

## УВЕЛИЧЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ РАСПАДА $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ E391

Ю. Ю. Степаненко<sup>a, б, 1</sup>, А. С. Курилин<sup>a</sup>, С. В. Подольский<sup>б</sup>

<sup>a</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель, Белоруссия

<sup>1</sup> Брукхейвенская национальная лаборатория, Аптон, США

Одной из главных задач анализа данных эксперимента E391 являлось достижение расчетного уровня чувствительности установки к регистрации редкого распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ . Для этой цели авторами работы была проведена повторная обработка накопленных данных, в результате которой удалось получить 65%-е увеличение значения данной величины по сравнению со стандартным анализом эксперимента E391. В настоящей работе представлена основная концепция проведенной переобработки данных, позволившая получить прирост в чувствительности установки E391, а также общая характеристика использованных для этого методов.

One of the main tasks of the E391 experiment data analysis was achieving the appropriate level of sensitivity of the experimental setup for registering a rare  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$  decay. For this purpose the experimental data reanalysis was done by the authors, as the result of which it was succeeded to receive 65% increasing in the sensitivity of the experimental setup in comparison with the standard analysis of experiment of E391. The main concept of data reanalysis which allows one to increase the sensitivity of experimental setup and a general description of the methods used in reanalysis is presented in this paper.

PACS: 14.40.-n; 07.05.Kf

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТ E391

Редкий распад нейтрального каона  $K_L^0$  на  $\pi^0$ -мезон и нейтринную пару,  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}$ , считается идеальным процессом для изучения величины эффекта CP-нарушения в рамках Стандартной модели, а также является критическим тестом проверки ее параметров и поиска проявлений новой физики [1]. Этот распад ультраредкий и еще не открыт, экспериментально определен только верхний предел его относительной вероятности. Согласно предсказаниям Стандартной модели он составляет  $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}) = (3,00 \pm 0,30) \cdot 10^{-11}$  [2].

Первым в мире проектом, нацеленным на экспериментальное определение значения данной величины, является эксперимент E391 (КЕК, Япония) [3]. Основной этап обработки накопленных физических данных уже завершен, и получен новый экспериментальный верхний предел вероятности распада, равный  $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \tilde{\nu}) < 2,6 \cdot 10^{-8}$  [4].

---

<sup>1</sup>E-mail: yustepanenko@gmail.com

В эксперименте E391 поиск сигнальных событий  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  основан на регистрации детекторами установки сигналов от продуктов распада  $K_L^0$ -мезона на лету по схеме  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) + \nu \bar{\nu}$  («ничего»). Энергии и координаты двух образовавшихся  $\gamma$ -квантов измеряются электромагнитным CsI-калориметром установки, а «ничего» подтверждается отсутствием сигнала в герметичной вето-системе, которая стягивает вокруг контролируемого объема полный телесный угол (рис. 1).

