

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

УТОЧНЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ
НЕЙТРИНО НА ГАЛЛИИ И ПЕРСПЕКТИВЫ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ С КОРОТКОЙ БАЗОЙ ПО
ИЗУЧЕНИЮ НЕЙТРИННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

Выполнил студент
443 группы:
Баринов Владислав Валерьевич

подпись студента

Научный руководитель:
д. ф. – м. н. проф.
Белокуров Владимир Викторович

подпись научного руководителя

Научный консультант:
д. ф. – м. н. чл – корр РАН
Горбунов Дмитрий Сергеевич

подпись научного консультанта

Допущен к защите
Зав. кафедрой _____
подпись зав.кафедрой

Москва
2017

Оглавление

Введение	3
1 Краткая теория процесса	6
1.1 Матричные элементы перехода	6
1.2 Плотность конечных состояний	7
1.3 Функция Ферми	8
1.4 Сечение поглощения нейтрино	9
2 Источники нейтрино	12
2.1 Спектры источников и схема распада ^{71}Ga	12
2.2 Возбужденные уровни	13
3 Расчеты сечений поглощения	14
3.1 Вычисления	14
3.2 Результаты вычислений	15
3.3 Сечение поглощения для ^{65}Zn	16
3.4 Неопределенности	17
4 разрешенные области параметров осцилляций нейтрино в эксперименте BEST	19
5 Заключение	21
Благодарности	22
Литература	24

Введение

Достаточно долгое время все экспериментальные данные по изучению свойств нейтрино согласовывались со схемой с тремя активными нейтрино. Однако, эксперимент LSND [1] заявил об обнаружении осцилляций между мюонными и электронными антинейтрино. Результаты эксперимента давали немалый угол смешивания и разницу квадратов масс собственных состояний нейтрино $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$. Полученные данные не могли быть объяснены в рамках стандартной схемы трёх нейтрино. И предполагали введение еще как минимум одной частицы (легкое стерильное нейтрино). За последнее время было проведено несколько экспериментов по поиску осцилляций нейтрино. Сложилась достаточно противоречивая ситуация: в ряде экспериментов были получены аномальные результаты, согласующиеся с LSND [1], в то же время недавно опубликованные данные практически полностью закрывают LSND аномалию [2].

Также были пересмотрены оценки потоков реакторных антинейтрино, и результаты соответствующих реакторных экспериментов стали явно указывать на дефицит регистрируемых нейтрино [3], [4]. Это в свою очередь поддерживает гипотезу о присутствии осцилляций $\bar{\nu}_e$ в нейтрино с массой $m \sim 1 \text{ эВ}$. Обобщенный анализ всей совокупности имеющихся экспериментальных данных указывает, что есть возможность объяснить полученные результаты, если допустить существование двух стерильных нейтрино с массами $\sim 1 \text{ эВ}$ [5]. Подобная физика может быть ответственна и за результаты калибровочных экспериментов SAGE [6] и GALLEX [7], проводившихся с искусственными источниками нейтрино.

В эксперименте SAGE [6] около 25% мишени облучалось источниками нейтрино на основе изотопов ^{51}Cr и ^{37}Ar . В эксперименте GALLEX [7] дважды использовался источник нейтрино на основе изотопа ^{51}Cr для облучения всей мишени. Оба источника испускают практически моноэнергетические нейтрино с энергией близкой к энергии солнечных ^7Be нейтрино (см. Таблицу 2.1).

В эксперименте SAGE [6] использовалась мишень из металлического ^{71}Ga , плотность которого значительно выше, чем в GALLEX [7], у которого мишенью является раствор хлорида ^{71}Ga в соляной кислоте. Поэтому, хотя активности источников отличались в 3 - 4 раза и массы мишеней в 2 - 3 раза в пользу GALLEX, общее количество галлия в эксперименте SAGE больше, так что статистические неопределенности экспериментов имеют близкие значения. Средневзвешенное значение результатов четырех экспериментов, выраженное как отношение измеренной скорости образования ^{71}Ge к ожидаемой, полученной из измеренной активности источника и известного сечения захвата нейтрино на Ga, более чем на два стандартных отклонения меньше единицы.

Таким образом, причиной дефицита нейтрино в калибровочных ^{71}Ga экспериментах может быть как статистическая флуктуация, вероятность которой мала, около 5%, так и реальный физический эффект – возможный переход активных нейтрино в стерильные состояния на очень коротких расстояниях с большими Δm^2 .

Для исследования причины аномальных результатов экспериментов SAGE [6] и GALLEX [7], а также для проверки гипотезы о существовании стерильных нейтрино был предложен эксперимент BEST [8]. Результаты, представленные в работе [8], были получены на основе имеющихся данных о сечении поглощения нейтрино на ^{71}Ga [9]. Для того, чтобы получить более точные области разрешенных параметров осцилляций и оценить поток нейтрино от искусственных источников, которые используются в экспериментах по поиску осцилляций нейтрино, необходимо знать более точное значение сечения взаимодействия нейтрино с ядрами.

Данная работа посвящена уточнению значения сечения поглощения нейтрино на ^{71}Ga . Особенное значение имеют неопределенности измерения сечения, так как именно они дают один из основных вкладов в результирующую ошибку всего эксперимента BEST. Используя данные недавних измерений Спектра конечных состояний ядер [10] и [11], были получены уточненные значения сечения поглощения нейтрино для искусственных источников нейтрино ^{51}Cr , ^{37}Ar и ^{65}Zn , которые представляются наиболее удачными для исследования осцилляций нейтрино.

