



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2007–8
ОЭФ

Г.И. Бритвич, Ю.П. Гуз, В.А. Коротков, А.А. Леднев, Ф.Н. Новоскольцев,
А.П. Останков*, В.Ф. Образцов, В.К. Семенов, О.П. Ющенко

ФГУП «Государственный научный центр РФ – Институт физики высоких энергий»

В.Н. Болотов*, В.А. Дук, В.А. Лебедев, А.И. Макаров, А.Ю. Поляруш,
В.Е. Постоев, А.А. Худяков

«Институт ядерных исследований», РАН – Академия Наук Российской Федерации

А.Е. Баскаков, С.Н. Базылев, В.А. Бедняков, В.П. Вольных, М.Ю. Дорошенко,
А.С. Курилин*, Е.С. Кузьмин, С.В. Подольский, А.А. Семёнов, В.М. Слепнёв,
И.В. Слепнёв, В.В. Тихомиров, А.А. Шутеев, А.В. Шутов, В.Б. Шутов

«Объединенный институт ядерных исследований», Международная организация

**О возможности создания экспериментальной установки
для поиска и исследования распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$
на ускорителе У-70 ИФВЭ**

Эксперимент KLOD

(*) Руководители рабочих групп:

bolotovvn@mail.ru

kurilin@jinr.ru

Alexander.Ostankov@ihep.ru

Протвино 2007

Аннотация

Бритвич Г.И., Гуз Ю.П., Коротков В.А. и др. О возможности создания экспериментальной установки для поиска и исследования распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ на ускорителе У-70 ИФВЭ: Препринт ИФВЭ 2007–8. – Протвино, 2007. – 36 с., 23 рис., 7 табл., библиогр.: 55.

Рассматривается возможность и перспективность создания на ускорительном комплексе ИФВЭ высокоинтенсивного пучка K_L^0 -мезонов для проведения на нем эксперимента по изучению редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Изложены результаты проработки основных аспектов, связанных с проведением соответствующего эксперимента.

Abstract

Britvich G.I., Guz Yu.P., Korotkov V.A. et al. Search for the rare decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ at the IHEP U-70 accelerator: IHEP Preprint 2007–8. – Protvino, 2007. – p. 36, figs. 23, table 7, refs.: 55.

The study of an opportunity and perspectives to create at IHEP U-70 accelerator a high intensity K_L^0 -meson beam has been performed to carry out an experiment for searching the rare decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. All major aspects related to this experiment are presented.

1. Задачи эксперимента

Эксперимент нацелен на изучение таких фундаментальных вопросов современной физики частиц, как феноменология кваркового смешивания и явления нарушения CP -инвариантности. Независимые взаимодополняющие и, возможно, более точные измерения параметров матрицы кваркового смешивания (CKM) в различных процессах – задача многих проводимых и планируемых экспериментов. В настоящее время основные усилия экспериментаторов в этой области направлены на изучение распадов B -мезонов. В то же время возможности исследований в K -секторе, давших ряд фундаментальных открытий, далеко не исчерпаны. Яркий пример тому – редкие распады $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, играющие особую роль в физике слабых взаимодействий и исследованиях процессов нарушения CP -инвариантности. Вероятности этих распадов, обусловленные нейтральными токами с изменением кваркового аромата ($FCNC$), в рамках Стандартной Модели (SM) могут быть рассчитаны с большой точностью в теоретически чистых условиях.

Главная задача представляемого проекта – наблюдение и измерение вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Однако оптимизированная для основной цели экспериментальная установка открывает некоторые дополнительные возможности для исследований нейтральных мод K_L^0 -распадов, также изложенные в этой главе.

1.1 Распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

Теоретические рассуждения распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ (далее $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$) во многом схожи. Здесь мы отметим характерные особенности этих процессов, уделяя особое внимание отличительным чертам искомого $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Распады $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ рассматривались в большом количестве работ, и приводимые ниже ссылки на них не претендуют на полноту. Более развернутую библиографию и детальные теоретические выкладки можно найти в недавно опубликованном обзоре [1].

Как известно, в SM $FCNC$ -распады запрещены в древесном приближении. Однако они могут идти через петлевые диаграммы с виртуальными кварками и промежуточными бозонами (рис. 1). Так как вклады различных кварковых петлевых диаграмм зависят от масс кварков, унитарность CKM не приводит к их полной компенсации. Поэтому соответствующие распады могут происходить в высшем приближении по слабым взаимодействиям, хотя соответствующие вероятности сильно подавлены. Основной вклад в распады $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ вносит область очень малых расстояний ($r \sim 1/m_i, 1/M_Z$). Поэтому возможен достаточно точный учет сильных взаимодействий на кварковом уровне в рамках пертурбативной $K\chi D$ с использованием логарифмического и следующих за ним приближений.

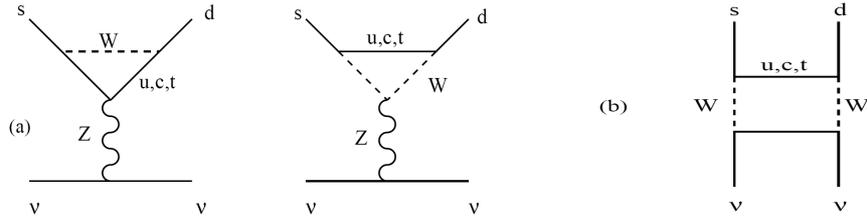


Рис. 1. Петлевые диаграммы для $FCNC$ -процессов $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$; (a) – пингвинные, (b) – боксовая.

Переход от кварковых к адронным процессам, как правило, приводит к трудностям, связанным с расчетами матричных элементов типа $\langle \pi | H_{weak} | K \rangle$, которые требуют учета области больших расстояний. Однако этих трудностей удастся избежать, применив своеобразную «перенормировочную» процедуру и связав в рамках зарядовой симметрии матричный элемент $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ с величиной матричного элемента для хорошо изученного полуплептонного распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ [2,3]. Поэтому отношение вероятностей $Br(K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu})/Br(K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu)$ очень слабо зависит от неопределенностей, обусловленных учетом адронных процессов, и влияние эффектов больших расстояний становится пренебрежимо малым [4].

Таким образом, в рамках SM распады $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ являются теоретически чистыми процессами, которые могут быть рассчитаны достаточно надежно и точно. Более того, распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ практически свободен от влияния c -кварков благодаря доминирующей роли прямого нарушения CP -инвариантности, что существенно уменьшает неопределенности его теоретических расчетов. Поправки, связанные с виртуальным t -кварком, вычисляемы и малы из-за его большой массы [5].

Как показано в работе [6], распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ характеризуется нарушением CP -инвариантности. Он может происходить только в результате интерференции амплитуд $FCNC$ -распада $s \rightarrow d \nu \bar{\nu}$ с прямым CP -нарушением и $(|K^0\rangle \leftrightarrow |\bar{K}^0\rangle)$ -смешивания, в котором имеет место косвенное CP -нарушение. Вклад прямого CP -нарушающего механизма – доминантный, а возможное влияние CP -сохраняющей амплитуды пренебрежимо мало [7]. В SM вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ пропорциональна мнимой части произведения элементов CKM , $Im(V_{td} V_{ts}^+)$, что соответствует высоте унитарного треугольника, и ее измерение позволит определить η – параметр матрицы кваркового смешивания, отвечающего за нарушение CP -инвариантности (рис. 2) [8, 9].

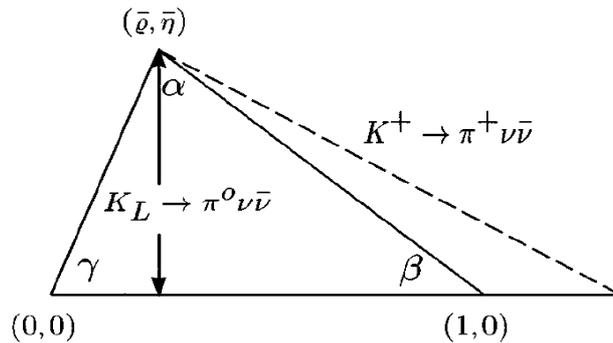


Рис. 2. Нормализованный унитарный треугольник (рисунок взят из работы [9]).

Как уже отмечалось, эффективные вершины $Z d \bar{s}$ на диаграммах (рис. 1) определяются областью очень малых расстояний. Поэтому распады $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ оказываются чувствительными к вкладу новых тяжелых объектов (например, суперсимметричных частиц), которые также проявляются на малых расстояниях. Сравнение результатов экспериментов с надежными теоретическими оценками в рамках SM позволяют непосредственно искать проявления новой физики в редких каонных распадах [10].

Итак, теоретические неопределенности в вычислениях вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ очень малы, 1÷2 %. При использовании принятых на текущий момент значений параметров SM вероятность искомого распада составляет $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-11}$ [11], и даже малые отклонения измеренной величины от ожидаемого теоретического значения будут однозначно свидетельствовать о присутствии новой физики.

Наиболее строгим в настоящее время ограничением на вероятность распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ является вытекающий из изотопической инвариантности безмодельный теоретический предел $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 4.37 \times Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$, так называемый предел Гроссмана-Нира (GN) [12]. Распад $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ наблюдался в экспериментах $BNL E-787$ (2 события) и $E-949$ (1 событие). При совместной обработке данных этих установок определена величина $0.27 \times 10^{-10} < Br(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 3.84 \times 10^{-10}$ (90% $C.L.$) [12]. Из верхнего значения безмодельный GN -предел составляет $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})|_{GN} < 1.68 \times 10^{-9}$ (90% $C.L.$) и оказывается в ≈ 300 раз более чувствительным, чем имеющиеся сейчас результаты прямых измерений.

1.2 Поиск легкого псевдоскалярного сголдстино

В теориях со спонтанным нарушением суперсимметрии возникают суперпартнеры Голдстоуновского фермиона, псевдоскалярное (P) и скалярное (S) сголдстино. В некоторых вариантах теорий этого типа ("gravity-mediated" и "gauge-mediated" [14]) один или оба этих слабовзаимодействующих бозона достаточно легкие и могут наблюдаться в распадах каонов. Более того, если взаимодействие сголдстино с кварками сохраняет P -четность (как это имеет место в право-левых расширениях минимально суперсимметричной SM) и P легче S ($m_S > (m_K - m_\pi)$ и $m_P < (m_K - 2m_\pi)$), сголдстино должны образовываться в распадах типа $K \rightarrow \pi \pi P$, а не в гораздо лучше исследованных распадах $K \rightarrow \pi S$. Феноменология сголдстино в этом сценарии детально рассмотрена в работе [15]. В предположении, что взаимодействие сголдстино с кварками и глюонами нарушает аромат и сохраняет P -четность, низкоэнергетическое эффективное взаимодействие псевдоскалярного сголдстино P с кварками описывается лагранжианом:

$$L = -P \cdot (h_{ij}^D \cdot \bar{d}_i i \gamma^5 d_j + h_{ij}^U \cdot \bar{u}_i i \gamma^5 u_j),$$

здесь $d_i = (d, s, b)$, $u_i = (u, c, t)$, и константы связи h_{ij} пропорциональны право-левым мягким членам в массовой матрице кварков:

$$h_{ij}^D = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\tilde{m}_{D,ij}^{(LR)2}}{F}, \quad h_{ij}^U = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\tilde{m}_{U,ij}^{(LR)2}}{F};$$

шкала нарушения суперсимметрии обозначена как \sqrt{F} .

Ограничения на нарушающие аромат константы связи кварков с сголдстино могут быть получены из значения разницы масс $K_L^0 - K_S^0$ и параметра CP -нарушения ε в системе нейтральных каонов: $|h_{12}^D| \leq 7 \times 10^{-8}$; $|Re(h_{12}^D)Im(h_{12}^D)| < 1.5 \times 10^{-17}$. В работе [15] показано, что в случае $Im(h_{12}^D) \sim Re(h_{12}^D)$ эти ограничения приводят к следующему ограничению на относительные вероятности распадов каонов: $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P) \leq 10^{-3}$ (90% $C.L.$). Для случая $Im(h_{12}^D) \sim 0$ никакого ограничения не возникает, а для случая $Re(h_{12}^D) \sim 0$ распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P$ подавлен фактором ε^2 и $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P) \leq 10^{-6}$.

Легкое сголдстино распадается на два фотона либо на пару заряженных лептонов. Двух-фотонный распад доминирует в большей части пространства параметров. В зависимости от параметра

$$g_\gamma = \frac{1}{2\sqrt{2}} \frac{M_{\gamma\gamma}}{F},$$

где $M_{\gamma\gamma}$ – масса фотино, сголдстино может иметь совершенно разное время жизни. В частности, если сголдстино живет достаточно долго, чтобы распасться вне детектора, оно эффективно ведет себя как "невидимая" частица.

Поиск "невидимого" P в распаде заряженного каона $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 P$ был недавно проведен в эксперименте *ISTRA+* [16]. В результате был получен верхний предел на $Br(K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 P) \leq 9 \times 10^{-6}$ (90% *C.L.*) для интервала масс сголдстино m_P от 0 до 200 МэВ/ c^2 , за исключением области в районе массы π^0 , где предел ухудшается до $\sim 3.5 \times 10^{-5}$. Важно отметить, что распад заряженного каона в сголдстино подавлен на 3 порядка по сравнению с распадами нейтральных каонов из-за нарушения изотопического спина. Таким образом, поиски распадов K_L^0 с участием сголдстино очень интересны.

Актуальность поиска сголдстино в последнее время резко возросла в связи с опубликованием сотрудничеством *HyperCP* трех событий распада $\Sigma^+ \rightarrow p \mu^+ \mu^-$ [17]. При этом оказалось, что во всех трех событиях инвариантная масса совпадает в пределах разрешения спектрометра и равна (214 ± 0.5) МэВ,

$$Br(\Sigma^+ \rightarrow p X (X \rightarrow \mu^+ \mu^-)) = (3.1 \pm 2.2 \text{ (stat)} \pm 1.5 \text{ (syst)}) \times 10^{-8}.$$

В работе [18] подробно рассмотрена интерпретация этих событий как результат образования сголдстино с массой 214.3 МэВ с последующим распадом в пару $\mu^+ \mu^-$. Следствием этой гипотезы является предсказание $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 P (P \rightarrow \mu^+ \mu^-)) \sim 1.2 \times 10^{-8}$ для $Re(h_{12}^D) \sim |h_{12}^D|$, что вполне достижимо для предлагаемого эксперимента. Надо иметь в виду, что для всех вариантов теории $\Gamma(P \rightarrow \gamma\gamma) / \Gamma(P \rightarrow \mu^+ \mu^-) > 1$ и, в принципе, это отношение может достигать 10^4 .

Отметим, что предлагаемый здесь эксперимент является практически оптимальным для поиска сголдстино в широком диапазоне масс и времен жизни. Чувствительности эксперимента хватает для надежного наблюдения этого объекта для большинства вариантов теории.

1.3 Другие нейтральные моды распада K_L^0

В предыдущем разделе были представлены перспективы поиска на предлагаемой установке легкого псевдоскалярного сголдстино. Несколько излишне детальное изложение этого вопроса, пожалуй, связано с недостаточным, по мнению авторов, освещением такого возможного эксперимента в существующей литературе.

Ниже кратко обсуждаются другие доступные к изучению на установке нейтральные моды распада K_L^0 .

- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$

Высокоточные измерения вероятности и кинематических распределений (спектральной формы эффективных масс $M_{\gamma\gamma}$) этой моды распада необходимы для проверки применимости вычислений киральной пертурбативной теории и определения модельно-зависимого параметра a_V , используемого в ее высшем порядке. Этот распад важен для определения *CP*-сохраняющей части амплитуды экстремально редких интересных в теоретическом плане распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. В особенности для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ *CP*-сохраняющая амплитуда напрямую зависит от параметра a_V . Существующие в настоящее время результаты измерений $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \gamma\gamma$ от *KTЭВ* [19] и от *NA-48* [20] значительно отличаются друг от друга (усредненная *PDG* вероятность распада – $Br \approx 1.5 \times 10^{-6}$).

- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \nu \bar{\nu}$

Распад впервые рассмотрен в работе [21], подобен $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, и является редким теоретически ясно вычисляемым *FCNC*-процессом, с доминирующей ролью сохраняющей *CP* компоненты. В рамках *SM* вероятность распада пропорциональна *СКМ*-параметру ρ и составляет $(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-13}$ [22]. Единственный недавно полученный в эксперименте *E-391A* предел составляет $Br < 4.7 \times 10^{-5}$ [23].

