

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Фазлиахметов Алмаз Наилович

**Исследование взаимодействия нейтрино с ядрами  $^{71}\text{Ga}$ ,  
 $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$**

1.3.15 – Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких  
энергий

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Лубсандоржиев Баярто Константинович

Москва – 2024

## Оглавление

	Стр.
Введение . . . . .	4
<b>Глава 1. Захват нейтрино ядрами атомов . . . . .</b>	<b>12</b>
1.1 Бета-распад и история открытия нейтрино . . . . .	12
1.2 Теория $\beta$ -распада Ферми . . . . .	14
1.3 Измерение значений $B(GT)$ . . . . .	21
1.4 Недобор в правиле сумм . . . . .	23
1.5 Заключение к Главе 1 . . . . .	24
<b>Глава 2. Расчеты сечения захвата нейтрино ядрами <math>^{71}\text{Ga}</math> и <math>^{127}\text{I}</math> . . . . .</b>	<b>25</b>
2.1 Радиохимические детекторы солнечных нейтрино . . . . .	25
2.2 Потоки солнечных нейтрино . . . . .	29
2.3 Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{71}\text{Ga}$ . . . . .	31
2.3.1 Структура зарядово-обменных возбуждений ядра $^{71}\text{Ga}$ . . . . .	31
2.3.2 Расчет сечения и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{71}\text{Ga}$ . . . . .	34
2.4 Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{127}\text{I}$ . . . . .	38
2.4.1 Структура зарядово-обменных возбуждений ядра $^{127}\text{I}$ . . . . .	44
2.4.2 Расчет сечения и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{127}\text{I}$ . . . . .	47
2.5 Заключение к Главе 2 . . . . .	49
<b>Глава 3. Влияние Ферми-функции на сечение захвата нейтрино . . . . .</b>	<b>51</b>
3.1 Определение Ферми-функции и некоторые поправки к ней . . . . .	51
3.2 Влияние Ферми-функции на сечение захвата нейтрино на примере $^{127}\text{I}$ . . . . .	55
3.3 Заключение к Главе 3 . . . . .	57
<b>Глава 4. Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядрами <math>^{76}\text{Ge}</math> <math>^{128,130}\text{Te}</math> . . . . .</b>	<b>58</b>
4.1 Двойной бета-распад и $0\nu\beta\beta$ распад . . . . .	58
4.2 Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{76}\text{Ge}$ . . . . .	60
4.2.1 Структура зарядово-обменных возбуждений ядра $^{76}\text{Ge}$ . . . . .	66

4.2.2	Расчет сечения и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{76}\text{Ge}$ . . . . .	68
4.3	Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядрами $^{128,130}\text{Te}$ . . . . .	71
4.3.1	Структура зарядово-обменных возбуждений изотопов $^{128,130}\text{Te}$ . . . . .	74
4.3.2	Сечение и скорости захвата нейтрино ядрами $^{128}\text{Te}$ и $^{130}\text{Te}$ . . . . .	79
4.4	Заключение к Главе 4 . . . . .	82
<b>Глава 5. Фон от солнечных нейтрино для 100-тонного детектора ББНТ и разработка оптического модуля для прототипа 5 т. ББНТ . . . . .</b>		
5.1	Ожидаемое число событий от захвата солнечных нейтрино . . . . .	87
5.2	Разработка концентратора света . . . . .	89
5.3	Заключение к Главе 5 . . . . .	93
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>94</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>		<b>97</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>		<b>102</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>103</b>
<b>Приложение А. Форма профиля концентратора . . . . .</b>		<b>115</b>

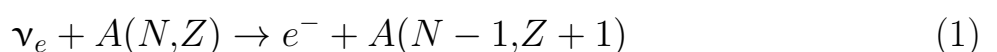
## Введение

**Актуальность темы исследования.** Существование нейтрино в начале 30-х годов предположил Вольфганг Паули для объяснения загадки спектра электронов в бета-распаде. Со времен экспериментального обнаружения нейтрино (точнее антинейтрино) в 1956 году командой под руководством Клайда Коуэна и Фредерика Райнеса нейтринная физика достигла значительных успехов. Тем не менее в этой области все еще остаются открытыми ряд фундаментальных вопросов и задач, такие как:

- измерение массы нейтрино
- определение природы массы: является ли нейтрино дираковской или майорановской частицей
- иерархия массовых состояний
- существование стерильных нейтрино
- обнаружение реликтовых нейтрино
- прецизионные измерения потоков нейтрино от Солнца
- детектирование потоков нейтрино от астрофизических источников (сверхновые и др.)
- влияние структуры ядра на сечение захвата нейтрино
- неупругое рассеяние нейтрино в экспериментах с ускорительными источниками
- создание детекторов нейтрино нового поколения с большей массой мишени в низкофоновых подземных лабораториях, например в Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований РАН

Этот список проблем физики нейтрино далеко не полон. В данной работе рассматривается взаимодействие с нейтрино средних энергий,  $<20$  МэВ для солнечных нейтрино и для нейтрино в ускорительных экспериментах. При таких энергиях налетающих частиц нельзя не учитывать резонансную структуру возбуждений ядра.

Сечения захвата нейтрино описывают реакции, в которых при поглощении налетающего нейтрино из ядра вылетает электрон с одновременным превращением одного нейтрона в протон (реакция обратного бета-распада):



Эти сечения можно записать в виде произведения атомных и кинематических факторов и квадратов ядерных матричных элементов. Величина и энергетическая зависимость сечения захвата нейтрино  $\sigma(E)$  описывается зарядово-обменной силовой функцией  $S(E)$ , которая характеризует интенсивность переходов в конечном ядре в зависимости от энергии возбуждения. Зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  имеет резонансный характер, и её резонансная структура влияет на сечения нейтринного захвата  $\sigma(E)$ . Экспериментально она определяется в основном в реакциях перезарядки  $A(N,Z) + p \rightarrow A(N-1, Z+1) + n$  и  $A(N,Z) + {}^3\text{He} \rightarrow A(N-1, Z+1) + t$ , а теоретически может быть рассчитана, в том числе с применением микроскопической теории ядра [1]. Задача исследования взаимодействия нейтрино с атомными ядрами и учет тонких эффектов влияющих на вероятности таких процессов имеет большое значение при моделировании и обработке данных эксперимента.

Кроме того очень важным вопросом является сопоставление результатов разных экспериментальных групп и их сравнение с предсказаниями теоретических моделей.

Уникальную возможность независимой калибровки различных экспериментов дает измерение потоков солнечных нейтрино. В этой связи следует отметить радиохимические эксперименты по детектированию солнечных нейтрино — хлор-аргоновый, реализованный Р. Дэвисом в США (изотоп  ${}^{37}\text{Cl}$  [2]), галлий-германиевые в Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН (изотоп  ${}^{71}\text{Ga}$  SAGE [3]) и в лаборатории Гран-Сассо в Италии (изотоп  ${}^{71}\text{Ga}$  GALLEX/GNO [4]), которые показали дефицит потоков солнечных нейтрино относительно теоретических предсказаний.

Интерес к изотопам  ${}^{71}\text{Ga}$ ,  ${}^{76}\text{Ge}$ ,  ${}^{127}\text{I}$ ,  ${}^{128,130}\text{Te}$  связан с возможностью их использования в качестве мишеней в детекторах действующих и планируемых международных нейтринных экспериментов, направленных на поиск процесса двойного безнейтринного бета-распада, темной материи, стерильных нейтрино и др. Так для экспериментов по поиску процесса двойного безнейтринного бета-распада (изотопы  ${}^{128,130}\text{Te}$  – SNO+ [5], изотоп  ${}^{76}\text{Ge}$  – LEGEND [6], изотоп  ${}^{100}\text{Mo}$  – CUPID [7] и др.), по регистрации частиц темной материи (XENON [8] и др.) или регистрации когерентного рассеяния нейтрино (изотоп  ${}^{127}\text{I}$  – COHERENT [9; 10]) взаимодействие нейтрино от Солнца с ядрами мишени детектора могут имитировать целевой сигнал эксперимента. При этом, особенностью такого процесса является его принципиальная неустранимость [11; 12].

Детектирование нейтрино от Солнца заявляется в качестве одной из целей для проекта Баксанского большого нейтринного телескопа. В этом проекте предполагается постройка жидко-сцинтилляционного детектора нейтрино нового поколения с массой мишени 10 кт, направленного на измерение потоков нейтрино и антинейтрино от Солнца, Земли и астрофизических источников [13]. Установка будет размещена в подземных залах Баксанской нейтринной обсерватории (БНО ИЯИ РАН) на глубине около 4700 метров водного эквивалента. На данный момент построен и испытан прототип детектора с массой мишени 0.5 т и идет строительство прототипа с мишенью 5 т. Также предлагается использование изотопа  $^{130}\text{Te}$ , растворенного в жидком сцинтилляторе, в третьей фазе проекта, на прототипе с массой мишени в 100 т. для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$ .

**Цели и задачи диссертационной работы.** Целью настоящей работы является изучение влияния резонансной структуры зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  на сечение взаимодействия с нейтрино, на примере ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  – популярных мишеней в детекторах действующих и планируемых международных нейтринных экспериментов, и оценка возможности использования изотопов теллура в детекторах нейтрино нового поколения, в частности в проекте Большого баксанского нейтринного телескопа. В ходе выполнения работы решались следующие **задачи**:

1. Обработать опубликованные экспериментальные данные по реакциям перезарядки для изотопов  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$ ; разложить спектр возбуждения ядра на отдельные резонансы и квази-свободный фон и определить параметры возбужденных состояний.
2. Вычислить сечение захвата нейтрино на ядрах  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  с учетом как дискретной части силовой функции, на основе последних данных измерений ядерных возбуждений в реакциях перезарядки, так и с учетом вклада от резонансной части, полученной из обработки экспериментальных данных.
3. Исследовать значимость вкладов различных ядерных резонансов в сечения и скорости захвата нейтрино от Солнца ядрами  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$ .
4. Проанализировать влияние выбора варианта функции Ферми на сечение и скорости захвата нейтрино.

5. Для планируемого жидко-сцинтилляционного детектора в проекте Большого баксанского нейтринного телескопа (ББНТ) оценить число событий от захвата солнечных нейтрино при добавлении изотопов  $^{128,130}\text{Te}$  в мишень детектора.
6. Разработать и создать концентратор света для оптического модуля прототипа 5 т. Большого баксанского нейтринного телескопа (ББНТ).

**Научная новизна.** Все результаты, полученные в диссертационной работе являются новыми.

1. Впервые из обработки экспериментальных спектров для реакций перезарядки  $(p, n)$  и  $(^3\text{He}, t)$  для ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  получены параметры ядерных возбуждений и фона от переходов в квази-свободные состояния.
2. Впервые для этих ядер было рассчитано сечение и скорости захвата солнечных нейтрино с учетом не только низколежащих дискретных уровней, но и ядерных резонансов в зарядово-обменной силовой функции.
3. Впервые для ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  проведен анализ величины вкладов различных ядерных резонансов в сечения и скорости захвата солнечных нейтрино.
4. В проекте Большого баксанского нейтринного телескопа для детектора нейтрино массой 100 т вычислено число событий от захвата солнечных нейтрино ядрами  $^{128,130}\text{Te}$  при концентрации природного теллура в мишени 1%.

**Теоретическая и практическая значимость.** Результаты теоретических расчетов могут быть использованы при оценке фона от солнечных нейтрино для текущих и будущих международных экспериментов в нейтринной физике по измерению двойного безнейтринного бета-распада (SNO+, LEGEND и др.) и радиохимическому детектированию нейтрино от искусственных источников (SAGE, BEST). Сечения нейтринного захвата и количество событий при взаимодействии зависят от резонансной структуры силовой функции  $S(E)$ , определяющей спектр возбуждения ядра и характер ее зависимости от энергии. В работе показано, что при учете вклада от резонансной части силовой функции, сечения и скорости захвата солнечных нейтрино сильно возрастают.

Создание прототипа на 5 т. является вторым этапом работ по проекту ББНТ. Этот детектор позволит отработать системы глубокой очистки сцинтиллятора, системы мюонного вето на основе детекторов черенковского излучения в водном баке и пластиковых сцинтилляторов над горловиной установки, обновленной системы регистрации и многого другого. Оптический модуль для прототипа с концентратором света позволяет не только увеличить чувствительность установки, но и снизить денежные расходы на весь проект, уменьшая необходимое число фотодетекторов и каналов электроники.

**Методология и методы исследования.** Для расчета сечения захвата нейтрино использовалась силовая функция, разделенная на дискретную (для малых энергий возбуждения) и резонансную части. Для расчета с дискретной частью использовались данные по ядерным возбуждениям из реакций перезарядки, резонансная часть получена разложением спектров реакций на отдельные резонансы и фон от квази-свободных состояний и более высокоспиновых резонансов. Для резонансов использовалась сглаженная Брейт-Вигнеровская аппроксимация, при фите подбирались положение пика и его ширина. Форма подложки от квази-свободных состояний выбрана согласно методу, описанному в работе [14]. Далее силовая функция нормировалась с учетом правила сумм Икеды и значению параметра квенчинга. Для расчета скорости захвата солнечных нейтрино использовалась модель Солнца BS05(OP) [15].

Для расчета формы профиля концентратора света был реализован «метод струны» [16].

### **Положения выносимые на защиту.**

1. Результаты разложения экспериментального спектра зарядово-обменных возбуждений ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  на отдельные ядерные резонансы и квази-свободный фон, результаты определения параметров ядерных возбуждений.
2. Результаты вычисления сечения и скорости захвата солнечных нейтрино в модели BS05(OP) для упомянутых ранее ядер с использованием силовой функции, учитывающей ядерные резонансы.
3. Анализ вкладов парциальных ядерных резонансов в силовой функции на величину сечений и скоростей захвата для каждой из компонент спектра солнечных нейтрино.



4. Анализ влияния выбора Ферми-функций на сечение захвата нейтрино на примере ядра  $^{127}\text{I}$ .
5. Оценка числа событий от захвата солнечных нейтрино при добавлении изотопов  $^{128,130}\text{Te}$  в мишень ББНТ.
6. Разработка и создание концентратора света для прототипа 5 т. ББНТ.

**Степень достоверности и апробация результатов.** Достоверность полученных результатов подтверждается хорошим согласием с уже полученными результатами других авторов [17; 18], рассчитывающих сечение и скорости захвата нейтрино с учетом дискретных уровней.

Публикации [1-9] по результатам диссертации были опубликованы в российских и международных изданиях, где прошли процедуру рецензирования.

Результаты работы докладывались на следующих российских и международных конференциях:

1. 69-я Международная конференция «Ядро-2019» по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 1 – 5 Июля 2019, Дубна, Россия.
2. LXX Международная конференция «Ядро-2020. Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии, 11 – 17 Октября 2020, Онлайн.
3. Conference on Neutrino and Nuclear Physics 2020 (CNNP2020), Cape Town (South Africa) 24-28 February 2020.
4. LXXI Международная конференция «Ядро-2021. Ядерная физика и физика элементарных частиц. Ядерно-физические технологии», 20 – 25 Сентября 2021, Онлайн.
5. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2021», 12 – 23 Апреля 2021, Москва, Россия.
6. 37th International Cosmic Ray Conference ICRC2021, 12 – 24 July 2021
7. International Conference on Particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2022), Moscow, Russia, 29th of November - 2nd of December 2022.
8. 73-я международная конференция по ядерной физике «ЯДРО-2023: Фундаментальные вопросы и приложения», 9 – 13 Октября 2023, Саров, Россия
9. 74-я международная конференция «Ядро-2024: Фундаментальные проблемы и приложения», 1 – 5 Июля 2024, Дубна, Россия.

**Публикации.** Основные положения диссертации изложены в 10 статьях, 9 из которых опубликованы в рецензируемых международных научных изданиях, рекомендованных ВАК:

- (A1) Interaction of Solar Neutrinos with  $^{128}\text{Te}$  and  $^{128,130}\text{Te}$  / Yu. S. Lutostansky, A. N. Fazliakhmetov, B. K. Lubsandorzhiev, N. A. Belogortseva, G. A. Koroteev, A. Yu. Lutostansky, V. N. Tikhonov // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2024. – Т. 88, No 8. – С. 1223–1229.
- (A2) Влияние функции Ферми на сечение захвата нейтрино / А. Н. Фазлиахметов, Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2023. – Т. 54, No 3. – С. 668–675.
- (A3) Structure of the Charge-Exchange Strength Function of Tellurium Isotopes 128 and 130 / A. N. Fazliakhmetov, Yu. S. Lutostansky, B. K. Lubsandorzhiev, G. A. Koroteev, A. Yu. Lutostansky, V. N. Tikhonov // Phys. Atom. Nucl. – 2023. – Т. 86, No 5. – С. 736–741.
- (A4) A.D. Lukanov, D.M. Voronin, A.N. Fazliakhmetov, E. P. Veretenkin, A. M. Gangapshev, V. N. Gavrin, T. V. Ibragimova, V. V. Kazalov, V. V. Kuzminov, B. K. Lubsandorzhiev, Y. M. Malyshkin, D. A. Nanzanov, G. Y. Novikova, V. B. Petkov, A. Y. Sidorenkov, O. Y. Smirnov, N. A. Ushakov, A. A. Shikhin, E. A Yanovich/ Current status of the Baksan Large Neutrino Telescope // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 87 (2023) 7 929-934.
- (A5) New prospects for iodine detector and Solar neutrinos registration / Yu. S. Lutostansky, A. N. Fazliakhmetov, G. A. Koroteev, N. V. Klochkova, A. Y. Lutostansky, A. P. Osipenko, V. N. Tikhonov // Physics Letters B. – 2022. – Т. 826. – С. 136905.
- (A6) Light concentrators for large-volume detector at the Baksan Neutrino Observatory / A. N. Fazliakhmetov, V. N. Gavrin, T. V. Ibragimova, B. K. Lubsandorzhiev, A. D. Lukanov, Yu. M. Malyshkin, A. Y. Sidorenkov, A. A. Shikhin, O. Y. Smirnov, N. A. Ushakov, E. P. Veretenkin, D. M. Voronin // PoS. – 2021. – Т. ICRC2021. – С. 1097.
- (A7) Влияние высоколежащих резонансов на сечения захвата солнечных нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  / Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, Н. В. Ключкова, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов // Ядерная физика. – 2020. – Т. 83, № 3. – С. 208–216.

- (A8) Взаимодействие нейтрино с системой Ga–Ge и ядерные резонансы / Г. А. Коротеев, Н. В. Клочкова, Ю. С. Лютостанский, А. П. Осипенко, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2020. – Т. 84, № 8. – С. 1090–1093.
- (A9) Сечение захвата солнечных нейтрино ядром  $^{76}\text{Ge}$  / А. К. Выборов, Л. В. Инжечик, Ю. С. Лютостанский, Г. А. Коротеев, В. Н. Тихонов, А. Н. Фазлиахметов, // Известия Российской академии наук. Серия физическая. – 2019. – Т. 83, № 4. – С. 534–538.
- (A10) Solar neutrino capture by  $^{128,130}\text{Te}$  isotopes and Baksan Large Neutrino Telescope Project / A. N. Fazliakhmetov, Yu. S. Lutostansky, B. K. Lubsandorzhev, G. A. Koroteev, V. N. Tikhonov // <https://arxiv.org/abs/2407.10357>

**Личный вклад.** Все результаты, выносимые на защиту, получены лично Фазлиахметовом А. Н. или при его определяющем вкладе. А.Н. Фазлиахметовым лично решены следующие задачи:

- а) разработка и тестирование программ для разложения спектров ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  на отдельные резонансы и определение их параметров
- б) построение силовой функции, учитывающей вклад от ядерных резонансов
- в) расчеты сечений и скоростей захвата солнечных нейтрино, анализ величины вкладов различных ядерных резонансов в сечение для ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$
- г) расчеты и сравнения сечений захвата нейтрино при различных вариантах расчета Ферми-функций для ядра  $^{127}\text{I}$
- д) расчет профиля концентратора света, разработка оптического модуля для прототипа 5 т. ББНТ.

**Структура и объем диссертации.** Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения и 1 приложения. Полный объём диссертации составляет 119 страниц, включая 44 рисунка и 11 таблиц. Список литературы содержит 102 наименования.

## Глава 1. Захват нейтрино ядрами атомов

### 1.1 Бета-распад и история открытия нейтрино

Радиоактивность была открыта в 1896 году Анри Беккерелем в уране, а затем наблюдалась Марией и Пьером Кюри в тории, полонии и радии. В 1899 году Эрнест Резерфорд разделил радиоактивные излучения на два типа: альфа- и бета-излучение, основываясь на проникающей способности в объекты и ионизационной способности. В 1900 году Поль Виллард выделил еще более проникающий тип излучения, который Резерфорд в 1903 году определил как принципиально новый тип и назвал гамма-излучением. Измерения Джеймса Чедвика, сделанные в 1914 году показали что спектр энергии электронов в бета-распаде является непрерывным, в отличие от спектров для альфа и гамма-распадов [19]. Это привело к очевидному противоречию: бета-распад сопровождается ядерным переходом с дискретной энергии (разница в массе ядра до и после распада), в то время как испущенная бета-частица имеет непрерывное распределение энергии. Либо в бета-распаде нарушался закон сохранения энергии, либо что-то отсутствовало в модели бета-распада. Чтобы объяснить это противоречие, Вольфганг Паули предложил, что в распаде помимо бета-частицы испускается новая частица и сумма энергий этих двух частиц может объяснить разницу в массе между исходным и конечным ядром. При этом эти частицы должны быть нейтральными, иметь исчезающе малую массу и огромную проникающую способность, чтобы избежать обнаружения. В 1933 году Энрико Ферми сформулировал последовательную теорию  $\beta$ -распада [20], в которой переход от нейтрона к протону сопровождается испусканием электрона и нейтрино, при этом электрон (как и нейтрино) образуется в момент вылета так же, как фотон образуется в момент излучения его атомом. Теория Ферми успешно объясняла форму бета спектров и являлась значительным успехом в ядерной физике. Но оставался нерешенным вопрос о регистрации нейтрино. В работе 1933 года Ганс Бете и Рудольф Пайерлис впервые рассчитали сечение захвата нейтрино ядром атома [21]. Для нейтрино с энергией 2,3 МэВ была получена оценка сечения захвата  $\sigma < 10^{-44}$  см<sup>2</sup>. Исходя из этой оценки, авторы утверждали что «не существует практически возможного способа наблюдения нейтрино» [21].

Хотя в 1930-1940-е годы предпринималось несколько попыток экспериментально подтвердить существование нейтрино, только после появления ядерных реакторов стало возможным сделать это с достаточной точностью. Ядерные реакторы являются одним из самых мощных источников потоков антинейтрино, из доступных человечеству. Средний поток составляет  $2 \times 10^{20} \bar{\nu}_e$  в секунду на ГВт мощности. В работе 1956 года Фредерик Райнес и Клайд Коуэн доказали существование антинейтрино, зарегистрировав поток  $\bar{\nu}_e$  от реакторов в Хэнфорде и Саванна-Ривер [22].

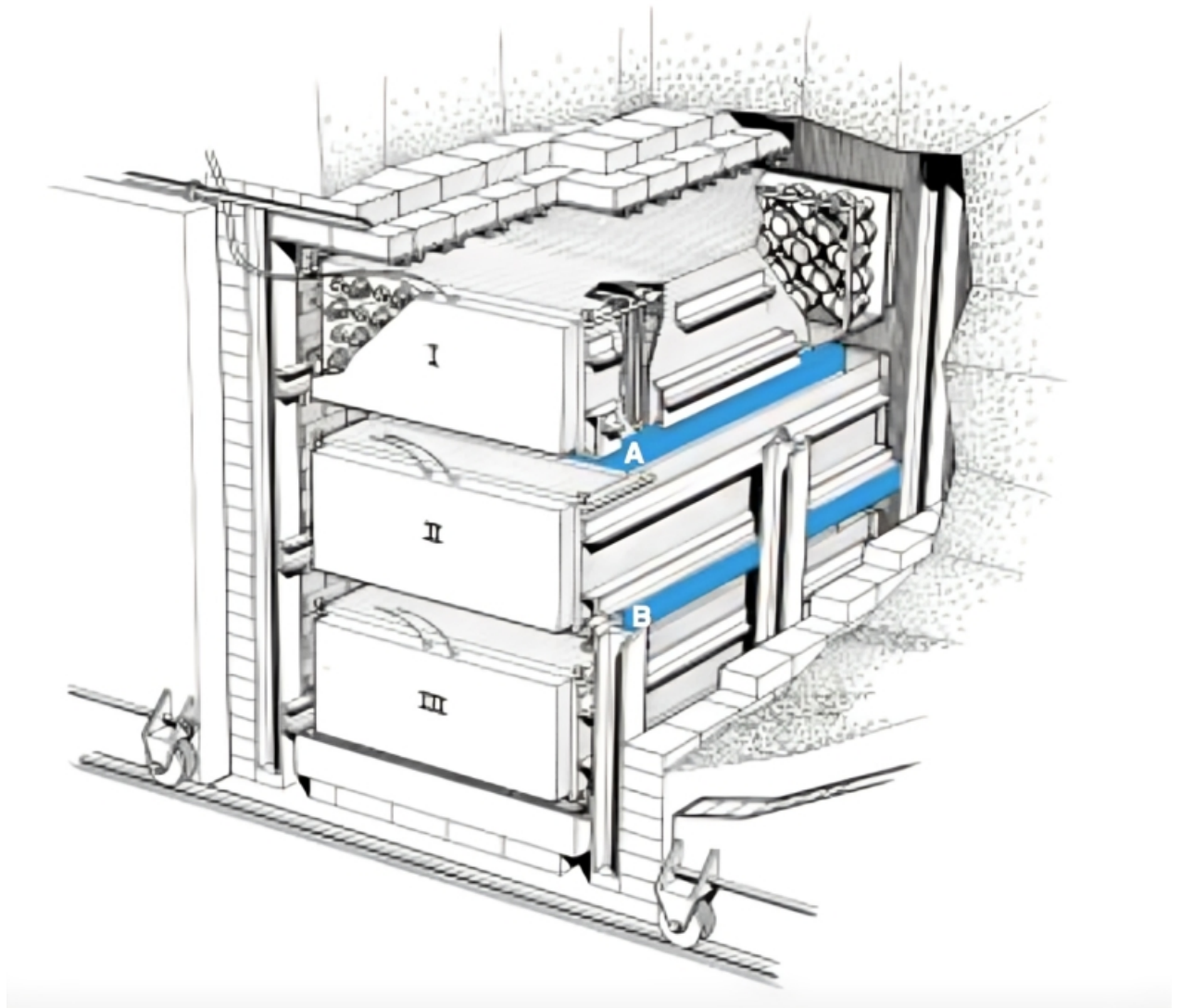


Рисунок 1.1 — Схема детектора в эксперименте Райнеса и Коуэна.

Установка состояла из трех баков-детекторов, разделенных двумя баками-мишенями. Баки-детекторы были заполнены сцинтилляционной жидкостью, и просматривались 110 фотоумножителями. В качестве наполнителя баков-мишеней использовалась вода, содержащая растворимую соль кадмия. Для защиты

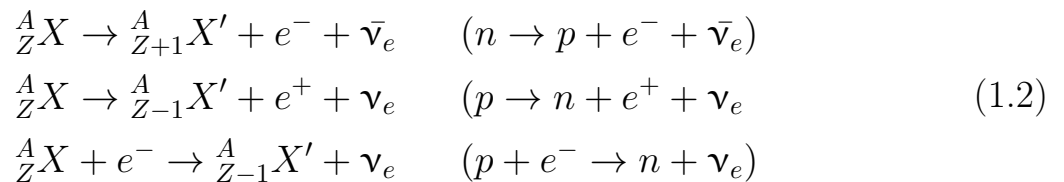
от нейтронов и  $\gamma$ -излучения вся установка была помещена в свинцово-парафиновый ящик и погружена глубоко под землю в районе реактора. Взаимодействие антинейтрино, вылетевшего из активной зоны ядерного реактора, с одним из протонов ядер мишени приводит к образованию нейтрона и позитрона. В результате серии последовательных соударений с протонами нейтрон замедляется, диффундирует и через некоторое время захватывается ядром кадмия, испускающим несколько  $\gamma$ -квантов (с общей энергией до 10 МэВ), которые регистрируются детекторами, включенными в схему совпадений. Позитрон быстро тормозится и аннигилирует с электроном, давая два  $\gamma$ -кванта с общей энергией около 1 МэВ, которые также регистрируются. В результате длительной (около 1400 ч) работы установки было установлено, что детектор регистрирует за час в среднем  $2,88 \pm 0,22$  импульса, что соответствует сечению взаимодействия

$$\sigma = 10^{-43} \text{ см}^2 \quad (1.1)$$

Схема экспериментальной установки показана на Рис. 1.1.

## 1.2 Теория $\beta$ -распада Ферми

$\beta$ -распадом называется процесс самопроизвольного превращения нестабильного ядра в ядро-изобар с зарядом, отличным на  $\Delta Z = \pm 1$ , в результате испускания электрона (позитрона) или захвата электрона. Известны три вида  $\beta$ -распада:  $\beta^-$ ,  $\beta^+$ -распад и электронный захват ( $K$ -захват):



Как было уже ранее сказано, квантомеханическую теорию  $\beta$ -распада впервые разработал Энрико Ферми. Он постулировал, что испускание частиц аналогично процессу электромагнитного излучения, которое может быть истолковано как классически, так и с помощью квантовой механики. С классической точки зрения электромагнитное излучение обусловлено взаимодействием между излучающей системой (напр. атомом) и электромагнитным

полем и описывается выражением [23]:

$$H_\gamma = - \sum \frac{e_n}{m_n} \mathbf{p}_n \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}_n, t) \quad (1.3)$$

где  $e_n$ ,  $m_n$ ,  $\mathbf{r}_n$ ,  $\mathbf{p}_n$  – заряд, масса, радиус-вектор и импульс  $n$ -й частицы;  $\mathbf{A}$  – вектор потенциал. В квантомеханической трактовке излучения используем взаимодействие в виде (1.3), но будем учитывать, что  $\mathbf{A}$  – зависящий от времени оператор, который описывает испускание или поглощение фотонов:

$$\mathbf{A}(\gamma) = \varphi_\gamma^*(\mathbf{r}) + \varphi_\gamma(\mathbf{r}), \quad (1.4)$$

где  $\varphi_\gamma^*(\mathbf{r})$  и  $\varphi_\gamma(\mathbf{r})$  описывают поглощение и испускание фотона.

$$\varphi_\gamma^*(\mathbf{r}) = const \cdot \varepsilon e^{ikr} \quad \varphi_\gamma(\mathbf{r}) = const \cdot \varepsilon e^{-ikr}. \quad (1.5)$$

Ядерный  $\beta$ -распад можно рассматривать как процесс, аналогичный испусканию фотона, с той лишь разницей, что испускаются 2 частицы – электрон и нейтрино. В этом случае гамильтониан  $\beta$ -взаимодействия будет иметь вид:

$$H_\beta = g \sum_n [\psi_e^*(\mathbf{r}_n) \psi_{\bar{\nu}}^*(\mathbf{r}_n) Q_n^+ + \psi_e(\mathbf{r}_n) \psi_{\bar{\nu}}(\mathbf{r}_n) Q_n^-] \quad (1.6)$$

где  $\psi_e^*(\mathbf{r}_n)$  и  $\psi_{\bar{\nu}}^*(\mathbf{r}_n)$  – волновые функции электрона и нейтрино,  $\psi_e(\mathbf{r}_n)$  и  $\psi_{\bar{\nu}}(\mathbf{r}_n)$  – соответствующие волновые функции исчезнувших лептонов,  $Q_n^+$  и  $Q_n^-$  – операторы превращения нейтрона в протон и обратно,  $g$  – константа связи, характеризующая интенсивность взаимодействия в  $\beta$ -распаде.