Работа организована следующим образом. В Главе 1 дается краткий обзор реакции захвата нейтрино $\nu + {}^{Z-1}A \rightarrow e^- + {}^ZA$, составленный на основе фундаментальных работ [9], [12], [13], [14], [15], [16], [17], [18]. Целью данного обзора является создание основы дальнейшего расчета сечений взаимодействия с веществом при учете только разрешенных ядерных переходов. В Главе 2 представлены основные данные по источникам нейтрино (${}^{51}\text{Cr}$, ${}^{37}\text{Ar}$ и ${}^{65}\text{Zn}$) и данные о вкладе возбужденных уровней в итоговую величину сечения. В Главе 3 приводятся вычисления сечения поглощения нейтрино и представляются уточненные результаты для всех искусственных источников, которые используются в галлиевых экспериментах SAGE [6] и GALLEX [7]. Отдельно представляются результаты расчета сечения поглощения для цинкового источника (раздел (3.3)), который является потенциальной альтернативой источникам ${}^{51}\text{Cr}$ или ${}^{37}\text{Ar}$. В Главе 5 анализируются области разрешенных параметров осцилляций на основе уточненных данных по нейтринным сечениям. В Заключение обсуждаются неопределенности полученных сечений и перспективы галлиевых нейтринных экспериментов с короткой базой, по изучению осцилляций стерильных нейтрино.

В ходе работы при проведении численных расчетов была использована программа **speccros** (автор – Джон Бакал), любезно предоставленная мне Брюсом Кливлендом, а также результаты, представленные в работах [19] и [20].

1. Краткая теория процесса

В данном разделе излагается краткая теория реакции захвата нейтрином (1.1), которая является обратным процессом к электронному захвату (EC)¹. Описание реакции (1.1) строится на основе золотого правила Ферми (1.2). Далее описываются величины, входящие в данную формулу, и в конце раздела приводятся формулы для расчета сечения захвата нейтрином.



Как известно, число переходов системы – N за время dt в интервале энергий электрона dE в β – распаде из начального состояния ядра $|i\rangle$ в конечное состояние ядра $|f\rangle$ описывается золотым правилом Ферми:

$$\frac{d^2N}{dtdE} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_w | i \rangle|^2 F(Z, E, r) \rho_f(E) \quad (1.2)$$

где $\rho_f(E)$ – плотность конечных состояний системы (в данном случае электронов), $F(Z, E, r)$ – функция Ферми, введенная для учета искажений спектра электронов под действием кулоновского поля ядра, а $|\langle f | H_w | i \rangle|^2$ – квадрат модуля матричного элемента перехода, включающий гамильтониан слабого взаимодействия H_w .

1.1 Матричные элементы перехода

Как следует из [18], величина $|\langle f | H_w | i \rangle|^2$ может быть представлена в следующем виде:²

$$|\langle f | H_w | i \rangle|^2 = G_V^2 |M_{i,f}|_F^2 + G_A^2 |M_{i,f}|_{GT}^2, \quad (1.3)$$

где G_V, G_A – векторные и аксиальные константы связи нуклона, определяемые из распада нейтрона [21], а $|M_{i,f}|_F^2, |M_{i,f}|_{GT}^2$ – квадраты модулей соответствующих ядерных матричных элементов, в которые дают вклад векторный ток (переходы Ферми) и

¹Стоит отметить, что электронный захват и β^+ – распад являются конкурирующими процессами, однако далее мы рассматриваем только электронный захват. Описание реакции (1.1) и реакции обратной к ней производиться так же, как и для β – распада, с точностью до плотности конечных состояний системы.

² Здесь и далее мы не рассматриваем интерференционные члены, так как их вклад либо ничтожно мал, либо они вовсе равны нулю, как в случае переходов одного типа [13].

Таблица 1.1: Типы разрешенных переходов. S – суммарный спин лептонов. ΔJ – изменение суммарного углового момента системы. ΔP – изменение четности системы.

Переходы Ферми	Переходы Гамова – Теллера
$\frac{1}{2} \uparrow_n \rightarrow \frac{1}{2} \uparrow_p + \frac{1}{2} \uparrow_e + \frac{1}{2} \downarrow_\nu$	$\frac{1}{2} \uparrow_n \rightarrow \frac{1}{2} \downarrow_p + \frac{1}{2} \uparrow_e + \frac{1}{2} \uparrow_\nu$
$S = 0, \Delta J = 0, \Delta P = 0$	$S = 1, \Delta J = \pm 1, \Delta P = 0$

аксиально-векторный ток (переходы Гамова – Теллера) [13], [22]. Данные разрешенные переходы проиллюстрированы в Таблице (1.1), а квадраты модулей матричных элементов записываются следующим образом [13]:

$$|M_{i,f}|_F^2 = |\langle f | \sum_{n=1}^A Q_n^+ | i \rangle|^2 \quad (1.4)$$

$$|M_{i,f}|_{GT}^2 = \sum_{j=-1,0,1} |\langle f | \sum_{n=1}^A Q_n^+ \sigma_j | i \rangle|^2 \quad (1.5)$$

где Q_n^+ – оператор превращения нейтрона в протон без переворота спина, где суммирование идет по всем нуклонам в ядре. σ_j – спиновые матрицы Паули:

$$\sigma_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x + i\sigma_y), \quad \sigma_0 = \sigma_z, \quad \sigma_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\sigma_x - i\sigma_y), \quad (1.6)$$

суммирование по которым идет для всех возможных ориентаций углового момента нуклона в конечном состоянии, поскольку вероятность перехода в силу инвариантности относительно вращений не должна зависеть от проекции магнитного квантового числа начального состояния.

1.2 Плотность конечных состояний

Обсудим оставшиеся факторы, определяющие скорость перехода в (1.2). В случае β – распада и электронного захвата (ЕС), а также обратной реакции (1.1), конечными состояниями реакции являются состояния свободного движения продуктов распада в кулоновском поле ядра с зарядом Z .

