МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В. Н. КАРАЗІНА
Навчально-науковий інститут комп'ютерної фізики та
енергетики
Кафедра фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології

Пояснювальна записка

до дипломної роботи
за освітньо-кваліфікаційним рівнем «бакалавр»

на тему: «Проблеми виникнення та реєстрації сонячних нейтрино»

Виконав: студент 4 курсу, групи НФ-41
Антюх-Кальченко Микола Геннадійович
Спеціальність: 105 прикладна фізика
та наноматеріали
Освітня програма: Прикладна фізика
енергетичних систем
Керівник: д.ф.-м.н, професор
Ткаченко Віктор Іванович

Харків - 2020 рік

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Харківський національний університет імені В.Н.Каразіна

Навчально-науковий інститут комп'ютерної фізики та енергетики
Кафедра фізики нетрадиційних енерготехнологій та екології____
Рівень вищої освіти (освітньо-кваліфікаційний рівень) _бакалавр
Напрям підготовки 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»___

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри

_____В.І.Ткаченко
підпис

"____"_____2020_року

З А В Д А Н Н Я
НА ДИПЛОМНУ РОБОТУ (ПРОЕКТ)

____Антюх- Кальченко Микола Геннадійович___

1. Тема роботи: «Проблеми виникнення та реєстрації сонячних нейтрино»

Керівник роботи: Ткаченко Віктор Іванович, д.ф.-м.н, професор

затверджені наказом по університету від "05"грудня 2019 р. № 0210-05/2249

2. Строк подання студентом роботи 12 червня 2020 р.

3. Перелік питань, які потрібно розробити:

Провести аналітичний огляд літератури по існуючим представленням щодо різних поколінь нейтрино та антинейтрино, причин їх виникнення та методам детектування. Проаналізувати інформацію по сонячним нейтрино та описати парадокс, що виник при їх реєстрації. Описати параметри стандартної моделі Сонця та причини виникнення сонячних нейтрино. Описати різні детектори, що використовуються для реєстрації нейтрино. Сформулювати проблему сонячних нейтрино та висловити можливі шляхи її вирішення. Сформулювати і оформити результати досліджень.

4. План роботи

№ з/п	Назви етапів роботи
1	Огляд літературних джерел щодо опису нейтрино.
2	Огляд причин введення в електрослабкі взаємодії поняття нейтрино
3	Аналіз реакцій виникнення нейтрино різних видів
4	Опис стандартної моделі Сонця и термоядерних реакцій, внаслідок яких виникають нейтрино.
5	Опис проблеми сонячних нейтрино
6	Формулювання висновків щодо проведеного дослідження. Оформлення та написання бакалаврської роботи

5. Дата видачі завдання_____

Студент _____М.Г. Антюх- Кальченко

Керівник роботи _____В.І. Ткаченко

ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ ТА АБРЕВІАТУР

МеВ - Мегаелектронвольт

ГеВ - Гігаелектронвольт

ССМ – Стандартна Сонячна Модель

Н – Нейтрино

ФЕП – фотоелектронний помножувач

SNP – проблеми сонячних нейтрино

РЕФЕРАТ

Антюх-Кальченко Микола Геннадійович. Проблеми виникнення та реєстрації сонячних нейтрино. Кваліфікаційна робота бакалавра з прикладної фізики. –Х.: ХНУ імені В. Н. Каразіна, 2020. – 54с.

Основною ціллю роботи є вивчення сонячних нейтрино, їх виникнення та методи детектування. У роботі вивчаються різні покоління нейтрино та антинейтрино. Проводиться аналіз реакцій виникнення нейтрино різних видів у тому числі сонячних нейтрино. Описується парадокс, що виникає при їх реєстрації. Вивчається опис стандартної моделі Сонця і термоядерних реакцій, внаслідок яких виникають нейтрино. Описуються різні детектори, що використовуються для їх реєстрації. Формулюється основна проблема сонячних нейтрино та шляхи до їх вирішення.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: НЕЙТРИНО, СОНЦЕ, ДЕТЕКТОР, ПАРАДОКС, РЕЄСТРАЦІЯ.

РЕФЕРАТ

Антюх-Кальченко Николай Геннадьевич. Проблемы возникновения и регистрации солнечных нейтрино. Квалификационная работа бакалавра прикладной физики. Х .: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2020. – 54с.

Основной целью работы является изучение солнечных нейтрино, их возникновение и методы детектирования. В работе изучаются различные поколения нейтрино и антинейтрино. Проводится анализ реакций возникновения нейтрино разных видов в том числе солнечных нейтрино. Описывается феномен, возникающий при их регистрации. Изучается описание стандартной модели Солнца и термоядерных реакций, в результате которых возникают нейтрино. Описываются различные детекторы, используемые для их регистрации. Формулируется основная проблема солнечных нейтрино и пути их решения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: НЕЙТРИНО, СОЛНЦЕ, ДЕТЕКТОР, ПАРАДОКС, РЕГИСТРАЦИЯ.

ABSTRACT

Antyukh-Kalchenko Mykola Hennadiiovych. Problems of origin and registration of solar neutrinos. Qualification work of a bachelor in applied physics. - Kh .: KhNU named after VN Karazin, 2020. - 54p.

The main purpose of this work is to study solar neutrinos, their origin and detection methods. Different generations of neutrinos and antineutrinos are studied in the work. The analysis of neutrino reactions of different types, including solar neutrinos, is carried out. The paradox that arises during their registration is described. The description of the standard model of the Sun and thermonuclear reactions as a result of which neutrinos arise is studied. Describes the various detectors used to register them. The main problem of solar neutrinos and ways to solve them are formulated.

KEY WORDS: NEUTRIN, SUN, DETECTOR, PARADOX, REGISTRATION.

ЗМІСТ

1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ПРЕДМЕТНОЇ ОБЛАСТІ
1.1. Представлення щодо різних поколінь нейтрино та антинейтрино _____10
1.2. Причини виникнення та методи детектування _____11
1.3. Аналіз нейтрино різних видів _____21
1.4. Сонячні нейтрино _____23
2. ТЕОРЕТИЧНИЙ АНАЛІЗ ІСНУЮЧИХ ПРОБЛЕМ
2.1. Параметри стандартної моделі Сонця _____24
2.2. Детектори для реєстрації _____28
3. РОЗРОБКА АЛГОРИТМІВ ТА ЇХ ПРАКТИЧНЕ ЗАСТОСУВАННЯ
3.1. Проблема сонячних нейтрино _____42
3.2. Шляхи вирішення проблеми _____45
ВИСНОВКИ _____54
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ _____

ВСТУП

Нейтрино - фундаментальні частинки, лептони, що не мають заряду і володіють вкрай малою масою. Вивчення цих частинок є одним з важливих напрямків у фізиці, оскільки дає можливість виявити ефекти, що знаходяться за межами стандартної моделі. Наявність ненульових мас у нейтрино важливо для побудови сучасних теорій елементарних частинок, розуміння будови Всесвіту і освіти в ній. Дослідження властивостей сонячних нейтрино необхідно для вирішення проблеми дефіциту сонячних нейтрино, з'ясування механізмів утворення енергії на Сонці і в надрах Землі.

Розділ 1. АНАЛІТИЧНИЙ ОГЛЯД ПРЕДМЕТНОЇ ОБЛАСТІ

1.1 Представлення щодо різних поколінь нейтрино та антинейтрино

Нейтрино - стабільна елементарна частинка, яка відноситься по своїм властивостям до ферміонів, тобто до частинок з напівцілим спіном. А також входить до групи лептонів. Основні характеристики нейтрино перераховані в Таблиці 1, а співвідношення нейтрино до інших типів взаємодій – в Таблиці 2.

Характеристика	**Значення**
Спін J	½
Парність P	не визначена
Електричний заряд Q	0
Час життя t	→ ∞ (стабільно)
Баріонний заряд B	0

Таблиця 1.Основні характеристики нейтрино

Взаємодія	**Участь**	**Коментар**
Сильна	−	Як і всі лептони
Електромагнітна	−	через відсутність заряду
Слабка	+	
Гравітаційна	+	

Таблиця 2.Відношення нейтрино до різних типів взаємодій

Потрібно відзначити, що для нейтрино, як і для всіх лептонів, парність не вказується. Це пов'язано з тим, що лептони беруть участь в слабких взаємодіях, які, як відомо, не зберігають парність. А, отже, по відношенню до цих взаємодій поняття внутрішньої парності не має сенсу.

Важливою особливістю нейтрино є слабка взаємодія з речовиною. Перетин взаємодії нейтрино в залежності від його енергії лежить в межах від

$\sigma \approx 10^{-34}$ см^2 до $\sigma \approx 10^{-43}$ см^2.

Тому пробіг нейтрино низьких енергій (близько 1 МеВ) у твердому середовищі становить $\approx 10^{15}$ км. Відомо три типи або аромату нейтрино. Це електронні, мюонні і тау нейтрино, а також відповідні їм античастинки. Різні типи нейтрино мають різні лептонні заряди: Le, Lμ, Lτ. Для нейтрино справедливий закон збереження лептонного заряду. Характеристики різних ароматів нейтрино представлені в Таблиці 3.

Характеристика	ν_e	ν_μ	ν_τ
Лептонний заряд L_e	1	0	0
Лептонний заряд L_μ	0	1	0
Лептонний заряд L_τ	0	0	1
Маса mc^2	< 2 еВ	< 190 кеВ	<18.2 МеВ

Таблиця 3.Характеристика різних ароматів нейтрино

1.2 Причини виникнення та методи детектування

Існування нейтрино було доведене лише в середині XX-століття за допомогою низки спостерігань та відкриттів. В кінці XIX століття Анрі Беккерель виявив невідоме випромінювання урану, яке згодом назвали альфа -, бета - та гамма - промені. Пізніше Е. Резерфорд показав, що в результаті радіоактивного розпаду з'являються електрони. Це явище було названо β^- - розпадом. У 1934р. Ірен і Жоліо Кюрі виявили явище β^+- розпаду, що супроводжується появою в результаті β^+- розпаду позитронів. Вивчення явища β-розпаду привело до несподіваного результату. Виявилося, що і електрони, і позитрони мають безперервний спектр енергій. Для пояснення цього явища В. Паулі припустив, що процес β-розпаду супроводжується появою не однієї зарядженої частинки електрона (β - розпад) або позитрона (β^+- розпад), а двох. Другу частку складно виявити, тому що вона має маленьку масу і нульовий електричний заряд.

$X_1 \rightarrow X_2 + e^- + ?(\bar{\nu}_e)$

Непоміченою ця частка залишається тому, що не має маси спокою і електричного заряду і тому не бере участь в кулонівських і сильних взаємодіях, іншими словами, не може виробляти ті ефекти, за якими зазвичай реєструють частинки. Саме ця частка могла забирати відсутню енергію, імпульс і момент кількості руху. Для того щоб перевірити гіпотезу Паулі, необхідно було виявити цю частку експериментально. Однак її властивості, передбачені Паулі, робили виявлення цієї частинки надзвичайно важким завданням через її слабку взаємодію з речовиною.

Відповідь на це питання дав в 1934р. фізик Енріко Фермі в його теорії β-розпаду. Фермі використав гіпотезу Паулі в своїй теорії.

Паулі припустив, що розпад в певному сенсі аналогічний випускання фотонів збудженими атомами. Ні електронів в ядрі, ні фотонів в атомі немає до моменту випромінювання, і фотон, і електрон утворюються в процесі розпаду. Вивчення процесу розпаду показало, що випускання електронів викликано не електромагнітною і не ядерною взаємодією, а новим типом взаємодії, яке було названо слабким. У своїй теорії Паулі сформулював основні властивості нейтрино в їх сучасному вигляді. Він представив процес ядерного розпаду як розпад одного з нейтронів ядра (якщо, звичайно, виконуються відповідні закони збереження) на три частки - протон, електрон і нейтрино:

$n \rightarrow p + e^- + \boldsymbol{\nu_e}$

Як з'ясувалося пізніше, гіпотеза Паулі "врятувала" не тільки закон збереження енергії, але і закони збереження імпульсу і моменту кількості руху, а також основні принципи статистики часток в квантовій механіці. Після того як гіпотеза про існування нейтрино була сформульована, фізики спробували знайти й інші докази його існування. Для пошуку нейтрино було запропоновано лише два варіанти експерименту :

1. спостереження зворотного розпаду;
2. спостереження віддачі ядра в момент випускання нейтрино.

Що вони означають розглянемо нижче.