Так как мы полагаем, что нейтрино слабо взаимодействует со средой, то ее волновую функцию можно искать в виде плоской волны:

$$\psi_{\bar{\nu}} = exp(i \frac{\mathbf{p}_{\bar{\nu}}}{\hbar} \cdot \mathbf{r}). \quad (1.7)$$

В отличие от нейтрино, испущенный электрон взаимодействует с полем с кулоновским полем ядра, образовавшегося в результате распада, и атомных электронов, поэтому его волновая функция не будет плоской волной (подробнее в Главе 3).

Пологая что длина волны де Бройля каждого лептона велика по сравнению с размерами ядра и для удобства переписав реакцию в симметричном виде:

$${}^A_Z X + \nu_e \rightarrow {}^A_{Z+1} X' + e^- \quad (1.8)$$

можно переписать гамильтониан  $\beta$ -взаимодействия в виде:

$$H_\beta = g \sum_n [\psi_e^*(\mathbf{r}_n) \psi_\nu(\mathbf{r}_n) Q_n^+ + \psi_e(\mathbf{r}_n) \psi_\nu^*(\mathbf{r}_n) Q_n^-] \quad (1.9)$$

Если задано взаимодействие, вероятность испускания электрона с энергией  $E$  за единицу времени определяется «золотым правилом Ферми» [23]:

$$N(E)dE = \frac{2\pi}{\hbar} (H_{fi})^2 \frac{dN_F}{dE_0}, \quad (1.10)$$

где  $\frac{dN_F}{dE_0}$  – плотность конечных состояний,  $H_{fi}$  – матричный элемент взаимодействия

$$H_{fi} = g \int \psi_f^* H' \psi_i d^3\mathbf{r}_1 d^3\mathbf{r}_2 \dots d^3\mathbf{r}_n. \quad (1.11)$$

где  $\psi_i$  и  $\psi_f$  – волновые функции начального и конечного ядер;  $H'$  – оператор возмущения, под действием которого осуществляется переход;  $d^3\mathbf{r}_1 d^3\mathbf{r}_2 \dots d^3\mathbf{r}_n = d\tau$  – элемент объема. При распаде нейтрона  $\psi_i = \psi_n$ ,  $\psi_f = \psi_p$ . Обозначим интеграл символом  $M$ .

В бета-распаде сумма импульсов двух лептонов и импульса ядра отдачи должна быть равна нулю, а сумма энергии частиц равна полной энергии. Максимальная энергия, которая может быть передана ядру отдачи, обычно пренебрежимо мала по сравнению с полной энергией распада  $E_0$  (но для импульса таких ограничений нет). Следовательно, можно считать что:

$$E_e + E_{\bar{\nu}} = E_0. \quad (1.12)$$

Число конечных состояний

$$dN_F = dN_e dN_{\bar{\nu}}, \quad (1.13)$$

где  $dN_e$  и  $dN_{\bar{\nu}}$  – число состояний электрона и антинейтрино. В импульсном пространстве

$$dN_e = \frac{4\pi p_e^2 dp_e}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (1.14)$$

где  $(2\pi\hbar)^3$  – объем фазового пространства, приходящийся на каждое состояние частицы. Получив аналогичное выражение для  $dN_{\bar{\nu}}$ , можно написать:

$$\frac{dN_F}{dE_0} = \frac{4\pi p_e^2 dp_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4\pi p_{\bar{\nu}}^2 dp_{\bar{\nu}}}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{1}{dE_0}. \quad (1.15)$$



Если пренебречь массой покоя нейтрино, то

$$\begin{aligned} E_\nu &= cp_\nu & E_\nu &= E_0 - E_e \\ dp_\nu &= \frac{dE_\nu}{c} = \frac{dE_0}{c}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

Тогда уравнение (1.15) можно преобразовать:

$$\frac{dN_F}{dE_0} = \frac{4\pi p_e^2 dp_e}{(2\pi\hbar)^3} \cdot \frac{4\pi p_\nu^2}{(2\pi\hbar)^3} = \frac{16\pi^2}{(2\pi)^6 \hbar^6 c^3} p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dE_e. \quad (1.17)$$

Используя соотношение  $c^2 p dp = E dE$  можно получить распределение по энергии:

$$\frac{dN_F}{dE_0} = \frac{1}{4\pi^4 \hbar^6 c^5} p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e. \quad (1.18)$$

Полное число электронов, испущенных за единицу времени с энергиями от  $E$  до  $E + dE$ :

$$N(E)dE = \frac{1}{4\pi^4 \hbar^6 c^5} g^2 |M|^2 p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e. \quad (1.19)$$

При выводе уравнения (1.19) не были учтены кулоновские силы, возникающие между электроном и дочерним ядром; предполагалось что интеграл  $\int |\psi_e|^2 dV_e$  по области, занятой ядром, можно аппроксимировать выражением  $|\psi_e(0)|^2 V_N$  где  $\psi_e(0)$  – значение электронной волновой функции в центре ядра, а  $V_N$  – ядерный объем.

В реальных условиях кулоновские силы, действующие на электрон должны быть учтены, особенно для  $\beta$ -частиц малых энергий, испускаемых ядрами с большими  $Z$ ; в результате множитель  $|\psi_e(0)|^2$  зависит от энергии. Поправка на влияние кулоновского поля  $F(Z, E)$  будет равна отношению значения электронной волновой функции в центре ядра с учетом кулоновского взаимодействия к электронной волновой функции без учета последнего:

$$F(Z, E) = \frac{|\psi_e(0)|_Z^2}{|\psi_e(0)|_{Z=0}^2}. \quad (1.20)$$

Для более точного расчета необходимо также учесть экранировку орбитальными электронами и пр. Подробнее про расчет  $F(Z, E)$  – Ферми функции – написано в Главе 3.

Вернемся к уравнению 1.11. Поскольку все частицы, участвующие в  $\beta$ -распаде – фермионы, то каждая из них должна изображаться четырехкомпонентной волновой функцией–биспинором:

$$\begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{bmatrix}$$

Две компоненты биспинора служат для указания спинового состояния частицы, а еще две соответствуют двум возможным значениям энергии  $E = \pm\sqrt{m^2c^4 + p^2c^2}$  при заданном импульсе  $p$ . Оператор  $H'$  является сложной комбинацией из этих биспиноров и четырех  $\gamma$ -матриц:

$$\gamma_1 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_x \\ -\sigma_x & \hat{0} \end{pmatrix}$$

$$\gamma_2 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_y \\ -\sigma_y & \hat{0} \end{pmatrix}$$

$$\gamma_3 = \begin{pmatrix} \hat{0} & \sigma_z \\ -\sigma_z & \hat{0} \end{pmatrix}$$

$$\gamma_4 = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ \hat{0} & -\hat{1} \end{pmatrix}$$

где

$$\hat{1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$\hat{0} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}$$

и матрицы Паули

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$$

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Используя  $\gamma$ -матрицы можно построить операторы уничтожения и рождения частиц с заданными энергией и спином, преобразующие все четыре компоненты биспинора.

Из четырех биспиноров можно построить 256 линейно независимых типов взаимодействия. Требование лоренц-инвариантности сокращает это количество до пяти ковариантных типов взаимодействия:

- скалярный S ( $\Delta P = 0, \Delta I = 0$ );
- векторный V ( $\Delta P = 0, \Delta I = 0$ );
- тензорный T ( $\Delta P = 0, \Delta I = 0, \pm 1$ );
- аксиально-векторный A ( $\Delta P = 0, \Delta I = 0, \pm 1$ );
- псевдоскалярный P ( $\Delta P \neq 0, \Delta I = 0$ );

где  $\Delta P$  и  $\Delta I$  – изменение четности и спина ядра.

Каждому из них соответствует определенная форма оператора возмущения  $H'_i$ , и соответственно полная форма оператора будет выглядеть как:

$$H' = \sum C_i H'_i$$

где каждый вариант характеризуется комплексным коэффициентом  $C_i$ . В оригинальной работе Ферми [20] рассматривался векторный вариант теории. Однако последующий анализ экспериментальных данных по бета-переходам большого числа ядер показал, что бета-взаимодействие носит  $V - A$  характер.

Все бета-переходы разделяются на группы разрешенных и запрещенных переходов. Теория связывает скорость распада ядра в первую очередь очередь с величиной изменения спина и четности ядра. Как показывает опыт, группа наиболее вероятных, то есть разрешенных переходов, соответствует  $\Delta I = 0, \pm 1$  без изменения четности. Данные условия для спина и четности называются правилами отбора для разрешенных переходов. Существуют правила отбора Ферми и правила отбора Гамова-Теллера.

Согласно правилам отбора Ферми к разрешенным переходам относятся такие  $\beta$ -переходы, в результате которых ни спин, ни четность ядра не изменяются:  $\Delta I = 0; P_i/P_f = 1$ . В этом случае  $e$  и  $\nu$  испускаются с противоположно направленными спинами. По правилам отбора Гамова–Теллера к разрешенным п-переходам относятся  $\beta$ -переходы, в процессе которых четность ядра не изменяется ( $P_i/P_f = 1$ ), а изменение момента количества движения удовлетворяет

условию  $\Delta I = 0, \pm 1$  (за исключением  $0 \rightarrow 0$  перехода). В этом случае  $e$  и  $\nu$  испускаются с одинаково направленными направленными спинами.

В итоге можно переписать уравнение 1.19 к виду:

$$N(E)dE = \frac{G^2}{2\pi^3} C_0 F(Z, E_e, A) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 dE_e. \quad (1.21)$$

где  $E_e$  – энергия электрона,  $p_e$  – его импульс,  $E_0$  – максимальная энергия  $\beta$ -распада,  $G$  – константа слабого взаимодействия а  $C_0$  – матричный элемент перехода. Кулоновское взаимодействие вылетающего электрона с ядром задается функцией  $F(Z, E)$  – Ферми-функцией. Интенсивность перехода характеризуется комбинацией ядерных матричных элементов:

$$C_0 = [g_V^2 \langle 1 \rangle^2 + g_A^2 \langle \sigma \rangle^2] \quad (1.22)$$

где  $g_V$  и  $g_A$  – векторные и аксиальные константы связи,  $\langle 1 \rangle$  и  $\langle \sigma \rangle$  – фермиевские (изменение спина  $\Delta I = 0$ ) и гамов-теллеровские ( $\Delta I = 0, \pm 1$ ) матричные элементы перехода между начальным и конечным состояниями ядра. Квадраты фермиевских и гамов-теллеровских матричных элементов соответствующих переходов также часто обозначают как  $B(F)_k$  и  $B(GT)_k$ .

Для слабых взаимодействий матричные элементы Ферми и Гамов-Теллера определяются как:

$$B(F_-) = \begin{cases} \frac{g_V^2}{2J_i+1} |\langle J_f | \mathcal{O}_{F_-} | J_i \rangle|^2 & \text{если } J_i = J_f, P_i/P_f = 1 \\ 0 & \end{cases}$$

$$B(GT_-) = \begin{cases} \frac{g_A^2}{2J_i+1} |\langle J_f | \mathcal{O}_{GT_-} | J_i \rangle|^2 & \text{если } |J_i - 1| \leq J_f \leq J_i + 1, P_i/P_f = 1 \\ 0 & \end{cases}$$

где  $\mathcal{O}_{F_-}$  и  $\mathcal{O}_{GT_-}$  – операторы переходов Ферми (F) и Гамов-Теллера (GT),  $J_i$  – спин ядра в его начальном состоянии, а  $J_f$  – спин состояния, в которое оно перешло.

Операторы переходов Ферми и Гамов-Теллера определяются как:

$$\mathcal{O}_{F_-} = \sum_{n=1}^A \tau_-(n)$$

и

$$\mathcal{O}_{GT_-} = \sum_{n=1}^A \vec{\sigma}(n) \tau_-(n)$$

где  $\tau_-$  – оператор понижения изоспина, превращающий нейтрон в протон, а  $\vec{\sigma}$  – спиновый вектор Паули. Для процесса захвата антинейтрино, оператор понижения изоспина заменяется оператором повышения изоспина:  $\tau_- \rightarrow \tau_+$ ,  $B(GT_-) \rightarrow B(GT_+)$  и  $B(F_-) \rightarrow B(F_+)$ .

### 1.3 Измерение значений $B(GT)$

Измерить распределение значений  $B(GT)$  можно по времени жизни бета-распада, зарядово-обменным реакциям типа  $(p, n)$ ,  $({}^3\text{He}, t)$  или  $({}^2\text{He}, d)$ . Распределение значений  $B(GT)$  можно описать при помощи зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$ , которая характеризует интенсивность переходов в конечном ядре для данной энергии возбуждения. Силовая функция  $S(E)$  имеет резонансный характер, который наблюдается практически во всех реакциях перезарядки [24–27] и проявляется, в основном, в виде гигантского Гамов-Теллеровского резонанса, аналогового резонанса, низколежащих пигми резонансов [28–31]. Зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  может быть также теоретически рассчитана с помощью оболочечной модели [32], метода случайных фаз (RPA) [33], микроскопической теории ядра [1] и других подходов.

Операторы переворота спина ( $S = 1$ ) и обратный ему ( $S = 0$ ) для зарядово-обменных реакций имеют вид, аналогичный приведенным ранее операторам Гамов-Теллера и Ферми. В работе Таддеуччи и соавторов [34] была показана связь между измерениями зарядово-обменных  $(p, n)$  реакций и интенсивностью  $\beta$ -переходов. Это позволило использовать зарядово-обменные реакции для измерения распределения значений силовой функции  $S(E)$  в областях, энергетически недоступных для бета-распада.

Зарядово-обменные переходы для  $(p, n)$  реакций характеризуются сечением:

$$\sigma = \sigma_\alpha(\hat{E}_p, A)F_\alpha(q, \omega)B(\alpha) \quad (1.23)$$

где  $\alpha = GT$  или  $F$ ,  $E_p$  – энергия налетающей частицы,  $F_\alpha$  – форм-фактор равный единице при малой передаче импульса и малых потерях энергии,  $q$  – переданный импульс,  $\omega$  – потери энергии,  $B(\alpha)$  – интенсивность переходов Ферми или Гамова-Теллера. Большая часть силы переходов Ферми сосредоточена око-

ло аналогового резонанса (IAS – isobaric analog state), которое имеет тот же спин и четность как у мишени.

В случае  $\beta$ -распада значения  $B(GT)$  и  $B(F)$  связаны с периодом полураспада соотношением:

$$g_V^2 B(F_-) + g_A^2 B(GT_-) = \frac{K}{ft} \quad (1.24)$$

где  $K = 6.166 \pm 2$  секундам, отношение  $(g_A/g_V)^2 = (1.260 \pm 0.008)^2$ , а значение  $ft$  характеризует период полураспада.

Отношение сечений  $R$  для  $GT$  и  $F$  переходов в зарядово-обменных ( $p, n$ ) реакциях для мишеней с четным  $A$  и  $(N - Z) \neq 0$  можно описать:

$$R(E_p, A)^2 = \frac{\sigma_{GT}(q_1, \omega_1)}{\sigma_F(q_0, \omega_0)} \frac{N - Z}{B(GT)} \frac{F(q_0, \omega_0)}{F(q_1, \omega_1)} \quad (1.25)$$

где дифференциальные сечения получены в пределе  $\theta = 0^\circ$  чтобы минимизировать искажения и поправки на перенос импульса.

Сравнивая интенсивность зарядово-обменного и  $\beta$ -распада для большого числа мишеней, в работе [34] была получена зависимость:

$$R(E_p) = E_p/E_0 \quad (1.26)$$

где  $E_0$  это константа, равная  $55 \pm 0.4$  МэВ. В результате для значений  $B(GT)$  можно получить:

$$B(GT) = \frac{\sigma_{GT}(0^\circ)}{\sigma_F(0^\circ)} \left[ \frac{k_f^{IAS}}{k_f^{GT}} \right] \frac{N - Z}{R^2} \quad (1.27)$$

где  $k_f$  – волновой вектор вылетающей частицы.

Для мишеней с нечетным  $A$  и  $(N - Z) \neq 0$  уравнения примут немного другой вид:

$$\sigma_{IAS}(q, \omega) = [\hat{\sigma}_F B(F) + \hat{\sigma}_G T B(GT)] F(q, \omega) \quad (1.28)$$

$$R(E_p, A)^2 = \frac{\sigma_{GT}}{\sigma_F} \frac{N - Z}{B_1(GT)} \frac{F(q_0, \omega_0)}{F(q_1, \omega_1)} \left[ 1 - \frac{\sigma_{GT}}{\sigma_F} \frac{B_0(GT)}{B_1(GT)} \frac{F(q_0, \omega_0)}{F(q_1, \omega_1)} \right]^{-1} \quad (1.29)$$

Примеры экспериментального спектра зарядово-обменных реакций для  $^{71}\text{Ga}$  показаны на Рис. 1.2: спектры реакций  $^{71}\text{Ga}(p, n)^{71}\text{Ge}$  [37] 1985 года (пунктирная линия на Рис. 1.2) и  $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$  [35] 2015 года (сплошная линия на Рис. 1.2). Также показан спектр реакции  $(^3\text{He}, t\gamma)$  1998 года [36] (прерывистая

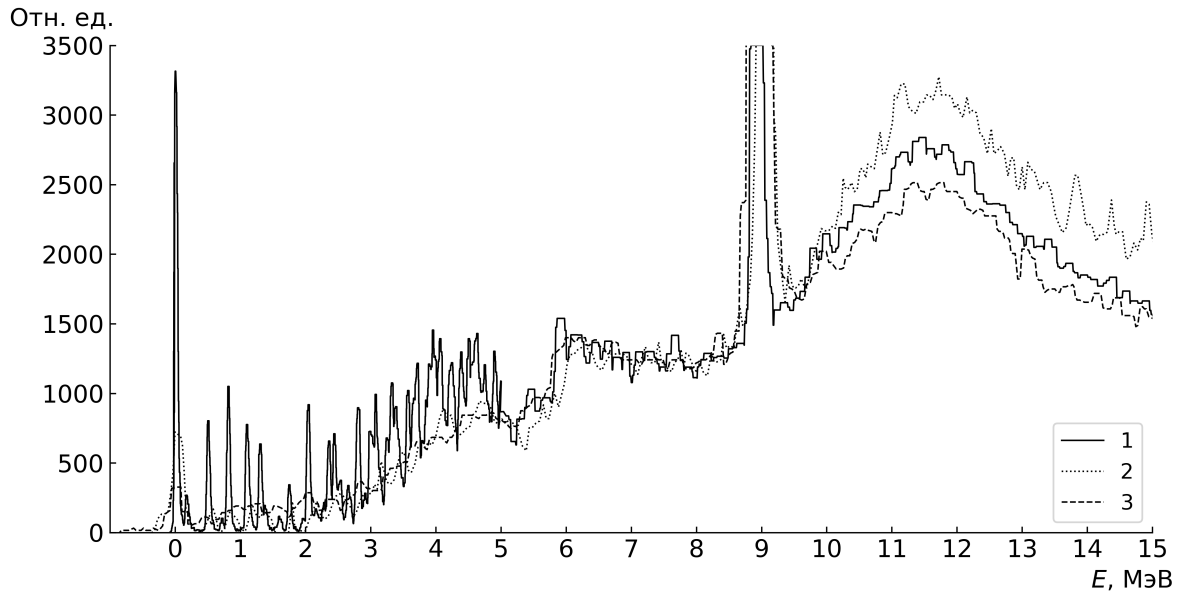


Рисунок 1.2 — Экспериментальные спектры реакций  $(^3\text{He}, t)$  и  $(p, n)$  для изотопа  $^{71}\text{Ga}$ . 1 — данные 2015 года [35], 2 — данные 1998 года [36], 3 — данные 1985 года [37]

линия на Рис. 1.2), в которых несколько иначе учитывался вылет гамма-квантов. Экспериментальные данные приведены к одним масштабам.

Реакции перезарядки  $(^3\text{He}, t)$  или  $(^2\text{He}, d)$  также могут быть использованы для исследования интенсивности переходов Гамов-Теллера. По отношению к  $(p, n)$  реакциям они имеют большее энергетическое разрешение, хотя и в обработке экспериментальных данных возникают дополнительные сложности из-за внутренней структуры налетающей частицы.

#### 1.4 Недобор в правиле сумм

Сумма значений квадратов матричных элементов по всем переходам подчиняется правилу сумм Икеды:  $\sum B(F)_k = (N - Z)$  и  $\sum B(GT)_k = 3(N - Z)$ . При этом для переходов Гамов-Теллера (GT) часто наблюдается недобор в правиле сумм, в результате чего значение измеренной  $\sum B(GT)_k$  оказывается меньше номинальной [38]. Причины недобора до конца не ясны. Есть предположения что недобор связан с квенчингом константы аксиального взаимодействия  $g_A$ , которая имеет меньшее значение, чем  $g_A = 1.26$  — значение для свободного нуклона [39]. Можно ввести параметр  $q < 1$ , который определяет

*quenching*-эффект, или с нарушение нормировки GT матричных элементов. Как уже упоминалось, влияние ядерных матричных элементов также можно характеризовать через зарядово-обменную силовую функцию  $S(E)$ . В этом случае:

$$\sum B(GT)_k = q \cdot 3(N - Z) \approx \int_0^{E_{max}} S(E)dE = I(E_{max}) \quad (1.30)$$

где  $E_{max}$  – максимальная энергия, учитываемая в расчетах или в эксперименте.

## 1.5 Заключение к Главе 1

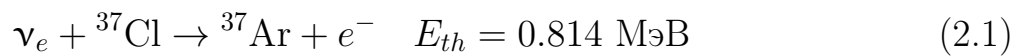
Несмотря на 125 летнюю историю, физика бета распада ядер продолжает оставаться на переднем крае развития науки. В настоящее время ведутся активные разработки теоретических аспектов бета распада ядер. Разрабатываются методы прецизионных расчетов матричных элементов ядерных переходов, в особенности для сложных, деформированных ядер, что представляет исключительную важность для экспериментов по поиску двойного безнейтринного бета распада ядер. Исследования процессов захвата нейтрино ядрами играют важную роль в эпоху становления прецизионных экспериментов по измерениям потоков солнечных нейтрино, геонейтрино и нейтрино от взрывов сверхновых звезд.



## Глава 2. Расчеты сечения захвата нейтрино ядрами $^{71}\text{Ga}$ и $^{127}\text{I}$

### 2.1 Радиохимические детекторы солнечных нейтрино

В начале 1960-х годов для изучения нейтринной активности Солнца начал рассматриваться радиохимический метод, предложенный в 1946 г. Б.М. Понтекорво [40]. Идея метода заключалась в использовании хлор-аргоновой реакции для регистрации нейтрино:



Хлор был предложен потому что удовлетворял следующим требованиям:

1. Вещество для облучения не должно быть слишком дорогим, поскольку требуются его большие объемы.
2. Ядро, образуемое при обратном  $\beta$ -распаде должно быть радиоактивным, с периодом полураспада, равным по меньшей мере 1 сут., поскольку для сепарации ядер требуется длительное время.
3. Технология выделения радиоактивных атомов из облученного вещества должна быть сравнительно простой.
4. Фон (т.е. генерация элементов  $Z \pm 1$  за счет других причин, а не обратного  $\beta$ -процесса) должен быть как можно меньше.

Реакция захвата нейтрино в основном состоянии  $^{37}\text{Cl}$ , как видно из выражения (2.2), имеет относительно низкий порог и подходящее сечение ( $\lg ft = 5$ ). Хлор – достаточно распространенное и недорогое вещество, кроме того изотоп  $^{37}\text{Cl}$  составляет значительную долю (24.23%) от полного числа атомов хлора. В качестве вещества детектора был выбран перхлорэтилен ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ) – беспримесная жидкость, которая в больших количествах производится для химчистки одежды.

Для детектирования нейтрино от Солнца, в начале 1960-х годов в США, командой под руководством Р. Дэвиса, был создан хлор-аргоновый детектор нейтрино. Резервуар, содержащий 133 т  $^{37}\text{Cl}$  в составе 615 т жидкого перхлорэтилена  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  был расположен на глубине 1455 м под землей в золоторудной шахте Хоумстейк. Эффективная глубина соответствует 4100 м водного эквивалента. Перхлорэтилен подвергался облучению солнечными нейтрино в течении

порядка 1-3 месяцев (период полураспада  $^{37}\text{Ar}$   $T_{1/2} = 35$  дней). При захвате нейтрино образуется  $^{37}\text{Ar}$  с энергией отдачи, достаточной для отрыва от родительской молекулы перхлорэтилена и проникновения в окружающую жидкость, где он достигает теплового равновесия со средой. Растворенные атомы аргона извлекаются путем продувки гелием.

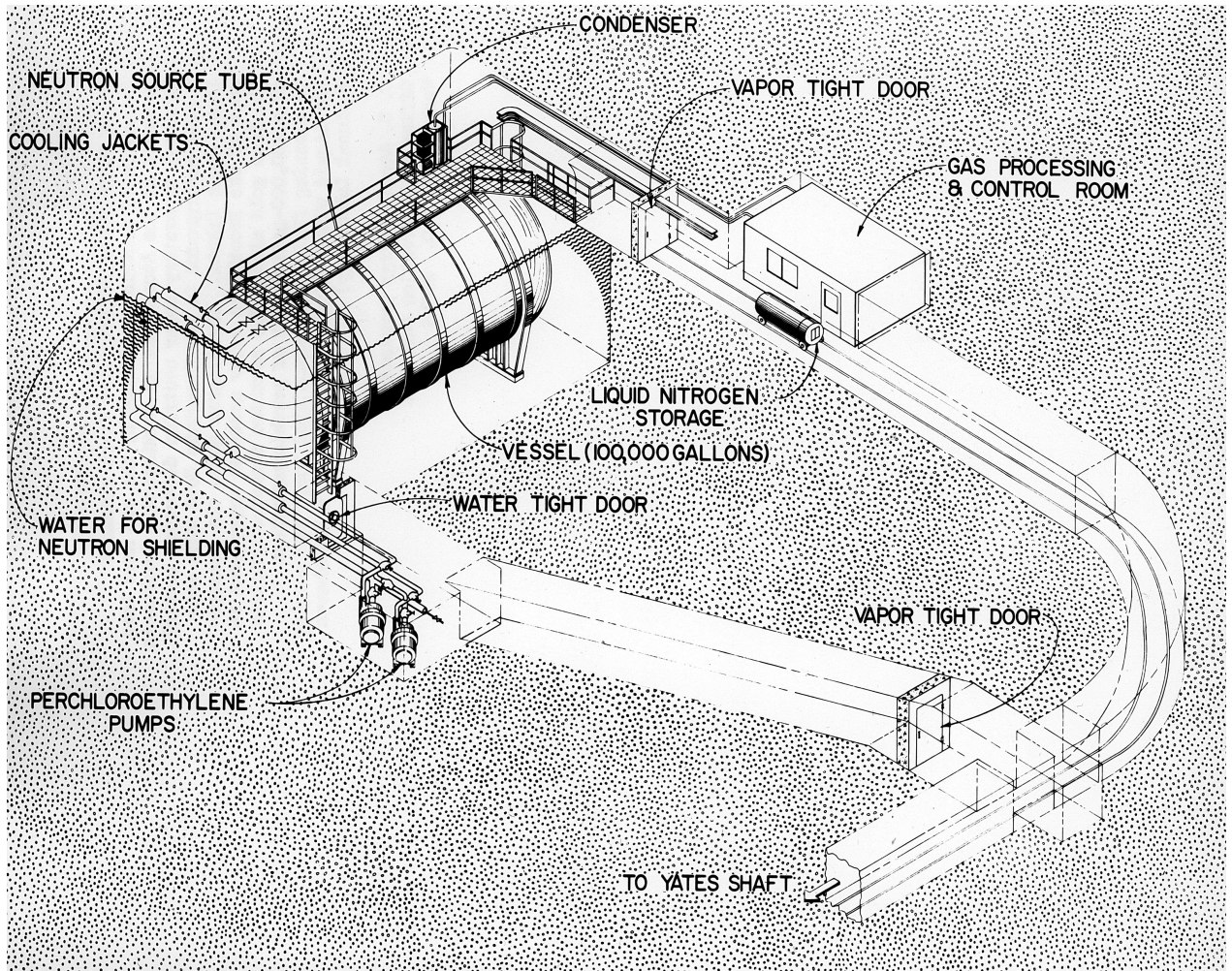


Рисунок 2.1 — Схема детектора в шахте Хоумстейк.

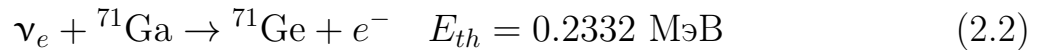
На Рис. 2.1 показана схема экспериментальной установки. После извлечения аргон очищался от сопутствующих примесей и помещался в пропорциональные счетчики объемом менее  $1 \text{ см}^3$ .

Исходя из теоретического потока солнечных нейтрино, ожидаемое число событий составляло  $9.3 \pm 1.3 \text{ SNU}$  (SNU – solar neutrino unit соответствует 1 взаимодействию на  $10^{36}$  ядер мишени). Однако измеренная скорость захвата составила  $2.56 \pm 0.16$  (статистическая)  $\pm 0.16$  (систематическая) SNU, что было на треть меньше предсказаний [41]. Хотя различные модели потоков нейтрино от Солнца предсказывали несколько разные скорости для хлорного эксперимента, скорости захвата во всех этих моделях значительно превышали наблюдаемую.

Это разногласие стало широко известной «проблемой солнечных нейтрино», которая существовала более 30 лет.

Для независимой проверки результатов хлор-аргонового эксперимента, конце 1980-х годов были запущены два эксперимента в России и Италии: эксперимент SAGE в Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН и эксперимент GALLEX в подземной лаборатории Гран-Сассо.

В этих радиохимических экспериментах используется реакция:



Впервые эта реакция была предложена В.А. Кузьминым в 1965 году [42]. Низкий порог реакции делает возможным детектирование pp-нейтрино. Радиоактивный изотоп  ${}^{71}\text{Ge}$  распадается обратно в  ${}^{71}\text{Ga}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 11.43$  дней.



Рисунок 2.2 — Установка GALLEX в подземной лаборатории Гран-Сассо. На фото показан общий вид главного сооружения GALLEX

Детектор GALLEX (GALLium EXperiment) был установлен в подземной лаборатории Гран-Сассо. На Рис. 2.2 показана подземная установка эксперимента. Детектор использовал 30 т галлия в виде концентрированного раствора  $\text{GaCl}_3\text{-HCl}$ . Образовавшиеся атомы  $^{71}\text{Ge}$  образуют летучие молекулы  $\text{GeCl}_4$ . В начале цикла измерений в раствор в виде носителя добавляется известное количество нативных атомов Ge, которые также образуют  $\text{GeCl}_4$ , чтобы обеспечить достаточно большой образец для экстракции. По окончании экспозиции  $\text{GeCl}_4$  извлекается из раствора путем продувки азотом. Газовый поток в дальнейшем очищается несколькими способами, германий восстанавливается до газообразного  $\text{GeH}_4$ . Далее  $\text{GeH}_4$  вместе с ксеноном закачивается в небольшой пропорциональный счетчик для подсчета числа распадов.



Рисунок 2.3 — Общий вид реакторного зала галлий-германиевого нейтринного телескопа.

В эксперименте SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) использовался металлический галлий массой более 50 т в качестве мишени. Детектор находится в подземных залах Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ РАН, на глубине 2100 м, что соответствует 4700 м водного эквивалента. Экспозиция в эксперименте длится 4-6 недель, после чего образовавшиеся атомы  $^{71}\text{Ge}$

вместе с германием-носителем химически извлекаются из галлия. Извлеченный германий переводится в газообразную форму  $\text{GeH}_4$  и после измерения объема помещается в пропорциональный счетчик. На Рис. 2.3 показана подземная установка эксперимента.

Оба эксперимента показали значительный недобор скорости захвата солнечных нейтрино и подтвердили результаты хлор-аргонового детектора. Измеренная скорость захвата составила  $67.6_{\pm 3.2}^{+4.0(\text{stat.})}$  SNU (GALLEX/GNO) [4] и  $65.4_{-3.0}^{+3.1(\text{stat.})}$  SNU (SAGE) [3], притом что ожидаемое число событий составляло 132 SNU [43].