Эффект кулоновского поля учитывается фактором $F(Z, E, r)$, который мы обсудим ниже, а сейчас приведем явное выражение для плотности конечных состояний $\rho'_f(E)$ в объеме V :

$$\rho'_f(E) = \frac{dn}{dE} = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{p^2 dp d\Omega}{dE} \quad (1.7)$$

где $d\Omega$ – элемент телесного угла в импульсном пространстве. p , E – импульс и энергия образовавшегося электрона. Далее нас не будет интересовать ориентация вектора импульса частицы и, интегрируя по всем возможным углам, мы получаем:

$$\rho_f(E) = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \frac{p^2 dp}{dE} \int_0^{4\pi} d\Omega = \frac{V p E}{2\pi^2 \hbar^3 c^2} \quad (1.8)$$

1.3 Функция Ферми

Функция Ферми $F(Z, E, r)$, стоящая в (1.2), стандартно определяется как отношение квадрата модуля волновой функции решения уравнения Дирака для электрона в кулоновском поле ядра к квадрату модуля волновой функции без учета последнего [12]:

$$F(Z, E, r) = \frac{|\psi^{coul}(\mathbf{p}, \mathbf{r})|^2}{|\psi(\mathbf{p}, \mathbf{r})|^2} \quad (1.9)$$

$$F(Z, E, r) = 2(1 + \gamma_0)(2pr/\hbar)^{2(\gamma_0-1)} e^{\pi\nu} \frac{|\Gamma(\gamma_0 + i\nu)|^2}{[\Gamma(2\gamma_0 + 1)]^2} \quad (1.10)$$

где Z – зарядовое число конечного ядра, $\gamma_0 = [1 - (\alpha Z)^2]^{1/2}$, α – постоянная тонкой структуры, r – расстояние от центра ядра до электрона, $\nu = \alpha Z E / pc$. Согласно [16] выражение (1.10) следует усреднить по всему конечному объему ядра радиуса R :

$$\begin{aligned} F(Z, E) &= \frac{1}{V} \int_0^R F(Z, E, r) dV = \\ &= \left[\frac{3}{2\gamma_0 + 1} \right] F(Z, E; r = R) \end{aligned} \quad (1.11)$$

Полученная поправка отражает тот факт, что захват электрона может произойти в любой точке внутри ядра. Отдельно упомянем, что согласно [23], следует учесть поправку на экранирование потенциала внутри ядра. Однако она оказывается пренебрежимо малой для всех рассматриваемых нами энергий нейтрино.

1.4 Сечение поглощения нейтрино

Для рассматриваемого нами процесса (1.1), сечение реакции определяется следующим образом:

$$\sigma = \Gamma/j \quad (1.12)$$

где j – модуль плотности потока налетающих частиц (нейтрино), который равен: $j = v/V$, где v – скорость налетающих частиц. Величина Γ с использованием формул (1.2), (1.8) и (1.11) может быть записана как:

$$\begin{aligned} \Gamma = \frac{dN}{dt} &= V \frac{m_e^2 c}{\pi \hbar^4} (G_V^2 |M_{i,f}|_F^2 + G_A^2 |M_{i,f}|_{GT}^2) \times \\ &\times \frac{\int_{\omega_e^{min}}^{\omega_e^{max}} \omega_e p_e F(Z, \omega_e) \phi(q_\nu) d\omega_e}{\int_0^{\omega_e^{max}} \phi(q_\nu) dq_\nu} \end{aligned} \quad (1.13)$$

где $\phi(q_\nu)$ – нормированная функция распределения нейтрино по энергиям. $q_\nu = E_\nu/m_e c^2$ – безразмерная энергия нейтрино, $\omega_e \equiv E/m_e c^2$, $p_e = p/m_e c$ – безразмерные энергия и импульс электрона. Интеграл в данном выражении берется по всему интересующему нас спектру образовавшихся электронов, энергию которых можно выразить через энергию налетающего нейтрино E_ν и среднюю энергию возбуждения образовавшегося ядра $\langle E_{ex} \rangle$ [16]:

$$E = E_\nu + [M(A, Z - 1) - M(A, Z)]c^2 + m_e c^2 - \langle E_{ex} \rangle, \quad (1.14)$$

где $M(A, Z - 1)$ – масса основного состояния ядра, $M(A, Z)$ – масса ядра, которое, вообще говоря, может находиться в возбужденном состоянии.

Таким образом, сечение поглощения нейтрино в реакции (1.1), в рамках разрешенных переходов дается следующим выражением:

$$\sigma = V^2 \frac{m_e^2}{\pi \hbar^4} (G_V^2 |M_{i,f}|_F^2 + G_A^2 |M_{i,f}|_{GT}^2) \frac{\int_{\omega_e^{min}}^{\omega_e^{max}} \omega_e p_e F(Z, \omega_e) \phi(q_\nu) d\omega_e}{\int_0^{\omega_e^{max}} \phi(q_\nu) dq_\nu} \quad (1.15)$$

Как мы можем видеть, сечение реакции не зависит от величины V^2 , поскольку она сокращается с нормировочным объемом волновых функций, стоящих в выражении для квадрата модуля матричного элемента перехода. Поэтому в дальнейшем мы всегда будем опускать множитель V^2 , имея ввиду, что он вошел в выражение для матричных элементов перехода.