Зворотнім розпадом називають реакції, що відбуваються як на вільних, так і на пов'язаних в ядрах нуклонах. Оцінка ймовірності поглинання нейтрино дала вражаючий результат: в твердій речовині нейтрино з енергією, характерною для β-розпаду, має пройти відстань близько сотні світлових років, перш ніж буде захоплено ядром. Тобто на той час це було неможливо. Тоді потрібно було застосовувати другий варіант

Як відомо, при перетвореннях частинок, як і в будь-яких фізичних процесах, що відбуваються в якійсь системі, зберігається не тільки енергія, але і кількість руху, або імпульс. Перший такий дослід був проведений Лейпунським в 1936 році. Досліджувалися імпульси частинок, що утворюються в реакції:

$$^{11}_{6}C \rightarrow {}^{11}_{5}B + e^{+} + \nu_{e}$$

Якщо протон, який відчуває бета-розпад, нерухомий, то його імпульс дорівнює нулю. Значить, і сумарний імпульс всіх частинок - продуктів розпаду - також має дорівнювати нулю. Якщо нейтрино не утворюється, то імпульси $^{11}_{5}B$ і позитрона будуть рівні за модулем, а якщо утворюється - то не рівні. Так як в реакції виходять заряджені частинки, то виміряти їх імпульси не важко. Досвід показав, що сумарний імпульс позитрона і ядра віддачі при бета-розпаді ядра $^{11}_{6}C$ не дорівнює нулю.

$$0 = \vec{P}\left(^{11}_{6}C\right) = \vec{P}\left(^{11}_{5}B\right) + \vec{P}\left(e^{+}\right) \neq 0$$

Це підтверджує гіпотезу про існування нейтрино: невідома частинка несе "зникаючий" імпульс.

У 1938 р А.І. Аліханов і А. І. Аліханьян запропонували використовувати для даного експерименту реакцію К-захоплення в ^{7}Be: ядро ^{7}Be захоплює

електрон з К-оболонки атома і випускає нейтрино, перетворюючись в ядро ^{7}Li:

$$^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \bar{\nu}_e$$

При цьому якщо нейтрино існує, то ^{7}Li отримує імпульс, рівний і протилежний по знаку імпульсу нейтрино.

$$0 = \vec{P}(^7Li) + \vec{P}(\bar{\nu}_e)$$

Перший успішний досвід з цією реакцією було виконано американським фізиком Дж. Аленом в 1942 р.

Таким чином, відкриття нейтрино стало можливим завдяки впевненості дослідників у справедливості фундаментальних законів фізики - законів збереження енергії, імпульсу і моменту кількості руху. Але пряме виявлення нейтрино на той момент все одно представляло собою дуже складну задачу.

Підводячи підсумки, можна сказати, що нейтрино було «винайдено» теоретично, і що властивості цієї «невловимої» частинки були спочатку постульовано з метою виправдання її «не спостережливості».

Лише в 1956р. Ф. Райнесу і К. Коену вдалося в результаті складного експерименту довести існування антинейтрино. Були зареєстровані антинейтрино, що утворюються в ядерному реакторі у результаті поділу атомних ядер. Як і передбачив В. Паулі нейтрино має дуже маленький перетин взаємодії з речовиною $\sigma \approx 10^{-43}$ см^2.

Свідченням існування антинейтрино стало спостереження реакції:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n.$$



Малюнок 1Схема установки Райнеса

Джерелом антинейтрино був ядерний реактор(схема установки зображено на малюнку 1). Інтенсивні потоки антинейтрино $\bar{\nu}$ утворювалися в результаті β^--розпаду радіоактивних уламків поділу. Під дією антинейтрино, що утворюються в ядерному реакторі в результаті реакції на протоні відбувалося утворення позитрона і нейтрона. Цей процес був надійно зареєстрований.

Утворені в реакції нейтрони сповільнювалися в мішені до теплових енергій і поглиналися ядрами кадмію. Кадмій має великий перетин реакції (n,γ) захоплення теплових нейтронів. Середній час уповільнення нейтронів у середовищі з воднем ~10 МКС. В результаті захоплення нейтронів ізотопи кадмію утворювалися в збудженому стані. Перехід їх у основний стан супроводжувався випусканням 3-5 гамма-квантів. Таким чином, ідентифікація антинейтрино проводилася за допомогою методу запізнілих збігів, реакції радіаційного захоплення на ядрах кадмію.

$$n + Cd(A) \rightarrow Cd(A+1)^* \rightarrow Cd(A+1) + (3,5)\gamma$$

Потрібно відзначити, що схема збігів зіграла велику роль в детектуванні нейтрино. Як вже було сказано, перетин взаємодії нейтрино з речовиною

становить $\sigma \approx 10^{-43}$ см^2. Розрахунки, зроблені для цього досліду без урахування схеми збігів показували, що він дасть необхідну чутливість лише при перетині не менше $\sigma \approx 10^{-39} см^2$, що на 4 порядки менше. Саме через таке розходження в експерименті спочатку планувалося використовувати ядерний вибух в якості джерела нейтрино (Райнес до цього брав участь у створенні ядерної бомби). І лише схема збігів дозволила значно спростити схему експерименту, використовуючи реакторні нейтрино. Крім того, для відсікання космічних променів використовувався трьох сцинтиляційний детектор, що працює за схемою антизбігів - в разі потрапляння в нього частки ззовні відбувалося вимкнення апарата на деякий час. У той же час у другій серії експериментів, що тривали протягом 100 днів на атомному реакторі в Саванна-Рівер (Savannah River) (Південна Кароліна, США), була покращена техніка детектування за рахунок схеми антизбігів, посилено захист детектора від фонового випромінювання - детектор знаходився в 12 м. під землею і в 11 м. від реактора. В результаті була отримана швидкість 3,0 ± 0,2 події \ год. Було зареєстровано 567 подій, викликаних взаємодією антинейтрино з протоном, при цьому фон становив 209 подій. Відношення корисного сигналу до сумарного випадкового фону становило 4 до 1.

В процесі експерименту вчені послідовно довели наступне:

- реєструються саме реакторні антинейтрино;
- пов’язаний з реактором сигнал узгоджується з теоретичними передбаченнями;
- перший імпульс сигналу збігів обумовлений позитронною анігіляцією;
- другий імпульс обумовлений захопленням нейтрона; величина захоплення нейтрино залежить від кількості протонів у мішені;
- за допомогою використаної схеми детектування виключається реєстрація частинок, відмінних від нейтрино.

Зокрема, для доказу першого твердження було виміряно рахунок при включеному і при вимкненому реакторі. Для величини перетину реакції

захоплення антинейтрино протоном, знаючи зазначену вище оцінку потоку нейтрино від реактора і вирахувавши чутливість детектора при його калібрування радіоактивним джерелом, було отримано значення:

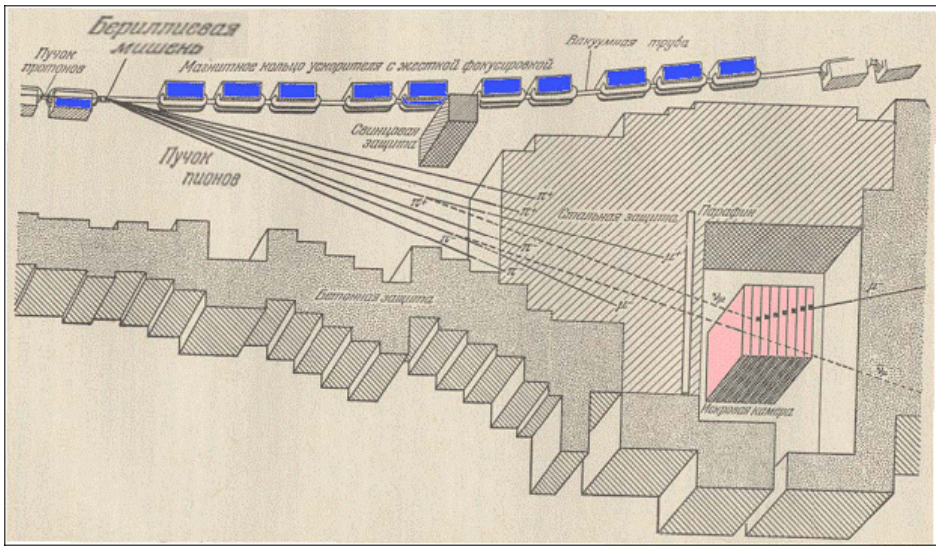
$$\sigma \approx 12^{+7}_{-4} \times 10^{-44} см^2,$$

що знаходилося в хорошій злагоді з попередніми теоретичними оцінками:

$$\sigma \approx 5 \pm 1 \times 10^{-44} см^2.$$

Всі ці факти дозволили стверджувати, що результатом дослідів Райнеса і Коена є доказ взаємодії антинейтрино з протоном, що призводить до утворення в кінцевому стані нейтрона і позитрона.

Мюонне нейтрино було відкрито в 1961 році в експерименті на протонному синхротроні зі змінним градієнтом AGS (Alternating Gradient Synchrotron) у Брукхейвенській лабораторії, США. Ця подія стала можливою завдяки можливості отримання пучків високоенергетичних нейтрино на прискорювачі. У дослідах Л. Ледермана, М. Шварца і Дж. Стейнбергера в 1962 році було показано, що нейтрино, які утворюються при розпаді π-мезона, не є електронними. Нейтрино, що утворюються при розпаді π-мезона, були названі мюонними нейтрино, тому, що вони завжди утворюються спільно з мюонами. В результаті взаємодії пучка протонів з енергією 15 ГеВ з берилієвою мішенню у великій кількості утворюються вторинні π^+ і π^--мезони. Детектування π^+ і π^--мезонів здійснювалося за допомогою черенкових лічильників(схема зображена на мал.2).



Малюнок 2 Схема установки в експерименті Л. Ледермана, М. Шварца и Дж. Стейнбергера

На прогоновій відстані між черенковський лічильником і залізним захисним муром відбувався розпад π-мезонів. Всі частинки, крім нейтрино, поглиналися в захисній стіні. Інтенсивність фону адронів при цьому зменшувалася приблизно на 20 порядків. Взаємодії з нейтронами і протонами реєструвалися в детекторі, що складається з набору іскрових камер, кожна з яких складалася з 9 алюмінієвих пластин розміром ~ 110 см х 110 см і товщиною 2.5 см. Зазор між пластинами становив ~ 1 см. Між іскровими камерами розташовувалися сцинтиляційні лічильники, які реєструють появу зарядженої частинки в детекторі. При появі в детекторі зарядженої частинки подавався імпульс високої напруги на іскрові камери. Тип зарядженої частинки (мюон або електрон) визначався за характером іскрового пробою в іскрових камерах. Загальна маса нейтринного детектора становила ~ 10 тонн.

$$\vec{\nu}_\mu + p \to \mu^+ + n \qquad \nu_\mu + n \to e^- + p$$

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + p(*) \qquad \vec{\nu}_\mu + p \to e^+ + n(**)$$

В результаті цих експериментів було показано, що при взаємодії нейтрино, що утворюються при розпаді π-мезонів, з протонами і нейтронами,

спостерігаються тільки мюони (*), і не було виявлено жодного випадку утворення електронів або позитронів (**). А якби мюонні і електронні нейтрино були тотожними частками, то реакції (*) і (**) відбувалися б з однаковою ймовірністю.

До 1975 року було відомо лише 2 типу нейтрино: електронне і мюонне. А в 1975 році на колайдері SPEAR (Stanford Positron Electron Accelerating Ring) в лабораторії SLAC (Стенфордського центру лінійного прискорювача) (США) групою під керівництвом Мартіна Перла був відкритий τ-лептон. Це призвело до введення 3-го лептонного квантового числа L_τ Експерименти, проведені в 1989 році в Стенфорді і в CERN, показали, що можуть існувати тільки три види нейтрино, що представляють повний набір часток цього класу: електронне нейтрино, мюонне нейтрино і тау-нейтрино

Однак відповідне Таон тау-нейтрино вперше спостерігалося лише в 2000 р в лабораторії імені Фермі (США) на детекторі DONUT (Direct Observation of the NU Tau). Така тимчасова затримка пояснюється великими енергіями частинок, що стикаються, необхідних для утворення даного типу нейтрино. Експеримент був розпочатий в 1997 році зусиллями вчених з США, Японії, Кореї та Греції на найбільшому прискорювачі Tevatron.

Для отримання тау-нейтрино пучок протонів прямував на вольфрамову мішень. Одним з продуктів взаємодії протонів з ядрами вольфраму є тау-лептони, які незабаром зазнають розпад з утворенням тау-нейтрино. Для відсікання всіх «побічних» частинок, що утворюються в мішені, в досвіді використовувалося магнітне поле і захисний блок. На малюнку 3 зображена схема отримання пучка тау-нейтрино:



Малюнок 3 схема отримання пучка тау-нейтрино

Для детектування використовувалися реакції, аналогічні реакціям детектування інших типів нейтрино:

1. $\vec{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + n$
2. $\nu_\tau + n \rightarrow \tau^- + p$

Нейтринний детектор DONUT складався з залізних пластин, між якими розташовувалися шари фотоемульсії. В результаті взаємодії з залізом утворювалися тау-лептони, які залишали в фотоемульсії слід ~ 1 мм.