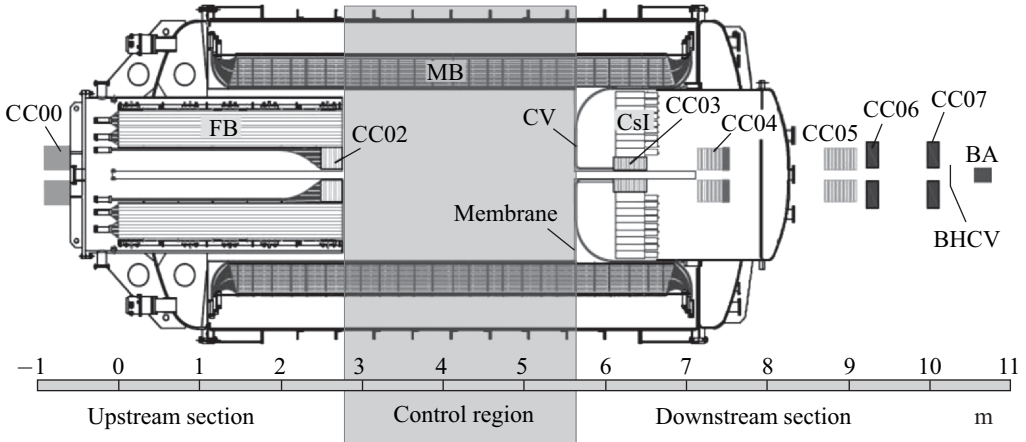


Рис. 1. Экспериментальная установка E391

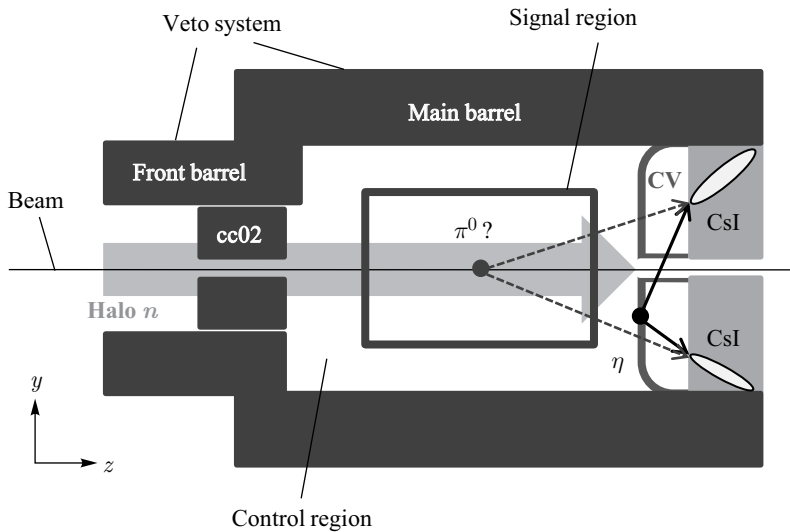


Рис. 2. Схематическое изображение восстановления ложной вершины распада  $\eta$ -мезона, образовавшегося при взаимодействии гало-нейтронов пучка с материалом детектора «заряженное вето» (Charged Veto). Прямоугольником отмечена сигнальная область в плоскости  $(Z_{vtx}, p_T)$

Регистрация распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  является сложной экспериментальной задачей и сопровождается серьезными техническими трудностями, так как он характеризуется малым значением парциальной ширины и протекает на фоне большого количества других событий, которые в конечном состоянии могут имитировать сигнальный распад. Такие фоновые процессы возникают в результате взаимодействия частиц пучка с материалом детекторов установки, а также связаны с другими каналами распада  $K_L^0$ , имеющими бо́льшую вероятность по отношению к искомому.

Данные обстоятельства налагают высокие требования на методы и алгоритмы анализа данных, так как они должны обеспечивать максимально глубокое выделение сигнальных событий ( $S$  – signal) — кандидатов на исследуемый процесс, и одновременно эффективное подавление фоновых событий ( $N$  – noise). Это является важным фактором успеха эксперимента E391 для достижения максимальной чувствительности.

Одним из главных критериев при идентификации и оценке эффективности отбора событий  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  в анализе данных является значение величины  $S/N$  в так называемой сигнальной области, которая представляет собой ограниченную кинематическую область прямоугольной формы в плоскости координат  $(Z_{vtx}, p_T)$  (рис. 2), где  $Z_{vtx}$  — продольная координата вершины распада  $\pi^0$ , а  $p_T$  — его поперечный импульс.

Авторами настоящей работы были разработаны новые методы анализа данных эксперимента E391, позволяющие независимо друг от друга значительно улучшить значение величины  $S/N$ , — метод восстановления угла попадания  $\gamma$ -квантов и метод автоматической оптимизации критериев отбора событий. Данная статья ограничивается лишь наиболее общим описанием созданных алгоритмов обработки данных, так как их более детальное рассмотрение представлено в работах [5] и [7] соответственно.