Следуя работам [14], [16], перепишем выражение (1.15) в более удобном для вычислений виде:³

$$\sigma = \sigma_0 \langle \omega_e^2 G(Z, \omega_e) \rangle, \quad (1.16)$$

σ_0 – имеет смысл масштабного фактора для величины сечения:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi^3 \ln 2\alpha \hbar^3}{m_e^3 c^4} \left(\frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} \right) \frac{Z}{ft_{1/2}(I_f \rightarrow I_i)} \quad (1.17)$$

где I_i, I_f – спины начального и конечного состояний ядра. Величина $ft_{1/2}(I_f \rightarrow I_i)$ представляет собой произведение фактора фазового объема f [23] и времени полураспада конечного ядра $t_{1/2}(^{Z}A)$ [12], [16]. Данная величина является стандартной мерой интенсивности перехода при β – распаде или электронном захвате и определяется следующим образом:

$$ft_{1/2}(I_f \rightarrow I_i) = \frac{2\pi^3 \ln 2\hbar^7}{m_e^5 c^4} \frac{1}{(G_V^2 |M_{i,f}|_F^2 + G_A^2 |M_{i,f}|_{GT}^2)} \quad (1.18)$$

Запись $(I_f \rightarrow I_i)$ означает, что происходит переход из конечного состояния ядра в начальное⁴. Для интересующего нас процесса (1.1), измеренное в эксперименте $ft_{1/2}(I_f \rightarrow I_i)$ значение может быть выражено через значение $ft_{1/2}(I_i \rightarrow I_f)$ с помощью следующего соотношения симметрии:

$$ft_{1/2}(I_i \rightarrow I_f) = ft_{1/2}(I_f \rightarrow I_i) \left(\frac{2I_i + 1}{2I_f + 1} \right) \quad (1.19)$$

Величина $\langle \omega_e^2 G(Z, \omega_e) \rangle$, где $G(Z, E) = p_e F(Z, \omega_e) / 2\pi\alpha Z \omega_e$, представляет собой безразмерный фактор фазового объема, усредненный по энергиям электронов. Явный вид данного выражение дается следующей формулой:

$$\langle \omega_e^2 G(Z, \omega_e) \rangle = \frac{1}{2\pi\alpha Z} \frac{\int_{\omega_e^{\min}}^{\omega_e^{\max}} \omega_e p_e F(Z, \omega_e) \phi(q_\nu) d\omega_e}{\int_0^{\omega_e^{\max}} \phi(q_\nu) dq_\nu} \quad (1.20)$$

³Такая факторизация выражения (1.15) имеет следующий физический смысл: при энергиях образовавшихся электронов, мало отличающихся от их энергии покоя, величина $G(Z, \omega_e) \approx 1$ и сечение приобретает вид: $\sigma \approx \sigma_0 \omega_e^2$. Именно такая зависимость сечения захвата нейтрино наблюдается при малых энергиях образовавшихся электронов.

⁴Вычисление $ft_{1/2}$ для реакции обратной к (1.1) (электронный захват) является более простой задачей и может быть выполнено с высокой степенью точности. Также, согласно (1.18), через вычисление $ft_{1/2}$ значений удобно выражать квадраты модулей матричных элементов переходов, что и используется нами в дальнейшем, в Главе 3

В случае, когда источник нейтрино является строго монохроматическим, спектр электронов представляет собой δ – функцию от энергии и сечение реакции записывается как:

$$\sigma = \frac{m_e^2}{\pi \hbar^4} (G_V^2 |M_{i,f}|_F^2 + G_A^2 |M_{i,f}|_{GT}^2) F(Z, E) p_e \omega_e \quad (1.21)$$

Теория, кратко рассмотренная в данном разделе, была изложена только в рамках разрешенных ядерных переходов. Вопрос о вкладе возбужденных состояний ядра в полное сечение поглощения нейтрино обсуждается в Главе 2.2. Некоторые подробности вычислений будут дополнительно изложены в Главе 3. Далее мы рассмотрим спектры искусственных источников ^{51}Cr и ^{37}Ar , а также схему распада галлия. Спектр цинка будет рассмотрен отдельно в Главе 3.3.

2. Источники нейтрино

2.1 Спектры источников и схема распада ^{71}Ga

В Таблице (2.1) и (2.2) приведены основные характеристики источников нейтрино ^{51}Cr и ^{37}Ar . Рисунок (2.1) иллюстрирует схему возбужденных состояний ядра ^{71}Ge , дающих вклад в реакцию (1.1). Спектр источника ^{65}Zn рассмотрен отдельно в секции 3.3.

Таблица 2.1: Энергии нейтрино, типы переходов и доли нейтрино в потоке источника от ^{51}Cr [9], g.s. означает переход в основное состояние, а * – обозначается переход в возбужденное состояние, с указанием энергии перехода в кэВ.

E_ν (МэВ)	Переходы	Относительные доли
0.752	L-EC \rightarrow ^{51}V g.s.	8.49(1) %
0.747	K-EC \rightarrow ^{51}V g.s.	81.63(1) %
0.432	L-EC \rightarrow $^{51}\text{V}^*(320.1)$	0.93(1) %
0.427	K-EC \rightarrow $^{51}\text{V}^*(320.1)$	8.95(1) %

Таблица 2.2: Энергии нейтрино, типы переходов и доли нейтрино в потоке источника ^{37}Ar [6].

E_ν (МэВ)	Переходы	Относительные доли
0.813	L-EC \rightarrow ^{37}Cl g.s	9.80(1) %
0.811	K-EC \rightarrow ^{37}Cl g.s	90.20(1) %

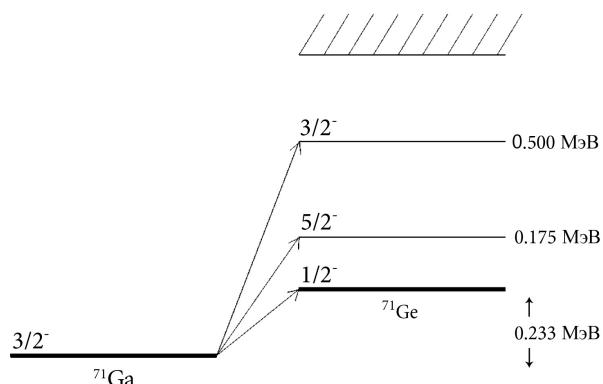


Рис. 2.1: Схема распада $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$ [9], где показаны переходы в возбужденные состояния. Эти состояния вносят существенный вклад в полное сечение поглощения нейтрино.

