

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

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

# 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  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{37}\text{Ar}$ . В эксперименте GALLEX [7] дважды использовался источник нейтрино на основе изотопа  $^{51}\text{Cr}$  для облучения всей мишени. Оба источника испускают практически моноэнергетические нейтрино с энергией близкой к энергии солнечных  $^7\text{Be}$  нейтрино (см. Таблицу 2.1).

В эксперименте SAGE [6] использовалась мишень из металлического  $^{71}\text{Ga}$ , плотность которого значительно выше, чем в GALLEX [7], у которого мишенью является раствор хлорида  $^{71}\text{Ga}$  в соляной кислоте. Поэтому, хотя активности источников отличались в 3 - 4 раза и массы мишени 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  $^{71}\text{Ge}$  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  $^{71}\text{Ga}$  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  $\Delta m^2$ .

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  $^{71}\text{Ga}$  [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  $^{71}\text{Ga}$ . 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  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  и  $^{65}\text{Zn}$ , которые представляются наиболее удачными для исследования осцилляций нейтрино.

Работа организована следующим образом. В Главе 1 дается краткий обзор реакции захвата нейтрино  $\nu + {}^Z A \longrightarrow e^- + {}^Z A$ , 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 **specscros** (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 нейтрино (1.1), которая является обратным процессом к электронному захвату (ЕС)<sup>1</sup>. 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 нейтрино.

$$\nu + {}^Z A \longrightarrow e^- + {}^Z A \quad (1.1)$$

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

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

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:<sup>2</sup>

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

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

---

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

<sup>2</sup> 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.  $\Delta J$  – изменение суммарного углового момента системы.  $\Delta P$  – 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.  $\sigma_j$  – 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  $\beta$  – 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,  $\gamma_0 = [1 - (\alpha Z)^2]^{1/2}$ ,  $\alpha$  – 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  $\Gamma$  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  $E_\nu$  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:<sup>3</sup>

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

$\sigma_0$  – 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  $t_{1/2}(^Z\text{A})$  [12], [16]. Данная величина является стандартной мерой интенсивности перехода при  $\beta$  – 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 начальное<sup>4</sup>. 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:

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

<sup>3</sup>Такая 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.

<sup>4</sup>Вычисление  $ft_{1/2}$  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  $\delta$  – 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  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{37}\text{Ar}$ , а также схему распада галлия. Спектр цинка будет рассмотрен отдельно в Главе 3.3.

## 2. Источники нейтрино

### 2.1 Спектры источников и схема распада $^{71}\text{Ga}$

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

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

$E_\nu$ (МэВ)	Переходы	Относительные доли
0.752	L-EC $\rightarrow$ $^{51}\text{V}$ g.s.	8.49(1) %
0.747	K-EC $\rightarrow$ $^{51}\text{V}$ 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  $^{37}\text{Ar}$  [6].

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

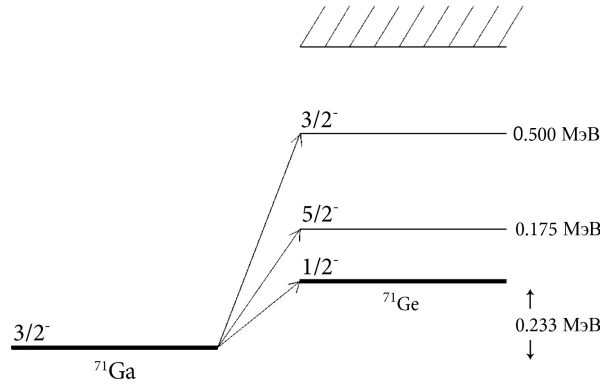


Рис. 2.1: Схема распада  $^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$  [9], где показаны переходы в возбужденные состояния. Эти состояния вносят существенный вклад в полное сечение поглощения нейтрино.

## 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 ( $^{71}\text{Ga}$ ) с искусственными источниками  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{37}\text{Ar}$ , 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 состояния 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  $^3\text{He}$  на ядрах  $^{71}\text{Ga}$  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  $^{71}\text{Ge}$  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  $^{65}\text{Zn}$  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 Каббибо – 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  $\sigma_0$  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  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{37}\text{Ar}$  из (1.16) и данных [10], [11], с помощью программы **спресс** было вычислено  $\sigma_{g.s.}$  и относительные 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  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  на  $^{71}\text{Ga}$ . 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  $^{51}\text{Cr}$  на  $^{71}\text{Ga}$ .

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

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

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

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 $^{65}\text{Zn}$

Обсуждение вопроса о сечении поглощения цинка представляет интерес, поскольку он может быть использован в качестве альтернативы таким источникам как  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{37}\text{Ar}$ . 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  $^{65}\text{Zn}$  [26]. e.s. – означает переход в возбужденное состояние.

$E_\nu$ (МэВ)	Переходы	Относительные доли
1.352	EC $\rightarrow$ $^{65}\text{Cu}$ e.s.	48.35(11) %
0.236	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 доминантой 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  $\lambda_{E_x}$  – 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 `спецсрос`.

Таким образом получается следующий результат для сечения поглощения  $^{65}\text{Zn}$  на  $^{71}\text{Ga}$  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  $^{65}\text{Zn}$  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  $\sigma_0$  (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  $^{51}\text{Cr}$  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  $^{51}\text{Cr}$ , а также с потенциальным источником  $^{65}\text{Zn}$ , 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].

