [Online]. Available: <http://www.radiantzemax.com>
14. *van der Laan D.J., Schaart D.R., Maas M.C. et al.* Optical simulation of monolithic scintillator detectors using GATE/GEANT4 // Phys. Med. Biol. - 2010. - Vol. 55. - P. 1659 - 1674.
15. *Danevich A.F., Kobychiev R.V., Kobychiev V.V. et al.* Optimization of light collection from crystal scintillators for cryogenic experiments // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. - 2014. - Vol. 744. - P. 41 - 47.
16. [Online]. Available: <http://www.amcrys-h.com>
17. *X-5 Monte Carlo Team,* LANL Report LA-UR-03-1987, Los Alamos (2008), <http://mcnp.lanl.gov/>
18. *Briesmeister J.F.* (Ed.) MCNP - a general Monte Carlo N-particles transport code, version 4c // Technical Report LA-13709, Los Alamos National Laboratory, USA, 2000.
19. *Tretyak V.I.* Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators // Astropart. Phys. - 2010. - Vol. 33. - P. 40 - 53.
20. *Smith D.L., Polk R.G., Miller T.G.* Measurement of the response of several organic scintillators to electrons, protons and deuterons // Nucl. Instrum. Methods. - 1968. - Vol. 64. - P. 157 - 166.
21. *O'Rielly G.V., Kolb N.R., Pywell R.E.* The response of plastic scintillator to protons and deuterons // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. - 1996. - Vol. 368. - P. 745 - 749.
22. *Chadwick M.B., Herman M., Obložinský P. et al.* ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data // Nuclear Data Sheets. - 2011. - Vol. 112. - P. 2887 - 2996.
23. *Brandt S.* Data Analysis: Statistical and Computational Methods for Scientists and Engineers. - 4-th Ed. - Springer, 2014. - 523 p.
24. *Leman E.* Testing of statistical hypotheses / Trans. from English by Yu. V. Prokhorov. - Moskva: Nauka, 1979. - 408 p. (Rus)
25. *Akimov D.Yu., Araujo H.M., Barnes E.J. et al.* The ZEPLIN-III Anti-Coincidence Veto Detector // Astropart. Phys. - 2010. - Vol. 34. - P. 151 - 163.
26. *Ketov S.N., Machulin I.N., Mikaelyan L.A.* Heterogeneous Rovno antineutrino detector. - Moskva, 1989. - 12 p. - (Preprint IAE-4912/2). (Rus)
27. *Abe S., Enomoto S., Furuno K. et al.* Production of Radioactive Isotopes through Cosmic Muon Spallation in KamLAND // Phys. Rev. C. - 2010. - Vol. 81. - P. 025807, 17 p.
28. *Jun C.* Determining Reactor Neutrino Flux // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). - 2012. - Vol. 229 - 232. - P. 206 - 209.

Надійшла 07.04.2015  
Received 07.04.2015