Средневзвешенная величина результатов галлиевых экспериментов составляет около 50% от величины, предсказываемой солнечными моделями. Таким образом, галлиевые эксперименты показали значительное подавление потока солнечных нейтрино во всем энергетическом диапазоне, что исключило возможность решения проблемы солнечных нейтрино в рамках только физики Солнца и дало новый толчок к развитию моделей осцилляций электронных нейтрино от Солнца в другие ароматы.

Данные от экспериментов Super-Kamiokande и SNO, в котором измерялся полный поток нейтрино от Солнца, позволили достоверно установить осцилляционную природу проблемы солнечных нейтрино и, таким образом, подтвердили результаты радиохимических экспериментов.

Необходимо упомянуть, что кроме хлор-аргонового и галлий-германиевого радиохимических детекторов, существовали еще и другие предложения, например на основе  $^{127}\text{I}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{81}\text{Br}$  и др [44].

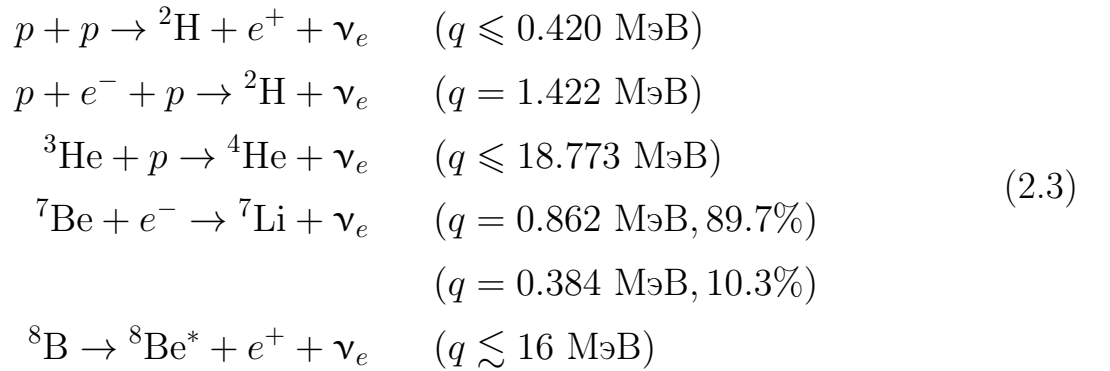
## 2.2 Потоки солнечных нейтрино

Сразу после экспериментального обнаружения нейтрино в 1956 г в реакторных экспериментах начались попытки поиска природных источников нейтрино. Разумеется, первым кандидатом было Солнце. Активное развитие термоядерной тематики в эту эпоху подогревало интерес к прямому доказательству наличия и классификации ядерных реакций, происходящих в Солнце и других звездах. Отдельной задачей стало определение внутреннего строения

звезды, распределения различных элементов как внутри нее, так и на поверхности.

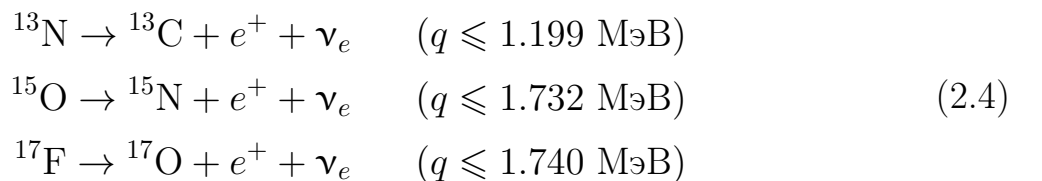
Стандартная солнечная модель (ССМ) должна соответствовать наблюдаемой светимости и радиусу Солнца в настоящее время, важно чтобы наблюдаемое соотношение тяжелых элементов к водороду как внутри, так и на поверхности соответствовало наблюдаемым данным. Модель также должна предоставляем детальные прогнозы временной эволюции некоторых важных характеристик Солнца, таких как глубина и масса солнечной конвективной зоны; радиус и светимость Солнца; центральная температура, плотность, давление и массовая доля водорода и др.

Для нейтринных экспериментов важны предсказания потоков солнечных нейтрино, которые дает ССМ. Большинство нейтрино создаются при протон-протонных реакциях, в которых четыре протона переходят в два протона, два нейтрона, два позитрона и два электронных нейтрино. Нейтрино также создаются в рамках CNO-цикла, но этот процесс существенно менее эффективен в Солнце в отличие от других звёзд. Наиболее важными реакциями в протон-протонной цепи, которые сопровождаются испусканием нейтрино, являются следующие реакции:



где  $q$  – энергия нейтрино.

Для CNO-цикла к наиболее важным реакциям, ведущим к образованию солнечных нейтрино, можно отнести следующие:



Нейтрино от распада  ${}^{17}\text{F}$  представляют большой интерес, поскольку их поток может служить мерой исходной распространенности кислорода внутри Солнца.

Но измерение потоков нейтрино от CNO-цикла сопряжено с большими экспериментальными трудностями, поскольку они обладают относительно небольшими энергиями, а их потоки, по данным ССМ, невелики.

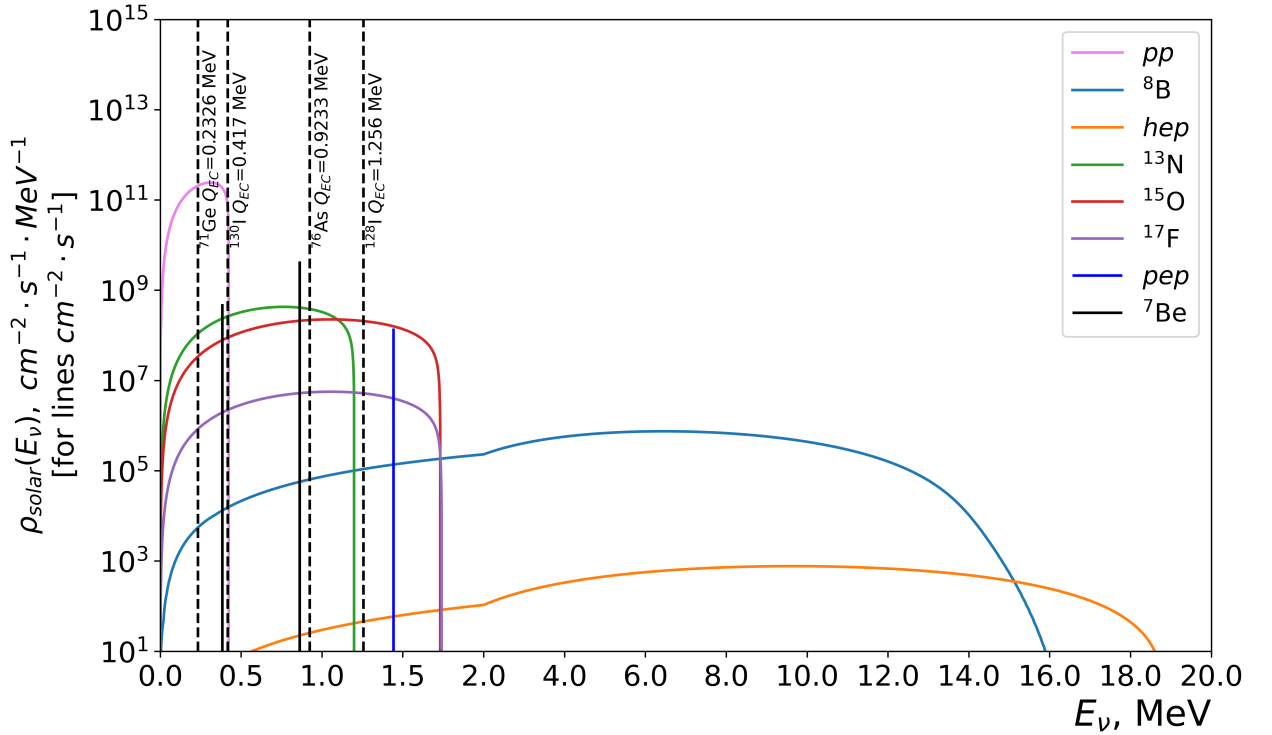


Рисунок 2.4 — Потоки солнечных нейтрино согласно BS05(OP) [15]. Вертикальными прерывистыми линиями показаны пороги реакций захвата нейтрино для ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{127,130}\text{Te}$ .

Спектр нейтрино от Солнца, согласно стандартной солнечной модели BS05(OP) [15] показан на Рис. 2.4.

## 2.3 Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{71}\text{Ga}$

### 2.3.1 Структура зарядово-обменных возбуждений ядра $^{71}\text{Ga}$

В этой главе проведен анализ экспериментальных данных по реакции перезарядки  $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$  и рассчитаны сечения захвата солнечных нейтрино для  $^{71}\text{Ga}$ . Глава основывается на результатах, опубликованных в работе (A8) из списка публикаций автора.

Для  $^{71}\text{Ga}$  экспериментальные данные с разрешением 45 кэВ в зарядово-обменной реакции  $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$  были получены на циклотроне исследовательского центра RCNP в Осаке [35].

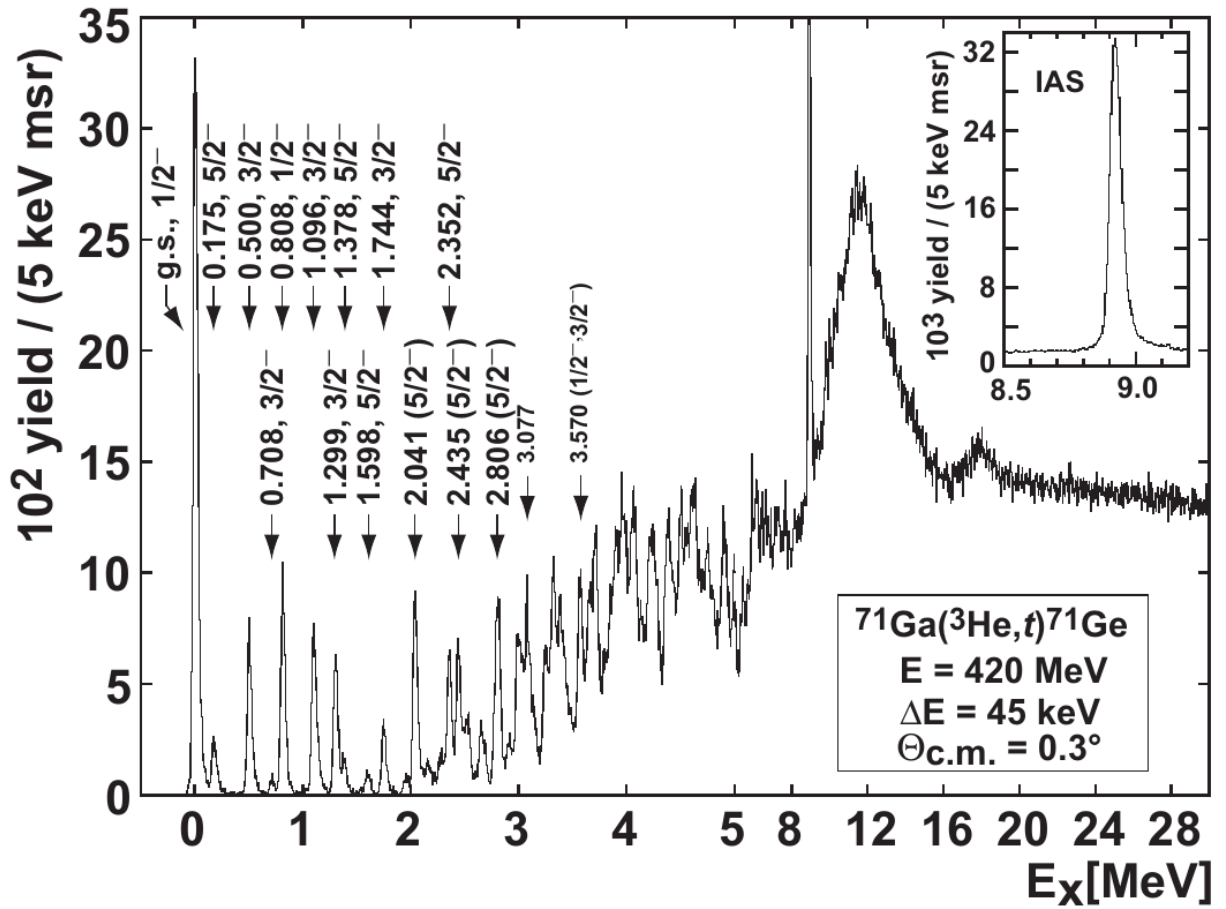


Рисунок 2.5 — Спектр возбужденных состояний в зарядово-обменной реакции  $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$  [35].

Было распознано 20 дискретных уровней возбуждения ниже энергии 3 МэВ (Рис. 2.5) и определены их значения  $B(GT)_k$ . Эти данные были использованы для построения экспериментальной силовой функции, как для дискретной, так и для непрерывной части спектра (Рис. 2.6а).

В спектре возбужденных состояний ядра  $^{71}\text{Ge}$  выделяются дискретные уровни и область непрерывных резонансных состояний, в которой различимы широкий гигантский Гамов-Теллеровский резонанс с энергией  $E_{GTR} = 11.75$  МэВ [37] и аналоговый резонанс (изобарическое аналоговое состояние - IAS, узкий пик с энергией  $E_{IAS} = 8913$  кэВ [36]). При зарядово-обменных возбуждениях ядра  $^{71}\text{Ga}$  с энергией большей энергии отрыва нейтрона  $S_n = 7415.94$  кэВ дочернее ядро  $^{71}\text{Ge}$  переходит в стабильное ядро  $^{70}\text{Ge}$ . Несмотря на то, что энергия  $S_n$  меньше энергии пика гигантского Гамов-Теллеровского



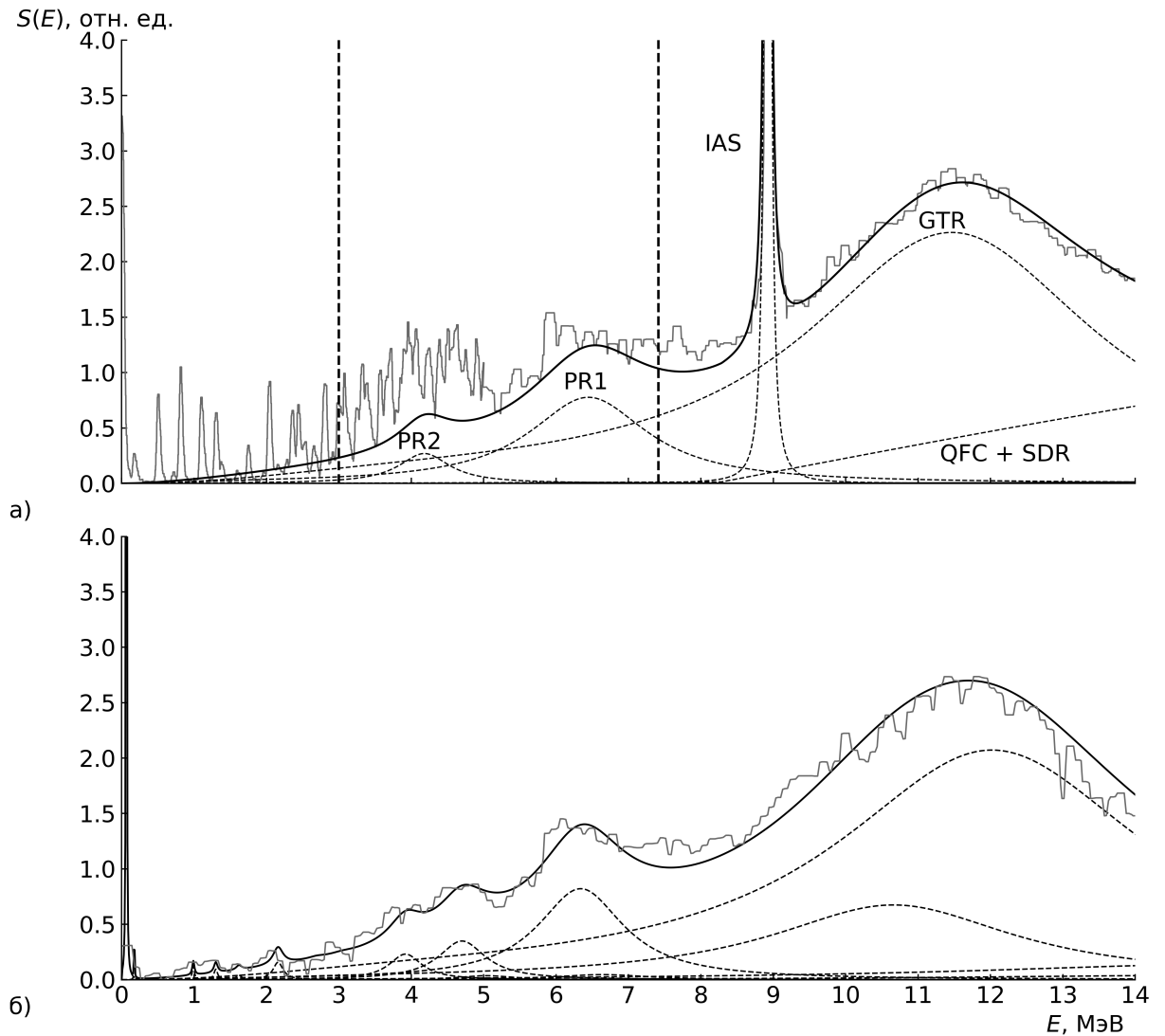


Рисунок 2.6 — а) Экспериментальная зарядово-обменная силовая функция ядра  $^{71}\text{Ga}$ . Серым показаны результаты эксперимента [35]. Черная линия показывает результат фитирования силовой функции. Вертикальными линиями ограничен энергетический диапазон от от 3 МэВ до  $S_n$  — энергии отрыва нейтрона. б) Расчет зарядово-обменной силовой функции, выполненный в теории конечных ферми-систем (ТКФС) [1]. Рисунок из работы (A8) из списка публикаций автора.

резонанса ( $S_n < E_{GTR}$ ), часть резонансной силовой функции  $S(E)$  попадает в интересующую нас область значений энергий с  $E < S_n$ .

### 2.3.2 Расчет сечения и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{71}\text{Ga}$

Полное сечение захвата нейтрино с энергией  $E_\nu$  можно записать в виде суммы низколежащих дискретных и высоколежащих резонансных частей  $\sigma_{total}(E_\nu)$ :

$$\sigma_{total}(E_\nu) = \sigma_{diskr}(E_\nu) + \sigma_{res}(E_\nu) \quad (2.5)$$

где дискретная часть, определяемая табличным спектром возбуждений [35] с  $E_{max} = 3$  МэВ. Резонансная и дискретная части сечения равны нулю при энергиях нейтрино, меньших пороговой энергии  $Q_{EC} = 232.6$  кэВ [45].

При  $E_\nu > Q_{EC}$  дискретное сечение может быть записано как [46]:

$$\sigma_{diskr}(E_\nu) = \frac{1}{\pi} \sum_k G^2 p_e E_e F(Z, E_e) [B(F)_k + \left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2 B(GT)_k] \quad (2.6)$$

где  $E_e, p_e$  энергия и импульс образовавшегося электрона (при условии, что  $E_e - m_e c^2 = E_\nu - Q_{EC} - E > 0$ ),  $F(Z, E_e)$  – функция Ферми,  $G$  – константа взаимодействия, отношение констант аксиального и векторного взаимодействия взято равным 1.276 [47].

Резонансное сечение определяется как [48]:

$$\sigma_{res}(E_\nu) = \frac{g_A^2}{\pi} \int_{\varepsilon_{min}}^{\varepsilon_{max}} G^2 p_e E_e F(Z, E_e) S(E) dE \quad (2.7)$$

где пределы интегрирования  $\varepsilon_{min}, \varepsilon_{max}$  задаются выбранной областью энергий, на которой учитывается вклад непрерывной зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$ .

Силовая функция GT-состояний в резонансной области энергий может быть представлена как сумма силовых функций отдельных пикми-резонансов (PR1, PR2) и Гамов-Теллеровских (GTR) резонансов:

$$S(E) = S_{PR1}(E) + S_{PR2}(E) + \dots + S_{GTR}(E) + \dots \quad (2.8)$$

Форма каждого резонанса с квадратом матричного элемента  $M_k^2 \equiv B(GT)_k$  определяется положением максимума  $E_k$  и шириной  $\Gamma_k$  брейт-вигнеровской аппроксимации:

$$S_k(E) = M_k^2 \frac{\Gamma_k}{(E - E_k)^2 + \Gamma_k^2} \varphi(E) \quad (2.9)$$

где функция  $\varphi(E) = 1 - e^{-\left(\frac{E}{\Gamma_k}\right)^2}$  является форм-фактором [1] который отвечает за выполнение условия  $S(E) = 0$  (или  $\varphi(E) = 0$ ) при энергиях  $E_\nu \leq Q_{EC}$ , то есть энергиях ниже порога реакции.

Форма спектра от переходов в квази-свободные состояния выбрана согласно методу, описанному в работе [14].

$$\frac{d^2\sigma_{QF}}{dE d\Omega} = N_{QF} \frac{1 - \exp[(E_t - E_0)/T]}{1 + \exp[(E_t - E_{QF})/W]^2} \quad (2.10)$$

где параметры  $N_{QF}$  и  $E_{QF}$  подбирались во время фитирования, значения остальных переменных были выбраны согласно [14].

Нормировка силовой функции производилась согласно правилу GT-сумм:

$$\sum_k B(GT)_k + \int_{\Delta_{min}}^{\Delta_{max}} S(E) dE = q_{exp} \cdot 3(N - Z) \quad (2.11)$$

где  $\Delta_{min} = 3$  МэВ и  $\Delta_{max} = 30$  МэВ – максимальная экспериментально известная энергия спектра возбуждений ядра  $^{71}\text{Ge}$ ,  $q_{exp}$  – «экспериментальный» параметр *quenching*-эффекта.

Для интересующего нас диапазона энергий от  $\epsilon_{min} = 3$  МэВ до  $\epsilon_{max} = S_n$  силовая функция запишется как сумма вкладов от GTR и двух верхних пигми-резонансов:

$$S(E) = S_{PR1}(E) + S_{PR2}(E) + S_{GTR}(E) \quad (2.12)$$

На Рис. 2.6–б) показан результат расчета зарядово-обменной силовой функции, выполненный в теории конечных ферми-систем (ТКФС).

Теоретическая зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  изотопов рассчитывались в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем (ТКФС) [1]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений ТКФС для эффективного поля:

$$V_{pn} = e_q V_{pn}^\omega + \sum_{n'p'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}, \quad V_{pn}^h = \sum_{p'n'} F_{np,n'p'}^\omega \rho_{p'n'}^h \quad (2.13)$$

где  $V_{pn}$  и  $V_{pn}^h$  эффективные поля квазичастиц и дырок в ядре,  $V_{pn}^\omega$  – внешнее зарядово-обменное поле. Система секулярных уравнений (2.13) решалась для

разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием  $F_\omega$  в форме Ландау–Мигдала [1]:

$$F_\omega = C_0(f'_0 + g'_0(\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2))(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \quad (2.14)$$

где  $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300 \text{ МэВ}\cdot\text{fm}^3$  ( $\rho$  средняя плотность ядерной материи) и  $f'_0$  и  $g'_0$  параметры, соответственно, изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами и, подбираются из сравнения с экспериментальными данными. Рассчитывались энергии  $E_i$  и квадраты матричных элементов  $M_i^2$  возбужденных изобарических состояний дочернего ядра  $^{71}\text{Ge}$ , образованных разрешенными переходами. Непрерывная часть спектра функции  $S(E)$  рассчитывалась с уширением по Брейт–Вигнеру.

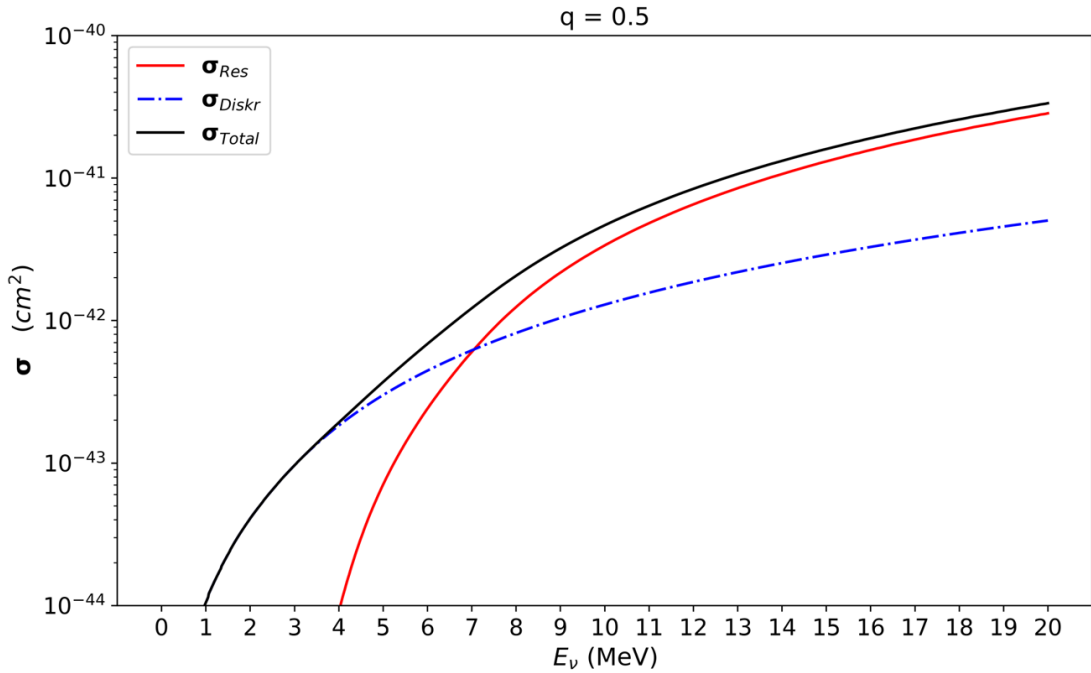


Рисунок 2.7 — Сечение захвата нейтрино в реакции  $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$  в зависимости от выбора варианта силовой функции  $S(E)$ :  $\sigma_{discr}$  - соответствует учету только дискретных уровней,  $\sigma_{res}$  - от только резонансных состояний с энергией от 3 МэВ до энергии отрыва нейтрона  $S_n$ ,  $\sigma_{Total} = \sigma_{discr} + \sigma_{res}$ . Расчеты сделаны для параметра  $q_{exp} = 0.5$

На Рис. 2.7 показаны графики сечений захвата нейтрино в реакции  $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$  в зависимости от выбора варианта силовой функции  $S(E)$ :  $\sigma_{discr}$  - соответствует учету только дискретных уровней,  $\sigma_{res}$  - от только резонансных состояний с энергией от 3 МэВ до энергии отрыва нейтрона  $S_n$ ,

$\sigma_{Total} = \sigma_{discr} + \sigma_{res}$ . Видно, что с ростом энергии нейтрино в сечении начинает доминировать вклад от резонансной части силовой функции  $S(E)$ .

Скорость захвата нейтрино вычисляется через свертку сечений с плотностями потока налетающих солнечных нейтрино:

$$R = \int_0^{E_{max}} \rho_{solar}(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu, \quad (2.15)$$

где  $E_{max} = 18.79$  МэВ соответствует максимальной энергии нейтрино в her канале:  ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ . Потоки нейтрино брались из модели Солнца BS05(OP) [15].

Таблица 1 — Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от значения *quenching*-параметра  $q$  в единицах SNU для  ${}^{71}\text{Ga}$ .  $R_{discr}$  - соответствует учету только дискретных уровней,  $R_{res}$  - от только резонансных состояний с энергией от 3 МэВ до энергии отрыва нейтрона  $S_n$ ,  $R_{total} = R_{discr} + R_{res}$ . Таблица взята из работы (A8) из списка публикаций автора.

Скорость захвата [SNU]	Расчет $q_{exp} = 1$	Расчет $q_{exp} = 0.5$	[35]
$R_{discr}$	119.5	119.5	115.9
$R_{res}$	14.2	7.0	6.5
$R_{total}$	133.7	126.5	122.4

Таблица 2 — Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от значения параметра  $q_{exp}$  по каналам реакции в единицах SNU для  ${}^{71}\text{Ga}$ .

Скорость захвата [SNU]	pp	pep	${}^7\text{Be}$	${}^8\text{B}$	CNO	Полная скорость захвата
$R_{total}$ [35]	69.9	3.4	36.7	10.1	2.2	122.4
$R_{total} q_{exp} = 1$	72.0	3.5	38.1	17.7	2.3	133.7
$R_{total} q_{exp} = 0.5$	72.0	3.5	38.1	10.6	2.3	126.5

Наиболее актуальные экспериментальные измерения [35] дают оценку в 122.4 SNU (см. табл. 1) где  $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$  событий/(нуклон · с)), в том числе 6.5 SNU за счет резонансной части спектра возбуждений. В работе [35] используются экспериментальные данные по потокам солнечных нейтрино.

Приведенная в данной работе оценка скорости реакции с теми же потоками нейтрино отличается от [35] как в области энергий от 0 до 3 МэВ, так и от 3 МэВ до  $S_n$ . Это связано с разными примененными методиками обработки данных в области дискретных состояний. А в области резонансных состояний было

использовано предположение о пигми-структуре непрерывных возбужденных состояний, что позволяет свести вопрос о точном значении скорости реакции к оценке *quenching*-параметра.

В Таблице 1 приведено сравнение оценки скорости захвата в единицах SNU (количеству событий в секунду на  $10^{36}$  ядер мишени) из [35] с расчетами на основе экспериментальной зарядово-обменной силовой функции с разными оценками *quenching*-параметра  $q_{exp}$ .  $R_{discr}$  - соответствует учету только дискретных уровней,  $R_{res}$  - от только резонансных состояний с энергией от 3 МэВ до энергии отрыва нейтрона  $S_n$ .

## 2.4 Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{127}\text{I}$

В этой главе проведен анализ экспериментальных данных по реакции перезарядки  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  и рассчитаны сечения захвата солнечных нейтрино для  $^{127}\text{I}$ . Глава основывается на результатах, опубликованных в работах (A5), (A7) из списка публикаций автора.

Содержащее йод вещество можно использовать как детектор солнечных (или от сверхновой) нейтрино, используя реакцию:



При взаимодействии электронного нейтрино с ядром  $^{127}\text{I}$  образуется электрон и ядро  $^{127}\text{Xe}$ . Из разницы масс следует что порог данной реакции 0.662 МэВ. Однако спин основного состояния ядра  $^{127}\text{I}$  равен  $J_{g.s.}^\pi = 5/2^+$ , а для ядра  $^{127}\text{Xe}$  спин основного состояния  $J_{g.s.}^\pi = 1/2^+$ , поэтому такой переход запрещен. В результате эффективный порог реакции захвата нейтрино составляет  $\approx 0.787$  МэВ. так как энергия первого возбужденного уровня с подходящим спином  $J^\pi = 3/2^+$  в ядре  $^{127}\text{Xe}$  составляет  $\approx 125$  кэВ.