За словами учасника експерименту Байрона Лундберга (Byron Lundberg), детектування тау-нейтрино можна порівняти пошуком голки в стозі сіна: в цілому було зареєстровано шість мільйонів ($6x10^6$) потенційних взаємодій частинок. Проаналізувавши сигнали від різних елементів 15-метрового детектора, вчені відібрали лише близько тисячі подій-претендентів. І тільки 4 з них були визнані справжніми свідоцтвами існування тау-нейтрино. За допомогою цих експериментів змогли детектувати 3 види нейтрино, які нам відомо, але існують й інші джерела нейтрино.

1.3. Аналіз нейтрино різних видів

У найзагальнішому випадку всі джерела нейтрино можна розділити на 3 групи:

1. Космічні нейтрино;
2. Нейтрино від природних джерел на Землі, що виникають в процесах бета-розпаду радіонуклідів;
3. Нейтрино від штучних джерел, до них відносяться реакторні антинейтрино і прискорювальні нейтрино;

Космічні нейтрино в свою чергу мають 4 основних джерела.

Перші з них - це реліктові (або космологічні) нейтрино, що залишилися від Великого Вибуху. Згідно з моделлю гарячого Всесвіту в даний час їх температура близько 2К.

Наступне джерело нейтрино - ядерні реакції, що йдуть в ядрах зірок. Наприклад, для підтвердження механізмів світимості Сонця і підтвердження існування нейтронних осциляцій дуже цікаві вимірювання потоку сонячних нейтрино. Крім реакцій горіння в зірках інтерес представляють також вибухи наднових зірок і зоряні гравітаційні колапси. В результаті останніх двох процесів температура в центрі зірки піднімається настільки, що народжуються позитрони, мезони (піони) і мюони. Енергії зоряних нейтрино знаходяться в основному в діапазоні від 0 до декількох десятків МеВ.

Третій тип позаземних нейтрино - це нейтрино, які народжуються космічними променями при їх взаємодії з такими космічними об'єктами як ядра галактик, що вибухнули наднові, пульсари, чорні діри і ін. Як відомо космічні промені приблизно на 80 відсотків складаються з протонів. Прискорені до високих енергій протони (або більш важкі ядра), стикаючись з ядрами атомів або з низько енергетичними фотонами, виробляють - і К-мезони, в результаті розпаду яких виникають нейтрино високих енергій. Їх енергетичний діапазон,

доступних реєстрацій, простягається від декількох десятків ГеВ до, можливо, 10^{15}-10^{16} еВ.

Четвертим джерелом високоенергетичних нейтрино є реакції, що виникають при попаданні в атмосферу Землі космічних променів. Протони космічних променів в результаті зіткнення з атомами повітря (зокрема азоту) народжують заряджений піон, який розпадається на мюон і мюонне нейтрино. Мюон в свою чергу розпадається на електрон, низькоенергетичними електронне антинейтрино і високоенергетичних мюонне нейтрино. Енергетичний діапазон цих нейтрино приблизно такий же, як і у зіркових нейтрино.

Вивченням космічних нейтрино займаються 2 розділу фізики:

- нейтринна астрофізика вивчає процеси всередині космічних об'єктів, що відбуваються за участю нейтрино.
- нейтринна астрономія вивчає методи детектування нейтрино

З поміж космічних нейтрино найбільший інтерес вчені приділяють саме сонячним нейтрино. Через те, що порівнюючи отримані величини нейтринного потоку для стандартної сонячної моделі і експериментальні дані про потік борних, берилієвих і p-p нейтрино, ми отримаємо що експериментальне значення значно (на 30-50%) менше теоретичного. Розбіжність між числом детектованих нейтрино з числом передбачених було названо «проблемою сонячних нейтрино». Чому так відбувається? Проаналізуємо інформацію про сонячні нейтрино.

1.4.Сонячні нейтрино

Видима світимість Сонця забезпечується ядерною енергією, що виділяється в водневому (p-p) циклі. У реакціях:

$$p + p \rightarrow d + e^{+} + \nu_e$$

$$^{7}Be + e^{-} \rightarrow ^{7}Li + \nu_e + \gamma$$

$$^{8}B \rightarrow ^{8}Be^{*} + e^{+} + \nu_e$$

водневого циклу випускаються нейтрино, звані відповідно p-p, берилієві і борні нейтрино. Крім них є ще так звані pep-нейтрино, що утворюються при одночасному зіткненні двох протонів і електрона:

$$p + p + e^- \rightarrow {}^2D + \nu_e$$

Якщо Сонце світить стаціонарно, то передбачувана загальна кількість нейтрино, що випускається в 1 с, не залежить від моделі Сонця. Дійсно, в будь-якому варіанті протікання реакції чотири протона перетворюються в ядро гелію:

$$4p \rightarrow {}^4He + 2e^+ + 2\nu_e,$$

і звільняється Q = 26,7 МеВ ядерної енергії (що утворюються при синтезі позитрони анігілюють, збільшуючи енерговиділення для всіх ланцюжків до 26.7 МеВ), яка врешті-решт висвічується як теплова енергія з поверхні Сонця і вилітають 2 нейтрино. У тому числі, висвітлення порції енергії Q супроводжується випусканням двох нейтрино. Кількість Н, випромінюваних в 1 с, повністю визначається світимість Сонця

$L_\odot = 3,86 \cdot 10^{33}$ ерг/с:

$N_\nu = 2L_\odot/Q = 1,8 \cdot 10^{38}$нейтрино/с.

Однак енергетичний спектр випромінюваних нейтрино, особливо високоенергетична його частина, найістотнішим чином залежить від таких деталей сонячних моделей, як температура в центрі Сонця і концентрація гелію, тому що від цих параметрів залежить конкуренція між різними відгалуженнями реакцій водневого циклу.

Енергетичний спектр p-p-нейтрино безперервний від нуля до енергії 0,420 МеВ, pep-нейтрино і берилієві Н мають точно фіксовані енергії 1,44 МеВ для pep і 0,861 і МеВ для Be-нейтрино відповідно. Борні нейтрино мають найбільші енергії: їх спектр знаходиться в діапазоні від нульових енергій до 14,06 МеВ. Порівнюючи отримані величини нейтринного потоку для стандартної сонячної моделі, виконані Дж. Бакалл (США) і експериментальні

дані про потік борних, берилієвих і p-p нейтрино, ми отримаємо що експериментальне значення значно (на 30-50%) менше теоретичного. Розбіжність передбачуваного і виміряного значень може пояснюватися двома причинами:

- складнішими процесами в Сонці, що не відображені в прийнятих моделях Сонця; ці процеси можуть зменшувати потік нейтрино в високоенергетичної частини спектру (екстремальна можливість такого роду - це наявність іншого джерела енергії в Сонце, напр. маленької чорної діри);
- властивостями нейтрино (напр., нейтрино осциляціями, уявлення про яких вперше введено радянським вченим Б.М. Понтекорво в 1957 р, або розпадом на шляху від Сонця до Землі).

Розглянемо механізми Стандартної Сонячної Системи.

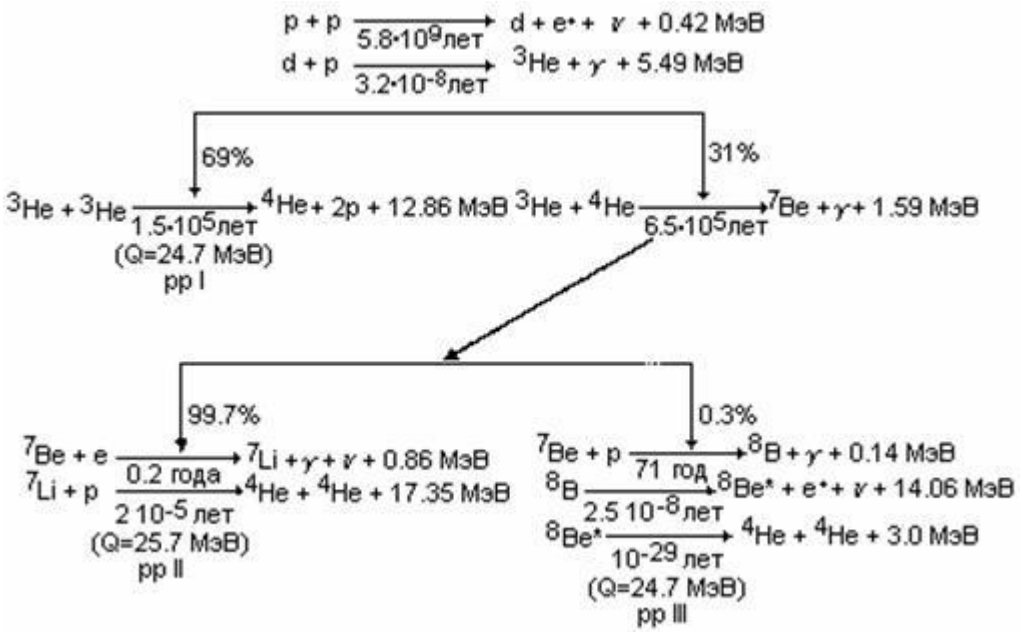
2.Теоретичний аналіз існуючих проблем

2.1 Параметри стандартної моделі Сонця

Одним з основних процесів, що підтримують тривале виділення енергії в зірках, є горіння водню. При горінні водню відбувається злиття 4-х ядер водню з утворенням ядра ^{4}He. Бете і Вайцзеккер показали, що можливі дві різні послідовності реакцій перетворення ядер водню в ядро гелію, які можуть забезпечити достатню виділення енергії для підтримки світимості зірки:

- протон - протонний ланцюжок (pp - ланцюжок), в якій водень перетворюється безпосередньо в гелій;
- вуглецево-азотно-кисневий цикл (CNO - цикл), в якому в якості каталізатора беруть участь ядра C, N і O.

Яка з цих двох реакцій відіграє більш суттєву роль, залежить від температури зірки. Згідно зі Стандартною Сонячної Моделі (ССМ) сонячна світність підтримується головним чином за рахунок енергії, яка звільняється в результаті протон-протонного (p-p) циклу (рис. 4.). В рамках ССМ підраховано, що 98% сонячної енергії генерується в результаті реакцій pp - ланцюжка, а CNO-цикл поставляє лише 2% сонячної енергії. Спостереження сонячних нейтрино дозволяє здійснити безпосередню перевірку моделі термоядерних реакцій на Сонці. Оскільки в умовах Сонця електромагнітне випромінювання має пробіг близько 1 см, з внутрішніх областей воно виходить назовні сильно трансформоване в результаті розсіювання. Навіть якщо в центрі Сонця відбувається будь-яка подія, що супроводжується випромінюванням великого числа фотонів, сліди цієї події у вигляді фотонів з'являться на поверхні Сонця приблизно через 10^7 років. Таким чином, використання звичайних оптичних і радіоастрономічних методів дає інформацію про випромінювання лише з поверхні зірок. Єдиним джерелом, що дає інформацію про події, що відбуваються в надрах Сонця, є нейтрино. У будь-якому варіанті pp-ланцюжка утворюється один або два нейтрино (рис. 4.).