- $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$

Изучение этой моды распада может служить проверкой киральной пертурбативной теории, в рамках которой предсказанная вероятность составляет $Br \approx 7 \times 10^{-11}$ [24]. Экстраполяции из

измеренной вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ могут существенно повысить это значение, $Br \approx 1 \times 10^{-8}$ [25]. Наилучший экспериментальный предел (*NA-31*) составляет $Br < 5.6 \times 10^{-6}$ [26]. Недавно представленные данные установки *KTeV* сильно улучшают это ограничение ($Br < 2.52 \times 10^{-7}$ [27]).

- $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma$

Наивные оценки вероятности этой сохраняющей *CP* моды распада дают величину $Br \approx \alpha_{em} \times Br(K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma) \approx 10^{-6}$. Однако детальные вычисления с учетом калибровочной инвариантности и Бозе-статистики приводят к существенному подавлению этого значения, $Br \approx 3 \times 10^{-19}$ [28]. Наилучший опубликованный экспериментальный предел, полученный сотрудничеством *NA-31*, составляет $Br < 2.4 \times 10^{-7}$ [29].

1.4 Перспективы дальнейших исследований на K_L^0 -канале

Описываемая здесь и оптимизированная для выполнения основной задачи установка не предполагает возможности измерения на ней заряженных мод распадов K_L^0 . Безусловно, это сильно ограничивает ее потенциал по исследованию многих интересных процессов, содержащих заряженные частицы в конечных состояниях. С нашей точки зрения, отсутствие универсальности в данном случае оправдано, так как позволяет сконцентрировать усилия на достижении главной цели. Однако это не исключает возможности развития и реконструкции экспериментальной установки в долговременной перспективе. Например, даже дополнение уже созданного аппарата мюонным идентификатором сделает доступными к измерению многие другие K_L^0 -распады.

Следует подчеркнуть, что наиболее интересные экспериментальные задачи, в силу сложности исполнения, требуют целенаправленного подхода в создании установок. Наличие нейтрального пучка с хорошо изученными и понятными характеристиками открывает широкие возможности для долговременной экспериментальной программы исследований на нем. Отметим здесь только два очень перспективных и широко обсуждаемых в литературе распада – $K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$, ($K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$).

Наряду с $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$, распады $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ – также редкие каонные процессы обусловленные петлевыми *FCNC*-диаграммами. Как известно, в K_L^0 -распадах имеют место эффекты как прямого, так и косвенного нарушения *CP*-инвариантности. Если в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ вклад косвенного *CP*-нарушения пренебрежимо мал, то для $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ ситуация существенно меняется из-за влияния области больших расстояний. В *SM* существует три механизма, дающих вклад в эти моды. Во-первых, процессы с прямым нарушением *CP* схожие с распадом $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и имеющие амплитуды пропорциональные *СКМ*-параметру η . Во-вторых, амплитуды косвенного *CP*-нарушения, которые могут быть выражены через вероятности распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$, недавно зарегистрированных в эксперименте *NA-48/I* [30]. И наконец, *CP*-сохраняющая компонента, обусловленная промежуточными $\gamma \gamma^*$ -состояниями, которая может быть определена путем измерения вероятности распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \gamma \gamma$ в области малых эффективных масс двух фотонов [31].

Ожидаемые в *SM* вероятности распадов находятся в пределах $(1.0 \div 3.7) \times 10^{-11}$. Следует отметить, что даже после измерения этих величин будет, по всей видимости, достаточно сложно выделить *FCNC*-процесс на малых расстояниях с прямым нарушением *CP*-инвариантности. Так, например, для распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ вклады различных механизмов в его вероятность примерно равны. Тем не менее, как отмечается во многих работах, в распадах $K \rightarrow \pi \nu \bar{\nu}$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ по-разному проявляются различные модели с новой физикой, поэтому дальнейшие независимые экспериментальные исследования всех этих *FCNC*-процессов представляют большой интерес.

При выделении распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ имеются большие экспериментальные трудности. Они связаны с фоном от идущих с высокой вероятностью процессов $K_L^0 \rightarrow l^+ l^- \gamma \gamma$. Спектр эффективных масс $M_{\gamma\gamma}$ даже при очень хорошем разрешении может имитировать распады с образованием π^0 и являться доминирующим источником фона. Он, по-видимому, уже ограничил точность поисков распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ в опытах на установке $KTeV$, где для соответствующих вероятностей были получены пределы: $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) < 2.8 \times 10^{-10}$ (90% C.L.) [32] и $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) < 3.8 \times 10^{-10}$ (90% C.L.) [33].

Дальнейшее продвижение в поисках $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ может быть связано с набором очень большой статистики и вычитанием фона под π^0 статистическими методами (см., например, работу [34]). Другой метод выделения $K_L^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$, предложенный в ряде работ, состоит в изучении интерференции между K_S^0 и K_L^0 -распадами по каналам $\pi^0 l^+ l^-$. При этом процессы $K_S^0 \rightarrow l^+ l^- \gamma \gamma$ очень подавлены по сравнению с распадами $K_S^0 \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$, и фон в интерференционной картине пренебрежимо мал. Интерференционный член на первых 15 распадных длинах K_S^0 оказывается очень чувствительным к величине амплитуды прямого CP-нарушения [34]. В настоящее время пока не существует предложений подобных опытов.

2. Методы и подходы решения задачи эксперимента

Наблюдение распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ с чувствительностью на уровне $\sim 10^{-11}$ (а тем более измерение его вероятности) вызывает серьезные технические трудности, с чем и связано то обстоятельство, что распад до сих пор не открыт экспериментально. По всей видимости, данная задача не может быть решена в рамках универсальной экспериментальной установки (подобной установке $KT\bar{E}B$), нацеленной на широкомасштабное изучение распадов K_L^0 , и требует целенаправленной постановки эксперимента.

2.1 Стратегия измерений

Экспериментальные трудности при поиске экстремально редких распадов заключаются не только в достижении достаточной эффективности регистрации, но и в контроле и понимании систематических неопределенностей от наличия сильно подавляемых фоновых процессов. Поиск распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ планируется по регистрации сигнала $\pi^0 (\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma) + \text{«ничего более»}$. В табл. 1 представлены все моды распада K_L^0 , перечисляемые *PDG* [35]. Искомый распад содержит только 2 γ -кванта в конечном состоянии с эффективной массой π^0 , при этом 34% распадов K_L^0 содержат π^0 в конечном состоянии. С другой стороны, за исключением $K_L^0 \rightarrow \gamma \gamma$, все остальные распады имеют, по крайней мере, две заряженные частицы или 4 γ -кванта в конечном состоянии (4-я колонка таблицы). Таким образом, основное условие поиска заключается в требовании наличия только двух γ -квантов и отсутствия любых других зарегистрированных частиц. При этом, поскольку фоновые распады содержат не менее двух дополнительных частиц, эффективность вето-системы должна быть не больше квадратного корня от желаемого уровня подавления фона. Особую опасность представляют нейтральные моды распада K_L^0 , а именно распады в $2\pi^0$, $3\pi^0$ и 2γ .

То обстоятельство, что K_L^0 -мезоны в основном распадаются в многочастичные конечные состояния, определяет малость импульса продуктов их распада в системе покоя K_L^0 . Напротив, спектр импульсов π^0 в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ более жесткий благодаря $V-A$ взаимодействию. Поскольку импульс в системе покоя соответствует P_T в лабораторной системе отчета, соотношение сигнал/фон может быть улучшено отбором π^0 с высокими P_T . В табл. 1 приведены максимальные значения P_T для двух γ -квантов от фоновых мод распадов. Для искомого распада эта величина составляет 231 МэВ/с.

Таблица 1

| Мода распада K_L^0 | Вероятность | Макс. P_T для 2 γ , МэВ/с | Дополнительные (γ) / (заряженные) |
|--------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|---|
| $\pi^\pm e^+ \nu_e$ | $(40.53 \pm 0.15) \times 10^{-2}$ | - | (-2)/(2) |
| $\pi^\pm \mu^+ \nu_\mu$ | $(27.02 \pm 0.07) \times 10^{-2}$ | - | (-2)/(2) |
| $3\pi^0$ | $(19.56 \pm 0.14) \times 10^{-2}$ | 139 | (4)/(0) |
| $\pi^+ \pi^- \pi^0$ | $(12.56 \pm 0.05) \times 10^{-2}$ | 133 | (0)/(2) |
| $\pi^\pm e^+ \nu_e \gamma$ | $(3.79 \pm 0.08) \times 10^{-3}$ | - | (-1)/(2) |
| $\pi^+ \pi^-$ | $(1.976 \pm 0.008) \times 10^{-3}$ | - | (0)/(2) |
| $\pi^0 \pi^0$ | $(8.69 \pm 0.04) \times 10^{-4}$ | 209 | (2)/(0) |
| $\pi^\pm \mu^+ \nu_\mu \gamma$ | $(5.64 \pm 0.23) \times 10^{-4}$ | - | (-1)/(2) |
| 2γ | $(5.48 \pm 0.05) \times 10^{-4}$ | 0 | (0)/(0) |
| $\pi^0 \pi^\pm e^+ \nu$ | $(5.20 \pm 0.11) \times 10^{-5}$ | 207 | (0)/(2) |
| $\pi^+ \pi^- \gamma$ | $(4.17 \pm 0.15) \times 10^{-5}$ | - | (-1)/(2) |
| $e^+ e^- \gamma$ | $(10.0 \pm 0.5) \times 10^{-6}$ | - | (-1)/(2) |
| $\pi^0 2\gamma$ | $(1.49 \pm 0.08) \times 10^{-6}$ | 231 | (2)/(0) |
| $e^+ e^- \gamma \gamma$ | $(5.95 \pm 0.33) \times 10^{-7}$ | 249 | (0)/(2) |
| $\mu^+ \mu^- \gamma$ | $(3.59 \pm 0.11) \times 10^{-7}$ | - | (-1)/(2) |
| $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $(3.11 \pm 0.19) \times 10^{-7}$ | - | (-2)/(4) |
| $e^+ e^- e^+ e^-$ | $(3.56 \pm 0.21) \times 10^{-8}$ | - | (-2)/(4) |
| $\pi^0 \gamma e^+ e^-$ | $(2.3 \pm 0.4) \times 10^{-8}$ | - | (1)/(2) |
| $\mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ | $(1.0 \pm 0.8 - 0.6) \times 10^{-8}$ | - | (0)/(2) |
| $\mu^+ \mu^-$ | $(6.87 \pm 0.11) \times 10^{-9}$ | - | (-2)/(2) |
| $\mu^+ \mu^- e^+ e^-$ | $(2.69 \pm 0.27) \times 10^{-9}$ | - | (-2)/(2) |
| $e^+ e^-$ | $(9+6-4) \times 10^{-12}$ | - | (-2)/(2) |

Серьезными источниками фона, не связанного с распадами K_L^0 , являются взаимодействия частиц, содержащихся в нейтральном пучке и его гало, с веществом установки. В результате может быть рожден либо одиночный π^0 , либо Λ с последующим высоковероятным распадом $\Lambda \rightarrow \pi^0 n$.

Таким образом, предполагаемая установка должна представлять собой вакуумный распадный объем по пучку K_L^0 , окруженный со всех сторон высокоэффективной вето-системой. Дальняя по пучку стенка представляет собой электромагнитный калориметр с хорошим энергетическим и пространственным разрешением. Для вывода нераспавшихся пучковых K_L^0 в калориметре должно быть предусмотрено отверстие, за которым также располагается вето-детектор, способный эффективно регистрировать γ -кванты от фоновых распадов в присутствии большого потока нежелательных нейтральных частиц, содержащихся в пучке.

Стратегия измерений состоит в регистрации событий, содержащих два нейтральных кластера, в электромагнитном калориметре без сопроводительной активности в любом из вето-детекторов. Реконструкция кластеров в массу π^0 в предположении бесконечной узости пучка позволяет определить положение вершины распада K_L^0 по пучку и вычислить поперечный импульс P_T π^0 -мезона, обрезание по которому – сильнейший фактор в подавлении наиболее опасных фоновых распадов. Еще один важный фактор подавления различного фона – требование расположения реконструированной вершины распада внутри основного объема установки.

2.2 Основные требования к пучку

Требования к нейтральному пучку, вытекающие из предполагаемой стратегии измерений, достаточно жестки, а именно:

- пучок должен быть узким ($R < 5$ см) и хорошо коллимированным;

- пучок должен иметь минимальный угловой разброс, т. е. быть высоко-сбалансированным по поперечному импульсу P_T ;
- высокая интенсивность пучка ($\sim 10^8 K_L^0$ /цикл) при средней энергии $K_L^0 \sim 10$ ГэВ;
- минимальное содержание нежелательных нейтральных частиц в пучке. В частности, по возможности наименьшее отношение количества нейтронов к K_L^0 (не хуже 10).

2.3 Общая геометрия установки

Геометрия детектора (рис. 3) определяется, в первую очередь, жесткими требованиями к герметичности измерительного объема для эффективности регистрации γ -квантов. Весь вакуумный объем установки делится на основной распадный объем и его входную вето-секцию (концепция двойной распадной камеры). Такая конфигурация необходима для эффективного подавления фона как от взаимодействия пучковых частиц с веществом, так и от распадов K_L^0 (A) на всем пути от мишени до входа в установку. Измерительный объем (до задней стенки переднего калориметра) должен быть откачан до уровня высокого вакуума ($\sim 10^{-7}$ торр) для подавления фона от взаимодействия K_L^0 и нейтронов с остаточным газом в самой установке.

Для реализации этого рассматривается возможность создания двойной вакуумной системы. Основной объем внешнего металлического кожуха, содержащий детектирующие элементы установки, может быть откачан до уровня $\sim (10^{-3}-10^{-4})$ торр. Сам распадный объем и прилегающая к нему область выше по пучку отделены тонкой (0.19 мм, $4 \times 10^{-4} X_0$) CH_2 -мембраной, показанной внутренним контуром на рисунке, и поддерживаются на уровне высокого вакуума.

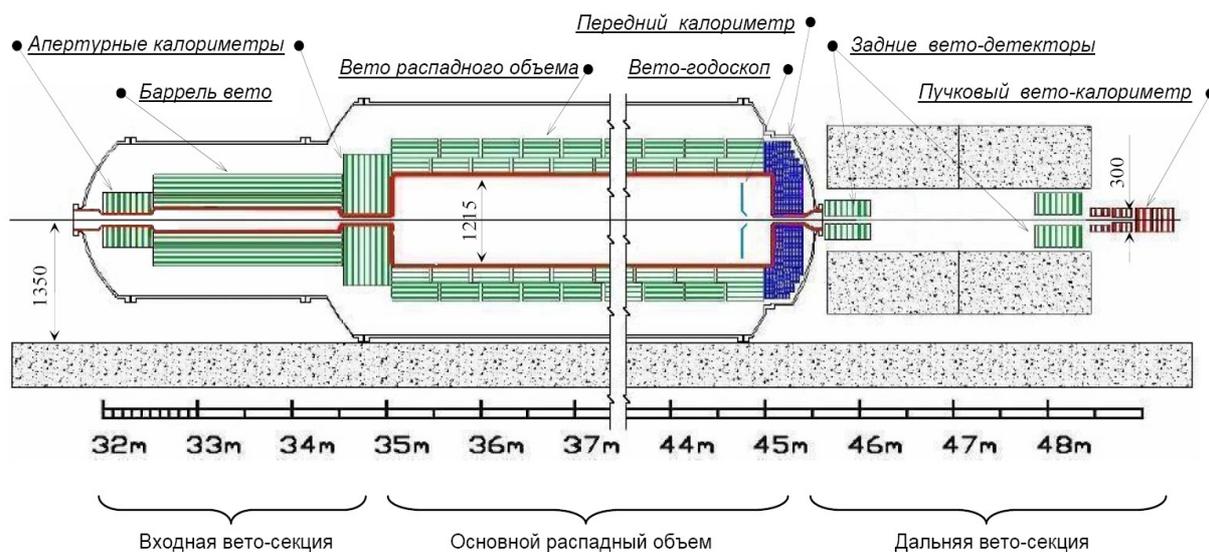


Рис. 3. Общая схема установки.

К элементам основного распадного объема относятся передний электромагнитный калориметр, вето-система распадного объема и передний вето-годоскоп. Детекторы входной вето-секции – 2 апертурных калориметра и переднее баррель-вето. Замыкает установку дальняя вето-секция, находящаяся вне вакуумного кожуха и состоящая из двух задних вето-детекторов и пучкового вето-калориметра. Рис. 3 демонстрирует некоторые геометрические размеры основных детекторов. Представленная шкала расстояний имеет свое начало в головке канала, в месте расположения мишени.

2.4 Основные требования к детекторам установки

В данном разделе рассматриваются и мотивируются требования к детекторам, исходя из решаемых ими в составе установки задач. При этом не обсуждаются технические решения для достижения обозначенных целей. Некоторые конкретные методические проработки основных элементов установки представлены далее в разделе 4.