## 2. МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ УГЛА ПОПАДАНИЯ $\gamma$ -КВАНТОВ

Изначально установка E391 не проектировалась для измерения направления регистрируемых  $\gamma$ -квантов, поэтому в эксперименте для вычисления вершины распада  $\pi^0(X_{vtx}, Y_{vtx}, Z_{vtx}^1)$  и (в дальнейшем) других кинематических величин использовалось предположение о том, что два  $\gamma$ -кванта образовались в результате распада  $\pi^0$ , и их эффективная масса равна его массе покоя, а поперечные координаты вершины распада находятся на оси пучка (т. е.  $X_{vtx} = Y_{vtx} = 0$ ).

При таком допущении фоновые события могут быть ошибочно идентифицированы как сигнальные, например, если два зарегистрированных  $\gamma$ -кванта были образованы не от распада  $\pi^0$  или вершина рождения двух  $\gamma$ -квантов лежит не на оси пучка установки. Это приводит к неверному восстановлению угла разлета  $\gamma$ -квантов и, соответственно, к переносу ошибочно восстановленной вершины в область сигнального региона (см. рис. 2).

Для подавления такого рода фоновых событий был разработан метод измерения углов попадания  $\gamma$ -квантов [5]. Суть данного подхода заключается в применении специально обученной нейронной сети вида GRNN (Generalized Regression Neural Network [6]) на основе радиально-базисных передаточных функций для восстановления значения напра-

<sup>1</sup>Здесь и далее под величиной  $Z_{vtx}$  будет подразумеваться  $Z$ -координата распада  $\pi^0$ , восстановленная в предположении об эффективной массе двух  $\gamma$ -квантов, равной массе  $\pi^0$ .

вления попадания  $\gamma$ -квантов в главный CsI-калориметр. В качестве входных параметров данной сети выступают энергетические характеристики образованного в результате взаимодействия  $\gamma$ -кванта кластера, который представляет собой набор CsI-кристаллов, сгруппированных в матрицу размером  $[7 \times 7]$ . В качестве радиальных функций были использованы функции Гаусса, центры которых совпадают со значениями величины выделившейся энергии в соответствующих кристаллах кластера обучающей выборки, нормированной на сумму энерговыделений всех кристаллов в кластере. При таком способе задания центров радиальных функций наиболее вероятностное решение соответствует минимальному значению суммы квадратов отклонений энергии в кристаллах кластера обучающего и реконструируемого события.

С использованием восстановленных значений углов были получены новые кинематические переменные, которые существенно расширили возможности анализа данных эксперимента:  $\Delta\theta_1$ ,  $\Delta\theta_2$  — разность между углом, восстановленным нейронной сетью, и углом, полученным в предположении о равнозначности эффективных масс, а также масса (MassNN) распавшейся частицы  $X \rightarrow \gamma\gamma$ . Применение их в анализе второго сеанса набора данных (Run-2) позволило увеличить чувствительность установки к регистрации распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  на 35 %.

### 3. МЕТОД АВТОМАТИЧЕСКОЙ ОПТИМИЗАЦИИ КРИТЕРИЕВ ОТБОРА СОБЫТИЙ

Отбор сигнальных событий  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  в эксперименте осуществлялся с использованием граничных условий (порогов), накладываемых на величины энерговыделения в различных детекторах вето-системы установки и на восстановленные кинематические величины распада.

Классический подход в определении значений порогов для каждой величины заключается в сравнении ее распределений для моделирования Монте-Карло искомого распада и фоновых событий. Однако существуют некоторые трудности в использовании данного метода. Во-первых, для максимизации величины  $S/N$  необходима оптимизация порогов обрезаний, что является трудоемким процессом и требует значительных затрат времени. Во-вторых, нет никаких явных признаков и правил отбора, которые могут гарантировать, что вновь полученный набор значений порогов позволит получить наилучшее значение отношения  $S/N$  среди остальных и увеличить чувствительность эксперимента, т. е. конечный результат обработки напрямую зависит от влияния человеческого фактора. Чтобы избежать таких трудностей, был разработан метод автоматической оптимизации порогов обрезаний на основе генетических алгоритмов [7].