Малюнок 4 схема основних реакцій на Сонці

Перша реакція в ланцюжку - взаємодія двох ядер водню з утворенням дейтрона, позитрона і нейтрино. Ця реакція відбувається в результаті слабкої взаємодії і є визначальною в швидкості всього pp-ланцюжка (t=5.8*10^9років) Реакція дейтрона з протоном, також починаюча p-p цикл, при сонячній щільності і температурі відбувається в 400 разів рідше. На другому етапі в результаті взаємодії утворення дейтрона з воднем відбувається утворення ізотопу ^{3}He з випусканням γ-кванта. Далі може реалізуватися одна з двох можливостей. З ймовірністю 69% відбувається реакція: :

$$^3\mathrm{He} + {}^3\mathrm{He} \rightarrow \alpha + 2\mathrm{p},$$

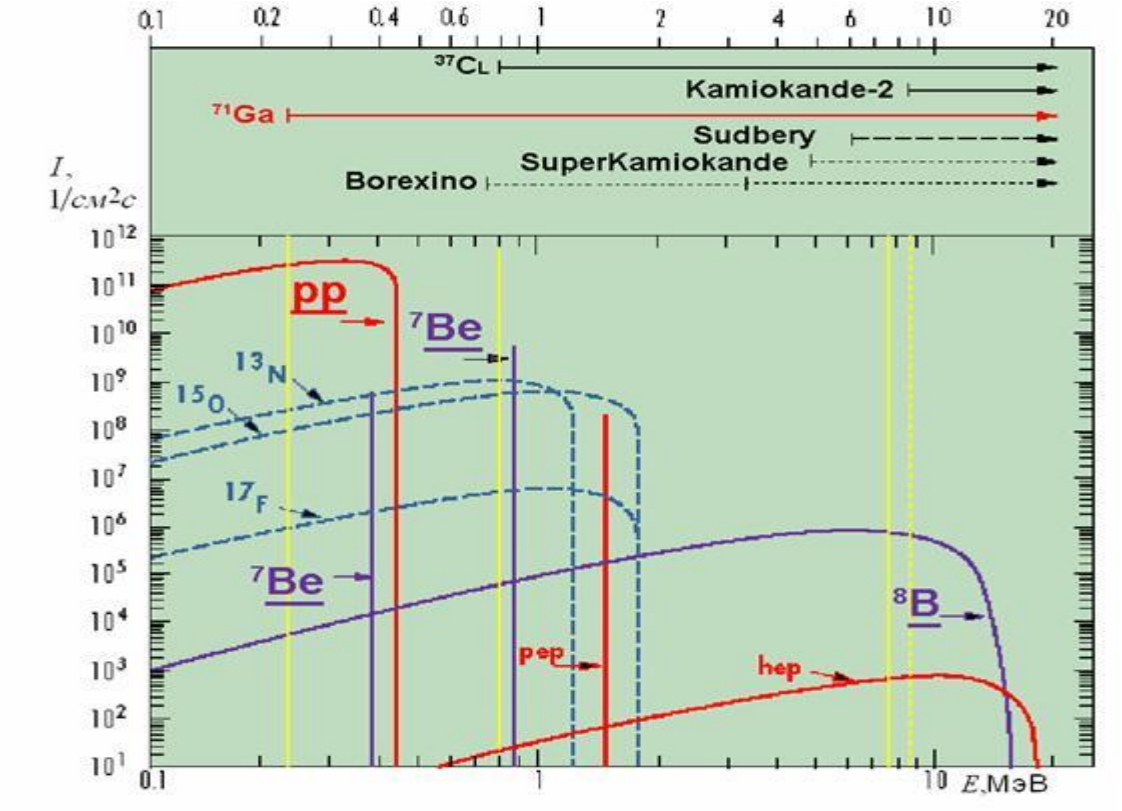
І з ймовірністю 31% - реакція з участю α- частинки:

$$^3\mathrm{He} + \alpha \rightarrow {}^7\mathrm{Be} + \gamma.$$

Утворене ядро ^{7}Be в 99.7% випадків вступає в реакцію з електроном (pp II - ланцюжок) і в 0.3% випадків - з протоном (pp III - ланцюжок). Істотним є наявність в pp III - ланцюжку реакції:

$$^8B \rightarrow {}^8Be^* + e^+ + \gamma,$$

дає потік високоенергетичних нейтрино, доступний для реєстрації. Сумарна енергія реакції Q становить 24.7 МеВ - для ланцюжків pp I, pp III і 25.7 МеВ для ланцюжка pp II. Утворені при синтезі позитрони анігілюють, збільшуючи енерговиділення для всіх ланцюжків до 26.7 МеВ. Сонце виробляє близько 2×10^{38} нейтрино кожну секунду. Незважаючи на величезну величину потоку нейтрино, що падає на Землю, зареєструвати його досить важко, так як перетин взаємодії нейтрино дуже мало ($\sigma \approx 10^{-43}$ см^2). Виходячи з енергії, що виділяється в цих ядерних реакціях p-p ланцюжка, можна розрахувати енергетичний спектр нейтрино, що утворюються на Сонці. Розрахований спектр сонячних нейтрино показаний на рис. 5.



Малюнок 5 Спектр сонячних нейтрино

Також розраховані наступні теоретичні величини потоку сонячних нейтрино(таблиця 4)

Тип нейтрино	Потік, I, $см^{-2}$ $с^{-1}$
Pp	$6,00\times10^{10}$
Pep	$1,43\times10^{8}$
^{7}Be	$4,89\times10^{9}$
^{8}B	$5,69\times10^{6}$
^{13}N	$4,92\times10^{8}$
^{15}O	$4,26\times10^{8}$

Таблиця 4.Потоки різних типів сонячних нейтрино, вимірювані на Землі

Як видно з даної таблиці і спектра нейтрино, більшість нейтрино має енергію нижче 1 МеВ. Ця обставина істотна з точки зору реєстрації нейтрино. З одного боку високоенергетичні нейтрино легше детектувати через більш високий

поріг реакції, а з іншого боку потік високоенергетичних нейтрино набагато менше. Розглянемо найбільш відомі проведені експерименти по виявленню сонячних нейтрино.

2.2Детектори для реєстрації

Перший експеримент по виявленню сонячних нейтрино було проведено в 1967 році в колишній золотодобувній шахті Homestake (Південна Дакота, США) під керівництвом Р. Девіса. В даному експерименті використовувався хлор-аргоновий детектор.

Для детектування нейтрино використовувалася реакція:

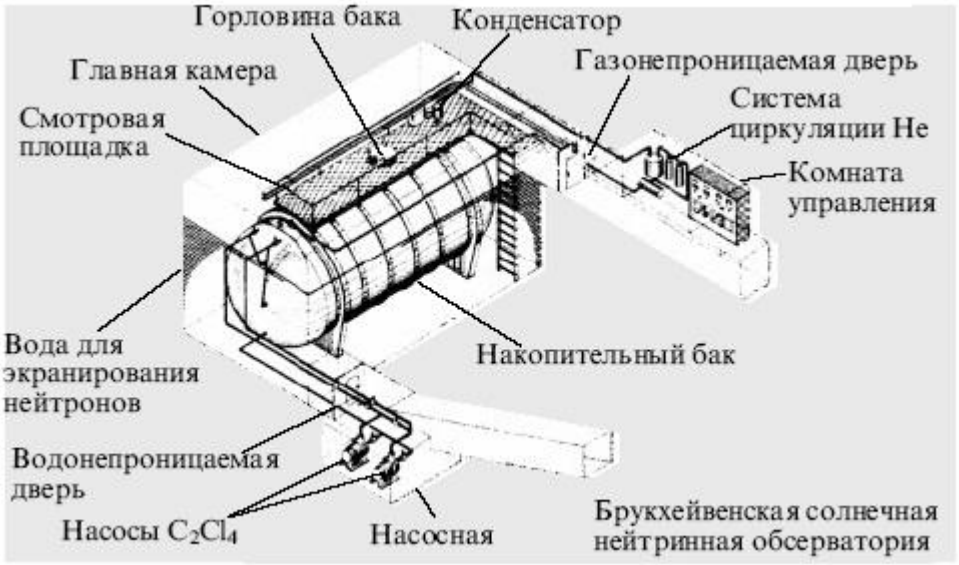
$$\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow e^- + {}^{37}Ar .$$

Реакція відбувається під дією нейтрино з енергіями, більшими, ніж 0,814 МеВ. Тобто хлорний детектор найбільш чутливий до "борних" (${}^{8}B$) нейтрино.

Основні труднощі, що перешкоджали отриманню результатів полягала в тому, що ССМ в ті роки не була достатньо розроблена, зокрема, незрозуміло було, яка частина сонячних нейтрино утворюється в сумі в pp II і pp III ланцюжках і скільки нейтрино припадає на кожну з цих ланцюжків. Спочатку ймовірність протікання реакції з утворенням «борних» і «берилієвих» нейтрино вважалося дуже малою - 0,015%, що призводило до безглуздості використання хлор-аргонного методу для детектування сонячних нейтрино. Однак після низки уточнень, внесених Бакалом в ССМ, ймовірність цих реакцій підвищилася до 15%, що дало поштовх до проведення першого експерименту. У ньому Девіс припускав, що практично всі ядра ${}^{7}Be$ вступають в реакцію з протоном з подальшим випусканням «борних» нейтрино. Детектором був 3800 літровий бак з перхлоретиленом. Експеримент закінчився провалом - жодного нейтрино не було виявлено. Причиною цього було те, що основний ланцюжком реакцій є саме pp II, що приводить до утворення «берилієвих» нейтрино. Але розраховане в 1960 р значення швидкості захоплення «борних»

нейтрино було занижено, що знову вказувало на неможливість проведення хлор-аргонного експерименту. І лише після правильно розрахованої інтенсивності захоплення почалася підготовка до здійснення експерименту в Брукхейвенської сонячної нейтринної обсерваторії.

Детектором був великий контейнер об'ємом 380 000 л, заповнений 610 т рідкого перхлоретілена. Цей контейнер розташовувався на глибині 1 480 м, що відповідає 4500 м. Водного еквівалента (m.w.e.), і згодом був додатково захищений товстим шаром води.



Малюнок 6 Схема хлор-аргонного експерименту

Передбачена розрахункова шивдкість була 4-11 нейтронних події в день. Основним завданням при створенні детектора була герметичність швів бака: відбувалося опромінення швів рентгенівським випромінюванням, при цьому за кожним швом містилася рентгеночутлива плівка. Також здійснювалися перевірки бака на утримання вакууму: бак містився в гелієву середу, з нього відкачувалося повітря, а до насоса під'єднувався мас-спектрометр, чутливий до гелію.

Прокачування перхлоретілена для вилучення з нього атомів ^{37}Ar здійснювалася за допомогою індуктора, поміщеного в бак, раз в два місяці. Під час гелієвих продувок перхлоретілена гелій накопичувався в верхніх 5% обсягу бака і проганяли зі швидкістю 17000 літрів в хвилину через контрольну кімнату, в якій здійснювалася екстракція атомів аргону. Великий конденсатор, поміщений близько бака, виморожував перхлоретілен, а фільтр з деревного вугілля в контрольній кімнаті вловлював аргон. Близько 95% аргону, що утворювався в баці, витягувалися за 20 годин продувки. Після вилучення аргон очищався від супутніх домішок і містився в маленькі пропорційні лічильники з об'ємом 0,25 або 0,5 $см^3$. Спочатку аргон доставлявся в Брукхейвен в захисних контейнерах, в якості яких використовувалися порожні гільзи великих корабельних снарядів. Пізніше прилад для рахунку розпаду атомів ^{37}Ar був встановлений в шахті Homestake на глибині 1500 м. з метою використання набагато кращою природного захисту від космічних променів шаром горяних порід.

Експеримент почався в 1967 р і вже перші його результати показали, що Сонце виробляє лише третина очікуваних нейтрино з високими енергіями.

Вимірювання показали, що фон в лічильнику в діапазоні енергій, відповідних розпаду ^{37}Ar, був приблизно дорівнює сигналу від взаємодії з нейтрино. Виникла необхідність відсікання фонових подій, що було зроблено за формою переднього фронту імпульсів сигналу. У разі розпаду ^{37}Ar відбувається випускання оже-електронів з енергією 100 мкм, що призводять в остаточному підсумку до утворення близько 100 електрон-іонних пар, які реєструються лічильником практично одночасно. Це призводить до різкого переднього фронту сигналу. Джерелом фону в основному є фотони, які взаємодіють з газом лічильника і призводять до утворення комптонівських електронів на всьому шляху свого руху в лічильнику. Це дає плавне наростання сигналу. Незважаючи на всі

удосконалення детектора з метою зменшення і відсікання фону, який вимірюється в експерименті потік нейтрино не змінився. Остаточно розраховане відношення експериментально виміряного потоку сонячних нейтрино до теоретичної величини дорівнює:

$$r_{\nu} = 33 \pm 3 \pm 5 \ \%$$.

Виміряний потік нейтрино дорівнює 2,56 SNU. Так виникла проблема «проблема сонячних нейтрино» (Solar Neutrino Problem - SNP). Щоб підкреслити складність детектування нейтрино можна відзначити, що за 30 років роботи детектор зафіксував в цілому 2200 сонячних нейтрино**.** У 2002 році Р. Девісу меншому була присуджена Нобелівська премія за піонерський внесок у астрофізику, зокрема, за реєстрацію космічних (сонячних) нейтрино. Наступним експериментом, який підтвердив існування проблеми сонячних нейтрино, став експеримент Kamiokande, проведений через 22 роки після початку роботи детектора.

Детектори Kamiokande-II, Super-Kamiokande

У 1988 році японські вчені почали проводити експеримент на підземному детекторі Kamiokande-II, який розташований на глибині 1 000 м (2700 m.w.e.) в шахті каміока, розташованої в Японських Альпах. Шахта Каміока є найглибшою шахтою в Японії. Ця обставина зіграла важливу роль в зниженні радіаційного фону до прийнятного рівня.