На Рис. 2.8 дана схема возбужденных изобарических состояний изотопа  $^{127}\text{I}$  с образованием  $^{127}\text{Xe}$ . В результате реакции 2.16 образуется ядро  $^{127}\text{Xe}$  в возбужденном состоянии (знак \* в формуле реакции), которое, в зависимости от энергии налетающего нейтрино, может распасться в основное состояние  $^{127}\text{Xe}$  с последующим распадом в  $^{127}\text{I}$  (период полураспада  $T_{1/2} = 36.4$  дней). При

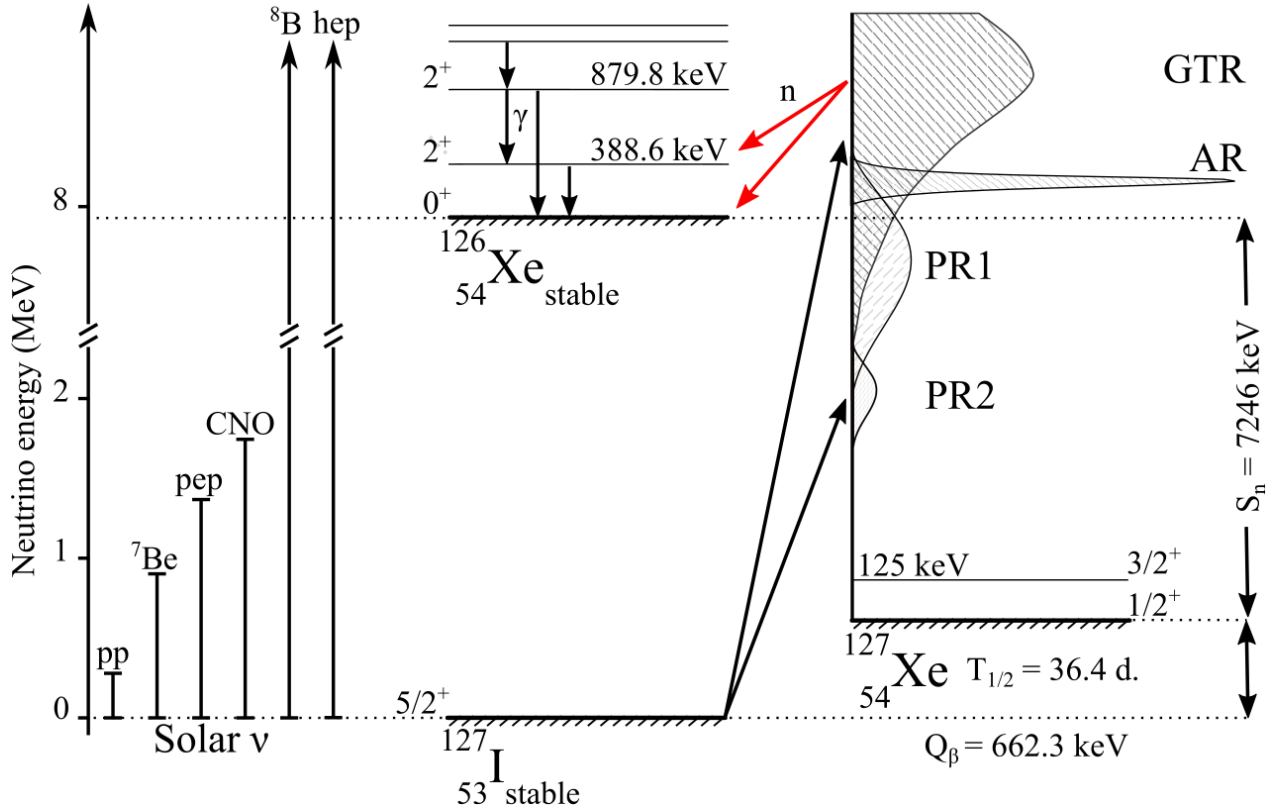


Рисунок 2.8 — Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{127}\text{Xe}$  в реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  с распадом высоколежащих возбуждений в стабильный изотоп  $^{126}\text{Xe}$  с эмиссией нейтрона. Обозначены гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и, расположенные ниже два пигми резонанса (PR).  $S_n$  — энергия отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$ . Схематично показаны энергии потоков солнечных нейтрино. Рисунок из работы (A5) из списка публикаций автора.

Таблица 3 — Пороги для реакции захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  в зависимости от конечного состояния.

Реакция	Порог [МэВ]
$\nu_e + ^{127}\text{I} \rightarrow e^- + ^{127}\text{Xe}^*$	0.787
$\nu_e + ^{127}\text{I} \rightarrow ^{126}\text{Xe} + e^- + n$	7.886
$\nu_e + ^{127}\text{I} \rightarrow ^{125}\text{Xe} + e^- + 2n$	17.934
$\nu_e + ^{127}\text{I} \rightarrow ^{126}\text{I} + e^- + p$	8.362

высоких энергиях возбуждения будут образоваться ядра  $^{126}\text{Xe}$ ,  $^{125}\text{Xe}$ , сопровождающее вылетом одного, двух нейтронов. Пороги соответствующих процессов даны в таблице 3.

Интерес к детекторам солнечных нейтрино на основе  $^{127}\text{I}$  связан, во первых, со 100% изотопном содержании  $^{127}\text{I}$  в природном йоде, и во вторых, с низким порогом захвата нейтрино, благодаря чему такой детектор будет чув-

ствителен не только к нейтрину от канала  ${}^8\text{B}$  но и к  ${}^7\text{Be}$  нейтрину. В 1988 г. В. Хакстон [49] обратил внимание на то, что сечение  $\sigma(E)$  в реакции 2.16 на йоде должно быть существенно больше, чем на хлоре и объем йодного детектора можно сделать во много раз большим, чем хлорного. Но расчетов сечения  $\sigma(E)$  приведено не было, а были сделаны только оценки, и в следующем году были проведены расчеты Ю. С. Лютостанским и Н. Б. Шульгиной [50], с учетом резонансной структуры зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  дочернего ядра  ${}^{127}\text{Xe}$ . Позже в 1991 г. эти расчеты были уточнены [48] с учетом особенностей нормировки силовой функции  $S(E)$  и был учтен *quenching* – эффект. Несколько лет позже в 1999 г. силовая функция  $S(E)$  была измерена в реакции  ${}^{127}\text{I}(p, n){}^{127}\text{Xe}$  [51] и предсказания авторов [48; 50] неплохо совпали с экспериментальными данными. Также необходимо отметить расчеты Энгеля, Питтеля и Вогеля (J. Engel, S. Pittel, P. Vogel) [52; 53], проведенные в то же время. Как было позже показано в [51], сравнение с экспериментальной зависимостью силовой функции  $S(E)$  показало, что лучшая предсказательная точность оказалась у расчетов [48].

В недавних работах [54; 55], сделанных при участии автора было показано, что через отношение изотопов  ${}^{126}\text{Xe}/{}^{127}\text{Xe}$ , образованных в ходе реакции захвата солнечных нейтрино 2.16, можно судить о соотношении высокоэнергетичных нейтрино от Солнца к низкоэнергетичным, что позволяет сделать выбор между моделью потока солнечных нейтрино с низкой металличностью Солнца или же наоборот, с высокой металличностью.

Экспериментальные измерения сечения захвата нейтрино ядром  ${}^{127}\text{I}$  были проведены на пучке электронных нейтрино от ускорителя LAMPF ( Los Alamos Meson Physics Facility) в США в 90-х годах прошлого века [56]. Протоны от ускорителя с энергией 800 МэВ сталкивались с мишенью, в результате чего рождалось большое число  $\pi^+$  мезонов. Они распадались в покое внутри мишени на  $\mu^+$  и  $\nu_\mu$ , чей последующий распад и давал поток  $\bar{\nu}_\mu$  и  $\nu_e$ . Спектр нейтрино от ускорителя показан на Рис. 2.9. В качестве детектора использовалась емкость с 1540 кг  ${}^{127}\text{I}$  в виде NaI, растворенного в воде. Поток нейтрино в точке детектора составлял  $5 \times 10^7 \nu_e / (cm^2 \cdot s)$ . Образовавшиеся в результате захвата электронных нейтрино атомы  ${}^{127}\text{Xe}$  каждые несколько недель радиохимическим путем извлекались из раствора и помещались в пропорциональный счетчик, где подсчитывалось число распадов  ${}^{127}\text{Xe}$  обратно в  ${}^{127}\text{I}$ . Несмотря на то, что энергии нейтрино от ускорителя достигали более 50 МэВ, такой детектор



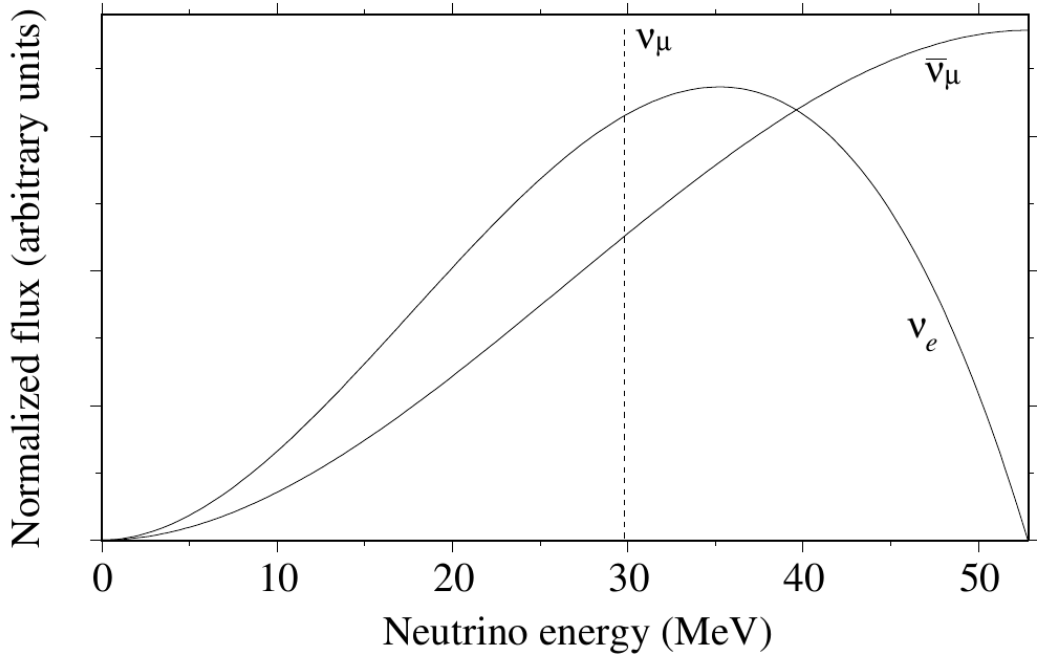


Рисунок 2.9 — Спектр нейтрино от ускорителя LAMPF [56].

был чувствителен только к нейтрино с энергиями ниже порога отрыва нейтрона (7.886 МэВ) так как в пропорциональных счетчиках можно было измерить только число атомов  $^{127}\text{Xe}$ . В эксперименте было получено, что для нейтрино с энергиями ниже порога отрыва нейтрона сечение захвата ядром  $^{127}\text{I}$  составляет  $2.84 \pm 0.91(\text{stat.}) \pm 0.25(\text{syst.}) \times 10^{-40} \text{cm}^2$  что, по словам авторов, хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями [56].

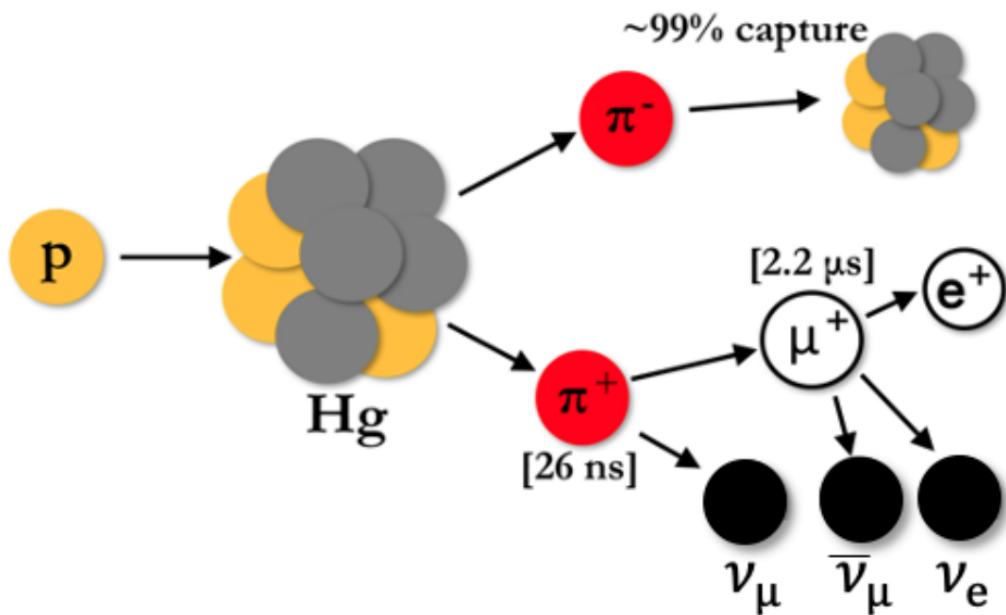


Рисунок 2.10 — Схема рождения нейтрино на ускорителе SNS [57].

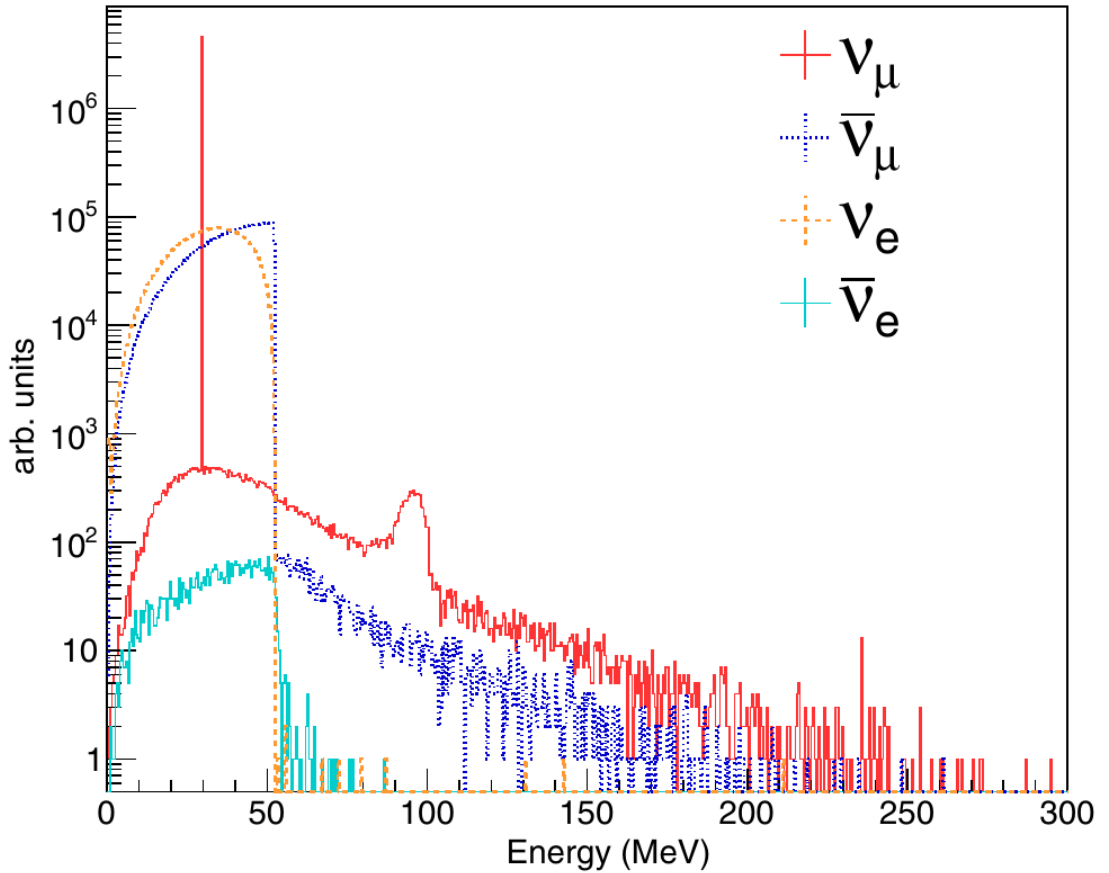


Рисунок 2.11 — Спектр нейтрино от ускорителя SNS [58].

Также измерение сечения процесса  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  были проведены коллаборацией COHERENT на пучке нейтрино от ускорителя SNS (Spallation Neutron Source) в Ок-Риджской национальной лаборатории в США [9]. Схема рождения нейтрино на SNS показана на Рис. 2.10. На ускорителе сгустки протонов с кинетической энергией около 1 ГэВ сталкиваются с мишенью из жидкой ртути с частотой 60 Гц. Образовавшиеся в результате столкновений большое количество заряженных  $\pi$ -мезонов останавливаются внутри мишени за счёт ионизационных потерь. При распаде  $\pi^+$ -мезона рождается  $\mu^+$  и моноэнергетичное мюонное нейтрино с энергией 29.8 МэВ. Антимюон далее распадается на позитрон, электронное нейтрино и мюонное антинейтрино, причём энергия последних двух достигает 52.8 МэВ (см. Рис 2.11).  $\pi^-$ -мезоны захватываются ядрами и не участвуют в рождении нейтрино.

В качестве детекторов нейтрино использовался массив из 24 сцинтилляционных кристаллов NaI[Tl] общей массой в  $\approx 185$  кг, каждый кристалл просматривался фотоэлектронным умножителем Burle S83013. Схема детектора дана на Рис. 2.12. Детектор располагался на расстоянии 18.7 м от ртутной мишени ускорителя SNS, ожидаемый поток нейтрино в этой точке составлял



Рисунок 2.12 — Вид в разрезе детектора NaIvE. Зеленым цветом выделены панели мюонной вето-системы [9].

$5.4 \times 10^7 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Для анализа рассматривались события в энергетическом диапазоне от 10 до 55 МэВ, из спектра которых извлекались сечения как для процесса  $\nu_e + {}^{127}\text{I} \rightarrow e^- + {}^{127}\text{Xe}^*$  (без вылета нейтрона,  $0n$ ), так и для процессов  $\nu_e + {}^{127}\text{I} \rightarrow {}^{126}\text{Xe} + e^- + n$ ,  $\nu_e + {}^{127}\text{I} \rightarrow {}^{125}\text{Xe} + e^- + 2n$  (с вылетом одного и более нейтронов,  $\geq 1n$ ). Необходимо заметить, что так как максимум спектра электронных нейтрино от ускорителя SNS приходился на энергию  $\approx 35$  МэВ, они возбуждали ядро  ${}^{127}\text{Xe}$  до областей гигантских резонансов. Для событий без вылета нейтрона,  $0n$ , экспериментально измеренное сечение захвата нейтрино хорошо согласовалось как с теоретическими предсказаниями по методу Монте-Карло, так и с предыдущими измерениями, выполненными в Лос-Аламосе:  $\sigma(0n) = 5.2_{-3.1}^{+3.4} \times 10^{-40} \text{ cm}^2$ . Однако измеренное сечение для процессов,

сопровождающихся вылетом одного и более нейтронов ( $\geq 1n$ ) оказалось значительно меньше теоретических предсказаний [9].

### 2.4.1 Структура зарядово-обменных возбуждений ядра $^{127}\text{I}$

На Рис. 2.8 схематически показаны возбужденные состояния ядра-изобары  $^{127}\text{Xe}$ , различные участки спектра возбуждений и изотопы, образующиеся в результате нейтринных захватов ядром  $^{127}\text{I}$  и последующих распадов. Обозначены: пороговая энергия  $Q_\beta = 662.3 \pm 2.0$  кэВ и энергия отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$ ,  $S_n = 7246 \pm 5$  [45]. Возбужденные состояния ядра  $^{127}\text{Xe}$  с энергией превышающей  $S_n$  будут распадаться с эмиссией нейтрона в стабильный изотоп  $^{126}\text{Xe}$  и, таким образом в реакции захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  будут образовываться два изотопа  $^{127}\text{Xe}$  и  $^{126}\text{Xe}$  [54]. Если распад будет происходить в возбужденные состояния ядра  $^{126}\text{Xe}$  то последующий распад приведет к эмиссии одного или нескольких гамма-квантов.

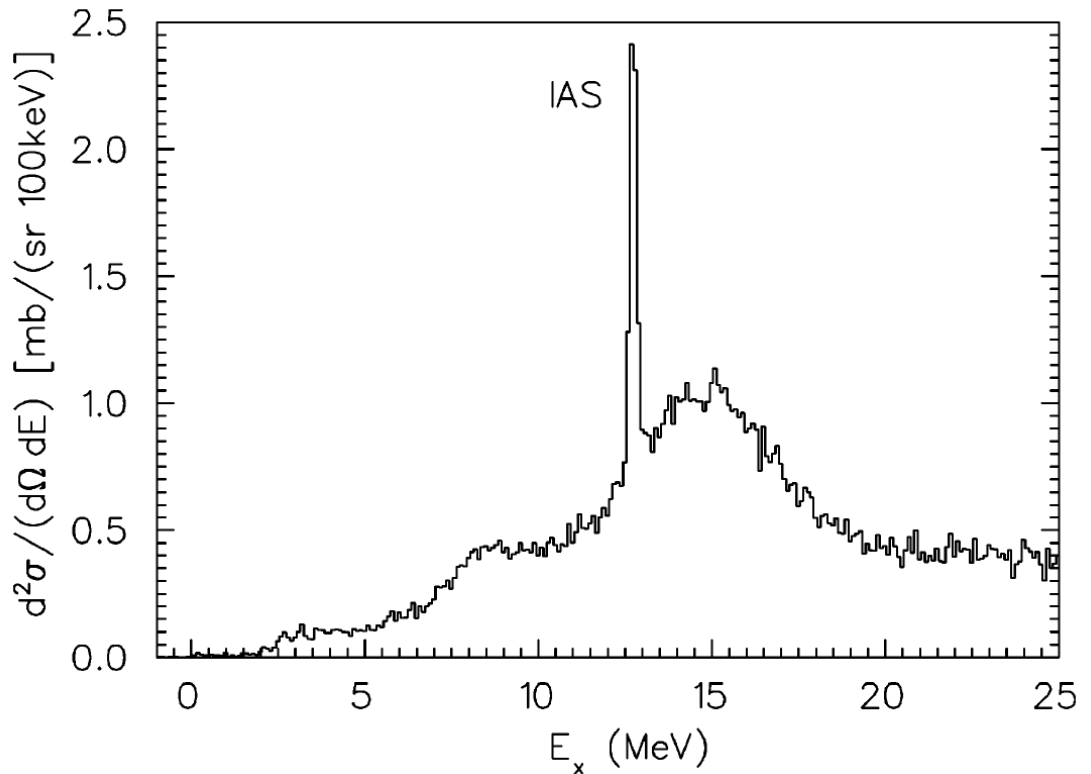


Рисунок 2.13 — Структура зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{127}\text{Xe}$  в реакции перезарядки  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  [51].

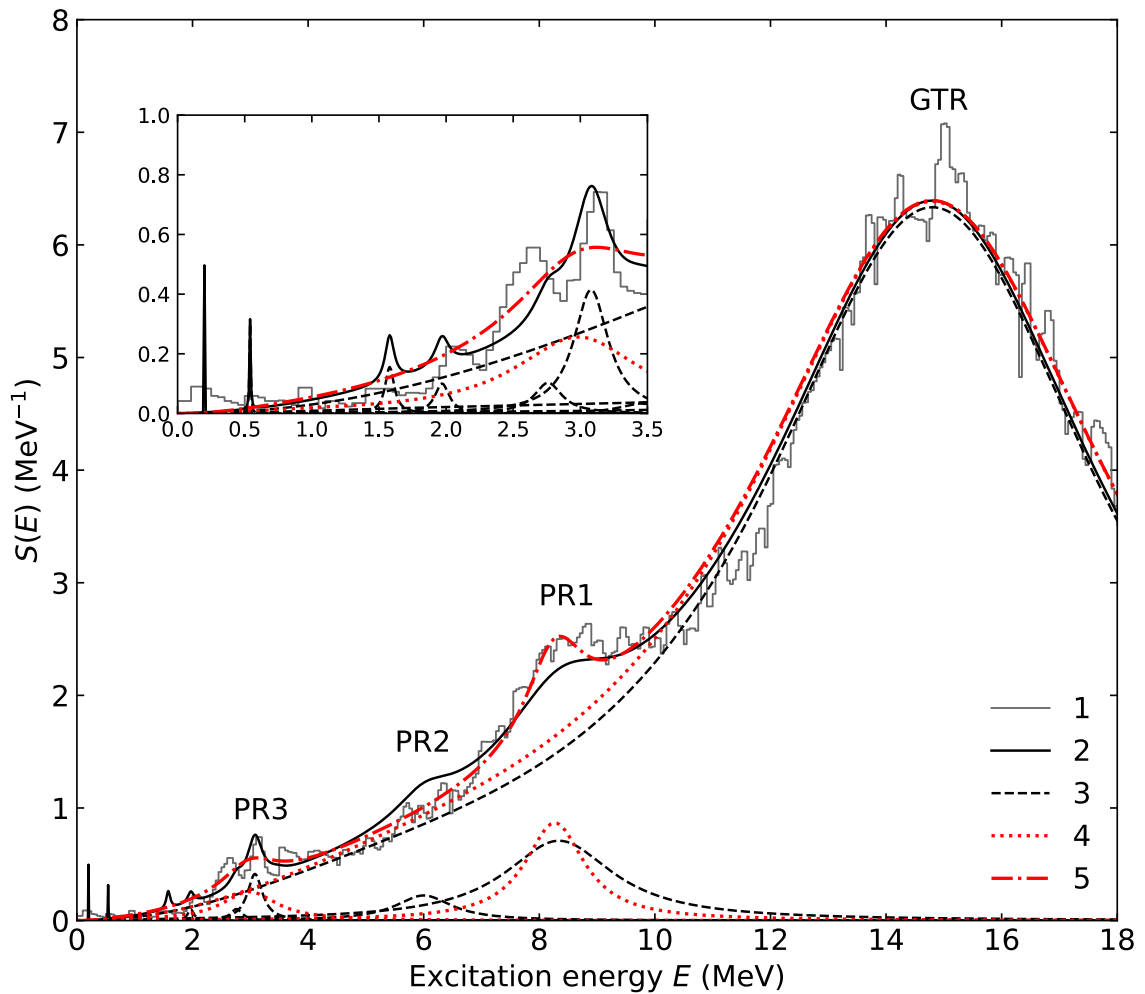


Рисунок 2.14 — (1) — экспериментальная зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  измеренная в в реакции перезарядки  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ , (2,3) — суммарная теоретическая силовая функция, полученная в рамках ТКФС (2) и отдельные ГТ-резонансы в ней (3), (4,5) — разложение экспериментальной функции  $S(E)$  на отдельные резонансы (5) и суммарный фит (4). Рисунок из работы (A5) из списка публикаций автора.

Экспериментальные измерения структуры зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{127}\text{Xe}$  в реакции перезарядки  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  были выполнены на циклотроне университета Индианы (Indiana University Cyclotron Facility — IUCF) в конце 90-х годов в США [51]. В ходе эксперимента пучки протонов с энергиями 94.1, 159.1, и 197.4 МэВ сталкивались с мишенью из  $^{40}\text{CaI}_2$ , вылетающие нейтроны детектировались нейтронным поляриметром INPOL на расстоянии 159 м от мишени. Было достигнуто энергетическое разрешение  $\Delta E = 193$  кэВ. Спектр реакции перезарядки  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  при энергии налетающих протонов  $T_p = 159.1$  МэВ до энергии возбуждения 25 МэВ показан на Рис 2.13. В структуре спектра реакции перезарядки выделяются

три типа изобарических резонансов: гигантский Гамов-Теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и, расположенные ниже Гамов-Теллеровские пигми резонансы (PR). В работе [51] дано положение аналогового резонанса (AR)  $E_x = 12.68 \pm 0.05$  МэВ и оценка положения гигантского Гамов-Теллеровского резонанса ( $E_x \approx 14.5$  МэВ).

Экспериментальная зарядово-обменная силовая функция ядра  $^{127}\text{Xe}$  показана на Рис. 2.14 – (1), совместно с теоретической силовой функцией, полученной в рамках микроскопической теории конечных ферми-систем [1] – (2). Экспериментальная силовая функция ядра была аппроксимирована (см. (4) и (5) на Рис. 2.14) в виде суммы гигантского Гамов-Теллеровского (GTR) и двух пигми резонансов (PR1, PR3) с Брейт-Вигнеровской формой (см. формулу 2.9). Из разложения экспериментальной  $S(E)$  на отдельные резонансы получены положения их пиков:  $E_{GTR} = 14.6$  МэВ,  $E_{PR1} = 8.3$  МэВ,  $E_{PR3} = 3.1$  МэВ, которые хорошо согласуются с предсказаниями теории (расхождение не более 100 кэВ).

Расчет теоретической силовой функции  $S(E)$  для ядра  $^{127}\text{Xe}$  проводился в рамках теории конечных ферми-систем (ТКФС): система секулярных уравнений для эффективного поля (2.13) решалась для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием  $F_\omega$  в форме Ландау-Мигдала (2.14). Для расчетов использовались значения параметров изоспин-изоспинового  $f'_0$  и спин-изоспинового  $g'_0$  взаимодействия, равные  $f'_0 = 1.351 \pm 0.027$  и  $g'_0 = 1.214 \pm 0.048$ , которые были получены недавно [59] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и Гамов-Теллеровских (20 ядер) резонансов. Рассчитывались энергии  $E_i$  и квадраты матричных элементов  $M_i^2$  возбужденных изобарических состояний дочернего ядра  $^{127}\text{Xe}$ , образованных разрешенными переходами. Силовая функция нормировалась согласно правилу сумм для GT-переходов (1.30). При нормировке использовалось значение  $E_{max}=20$  МэВ как в эксперименте [51]. Для параметра  $q$ , характеризующего недобор в правиле сумм относительно теоретического максимума  $3(N-Z)$  (*quenching*-эффект), бралось значение  $q = 0.81$  (в эксперименте было получено значение  $q = 0.85$  [51]).

### 2.4.2 Расчет сечения и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{127}\text{I}$

Сечение нейтринного захвата  $\sigma(E)$  ядром  $^{127}\text{I}$  было рассчитано как с экспериментальной зарядово-обменной силовой функцией  $S(E)$  (см. (2) на Рис. 2.15) так и с силовой функцией  $S(E)$ , рассчитанной по ТКФС (см. (2) на Рис. 2.15). Максимальное расхождение полного сечения наблюдается в районе 1.5 – 2.5 МэВ, а при энергиях превышающих 6 МэВ сечения различаются не более чем на 10%. Для анализа влияния зарядово-обменных резонансов на ве-

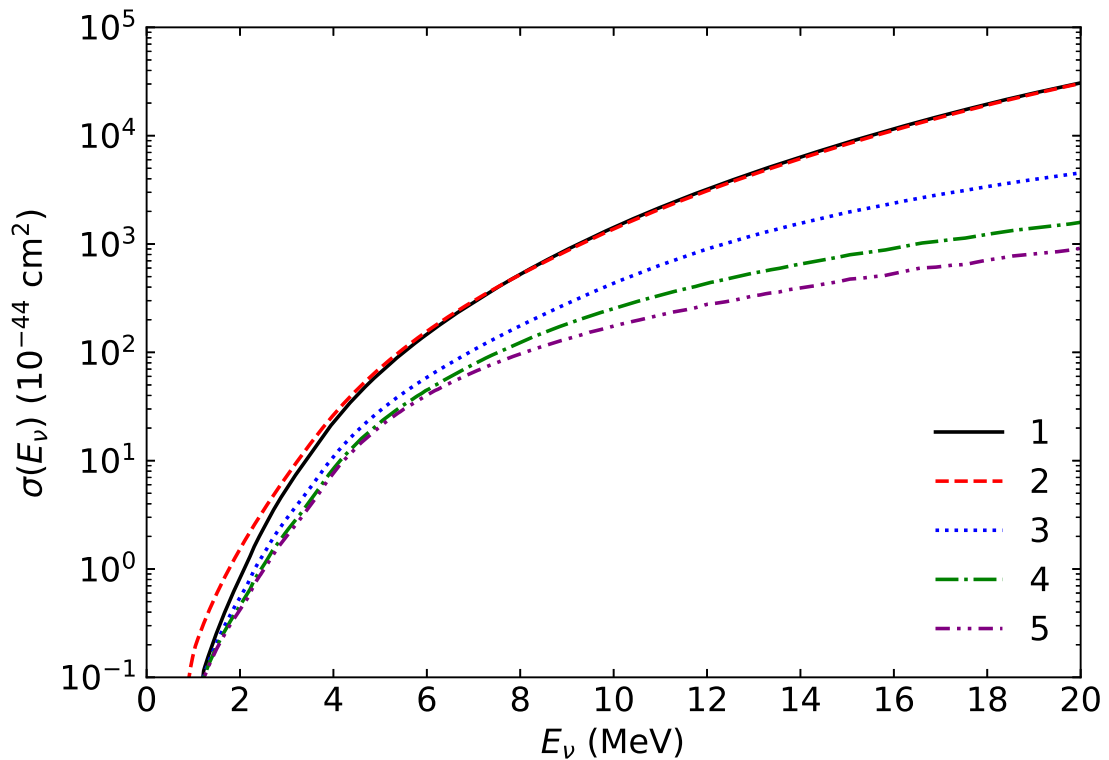


Рисунок 2.15 — Сечение нейтринного захвата  $\sigma(E)$  в реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  в зависимости от выбора варианта силовой функции  $S(E)$ . (1) – расчет с теоретической  $S(E)_{theor.}$ , (2) – расчет с экспериментальной  $S(E)_{exp.}$ , (3)  $S(E)_{theor.} - S(GTR)$ , (4)  $S(E)_{theor.} - S(GTR) - S(PR1)$ , (5)  $S(E)_{theor.} - S(GTR) - S(PR1) - S(PR2)$ . Рисунок из работы (A5) из списка публикаций автора.