Данный подход заключается в рассмотрении отдельного набора порогов как одной особи. Это означает, что особь состоит из некоторого числа выражений, каждое из которых соответствует одному порогу. В результате эволюции каждого выражения в конечном итоге мы можем получить значение соответствующего порога. Процесс эволюции подразумевает получение особи, максимально удовлетворяющей функции пригодности  $F$ , параметрами которой являются значения  $S$  и  $N$ , вычисляемые отдельно для каждой особи.

Главной особенностью функции пригодности  $F(S, N)$  является способ ее задания. Используя различные виды определения данной функции, можно менять концепцию на-

правления процесса эволюции, т. е. поиска соответствующего решения — максимизировать величину  $S$  или уменьшать уровень фона  $N$ , или сохранять значение отношения  $S/N$  на заданном уровне.

Процесс оптимизации с применением генетических алгоритмов может быть представлен следующим образом (рис. 3). Сначала генерируется популяция, состоящая из определенного количества особей, т. е. генерируются выражения, которые представляют собой набор порогов и заполняют каждую особь. Далее для каждой особи из популяции вычисляется функция пригодности  $F(S, N)$ , т. е. оценивается величина ее «приспособленности» к искомому решению. На следующем шаге с использованием значения функции пригодности из всей популяции выбирается определенная доля ее особей, которая останется «в живых» на данном этапе эволюции, а остальные особи погибнут. На последнем этапе эволюционного процесса применяются генетические операторы (мутация, скрещивание, размножение) к выжившим особям для генерации нового поколения. После чего вся процедура повторяется снова.

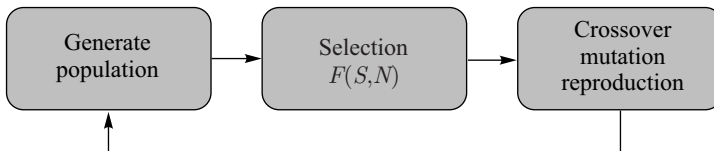


Рис. 3. Схема работы генетического алгоритма

В результате использования процедуры автоматической оптимизации порогов чувствительность установки удалось увеличить на 42 %, а вклад фоновых событий уменьшить на 29 %, что обеспечивает улучшение величины отношения  $S/N$  в два раза (статистика Run-2).

#### 4. ПОВТОРНЫЙ АНАЛИЗ ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА Е391

На основе результатов, полученных при использовании вышеописанных методов, была предложена схема повторного анализа полной статистики эксперимента Е391, которая представляет собой интеграцию разработанных методов (рис. 4).

Алгоритм анализа данных состоит из трех главных шагов.

1. *Отбор переменных и вычисление углов  $\gamma$ -квантов.* С целью определения набора оптимизируемых величин, а также для уменьшения объема обрабатываемых данных было проведено исследование всех переменных, используемых для отбора событий в анализе эксперимента Е391. Среди них было выделено порядка сорока величин, подлежащих процессу оптимизации.

В дополнение к полученному набору переменных с использованием метода восстановления угла попадания  $\gamma$ -квантов были вычислены значения величин  $\Delta\theta_1$ ,  $\Delta\theta_2$ ,  $MassNN$  и внедрены в процесс оптимизации.

Результатом данного шага является «облегченный» набор данных, содержащий несортированные события, разделение которых возможно осуществить только с помощью условий, налагаемых на переменные, отобранные для процесса оптимизации.