2.2 Возбужденные уровни

Как было упомянуто выше, вклад от возбужденных уровней в полное сечение поглощения нейтрино составляет порядка нескольких процентов. Для учета данного вклада на галлии (^{71}Ga) с искусственными источниками ^{51}Cr и ^{37}Ar , используется соотношение, которое было получено в [17]:

$$\sigma = \sigma_{g.s.} \left[1 + \lambda_{175} \frac{B(GT)_{175}}{B(GT)_{g.s.}} + \lambda_{500} \frac{B(GT)_{500}}{B(GT)_{g.s.}} \right], \quad (2.1)$$

где $\sigma_{g.s.}$ – сечение поглощения, отвечающее переходу галлия в основное состояние германия, которое может быть вычислено из (1.16). $B(GT)_{g.s.}$ – квадрат модуля матричного элемента перехода в основное состояние, отвечающий переходам Гамова – Теллера (см. Табл. 1.1, Главу 3), а $B(GT)_{175}$, $B(GT)_{500}$ – квадраты модулей матричных элементов переходов, отвечающие за переходы в возбужденные состояния с энергиями 175 кэВ и 500 кэВ соответственно [10]. Коэффициенты, стоящие при отношениях данных матричных элементов в (2.1), есть относительные факторы фазового пространства для данных переходов с указанием энергии возбужденного уровня относительно основного состояния. Эти коэффициенты могут быть вычислены из (1.20) с использованием программы `speccros`.

Измерение матричных элементов было инициировано коллаборацией SAGE, в Японии, посредством измерений сечения рассеяния ^3He на ядрах ^{71}Ga в реакции перезарядки: $^3\text{He} + ^{71}\text{Ga} \rightarrow t + ^{71}\text{Ge}$ [20], [10]. Данная реакция замечательна тем, что матричные элементы переходов Гамова – Теллера для данного процесса тождественны матричным элементам реакции $\nu_e + ^{71}\text{Ga} \rightarrow e^- + ^{71}\text{Ge}$, которая рассматривается в данной работе. Представленные результаты измерений и были положены в основу расчетов.

Отметим, что возбужденные состояния ^{71}Ge с энергией возбуждения большей 500 кэВ также вносят существенный вклад в полное сечение поглощения нейтрино с энергией большей 1 МэВ. Вклад данных состояний в случае источника нейтрино ^{65}Zn обсуждается в Главе 3.3.

3. Расчеты сечений поглощения

3.1 Вычисления

Основываясь на новых результатах измерения пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия [11]:

$$Q = 233.5 \pm 1.2 \text{ кэВ}, \quad (3.1)$$

а также на известном времени полураспада ${}^{71}\text{Ge}$ [24]:

$$t_{1/2}({}^{71}\text{Ge}) = 11.43 \pm 0.03 \text{ д}, \quad (3.2)$$

И используя "ft - калькулятор" [25], была вычислена величина:

$$\log ft_{1/2}({}^{71}\text{Ge}) = 4.353 \pm 0.005 \quad (3.3)$$

Данный результат (3.3) используется для вычисления гамов – теллеровского матричного элемента перехода $B(GT)_{g.s.}$, который из (1.18) и (1.19) может быть записан через $ft_{1/2}$ значение в следующем виде:

$$B(GT)_{g.s.} = \left[\frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} \right] \frac{2\pi^3 \ln 2 \hbar^7}{G_F^2 |V_{ud}|^2 m_e^5 c^4 g_A^2 ft_{1/2}({}^{71}\text{Ge})}, \quad (3.4)$$

где $I_{f=Ge} = 1/2$, $I_{i=Ga} = 3/2$, G_F – константа Ферми, V_{ud} – элемент кварковой матрицы смешивания Каббино – Кобаяши – Маскава [21], $g_A = -1.2723(23)$ – аксиальная константа связи [21], $G_A^2 = G_F^2 |V_{ud}|^2 g_A^2$. Тем самым, получено значение $B(GT)_{g.s.}$, равное:

$$B(GT)_{g.s.} = 0.086 \pm 0.001 \quad (3.5)$$

Кроме того, подстановка (3.3) в (1.17) позволяет вычислить значение σ_0 для перехода галлия в основное состояние германия:

$$\sigma_0 = (8.6 \pm 0.1) \times 10^{-46} \text{ см}^2, \quad (3.6)$$

Неопределенность в полученной мною величине отличается от того, что было получено ранее [9]:

$$\sigma_0^{Bahcall} = (8.611 \pm 0.011) \times 10^{-46} \text{ см}^2 \quad (3.7)$$

Необходимо подчеркнуть, что используется уточненное значение пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия, учитывающее все неопределенности [11], в отличие от результатов [9].

Далее для каждой линии спектра искусственных источников ^{51}Cr и ^{37}Ar из (1.16) и данных [10], [11], с помощью программы `speccros` было вычислено $\sigma_{g.s.}$ и относительные факторы фазового пространства $\lambda_{175}, \lambda_{500}$, входящие в (2.1). Затем были получены полные сечения поглощения нейтрино с учетом вкладов возбужденных уровней. Полученные результаты вычислений представлены в следующем разделе, результаты вычислений для цинка представлены в 3.3.

3.2 Результаты вычислений

В этом разделе представляются результаты вычислений сечений поглощения нейтрино от искусственных источников ^{51}Cr , ^{37}Ar на ^{71}Ga . В Таблицах 3.1, 3.2 приведены энергии нейтрино, соответствующие спектрам данных источников, относительные доли потока нейтрино ($Br(E_i)$) и результаты расчета сечения поглощения. Неопределенности обсуждаются в разделе 3.4.

Таблица 3.1: Результаты расчетов сечения поглощения нейтрино от источника ^{51}Cr на ^{71}Ga .