2.4.1 Передний электромагнитный калориметр

Задачами переднего электромагнитного калориметра являются высокоэффективная регистрация γ -квантов от фоновых нейтральных мод распадов K_L^0 , уверенная реконструкция количества зарегистрированных кластеров и, в случае наличия в событии двух и только двух γ -квантов, определение их суммарного поперечного импульса P_T . В последнем случае γ -кванты реконструируются в массу π^0 , и в предположении бесконечной узости нейтрального пучка это позволяет определить вершину распада K_L^0 по пучку. Поскольку достижимое разрешение по P_T ограничено характеристиками пучка, энергетическое разрешение электромагнитного калориметра $\sim(5-6)\%/\sqrt{E}$ представляется адекватным. В условиях высокой загрузки, $\sim 10^7$ распадов K_L^0 /цикл, важными требованиями к калориметру являются его скорость отклика и малость мольтеровского радиуса.

В случае ошибочной идентификации двух γ -квантов как продуктов распада π^0 вершина распада K_L^0 будет восстановлена неверно, но тем не менее может оказаться внутри ограниченного вето-системой распадного объема. В этом случае представляется важным возможность измерять углы γ -квантов. Как и в случае энергетического разрешения, требование достижимой точности восстановления углов определяется характеристиками пучка. При пучке K_L^0 с радиусом ≈ 5 см неопределенность в восстановлении вершины распада по пучку соответствует неопределенности в углах вылета γ -квантов ≈ 10 мрад. Задача создания прибора с угловым разрешением $10 \text{ мрад}/\sqrt{E}$ представляется трудной, но достижимой, и требует сегментации калориметра по глубине при наличии хорошего координатного разрешения в каждом слое.

2.4.2 Вето основного распадного объема

Высокоэффективная система вето-счетчиков окружающая распадным объемом – одна из наиболее критичных частей установки. Из-за необходимости перекрытия достаточно большого объема эта система доминирует в общей оценке стоимости, и выбор слоистого высокоточного калориметра в качестве детектора представляется оптимальным. Требование хорошего энергетического разрешения обусловлено не желанием точно измерять энергию фоновых γ , а стремлением эффективно их регистрировать вплоть до энергий менее 10 МэВ. В идеале необходимо обеспечить неэффективность регистрации γ -квантов на уровне $\sim 10^{-6}$, что, в принципе, достижимо для энергий ~ 1 ГэВ и выше. Для меньших энергий возможности ограничены ростом сечений фотоядерных реакций, что приводит к необходимости работать с очень низким порогом регистрирующей электроники (менее 1 МэВ).

По существу, возможны три механизма, дающих вклад в неэффективность регистрации γ -квантов электромагнитными калориметрами.

- Пролет фотона через вещество без взаимодействия. Эффект доминирует при энергиях более 1 ГэВ, определяется глубиной калориметра и поддается точной оценке. При длине прибора $18 X_0$ неэффективность регистрации составляет 8.3×10^{-7} .
- При энергиях ниже 1 ГэВ рост сечений фотоядерных реакций, при которых возбуждение ядер приводит к испусканию нейтронов, принципиально не позволяет достичь высокоэффективной регистрации γ -квантов. Неэффективность сильно зависит от энергии γ и порога регистрирующей электроники. Этот механизм трудно моделировать, и оценки не отличаются надежностью. Прямые измерения на пучках меченых фотонов в диапазоне энергий 100 МэВ \div 1 ГэВ [36] демонстрируют неэффективность на уровне 10^{-6} при 1 ГэВ с

ухудшением до $\sim 10^{-4}$ при 100 МэВ для слоистых калориметров. Измерения проведены для порога регистрации 10 МэВ. Уменьшение порога до 1 МэВ позволяет надеяться на улучшение этих показателей на порядок.

- Так называемый (хорошо изученный и легко моделируемый) «сэмплинг»-эффект приводит в слоистых структурах к выделению большей части энергии ливня в первых после первичной конверсии слоях пассивного вещества. Неэффективность регистрации благодаря этому механизму незначительна при высоких энергиях, сравнима с величиной для фотоядерных реакций при ~ 100 МэВ и может достигать нескольких процентов при $\sim (10-20)$ МэВ в случае калориметрической структуры 1 мм *Pb* + 5 мм сцинтиллятора. Для ослабления эффекта представляется важным создание более «тонкой» структуры при соответствующем уменьшении порога регистрации.

Дополнительным пожеланием (важным, но не определяющим) к конструкции основной вето-системы является ее ячеистость как в продольном, так и в поперечном направлениях к пучку. Это позволяет измерить с разумной точностью энергии и координаты γ -квантов для того, чтобы большой статистический материал распадов $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$, $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ мог быть использован для калибровки детекторов и мониторинга полной эффективности установки. Помимо этого, представляется интересной потенциальная возможность использования основной вето-системы также и в качестве калориметра для регистрации основного распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\bar{\nu}$, что увеличит аксептанс и повысит чувствительность установки.

2.4.3 Передний вето-годоскоп

Фоновые K_L^0 -распады, содержащие заряженные частицы, эффективно подавляются вето-детекторами установки. Однако любая из заряженных частиц в конечном состоянии может быть ложно идентифицирована как нейтральный кластер передним электромагнитным калориметром. Во избежание этого перед калориметром предполагается установка сцинтилляционного вето-годоскопа, возможности которого определяются достаточно высокой эффективностью сцинтилляционных счетчиков к заряженным частицам.

В работе [37] приводятся результаты изучения неэффективности счетчика из 1-см органического сцинтиллятора к 1 ГэВ/с π^\pm и e^\pm при разных порогах регистрации. Полученные данные представлены здесь в виде таблицы (табл. 2). Поскольку все интересующие нас здесь фоновые распады K_L^0 содержат по крайней мере 2 заряженные частицы в конечном состоянии, приведенные неэффективности представляются достаточными для уверенного подавления большинства из них.

Таблица 2

| Порог регистрации, МэВ | e^+ | e^- | π^+ | π^- |
|------------------------|----------------------|------------------------|------------------------|----------------------|
| 1 | 3.2×10^{-4} | $< 1.2 \times 10^{-4}$ | $< 1.6 \times 10^{-5}$ | 6.0×10^{-4} |
| 0.1 | 3.2×10^{-5} | $< 1.2 \times 10^{-5}$ | $< 1.6 \times 10^{-6}$ | 6.0×10^{-5} |

Исключение составляет идущий с большой вероятностью распад $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$. В этом случае эффективность ограничена зарядово-обменной реакцией $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ и реакцией аннигиляции $e^+ e^- \rightarrow \gamma\gamma$, происходящими в сцинтилляторе годоскопа. Тем не менее, в зависимости от места прохождения этих реакций по толщине счетчика может быть получен детектируемый сигнал, что требует понижения порога и, возможно, утолщения сцинтилляционных пластин.

Кроме того, при расположении вето-годоскопа на некотором (~ 0.5 м) расстоянии от передней стенки калориметра появляется возможность идентифицировать нейтральный кластер как продукт наложения двух γ от реакции перезарядки в π^0 . При этом высокие продольная и поперечная сегментации переднего электромагнитного калориметра при малом мольеровском радиусе весьма существенны. То есть событие распада $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ может быть в ряде случаев

идентифицировано как 3-фотонное, поскольку возможность отмеченного разделения γ -квантов, естественно, практически отсутствует для e^+ -аннигиляции.

2.4.4 Входная вето-секция

Входная секция основного распадного объема состоит из двух апертурных калориметров и баррель-вето. Месторасположение и аксептанс по пучку апертурных калориметров определяются из геометрических соображений невозможности попадания γ -квантов из области пучка от мишени до начала установки в передний электромагнитный калориметр без взаимодействия с этими детекторами. На этом достаточно протяженном сегменте канала отсутствуют вето-детекторы, и вероятность регистрации двух таких γ -квантов передним калориметром достаточно высока. В том случае, если они не являлись продуктами распада π^0 , вершина предполагаемого $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ будет восстановлена неверно и может оказаться внутри распадного объема.

Для подавления фоновых распадов K_L^0 , происходящих непосредственно перед основным распадным объемом, входная секция должна быть дополнена секцией баррель-вето, расположенной между апертурными калориметрами. В случае ее отсутствия, велика вероятность потери например принадлежащих разным π^0 двух γ -квантов в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$. При этом так же, как и в предыдущем случае, восстановленная вершина сдвигается по пучку, имитируя $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

Отметим, что требования к эффективности детекторов входной секции не столь высоки, как для вето-системы основного распадного объема, поскольку необходимо учитывать вероятность неверной реконструкции вершины распада, когда γ -кванты не принадлежат одному π^0 .

2.4.5 Дальняя вето-секция

Дальняя вето-секция состоит из двух задних вето-детекторов и пучкового вето-калориметра – достаточно сложного прибора системы, работающего в наиболее тяжелых загрузочных условиях. Его задачей является эффективное подавление событий, удовлетворяющих условиям искомого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, однако имеющих дополнительные γ -кванты, прошедшие через пучковое отверстие в переднем электромагнитном калориметре.

Основная трудность связана с необходимостью обеспечить высокоэффективную регистрацию γ -квантов от фоновых распадов (в первую очередь, $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$) в стволе интенсивного нейтрального пучка, содержащего нейтроны, γ -кванты и не распавшиеся K_L^0 -мезоны. Приблизительно 18% всех $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ распадов, происходящих в основном распадном объеме установки, имеют, по крайней мере, 1 γ -квант, вылетающий в центральное отверстие переднего калориметра. Желание вывести из апертуры пучка как можно больше γ -квантов от фоновых распадов, происходящих внутри распадного объема, повысив таким образом эффективность их регистрации, приводит к необходимости разнесения по пучку переднего и вето-калориметров. Расстояние между ними ~ 3 м представляется достаточным. При этом внепучковые фоновые γ -кванты эффективно подавляются двумя задними вето-калориметрами с поперечно направленной к пучку «сэмплинг»-структурой. Рис. 4(а) демонстрирует спектр γ -квантов в распаде $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, попадающих в разные области установки, при условии регистрации двух из них передним электромагнитным калориметром.

Наиболее неприятные случаи представляют собой события распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, в которых 2 γ -кванта от одного π^0 регистрируются передним калориметром, а 2 оставшихся попадают в вето-калориметр дальней секции. Вероятность событий с такой топологией составляет $\approx 2\%$ от общего количества $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ в распадном объеме, что требует их уверенной идентификации, по крайней мере, на уровне 10^{-6} . К счастью, в этом случае спектр γ -квантов достаточно жесткий (рис. 4(б)) и позволяет надеяться на возможность достижения требуемого уровня подавления.

Еще одна трудность заключается в том, что любая частица в акцептансе пучка, взаимодействуя с веществом вето-калориметра, может имитировать электромагнитный каскад и тем самым снижать чувствительность установки к искомому $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (эффект “over-veto”). Пучковые γ -кванты, хотя их интенсивность очень высока, не вызывают проблем, поскольку имеют очень мягкий энергетический спектр (раздел 3.2). Установка разумного порога регистрации ~ 250 МэВ позволит снизить вызванную ими загрузку до уровня $\sim 10^6 \gamma/\text{цикл}$.

Основную опасность как для эффективной регистрации фоновых γ , так и для эффекта “over-veto” представляет нейтронная компонента пучка. Недавно реализованный на ускорителе ИФВЭ медленный стохастический вывод позволяет значительное увеличение длительности сброса. При ≈ 9 -секундном ускорительном цикле длительность сброса ограничена возможной протяженностью верхнего плато магнитного поля в $У-70$ и может достигать 2–3–4 с для энергий 70–60–50 ГэВ соответственно [38].

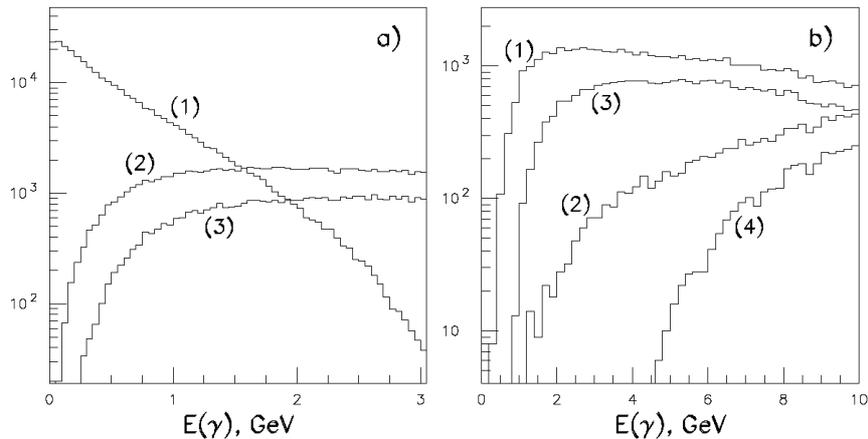


Рис. 4. (а) – Энергетический спектр γ -квантов от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, попадающих в вето основного распадного объема (1), в отверстие переднего электромагнитного (2) и в вето-калориметр (3). (б) – Спектр двух γ для того же распада, попадающих в вето-калориметр (1) и спектр их суммарной энергии (2). (3 - 4) – то же, но при условии принадлежности двух γ одному π^0 . Везде требуется наличие двух γ в переднем электромагнитном калориметре.

Помня о желании достичь интенсивности $10^8 K_L^0/\text{цикл}$ и о возможности добиться при этом соотношения $n/K_L^0 \approx 10$, поток нейтронов на вето-калориметр все же составит ~ 300 МГц. Каждый из распадов K_L^0 в установке будет сопровождаться, по крайней мере, тремя нейтронами в вето-калориметре внутри 10 нс временного окна. Задача заключается в создании электромагнитной структуры, имеющей достаточное количество радиационных длин для идентификации высокоэнергичной компоненты γ -квантов, достаточно «тонкой» для регистрации ее мягкой части, при малом количестве ядерных длин для уменьшения вероятности возникновения адронных каскадов от нейтронной компоненты пучка.

2.5 Сравнение с другими экспериментами

До настоящего времени не проводилось экспериментов, полностью нацеленных на регистрацию распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Наилучшее ограничение (по состоянию дел на начало 2006 года) было получено на уже завершившей работу установке $KTeV-E799$ [39] при наблюдении $Dalitz$ -распада $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ и составляет 5.7×10^{-7} (90% $C.L.$). Преимущество регистрации этой моды вторичного распада – возможность реконструкции вершины распада K_L^0 и, как следствие, отсутствие необходимости работать с узким пучком. Недостатки, принципиально не позволяющие достичь требуемого уровня, – малая вероятность $Dalitz$ -процесса и фон от

радиационного K_{e3} -распада ($K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \gamma \nu$), который в случае ошибочной идентификации пиона как электрона/позитрона выглядит искомым $e^+ e^- \gamma \nu \bar{\nu}$.

В табл. 3 представлены некоторые характеристики планируемых (как ранее, так и в настоящее время) и проводимых экспериментов по данной тематике. После закрытия проектов *KOPIO (BNL)* [40] и *KAMI (FNAL)* [41] можно сопоставлять возможности предлагаемой установки только с работающим в настоящее время экспериментом *E-391A (KEK)* [42]. Эксперимент находится в завершающей стадии. Последний 2-месячный набор данных проведен в конце 2005 г. Потенциал *E-391A* в верхнем пределе ограничен характеристиками работающего в *KEK* 12 ГэВ протонного ускорителя и в идеальном случае позволяет надеяться на достижение уровня 10^{-10} по искомому распаду. Недавно авторы заявили о достижении уровня $Br < 2.1 \times 10^{-7}$ (90% *C.L.*) [43], полученный на $\approx 10\%$ статистического материала, что немногим улучшает предел, полученный на установке *KTeV*. Обработка данных продолжается и, возможно, позволит достигнуть уровня предела Гроссмана-Нира.

Фактическая цель эксперимента *E-391A* – продемонстрировать возможности избранной методики измерений, понимание фоновых условий и способность продолжить работу на строящемся 50 ГэВ высокоинтенсивном протонном ускорителе *J-Parc* с желанием достичь рекордной чувствительности по искомому распаду [44] (этап *Letter of Intent*). Однако уже сейчас ясно, что перенос созданного в *E391A* оборудования на новый ускоритель, как это предполагалось в начале реализации *E391A*, не позволит решить поставленную задачу. Неизбежна глобальная модификация существующей установки или даже создание нового аппарата.

Недавно опубликовано соответствующее Предложение эксперимента, предполагающее поэтапное развитие проекта [45]. Начальный этап нацелен на обнаружение распада (~ 3.5 распадов *SM*), и набор статистики должен занять около трех лет, учитывая необходимость работы на общей с другими пользователями мишени, неоптимальный угол вывода K_L^0 -пучка и его пониженную энергию. На этом этапе будет использована существующая аппаратура *E391A* с некоторыми модификациями. В частности рассматривается замена существующего крупноячеистого *CsI*-электромагнитного калориметра, имеющего, кроме того, недостаточное количество радиационных длин для эффективного подавления фоновых γ -квантов, на более адаптированный кристаллический калориметр установки *KTeV*.