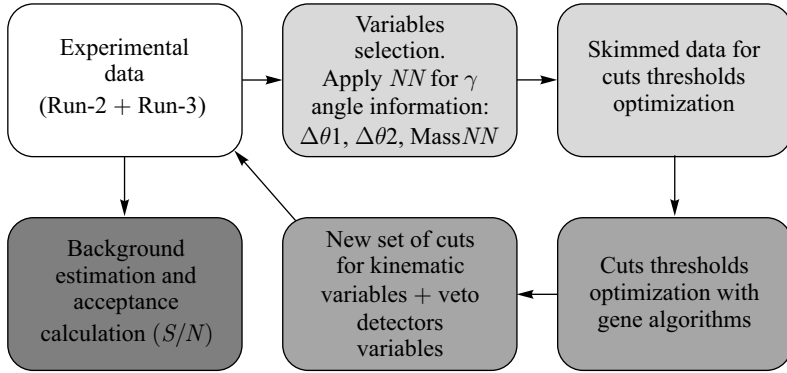


Рис. 4. Схема повторного анализа данных эксперимента E391

2. *Автоматическая оптимизация критериев отбора событий.* После извлечения данных, чтобы исключить вероятность получения нефизических результатов в процессе оптимизации, были изучены области изменения всех величин и наложены ограничения на их допустимое значение. Для инициализации начальных значений оптимизируемых переменных были использованы значения, полученные при анализе данных эксперимента E391.

Направление для процесса оптимизации критериев отбора было выбрано следующим образом: поиск такого набора порогов, при котором значение  $N$  (noise) будет сохраняться на уровне величины, полученной при финальном анализе данных эксперимента E391 [4], а значение  $S$  (signal) при этом будет максимально возможным. Для выполнения поставленных условий значение величины  $N$  было зафиксировано в интервале  $[0,7; 0,95]$ , а функция пригодности была задана следующим выражением:

$$F(S, N) = 35 - (1,2S + 10)N. \quad (1)$$

Распределение функции пригодности в зависимости от величины  $S$  при различных фиксированных значениях  $N$  представлено на рис. 5, где вертикальной штриховой линией отмечено значение чувствительности  $S$ , полученное в результате финального анализа данных эксперимента [4].

Так как вероятность выбора той или иной особи (набора значений порогов) из популяции для последующей генерации обратно пропорциональна значению функции пригодности, т. е. она растет с приближением ее значения к нулю, то задача поиска наиболее «приспособленной» особи сводится к минимизации данной функции, что достигается при увеличении значения чувствительности  $S$ . Параметры функции (1) были подобраны таким образом, чтобы значение  $F(S, N) = 0$  соответствовало увеличению чувствительности  $S$  более чем в два раза.

В результате проведенных вычислений были получены новые значения порогов как для фотонного вето (табл. 1), так и для кинематических величин (табл. 2).

3. *Оценка чувствительности установки и вклада фоновых событий.* Для вычисления чувствительности установки  $S$  и уровня вклада фоновых событий  $N$  в сигнальную область мы использовали процедуру расчета аналогично тому, как это было сделано при финальной обработке физических данных [8]. Это позволило провести сравнительный

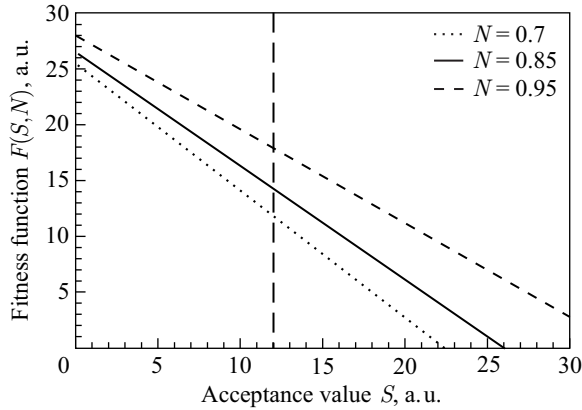


Рис. 5. Распределение функции пригодности  $F(S, N)$  в зависимости от величины  $S$  при различных фиксированных значениях  $N$ . Вертикальная линия соответствует значению чувствительности финального анализа данных эксперимента. Все величины представлены в произвольных единицах измерения

анализ полученных результатов с результатами эксперимента без применения каких-либо дополнительных поправок из-за различий в методах оценки величин.