личину сечения  $\sigma(E)$  были также проведены расчеты без учета GTR и без учета пиغمы резонансов. Не учет только двух резонансов GTR и PR1 уменьшает сечение  $\sigma(E)$  на величину от  $\approx 25\%$  до  $\approx 80\%$  при изменении энергии нейтрино в интервале 2 – 12 МэВ. Вклад аналогового резонанса (AR) в сечение пренебрежимо мал, меньше  $\approx 1\%$ . Расчет производился аналогично расчету

для  $^{128,130}\text{Te}$  с тем отличием, что использовалась табличная Ферми-функция из работ Н. Behrens, J. Jänecke [60].

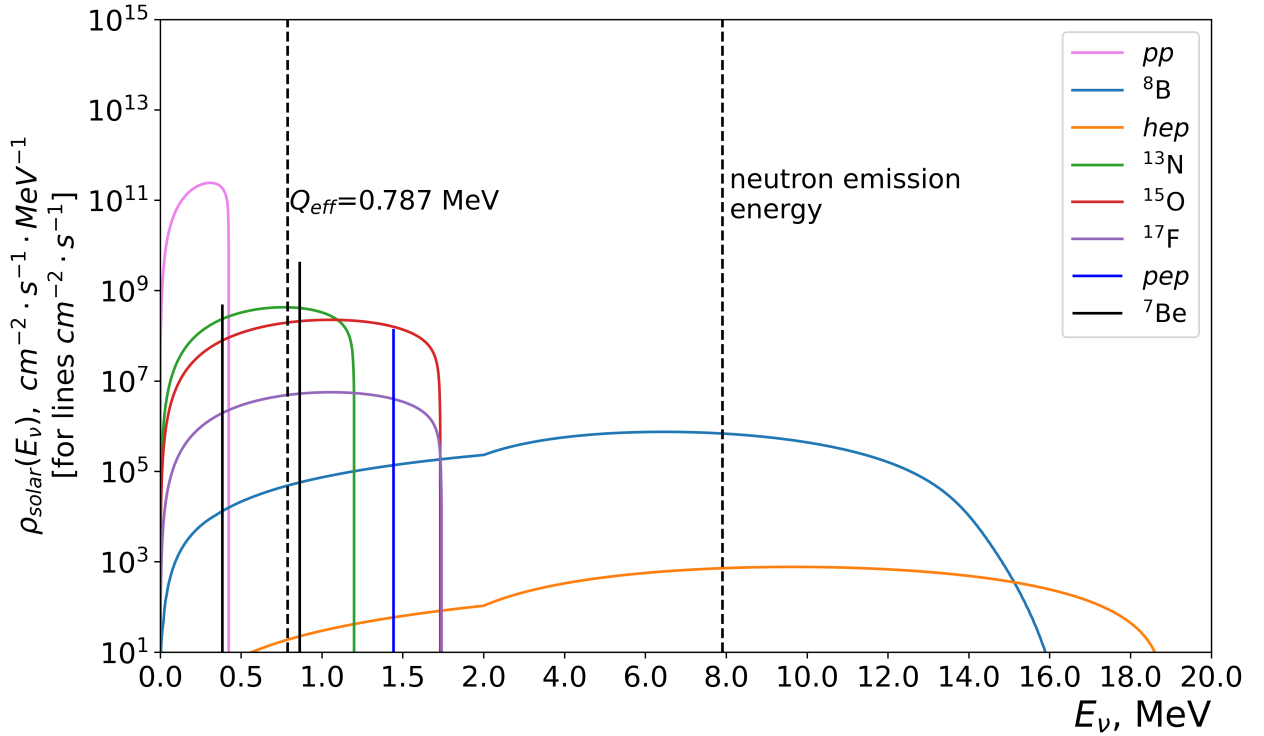


Рисунок 2.16 — Спектр солнечных нейтрино согласно модели BS05(OP) [15]. Слева прерывистой вертикальной линией указан эффективный порог захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$ , справа показан порог отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$ . По оси абсцисс после 2 МэВ меняется масштаб.

Скорости захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  рассчитывались согласно уравнению 4.3.2, потоки солнечных нейтрино брались из модели BS05(OP) [15]. На Рис. 2.16 показан спектр солнечных нейтрино согласно модели BS05(OP) совместно с эффективным порогом реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  и порогом реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^- + n)^{126}\text{Xe}$  с отрывом одного нейтрона.

Численные значения скорости захвата  $R$  солнечных нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  даны в таблице 4 в единицах SNU (SNU – Solar Neutrino Units, одно взаимодействие на  $10^{36}$  ядер мишени). Расчеты скоростей захвата были выполнены как без учета энергии отрыва нейтрона –  $R(^{127}\text{Xe} + ^{126}\text{Xe})$ , так и до энергии отрыва нейтрона в ядре –  $R(^{127}\text{Xe})$ , также была рассчитана скорость образования стабильного изотопа  $^{126}\text{Xe}$  –  $R(^{126}\text{Xe})$ . Т.к. эффективный порог реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  равен  $Q_{eff} = 0.787$  МэВ, наиболее интенсивные солнечные нейтрино от  $pp$  канала энергией  $E_\nu \leq 0.420$  МэВ отсекаются и в скорости захвата будут доминировать нейтрино от  $^7\text{Be}$  ( $E_\nu = 0.862$  МэВ) и  $^8\text{B}$  ( $E_\nu < 16$  МэВ)



Таблица 4 — Скорости захвата солнечных нейтрино  $R$  в единицах SNU для изотопа  $^{127}\text{I}$  с экспериментальной силовой функцией (см. Рис. 2.14). Таблица из работ (A5) и (A7) из списка публикаций автора.

	$^8\text{B}$	$hep$	$^{13}\text{N}$	$^{15}\text{O}$	$^7\text{Be}$	Total
$R (^{127}\text{Xe} + ^{126}\text{Xe})$	33.232	0.204	0.168	0.514	3.031	37.904
$R(\text{no GTR})$	9.818	0.047	0.165	0.483	3.012	14.223
$R(\text{no GTR, PR1})$	6.018	0.019	0.164	0.468	3.002	10.345
$R(^{127}\text{Xe})$	27.889	0.117	0.168	0.514	3.031	32.474
$R(^{126}\text{Xe})$	5.344	0.086	0	0	0	5.430

(см. Рис. 2.16 и таблицу 4). При этом высокоэнергетичные нейтрино от канала  $^8\text{B}$  будут возбуждать ядро до областей гигантских резонансов и соответственно в сечение  $\sigma(E)$  и в скорость захвата  $R$  их вклад будет доминирующим. Действительно, как видно из таблицы 4, не учет даже GTR приводит к сильному сокращению скорости захвата свыше 60%.

Из таблицы 4 видно, что количество образованных изотопов  $^{126}\text{Xe}$  будет является индикатором жестких борных нейтрино в солнечном спектре. Согласно расчетам, относительное количество изотопов  $^{127}\text{Xe}$  к  $^{126}\text{Xe}$  должно составлять  $\approx 15\%$ . Это представляется интересным для будущих экспериментов с йодным детектором.

## 2.5 Заключение к Главе 2

В этой главе было исследовано влияние высоколежащих резонансов в зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  на сечения захвата солнечных нейтрино ядрами  $^{71}\text{Ga}$  и  $^{127}\text{I}$ . Оба этих изотопа предлагались ( $^{127}\text{I}$ ), или были использованы ( $^{71}\text{Ga}$ ) в качестве мишеней в радиохимических детекторах солнечных нейтрино. Проведен анализ известных экспериментальных данных по силовой функции  $S(E)$ , полученных в реакциях  $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$  [35] и  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  [51]. Проведены расчеты сечений захвата  $\sigma(E)$  для солнечных нейтрино для ядер  $^{71}\text{Ga}$  и  $^{127}\text{I}$ .

Для изотопа  $^{71}\text{Ga}$  учет резонансной части силовой функции дает дополнительный вклад порядка 5% в итоговую скорость захвата. Причиной этому низкий порог реакции захвата нейтрино  $E_{th} = 0.2332$  МэВ, в результате чего в скорости захвата доминируют низкоэнергетичные pp-нейтрино (см. Таблицу 2).

Обратная ситуация для  $^{127}\text{I}$ . Здесь неучет даже одного высоколежащего гамов-теллеровского резонанса приводит к существенному уменьшению скорости захвата солнечных нейтрино свыше 60% для  $^{127}\text{I}$  (см. Таблицу 4).

В расчётах не учитывалось влияние осцилляций нейтрино. Нейтринные осцилляции уменьшают количество электронных нейтрино, которые долетают до Земли, из-за их превращения в другие типы нейтрино.

### Глава 3. Влияние Ферми-функции на сечение захвата нейтрино

На вероятность и форму спектра  $\beta$ -распада оказывают влияние не только ядерные матричные элементы, характеризующие волновые функции нуклонов, но и волновые функции образующихся лептонов - электронов и нейтрино. Волновую функцию нейтрино с хорошей точностью можно принять как волновую функцию свободной частицы. Электрон же взаимодействует с полем атома. Ферми-функция характеризует искажение волновой функции полем дочернего ядра. Решать задачу о влиянии поля атома на волновую функцию электрона можно решать как точно, решая уравнение Дирака с соответствующим потенциалом, так и используя различные приближения.

В большинстве современных работ по тематике взаимодействия нейтрино с веществом специально не обсуждается проблематика связанная с Ферми-функцией. Несмотря на активную проработку различных вариантов расчета Ферми-функции в предыдущие десятилетия, до сих пор нет "стандартного" общепризнанного её варианта. Это сильно усложняет сравнение сечений захвата нейтрино рассчитанных разными авторами. В данной главе представлено сравнение разных вариантов расчета Ферми-функции и его влияния на сечения захвата нейтрино на примере ядра  $^{127}\text{I}$ . Глава основывается на результатах, опубликованных в работе (A2) из списка публикаций автора.

#### 3.1 Определение Ферми-функции и некоторые поправки к ней

Общее выражение для определения функции  $F(Z, W, A)$  впервые было дано в работе Ферми 1934 г. [20] по теории  $\beta$ -распада:

$$F_0(Z, A, W) = 4(2pR)^{2(\gamma-1)} \frac{|\Gamma(\gamma + iy)|^2}{(\Gamma(1 + 2\gamma))^2} e^{\pi y}, \gamma = \sqrt{1 - (\alpha Z)^2}, y = \pm \alpha ZW/p. \quad (3.1)$$

Формула 3.1 выведена в приближении точечного заряда ядра. Если вместо точечного ядра рассматривать ядро конечного размера то необходимо ввести поправочный коэффициент  $L_0$ :

$$F(Z, A, W) = F_0 \cdot L_0.$$

Ядро в этом случае представляется равномерно заряженной сферой конечного радиуса  $R$ . Явное выражение для  $L_0$  модельно-зависимо. В работе [60] поправка на конечный размер ядра получена через численное решение уравнения Дирака:

$$L_0 = 1 \mp \frac{13}{15} \alpha Z W R + \dots \quad (3.2)$$

Более тщательные расчеты сделанные Вилкинсоном [61] дают следующее выражение для  $L_0$ :

$$L_0 = 1 + \frac{13}{60} (\alpha Z)^2 \mp \frac{\alpha Z W R (41 - 26\gamma)}{[15(2\gamma - 1)]} \mp \frac{\alpha Z R \gamma (17 - 2\gamma)}{[30W(2\gamma - 1)]} + \Omega \quad (3.3)$$

В работах Джелепова-Зыряновой [63] и Сулова [64] также был рассмотрен вопрос влияния конечного размера ядра на значение Ферми-функции. Кроме этого, в работах Сулова [64] и Янеки [60] была описана еще и поправка, характеризующая влияние орбитальных электронов (экранировка). Подробный обзор поправок к Ферми-функции дан в работе [62].

На Рис. 3.1 показаны значения разных вариантов Ферми-функций. Заметно что с ростом энергии расхождение увеличивается до  $\approx 15\%$ .

Отдельной темой является вопрос описания радиуса ядра для расчета поправок. Формула  $F_0$  и в поправочный член  $L_0$  явно зависят значения радиуса ядра  $R$ , которое выбрано при расчетах, а также от предположений о распределении заряда в ядре. В среднем диапазоне масс изотопов ( $A \approx 100$ ), в предположении равномерного распределения заряда, радиус ядра принято определять как  $R = r_0 \cdot A^{1/3} = 1.20 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$  [65]. Вид формулы для  $R$  зависит от распределения  $\rho(r)$  заряда в ядре. Так, отходя от равномерного распределения, и полагая

$$\rho(r) = \rho_0 \cdot [1 + \exp[(r - R)/a]]^{-1} \quad (3.4)$$

при  $\rho_0 = 0.17 \text{ nucl.} \cdot \text{fm}^{-3}$  и  $a = 0.54 \text{ fm}$ , можно получить [65]:

$$R \approx (1.12 \cdot A^{1/3} - 0.86 \cdot A^{-1/3} + \dots) \text{ fm} \quad (3.5)$$

В неявном виде зарядовые распределения входят и в расчеты  $R$  из анализа данных по энергиям изобарических аналоговых состояний (см. например, [66], [67], [68]). Таким образом, было получено для зарядового радиуса (для ядер  $A \geq 40$ )  $R_C = 1.25 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$ .

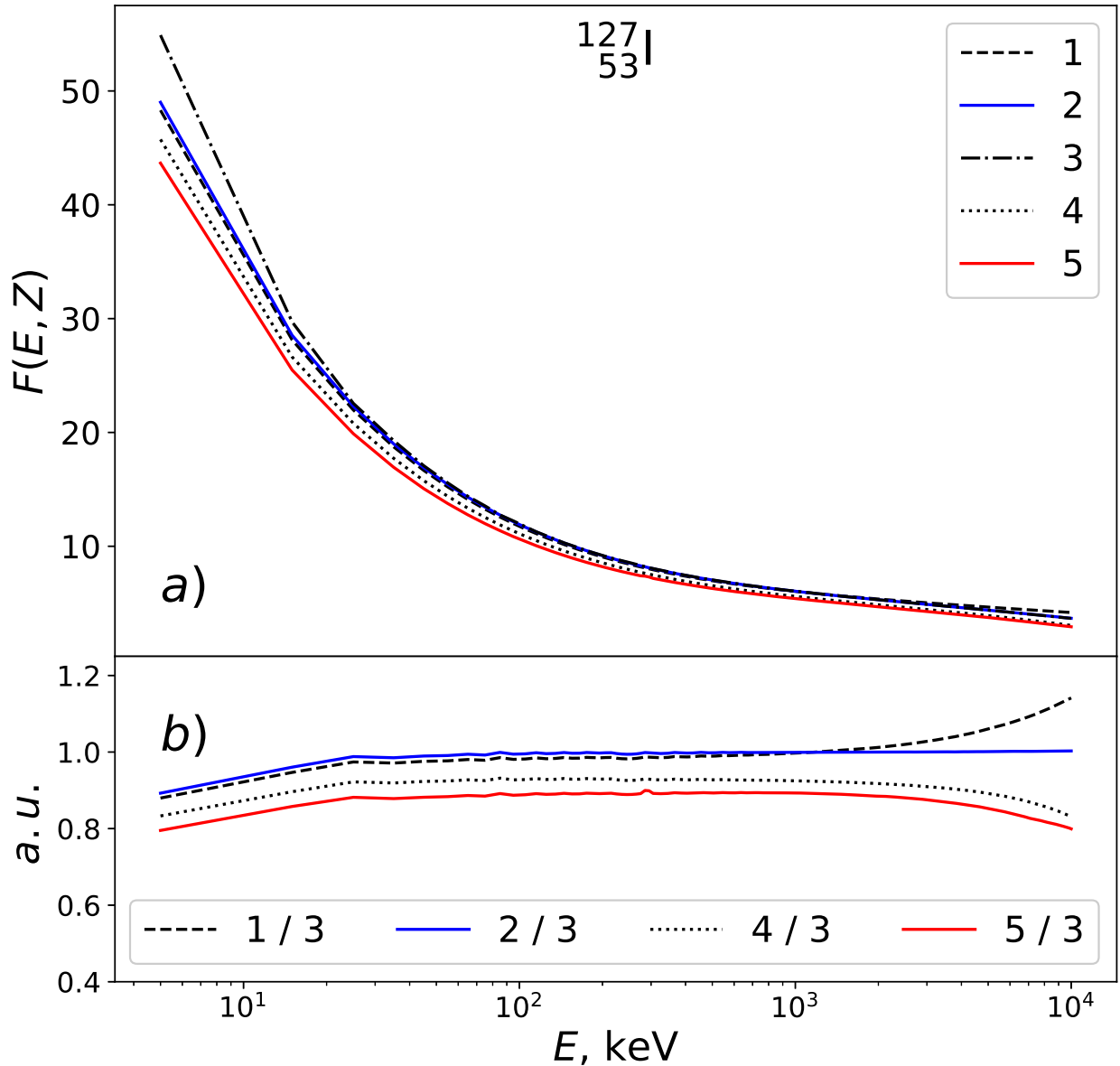


Рисунок 3.1 — *a)* — Значения Ферми-функций в зависимости от энергии: 1 — [20], 2 — Ферми-функция с поправками  $L_0$  и фермиевским распределением заряда в ядре из [62], 3 — [60], 4 — [63], 5 — [64]. *b)* — Отношение значений Ферми-функций к [60]. Рисунок из работы (A2) из списка публикаций автора.

В микроскопическом подходе отметим расчеты зарядовых радиусов в рамках теории ТКФС с функционалом плотности Фаянса [69]. Расчеты проводились, в основном, для нейтронно дефицитных сферических ядер и была показана лучшая точность для микроскопических подходов. Для подобных ядер отклонения от зависимости  $R \sim A^{1/3}$  относительно велики и приближаются к ней вблизи линии стабильности.

Недавно исследовалась изотопическая зависимость зарядовых радиусов в длинной цепочке изотопов меди [70]. Использовался тот же подход, что и

в работе [69]: самосогласованная ТКФС с функционалом плотности Фаянса. Наблюдалось систематическое отклонение от зависимости  $R \sim A^{1/3}$  в сторону уменьшения с ростом нейтронного избытка. Проведенный фитинг экспериментальных данных, используемых в [70], показал, что для нейтронно-дефицитных изотопов меди отклонения от зависимости  $R = 0.96 \cdot A^{1/3} \text{ fm}$  составляют  $\delta R \approx -2.2\%$  ( $^{58}\text{Cu}$ ), а для нейтронно-избыточных ядер  $\delta R \approx +3.1\%$  ( $^{78}\text{Cu}$ ). Отметим, что в области стабильных ядер отклонения незначительные ( $\delta R \approx 1.0\%$ ). Наблюдаются также и четно-нечетные осцилляции, которые зависят от оболочечной структуры.

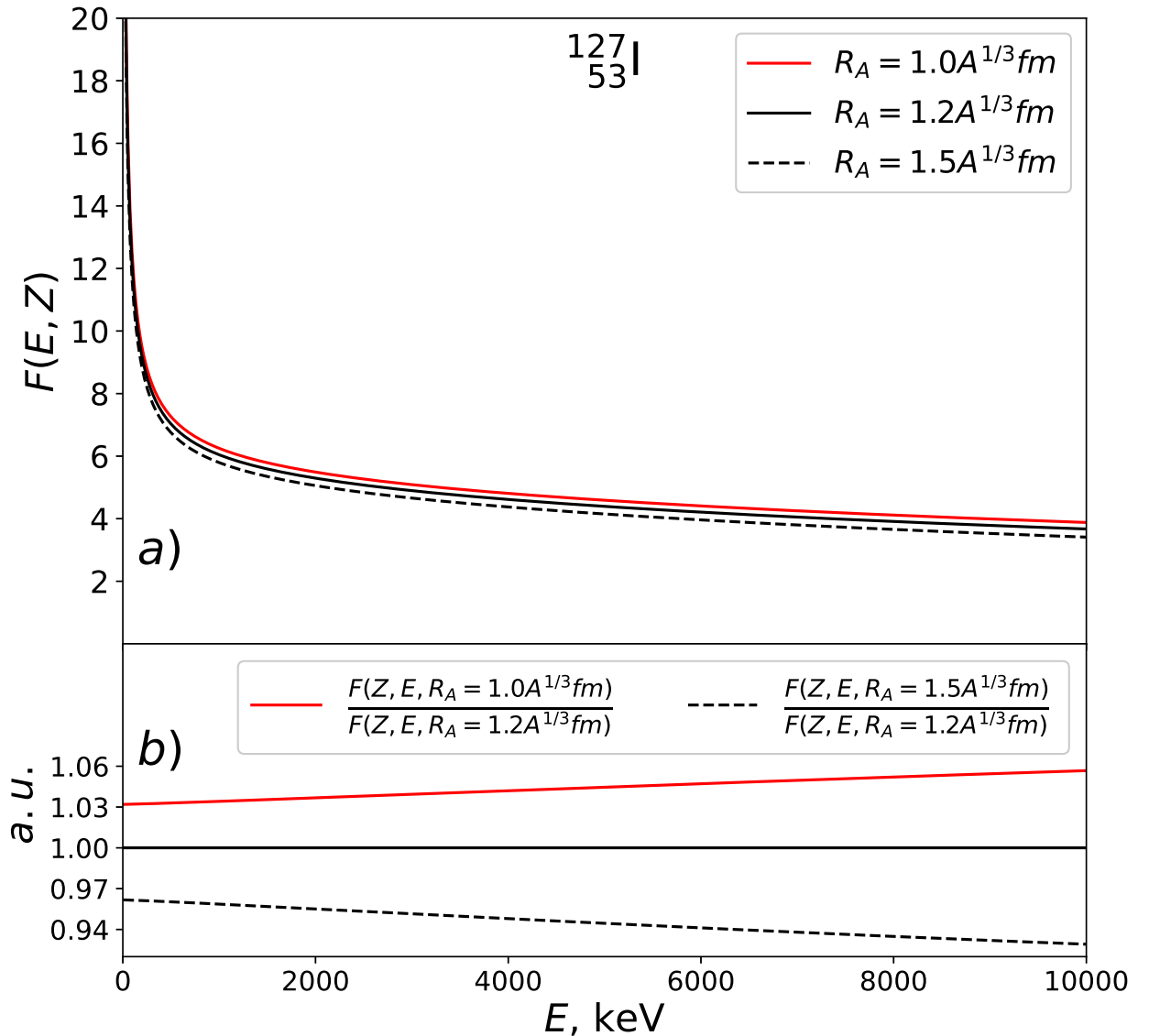


Рисунок 3.2 — *a)* — Ферми-функция с поправками  $L_0$  и фермиевским распределением заряда в ядре из [62] рассчитанная для трех значений параметра  $r_0$  в формуле  $R = r_0 \cdot A^{1/3}$ :  $r_0 = 1.0$ ,  $r_0 = 1.2$  and  $r_0 = 1.5$ . *b)* — отношения значений Ферми-функции. Рисунок из работы (A2) из списка публикаций автора.

Расчеты с использованием функционала плотности проводились недавно для цепочек изотопов калия ( $^{36-52}\text{K}$ ,  $Z = 19$ ) [71] и более тяжелых ядер (Ca, Sn, Pb) [72]. Так для изотопов  $^{36-52}\text{K}$  [71] фитинг дает отклонения от зависимости  $R = 0.98 \cdot A^{1/3} fm$ ,  $\delta R \leq \pm 4.0\%$ , а для изотопов  $^{108-134}\text{Sn}$  [73]  $R = 0.94 \cdot A^{1/3} fm$ ,  $\delta R \leq \pm 2.0\%$ .

Насколько существенна зависимость Ферми-функции от радиуса видно из Рис. 3.2. Так при увеличении параметра  $r_0$  на 25% от 1.2 до 1.5 значение Ферми-функции уменьшается линейно на 4% при энергии  $E = 10$  МэВ.

### 3.2 Влияние Ферми-функции на сечение захвата нейтрино на примере $^{127}\text{I}$

Формула сечения захвата нейтрино на ядре в зависимости от энергии налетающего нейтрино  $E_\nu$  имеет вид [48]:

$$\sigma(E_\nu) = \frac{(G_F g_A)^2}{\pi c^3 \hbar^4} \int_0^{W-Q} W p_e F(Z, A, W) S(x) dx$$

$$W = E_\nu - Q - x - m_e c^2$$

$$c p_e = \sqrt{W^2 - (m_e c^2)^2}$$
(3.6)

где  $F(Z, A, W)$  – Ферми-функция,  $S(E)$  – силовая зарядово-обменная функция ядра,  $G_F/(\hbar c)^3 = 1.1663787(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$  – константа слабого взаимодействия и  $g_A = -1.2723(23)$  – аксиально-векторная константа [74].

На Рис. 3.3 показано сравнение сечений захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$ , рассчитанная с разными Ферми-функциями. В качестве силовой функции  $S(E)$  были взяты экспериментальные данные из [51] (подробнее про функцию  $S(E)$  см. [54]). Начиная с энергии 10 МэВ разница сечений достигает 10% и далее увеличивается с ростом энергии.

В Таблице 5 даны значения скорости захвата солнечных нейтрино  $R$  в реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  в единицах SNU (количеству событий в секунду на  $10^{36}$  ядер мишени). Скорость захвата  $R$  вычислялась по формуле:

$$R = \int_0^{E_{max}} \rho_{\text{Solar}}(E_\nu) \sigma_{total}(E_\nu) dE_\nu$$
(3.7)

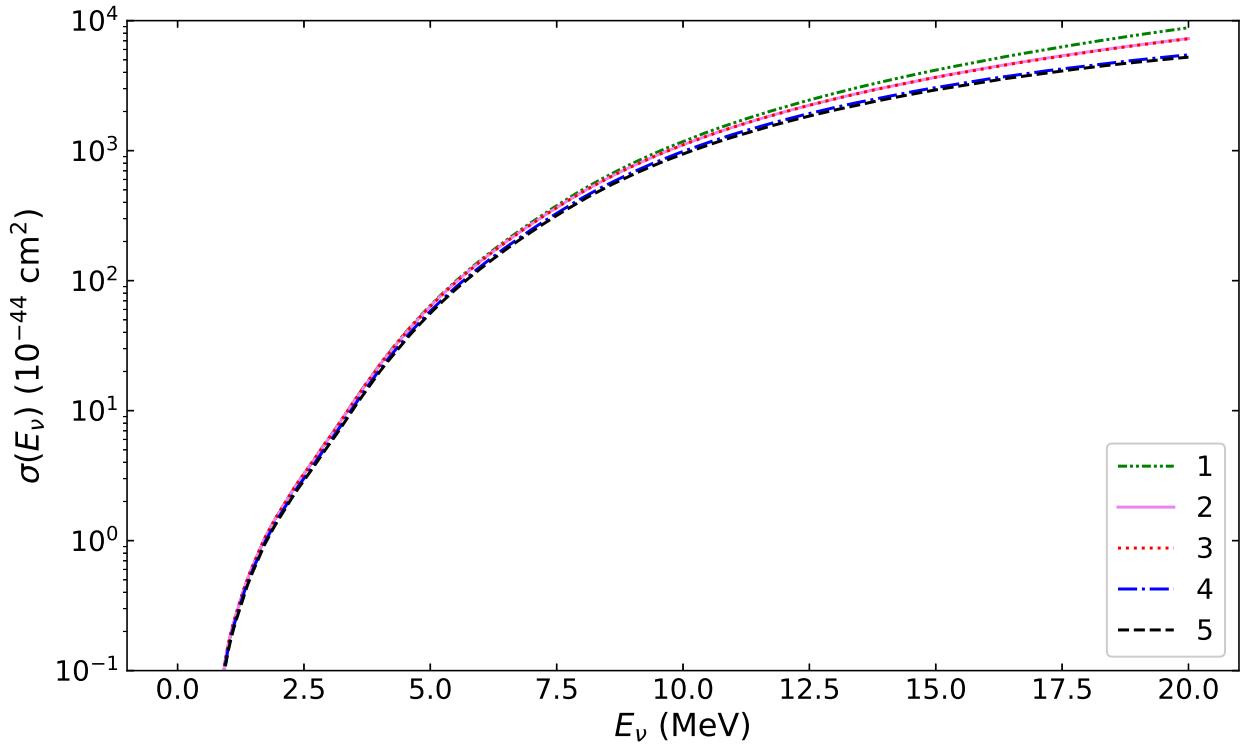


Рисунок 3.3 — Сечение захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  рассчитанная с разными Ферми-функциями. 1 – [20], 2 – Ферми-функция с поправками  $L_0$  и фермиевским распределением заряда в ядре из [62], 3 – [60], 4 – [63], 5 – [64]. Рисунок из работы (A2) из списка публикаций автора.

Таблица 5 — Скорости захвата  $R$  солнечных нейтрино (в SNU) ядром  $^{127}\text{I}$  рассчитанная с разными Ферми-функциями. 1 – [20], 2 – Ферми-функция с поправками  $L_0$  и фермиевским распределением заряда в ядре из [62], 3 – [60], 4 – [63], 5 – [64]. Таблица из работы (A2) из списка публикаций автора.

Ферми-функция	$^8\text{B}$	$hep$	$^{13}\text{N}$	$^{15}\text{O}$	$^{17}\text{F}$	$pep$	$^7\text{Be}$	Total
1	27.286	0.120	0.161	0.543	0.013	0.818	2.850	31.795
2	25.735	0.108	0.163	0.549	0.013	0.826	2.890	30.287
3	25.706	0.108	0.164	0.551	0.013	0.828	2.923	30.29
4	22.853	0.093	0.152	0.510	0.012	0.767	2.695	27.085
5	21.881	0.089	0.145	0.490	0.012	0.738	2.562	25.920

где  $E_{max} = 16.36$  МэВ для борных нейтрино (реакция  $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ ) и  $E_{max} = 18.79$  MeV для  $hep$  нейтрино (реакция  $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^- + \nu_e$ ). В расчетах использовалась солнечная модель BS05(OP) [15]. Разница скоростей захвата между расчетами, выполненными с Ферми-функцией из таблиц Янеки [60] (№3 в таблице, наиболее популярная Ферми-функция для расчетов фона



от солнечных нейтрино) и для примера, Ферми-функцией из таблиц Суслова [64] (№5 в таблице) достигает 15%.

### 3.3 Заключение к Главе 3

В этой главе было исследовано влияние Ферми-функции на сечение захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$ . Проведено сравнение вариантов расчета Ферми-функции разными авторами ([20], [63], [64], [60], [62]) и с учетом различных поправок к ней. Показано что разные подходы демонстрируют разницу в значениях Ферми-функции, доходящую до  $\approx 15\%$ .

Особое влияние уделено влиянию значения радиуса ядра  $R$ , которое выбрано при расчетах, а также предположений о распределении заряда в ядре. Изменение параметра  $r_0$  в формуле расчета радиуса на 25% от 1.2 до 1.5 линейно уменьшает значение Ферми-функции на 4% при энергии  $E = 10$  МэВ.