Следующий (основной) этап предполагает создание независимого оптимизированного нейтрального канала, переход на более высокую энергию пучка K_L^0 и создание новой экспериментальной установки. Дополнительные три года набора данных должны позволить зарегистрировать более 100 распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ при хорошем соотношении сигнал/фон. Имея в виду отодвигающиеся планы по запуску *J-Parc* и первоочередность нейтринной программы, результаты даже первого этапа эксперимента следует ожидать не ранее 2013 г.

Используя стратегию измерений, аналогичную проводимому в настоящее время эксперименту *E-391A*, представляемая в данном документе установка решает задачу независимыми аппаратными средствами. Предлагаемые новые детекторы обладают большими возможностями и более адаптированы для достижения поставленной цели. К особенностям и преимуществам нашего эксперимента следует отнести следующее.

- Высокая энергия первичного пучка протонов 60–70 ГэВ дает заметное преимущество в выходе K_L^0 . При этом возможно увеличение угла вывода нейтрального пучка для улучшения соотношения K_L^0 /нейтроны.
- Более высокая энергия пучка K_L^0 (мы рассматриваем возможность вывода нейтрального пучка со средней энергией ~ 10 ГэВ) уменьшает неэффективность вето-системы к мягким γ -квантам от фоновых распадов. Кроме того, при низких энергиях для сохранения акцептанса установка должна располагаться ближе к мишенной станции, что ухудшает фоновые условия. С другой стороны, повышение энергии приводит к увеличению размеров и удорожанию установки.

- Способность переднего электромагнитного калориметра измерять углы γ -квантов позволяет существенно подавить многие фоновые процессы.
- Сверхтонкая сэмплинг структура вето-системы позволяет снизить порог регистрации фоновых γ -квантов до менее 1 МэВ.
- Ячеистость вето-системы потенциально делает возможным ее использование не только для подавления фоновых распадов в качестве вето, но и для регистрации γ -квантов от искомого $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, что увеличит акцептанс установки. Помимо этого упрощается калибровка основных детекторов и появляется возможность измерения и мониторингования их неэффективности на реальных событиях.

Таблица 3*

| | <i>КОРЮ</i> | <i>КАМИ</i> | <i>E391A</i> | <i>J-Parc (1)</i> | <i>J-Parc (2)</i> |
|---|---|---------------------|----------------------|---------------------|---------------------|
| Энергия протонов | 24 ГэВ | 120 ГэВ | 12 ГэВ | 30 ГэВ | 30 ГэВ |
| Число протонов/сброс | 10^{14} | 3×10^{13} | 2.5×10^{12} | 2×10^{14} | 3×10^{14} |
| Полный цикл/(сброс) | 5.3/(3) сек | 3/(1) сек | 4/(2) сек | 3.3/(0.7) сек | 3.3/(0.7) сек |
| Угол вывода K_L^0 пучка | $40^\circ \div 45^\circ$ | 15 мрад | 4° | 16° | 5° |
| Импульс K_L^0 пучка, средний/(в пике) | 920/(750) МэВ/с | 20/(12) ГэВ/с | 2.6/(1.8) ГэВ/с | 2.1/(1.3) ГэВ/с | 5.2/(–) ГэВ/с |
| Профиль пучка | 5.2мрад \times 96мрад | – | 4 мрад, \emptyset | – | – |
| Телесный угол пучка | 500 μ стер | 0.41 μ стер | 12.6 μ стер | 9 μ стер | 2 μ стер |
| K_L^0 /сброс (на установке) | 2.6×10^8 | 6.2×10^7 | 3.3×10^5 | 8.1×10^6 | 4.4×10^7 |
| База распада (эфф.ект.) | 3 м | 65 м | 2 м | 2 м | 11 м |
| Вероятность распада | ≈ 16 (8) % ($\times 1$ распад/банч) | 15 % | 2.7 % | 3.6 % | 6 % |
| Время набора | 3×10^7 сек | 2×10^7 сек | 6 месяцев | 3×10^7 сек | 3×10^7 сек |
| Чувствительность | 6×10^{-13} | – | $\sim 10^{-9}$ | 8×10^{-12} | 3×10^{-13} |
| Число событий (@CM) | 96 | 88 | | 3.5 | 133 |
| Сигнал/фон | 2 | 4.6 | | 1.4 | 4.8 |

Следует отметить, что в целом рассматриваемая установка представляет собой систему калориметрических детекторов. В Институтах – участниках предлагаемого проекта имеется богатый опыт конструирования, создания и эксплуатации подобных приборов как для отечественных, так и для зарубежных экспериментов.

3. Нейтральный пучок K -мезонов на ускорителе У-70 ИФВЭ

Успех эксперимента по поиску экстремально редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в огромной степени определяется характеристиками нейтрального пучка K_L^0 . Именно поэтому основное внимание в данном документе уделено этому вопросу. В настоящем разделе обсуждается возможность создания в ИФВЭ канала K_L^0 -мезонов, отвечающего требованиям проведения эксперимента по поиску распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

Показана принципиальная возможность создания на ускорительном комплексе ИФВЭ канала K_L^0 -мезонов на основе доступного к использованию дорогостоящего магнитооптического оборудования и его размещения с учетом существующей системы каналов частиц. Разработана схема канала, обеспечивающая формирование хорошо коллимированного

* В таблице представлены только данные, взятые из оригинальных Предложений экспериментов, без попыток самостоятельных перерасчетов и отслеживания изменений по времени развития проектов.

высокоинтенсивного пучка нейтральных частиц и представлены расчеты основных параметров пучка K_L^0 -мезонов, а также других компонент формируемого пучка (нейтронов и γ -квантов). Кроме того, проведено эскизное проектирование зоны канала и подготовлена соответствующая техническая документация на проведение монтажных работ в экспериментальном зале ускорителя ИФВЭ. Более детальные расчеты по оптимизации канала представлены в опубликованных работах [46, 47].

3.1 Описание канала

Учитывая структуру существующей системы каналов частиц, а также возможности систем вывода протонов из ускорителя $V-70$, наиболее оптимальным местом для размещения канала K_L^0 -мезонов является зона высокоинтенсивных каналов частиц, работающих на основе быстро- и медленновыведенного из ускорителя пучка протонов. Участок формирования протонного пучка для канала K_L^0 -мезонов является ответвлением существующего канала №8 и располагается в зданиях 1БВ и 2. Сам канал K_L^0 -мезонов, включая зону экспериментальной установки, расположен в здании 2 экспериментального комплекса ИФВЭ (рис. 5). Такое размещение канала позволяет использовать для получения пучка K_L^0 -мезонов медленновыведенный из ускорителя пучок протонов с энергией 60 ГэВ и интенсивностью до $\sim 10^{13}$ частиц в цикле ($\sim 10^4$ циклов в день).

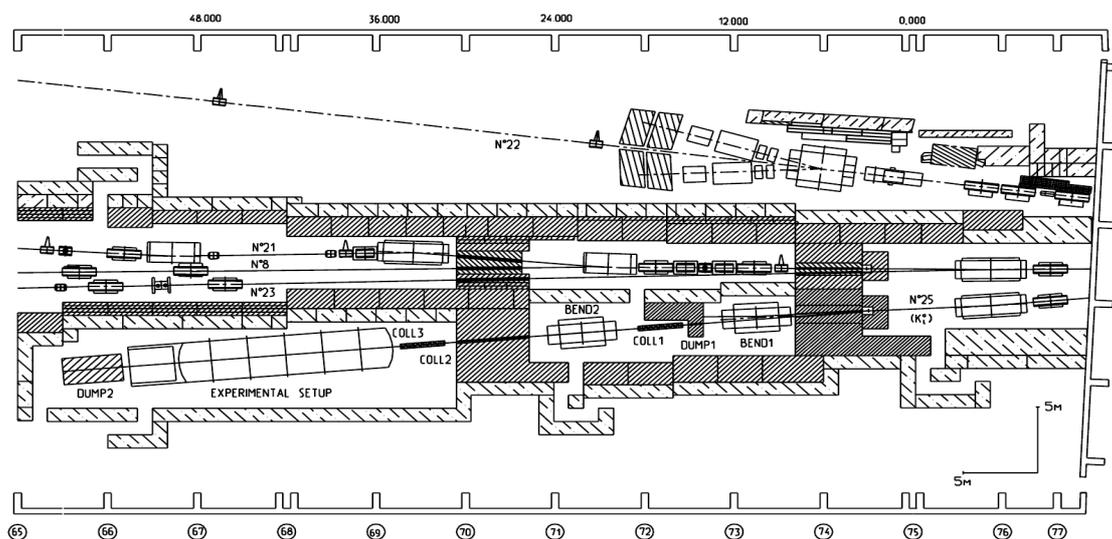


Рис. 5. Расположение оборудования канала K_L^0 -мезонов (канал №25).

Основными функциональными элементами канала K_L^0 -мезонов (рис. 6) являются:

- Мишень (*TARGET*), представляющая собой стержень из меди длиной 25 см и диаметром 1 см, в котором взаимодействует $\sim 80\%$ первичных протонов. Мишень помещена в специальный бокс, за которым следует охранный коллиматор длиной 4.5 м.
- Два дипольных магнита (*BEND1*, *BEND2*), очищающих пучок K_L^0 -мезонов от заряженных частиц. Для снижения примеси γ -квантов в первый магнит помещен конвертер из свинца (*Pb*) длиной 5 см и диаметром 2.8 см.
- Три коллиматора (*COLL1*–*COLL3*), формирующих пучок K_L^0 -мезонов с необходимыми пространственными и угловыми размерами.
- Два поглотителя (*DUMP1*, *DUMP2*), первый из которых предназначен для поглощения непровазимодействовавших в мишени протонов, вторичных заряженных частиц, а также

нейтральных частиц, не попавших в акцептанс канала. Нейтральные частицы, прошедшие через весь канал и экспериментальную установку, поглощаются во втором поглотителе.

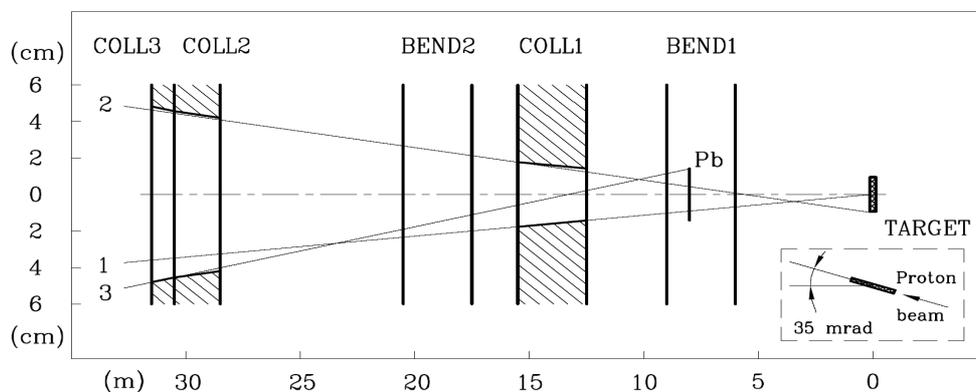


Рис. 6. Схема канала K_L^0 -мезонов.

Угол между направлением протонного пучка на мишень и осью канала составляет 35 мрад. Это значение было выбрано как компромисс между интенсивностью пучка K_L^0 -мезонов и значением импульса, соответствующего максимуму распределения каонов по импульсам. Длина канала от мишени до конца последнего коллиматора составляет 31.5 м.

Основную роль в формировании пучка K_L^0 -мезонов выполняют стальные немагнитные коллиматоры $COLL1$ – $COLL3$, имеющие коническую форму внутренней поверхности. Эти поверхности были выбраны посредством следующих построений (рис. 6).

Коллиматор 1. Линия 1, соединяющая центр мишени и точку с координатами $Z = 35$ м, $R = 4$ см, определяет конус с половинным углом $\theta = 1.14$ мрад. Часть поверхности этого конуса и есть внутренняя поверхность $COLL1$.

Коллиматор 2. Линия 2, проходящая через ось канала, соединяет точку с координатами $Z = 0$, $R = 1$ см и край внутренней поверхности на выходе из $COLL1$. Внутренняя поверхность $COLL2$ параллельна поверхности конуса, определяемого линией 2. Между этими поверхностями есть зазор в 1 мм, поэтому с мишени $COLL2$ напрямую не виден.

Коллиматор 3. Линия 3, также проходящая через ось канала, соединяет точку с координатами $Z = 8$ м, $R = 1.4$ см и край внутренней поверхности на выходе из $COLL2$. Внутренняя поверхность $COLL3$ в точности соответствует поверхности конуса, определяемого линией 3.

Построенные таким образом коллиматоры достаточно эффективны. При этом первый коллиматор собственно и формирует пучок K_L^0 -мезонов, а второй и третий – понижают уровень частиц, рассеянных в конвертере и первом коллиматоре. Длина коллиматоров составляет 3.2 и 1 м соответственно.

3.2 Параметры формируемого пучка

В расчетах использовалась упрощенная модель канала, построенная в соответствии со схемой (рис. 6). При этом расчеты ограничивались только приосевой частью канала радиусом 30 см. Модель дипольного магнита представляет собой цилиндр длиной 3 м и радиусом 30 см с однородным полем внутри и значением магнитной индукции 18 кГс. Везде, где возможно, предполагался вакуум. Расчеты проводились для первичного протонного пучка с энергией 60 ГэВ и интенсивностью 10^{13} частиц за цикл. Протоны были сфокусированы на мишени в пятно с размерами $(\sigma_x \times \sigma_y) = (1.5 \times 1.5)$ мм². Сначала были получены пространственные, угловые и импульсные распределения K_L^0 -мезонов, нейтронов и γ -квантов на выходе из мишени. Расчеты проводились по программе *GEANT-3.21* с адронным генератором *FLUKA*. Порог

обрезания по энергии в этих и последующих расчетах был равен 10 МэВ. Полученные таким образом распределения затем были использованы в расчетах параметров формируемого пучка в районе экспериментальной установки.

Везде, если специально не оговорено, приводятся и обсуждаются результаты расчетов для сечения канала с координатой $Z=35$ м, что соответствует началу основной части экспериментальной установки. Рис. 7 демонстрирует распределения пучка K_L^0 -мезонов по полному P и поперечному P_T импульсам. Интенсивность пучка составляет 5.4×10^7 частиц в цикле, а импульсы в максимуме своих распределений равны примерно 6.5 ГэВ/с и 3.5 МэВ/с.

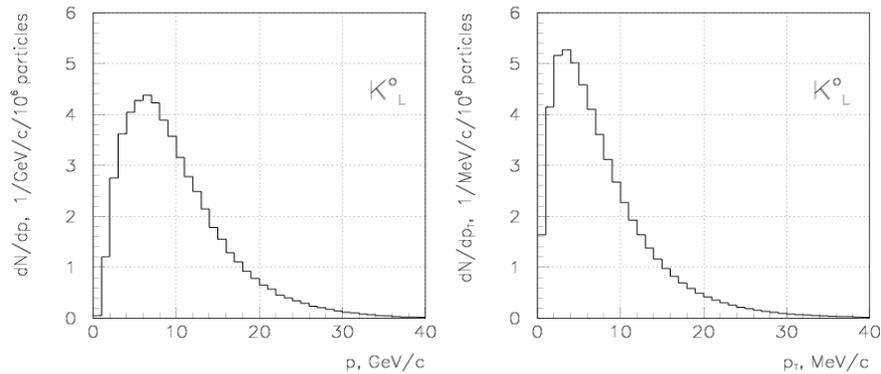


Рис. 7. Распределения пучка K_L^0 -мезонов по полному P и поперечному P_T импульсам.

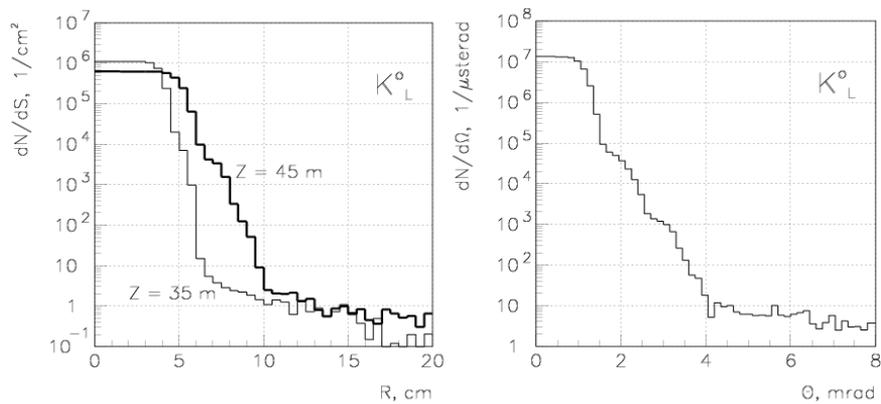


Рис. 8. Плотности пространственного и углового распределений пучка K_L^0 -мезонов.