E_ν (МэВ)	Относительные доли	$\sigma(E_\nu) \times 10^{-46} \text{ см}^2$
0.752	8.49(1) %	63.30 ± 1.40
0.747	81.63(1)%	62.66 ± 1.39
0.432	8.95(1) %	27.17 ± 0.52
0.427	0.93(1) %	26.76 ± 0.50

Таблица 3.2: Результаты расчетов сечения поглощения нейтрино от источника ^{37}Ar на ^{71}Ga .

E_ν (МэВ)	относительные доли	$\sigma(E_\nu) \times 10^{-46} \text{ см}^2$
0.813	9.80(1) %	71.72 ± 1.62
0.811	90.20(1)%	71.44 ± 1.60

Зная какую долю $Br(E_i)$ в потоке от источника имеет нейтрино с данной энергией E_i , мы получаем сечение поглощения равное:

$$\sigma = \sum_i \sigma(E_i) Br(E_i) \quad (3.8)$$

$$\sigma(^{51}\text{Cr}) = (59.20 \pm 1.14) \times 10^{-46} \text{ см}^2, \quad (3.9)$$

$$\sigma(^{37}\text{Ar}) = (71.5 \pm 1.5) \times 10^{-46} \text{ см}^2 \quad (3.10)$$

3.3 Сечение поглощения для ^{65}Zn

Обсуждение вопроса о сечении поглощения цинка представляет интерес, поскольку он может быть использован в качестве альтернативы таким источникам как ^{51}Cr и ^{37}Ar . Цинковый источник имеет гораздо больший период полураспада, чем последние. Это обеспечивает более длительную интегральную экспозицию. Также данный источник имеет четко выраженную доминантную моду в МэВной области:

Таблица 3.3: Энергии нейтрино, типы переходов, доли нейтрино в потоке от ^{65}Zn [26]. e.s. – означает переход в возбужденное состояние.

E_ν (МэВ)	Переходы	Относительные доли
1.352	$\text{EC} \rightarrow {}^{65}\text{Cu}$ e.s.	48.35(11) %
0.236	$\text{EC} \rightarrow {}^{65}\text{Cu}$ g.s.	50.23(11) %

Однако, несмотря на то, что в спектре имеется линия с высокой энергией (1.352 МэВ), ее доля в потоке составляет примерно половину, вторую половину составляет линия с энергией (0.236 МэВ). Данная мода практически равна пороговому значению энергии перехода галлий – германий (0.233 МэВ). Из (3.8) следует, что учет данного факта приводит к тому, что реальное сечение поглощения нейтрино на галлии для цинка будет составлять около половины от величины сечения доминантной моды. Поскольку эта мода имеет достаточно высокую энергию, то в реакции поглощения на галлии будут возбуждаться более высокие уровни, вклад которых в результирующее сечение оказывается весьма велик. Для учета этих поправок используются результаты анализа [15], [17].

По аналогии с тем, как была записана формула (2.1) для хрома и аргона, была получена формула для доминантной линии спектра цинка:

$$\sigma = \sigma_{g.s.} \left[1 + \frac{\sum_{E_x} \lambda_{E_x} B(GT)_{E_x}}{B(GT)_{g.s.}} \right], \quad (3.11)$$

где λ_{E_x} – относительные факторы фазового пространства, отвечающие данной энергии возбуждения E_x (кэВ), вычисленные значения которых равны: $\lambda_{175} = 0.7969$, $\lambda_{500} = 0.4789$, $\lambda_{708} = 0.3146$, $\lambda_{808} = 0.2466$, $\lambda_{1096} = 0.0934$. Значения $B(GT)_{E_x}$, как говорилось

выше, были взяты из [10], а сечение $\sigma_{g.s.}$ было вычислено с помощью программы `specrcros`.

Таким образом получается следующий результат для сечения поглощения ^{65}Zn на ^{71}Ga для обеих мод:

$$\sigma(1.352 \text{ МэВ}) = (181.8 \pm 4.4) \times 10^{-46} \text{ см}^2 \quad (3.12)$$

$$\sigma(0.236 \text{ МэВ}) = (12.8 \pm 0.15) \times 10^{-46} \text{ см}^2 \quad (3.13)$$

Полное сечение поглощения для ^{65}Zn на галлии из (3.12), (3.13) и (3.8) равно:

$$\sigma(^{65}\text{Zn}) = (94.3 \pm 2.1) \times 10^{-46} \text{ см}^2. \quad (3.14)$$

3.4 Неопределенности

Основной вклад в неопределенность сечения вносят поправки от возбужденных уровней. Эти поправки становятся лидирующими для рассмотренных выше источников. Для расчета неопределенностей сечений использовались результаты работ [10], [11], а также известная неопределенность величины σ_0 (3.6). Считая измерения $B(GT)$ значений независимыми, мы рассчитываем результирующую ошибку для каждой линии спектра искусственных источников как корень из суммы квадратов стандартных отклонений всех величин, входящих в (2.1).

Полученные величины сечений и их относительные неопределенности немного отличаются от тех, что представлены в работе [19], так как было использовано уточненное значение для энергии перехода галлия в основное состояние германия [11], а также иное опорное значение матричного элемента перехода в основное состояние (3.5). Можно сказать, что полученная неопределенность сечений составляет около двух процентов, в то время как ранее для эксперимента BEST [8] она составляла порядка $+3.6\% / -2.8\%$ [9]. Отдельно стоит упомянуть, что измерение пороговой энергии перехода галлий – германий не содержит неизвестных неопределенностей в ядерной структуре, которые могли бы устранить расхождения между экспериментами SAGE [6] и GALLEX [7].