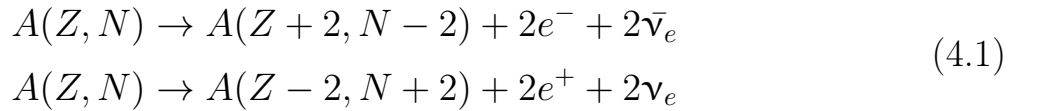
Проведены расчеты сечений захвата  $\sigma(E_\nu)$  для солнечных нейтрино и проанализирован вклад всех компонентов солнечного нейтринного спектра в скорость захвата нейтрино  $R$ . Наиболее чувствительно точное определение Ферми-функции для изучения спектра борных нейтрино. Также крайне важным вопросом точного поведения Ферми-функции становится применительно к области низких энергий налетающего нейтрино, что соответствует области с доминированием дискретных возбуждений атомного ядра и  $pp$  солнечным нейтрино.

## Глава 4. Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядрами

$^{76}\text{Ge}$   $^{128,130}\text{Te}$

### 4.1 Двойной бета-распад и $0\nu\beta\beta$ распад

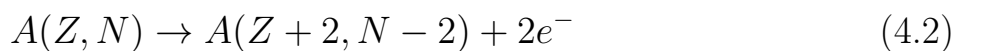
Двойной бета-распад – это общее название нескольких видов радиоактивного распада атомного ядра, которые обусловлены слабым взаимодействием и изменяют заряд ядра на две единицы. Впервые возможность такого процесса была рассмотрена Марией Гепперт-Майер в 1935 году [75]. В случае сохранения лептонного числа  $2\beta$ -распад атомного ядра  $(A, Z)$  сопровождается испусканием двух электронов или позитронов и двух электронных антинейтрино или нейтрино:



Экспериментально его можно наблюдать в ядрах, в которых два последовательных одиночных бета-распада энергетически запрещены или сильно подавлены. Такая ситуация возникает при слишком большой массе  $M$  промежуточного ядра  $A(Z \mp 1, N \pm 1)$  или полном угловом моменте  $I$ , сильно отличающемся от моментов начального или конечного ядер.

На Рис. 4.1 слева показана диаграмма Фейнмана для процесса  $2\nu\beta\beta$ -распада. Данный процесс разрешен в рамках Стандартной модели, но он сильно подавлен, т.к. по константе слабого взаимодействия имеет второй порядок. Характерные времена этого распада составляют  $10^{18}$ – $10^{24}$  лет.

Можно рассмотреть другой процесс –  $2\beta$ -распад ядер без образования нейтрино в конечном состоянии:



Этот распад нарушает лептонное число на 2 единицы ( $\Delta L = 2$ ), на Рис. 4.1 справа показана возможная диаграмма Фейнмана для такого процесса. Были предложены различные теоретические модели, предсказывающие такой процесс. Вне зависимости от механизма, экспериментальное наблюдение  $0\nu\beta\beta$  распад служило бы доказательством существования физики за пределами

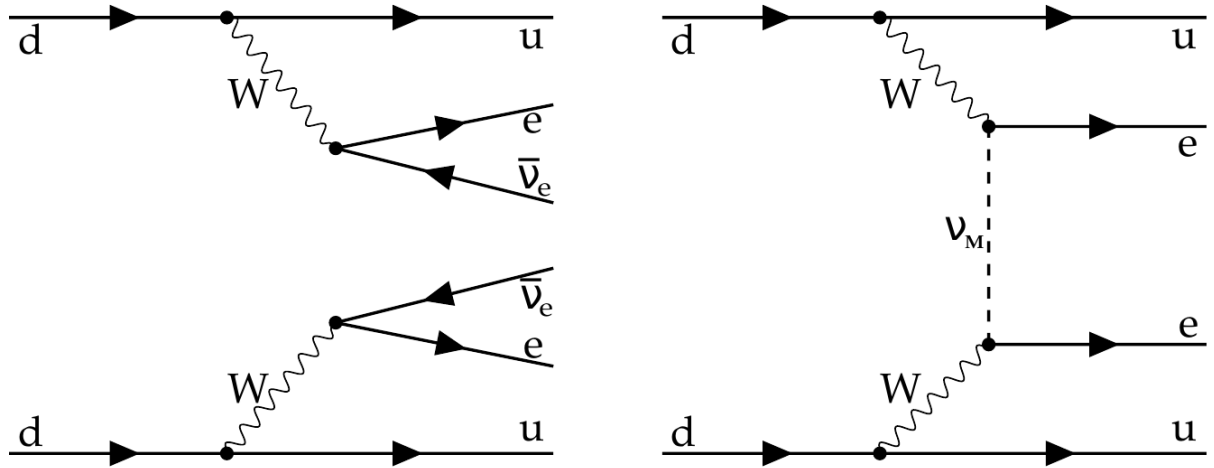


Рисунок 4.1 — Диаграммы Фейнмана для двойного бета-распада. Слева — двойной бета-распад с испусканием 2 антинейтрино, лептонное число сохраняется. Справа — безнейтринный двойной бета-распад ( $0\nu\beta\beta$ ), обусловленный обменом массивного майорановского нейтрино (обозначено  $\nu_M$ ) с нарушением лептонного числа.

Стандартной Модели, несохранения лептонного числа и подтверждения, что нейтрино имеет Майорановский массовый член.

С экспериментальной точки зрения, регистрация сигнала  $0\nu\beta\beta$  заключается в детектировании двух испущенных электронов. Энергия отдачи ядра пренебрежимо мала, и сумма энергий двух электронов соответствует величине  $Q_{\beta\beta}$ .

Важным аспектом в исследованиях по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада является выбор изотопа. Первое требование — высокое значение  $Q_{\beta\beta}$  перехода, поскольку оно непосредственно влияет на фон; идеальным вариантом было бы значение  $Q_{\beta\beta}$  больше 2614,5 кэВ, что является конечной точкой естественной гамма-радиоактивности. Другим фундаментальным требованием является высокое изотопное содержание целевого изотопа; большинство изотопов-кандидатов имеют естественное изотопное содержание  $< 10\%$ , единственным исключением является  $^{130}\text{Te}$  с 34,5%.

## 4.2 Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядром $^{76}\text{Ge}$

В этой главе проведен анализ экспериментальных данных по реакции перезарядки  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He}, t)^{76}\text{As}$  и рассчитаны сечения и скорости захвата солнечных нейтрино для  $^{76}\text{Ge}$ . Глава основывается на результатах, опубликованных в работе (А9) из списка публикаций автора.

Несмотря на сравнительно малое (7.75%) изотопное содержание  $^{76}\text{Ge}$  в природном германии, благодаря возможности создания полупроводникового детектора с высоким энергетическим разрешением данный изотоп используется в качестве мишени и детектора во многих экспериментах по поиску двойного безнейтринного бета-распада, темной материи, когерентного рассеяния нейтрино.

Двойной бета-распад  $^{76}\text{Ge}$  в  $^{76}\text{Se}$ , минуя ядро  $^{76}\text{As}$ :



возможен так как энергия связи в ядре  $^{76}\text{Se}$  выше чем в  $^{76}\text{Ge}$ , а бета-распад в  $^{76}\text{As}$  запрещен энергетически. Поскольку двойной бета-распад – один из самых редких из известных процессов, его экспериментальное исследование требует большой массы мишеней и низкофоновых детекторов, способных надежно отделить сигнал от фона. Полупроводниковые детекторы из сверхчистого германия (HPGe) позволяют достичь высокого энергетического разрешения, поэтому пик при значении энергии  $Q_{\beta\beta} = 2039$  кэВ, ожидаемый для  $0\nu\beta\beta$ -распада, можно увидеть с шириной на полувысоте (FWHM) около 3 кэВ. Это позволяет значительно снизить число фоновых событий в области интереса около энергии  $Q_{\beta\beta}$ . Материал для производства HPGe-детектора должен быть высочайшей чистоты (уровень примесей не более  $10^9$  атомов/см<sup>3</sup>). Немаловажным преимуществом HPGe-детекторов в экспериментах по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада является возможность их использовать и в качестве мишени, и в качестве регистрирующего инструмента. Дополнительно германий можно обогащать по целевому изотопу  $^{76}\text{Ge}$ .

На Рис. 4.2 показан ожидаемый спектр событий для процесса  $0\nu\beta\beta$ -распада для  $^{76}\text{Ge}$ . Распад  $0\nu\beta\beta$  в возбужденные состояния  $^{76}\text{Se}$  подавляется кинематическим фактором фазового пространства.

Несмотря на характерный сигнал, редкость процесса  $0\nu\beta\beta$ -распада делает их идентификацию очень сложной. Вероятные сигналы приходится отделять от

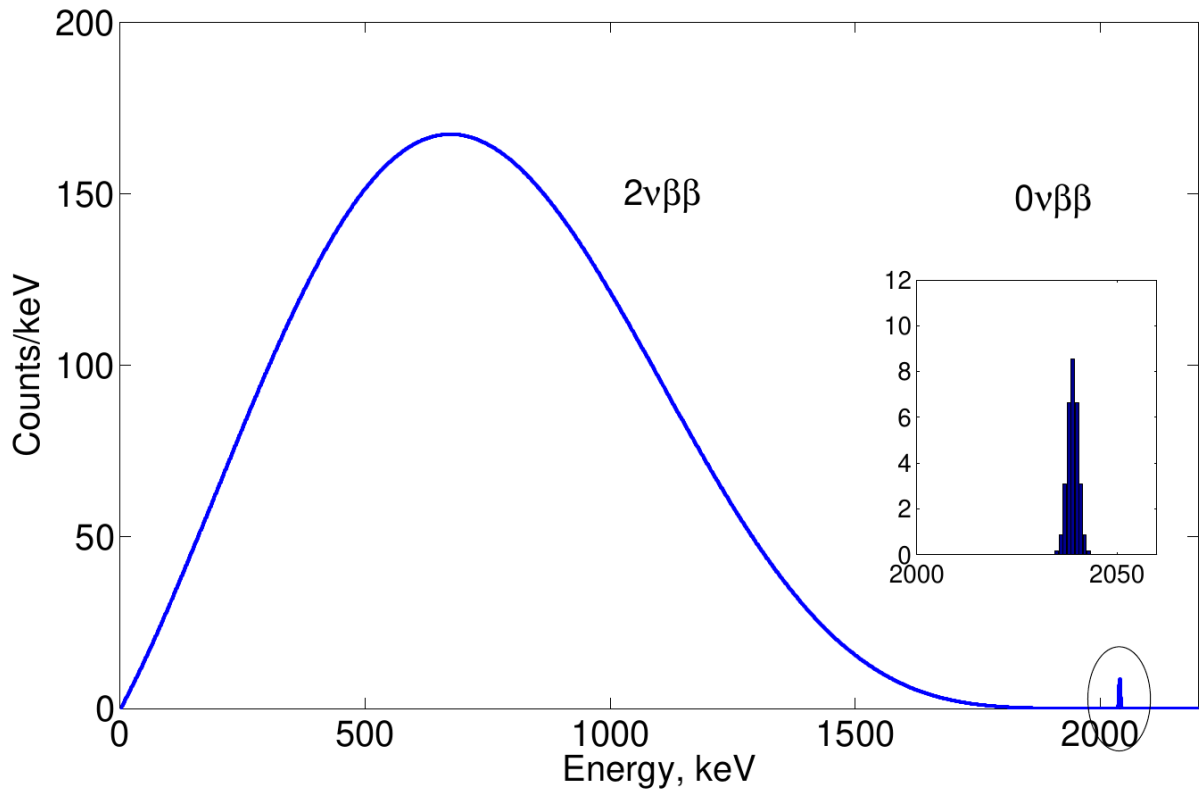


Рисунок 4.2 — Энергетический спектр двух электронов, испускаемых при двойном бета-распаде  $^{76}\text{Ge}$ . События для безнейтринного двойного бета распада соответствуют пику при энергии  $Q_{\beta\beta} = 2039$  кэВ. Ширина пика соответствует типичному разрешению HPGe-детекторов (3 кэВ FWHM при энергии 2 МэВ).

Рисунок из [76].

фона, обусловленного естественной радиоактивностью, космогенно-индуцированной активностью и антропогенной радиоактивностью, которые вносят свой вклад в области энергии  $Q_{\beta\beta}$ . Особенно следует отметить вклад от солнечных нейтрино. Особенностью этого фона является то, что он принципиально неустраним [11; 12] и, с увеличением массы изотопа  $^{76}\text{Ge}$  и уменьшением вклада в фон от других источников, в будущих экспериментах по поиску  $0\nu\beta\beta$ -распада в  $^{76}\text{Ge}$  относительный вклад фона от процесса захвата солнечных нейтрино будет расти. Для экспериментов следующего поколения (LEGEND) [77] оценка сечения нейтрино-ядерной реакции  $(\nu, e^-)$  требует отдельного исследования.

Использование германия в качестве мишени и детектора двойного бета-распада было предложено почти пятьдесят лет назад группой ученых из Италии, которая также провела первые эксперименты [78]. С момента первой попытки было проведено множество экспериментов с постоянным увеличением чувствительности. Эксперимент Гейдельберг-Москва (HdM), проводившийся с

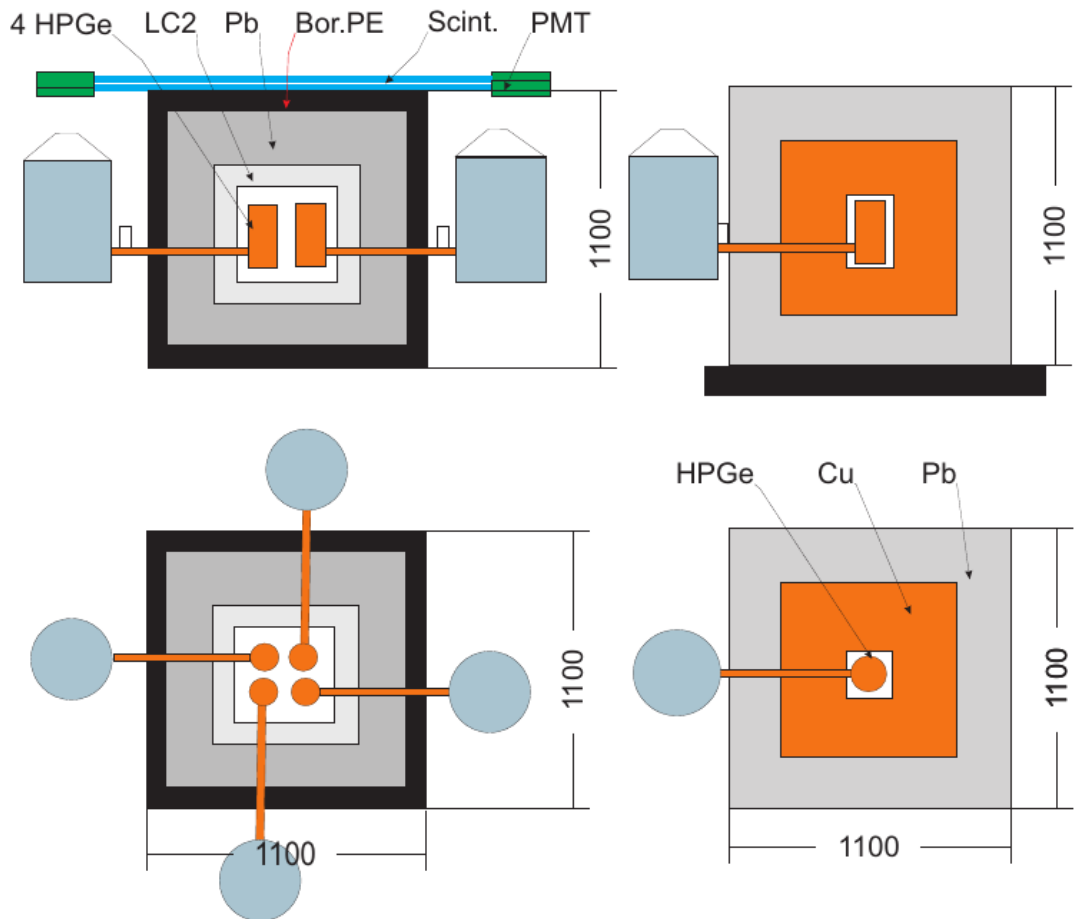


Рисунок 4.3 — Схема установки эксперимента Гейдельберг-Москва. Слева показаны четыре HPGe детектора, ANG1, ANG2, ANG3 и ANG5. Детектор ANG4 (справа) был установлен под отдельной радиационной защитой из электролитической меди и свинца. Рисунок из [76].

1990 по 2003 год в подземных залах лаборатории Гран-Сассо в Италии (LNGS), был направлен на поиск процесса  $0\nu\beta\beta$  в  $^{76}\text{Ge}$ . Использовались полупроводниковые детекторы из особо чистого германия (HPGe), обогащенные по по изотопу  $^{76}\text{Ge}$  до  $\sim 86\%$  с активной массой 10.96 кг. Энергетическое разрешение в области интереса около  $Q_{\beta\beta} = 2039$  кэВ составляло  $\sim 3$  кэВ. На Рис. 4.3 показана схема установки эксперимента Гейдельберг-Москва. Было достигнуто ограничение на период полураспада по каналу  $0\nu\beta\beta$   $T_{1/2}^{0\nu} > 1.9 \times 10^{25}$  лет с 90% уровнем достоверности [79].

В 2001 часть авторов опубликовала статью с утверждением о наблюдении процесса  $0\nu\beta\beta$  в  $^{76}\text{Ge}$  с оценкой периода полураспада  $T_{1/2}^{0\nu} = (0.8 - 18.3) \times 10^{25}$  лет [80]. Однако результаты первой фазы эксперимента GERDA, опубликованные в 2013 году, не подтвердили это наблюдение [81].

HPGe детекторы обогащенные по изотопу  $^{76}\text{Ge}$  до  $\sim 86\%$  использовались также в эксперименте IGEX (International Germanium Experiment). Было достигнуто ограничение на период полураспада по каналу  $0\nu\beta\beta$   $T_{1/2}^{0\nu} > 1.57 \times 10^{25}$  лет с 90% уровнем достоверности [82].

Наследником экспериментов Гейдельберг-Москва и IGEX является эксперимент GERDA (GERmanium Detector Array) [83]. Экспериментальная установка расположена в зале А подземного комплекса Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS). Толщина горной породы соответствует глубине около 3500 м в водном эквиваленте, что позволяет избавиться от адронной компоненты ливней космических лучей и уменьшает поток мюонов на шесть порядков до  $1.2 \mu/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$ .

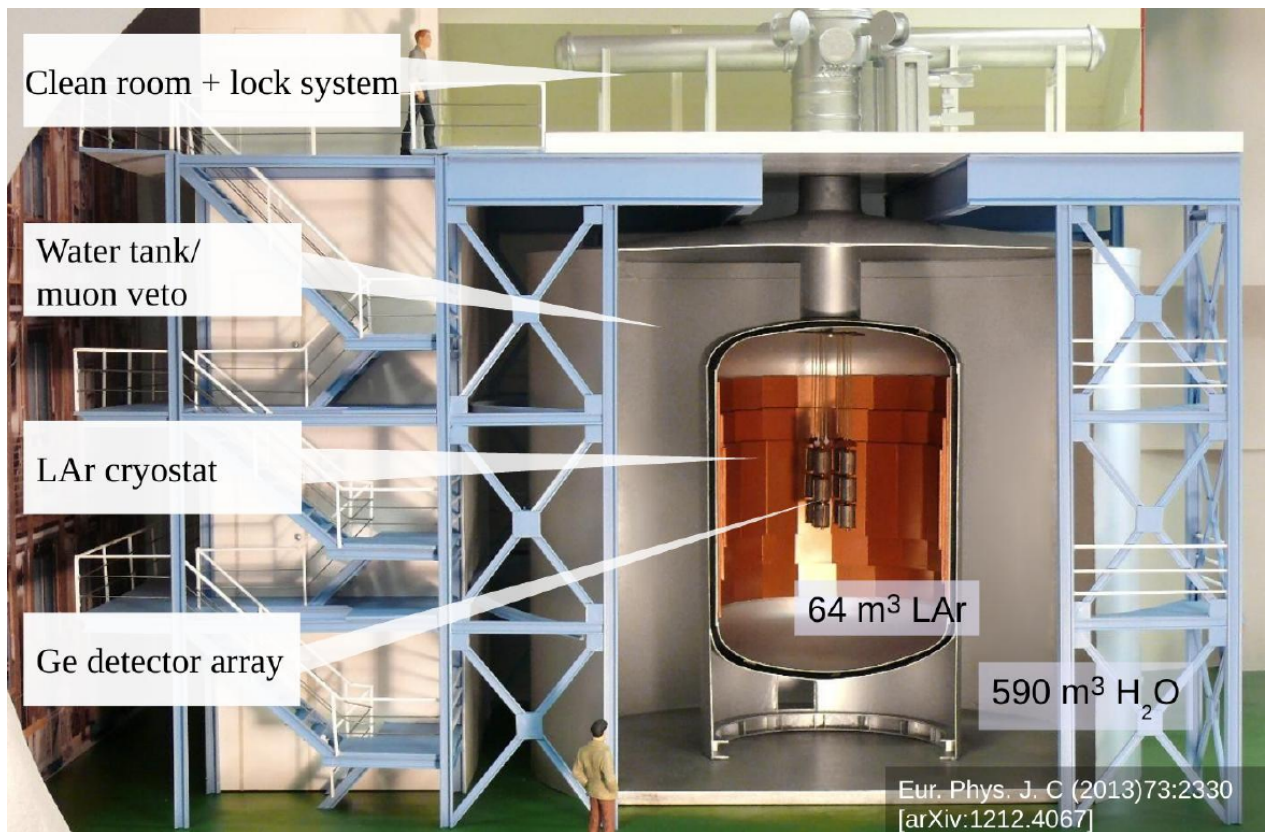


Рисунок 4.4 — Схема установки эксперимента GERDA [83]. Сборка из HPGe детекторов была установлена внутри криостата, заполненного жидким аргоном, внутренняя часть криостата была дополнительно обшита листами сверхчистой меди. Криостат находился внутри водного резервуара, который выступал в роли черенковской мюонной вето-системы.

Использовались полупроводниковые HPGe детекторы, изготовленные из германия, обогащенного по изотопу  $^{76}\text{Ge}$ . Детекторы были установлены внутри криостата объемом  $64 \text{ м}^3$ , заполненного жидким аргоном, выступающего в

качестве охлаждающей среды и защищающего от внешнего фонового излучения. Криостат находился внутри резервуара со сверхчистой водой диаметром 10 м, для дополнительной экранировки от нейтронного и  $\gamma$  фона. Внутри резервуара с водой были также установлены фотоэлектронные умножители (ФЭУ), выступающие в роли мюонной вето системы и детектирующие черенковское излучение. Мюонная вето система была дополнена слоем пластиковых сцинтилляторов сверху установки.

Над резервуаром с водой находится чистая комната, предназначенная для технического обслуживания детекторов. Схема экспериментальной установки показана на Рис. 4.4.

В первой фазе эксперимента использовались HPGe детекторы из экспериментов Гейделберг-Москва, IGEX, Genius Test Facility (GTF). В дополнение к ним также были изготовлены 5 новых BEGe детектора из обогащенного германия. Общая масса детекторов достигла 18 кг. Первая фаза продолжалась с ноября 2011 г. по май 2013 г. [81]. Не было наблюждено событий соответствующих процессу  $0\nu\beta\beta$  в  $^{76}\text{Ge}$  и было поставлено ограничение на период полураспада  $T_{1/2}^{0\nu} > 2.1 \times 10^{25}$  лет с 90% уровнем достоверности [81].

Вторая фаза эксперимента началась в декабре 2015 г. Установка была значительно модернизирована с целью увеличения массы детекторов и уменьшения числа фоновых событий в области интереса около энергии  $Q_{\beta\beta} = 2039$  кэВ. Полная масса HPGe детекторов, обогащенных по изотопу  $^{76}\text{Ge}$ , достигла 35.6 кг. Результаты второй фазы были опубликованы в 2020 году [84]: не было наблюждено событий соответствующих процессу  $0\nu\beta\beta$  в  $^{76}\text{Ge}$  и было поставлено ограничение на период полураспада  $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{26}$  лет с 90% уровнем достоверности.

Для увеличения чувствительности и достижения областей  $T_{1/2}^{0\nu}$  в  $10^{28}$  и  $10^{29}$  лет в  $^{76}\text{Ge}$  необходимо увеличение массы HPGe детекторов вплоть до 1000 кг. Такую цель поставила для себя коллаборация LEGEND (Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless Double Beta Decay), которая объединяет усилия экспериментов GERDA и Majorana Demonstrator [85; 86]. В первой фазе (LEGEND-200) будет использована уже существующая материальная база эксперимента GERDA, совместно с увеличением массы HPGe детекторов до 200 кг. Во второй фазе планируется увеличить массу детекторов из обогащенного германия вплоть до 1000 кг. и построить новую экспериментальную установку



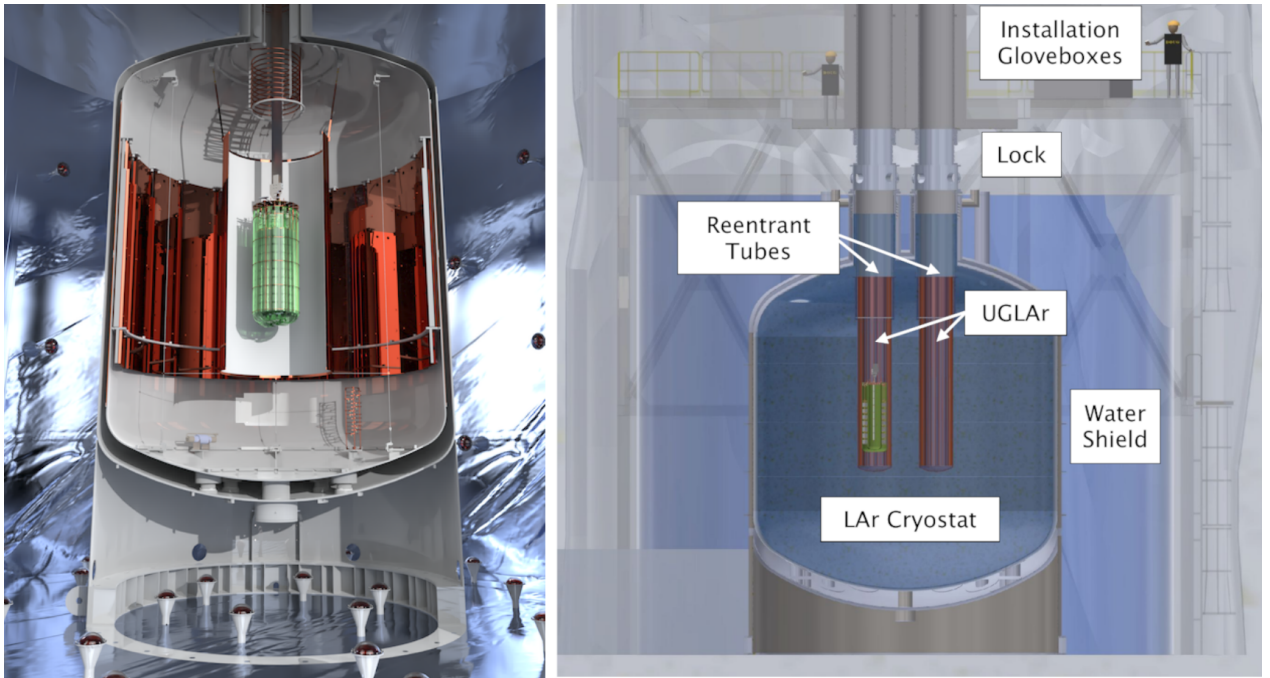
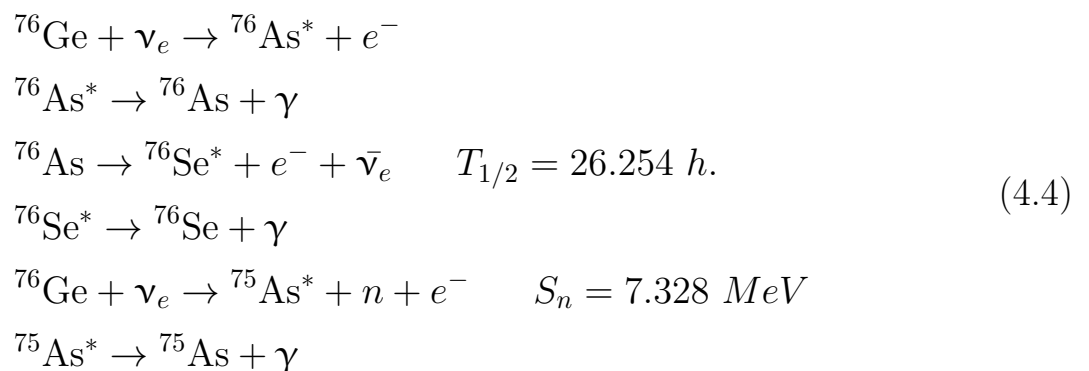


Рисунок 4.5 — Слева – схема установки эксперимента LEGEND-200. Справа – схема установки эксперимента LEGEND-1000. Иллюстрации взяты из [85].

(криостат для жидкого аргона, водная черенковская вето-система и пр.). Схемы экспериментальных установок показаны на Рис. 4.5.

Как уже было ранее отмечено, увеличение массы мишени из  $^{76}\text{Ge}$  вплоть до тонн и сопутствующее уменьшение фона в экспериментальной установке от естественной радиоактивности, активации материалов космическими лучами, мюонов и прочего, приводит к возрастанию относительного вклада полный фон от процессов, сопровождающих захват нейтрино от солнца ядрами  $^{76}\text{Ge}$ . Эти реакции:



могут имитировать процесс  $0\nu\beta\beta$ -распада в эксперименте. Расчету сечения и скорости захвата солнечных нейтрино ядром  $^{76}\text{Ge}$  посвящен текст далее.

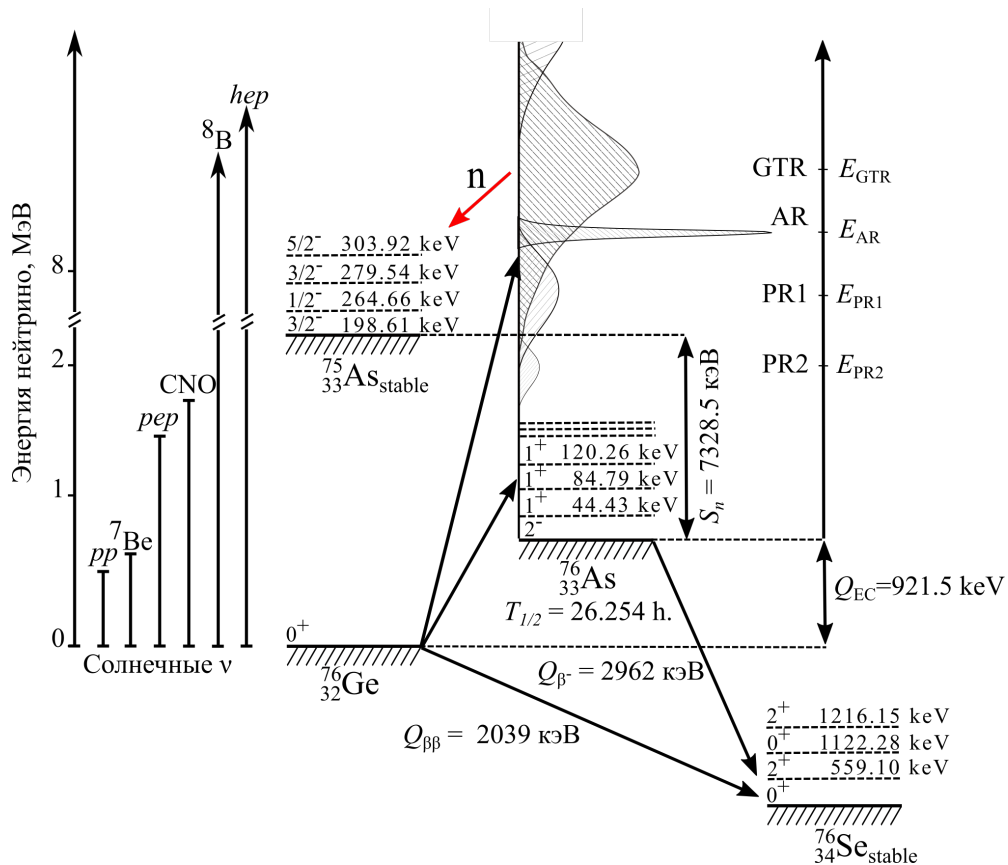


Рисунок 4.6 — Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{76}\text{Ge}$  в реакции  $^{76}\text{Ge}(\nu_e, e^-)^{76}\text{As}$ , с последующим бета-распадом  $^{76}\text{As}$  в  $^{76}\text{Se}$ . При возбуждении выше энергии отрыва нейтрона в ядре  $^{76}\text{As}$  распад идет в стабильный изотоп  $^{75}\text{As}$  с эмиссией нейтрона. Обозначены гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенные ниже пигми резонансы (PR). Схематично показаны энергии потоков солнечных нейтрино.