Пространственный и угловой профили пучка K_L^0 -мезонов показаны на рис. 8. Центральную часть этих распределений в основном составляют не рассеянные в конвертере и коллиматорах частицы. Доля таких частиц составляет не менее 99%, и они сосредоточены в пределах радиуса $R \sim 5$ см и угла $\theta \sim 1.6$ мрад.

K_L^0 -мезоны с радиусами свыше ~ 6 см и углами свыше ~ 4 мрад составляют подложку распределений, перепад между которой и центральной частью распределений составляет примерно 6 порядков. Подложка распределений определяется частицами, рассеянными во втором или третьем коллиматорах. Промежуточное положение в пространственном и угловом распределении в основном занимают частицы, рассеянные только в конвертере и/или первом коллиматоре. Распределения K_L^0 -мезонов на фазовых плоскостях $\{P_T, P\}$ и $\{R, \theta\}$ (рис. 9) частично иллюстрируют вышесказанное.

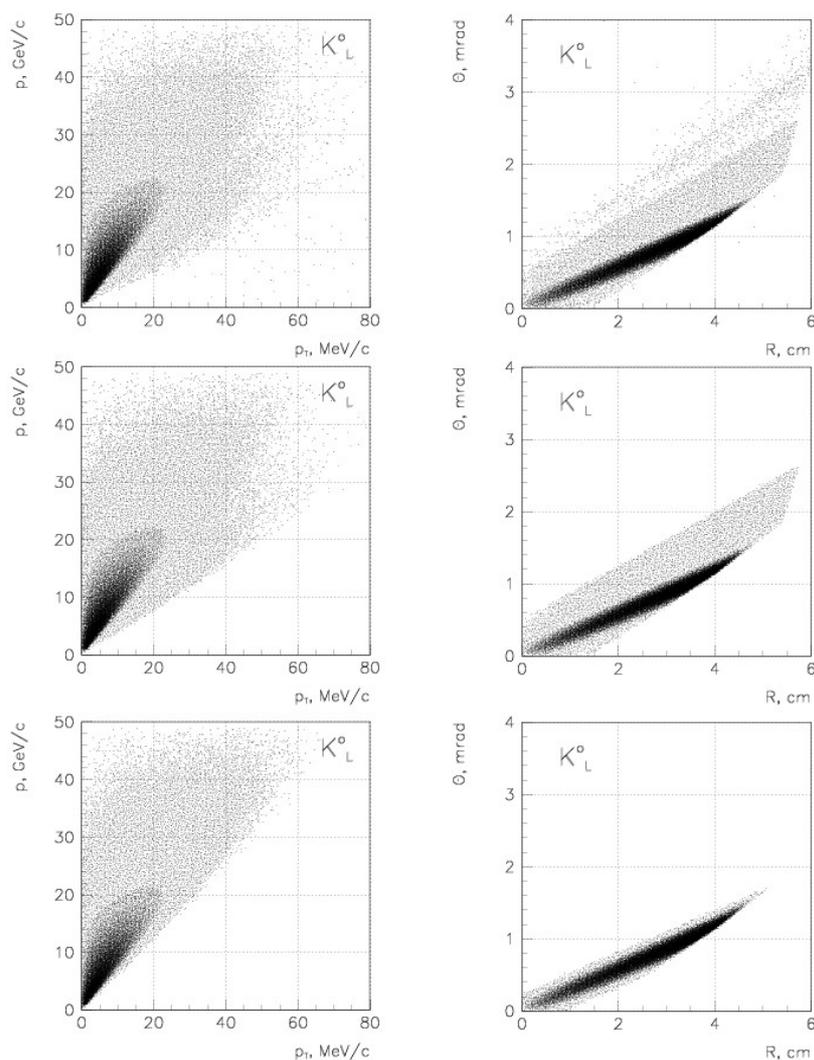


Рис. 9. Распределения пучка K_L^0 -мезонов на фазовых плоскостях $\{P_T, P\}$ и $\{R, \theta\}$.
 Нижний ряд – без учета рассеяния в конвертере и коллиматорах;
 средний ряд – с учетом рассеяния в конвертере;
 верхний ряд – с учетом рассеяния в конвертере и коллиматорах.

Распределения нейтронов и γ -квантов по импульсу показаны на рис. 10, а плотности их пространственных распределений – на рис. 11. Интенсивность нейтронов и γ -квантов составляет 5.2×10^8 и 7.4×10^8 частиц в цикле соответственно. Хотя пространственные распределения K_L^0 -мезонов, нейтронов и γ -квантов похожи, перепад между подложкой и центральной частью распределений в случае нейтронов и γ -квантов составляет только около 5 порядков. При этом плотность потока нейтронов и γ -квантов вне центральной части пучка может в сто раз превышать плотность потока K_L^0 -мезонов.

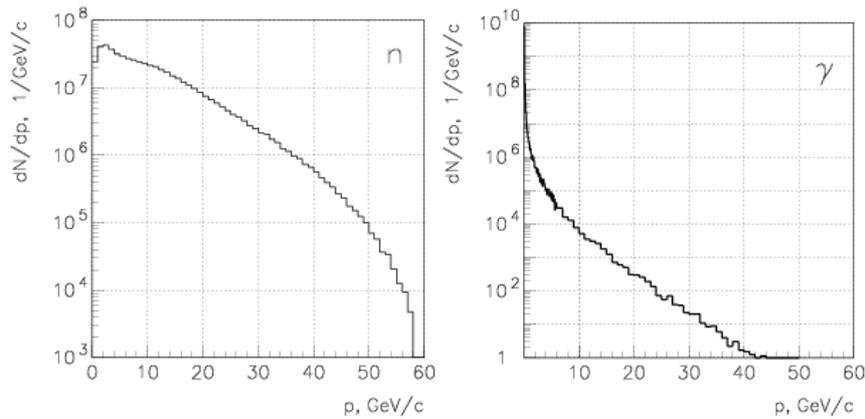


Рис. 10. Распределения нейтронов и γ -квантов по импульсу.

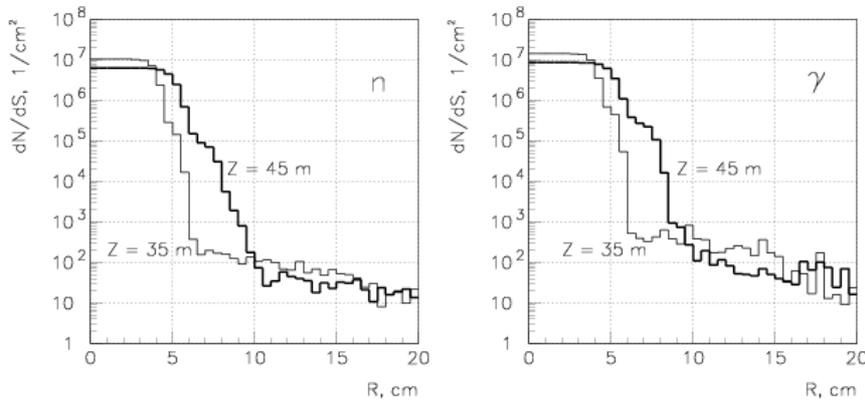


Рис. 11. Плотности пространственных распределений нейтронов и γ -квантов.

Эффективность действия конвертера, помещенного в первый магнит для уменьшения примеси γ -квантов, иллюстрируется приведенными данными (табл. 4). Видно, что при использовании конвертера интенсивность γ -квантов падает более чем в 40 раз

Таблица 4

| | Интенсивности | | | Отношения | | |
|----------------|-------------------|-------------------|----------------------|-------------|------------------|------------|
| | K_L^0 | n | γ | n / K_L^0 | γ / K_L^0 | γ/n |
| Без конвертера | 7.7×10^7 | 8.3×10^8 | 3.1×10^{10} | 11 | 402 | 37 |
| С конвертером | 5.4×10^7 | 5.2×10^8 | 7.4×10^8 | 10 | 14 | 1.4 |

4. Основные детекторы установки

Проработка базовых детекторов, представленная в этом разделе, не претендует на окончательный выбор этих приборов для реализации в составе установки. Мы исходили из реалистичности их создания с учетом опыта коллективов-участников проекта, и, в первую очередь, из их способности удовлетворить требованиям проведения эксперимента.

Представленные здесь характеристики детекторов продемонстрированы либо тестовыми испытаниями, либо уже реализованы и подтверждены работой в составе действующих установок, или/и демонстрируются детальным моделированием. Многие другие более адаптированные к задачам эксперимента идеи могут найти свое применение с учетом доступных финансовых затрат.

4.1 Передний электромагнитный калориметр

В качестве базового прибора мы рассматриваем электромагнитный калориметр типа «спагетти» со сцинтилляционными волокнами $\varnothing 1$ мм, размещенными поперек пучка. Подобная структура при объемном соотношении свинец/сцинтилляционные волокна = 35/50 (15% клея) демонстрирует возможность получения энергетического разрешения $4.8\%/\sqrt{E}$ (установка *KLOE*) [48]. При этом «постоянный» член в параметризации энергетического разрешения может быть очень мал ($\sim 0.1\%$), поскольку определяется разбросом отклика волокон, точностью калибровки каналов электроники и возможными утечками электромагнитного ливня.

Планируется размещать волокна поперек пучка равномерно по глубине калориметра по трем координатам X, U, W (рис. 12), повернутым друг относительно друга на 60 градусов. Калориметр набран из 240 конструктивно идентичных слоев, разбитых на 4 квадранта, склеенных вместе. Каждый слой представляет собой прокатанный слой свинца толщиной 1.3 мм с углублениями для размещения сцинтилляционных волокон (шаг 1.3 мм). Разбиение калориметра на поперечные и продольные ячейки осуществляется группировкой соответствующих одинаково направленных волокон. Мы рассматриваем 4-кратное продольное сегментирование в каждом из трех направлений при поперечном размере ячейки 15 мм ($\approx 0.7 R_M$). Основные технические характеристики прибора приведены в табл. 5.

Таблица 5.

| | | |
|---------------------------|----------------------|---|
| Поперечный размер | $\varnothing 120$ см | Вписанная окружность |
| Радиационная длина, X_0 | 13 мм | |
| Продольная длина | 312 мм | |
| Поперечный размер ячейки | 15 мм | $24 X_0$ |
| Общее количество каналов | 1920 | |
| Общая длина волокон | 220 км | 160 (плоскость) $\times 3$ (X, U, W) $\times 4$ (прод. сегм.) |
| Общий вес свинца | 700 кг | |

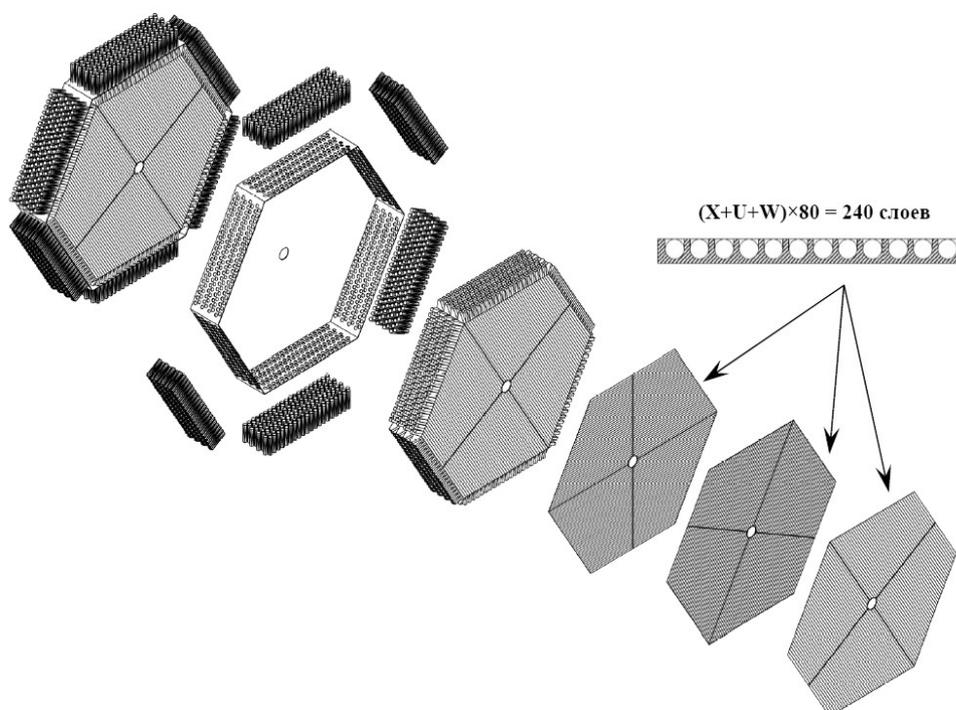


Рис. 12. Конструкция переднего электромагнитного калориметра.

В отличие от электромагнитного калориметра установки *KLOE*, вывод света по трем направлениям не позволяет реализовать наиболее компактную (гексагональную) упаковку волокон. Как следствие, некоторое увеличение объемного соотношения *Pb/Сцинтиллятор* приводит к незначительному ухудшению энергетического разрешения. Проведенное расчетное моделирование демонстрирует возможность получения $\sigma_E/E \approx 5.5\%/\sqrt{E}$ для одиночного γ -кванта. Наихудший случай – попадание двух γ -квантов от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ в одну ячейку в любом из направлений – ухудшает точность восстановления их энергий до $\approx 6.5\%/\sqrt{E}$. Следует отметить, что в нашем случае минимальное расстояние между γ -квантами искомого распада в плоскости калориметра составляет ≈ 10 см.

Опасность при подавлении фоновых нейтральных мод распадов могут представлять перекрывающиеся электромагнитные ливни. Продольная сегментация калориметра позволяет уверенную идентификацию таких событий (без необходимости восстановления энергий) вплоть до расстояний между γ -квантами менее поперечного размера ячейки. Оценка вероятности такой топологии события для наиболее опасной моды распада в $2\pi^0$ составляет менее 10^{-8} .

Достижимая точность восстановления угла γ -кванта тесно связана с координатным разрешением прибора. Измеренная координатная точность для подобной структуры (установка *JETSET*, волокна направлены вдоль пучка) составляет $2.5 \text{ мм}/\sqrt{E}$ [49]. Аналогичного результата можно ожидать и в нашем случае при суммировании продольного энерговыделения. Для индивидуального продольного сегмента точность ухудшается в соответствии с выделенной в нем энергией. Наши оценки показывают, что при 4-кратной сегментации угловая точность составит $20 \text{ мрад}/\sqrt{E}$. Улучшение этого параметра может быть достигнуто оптимизацией толщины поперечных слоев и их пространственным разнесением по пучку.

4.2 Вето-система распадного объема

Мы рассматриваем возможность использования в качестве veto-системы модульный электромагнитный калориметр типа «шашлык». По сравнению с широко используемыми для подобных целей слоистыми структурами с поперечным выводом света «шашлык»-структура дает заметный выигрыш в количестве спектросмещающих волокон, общая длина которых в большой степени определяет стоимость veto-системы.

Производство модулей электромагнитных калориметров типа «шашлык» освоено в опытном производстве *ИФВЭ*. Базовая конструкция (рис. 13) представляет собой 300 перфорированных парных слоев (*Pb* (0.3 мм) + 1.5 мм литьевого сцинтиллятора). Шаг перфорации (расстояние между спектросмещающими волокнами) – ~ 10 мм в обоих поперечных направлениях модуля. Размер активной части модуля – $(100 \times 100 \times 560) \text{ мм}^3$, $15.9 X_0$. Физические характеристики описанной структуры хорошо изучены. Благодаря достигнутой «тонкой» продольной сегментации подобный электромагнитный калориметр демонстрирует великолепное энергетическое разрешение, $\sim 3\%/\sqrt{E}$, что, не являясь базовым требованием к прибору, позволяет добиться требуемого низкого порога регистрации γ -квантов. Световыход модулей составляет 30000 фотонов видимой части спектра на электромагнитный ливень энергии 1 ГэВ. При выводе света на стандартный бищелочный фотокатод калориметр позволяет уверенную регистрацию минимальноионизирующих частиц, давая 5.5 фотоэлектрона на сцинтилляционную пластину, что соответствует более 18 фотоэлектронам на 1 МэВ «видимой» энергии.

Отсутствие «мертвых» («слепых») зон – важное требование к veto-системе, поэтому наличие волокон в модуле может быть потенциальным источником зон неэффективности. Консервативная оценка показывает, что при наших размерах распадного объема и пучка волокна занимают $\sim 3 \times 10^{-7}$ полного телесного угла доступного для γ -квантов от распада K_L^0 . Консерватизм оценки заключается в предположении 100% неэффективности регистрации в случае возможного проникновения γ -кванта вдоль волоконных отверстий модулей ($\varnothing 1.5$ мм) на глубину более чем $2/3$ их полной длины.