Таким образом, с учетом уточненного значения сечения поглощения нейтрино на галлии, полученного в данной работе, результирующая ошибка эксперимента BEST [8] с использованием источника ^{51}Cr составит 4.9% для каждой из зон и 4.17% для полной мишени, вместо 5.5% и 4.8% соответственно.

В случае использования цинкового источника в эксперименте BEST [8], результирующая ошибка составит 5.0% для каждой из зон и 4.3% для полной мишени соответственно.

4. разрешенные области параметров осцилляций нейтрино в эксперименте BEST

В данном разделе приведены уточненные области разрешенных параметров осцилляций нейтрино для эксперимента BEST [8] с искусственным источником ^{51}Cr , а также с потенциальным источником ^{65}Zn , которые были построены на основе полученных в ходе работы данных для сечения захвата нейтрино. Представленные ниже области были получены в точности таким же методом, как это было сделано в работе [8].

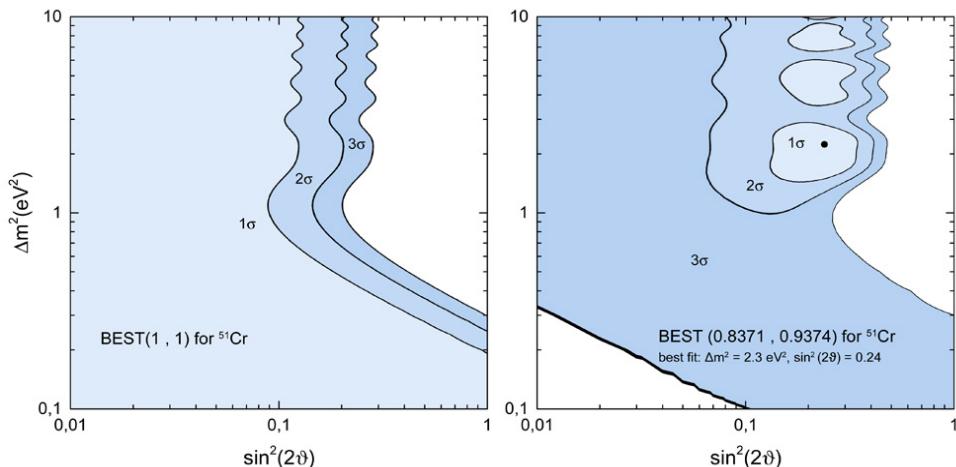


Рис. 4.1: Области разрешенных параметров осцилляций, построенные на основе новых данных, в случае, если эксперимент BEST не найдет аномалии, и в случае, если результат эксперимента будет соответствовать точке best fit для объединения SAGE + GALLEX.

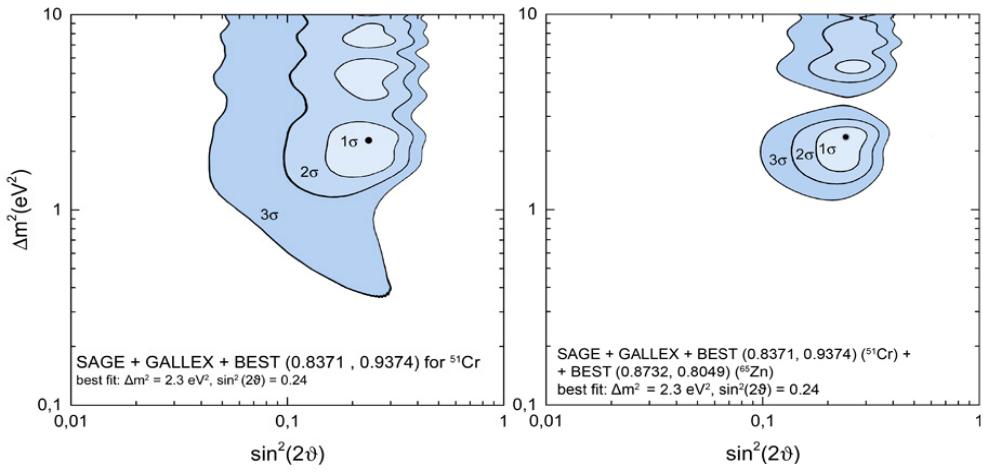


Рис. 4.2: Области разрешенных параметров осцилляций, построенные на основе новых данных, в случае объединения результатов SAGE + GALLEX с результатом BEST для двух источников, который соответствует точке best fit.

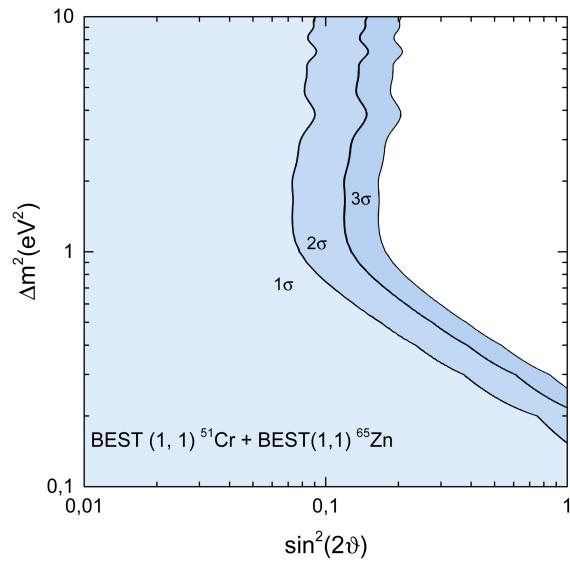


Рис. 4.3: Области разрешенных параметров осцилляций, в случае если эксперимент BEST с хромовым и цинковым источниками не обнаружит аномалии.