Основний реакцією, на якій заснований експеримент, є розсіювання сонячних нейтрино на електронах легкої води:

$$e^{-} + \vec{\nu} = e^{-\prime} + \vec{\nu}'$$

Водний детектор міститься в циліндричному резервуарі діаметром 15,6 м і висотою 16м (див.мал.7). Сталеві стінки резервуара мають товщину 4,5-12 мм. Внутрішня поверхня резервуара пофарбована в чорний колір. Для того щоб

зловити нейтрино, використовувалися 3 000 тон найчистішої води, з яких власне для детектування були задіяні тільки 680 т. в центрі резервуара. Причиною цього є суворі вимоги до рівня фону . 1 000 великих фото помножувачів (~ 50 см діаметром), розміщених на внутрішній поверхні резервуара і покривають 20% цієї поверхні, фіксували черенкове випромінювання. ФЕП мали високий енергетичний вихід (3 фотоелектрон на 1 МеВ) і гарний дозвіл по енергіях (22% при 21 МеВ), а ефективність детектування становила близько 50% при енергії 7,6 МеВ і досягала 90% при енергії 10 МеВ. Тобто характеристики великих ФЕП були аналогічні характеристикам малих ФЕП, але при цьому вони мали велику площу детектування.

Будівництво детектора почалося в 1982 році. Спочатку - в першій фазі експерименту, що отримала назву Kamiokande-I - детектор не міг ловити сонячні нейтрино. Для цих цілей його довелося допрацювати: був встановлений сферичний шар лічильників антизбігів і нова електроніка. Схема антизбігів представляла собою також водний черенковський детектор, що оточував внутрішній детектор, з товщиною близько 1,5 м, яким можна оглянути ФЕП. Надалі аналогічна схема буде застосовуватися на багатьох інших нейтронних детекторах. Анти співпадаючий шар необхідний для прямого захисту від гамма-випромінювання і нейтронів, що проникають в детектор, шляхом їх поглинання. Другою його функцією є відсіювання сигналів від пролітаючих мюонів - це так звана система мюоного вето. Система електроніки в детекторі дозволяє реєструвати тимчасову інформацію про черенковських фотонах і інформацію про амплітуду імпульсів в ФЕП. Реєструються сигнали з амплітудою понад 0,35 МеВ. Тригер на нейтринні події спрацьовує при реєстрації сигналу з не менше 20 ФЕП, що знаходяться в стані збудження протягом 100 нс, що відповідає енергії електрона віддачі близько 7,5 МеВ.

В процесі настройки детектора була проведена велика робота по зменшенню фону. Основними компонентами фону були:

1. Радіоактивні ізотопи, що міститься у воді
    a. ^{222}Rn
    b. ^{238}U
    c. ^{226}Ra
2. Гамма-випромінювання з навколишнього детектор породи
3. Радіоактивні осколки, що утворюються при зіткненні мюонів і ядер кисню ^{16}O в воді, що розпадаються з утворенням електронів.

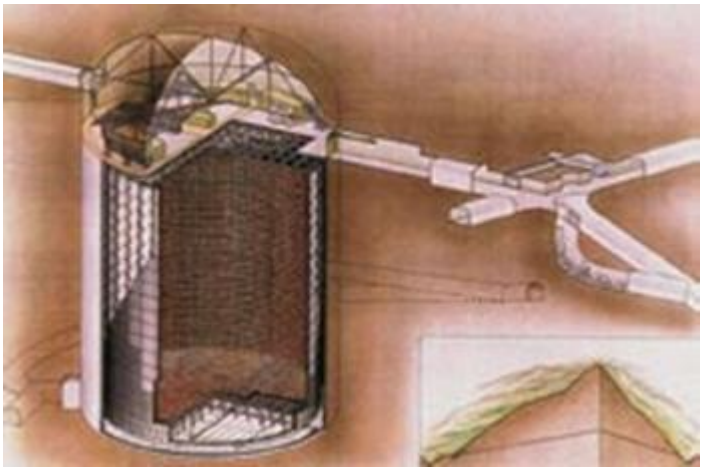
вплив ^{222}Rn було практично повністю виключено через малий періоду напіврозпаду елемента - 3,8 доби. Іонообмінююча система, підключена до системи очистки води дозволила виключити фон від ізотопів ^{238}U. Гамма-випромінювання, як уже було сказано, в основному розсіюється в антиспівпадаючому шарі. Радіоактивні уламки від мюонів були виключені використовуючи геометричну кореляцію з зареєстрованими високоенергетичних мюонів подіями і малі часи бета-розпаду осколків. В результаті цієї роботи фон був зменшений більш ніж в 1000 разів.

Визначення нейтринних подій відбувалося в 4 етапи:

1. Відбір низькоенергетичних подій
2. Виділення кордонів опорного обсягу в детекторі
3. Виключення подій, пов'язаних з продуктами взаємодії мюонів з водою
4. Кореляція напрямки руху реєстрованих фотонів з напрямком на Сонце.

Подібно експериментів Homestake, Kamiokande-II виявляв тільки дуже рідкісні високоенергетичні нейтрино. Гранична енергія реєстрованих нейтрино в цьому експерименті дорівнювала 7.5 МеВ. Детектор пропрацював з 1986 по 1995 рік. За тисячу днів спостережень вчені виявили тільки 1/2 від очікуваного потоку таких нейтрино. Результатом його роботи стало наступне: частка експериментально виявлених нейтрино від теоретично розрахованого кількості дорівнює:

$$r_n = 0.54 \pm 0.08\ ^{+0.10}_{-0.07}$$

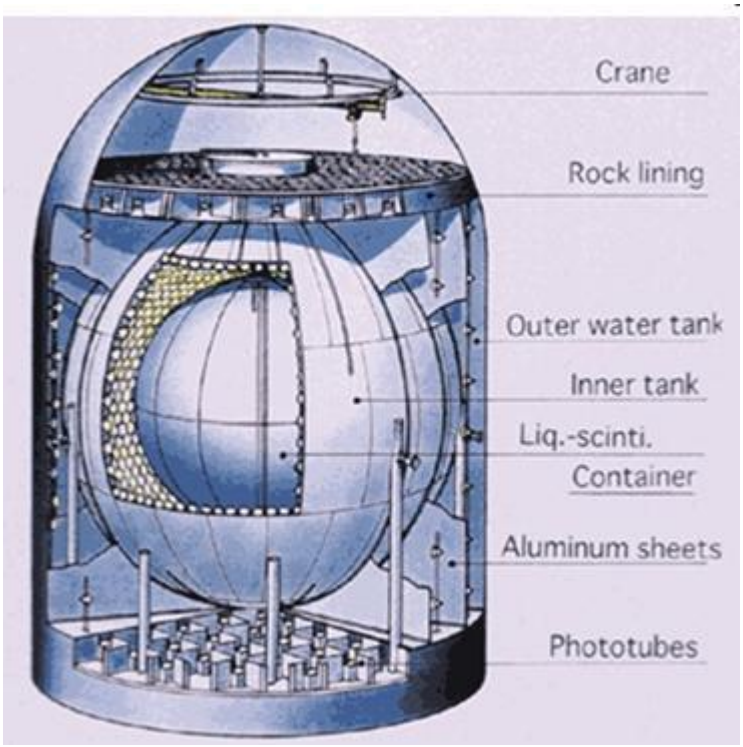


Малюнок 7 Схема детектора Kamiokande2

Крім вимірювання потоку сонячних нейтрино, детектору Kamiokande також вдалося зареєструвати наднові нейтрино, що спалахнули 23 лютого 1987 р. Було зареєстровано 12 з 1016 нейтрино, які пройшли крізь цей детектор. В результаті спроб теоретичного обґрунтування результату народилося безліч інших проблем: чи має нейтрино масу, магнітний момент, яке час життя нейтрино, і т.д. Всі ці проблеми послужили приводом до створення детекторів другого покоління, одним з яких є SuperKamiokande.

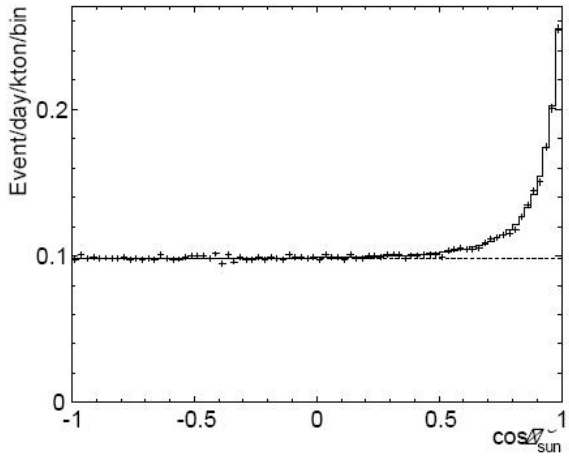
SuperKamiokande є модернізацією Kamiokande-II. Його детектор - величезний резервуар (40x40 м) з нержавіючої сталі, заповнений 50 000 т чистої води. На

поверхні резервуара розміщені 11 146 фотопомножувачів (ФЕП). Внутрішній детектор, який використовується для фізичних досліджень, оточений шаром води, який є зовнішнім детектором і також контролюється фотопомножувачами. Зовнішній детектор запобігає спрацьовування основного детектора від нейтрино, вироблених в навколишньому детектор породі.

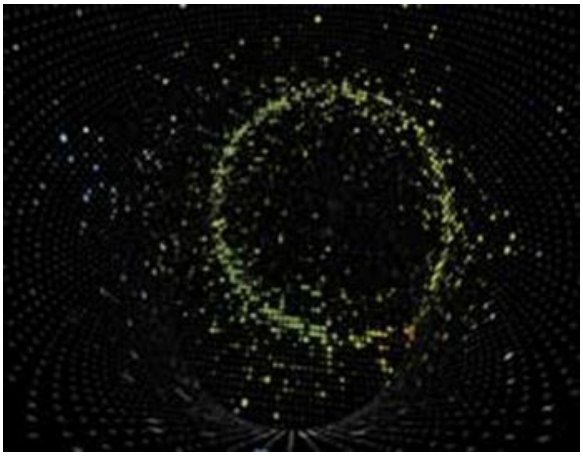


Малюнок 8Схема детектора Super Kamiokande

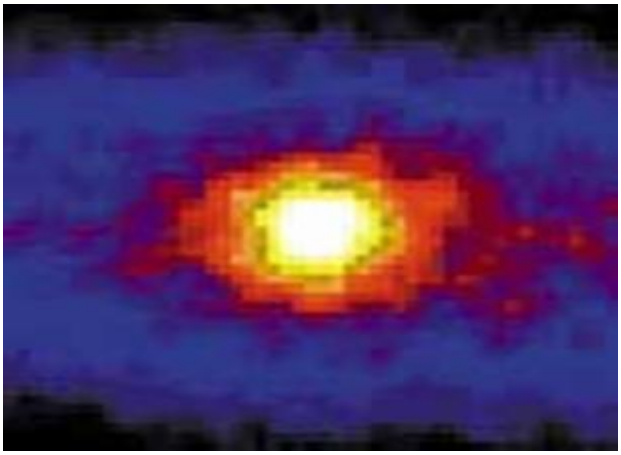
SuperKamiokande розрізняє електронні та мюоні нейтрино за характеристиками черенковського випромінювання, що викликається зарядженими лептонами. Також у даного детектора був зменшений поріг реєстрації - 5.5 МеВ. Як вже говорилося нейтрино зберігає початковий напрямок під час свого руху. На рис.9 зображено кутовий розподіл нейтрино - як добре видно потік нейтрино має чітко виражений напрям, що збігається з напрямком на Сонце:



Малюнок 9 Кутовий розподіл подій в детекторі по відношенню до Сонця



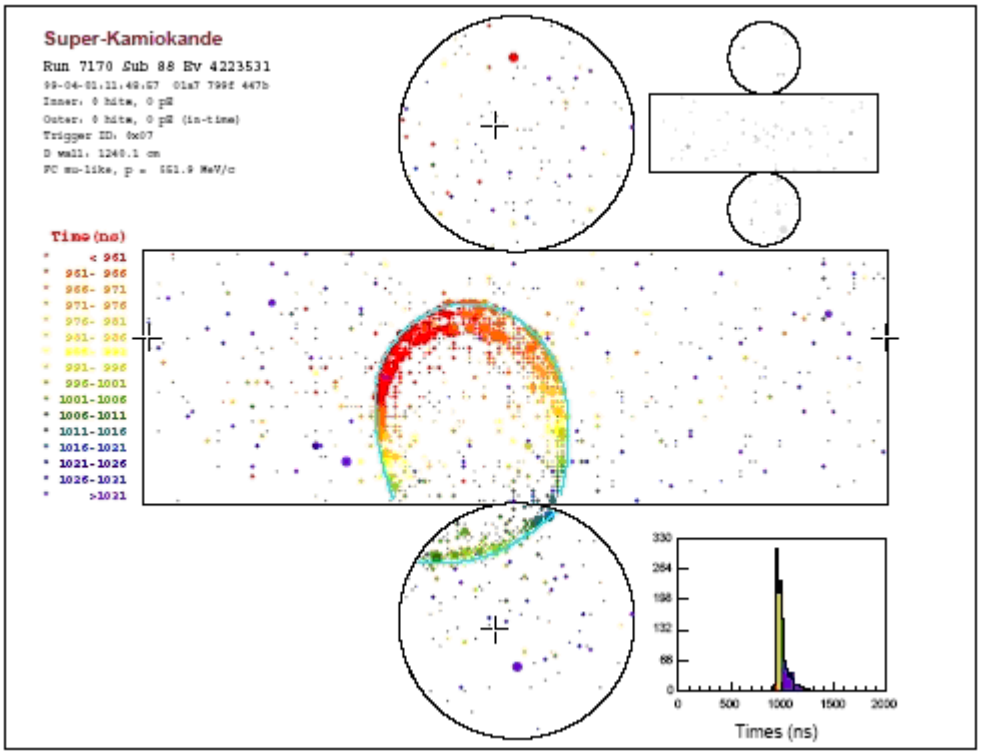
Малюнок 10. реєстрація нейтрино



Малюнок 11. Зображення Сонця

Більш яскраві кольори відповідають більшому зафіксованому числу нейтрино. Напрямок, звідки прийшло те чи інше нейтрино, може бути обчислено виходячи з напрямку всередині резервуара, на якому був зафіксований електрон, вибитий з води нейтрино. Так як відбувається це дуже рідко, ефект розсіювання «змазує» дійсний напрям до такої міри, що кожен видимий елемент зображення відповідає двом сонячним дискам. Як вже було сказано, виняток подій, викликаних пролітаючими мюонами, здійснюється системою мюонного вето. Приблизний вигляд сигналу з ФЕП, що викликається мюонів,

показаний на рис.11.