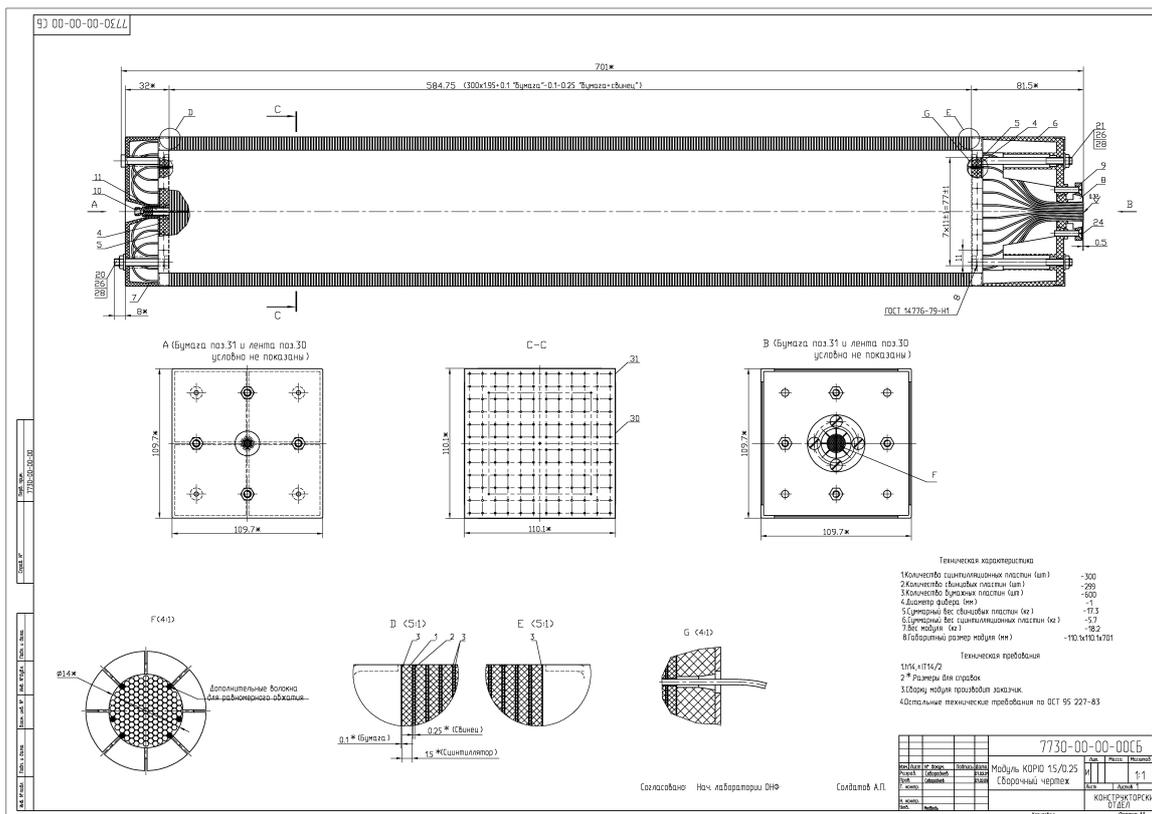


Рис. 13. Сборочный чертеж модуля электромагнитного калориметра типа «шашлык», производимого в опытном производстве ИФВЭ.

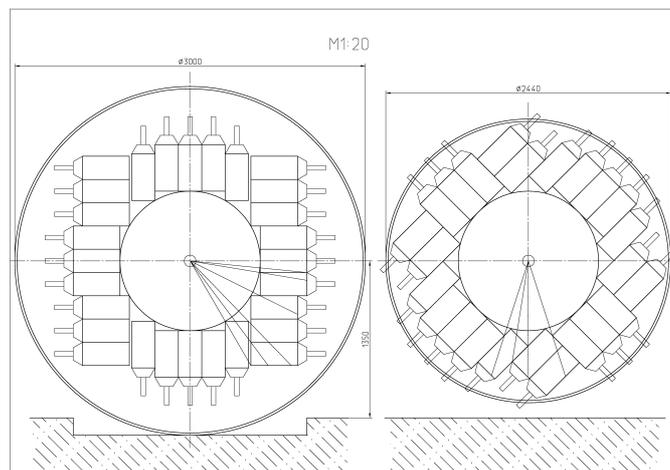


Рис. 14. Поперечная по пучку проекция сборки модулей veto-системы (два варианта).

Наличие пассивного вещества между модулями – также возможный источник неэффективности. Разработанная технология сборки позволяет производство самоподдерживающихся модулей с минимальным количеством вещества между ними, $2 \times (50 \mu\text{м}$ светоизолирующей бумаги + $50 \mu\text{м}$ стальной ленты). При достаточном поперечном размере модуля (мы рассматриваем 20 см) такого сорта зазоры не вызывают проблем в поперечной по пучку проекции (рис. 14). Неприятности могут доставить неизбежные при классической форме

модулей перпендикулярные к пучку зазоры в продольной проекции. Во избежание этого рассматривается конструкция, позволяющая взаимное наложение соседних модулей (рис. 15). Светосбор с $2/3$ длины ячейки по пучку осуществляется на одну группу волокон с петлей на переднем торце модуля. Возможность реализации подобной конструкции не вызывает сомнений. Следует отметить, что при поперечном размере модуля в этом направлении 300 мм, фактическая сегментация калориметра по пучку с учетом перекрытия модулей составит 100 мм. Рис. 16 демонстрирует возможную компоновку модулей вето-системы в вакуумном объеме.

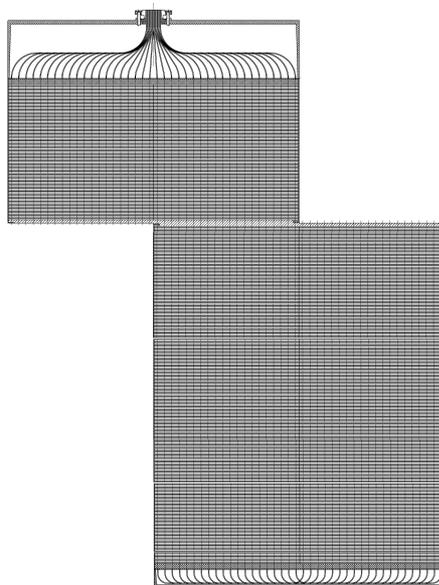


Рис. 15. Общий вид (продольная проекция по пучку) модуля вето-системы.

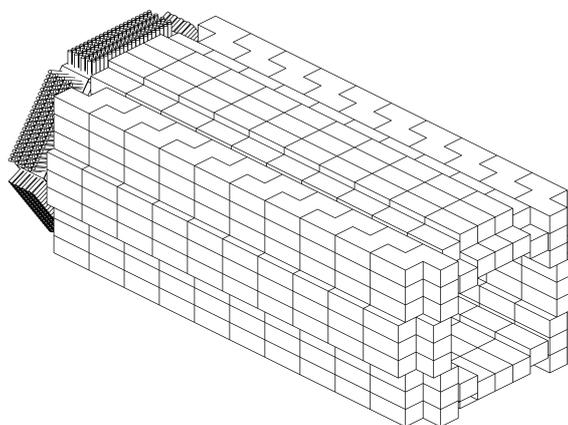


Рис. 16. Возможная компоновка модулей вето-системы в вакуумном объеме.

Дополнительные инженерные требования к вето-системе – необходимость обеспечения непроекционных зазоров для откачки воздуха из центральной распадной зоны и компактность системы в поперечном направлении. В предлагаемой конфигурации для выполнения первого требования необходима дополнительная конструкторская проработка, не нарушающая герметичности вето по регистрации частиц. По всей видимости, возможна откачка в передней части, в месте сочленения основного распадного объема и входной вето-секции. Второе требование связано с фиксированным расстоянием от оси пучка до пола в экспериментальном зале ускорителя, 135 см. С учетом необходимой апертуры переднего электромагнитного

калориметра доступное пространство для размещения вето-счетчиков составляет 70 см. Рыхлость описанной структуры не позволяет реализовать достаточную глубину калориметра ($18 X_0$) в данном объеме. В связи с этим предполагается огрубление структуры модуля в его оконечной части путем удвоения толщины свинцовых пластин. Единственный недостаток такого решения, несущественный для решаемых прибором задач, – нелинейность отклика для γ -квантов с энергией выше ~ 5 ГэВ. Табл. 6 представляет общие технические характеристики вето-системы распадного объема и ее отдельного модуля.

Таблица 6.

| | | |
|---------------------------------|----------|--|
| Размер модуля по пучку | 300 мм | Сегментация по пучку – 100 мм |
| Размер модуля поперек пучка | 200 мм | |
| Толщина сцинтиллятора | 1.5 мм | 0.55 мм для оконечной части 35.5 мм для оконечной части |
| Толщина свинца | 0.275 мм | |
| Радиационная длина, X_0 | 17.75 мм | (355 + 145) мм, (10 + 8) X_0 |
| Длина активной части модуля | 500 мм | |
| Полная длина модуля | 600 мм | Без фотоприемника |
| Вес модуля | 80 кг | Включая петли и вывод на фотоприемник (28 – поперек пучка) \times (50 – по пучку) |
| Длина волокон на модуль | 268 м | |
| Общее количество модулей в вето | 1400 | |
| Общая длина волокон системы | 375 км | |

Изучается возможность альтернативной конструкции вето-системы также на основе слоистой калориметрической структуры, но с поперечным выводом света путем спектросмещающих волокон. Идентичные модули, каждый из которых представляет независимый калориметр, замыкаются в гексагональные секции (рис. 17), формирующие объем вето-системы. Продольная герметизация обеспечивается ступенчатым выступом на передней и задней поверхности каждого из блоков. При этом легко реализуемы зазоры между блоками для увеличения скорости вакуумной откачки. Такое конструкторское решение также позволяет в большей степени использовать доступный объем внутри цилиндрического вакуумного кожуха. При использовании экструдированного сцинтиллятора продольное расположение волокон может дать некоторый выигрыш в количестве света [50]. В то же время конструкция не позволяет использование тонкого сцинтиллятора и требует заметно большего количества спектросмещающих волокон. Представляется заманчивым объединение достоинств гексагональной модульной конструкции вето-системы и поперечного вывода света по схеме «шашлык»-калориметра.

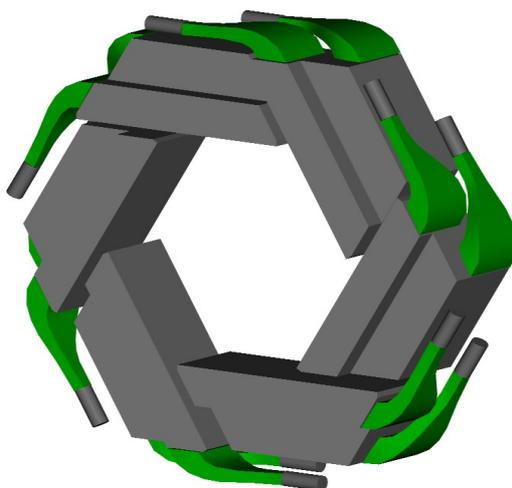


Рис. 17. Секция вето-системы (альтернативный вариант).

4.3 Пучковый вето-калориметр

Пучковый вето-калориметр должен представлять собой детектор γ -квантов, «слепой» к нейтронной компоненте пучка, инициализирующей адронные каскады. Пожалуй, единственный метод существенного подавления адронной составляющей ливней состоит в использовании среды, производящей черенковский свет, в качестве активного элемента детектора. Детальное Монте-Карло моделирование [51] убедительно демонстрирует, что сигнал от не-электромагнитной компоненты адронных каскадов в основном определяется протонами, произведенными в ядерных реакциях расщепления, которые, как правило, недостаточно релятивистские для излучения черенковского света. Электроны и позитроны, основные источники сигнала в электромагнитных каскадах (электромагнитной компоненте адронных каскадов), доминируют в производстве черенковского света вплоть до долей МэВ.

Испытания переднего калориметра (HF) установки CMS , представляющего собой «спагетти»-структуру с кварцевыми волокнами, демонстрируют подавление не-электромагнитной компоненты адронных каскадов в ~ 5 раз, что делает этот прибор наиболее «нескомпенсированным» из созданных до настоящего времени ($e/h \approx 5$) [52]. Поскольку электромагнитная составляющая ливней, инициированных нейтронами, незначительна (по сравнению, например, с π^\pm -каскадами), не меньший фактор подавления можно ожидать и для нейтронной (и K_L^0) компонент нейтрального пучка.

Дополнительные возможности связаны с использованием метода двойного светосбора. Идея заключается в сравнении сигналов от сцинтилляционного и черенковского света, снимаемых независимо с калориметрической «сэмплинг»-структуры. Прибор с двойным светосбором использовался для измерений состава K_L^0 -пучка на ускорителе KEK [53]. Детектор представлял собой сэндвич $10 \times (3.7 \text{ мм сцинтиллятор} + 5.5 \text{ мм люцит})$ без наличия конвертеров и продольной сегментации. Авторы отмечают малое количество черенковского света по причине плохого светосбора, что, однако, может быть связано и с малой глубиной счетчика по пучку, $0.23 X_0, 0.17 \lambda$.

Испытан прототип адронного калориметра типа «спагетти», имеющий в своем составе сцинтилляционные и кварцевые волокна, для проекта по исследованию высокоэнергичных космических лучей на орбитальной станции (эксперимент $ACCESS$) [54]. Результаты демонстрируют, что при необходимо малой длине прибора ($\sim 1.5 \lambda$) использование двойного светосбора позволяет компенсировать ухудшение энергетического разрешения, вызванное продольными утечками адронного каскада.

Недавно опубликованы результаты детального изучения полномасштабного прототипа (10λ) схожего прибора (проект $DREAM$) [55]. Как и в предыдущем случае, двойной светосбор призван решать несколько иные, чем необходимы для нас, задачи. Калориметрическая структура набрана из профилированных медных блоков (рис. 18) длиной 2 м, в центральное отверстие которых введены сцинтилляционные и чистые акриловые волокна. Волокна группируются для организации 19 оптически независимых поперечных модулей гексагональной формы с размерами 80 мм между противоположными вершинами.

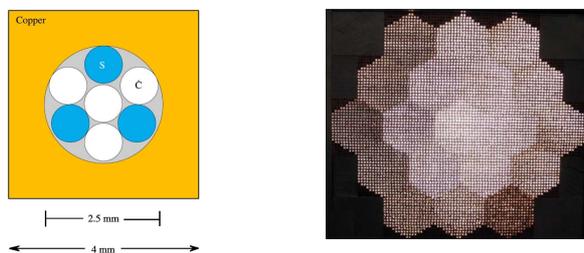


Рис. 18. Базовая конструктивная ячейка и поперечная организация модулей калориметра проекта $DREAM$ (рисунки взяты из работы [55]).

Авторы демонстрируют наличие ярко выраженных корреляций сцинтилляционного и черенковского сигналов, имеющих разный характер для электромагнитных и адронных каскадов, равно как и различие поперечного (и продольного) распределений разного типа света. Все это может быть успешно использовано в нашем случае для подавления вклада нейтронной компоненты пучка.

Для решаемых пучковым вето-калориметром задач важным моментом является наличие достаточного количества черенковского света, по крайней мере, при регистрации γ -квантов. Структура калориметра *DREAM*, имея объемное соотношение (*Медь – Сцинтиллятор – Акрил – Воздух*) = (69.3% – 9.4% – 12.6% – 8.7%), позволяет получить световой выход черенковского сигнала ≈ 20 фотоэлектронов/ГэВ (фотоумножитель с кварцевым окном и бищелочным фотокатодом) от электромагнитных каскадов, развивающихся \approx вдоль направления волокон. При направлении оси ливня под углом $\approx 45^\circ$ к волокнам сигнал возрастает вдвое, в особенности на начальной стадии развития каскада, и достигает максимума благодаря увеличению апертуры волокна по захвату черенковского света. Если рассматривать такую идейно подобную волоконную структуру в качестве пучкового вето-калориметра, обеспечение некоторого значительного угла поворота неизбежно и в целях предотвращения неэффективности регистрации γ -квантов при их попадании в волокно. Поворот на угол в 90° нецелесообразен, поскольку существенно подавляет вклад черенковского света.

Таким образом, вето-калориметр в пучке может представлять собой структуру, аналогичную переднему электромагнитному калориметру с очень грубой сегментацией в поперечном направлении. Также остается желание иметь, по крайней мере, 3÷4-кратную продольную сегментацию. Недостаток в количестве черенковского света может явиться серьезной проблемой для пучкового калориметра. Для ее решения представляется важным создание самплинг структуры с тонкими конвертерами и увеличение объемной доли черенковского радиатора. Следует отметить, что мы можем позволить себе создание очень «рыхлой» структуры, поскольку цель – не в измерении энергии, а в идентификации γ -квантов.