#### 4.2.1 Структура зарядово-обменных возбуждений ядра $^{76}\text{Ge}$

На Рис. 4.6 дана схема возбужденных изобарических состояний изотопа  $^{76}\text{As}$  в реакции захвата нейтрино ядром  $^{76}\text{Ge}$  и последующий распад  $^{76}\text{As}$  в стабильное ядро  $^{76}\text{Se}$ . Для  $^{76}\text{As}$  при энергиях возбуждения, превышающих  $S_n = 7328.5$  кэВ [45], происходит распад в стабильное ядро  $^{75}\text{As}$  вместе с эмиссией нейтрона. При более низких энергиях возбуждения, вначале идут переходы из возбужденного состояния ядра  $^{76}\text{As}$  в основное состояние, а затем бета-распад  $^{76}\text{As}$  из основного состояния в основное и возбужденные состояния ядра  $^{76}\text{Se}$ . Необходимо отметить, что  $\gamma$ -кванты, рождающиеся в результате снятия возбуждений ядрами  $^{75}\text{As}$ ,  $^{76}\text{As}$  и  $^{76}\text{Se}$  и электроны, рождающиеся в про-

цессе обратного и прямого бета-распада могут служить фоновым процессом в экспериментах по поиску  $0\nu\beta\beta$  распада в  $^{76}\text{Ge}$ .

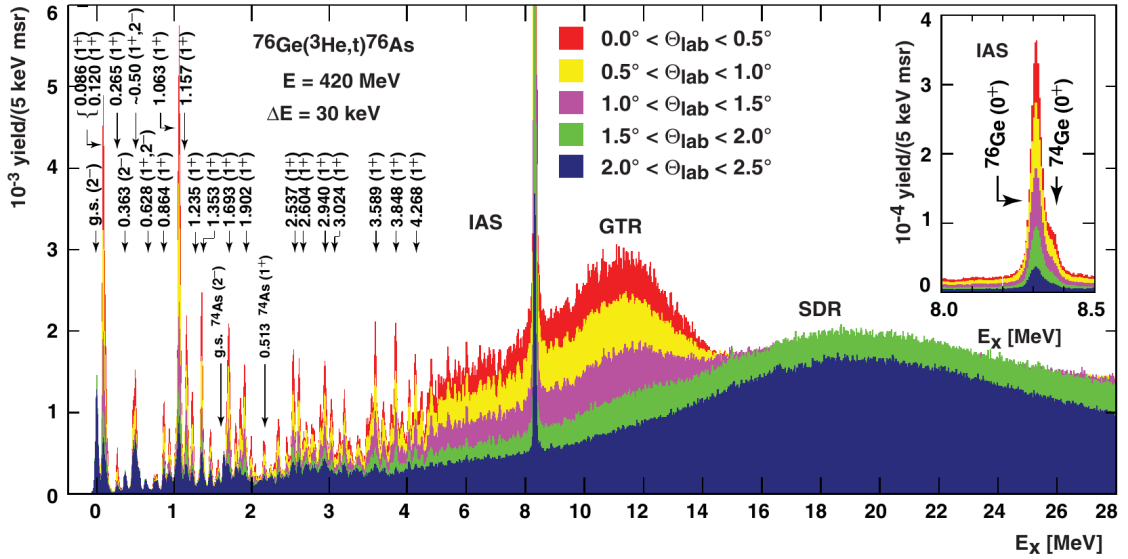


Рисунок 4.7 — Спектры энергии возбуждения для реакции  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He}, t)^{76}\text{As}$  [87] в зависимости от угла вылетающих тритонов.

Экспериментальные данные с разрешением 30 кэВ в зарядово-обменных реакциях на  $^{76}\text{Ge}$  были получены на циклотроне университета Осаки в реакции  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He}, t)^{76}\text{As}$  [87] на пучке  $^3\text{He}^{++}$  с энергией 420 МэВ. Использовалась мишень, обогащенная по  $^{76}\text{Ge}$  изотопу до 86%, оставшаяся часть состояла в основном из изотопа  $^{74}\text{Ge}$ . В дочернем ядре  $^{76}\text{As}$  были распознаны около 70 дискретных уровней возбуждения ниже энергии 5 МэВ и определены их энергии –  $E_x$  и их матричные элементы –  $B(GT)$ . Спектры энергии возбуждения для реакции  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He}, t)^{76}\text{As}$ , полученные в ходе эксперимента показаны на Рис. 4.7.

В спектре возбужденных состояний ядра  $^{76}\text{As}$  можно условно выделить область дискретных уровней (ниже 5 МэВ) и область непрерывных резонансных состояний, в которой различимы широкий гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR с энергией  $E_{GTR} \approx 11.3$  МэВ), аналоговый резонанс (изобарическое аналоговое состояние – IAS, узкий пик с энергией  $E_{IAS} = 8.308$  МэВ) и структура, состоящая из пигми-резонансов. Разложение спектре возбужденных состояний ядра  $^{76}\text{As}$  на отдельные резонансы показаны на Рис. 4.7.

При возбуждениях ядра  $^{76}\text{As}$  выше энергии  $S_n = 7328.5$  кэВ ядро преимущественно переходит в стабильные ядра изобары с  $A = 75$ . Этот процесс требует отдельного изучения и в данной работе он не рассматривается. Несмотря на то, что уровень  $S_n$  расположен ниже положения вершины GTR ( $S_n < E_{GTR}$ ), часть

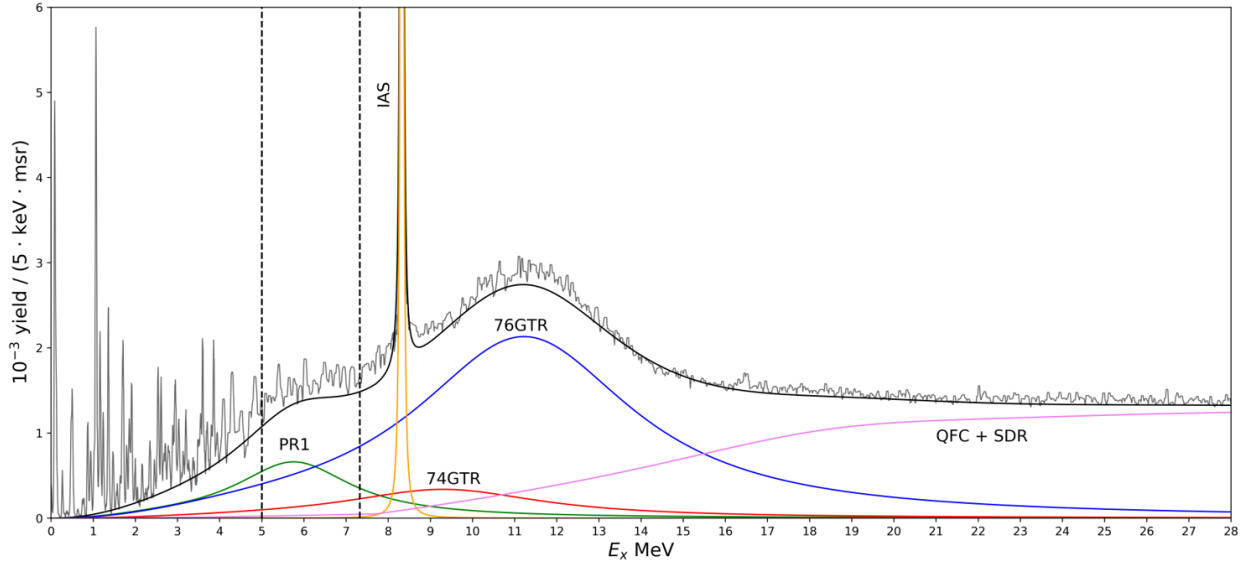


Рисунок 4.8 — Разложение спектра возбуждений для реакции  ${}^{76}\text{Ge}({}^3\text{He}, t){}^{76}\text{As}$  [87] на отдельные резонансы и фон квазисвободных состояний.

резонансной силовой функции  $S(E)$  попадает в интересующую нас область значений энергий с  $E < S_n$ .

#### 4.2.2 Расчет сечения и скорости захвата солнечных нейтрино ядром ${}^{76}\text{Ge}$

Зависимость полного сечения  $\sigma_{Total}(E_\nu)$  реакции захвата  $(\nu_e, e^-)$  от энергии налетающего нейтрино  $E_\nu$  можно представить в виде суммы сечений  $\sigma$  для дискретной и резонансной частей:

$$\sigma_{Total}(E_\nu) = \sigma_{discr}(E_\nu) + \sigma_{res}(E_\nu)$$

где  $\sigma_{discr}(E_\nu)$  – дискретная часть, определяемая табличным спектром значений  $B(GT)$  [87] с энергиями ниже 5 МэВ. Резонансная и дискретная части сечения равны нулю при энергиях нейтрино, меньших пороговой энергии  $Q_{EC} = 921.51$  кэВ.

При  $E_\nu > Q_{EC}$  дискретное сечение определяется как в (2.6), а резонансное сечение определяется как (2.7). Для каждого резонанса можно ввести его силовую функцию  $S_i(E)$  с брейт-вигнеровской формой (2.9).

Силовая функция GT-состояний в резонансной области энергий может быть представлена как сумма силовых функций отдельных резонансов, в нашем случае GTR и пигми-резонансов (PR1, PR2, PR3). Декомпозиция на отдельные резонансы приведена на Рис. 4.7.

Нормировка силовой функции  $S(E)$  производилась согласно GT-правилу сумм:

$$\sum_k B(GT)_k + \int_{\Delta_{min}}^{\Delta_{max}} S(E)dE = 3(N - Z)q_{exp}$$

где  $\Delta_{min} = 5$  МэВ и  $\Delta_{max} = 28$  МэВ – максимальная экспериментально известная энергия спектра возбуждений ядра  ${}^{76}\text{As}$ .

Для целей этой работы были рассмотрены крайние значения параметра  $q_{exp}$ : от минимального известного в литературе значения  $q_{exp}^{min} = 0.55$  [88] до максимально возможного значения  $q_{exp}^{max} = 1$ .

Для интересующего нас диапазона энергий от  $\epsilon_{min} = 5$  МэВ до  $\epsilon_{max} = S_n$  силовая функция запишется как сумма вкладов от GTR и пигми-резонанса:

$$S(E) = S_{PR1}(E) + S_{GTR}(E)$$

Зависимость сечения захвата солнечных нейтрино от их энергии для  $q_{exp} = 1$  представлена на Рис. 4.9. Штрихпунктирной кривой обозначены сечения для переходов в дискретные уровни ниже 5 МэВ. Точечной кривой указаны сечения для переходов в высоколежащие GT-состояния. Сплошная кривая обозначает полное сечение. Вклад непрерывной части спектра становится существенным для налетающих нейтрино с энергией выше 6 МэВ.

Скорость захвата нейтрино вычисляется через свертку сечений с плотностями потока налетающих солнечных нейтрино, взятых по модели BS05(OP) [15], согласно уравнению (2.15).

Результаты вычислений по каждому из каналов образования солнечных нейтрино представлены в Таблице 6. Учет резонансных состояний приводит к увеличению скорости захвата с 15.9 SNU до 23.5 SNU, т.е. в 1.5 раза (для  $q_{exp} = 1$ ). В частности, учет только одного GTR добавляет 3.78 SNU.

Основной вклад в итоговую скорость захвата дают высокоэнергичные солнечные нейтрино, образовавшиеся в результате реакции:  ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ . Нейтрино, рождающиеся в других каналах, такие как:  ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu_e$ ,  $p + e^- + p \rightarrow {}^2\text{H} + \nu_e$  и другие не дают существенного вклада в итоговую скорость захвата. Для переходов в дискретные состояния ниже 5 МэВ скорость

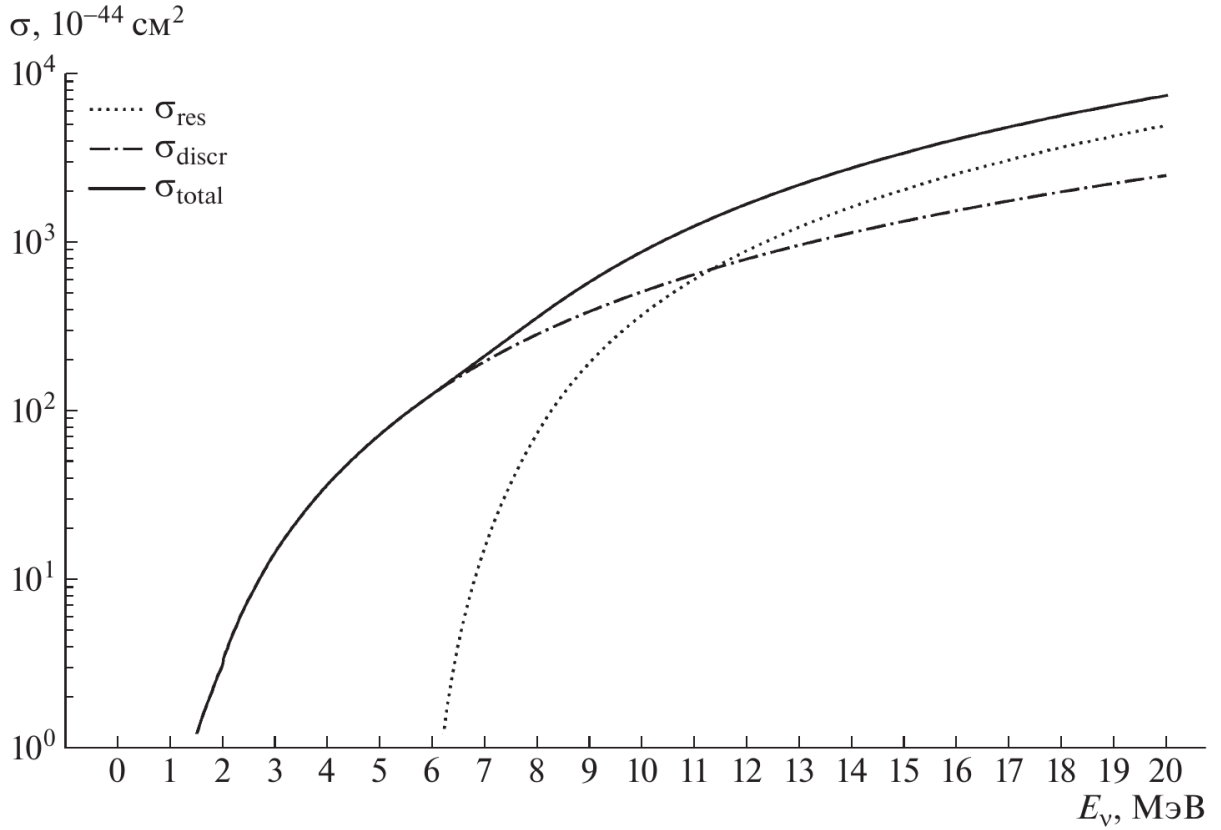


Рисунок 4.9 — Зависимость сечения нейтринного захвата от энергии налетающих нейтрино для  $q_{exp} = 1$ . Рисунок из работы (A2) из списка публикаций автора.

Таблица 6 — Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от значения quenching-эффекта  $q_{exp}$  по каналам реакции в единицах SNU для  $^{76}\text{Ge}$ .  $R_{discr}$  - соответствует учету только дискретных уровней,  $R_{res}$  - от только резонансных состояний с энергией от 5 МэВ до энергии отрыва нейтрона  $S_n$ ,  $R_{GTR}$  - от только гигантского Гамов-Теллеровского резонанса в интервале энергий от 5 МэВ до  $S_n$ ,  $R_{total} = R_{discr} + R_{res}$ . Таблица из работы (A2) из списка публикаций автора.

Скорость захвата [SNU]	per	hep	$^{13}\text{N}$	$^{17}\text{F}$	$^{15}\text{O}$	$^8\text{B}$	Полная скорость захвата
$R_{discr}$	1.369	0.045	0.102	0.021	0.828	13.542	15.9
$R_{res}, q_{exp} = 1$	0.0	0.051	0.0	0.0	0.0	7.563	7.614
$R_{GTR}, q_{exp} = 1$	0.0	0.025	0.0	0.0	0.0	3.752	3.778
$R_{res}, q_{exp} = 0.55$	0.0	0.026	0.0	0.0	0.0	4.023	4.054
$R_{GTR}, q_{exp} = 0.55$	0.0	0.014	0.0	0.0	0.0	1.998	2.011
$R_{total}, q_{exp} = 1$	1.369	0.072	0.102	0.021	0.828	21.11	23.52
$R_{total}, q_{exp} = 0.55$	1.369	0.090	0.102	0.021	0.828	17.669	19.96

захвата равна 15.9 SNU, что полностью согласуется с [17] (15.6 SNU). Учет переходов в непрерывные состояния ниже энергии отрыва нейтрона увеличивает суммарное значение скорости захвата на величину порядка 50%.

### 4.3 Сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядрами $^{128,130}\text{Te}$

В этой главе проведен анализ экспериментальных данных по реакциям перезарядки  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$  [89] и рассчитаны сечения захвата солнечных нейтрино для  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Глава основывается на результатах, опубликованных в работах (A1), (A3) из списка публикаций автора.

Эти изотопы являются одними из популярных кандидатов на поиск процесса двойного безнейтринного бета-распада [89; 90]. Связано это, в первую очередь, с высоким содержанием обоих изотопов в природном теллуре: 31.78% для  $^{128}\text{Te}$  и 34.08% для  $^{130}\text{Te}$ , что позволяет обойтись без дорогостоящего процесса изотопного обогащения. Дополнительной причиной также является большая энергия распада  $Q_{\beta\beta} = 2527.51$  кэВ [91] для  $^{130}\text{Te}$ , которая выше, чем для большинства источников естественной радиоактивности (для  $^{128}\text{Te}$   $Q_{\beta\beta} = 866.7$  кэВ). Кроме того, интерес к этим изотопам связан с их важностью для геохимических экспериментов [89; 90], т.к. исторически, изотопы теллура были одними из первых изотопов, для которых был измерен период двойного бета-распада в геохимическом эксперименте [92; 93].

Так, в эксперименте SNO+ планируется использовать жидкий сцинтиллятор массой 780 тонн на основе линейного алкилбензола (ЛАБ) с растворенным в нем природным теллуром с концентрацией 0.5% по массе в первой фазе эксперимента для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$  в  $^{130}\text{Te}$  [94; 95]. SNO+ – это многоцелевой низкофоновый жидкосцинтилляционный детектор, расположенный в 2 км под землей в лаборатории SNOLAB в Канаде. Детектор является своего рода наследником эксперимента SNO, работающего с 1999 по 2006 год, с несколькими существенными модернизациями, позволяющими использовать жидкий сцинтиллятор [94]. Схема детектора показана на Рис. 4.10, он состоит из сферы из акрила, толщиной 55 мм и радиусом 6 м, в которой находится мишень из жидкого сцинтиллятора. Сфера окружена стальным каркасом радиусом  $\approx 8$  м, на котором установлены 9362 фотоэлектронных умножителя, направленных на мишень. Объем вне сферы, включая полость, в которую находится детектор, заполнен 7000 тоннами сверхчистой воды, защищающей от фона окружающих материалов и горных пород [94; 95]. Ожидается, что после 5 лет набора данных эксперимент позволит поставить предел для периода полурас-

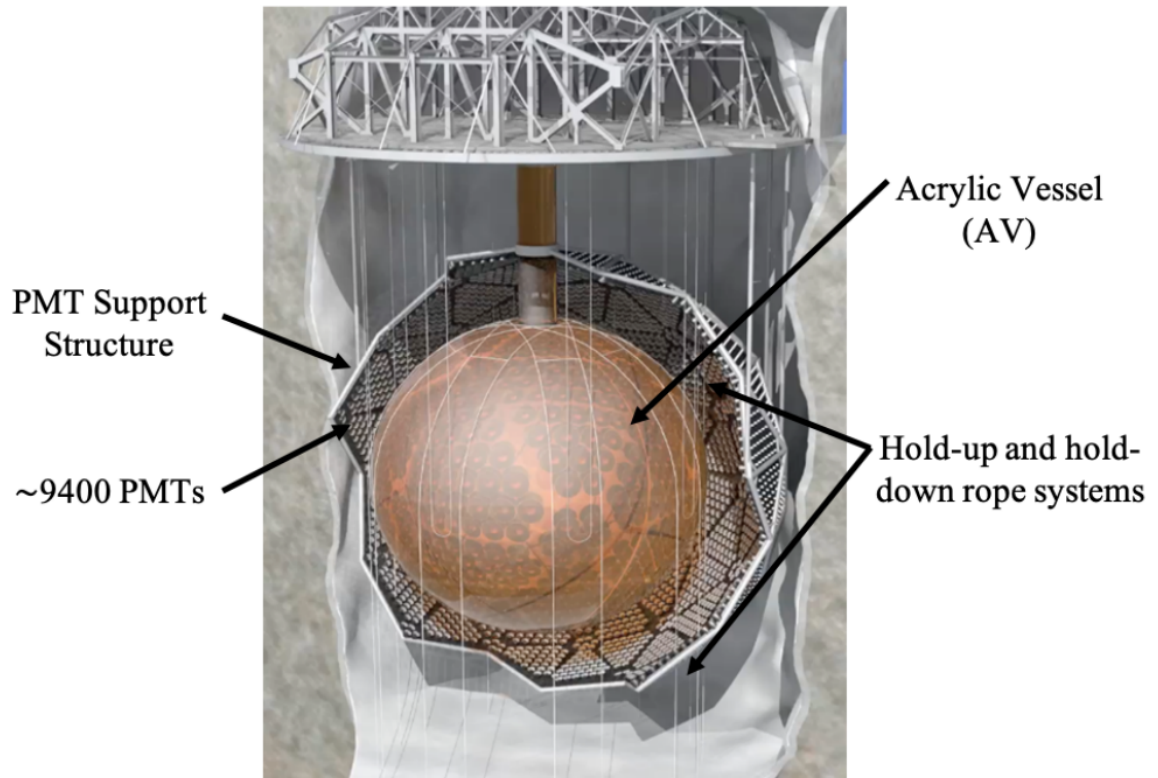


Рисунок 4.10 — Схема детектора в эксперименте SNO+ [94].

пада  $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 9 \times 10^{25}$  лет для  $^{130}\text{Te}$  при уровне достоверности 90% [95]. В дальнейшем планируется увеличение концентрации теллура до 5% что позволит достичь предела  $T_{1/2}^{0\nu\beta\beta} > 7 \times 10^{26}$  лет при том же уровне достоверности [95].

Для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$  в  $^{128,130}\text{Te}$  также предназначен эксперимент CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events), расположенный в подземной лаборатории Гран-Сассо (LNGS) в Италии, на глубине около 1400 метров под землей. Конструкция детектора включает в себя массив кристаллов ( $\text{TeO}_2$ , охлажденных до температуры около 10 милликельвин с помощью криостата. Детектор состоит из 19 «кубиков», каждый из которых содержит 52 кристалла, что в сумме составляет 988 кристаллов. Каждый кристалл выступает в роли как мишени, так и криогенного болометрического детектора. Схема детектора показана на Рис. 4.11. Анализ данных, собранных на экспериментальной установке за период с мая 2017 по июль 2019, с суммарной экспозицией 103.6 кг лет для  $^{130}\text{Te}$  дал ограничение для периода полураспада  $T_{1/2} > 3.2 \times 10^{25}$  лет по каналу  $0\nu\beta\beta$  с уровнем достоверности 90% [97; 98]. Этой же экспериментальной группой были проведены измерения двойного бета-рас-



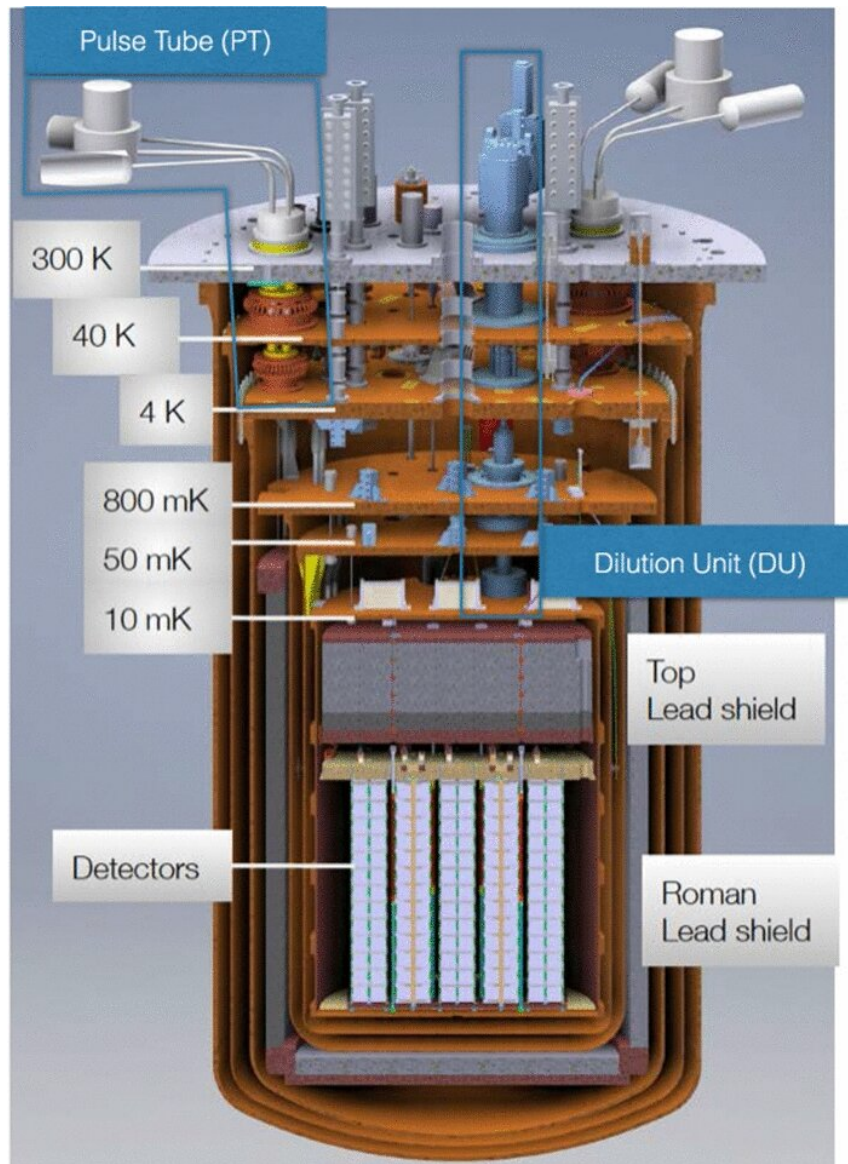


Рисунок 4.11 — Схема детектора в эксперименте CUORE [96].

пада для изотопа  $^{130}\text{Te}$  и было получено значение для периода полураспада  $T_{1/2}^{2\nu} = 7.71_{-0.06}^{+0.08}(\cdot)_{-0.15}^{+0.12}(\cdot) \times 10^{20}$  лет [97; 98].

Также результаты по измерению периода полураспада  $^{130}\text{Te}$  по каналам  $2\nu\beta\beta$  и  $0\nu\beta\beta$  были опубликованы по данным экспериментов COBRA [99] и NEMO-3 [100].

Изотопы  $^{128,130}\text{Te}$  также предлагается использовать для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$  в проекте Баксанского большого нейтринного телескопа. В этом проекте предполагается постройка жидко-сцинтилляционного детектора нейтрино нового поколения с массой мишени 10 кт, направленного на измерение потоков нейтрино и антинейтрино от Солнца, Земли и астрофизических источников [101]. Установка будет размещена в подземных залах Баксанской нейтринной обсерватории Российской академии наук (БНО ИЯИ РАН) на глу-

бине около 4700 метров водного эквивалента. На данный момент построен и испытан прототип детектора с массой мишени 0.5 т и идет строительство прототипа с мишенью 5 т. Использование изотопа  $^{130}\text{Te}$ , растворенного в жидком сцинтилляторе, предлагается в третьей фазе проекта, на прототипе с массой мишени в 100 т. Также рассматриваются идеи использования других изотопов:  $^{150}\text{Ne}$  и  $^{115}\text{In}$ .

### 4.3.1 Структура зарядово-обменных возбуждений изотопов $^{128,130}\text{Te}$

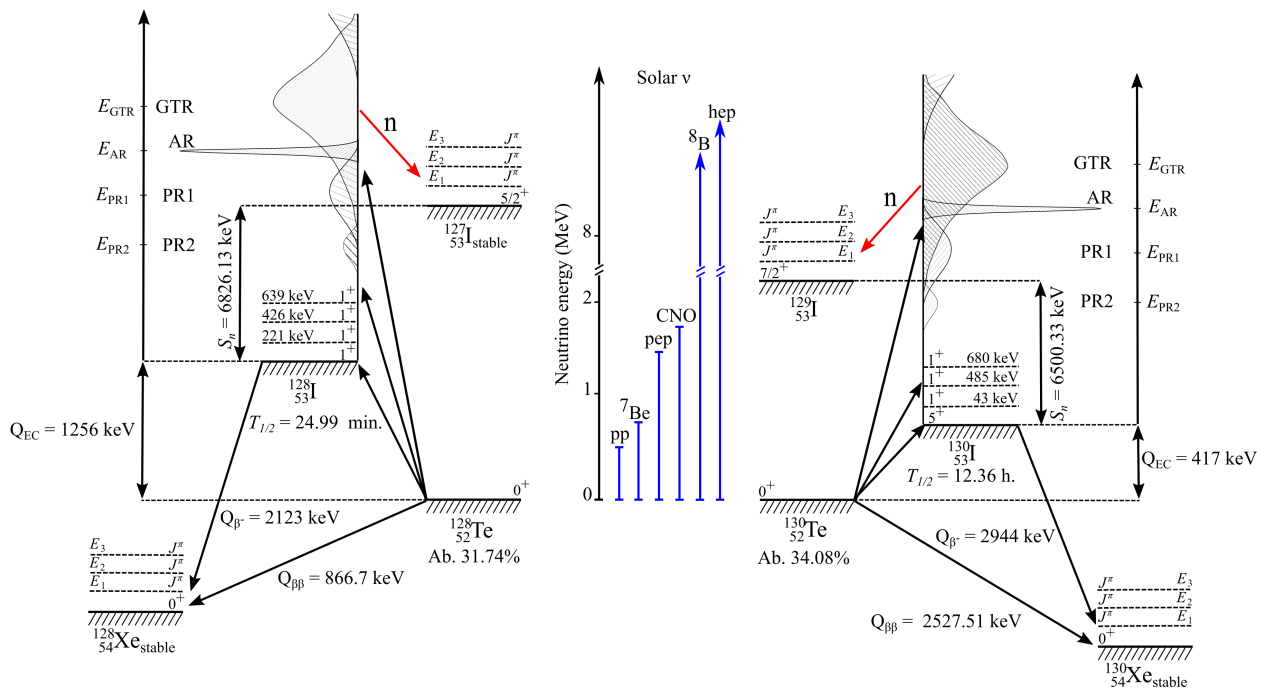


Рисунок 4.12 — Общая схема зарядово-обменных возбуждений для ядер  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Рисунок из работы (А3) из списка публикаций автора.