С применением новых значений порогов переменных для отбора событий был проведен анализ моделирования Монте-Карло (МК) процессов взаимодействия нейтронов

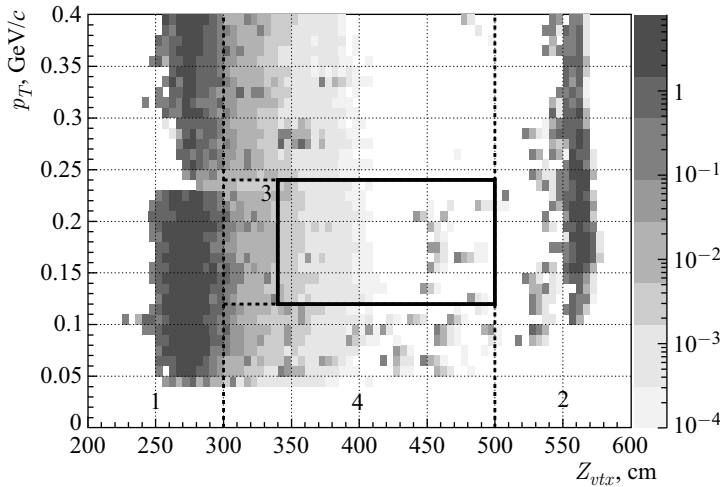


Рис. 6. Распределение поперечного импульса  $p_T$  и координаты вершины распада  $Z_{vtx}$  для моделирования Монте-Карло всех наиболее опасных фоновых событий после применения нового набора порогов. Область, ограниченная прямоугольником, — сигнальная область. События в области  $Z_{vtx} = 275$  и  $560$  см — взаимодействия гало-нейтронов пучка с детекторами CC02 и CV (Charged Veto) установки соответственно

Таблица 1. Значения порогов энерговыделения, накладываемых на вето-детекторы установки, полученные в результате процедуры автоматической оптимизации с использованием генетических алгоритмов. Для сравнения представлены значения порогов, применяемых в анализе данных эксперимента E391

Детектор	Новое значение порога энерговыделения, МэВ	Старое значение порога энерговыделения, МэВ	Примечание
CC00	2,0	2,0	
FB	1,0	1,0	Сумма внутренних и внешних модулей
CC02	0,7	1,0	
BCV	0,52	0,75	$\sqrt{E_{up}E_{down}}$
МВ внутренние модули	1,0	1,0	$\sqrt{E_{up}E_{down}}$
МВ внешние модули	1,0	1,0	
CV внутренние модули	0,18	0,7	
CV внешние модули	0,3	0,3	
CC03	1,9	2,0	
CsI	10 $a_1 = 39,5, a_2 = 1,52^*$ $a_3 = 28,0, a_4 = 1,32$	10 $5 - (3/8)(d - 17)$ 2	$d < 17$ см $17 < d < 25$ см $d > 25$ см
Sandwich	2,0	2,0	
CC04 сцинтиллятор	4,0	0,7	
CC04 калориметр	4,0	2,0	
CC05 сцинтиллятор	0,6	0,7	
CC05 калориметр	4,0	3,0	
CC06	12	10	
CC07	10	10	
BHCV	0,08	0,1	
ВА сцинтиллятор (Run-2)	20	20	Сумма слоя
ВА PWO (Run-3)	50	50	Сумма слоя
ВА кварц	0,5 MiPs	0,5 MiPs	Сумма слоя

\*Для возможности равнозначности оптимизации порогов энерговыделения, накладываемых на CsI-калориметр, зависимость энергии порога от параметра  $d$  была аппроксимирована функцией вида  $E(d) = \frac{a_1}{\sqrt{(a_2d - a_3)^3}} + a_4$ .

гало-пучка и событий  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$  (рис. 6), которые являются главными источниками возникновения фона в эксперименте [8]. Результаты проведенных расчетов уровня вклада таких событий в сигнальную область представлены в табл. 3. Значения в скобках соответствуют числам, полученным в финальном анализе данных эксперимента E391 [4].