5. Заключение

Сформулируем основные результаты, представленные в работе: В ходе работы был проведен краткий обзор реакции поглощения нейтрино на ядрах. На основе данной теории, обновленных данных, представленных в работах [10], [11], а также с помощью программы `speccros`, были получены уточненные значения сечений поглощения нейтрино на ядре ^{71}Ga для источников нейтрино ^{51}Cr , ^{37}Ar и ^{65}Zn . Результаты, полученные для источников ^{51}Cr и ^{37}Ar , согласуются с данными, представленными в [19]. Это говорит о том, что лидирующими неопределенностями в сечении захвата нейтрино являются неопределенности матричных элементов ядерных переходов в возбужденные состояния. Анализ сечений захвата для всех трех типов источников нейтрино, рассмотренных в данной работе, говорит о том, что учет всех неопределенностей в определении пороговой энергии перехода галлия в основное состояние германия и учет неопределенностей матричных элементов переходов в возбужденные состояния дает величину неопределенностии сечений около 2%. Данный результат показывает, что полученные ошибки сечений не могут устраниить расхождение между экспериментами SAGE [6] и GALLEX [17].

Таким образом, основные результаты, опубликованные в работе [8], где не используются данные, [10], [11], остаются верны, и эксперимент BEST [8] имеет высокий потенциал для проверки гипотезы об осцилляциях стерильных нейтрино. Нужно отметить, что в случае обнаружения эффекта осцилляций при проведении эксперимента с хромовым источником, повторная серия измерений на основе источника ^{65}Zn позволяет серьезно ограничить область разрешенных параметров осцилляций.

Благодарности

Автор выражает огромную благодарность Брюсу Кливленду за предоставленную программу `speccros`, на основе которой были произведены расчеты, а также Гаврину Владимиру Николаевичу, Горбунову Дмитрию Сергеевичу и Ибрагимовой Татьяне Викторовне за полезные обсуждения и помошь в написании данной работы.

Отдельно автор благодарит Кулагина Сергея Анатольевича за рецензию на данную работу.

Литература

- [1] Janet M. Conrad, William C. Louis, and Michael H. Shaevitz. The LSND and MiniBooNE Oscillation Searches at High Δm^2 . *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 63:45–67, 2013.
- [2] P Adamson et al. Limits on active to sterile neutrino oscillations from disappearance searches in the MINOS, Daya Bay, BUGEY-3 experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 117:151801, 2016.
- [3] Th. A. Mueller et. al Improved predictions of reactor antineutrino spectra. *Phys. Rev. C*, 83:054615, 2011.
- [4] V. V. Sinev. Joint analysis of spectral reactor neutrino experiments. PREPRINT-INR-1278-2011, 2011.
- [5] Joachim Kopp, Michele Maltoni, and Thomas Schwetz. Are there sterile neutrinos at the eV scale? *Phys. Rev. Lett.*, 107:091801, 2011.
- [6] J. N. Abdurashitov et al. Measurement of the response of a ^{71}Ga solar neutrino experiment to neutrinos from a ^{37}Ar source. *Phys. Rev. C*, 73:045805, 2006.
- [7] W. Hampel et al. Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX. *Phys. Lett.*, B420:114–126, 1998.
- [8] Vladislav Barinov, Vladimir Gavrin, Dmitry Gorbunov, and Tatiana Ibragimova. Best sensitivity to O(1) eV sterile neutrino. *Phys. Rev. D*, 93:073002, 2016.
- [9] John N. Bahcall. Gallium solar neutrino experiments: Absorption cross sections, neutrino spectra, and predicted event rates. *Phys. Rev. C*, 56:3391–3409, 1997.
- [10] D. Frekers et al. Precision evaluation of the $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)$ solar neutrino capture rate from the $(^3\text{He}, t)$ charge-exchange reaction. *Phys. Rev. C*, 91:034608, 2015.
- [11] D. Frekers et al. Penning-trap q-value determination of the reaction using threshold charge breeding of on-line produced isotopes. *Physics Letters B*, 722:233 – 237, 2013.
- [12] E. J. Konopinski. *The Theory of Beta Radioactivity*. Oxford University Press, 1950.

- [13] C. S. Wu and S. A. Moszkowski. *Beta Decay*. Wiley, New York, 1966.
- [14] John N. Bahcall. Solar neutrino experiments. *Rev. Mod. Phys.*, 50:881–903, 1978.
- [15] John N. Bahcall and Barry R. Holstein. Solar neutrinos from the decay of ${}^8\text{B}$. *Phys. Rev. C*, 33:2121 – 2127, 1986.
- [16] J. N. Bachall. *Neutrino Astrophysics*. Cambridge University Press, 1989.
- [17] Naoya Hata and Wick Haxton. Implications of the GALLEX source experiment for the solar neutrino problem. *Physics Letters B*, 353(4):422 – 431, 1995.
- [18] Kai Zuber. *Neutrino Physics*. CRC Press, London, 2012.
- [19] C. Giunti et al. Update of Short-Baseline Electron Neutrino and Antineutrino Disappearance. *Phys. Rev.*, D86:113014, 2012.
- [20] D. Frekers et al. The ${}^{71}\text{Ga}$ (${}^3\text{He}, \text{t}$) reaction and the low-energy neutrino response. *Physics Letters B*, 706:134 – 138, 2011.
- [21] Particle data group, 2016.
- [22] Zao-Chun Gao, Yang Sun, and Y. S. Chen. Shell model method for Gamow-Teller transitions in heavy, deformed nuclei. *Phys. Rev. C*, 74:054303, 2006.
- [23] John N. Bahcall. Phase-space integrals for beta decay and nuclear matrix elements. *Nuclear Physics*, 75(1):10 – 16, 1966.
- [24] W. Hampel and L. P. Remsberg. Half-life of ${}^{71}\text{Ge}$. *Phys. Rev. C*, 31:666–667, 1985.
- [25] National nuclear data center. "<http://www.nndc.bnl.gov/loft>", 2016.
- [26] Laboratoire National Henri Becquerel (LNE-LNHB). "<http://www.nucleide.org>".