Малюнок 11. Приклад обробки події, викликаного в детекторі

Видно чітко виражене кільце черенкового випромінювання. Кожна точка являє собою сигнал від одного ФЕП, його величина залежить від числа фотоелектронів, що утворилися в ФЕП, а колір визначається часом приходу в ФЕП черенкового світла.

Детектор SuperKamiokande пропрацював з 1996 по 2001 рр. Результати експерименту показали, що частка реєстрованих нейтрино від кількості, передбаченого теорією, становить

$$r_n = 47.5 \pm 0.8 \pm 1.3\ \%$$

Крім сонячних нейтрино учасники експерименту SuperKamiokande досліджувалися не тільки сонячні, але і атмосферні нейтрино. А саме число мюонних нейтрино, народжених у верхніх шарах земної атмосфери, при зіткненні протонів космічних променів з ядрами атомів повітря, що приходять

в детектор з різних відстаней. Виявилося, що менше число мюонних нейтрино приходило з тих напрямків, де нейтрино долали більшу відстань. Ці результати дали підстави вважати, що кількість нейтрино даного класу залежить від пройденого ними шляху, що може бути наслідком трансформації нейтрино з одного виду в інший.

Протони космічних променів в результаті зіткнення з атомом народжують заряджений піон, який розпадається на мюон і мюонне нейтрино.

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} + \nu(\vec{\nu})$$

Мюон в свою чергу розпадається на електрон, низькоенергетичними електронне антинейтрино і високоенергетичних мюонне нейтрино.

$$\mu^{\pm} \to e^{\pm} + \nu_e(\vec{\nu}_e) + \vec{\nu}_\mu(\nu_\mu)$$

Таким чином, потік атмосферних мюонних нейтрино повинен бути в 2 рази більше потоку електронних нейтрино. Причому це співвідношення повинно виконуватися незалежно від моделі атмосферних злив і справедливо для широкого діапазону енергій нейтрино (0,1 <= E <= 1) ГеВ.

Експеримент показав, що потоки практично рівні:

$$\left[\frac{N(\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \tilde{\nu}_e)}\right]_{\text{exp}} \Big/ \left[\frac{N(\nu_\mu + \tilde{\nu}_\mu)}{N(\nu_e + \tilde{\nu}_e)}\right]_{\text{theor}}$$

$$R = \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{\text{exp}} \Big/ \left(\frac{N_\mu}{N_e}\right)_{\text{theor}} = 0{,}6^{+0{,}07}_{-0{,}06}$$

Ця проблема отримала назву аномалії атмосферних нейтрино.

Очолюючий колаборації Kamiokande \ SuperKamiokande М. Кошіба в 2002 році разом з Р. Девісом отримав Нобелівську премію. Роботи Девіса і Кошіба привели до несподіваних відкриттів і поклали початок нейтринної астрономії.

Галієві детектори: SAGE, GALLEX

Основний реакцією, використовуваної в галієвих детекторах, є:

$$^{71}\mathrm{Ga} + \nu_e \rightarrow {}^{71}\mathrm{Ge} + e^-$$

Дана реакція проходить з порогом 0, 283 МеВ і дозволяє детектувати всі типи сонячних нейтрино.

Російсько-Американський галієвий експеримент, який отримав назву SAGE, був проведений під керівництвом Г.Т. Зацепіна в Боксанській нейтринній обсерваторії, розташованої на глибині 4700 m.w.e. в низькофоновій лабораторії в горах Північного Кавказу. Загальна маса галію в детекторі дорівнювала 60 тоннам. Майже 100 вимірювань потоку сонячних нейтрино, проведених протягом 1990-2000 років, зафіксували лише половину потоку нейтрино, який прогнозується Стандартною Сонячною Моделлю:

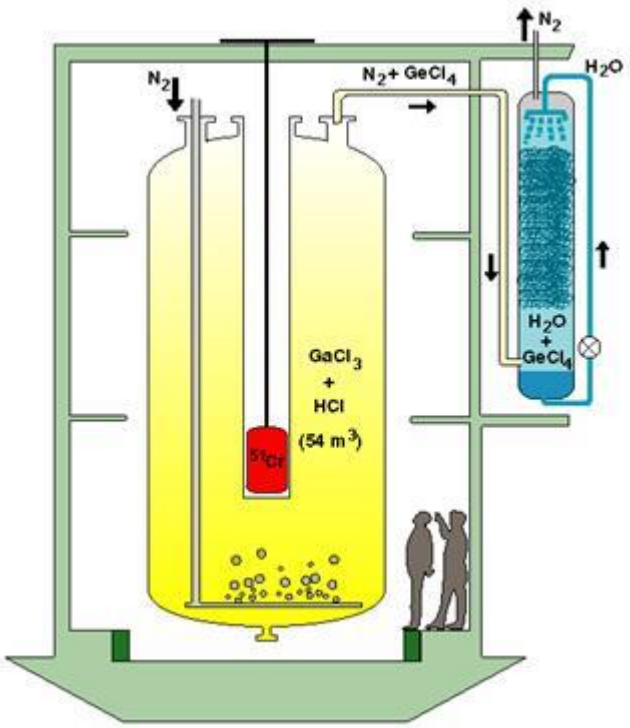
$$r_n = 55.0 \pm 14.0 \pm 3.0\ \%$$ (51%)

Аналогічний експеримент був проведений колаборацією GALLEX. Галієвий експеримент GALLEX проводився при здійсненні міжнародного співробітництва вчених з Франції, Німеччини, Італії, Ізраїлю, Польщі та США в період з 1991 по 1997 рік.

Головною складовою частиною детектора GALLEX є контейнер з розплавом галію (температура плавлення - 30 ° С), змішаного з перекисом водню і кислотою. Мішенню для нейтрино служили 30 тонн галію в формі водного розчину хлориду галію (загальна вага - 110 тонн). Щоб захистити детектор від фону, створюваного космічним випромінюванням, він поміщений на глибину 3 300 м під найвищою горою Італії, в Гран-Сассо (150 км на схід від Рима).

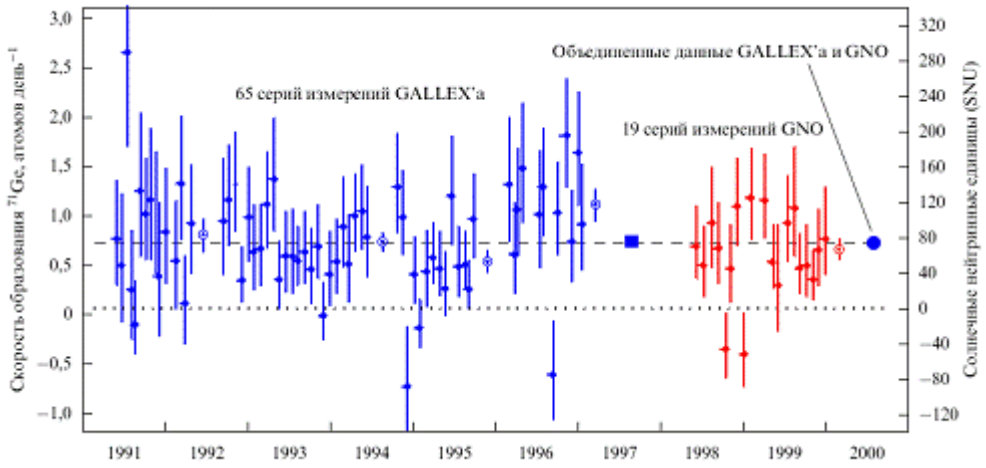
За 5 років роботи усереднений виміряний потік сонячних нейтрино склав близько 80% від теоретичного.

У 1997 році експеримент GALLEX був завершений, і на основі цього ж детектора стартував експеримент GNO. Детектор, що містить 60 тонн галію, дозволить реєструвати одне p-p нейтрино на добу. GNO повинен пропрацювати близько 10 років.



Малюнок 12 Схема детектора Gallex

Перші результати з GNO вже отримані, поєднавши їх з результатами GALLEX, отримаємо наступну картину:



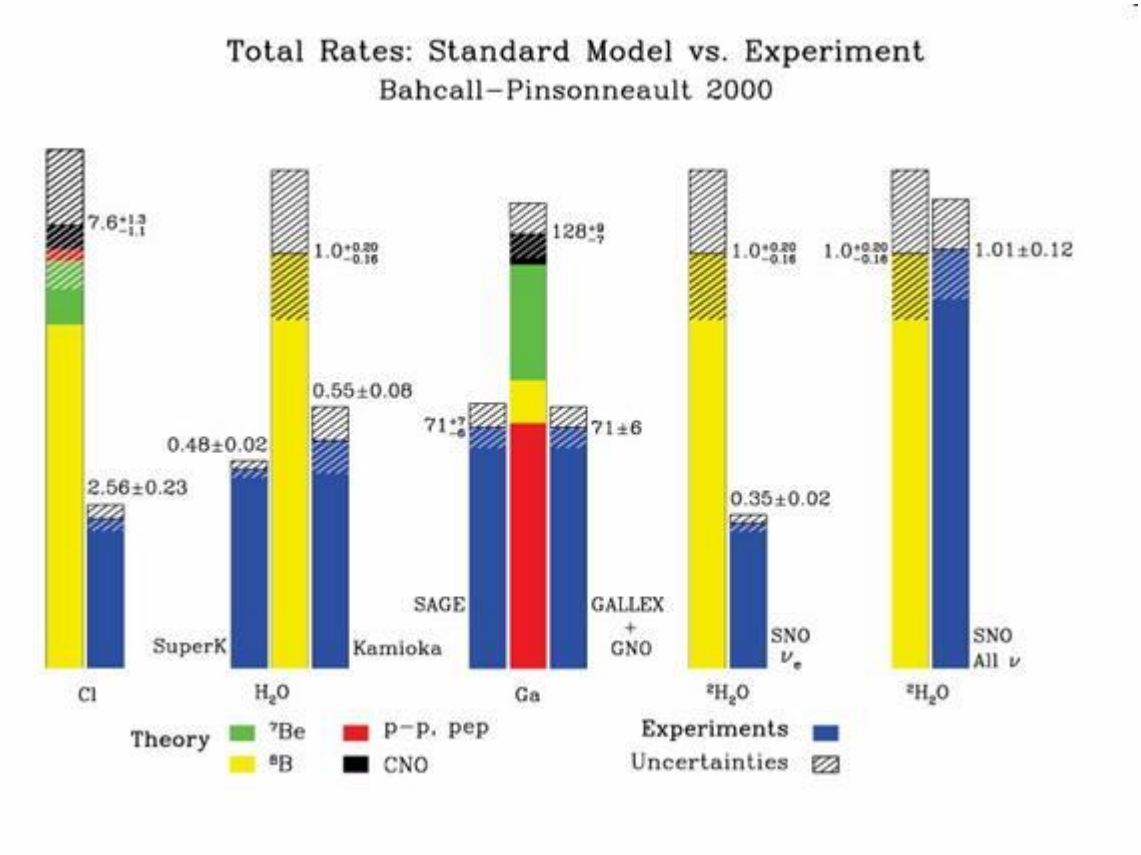
Малюнок 13 Вихід, який вимірюється в експериментах Gallex

Вихід визначається як добуток потоку електронних нейтрино на перетин захоплення, який проінтегрували за відповідним енергетичним діапазоном.

При цьому передбачення ССМ допускають діапазон від 115 до 135 SNU.