Результат обработки экспериментальных данных с использованием нового набора порогов для отбора событий представлен на рис. 7.



Таблица 2. Значения порогов, накладываемых на кинематические величины распада, полученные в результате процедуры автоматической оптимизации с использованием генетических алгоритмов. Для сравнения представлены значения порогов, применяемых в анализе данных эксперимента E391

Параметр	Новое значение кинематической величины		Старое значение кинематической величины	
	Мин.	Макс.	Мин.	Макс.
Высокоэнергетичный $\gamma$ , МэВ	265,0		250,0	
Низкоэнергетичный $\gamma$ , МэВ	150,0		150,0	
Количество кристаллов в кластере с $E > 5$ МэВ	2		3	
Количество кристаллов в кластере с $E > 1$ МэВ	5		5	
Отношение энергии в кластере	0,4		0,88	
Нейронная сеть fusion	0,3		0,7	
Нейронная сеть CV- $\eta$	1,4		1,4	
Расстояние между $\gamma$	16,0		15,0	
Баланс энергии двух $\gamma$		0,84		0,75
Кинетическая энергия $\pi^0$ , ГэВ		4,0		2,0
Недостающий импульс $\pi^0$ , ГэВ		2,3		2,0
Угол акомпланарности, $^\circ$	35		45	
Угол попадания $\gamma$ , $^\circ$ (нейронная сеть)	-31		-20	
Восстановленная масса Mass $NN$	0,1	0,25	—	—
Разность восстановленного угла $\Delta\theta_1$	-16,0	15,0	—	—
Разность восстановленного угла $\Delta\theta_2$	-7,0	19,6	—	—

Таблица 3. Расчет количества событий в соответствующих областях сигнального графика для различных наборов данных

Тип данных	Область 1	Область 2	Область 3	Область 4	Сигнальная область
Физические данные	<b>752</b> (360)	<b>151</b> (101)	<b>9</b> (8)	<b>16</b> (8)	<b>0</b> (0)
МК СС02 — $\pi^0$					0,29 (0,66)
МК CV — $\pi^0$					0,34 (незнач.)
МК CV — $\eta$					0,25 (0,19)
МК $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$					0,03 (0,02)
МК фона (всего)	<b>752</b> (360)	<b>127,5</b> (77,2)	<b>8,1</b> (5,9)	<b>5,3</b> (2,9)	<b>0,87</b> (0,87)
МК $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$					<b>640383</b> (388205)

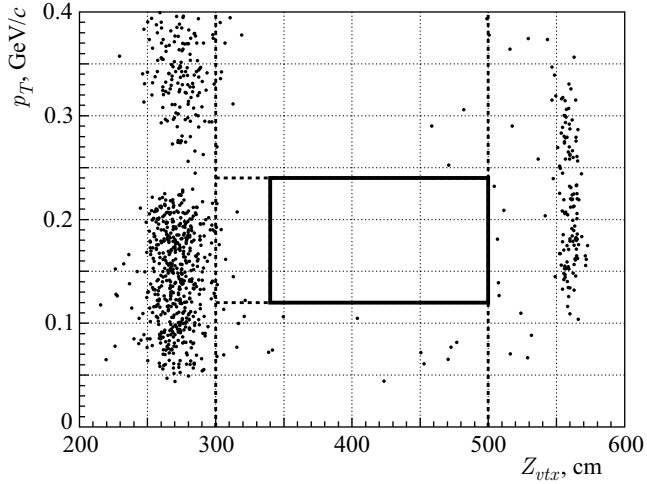


Рис. 7. Распределение поперечного импульса  $p_T$  и координаты вершины распада  $Z_{vtx}$  для экспериментальных данных после применения нового набора порогов. Область, ограниченная прямоугольником, — сигнальная область. События в сигнальной области отсутствуют