5. Моделирование работы установки

Полномасштабного моделирования работы установки, включающей детальную генерацию откликов всех детекторов на частицы от конкретной моды распада K_L^0 , не проводилось ввиду того, что это требует значительных вычислительных ресурсов и времени. С использованием пакетов программ *GEANT-3* и *GEANT-4* было проведено изучение характеристик базовых детекторов, описанных в разделе 4, таких как энергетическое, координатное и угловое разрешения, а также неэффективность регистрации γ -квантов в широком диапазоне энергий. Полученные данные использовались далее как функции откликов приборов в параметризованном виде.

Изучение характеристик полной экспериментальной установки также проводилось независимо с использованием различных пакетов программ моделирования (*GEANT-3* и *GEANT-4*) с последующей перепроверкой полученных результатов. Достигнутые при оптимизации канала нейтральных частиц характеристики пучка были введены в используемые программные обеспечения вместе с параметризованными функциями откликов детекторов.

Полномасштабная версия программы моделирования, включающая детальное описание всех детекторов, находится в стадии разработки. В ней предусматривается возможность гибкого изменения конфигураций и типов всех приборов для оптимизации их работы и удешевления установки. Например, представляется заманчивой мысль об использовании разнесенной по пучку вето-системы основного распадного объема. Идея заключается в требовании разумно высокого энерговыделения в калориметре, что подавляет мягкую часть спектра пучковых K_L^0 и делает кинематически закрытыми для вылета γ -квантов направления перпендикулярные оси пучка. В этом случае вето-система могла бы представлять собой набор сегментов вокруг основного распадного объема. Также изучаются возможности использования других структур в качестве переднего электромагнитного калориметра.

5.1 Моделирование распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

Моделирование искомого распада было проведено как с целью выработки требований к основным детекторам, так и (уже в дальнейшем) с использованием их аппаратных функций для определения чувствительности установки к распаду $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ и выбора обрезаний для подавления фона. Представленные рисунки демонстрируют некоторые базовые распределения (с учетом параметров пучка, но без аппаратного отклика приборов).

– Энергетический спектр двух γ -квантов в переднем электромагнитном калориметре и расстояние между ними в его фронтальной плоскости (рис. 19).

– Положение вершины распада по пучку при наличии двух γ в калориметре (рис. 20a). Этот рисунок, в частности, демонстрирует оптимальность выбранного соотношения поперечного размера распадного объема к его длине.

– Восстановленный поперечный импульс реконструированного π^0 (рис. 20b) иллюстрирует отмеченную ранее насыщенность высокоэнергичной части его спектра.

Энергетическое разрешение переднего электромагнитного калориметра, описанного в разделе 4.1, определяет точность восстановления вершины распада по пучку и составляет $\sigma(Z) \approx 15$ см без учета параметров пучка. С другой стороны, несбалансированность нейтрального пучка по P_T доминирует в достижимой точности восстановления поперечного импульса π^0 . Вклад, привносимый калориметром, составляет всего $\sigma(P_T) \approx 6$ МэВ/с.

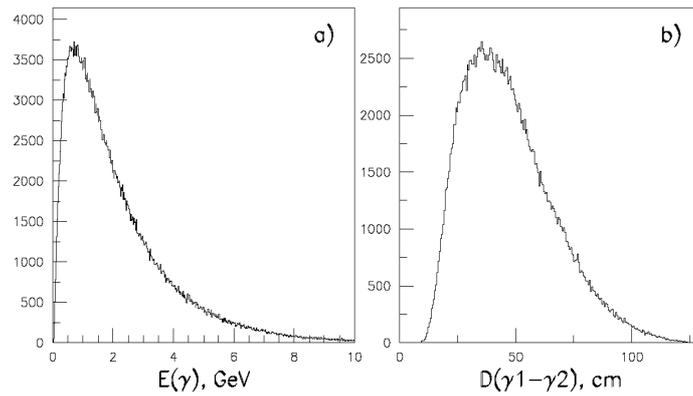


Рис. 19. Энергетический спектр 2-х γ -квантов $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ (a) и расстояние между ними (b) в случае их одновременной регистрации передним электромагнитным калориметром.

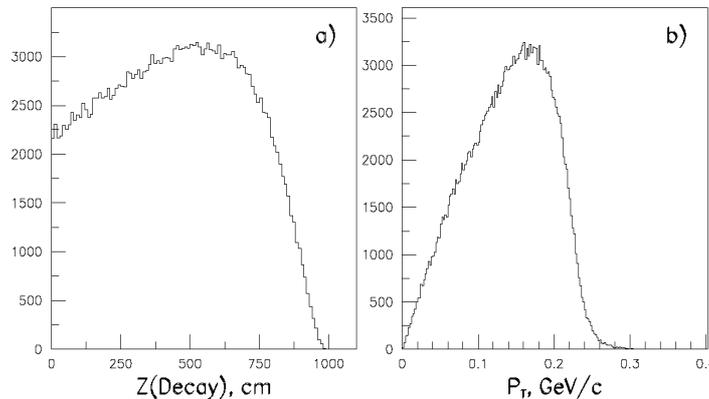


Рис. 20. Положение вершины распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ по пучку от начала распадного объема при наличии двух γ в калориметре (a) и восстановленный поперечный импульс π^0 (b).

5.2 Оценки подавления фона и чувствительности эксперимента

Для оценки уровня подавления основных фоновых мод K_L^0 -распадов были использованы следующие обрезания.

1. Энергия каждого из двух γ -квантов, зарегистрированных передним электромагнитным калориметром, больше 0.15 ГэВ.

Это требование улучшает энергетическое, пространственное и временное разрешения калориметра, не приводя к заметному подавлению основного сигнала (см. рис. 19а). Кроме того, 150 МэВ больше энергии γ -квантов, испускаемых ядрами при взаимодействии нейтронов с веществом установки.

2. Энергия каждого из двух γ -квантов в калориметре меньше 6 ГэВ.

Обрезание направлено на усиление подавления распада $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ и позволяет его более уверенную идентификацию как 3-фотонного события (см. раздел 2.4.3).

3. Реконструированный поперечный импульс π^0 $P_T > 120$ МэВ/с.

Одно из основных обрезаний для подавления распадов $K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$, $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ и $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$. Эффективно подавляет распады Λ в π^0 , имеющие максимальный $P_T = 104$ МэВ/с. Это условие также уменьшает количество событий с неэффективно регистрируемыми мягкими γ -квантами, принадлежащими разным π^0 в распаде $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$, благодаря фактическому требованию, что суммарная энергия потерянных γ должна быть больше 120 МэВ.

4. Реконструированная вершина распада находится внутри основного распадного объема.

Обрезание работает в случае принадлежности зарегистрированных γ -квантов одному π^0 и само по себе предназначено для подавления различного рода фоновых событий, произошедших вне основного распадного объема установки (см. главу 2.4.4).

5. Зарегистрированные калориметром γ -кванты «смотрят» на реконструированную вершину распада (± 0.5 м).

Здесь используется способность переднего электромагнитного калориметра измерять углы γ . Эффективно подавляет фон от тех событий, в которых восстановленные в калориметре γ -кванты не принадлежат одному π^0 . Рис. 21(а) демонстрирует существенную ошибку определения положения реконструированной вершины наиболее опасного фонового распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ по пучку при регистрации калориметром двух (и только двух) γ от разных π^0 .

6. Центр энергии двух кластеров в калориметре расположен на расстоянии более 20 см от оси пучка.

Это требование, практически не вызывая ослабления основного сигнала, направлено в основном на усиление обрезания (3) по подавлению распада $K_L^0 \rightarrow 2\gamma$, поскольку реконструкция двух сбалансированных по поперечному импульсу γ -квантов в π^0 может дать ненулевой P_T , особенно если один γ – мягкий и его энергия определена плохо.

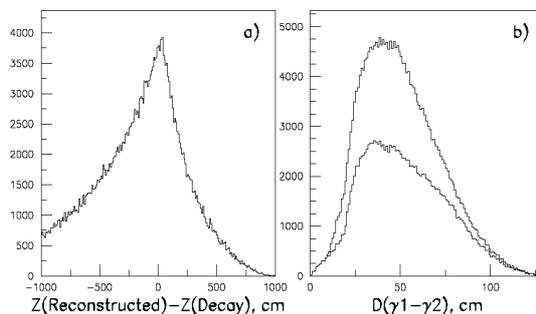


Рис. 21. (а) – Разница между восстановленной и истинной вершинами распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ в случае регистрации передним калориметром двух γ , не принадлежащих одному π^0 .
(б) – Расстояние между γ -квантами в передней плоскости калориметра при их принадлежности разным π^0 (нижняя гистограмма) и без этого требования (верхняя гистограмма).

7. Расстояние между двумя γ -квантами в калориметре больше 15 см. Слабо влияет на искомый сигнал (рис. 19b). Подавляет все события с близко расположенными кластерами, в том числе и случайные наложения событий. Рис. 21(b) иллюстрирует возможность регистрации двух близко расположенных кластеров передним электромагнитным калориметром, в частности в распаде $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ и принадлежности γ -квантов разным π^0 . С другой стороны, возможность такой топологии фоновых событий свидетельствует о необходимости иметь калориметр с малым мольеровским радиусом для уверенного разделения перекрывающихся ливней.

Приводимая табл. 7 демонстрирует вклад от наиболее существенных фоновых процессов. Оценка вклада фоновых распадов проводилась путем генерации событий конкретной моды распада в количестве, равном необходимой статистике для наблюдения одного события $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, с учетом вероятности фонового процесса $\times 10$ ($\times 100$ – в случае распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$). Для всех изученных мод (кроме $\pi^0\pi^0$) при наложении описанных выше обрезаний не было обнаружено ни одного события. Ограничение по распаду $K_L^0 \rightarrow \pi^+ e^- \nu$ получено из моделирования $K_L^0 \rightarrow \pi^- e^+ \nu$ с учетом разницы в неэффективности регистрации π^\pm и e^\pm (раздел 2.3.4). Большую часть фона от распада $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ составляют события с двумя γ -квантами в пучковом вето-калориметре.

Таблица 7.

| Источник фона | Число фоновых событий на одно искомое с $Br(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu})$ на уровне 3σ |
|---|---|
| Моды распада K_L^0 , в продуктах которых содержатся γ -кванты. | 0.26 ($\pi^0\pi^0$) <0.1 ($\gamma\gamma$) <0.1 ($\pi^0\pi^0\pi^0$) |
| Моды распада K_L^0 , в продуктах которых содержатся заряженные частицы. | <0.1 ($\pi^- e^+ \nu$) <0.01 ($\pi^+ e^- \nu$) |

Акцептанс установки по поиску распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ при приведенных выше обрезаниях составляет $\approx 18\{15\}\%$. В основном объеме происходит 4.8% K_L^0 -распадов. Таким образом, имея пучок интенсивностью $10^8 \{5.4 \times 10^7\}$ K_L^0 /сброс, за 10 суток работы ($\approx 10^4$ циклов ускорителя / сутки) чувствительность эксперимента к искомому распаду составит:

$$10 \times (10^4) \times (10^8 \{5.4 \times 10^7\}) \times (4.8 \times 10^{-2}) \times (18\{15\} \times 10^{-2}) \times Br(2.8 \times 10^{-11}) \approx 2.4\{1.1\} \text{ событий.}$$

6. Электроника

В этом разделе изложены некоторые базовые соображения, касающиеся главным образом организации электроники основного детектора установки – переднего электромагнитного калориметра. Возможность описанного здесь, по всей видимости, слишком дорогостоящего и универсального подхода к реализации общей системы регистрации не вызывает сомнений. Однако следует иметь в виду возможные пути оптимизации и упрощения системы с учетом реально решаемых детекторами задач. Так, например, можно существенно уменьшить динамический диапазон регистрации сигналов с вето-детекторов или даже отказаться от их непрерывной оцифровки с помощью *FADC*.

С другой стороны, высокая загрузка пучкового вето-калориметра может потребовать дополнительных усилий для реализации очень быстрого отклика этого прибора и регистрации сигналов с него. Учитывая сложность обработки информации с вето-калориметра, мы не рассматриваем возможность ее использования в триггере какого-либо уровня. Отметим, что малое число каналов этого достаточно сложного детектора не может сказаться на общей оценке стоимости всей системы.

6.1 Регистрирующая электроника

В основу построения электроники положен принцип непрерывной оцифровки входного сигнала с помощью 12-разрядного 200 МГц аналого-цифрового преобразователя с временной (на время выработки триггера) буферизацией полученных выборок в 200 МГц буферной памяти типа *FIFO* (рис. 22). После получения триггерного сигнала, соответствующие данные из буферной памяти (10 выборок сигнала) переписываются в буферную память отобранных событий также на основе *FIFO*. Таким образом, буфер событий содержит, по сути, осциллограммы (формы) сигналов соответствующих регистрируемым событиям. Это дает возможность использовать различные методы цифровой обработки сигналов для улучшения метрологических параметров измеряемых сигналов (прежде всего улучшение отношения сигнал/шум и временного разрешения наложенных сигналов).

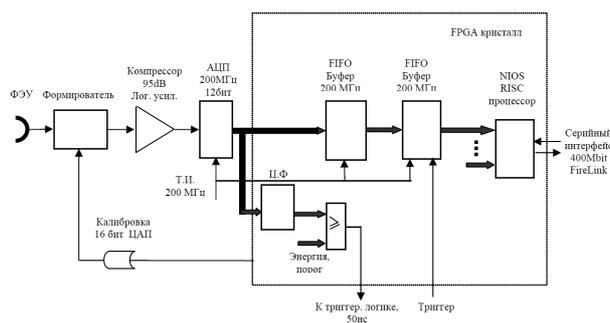


Рис. 22. Регистрирующая электроника.

Базовая конфигурация электронного канала включает в себя следующие элементы.

- Управляемый источник высокого напряжения для фотоумножителя на основе Cockroft-Walton делителя.

Вследствие больших нагрузок, особенно центральных элементов переднего calorиметра, применение классического резистивного делителя нецелесообразно, прежде всего из-за необходимости дополнительного питания последних диодов и большой рассеиваемой мощностью делителя в целом. Напротив, делитель, выполненный на основе Cockroft-Walton умножителя в силу принципа своей работы обеспечивает последовательное повышение нагрузочной способности по току от минимального на первом диоде (десятки электронов) до максимального для последнего диода (~50 мА) потоках. Высоковольтное напряжение до 1600 В вырабатывается из регулируемого низковольтного питания 50÷200 В с помощью параллельного резонансного преобразователя и 8-каскадного умножителя. Контроль и установка напряжения осуществляется встроенным 14-битным цифро-аналоговым преобразователем.

- Формирователь сигнала на основе пассивного низкочастотного фильтра Бесселя.

Длительность токового импульса с анода фотоумножителя составляет порядка 10 нс. Прямое квантование с шагом 5 нс (200 МГц) при наличии даже низкого уровня шумов дает существенную ошибку в измерении заряда импульса. Поэтому перед оцифровкой с помощью низкочастотного фильтра Бесселя осуществляется линейное преобразование 10 нс токового импульса в импульс напряжения длительностью 50 нс. Результаты моделирования показывают существенно меньшую ошибку в восстановлении заряда импульса при наличии до 10 выборок на импульс. Для уменьшения уровня собственных шумов фильтр выполнен на основе пассивных компонент, индуктивностях и конденсаторах.

- Компрессор сигнала на основе 90 дБ логарифмического усилителя.

Исходя из физических требований, calorиметр должен обеспечить измерение энергии частиц в широком диапазоне. С одной стороны, сигнал от 1 МэВ частицы должен быть достаточно большим для оцифровки с точностью несколько процентов. С другой стороны, ливень с

энергией 5 ГэВ не должен вызывать переполнение аналого-цифрового преобразователя. Таким образом, динамический диапазон сигналов составляет порядка 90 дБ (~15 бит). Для расширения динамического диапазона сигнал с выхода формирователя перед оцифровкой сжимается по амплитуде с помощью логарифмического усилителя. Заметим также, что собственное разрешение калориметра составляет всего ~5%, т.е. для нашего диапазона энергий точность измерения соответствует 10-битному аналого-цифровому преобразователю. Таким образом, нелинейное преобразование позволяет восстановить заряд импульсов в широком динамическом диапазоне амплитуд с адекватным детектору разрешением, используя последовательность из 8 выборок полученных с помощью 12-битного АЦП.