3.1Проблема сонячних нейтрино

Підводячи підсумок всіх проведених експериментів з детектування сонячних нейтрино, можна сказати, що всі вони показують дефіцит потоку сонячних нейтрино, що вимірюється на Землі. Розбіжність між числом детектованих нейтрино і числом передбачених було названо проблемою сонячних нейтрино (SNP or Solar Neutrino Problem). Результати основних експериментів об'єднані на рис.14.



Малюнок 14 Порівняння виміряного потоку нейтрино в різних експериментах

Існує кілька теоретичних моделей, що пояснюють отримані експериментальні результати. Розглянемо два основних можливих пояснення цієї проблеми: або неправильна Стандартна Сонячна Модель, або природа нейтрино відрізняється від загальноприйнятої.

Результати геліосейсмологічних спостережень і нейтронних експериментів говорять на користь другого варіанту. Точність прогнозів ССМ також визначається тим, що рівняння стану речовини в надрах Сонця є порівняно простим: речовина повністю іонізована і близька до стану ідеального газу. І можливі поправки до розрахованим потокам нейтрино можуть становити порядку декількох відсотків.

Якщо все-таки розглянути це пояснення, то найбільш правдоподібні можливості модифікації стандартної сонячної моделі пов'язані з сонячними

коливаннями і (або) періодичним перемішуванням речовини в центральних областях Сонця. Ці явища призводять до періодичного зменшення температури в центрі Сонця і пов'язаного з ним зменшення потоку борних нейтрино.

У другому випадку найбільш простим поясненням представляються осциляції нейтрино, існування яких передбачається теорією нейтрино з кінцевої масою спокою.

Нагадаємо, що існує два види нейтрино: дираковський і майорановий. Згідно зі Стандартною моделлю нейтрино дираковського є безмасові, у них є античастинки (антинейтрино), а закон збереження лептонного заряду носить абсолютний характер. Майоранові нейтрино можуть мати масу і є істинно нейтральними, тобто є античастинками по відношенню до самих себе. Якщо хоча б деякі нейтрино майоранові, то закон збереження лептонного заряду повинен порушуватися. Одним із доказів масивності нейтрино і є т.зв. осциляції нейтрино. Осциляції нейтрино - це взаємні перетворення нейтрино різних ароматів один в одного. Для того щоб були можливі осциляції, необхідно існування поряд з фізичними станами нейтрино $\{\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau\}$ масових станів $\{\nu_1, \nu_2, \nu_3\}$. Фізичні стани виникають при слабких розпадах і відчувають слабкі взаємодії, а масові стану - це такі стани, в яких нейтрино поширюються у вакуумі. Імовірність переходу нейтрино з одного аромату в інший в загальному випадку характеризується двома величинами:

$\Delta m^2 = \left| m_1^2 - m_2^2 \right|$ - різницею мас масових станів і θ - кутом змішування нейтрино.

Явище осциляцій нейтрино було передбачене Б. М. Понтекорво в 1957 році. Він припустив, що електронні нейтрино, що виникають в центрі Сонця, по шляху до Землі можуть перетворюватися частково в мюонне, а частино в тау-нейтрино. Цей процес отримав назву вакуумних осциляцій. Пізніше було

висловлено припущення про резонансне посилення осциляцій нейтрино при проходженні ним речовини, зокрема Сонця. Таку конверсію назвали ефектом Міхеева-Смирнова-Вольфенстайна (МСВ) в честь її відкривачів. В рамках ефекту МСВ можна виділити три рішення, що задовольняють результатами вже проведених експериментів: LMA, SMA і LOW. Ці рішення характеризуються певними діапазонами значень параметрів $\Delta m^2 = \left|m_1^2 - m_2^2\right|$ і θ. Іншими можливими механізмами осциляцій є зміна спіральності нейтрино, тобто, перетворення нейтрино в антинейтрино, а також перетворення нейтрино в «стерильні» - четвертий аромат нейтрино, який не вступає в слабкі взаємодії.

Якщо в якійсь точці простору народжується мюонне нейтрино даної енергії E, яке описується хвильовою функцією:

$$\nu_m u = \nu_1 \sin\alpha + \nu_2 \cos\alpha,$$

то (оскільки швидкості руху ν_1 і ν_2 при однаковій енергії різні) в точці реєстрації на відстані r співвідношення між ν_1 і ν_2 змінюється, що означає поява комбінації:

$$\nu_e = \nu_1 \cos\alpha - \nu_2 \sin\alpha.$$

Однак на деякій відстані l, початкове співвідношення між ν_1 і ν_2 відновиться, і нейтрино знову перетвориться в первісний стан. Довжина l виражається:

$$l = \frac{4\pi\hbar\varepsilon}{c^3(m_1^2 - m_2^2)} = 2{,}5 \cdot 10^2 \frac{}{m_1^2 - m_2^2}$$ см,

і називається довжиною осциляції. З формули випливає, що довжина осциляції має макроскопічні масштаби тільки при малих різницях мас нейтрино. Описаний приклад показує, що електронне нейтрино, народжене на відстані r <l від мішені, з певною ймовірністю може перетворитися в мюонне. Відповідно до формули, для борних нейтрино з досить різниці квадратів мас

$m_1^2 - m_2^2 \sim 10^{-10}$эВ^2 , щоб довжина осциляції стала менше відстані від Землі до Сонця, і, отже, відбулося помітне зменшення потоку електронних нейтрино за рахунок переходу в мюонні і тау-нейтрино, що не реєструються в експериментах.

3.2.Шляхи вирішення проблеми

На сьогоднішній момент загальноприйнятої фізичної теорією, повністю описує слабкі й електромагнітні взаємодії, є Стандартна модель електрослабкої взаємодії (або просто Стандартна модель). Дана модель пояснює всі зібрані експериментальні дані, а відкриття нейтральних струмів і W- і Z-бозонів стало її блискучим підтвердженням. Крім того Стандартну модель підтвердили експерименти на колайдері LEP (Large Electron Positron Collider), які довели, що існує тільки 3 покоління лептонів з масою менше 50 ГеВ і, згідно з кварк-лептонний симетрії, 3 покоління кварків.

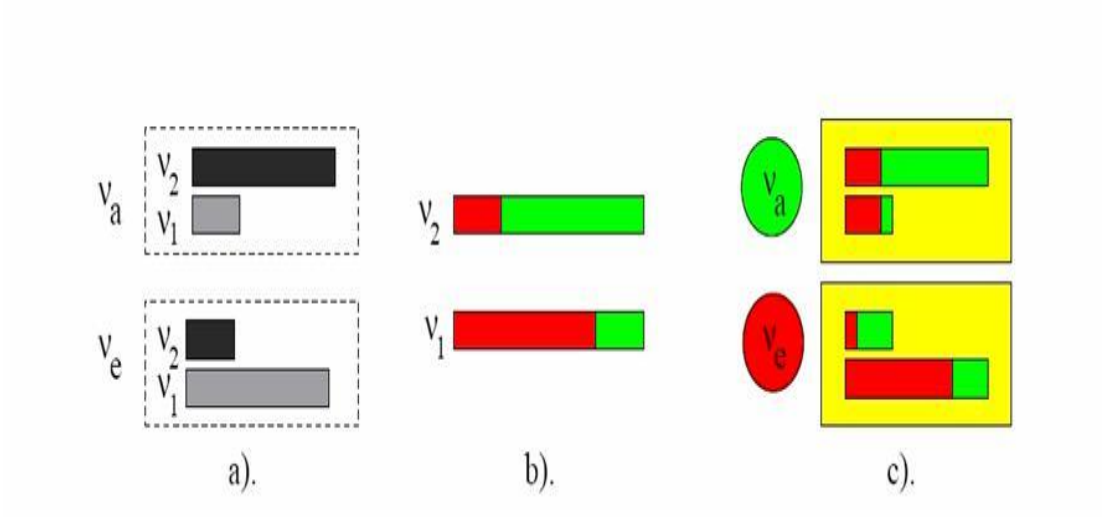
Проте Стандартна модель потребує доповнення та узагальненні. У своєму нинішньому стані вона не може передбачити маси ферміонів, не пояснює необхідність кількох поколінь кварків і лептонів і, нарешті, не може дати пояснення результатами всіх проведених експериментів по вимірюванню потоку сонячних нейтрино, які зафіксували дефіцит потоку нейтрино. Зате проблема сонячних нейтрино, а точніше її відсутність може бути пояснено за допомогою теорії нейтрино осциляцій.

Основні положення теорії нейтрино осциляцій:

- лептонні кваркові числа не зберігаються

- маси нейтрино не рівні нулю, хоча і дуже малі - при цьому протиріч з проведеними експериментами по вимірюванню маси нейтрино немає, тому що всі вони дають лише обмеження на верхню межу маси нейтрино

- електронне, мюонне і тау-нейтрино є суперпозицією 3 станів (ν_1, ν_2, ν_3), мають маси m_1,m_2,m_3 (див.мал. 15)



Малюнок 15 Співвідношення мій флейворними і масовими станами нейтрино

a) Подання флейворних станів як комбінації масових власних станів. Довжина прямокутників показує ймовірність знайти відповідний масовий стан в даному флейворному стані. (Довжини нормовані на 1.)

b) Флейворна структура масових станів. Електронний аромат показаний червоним (чорним), а неелектронний - зеленим (сірим) кольором. Розміри червоною і зеленою частин показують ймовірність електронне і неелектронного нейтрино в даному масовому стані.

c) «Портрет» електронного та неелектронного нейтрино: показані подання електронного та неелектронного нейтрино як комбінації власних станів, кожне з яких в свою чергу показано як комбінація флейворних станів.

Б. Понтекорво припустив, що пояснення нерівності нулю маси нейтрино можна отримати, розглянувши квантові осциляції між різними типами нейтрино. Цей варіант теорії отримав назву вакуумних осциляцій.

Можна припустити, що подібно кваркам стану нейтрино з певним лептонним зарядом L_i $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ - фізичні стану нейтрино - є лінійними комбінаціями масових станів нейтрино (ν_1, ν_2, ν_3).

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{e1} U_{e2} U_{e3} \\ U_{\mu 1} U_{\mu 2} U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} U_{\tau 2} U_{\tau 3} \end{pmatrix} \bullet \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \text{(X)}$$

де матриця U_{ij} – називається матрицею змішування.

Розглянемо спрощену ситуацію, коли відбувається змішування 2 типу нейтрино - ν_e и ν_μ. Цьому випадку матриця U_{ij} є унітарною і її елементи можна виразити через один параметр - кут змішування θ:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta \sin\theta \\ -\sin\theta \cos\theta \end{pmatrix} \bullet \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}, \text{ звідки}$$

$$\nu_e = \nu_1 \cos\theta + \nu_2 \sin\theta$$
$$\nu_\mu = -\nu_1 \sin\theta + \nu_2 \cos\theta .$$

Т.ч. кут змішування визначає частку станів ν_1 і ν_2 в складі ν_e і ν_μ.

При $\theta = 45^\circ$ змішування максимальне.

Зі співвідношення (X) можна легко отримати співвідношення (X2):

$$\nu_1 = \nu_e \cos\theta - \nu_\mu \sin\theta$$
$$\nu_2 = \nu_e \sin\theta + \nu_\mu \cos\theta . \text{ (X2)}$$

стану ν_1 і мають певні значення мас, але не мають певних значень L_i.

Припустимо в початковий момент у нас є моноенергетичний пучок нейтрино, що повністю складається з ν_e, тобто $\nu_e(0) = 1$, а $\nu_\mu(0) = 0$.

Тоді з (X2) слідує:

$$\nu_1 = \nu_e \cos\theta$$
$$\nu_2 = \nu_e \sin\theta .\text{(X3)}$$

Згідно (X) стан $\nu_e(t)$ буде залежати від часу наступним чином:

$\nu_e(t) = \nu_1(t)\cos\theta + \nu_2(t)\sin\theta$, де

$\nu_1(t) = \nu_1(0)\exp(-iE_1t)$

$\nu_2 = \nu_2(0)\exp(-iE_2t)$.

E_1 и E_2 – енергії масових станів з однаковими імпульсами:

$$E_1^2 = p^2 + c^2m_1^4 = p^2 + m_1^4,\ E_1 = cp + \frac{c^4m_1^2}{2pc} = p + \frac{m_1^2}{2p}$$

$$E_2^2 = p^2 + c^2m_2^4 = p^2 + m_2^4,\ E_2 = cp + \frac{c^4m_2^2}{2pc} = p + \frac{m_2^2}{2p},$$

враховуючи, що c = 1 і p >>m_1m_2.