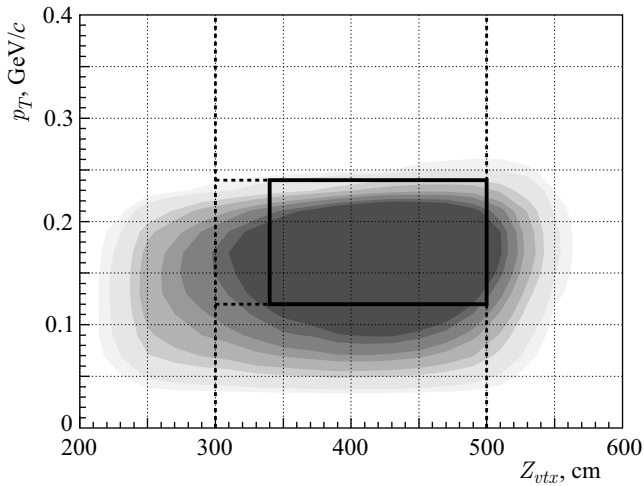


Рис. 8. Плотность распределения поперечного импульса  $p_T$  и координаты вершины распада  $Z_{vtx}$  для моделирования Монте-Карло событий  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  после применения нового набора порогов. Область, ограниченная прямоугольником, — сигнальная область

Оценка чувствительности установки была проведена с использованием моделирования Монте-Карло искомого распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ . Для этого был произведен подсчет количества оставшихся событий в сигнальной области после применения всех параметров отбора с полученными значениями порогов (табл. 3, рис. 8).

Результаты расчетов показали, что при использовании полученного нового набора порогов чувствительность установки к регистрации распада  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  увеличилась на

65 %, при этом общий вклад фоновых событий в сигнальную область остался на том же уровне, что и в результате финального анализа данных [4].

Разработанная схема обработки данных может быть с успехом применена в существующем эксперименте КОТО [9] (J-PARC E14), который является продолжением эксперимента E391 и основан на такой же методике регистрации распада. Чувствительность данного эксперимента позволит зарегистрировать порядка сотни событий  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  в рамках предсказаний Стандартной модели и измерить его верхний предел относительной вероятности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Buras A. J.* CP Violation and Rare Decays of  $K$  and  $B$  Mesons. arXiv:hep-ph/9905437. 1999.
2. *Buras A. J. et al.*  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$  and  $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  in the Standard Model: Status and Perspectives. arXiv:1503.02693 [hep-ph]. 2015.
3. *Inagaki T. et al. (E391a Collab.)*. KEK-E391 Proposal 1996. KEK-Internal 96-13. 1996.
4. *Ahn J. K. et al. (E391a Collab.)*. Experimental Study of the Decay  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  // *Phys. Rev. D*. 2010. V. 81, No. 7. P. 072004.
5. *Podolsky S. V., Kurilin A. S., Stepanenko Yu. Yu.* Method of Reconstructing Direction of Gamma Quanta Registered by the CsI-Calorimeter of E391 Experiment // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2011. V. 8, No. 1. P. 46–49.
6. *Медведев В. С., Потемкин В. Г.* Нейронные сети. MATLAB6. М.: Диалог-МИФИ, 2002. 489 с.
7. *Maksimenko N. V. et al.* New Method for the Cuts Threshold Optimization in the E391 Experiment: Conception and Current Implementation // *Problems of Phys., Math. and Techn.* 2010. No. 3. P. 22–24. Mode of Access: [www.mathnet.ru/eng/pfmt179](http://www.mathnet.ru/eng/pfmt179).
8. *Morii H.* Experimental Study of the Decay  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ . Ph. D. Thesis. Kyoto Univ., 2010. 165 p.
9. *Comfort J. et al. (E14 Collab.)*. Proposal for  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$  Experiment at J-Parc. [http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac\\_0606/pdf/p14-Yamanaka.pdf](http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_0606/pdf/p14-Yamanaka.pdf). 2006.

Получено 5 июня 2015 г.