- Аналого-цифровой преобразователь.
- *FIFO* буфер временного хранения данных (400×18бит).
- *FIFO* буфер событий (4к×18бит).
- Логику управления и сбора данных на основе *RISC* процессора, оснащенного высокоскоростным (400 Мбит) серийным интерфейсом.

Импульсы тока с анода фотоумножителя длительностью 10 нс, расширенные низкочастотным фильтром до 50 нс и сжатые по амплитуде с помощью логарифмического усилителя, оцифровываются 12-битным АЦП с шагом 5 нс (200 МГц). Коды выборок записываются в 200 МГц *FIFO* буфер временного хранения данных (400×18 бит), а также поступают на вход цифрового фильтра. С помощью данного фильтра определяется максимум сигнала в каждом 50 нс интервале. В случае превышения сигналом заданного от ЭВМ порога, генерируется сигнал для триггерной логики. Порог на энерговыделение устанавливается индивидуально для каждого канала.

Применение 16-битного цифро-аналогового преобразователя в цепи инжекции заряда на входе каждого измерительного канала позволяет осуществлять быстрый оперативный контроль метрологических параметров канала регистрации, а также эффективный контроль триггерной электроники.

6.2 Триггерная электроника и электроника сбора данных

Электроника отбора событий кроме высокого быстродействия (~50 нс) должна обеспечивать возможность задания различных критериев отбора. Так, базовое триггерное условие для исследуемого процесса состоит в наличии двух ливней в переднем калориметре и в отсутствии сигнала в вето-детекторах. Для физического мониторинга и оценки числа K_L^0 как минимум необходима регистрация распада с четырьмя (и шестью) ливнями $K_L^0 \rightarrow 2\pi^0$ ($K_L^0 \rightarrow 3\pi^0$).

Необходимое быстродействие и гибкость в задании различных критериев дает применение в качестве элемента отбора событий ассоциативной памяти (другое название – *Content Addressable Memory, CAM*). Принцип работы *CAM* состоит в следующем.

1. **Инициализация.** Предварительно в ячейки памяти с адресами A_k записываются коды D_k (в нашем случае коды, соответствующие образам ливней в калориметре).
2. **Чтение.** При подаче на вход данных *CAM* кода D в случае совпадения данного кода с каким-либо D_k записанным в *CAM* ранее, генерируется сигнал совпадения и адрес ячейки A_k , где хранится данный код.

Процесс отбора событий выполняется в 2 этапа (рис. 23).

1. **Распознавание кластеров.** Предварительно сигналы, поступающие с регистрирующей электроники, объединяются в группы по три и затем поступают на вход *CAM*. Сигналы с 4 квадрантов переднего калориметра обрабатываются параллельно.
2. **Подсчет кластеров.** Числа кластеров, найденных в каждом квадранте, суммируются и в случае соответствия условию отбора вырабатывается триггерный сигнал для регистрирующей электроники.

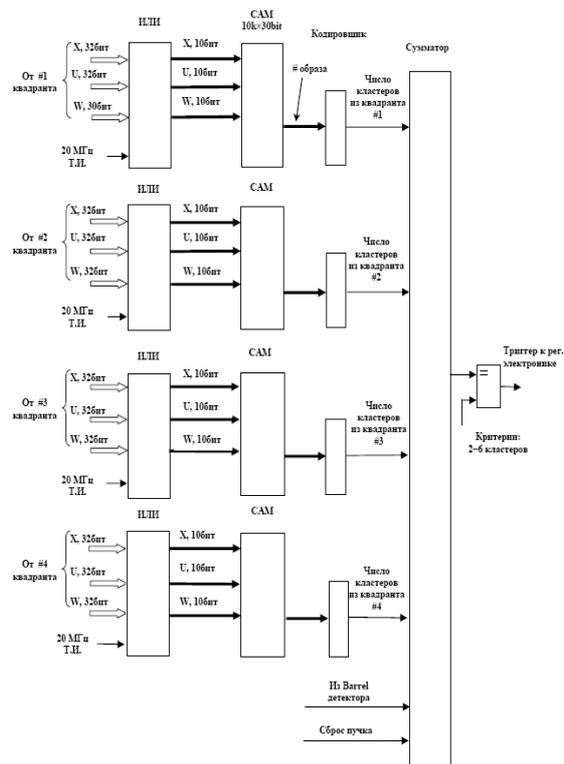


Рис. 23. Триггерная электроника.

Предварительные результаты моделирования показывают, что триггерная эффективность $\sim 90\%$ достигается уже при емкости *CAM* 6к образов для каждого квадранта калориметра. Задержка в выработке триггерного сигнала составляет 200 нс. В течение данного времени коды выборок сигнала запоминаются в *FIFO* буфер временного хранения данных (50×18 бит). При получении триггера 10 выборок сигнала, соответствующих отобранному событию, из *FIFO* буфера временного хранения переписываются в *FIFO* буфер событий ($4K \times 18$ бит).

Архитектура регистрирующей электроники и электроники отбора событий предполагает запись отобранных данных во встроенные в каждый канал *FIFO* буфера событий. Чтение, форматирование и предварительная обработка данных осуществляются с помощью встроенного *NIOS RISC* процессора, оснащенного 400 Мбит серийным интерфейсом стандарта *1384*. Для отобранного события запись из 10 выборок по 2 байта будет сделана для каждого канала калориметра. Мы полагаем, что при введении порога на чтение в 100 КэВ длина одного события составит 10 Кбайт. При количестве триггерных запусков в несколько сотен это дает поток данных в 2 Мбайта на сброс пучка. Таким образом, для чтения данных может быть использован не только быстродействующий серийный стандарт *1384 (FireLink)*, но и относительно более медленные стандарты *100 Mb Ethernet* или *USB-2*.

Моделирование радиационных уровней показывает, что максимальная доза облучения электроники при 2-летнем облучении с полной интенсивностью пучка составит около 2 Грей. Таким образом, нет необходимости в использовании радиационно-стойких электронных компонент. Однако устойчивость программируемых логических матриц большого размера, базового элемента отбора событий, должна быть дополнительно изучена. В связи с тем, что электроника будет размещена внутри детектора, в вакууме, необходимо предусмотреть эффективный отбор тепла и контроль температуры с точностью до нескольких градусов, температура электронных компонент не должна превышать 60°C .

7. Оценка стоимости и ресурсов

На настоящем начальном этапе проработки проекта весьма сложно делать достаточно реалистичные прогнозы и оценки. Тем не менее, здесь представлены некоторые соображения, которые, без сомнения, будут корректироваться в процессе дальнейшей работы.

7.1 Этапы создания установки

Наличие пучка $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ с требуемыми характеристиками (а по возможности, и лучшими) – основное условие успешного решения задач эксперимента. Поэтому реализацию проекта необходимо начинать с создания канала частиц при безусловной необходимости более детального его моделирования и тщательной оптимизации всех его элементов. При благоприятных условиях работа по созданию канала может быть завершена через 1÷1.5 года. К этому моменту необходимо подготовить необходимое оборудование для измерения характеристик пучка и сравнения их с расчетными параметрами. Уточненные измеренные значения могут существенным образом повлиять как на базовую геометрию всей установки, так и на детали конструкций отдельных ее элементов.

Большинство детекторов установки представляют собой хорошо изученные калориметрические структуры и не требуют детальных исследований их прототипов. В частности, для принятия решения по созданию ступенчатой вето-системы основного распадного объема потребуется лишь сборка одного счетчика для отработки технологии производства и демонстрации возможности создания самоподдерживающихся модулей. Исключение составляют пучковый вето и, возможно, передний электромагнитный калориметры. По всей видимости, в случае подробности их конструкций (как это обсуждается в разделе 4.3) можно ограничиться созданием одного общего прототипа, который также будет необходим для изучения характеристик пучка. То есть его создание должно совпадать по времени с запуском нейтрального канала, начало работы которого, в свою очередь, должно быть привязано к планам работы ускорителя.

Полномасштабное производство всех детекторов установки начинается через 0.5÷1 год (в зависимости от доступного пучкового времени) после запуска канала, предполагая использование указанной задержки для изучения характеристик пучка. Если иметь в виду проводимое независимо по времени детальное моделирование, все это позволит упростить конструкции многих элементов установки до начала их изготовления.

Общее время до запуска установки, начиная от старта работ по созданию пучка, должно составить 4÷4.5 года. Двухлетний набор статистики если и не измерит, то, по крайней мере, откроет распад $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$.

7.2 Материальные затраты

Мы исходим из стоимости $\approx \$100$ / (фотоприемник), $\approx \$100$ / (канал электроники) и $\approx \$2$ / (1 м спектросмещающего/сцинтилляционного волокна).

Стоимость базового высокоточного калориметрического счетчика производства ИФВЭ (рис. 13) составляет $\approx \$400$, включая стоимость спектросмещающих волокон. Единичный модуль вето-системы распадного объема представляет собой, по сути, 4 таких счетчика.

Стоимость вето-системы основного распадного объема:
(1400 модулей) \times $\{4 \times \$400\} + \$200 \approx \$2.5$ М.

Стоимость переднего электромагнитного калориметра:
(1920 ячеек \times $\$200$) + ($\2×220 км волокна) $\approx \$0.8$ М.

Остальные детекторы установки составляют менее 30% ее полного объема. В основном их конструкции (за исключением пучкового вето-калориметра) достаточно хорошо проработаны. Мы рассчитываем, что вся аппаратная часть представленного проекта может быть реализована за $\approx \$ (4.5 \div 5)$ М при прогрессивном финансировании в течение первых 4 лет.

Заключение

В настоящем документе рассматривается возможность и перспективность создания на ускорительном комплексе *ИФВЭ* высокоинтенсивного пучка нейтральных K -мезонов для проведения на нем эксперимента по изучению редкого распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. При положительной экспертной оценке представленный текст является фундаментом для дальнейшего развития Предложения эксперимента и его детальной конструкторской проработки.

Авторы выражают искреннюю благодарность А.М. Зайцеву за поддержку данной работы, ценные замечания и многие плодотворные идеи, нашедшие отражение в тексте. Часть работы выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект 04-02-16825.

Библиография

- [1] Л. Г. Ландсберг, Ядерная физика, 69 (2006) 771.
- [2] T. Inami, G. S. Lim, Prog. Theor. Phys., 65 (1981) 297.
- [3] W. J. Marciano, Z. Parsa, Phys. Rev., D53, R1 (1996).
- [4] D. Rein, L. M. Sehgal, Phys. Rev., D39, 3325 (1989).
- [5] J. Ellis, J. S. Hagelin, Nucl. Phys., B217 (1983) 189;
G. Buchalla, A. J. Buras, Nucl. Phys., B398 (1993) 285; Nucl. Phys., B400 (1993) 225;
M. Misiak, J. Urban, Phys. Lett., B451 (1999) 161.
- [6] L. Littenberg, Phys. Rev., D39, 3322 (1989).
- [7] G. Buchalla, G. Isidori, Phys. Lett., B440 (1998) 170.
- [8] G. Buchalla, A. J. Buras, Phys. Lett., B333 (1994) 221.
- [9] G. Buchalla, A. J. Buras, Phys. Rev., D54, 6782 (1996).
- [10] D. Bryman et al., Int. J. Mod. Phys., A21 (2006) 487.
- [11] A. J. Buras et al., hep-ph/0603079.
- [12] Y. Grossman, Y. Nir, Phys. Lett., B398 (1997) 163.
- [13] V. V. Anisimovsky et al., Phys. Rev. Lett., 93, 031801 (2004).
- [14] G. Giudice, R. Rattazzi, Phys. Rep., 322 (1999) 419;
S. Dubrovsky, D. Gorbunov, S. Troitsky, Usp. Fiz. Nauk, 169 (1999) 705.
- [15] D. S. Gorbunov, V. A. Rubakov, Phys. Rev., D64, 054008 (2001).
- [16] O. G. Tchikilev et al., Phys. Lett., B602 (2004) 149.
- [17] H. Park et al., Phys. Rev. Lett., 94, 021801 (2005).
- [18] D. S. Gorbunov, V. A. Rubakov, Phys. Rev., D73, 035002 (2006).
- [19] A. Alavi-Harati et al., Phys. Rev. Lett., 83 (1999) 917.

- [20] A. Lai et al., Phys. Lett., B536 (2002) 229.
- [21] L. S. Littenberg, G. Valencia, Phys. Lett., B385 (1996) 379.
- [22] C-W. Chiang, F. J. Gilman, Phys. Rev., D62, 094026 (2000).
- [23] J. Nix et al., hep-ex/0701058.
- [24] G. Ecker et al., Nucl. Phys., B413, (1994) 321.
- [25] P. Heiliger, L. M. Sehgal, Phys. Lett., B307, (1993) 182.
- [26] G. D. Barr et al., Phys. Lett., B328, (1994) 528.
- [27] M. J. Wilking, hep-ex/0606044.
- [28] P. Heiliger et al., Phys. Lett., B327, (1994) 145.
- [29] G. D. Barr et al., Phys. Lett., B358, (1995) 399.
- [30] J. R. Batley et al., Phys. Lett., B576, (2003) 43;
Phys. Lett., B599, (2004) 197.
- [31] G. Buchalla et al., Nucl. Phys., B672 (2003) 387;
G. Isidori et al., Eur. Phys. J. C36 (2004) 57.
- [32] A. Alavi-Harati et al., Phys. Rev. Lett., 93 (2004) 021805.
- [33] A. Alavi-Harati et al., Phys. Rev. Lett., 84 (2000) 5279.
- [34] G. Buchalla (convener) et al., "Kaon Physics with a High-Intensity Proton Driver",
Kaon Physics Working Group Report, preprint CERN-TH/2001-175, hep-ph/0107046.
- [35] W.-M. Yao et al., J. Phys., G33, 1 (2006).
- [36] S. Ajimura et al., Nucl. Instr. And Meth., A435 (1999) 408.
- [37] T. Inagaki et al., Nucl. Instr. And Meth., A359 (1995) 478.
- [38] С. В. Иванов, "Исследование и применение стохастических эффектов в протонном синхротроне",
Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук,
Протвино, 2006.
- [39] A. Alavi-Harati et al., Phys. Rev., D61, 072006 (2000).
- [40] Full RSVP MRE Proposal, "Rare Symmetry Violating Processes", RSVP Collaboration,
November 1, 1999, <http://www.kopio.bnl.gov/>
- [41] "A Proposal for a Precision Measurement of the Decay $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ and Other Rare Processes at
Fermilab Using The Main Injector – KAMI", April 2, 2001,
<http://kpsa.fnal.gov:8080/public/kami/kami.html>
- [42] T. Inagaki et al., "KEK-E391 Proposal 1996", KEK-Internal 96-13 (1996);
K. Abe et al., KEK Preprint 2000-89(2000).
- [43] J. K. Ahn et al., Phys. Rev. D74, 051105(R) (2006).

- [44] Letters of Intent for Nuclear and Particle Physics Experiments at the J-PARC, LO5, <http://www-ps.kek.jp/jhf-np/LOIlist/LOIlist.html>
- [45] "Proposal for $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ Experiment at J-Parc", April 28, 2006, P14, http://j-parc.jp/NuclPart/Proposal_0606_e.html
- [46] Ф. Н. Новосколыцев и др., доклад на XIX Всероссийской конференции по ускорителям заряженных частиц, Дубна, Россия, 2004. Опубликовано в электронном виде на сайте Joint Accelerator Conferences Website (JACOW), <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/r04/papers/THLP09.PDF>
- [47] Ф. Н. Новосколыцев, А. П. Останков, препринт ИФВЭ 2004-52.
- [48] D. Babusci, et al., Nucl. Instr. And Meth., A332 (1993) 444.
- [49] D. Hertzog, et al., Nucl. Instr. And Meth., A294 (1990) 446.
- [50] Y. Kudenko, et al., Nucl. Instr. And Meth., A469 (2000) 340.
- [51] O. Ganel, R. Wigmans, Nucl. Instr. And Meth., A365 (1995) 104.
- [52] N. Akchurin, et al., Nucl. Instr. And Meth. A399 (1997) 202.
- [53] H. Watanabe, et al., Nucl. Instr. And Meth. A484 (2002) 118.
- [54] V. Nagaslaev, et al., Nucl. Instr. And Meth. A462 (2001) 411.
- [55] N. Akchurin, et al., Nucl. Instr. And Meth. A536 (2005) 29; A548 (2005) 336.

Рукопись поступила 5 апреля 2007 г.

Г.И. Бритвич, Ю.П. Гуз, В.А. Коротков и др.
О возможности создания экспериментальной установки для поиска и исследования распада
 $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ на ускорителе У-70 ИФВЭ

Редактор Н.В. Ежела.

Подписано к печати 09.04.2007. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ. л. 4,075. Уч.- изд. л. 3,8. Тираж 90. Заказ 57. Индекс 3649.
ЛР №020498 от 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142281, Протвино Московской обл.

ПРЕПРИНТ 2007-8, ИФВЭ, 2007