ν_e, утворилася в момент t = 0 таким чином еволюціонує з часом:

$$\nu_e(t) = \nu_1(0)\exp(-iE_1t)\cos\theta + \nu_2(0)\exp(-iE_2t)\sin\theta = \left[\cos^2\theta\exp(-iE_1t) + \sin^2\theta\exp(-iE_2t)\right]\nu_e(0) + \cos\theta\sin\theta\left[\exp(-iE_2t) - \exp(-iE_1t)\right]\nu_\mu(0)$$

Нескладні перетворення дадуть нам можливість того, що в момент часу t нейтрино знову буде знаходиться в чистому ν_e стані:

$$\left|\nu_e(t)\right|^2 = 1 - \sin^2 2\theta\sin^2\frac{(E_2 - E_1)}{2}t .$$

Враховуючи що

$$\frac{t(E_2 - E_1)}{2} = \frac{t(m_2^2 - m_1^2)}{4p} = \frac{\Delta m^2 c\cdot t}{4E} = \frac{\Delta m^2\cdot L}{4E},$$

де L - відстань від джерела нейтрино до точки спостереження.

Таким чином, отримуємо:

$$\left|\nu_e(t)\right|^2 = 1 - \sin^2 2\theta\sin^2\frac{\Delta m^2\cdot L}{4E} = 1 - \sin^2 2\theta\sin^2\frac{\pi\cdot L}{L_{вак}},$$

де $L_{вак} = \frac{4\pi E}{\Delta m^2}$ - довжина осциляцій, що відображає для пари мас m_1 і m_2 періодичну залежність сигналу в детекторі від відстані L.

Імовірність повного зникнення компоненти ν_e, тобто її повного перетворення в компоненту ν_μ отримуємо зі співвідношення:

$$\left|\nu_\mu(t)\right|^2 = 1 - \left|\nu_e(t)\right|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\pi \cdot L}{L_{вак}}.$$

Таким чином, ймовірність спостереження ν_μ в пучку, спочатку складався тільки з ν_e, періодично спочатку зростає від нуля до максимуму, а потім знову зменшується до нуля. Це і є осциляції нейтрино. Імовірність осциляцій залежить від різниці квадратів мас власних станів нейтрино.

Для обробки експериментальних даних зазвичай використовується більш зручні формули:

$$\left|\nu_e(t)\right|^2 = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1,27 \cdot \Delta m^2(эВ^2) L(км)}{E(ГэВ)}$$

$$\left|\nu_\mu(t)\right|^2 = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{1,27 \cdot \Delta m^2(эВ^2) L(км)}{E(ГэВ)} \quad (*).$$

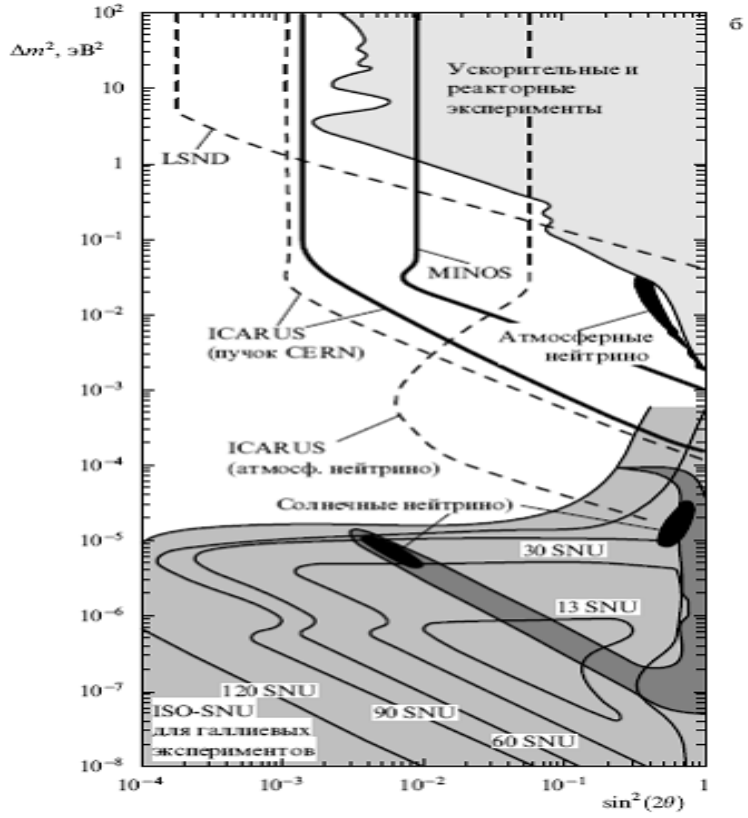
Перший максимум осциляцій виникає при

$$\frac{L(км)}{E(ГэВ)} = \frac{\pi}{2 \cdot 1,27 \cdot \Delta m^2(эВ)} \approx \frac{1}{\Delta m^2(эВ)}.$$

Амплітуда осциляцій залежить від квадрата синуса подвоєного кута змішування $\sin^2 2\theta$. При $\theta = \frac{\pi}{4}$ отримуємо максимальне змішування, ймовірність осциляцій складає 100%.

Формули (*) можна отримати і для випадку змішування 3 масових станів, в цьому випадку вона буде мати більш складний вид.

Експериментальні результати зазвичай представляються в вигляді координатної сітки параметрів осциляції $\Delta m^2 = \left|m_1^2 - m_2^2\right|$ і $\sin^2 \theta$, де відображаються межі допустимих областей значень параметрів (зазвичай з рівнем достовірності 90%)



Малюнок 16.Межі областей параметрів осциляцій з результатів,отриманих з проведених експериментів

Розглядаються експерименти по дослідженню моди $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$.

З формули (*) видно, що осциляції відсутні як у випадку $m_1 = m_2 = 0$, так і у випадку $m_1 = m_2 \neq 0$.

Чим менша величина кута змішування, тим менше можна отримати оцінку різниці квадратів мас нейтрино.

В таблиці (5) приведені області можливих значень величини L/E, які використовуються в експериментах по пошуку вакуумних осциляцій.

Тип эксперимента	L/E, [км/ГеВ]
Прискорювальний	10^{-3}-10^{1}
Реакторний	10^{0}-10^{2}
Атмосферні нейтрино	10^{2}-10^{4}
Сонячні	10^{10}-10^{11}
Від наднових	10^{19}-10^{20}

Таблиця 5. Діапазон значень L/E, використовується в нейтринних експериментах

За своїм характером осциляції нейтрино аналогічні биття, які спостерігаються в системі двох однакових маятників масою m і довжиною L, підвішених на загальному підвісі з жорсткістю k (через який здійснюється їх зв'язок). Для такої системи маятників можливі 2 стаціонарні стани:

1. обидва маятника коливаються синфазно з однаковими амплітудами (пружина не напружується) з однаковими власними частотами

$$\omega_1^2 = \frac{g}{L}$$

2.обидва маятника коливаються синфазно з однаковими по модулю, але спрямованими в протилежні сторони амплітудами і з однаковими власними частотами

$$\omega_2^2 = \frac{g}{L} + 2\frac{k}{m}.$$

Так ось, ці стани аналогічні масовим стану нейтрино ν_1, ν_2, а власні частоти - масам m_1,m_2. Така аналогія нейтронних осциляцій з биттям маятників не випадкова, оскільки за законами квантової механіки опис осциляцій і биття виявляється математично однаковим.

Якщо відхилити будь-якої з маятників, то його коливання через деякий час передадуться іншому маятнику, амплітуда коливань якого поступово зросте

до максимальної величини, а амплітуда першого впаде до нуля, після чого почне падати амплітуда другого і рости амплітуда першого і процес, якщо мало загасання , буде періодично повторюватися. Цей процес аналогічний осциляціям нейтрино між двома ароматами. Енергія в разі биття відповідає ймовірності переходу нейтрино в інший аромат. Частота биття дорівнює різниці власних частот стаціонарних станів $\omega_1 - \omega_2$, а енергія кожного маятника, пропорційна квадрату амплітуди, залежить від цієї різниці. Якщо ж взяти два маятника з різною довжиною, то вийде трохи інакша картини: амплітуда маятника з затухаючими коливаннями не зменшиться до нуля, тобто не відбудеться повний перехід енергії. І чим сильніше відміну довжин маятників (а точніше їх власних частот), тим менша частина енергії буде передаватися між ними, тобто тим менше буде змішування. Максимальне змішування відбувається при рівних власних частотах.

Чи існує спосіб прямого спостереження осциляцій нейтрино? Відомо, що реакції з нейтрино можуть проходити як через заряджені струми (W-бозони), так і через нейтральні струми (Z-бозони). У реакціях нейтрино з обміном W-бозона в результаті в разі електронного нейтрино завжди виходять електрони, а в разі мюонного нейтрино - мюони. Таким чином, використовуючи такі реакції для детектування пучка нейтрино, спочатку складається тільки з електронних нейтрино, ми можемо довести існування нейтронних осциляцій при виникненні мюонів в детекторі. Співвідношення мюонів і електронів буде визначатися відстанню від джерела нейтрино до детектора. У разі детектора, що реєструє тільки електронні нейтрино доказом осциляцій буде служити зменшення числа детектованих нейтрино в порівнянні з передбаченим теорією. Для експериментів на зникнення нейтрино краще використовувати в якості джерела реакторні нейтрино, а для експериментів на появу нових ароматів нейтрино - пучки, які генеруються на прискорювачах. Це пояснюється тим, що на прискорювачах при розпаді півонію, що народжувалися в зіткненнях протонів високих енергій з ядрами

мішені, відбувається генерація мюонних нейтрино (антинейтрино). А в реакторах утворюються тільки електронні антинейтрино, які і реєструються в експериментах на зникнення через високі порогові енергії для реєстрації інших ароматів нейтрино. Порогові енергії для всіх ароматів нейтрино вказані в таблиці 6.

Нейтрино і відповідна реакція детектування Порогова енергія, МеВ	Нейтрино і відповідна реакція детектування Порогова енергія, МеВ
$\overrightarrow{\nu_e} + p \rightarrow n + e^+$	1,8
$\overrightarrow{\nu_\mu} + p \rightarrow n + \mu^+$	100
$\overrightarrow{\nu_\tau} + p \rightarrow n + \tau^+$	3600

Таблиця 6. Граничні енергії виникнення різних ароматів нейтрино

Очевидно, що для реєстрації вакуумних осциляцій довжина пробігу нейтрино повинна задовольняти умові:

$L \geq L_{вак}$.

Тому, для різних досліджуваних діапазонів значень параметра Δm^2 детектор повинен розташовуватися на різній відстані від джерела нейтрино. Наприклад, при дослідженні атмосферних нейтрино з передбачуваним діапазоном $\Delta m^2 \approx 10^{-2} \div 10^{-3}\ эВ^2$ пролітаюча відстань L приймає значення близько 1000 км. Такі експерименти отримали назву «дальнобазових» (long-baseline). А прискорювальні експерименти, теоретичне значення в яких становить $1 \div 10\ эВ^2$, вимагають відстані L ~ 1 км. Такі експерименти називаються «короткобазовими» (short-baseline).

Наявність речовини на шляху поширення пучка нейтрино може істотно змінити картину нейтрино осциляцій.

Висновки

На основі вивченого матеріалу і аналізу проблем, які виникають при детектуванні сонячних нейтрино, дізналися про види нейтрино,та про види установок для їх реєстрації. Було охарактеризовано і сформулювало так звану «проблему сонячних нейтрино» та можливі шляхи до її вирішення.

Отже, чому щільність потоку сонячних нейтрино на практиці втроє менше розрахованої? Відповідь було запропоновано ще 40 років тому. Відповідно до гіпотези, електронні нейтрино що народжуються в надрах Сонця на шляху до Землі частково змінюють свою природу і перетворюються в нейтрино іншого типу(цей процес має назву нейтринних осциляція). Детектори, їх не реєстрували (або майже не реєстрували), тому результати і виявилися заниженими. Коли з'ясувалося, що існують три різних нейтрино, стало зрозумілим, чому виміряні показники виявилися втричі менше очікуваних. Наявність осциляцій має воістину фундаментальне значення. Вони можливі лише в тому випадку, якщо нейтрино у всіх своїх іпостасях володіють не нульовою масою. Її величина ще точно не оцінена, швидше за все, вона становить частки електрон-вольта, що як мінімум в мільйон разів менше маси електрона. Однак сам факт, що вона все-таки існує, дозволяє пояснити асиметрію між матерією і антиматерією.

Список літератури

1.Наумов Д. В. Введение в физику нейтрино. Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, №7(170). С. 1192-1231.

2. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика, третье издание. - М.: Наука, 1969.

3. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Квантовая электродинамика, том IV. Теоретической Физики Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица. - М.: Физматлит, 2001.

4. Окунь Л.Б. Лептоны и кварки. - М.: Наука, 1990

5. Нейтрино [електронний ресурс] URL: https://ru.wikipedia.org/wiki/Нейтрино

6. Осцилляции нейтрино[електронний ресурс]URL: http://nuclphys.sinp.msu.ru/neutrino/neutrino_osc/index.html

7. Дж. Бакал Нейтринная астрофизика, Москва, Изд-во «Мир», 1993

8. Ядерная физика в интернете [електронний ресурс] URL: http://nuclphys.sinp.msu.ru/