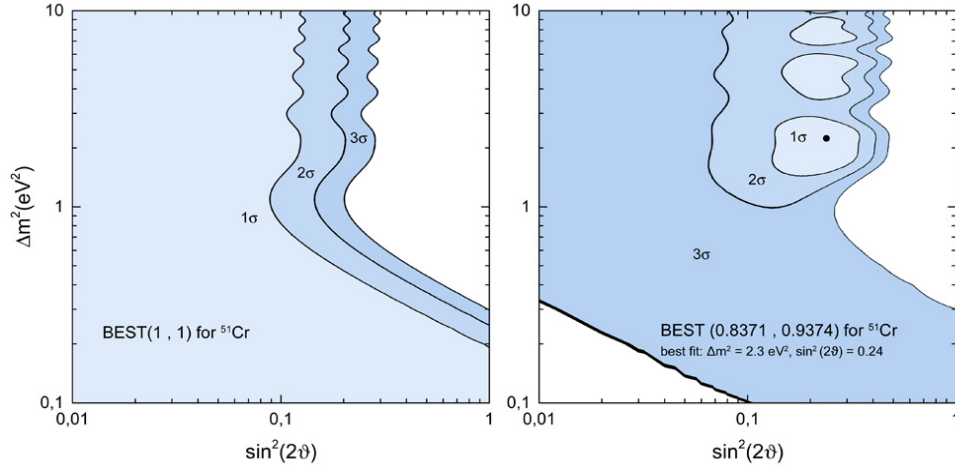


Рис. 4.1: Области разрешенных параметров осцилляций, построенные на основе новых данных, в случае, если эксперимент BEST не найдет аномалии, и в случае, если результат эксперимента будет соответствовать точке best fit для объединения SAGE + GALLEX.

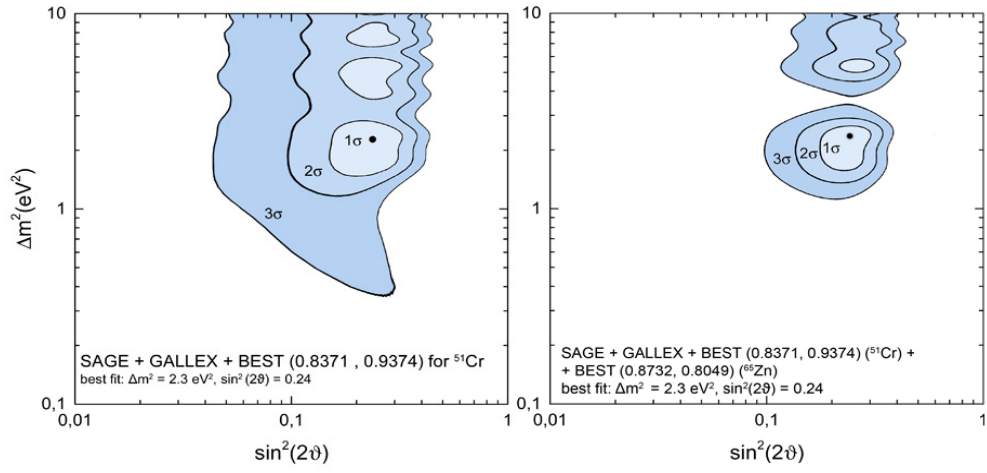


Рис. 4.2: Области разрешенных параметров осцилляций, построенные на основе новых данных, в случае объединения результатов SAGE + GALLEX с результатом BEST для двух источников, который соответствует точке best fit.

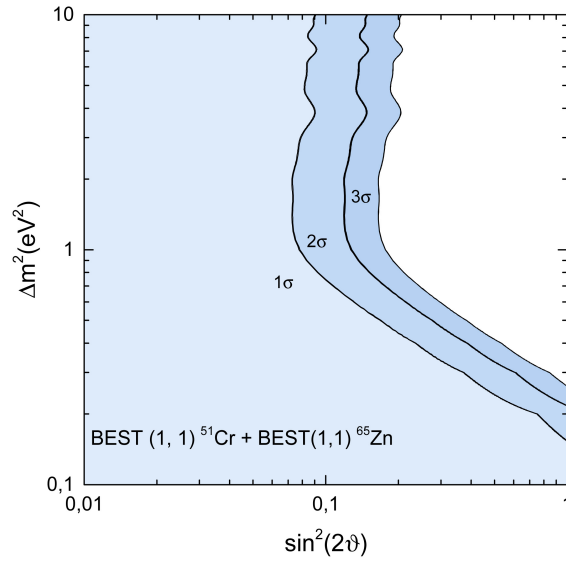


Рис. 4.3: Области разрешенных параметров осцилляций, в случае если эксперимент BEST с хромовым и цинковым источниками не обнаружит аномалии.

## 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 `specscros`, были получены уточненные значения сечений поглощения нейтрино на ядре  $^{71}\text{Ga}$  для источников нейтрино  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{37}\text{Ar}$  и  $^{65}\text{Zn}$ . Результаты, полученные для источников  $^{51}\text{Cr}$  и  $^{37}\text{Ar}$ , 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 неопределенности сечений около 2%. Данный результат показывает, что полученные ошибки сечений не могут устранить 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  $^{65}\text{Zn}$  позволяет серьезно ограничить область разрешенных параметров осцилляций.

# Благодарности

Автор выражает огромную благодарность Брюсу Кливленду за предоставленную программу `specscros`, на основе которой были произведены расчеты, а также Гаврину Владимиру Николаевичу, Горбунову Дмитрию Сергеевичу и Ибрагимовой Татьяне Викторовне за полезные обсуждения и помощь 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  $\Delta m^2$ . *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  $^{71}\text{Ga}$  solar neutrino experiment to neutrinos from a  $^{37}\text{Ar}$  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. Bahcall. *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  $^{71}\text{Ga}$  ( $^3\text{He}$ , 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/logft>", 2016.
- [26] Laboratoire National Henri Becquerel (LNE-LNHB). "<http://www.nucleide.org>".