На Рис. 4.12 дана объединенная схема возбужденных изобарических состояний изотопов  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  с образованием  $^{128,130}\text{I}$ . Для  $^{128}\text{I}$  при энергиях возбуждения, превышающих  $S_n = 6826.13 \pm 5$  кэВ [45], происходит распад в стабильное ядро  $^{127}\text{I}$  вместе с эмиссией нейтрона. При более низких энергиях возбуждения, вначале идут переходы из возбужденного состояния ядра  $^{128}\text{I}$  в основное состояние, а затем бета-распад  $^{128}\text{I}$  из основного состояния в основное и возбужденные состояния ядра  $^{128}\text{Xe}$ . Аналогично и для ядра  $^{130}\text{I}$ : распад в  $^{129}\text{I}$  с эмиссией нейтрона при энергии возбуждения больше  $S_n = 6500.33 \pm 4$  кэВ

или же бета-распад из основного состояния ядра  $^{130}\text{I}$  в основное и возбужденные состояния ядра  $^{130}\text{Xe}$  после того как распадутся в основное состояние  $^{130}\text{I}$  все возбуждения с энергиями  $E_x < S_n$ . Следует заметить, что поскольку бета-распад происходит в высоковозбужденные состояния ксенона, которые быстро распадаются, испуская  $\gamma$ -кванты, доля переходов, которые заселяют область энергии вблизи конечной точки для  $0\nu\beta\beta$  распада  $^{130}\text{I}$  относительно велика и эти  $\gamma$ -кванты могут служить фоновым процессом в соответствующих экспериментах.

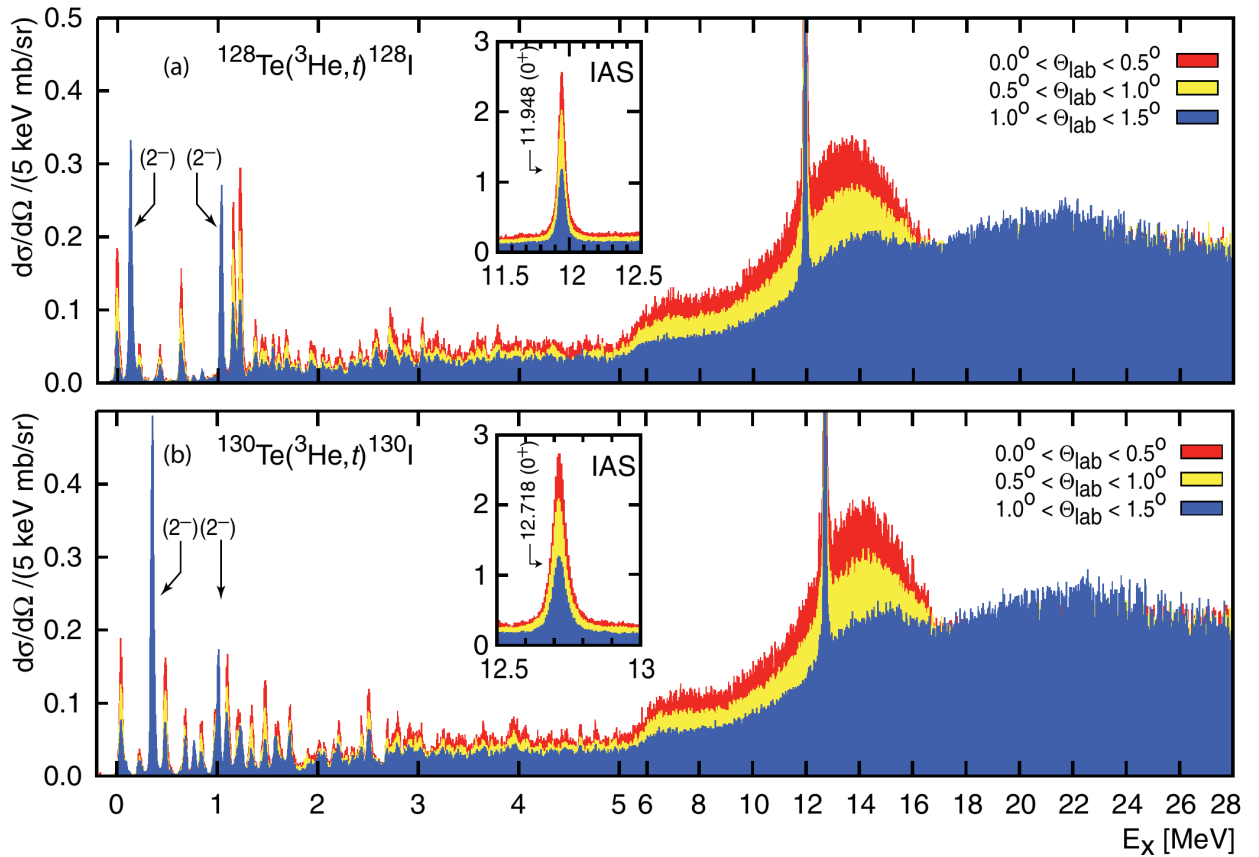


Рисунок 4.13 — Экспериментальный спектр зарядово-обменных реакции  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$

Экспериментальные спектры зарядово-обменных реакций  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ , полученные с разрешением 35 кэВ [89], показаны на Рис. 4.13, а их разложение на отдельные резонансы показано на Рис. 4.14 и Рис. 4.15 соответственно. Форма пика наблюдаемого гигантского Гамов-Теллеровского резонанса (GTR) и пигми резонансов (PR) аппроксимировалось по Брейт-Вигнеру (см. 2.9), фон из состояний квази-свободного континуума QFC аппроксимиро-

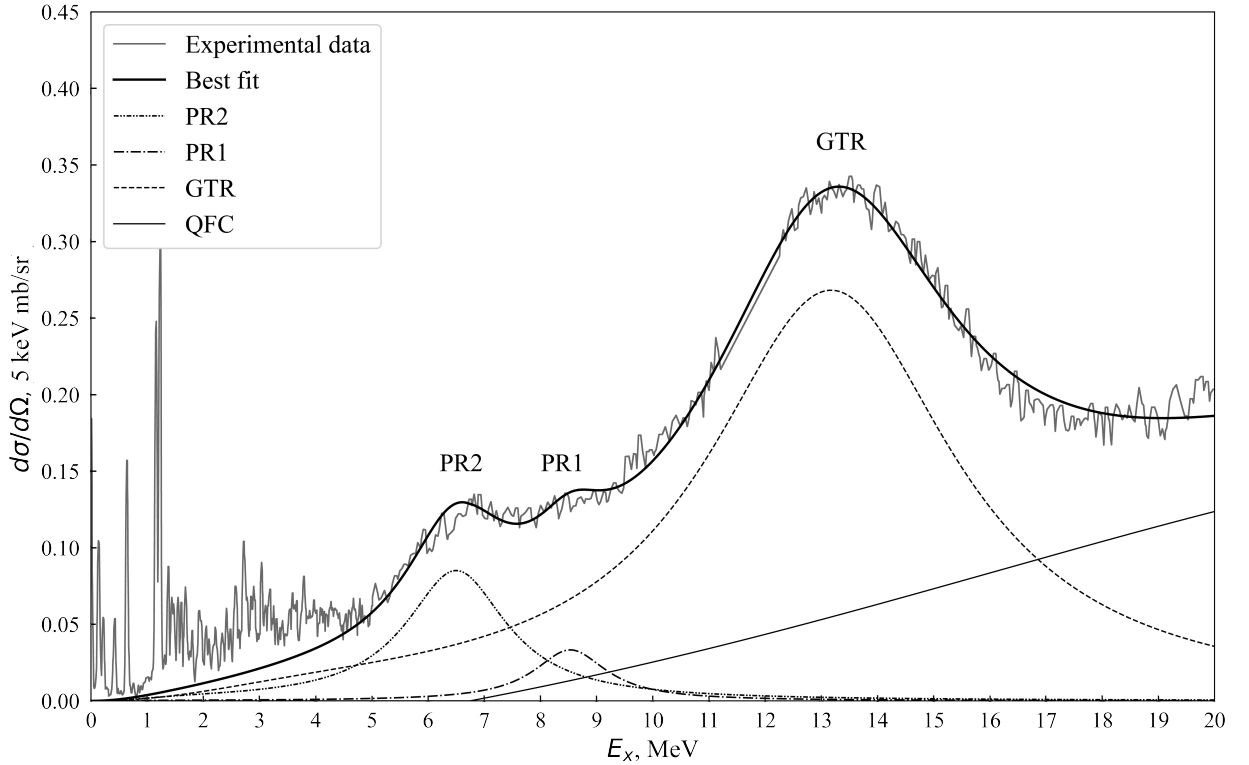


Рисунок 4.14 — Спектр возбуждений ядра  $^{128}\text{I}$  и его разложение на отдельные резонансы. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR) и пигми-резонансы (PR1, PR2), аппроксимированные Брейт-Вигнером. Аналоговый резонанс был предварительно вырезан из спектра

вался согласно методу, описанному в работе [14]:

$$\frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = N_0 \frac{1 - \exp[(E_t - E_0)/T]}{1 + [(E_t - E_{QF})/W]^2}$$

где параметры  $N_0$  и  $E_{QF}$  подбирались во время фитирования, значения остальных переменных были выбраны согласно [14].

Получены положения пиков:  $E_{GTR} = 13.287$  МэВ,  $E_{AR} = 11.948$  МэВ,  $E_{PR1} = 8.828$  МэВ,  $E_{PR2} = 6.391$  МэВ для  $^{128}\text{Te}$ , и  $E_{GTR} = 14.060$  МэВ,  $E_{AR} = 12.718$  МэВ,  $E_{PR1} = 9.531$  МэВ,  $E_{PR2} = 6.830$  МэВ для  $^{130}\text{Te}$ . Положения пиков PR и GTR резонансов зависят от параметров подложки фона QFC, которые подбирались при фитировании данных. Из-за этого они определены с точностью 100-200 кэВ. В оригинальной работе [89] даны только положения  $E_{AR} = 11.948$  МэВ для  $^{128}\text{Te}$ ,  $E_{AR} = 12.718$  МэВ для  $^{130}\text{Te}$  и примерное положение пиков GTR резонансов  $E_{GTR} \approx 14$  МэВ для обоих изотопов, положение пиков PR резонансов не упоминалось.

Теоретические зарядово-обменные силовые функции  $S(E)$  изотопов  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  рассчитывались в рамках микроскопической теории конечных ферми-

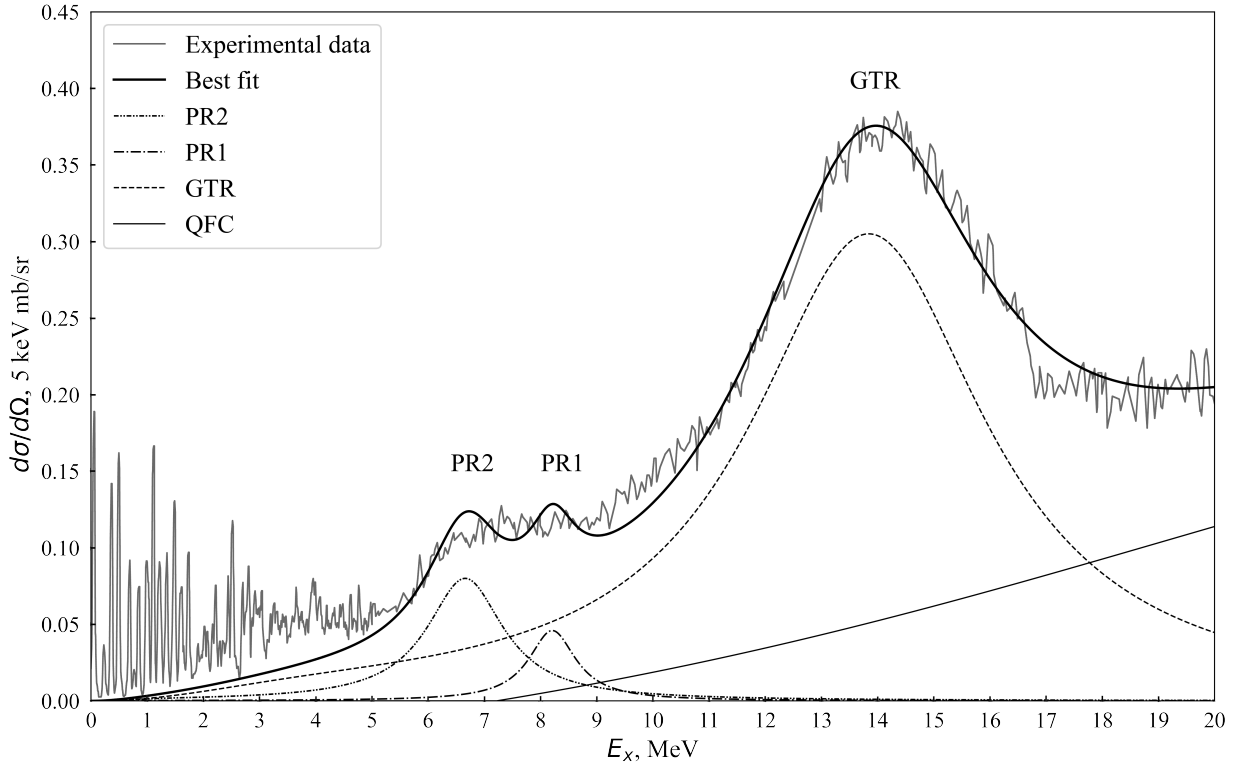


Рисунок 4.15 — Спектр возбуждений ядра  $^{130}\text{I}$  и его разложение на отдельные резонансы. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR) и пигми-резонансы (PR1, PR2), аппроксимированные Брейт-Вигнером. Аналоговый резонанс был предварительно вырезан из спектра

систем (ТКФС) [1]. Энергии и матричные элементы возбужденных состояний дочернего ядра определялись системой секулярных уравнений ТКФС для эффективного поля (2.13). Система секулярных уравнений (2.13) решалась для разрешенных переходов с локальным нуклон-нуклонным взаимодействием  $F_\omega$  в форме Ландау–Мигдала [1]:

$$F_\omega = C_0(f'_0 + g'_0(\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2))(\vec{\tau}_1\vec{\tau}_2)\delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

где  $C_0 = (d\rho/d\varepsilon_F)^{-1} = 300 \text{ МэВ}\cdot\text{fm}^3$  ( $\rho$  средняя плотность ядерной материи) и  $f'_0$  и  $g'_0$  параметры, соответственно, изоспин-изоспинового и спин-изоспинового взаимодействия квазичастиц. Эти константы взаимодействия являются феноменологическими параметрами и, подбираются из сравнения с экспериментальными данными. В данном случае, использовались значения  $f'_0 = 1.351 \pm 0.027$  и  $g'_0 = 1.214 \pm 0.048$ , полученные недавно [59] из анализа экспериментальных данных по энергиям аналоговых (38 ядер) и Гамов-Теллеровских (20 ядер) резонансов. Рассчитывались энергии  $E_i$  и квадраты матричных элементов

$M_i^2$  возбужденных изобарических состояний дочерних ядер  $^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{I}$ , образованных разрешенными переходами. Непрерывная часть спектра функции  $S(E)$  рассчитывалась с уширением по Брейт–Вигнеру.

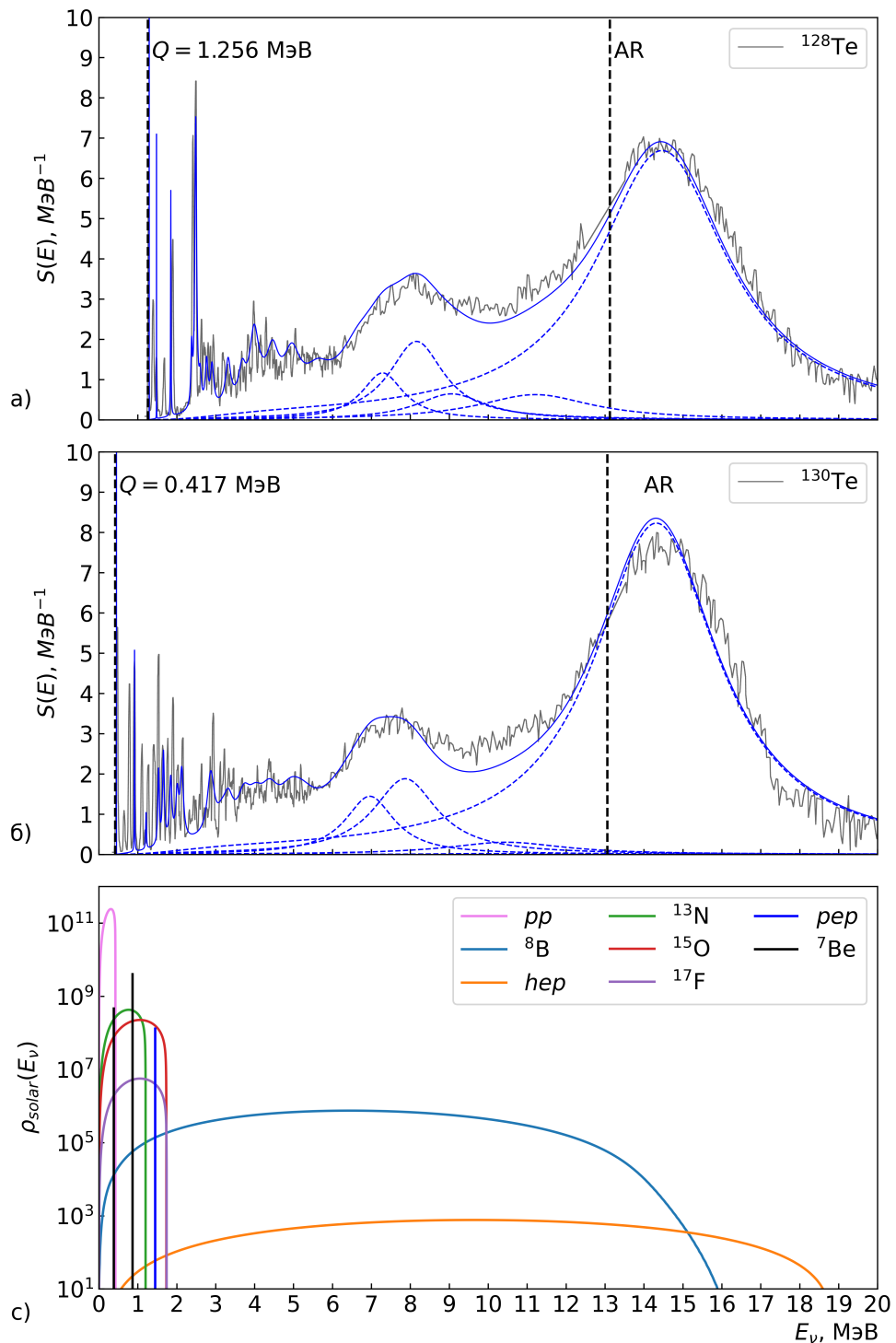


Рисунок 4.16 — Зарядово-обменные силовые функции  $S(E)$  ядер  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Серая линия – обработанные экспериментальные данные, синяя линия – расчет по теории конечных ферми-систем. с) – спектр солнечных нейтрино по модели Солнца BS05(OP) [15]. Рисунок из работы (A3) из списка публикаций автора.

При описании как экспериментальных, так и расчетных данных по силовой функции  $S(E)$  изотопов  $^{128,130}\text{Te}$ , существенный вопрос состоит в нормировке  $S(E)$ . В расчетах использовалась нормировка ТКФС равная 81% от максимального значения  $3(N - Z)$ , как в [55; 102]. На Рис. 4.16 для изотопов  $^{128,130}\text{Te}$  представлено сравнение расчетной силовой функции  $S(E)$  и силовой функции, полученной из обработки экспериментальных данных. Для гигантского Гамов-Теллеровского резонанса рассчитаны положения пиков:  $E_{GTR} = 13.208$  МэВ,  $E_{AR} = 11.87$  МэВ (предсказание [27]), для  $^{128}\text{Te}$  и  $E_{GTR} = 13.900$  МэВ,  $E_{AR} = 12.48$  МэВ (предсказание [27]) для  $^{130}\text{Te}$ , что согласуется с данными эксперимента. При энергиях возбуждения от 4 до 9 МэВ для обоих ядер в силовой функции доминирует вклад от пикми резонансов, далее с ростом энергии возбуждения наибольший вклад дает Гамов-Теллеровский резонанс.

### 4.3.2 Сечение и скорости захвата нейтрино ядрами $^{128}\text{Te}$ и $^{130}\text{Te}$

Сечение захвата солнечных нейтрино  $\sigma_{total}(E_\nu)$  рассчитывалось согласно 2.5 как сумма низколежащих дискретных и высоколежащих резонансных частей. Вклад в сечение низколежащих ГТ-состояний описывается  $\sigma_{discr}(E_\nu)$  2.6. Для расчетов использовались экспериментальные табличные значения  $B(GT)_k$ , полученные на циклотроне университета в Осаке [89]: 27 дискретных уровней ниже энергии  $E_{max} = 3$  МэВ для реакции  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и 21 уровень ниже энергии  $E_{max} = 3$  МэВ для реакции  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ . В расчетах использовалась табличные значения  $F(Z, E_e)$  из работ [64] и значения константы  $G$  и отношение констант аксиального и векторного взаимодействия, приведенные в работе [47].

Резонансный вклад в сечение определяется как 2.7. Для расчетов использовались силовые функции  $S(E)$ , полученные из обработки экспериментальных данных для реакций  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$  [89]. Они были заданы в области энергий возбуждения от  $\varepsilon_{min} = 3$  МэВ до  $\varepsilon_{max} = S_n$ . Положение верхней границы связано с тем, что в данной работе не рассматриваются процессы, связанные с вылетом нейтрона и образованием ядер  $^{127,129}\text{I}$ .

На Рис. 4.17 представлены сечения захвата нейтрино  $\sigma_{total}(E_\nu)$  в зависимости от энергии налетающего нейтрино для реакций  $^{128}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{130}\text{I}$ . На обоих рисунках видно, что, начиная от 6 МэВ вклад резо-

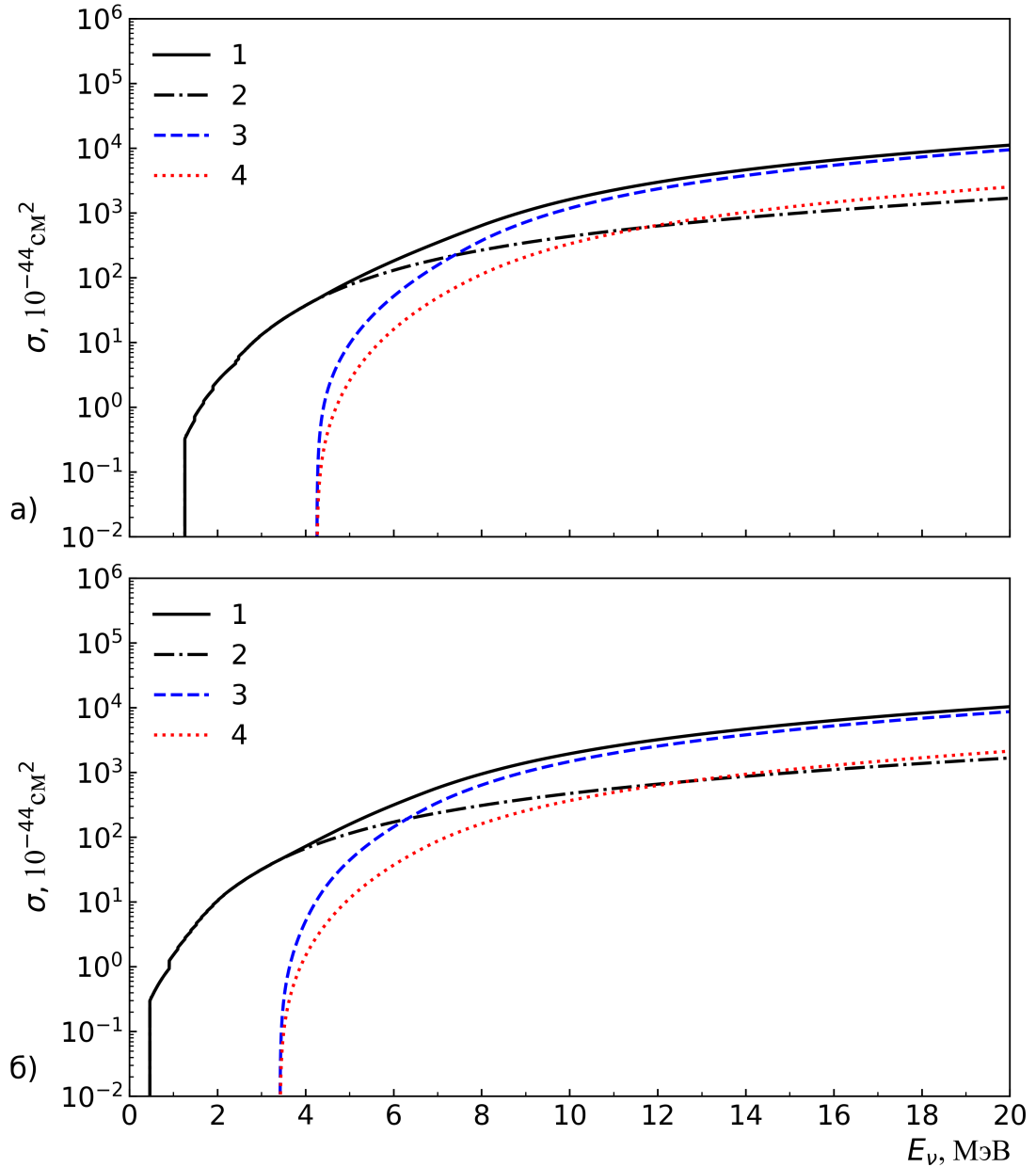


Рисунок 4.17 — а) — сечение захвата нейтрино в реакции  $^{128}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{128}\text{I}$ . 1 — полное сечение  $\sigma_{total}$  с учетом вклада как дискретной, так и непрерывных частей силовой функции. 2 — сечение  $\sigma_{discr}$  с учетом вклада только дискретных уровней. 3 — сечение  $\sigma_{res}$  с учетом вклада только от силовой функции  $S(E)$ , полученной из обработки экспериментальных данных для реакции  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$ . 4 — сечение  $\sigma_{res}$  с учетом вклада только гигантского гамов-теллеровского резонанса (GTR) в силовую функцию  $S(E)$ . б) — сечение захвата нейтрино в реакции  $^{130}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{130}\text{I}$ . Обозначения аналогичны а). Рисунок из работы (А3) из списка публикаций автора.

нансной части силовой функции в полное сечение начинает доминировать над вкладом от низколежащих дискретных состояний. При этом так как  $S(E)$  была



задана только до пороговой энергии отрыва нейтрона ( $S_n = 6826.13 \pm 5$  кэВ для  $^{128}\text{I}$  и  $S_n = 6500.33 \pm 4$  кэВ для  $^{130}\text{I}$ ), самыми заметными в ней будут вклады от PR резонансов, вклад от GTR резонанса будет в основном в виде подложки. Из-за этого вклад GTR резонанса в сечение тоже будет занижен (линия 4 на Рис. 4.17).

Скорость захвата нейтрино вычисляется через свертку сечений с плотностями потока налетающих солнечных нейтрино:

$$R = \int_0^{E_{max}} \rho_{solar}(E_\nu) \sigma(E_\nu) dE_\nu,$$

где  $E_{max} = 18.79$  МэВ соответствует максимальной энергии нейтрино в her канале:  $^3\text{He} + p \rightarrow ^4\text{He} + e^+ + \nu_e$ .

Скорости захвата даны в единицах SNU что соответствует количеству взаимодействий на  $10^{36}$  ядер мишени. Для удобства сравнения с результатами других групп для расчетов были использованы потоки солнечных нейтрино  $\rho_{Solar}(E_\nu)$  из модели Солнца BS05(OP) [15].

Таблица 7 — Скорость захвата  $R$  солнечных нейтрино для изотопа  $^{128}\text{Te}$  в единицах SNU. Таблица из работы (A3) из списка публикаций автора.

$^{128}\text{Te}$	<i>pp</i>	<i>pep</i>	<i>her</i>	$^7\text{Be}$	$^8\text{B}$	$^{13}\text{N}$	$^{17}\text{F}$	$^{15}\text{O}$	Total
$R_{discr}$	0	0.815	0.036	0	12.144	0	0.386	0.010	13.390
$R_{res}$	0	0	0.127	0	24.848	0	0	0	24.976
$R_{Total}$	0	0.815	0.163	0	36.992	0	0.385	0.010	38.366

Таблица 8 — Скорость захвата  $R$  солнечных нейтрино для изотопа  $^{130}\text{Te}$  в единицах SNU. Таблица из работы (A3) из списка публикаций автора.

$^{130}\text{Te}$	<i>pp</i>	<i>pep</i>	<i>her</i>	$^7\text{Be}$	$^8\text{B}$	$^{13}\text{N}$	$^{17}\text{F}$	$^{15}\text{O}$	Total
$R_{discr}$	0	5.633	0.039	37.701	14.166	2.298	4.433	0.112	64.382
$R_{res}$	0	0	0.138	0	33.179	0	0	0	33.317
$R_{Total}$	0	5.633	0.166	37.701	39.015	2.298	4.433	0.112	89.358
[17]	0	5.9	-	43.2	15.9	2.4	4.6	-	71.9
[18]	-	-	-	-	-	-	-	-	67.7

Расчетные значения скоростей захвата солнечных нейтрино в единицах SNU для изотопов  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  даны в табл. 7 и 8. Расчеты проводились как с

учетом вклада только от дискретных уровней –  $R_{discr}$ , так и с учетом вклада только от силовых функции  $S(E)$ , полученных из обработки экспериментальных данных для реакций  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$  –  $R_{res}$ , а также дана их сумма  $R_{Total} = R_{discr} + R_{res}$ .

Для  $^{128}\text{Te}$  учет только низколежащих дискретных состояний дает значение  $R_{discr} = 13.390$  SNU. Однако до учет резонансных состояний увеличивает итоговое значение  $R_{Total}$  в 3 раза, до 38.366 SNU. Связано это с вкладом от большого потока высокоэнергетических нейтрино от реакции  $^8\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$  ( $E_{max} < 16$  МэВ), которые возбуждают ядро до области PR и GTR резонансов. Аналогичная картина и для  $^{130}\text{Te}$ . Вклад только от дискретных состояний дает значение скорости захвата  $R_{discr} = 64.382$  SNU, что достаточно хорошо согласуется с аналогичными расчетами Н. Ejiri и S. R. Elliott [17; 18], с учетом того, что в расчетах этой группы использовалась другая Ферми-функция. При включении в расчет непрерывной части силовой функции  $S(E)$  скорость захвата солнечных нейтрино возрастает до  $R_{Total} = 89.358$  SNU. Большая разница в скоростях захвата для изотопов  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  обусловлена разницей в порогах реакции захвата нейтрино:  $Q_{EC} = 1256$  кэВ для  $^{128}\text{Te}$  и  $Q_{EC} = 417$  кэВ для  $^{130}\text{Te}$ , из-за чего для  $^{128}\text{Te}$  в процессе обратного бета-распада не участвуют *per* нейтрино от реакций  $p + e^- + p \rightarrow ^2\text{H} + \nu_e$  ( $E = 1.422$  МэВ) и  $^7\text{Be} + e^- \rightarrow ^7\text{Li} + \nu_e$  ( $E = 0.862$  МэВ).

#### 4.4 Заключение к Главе 4

В этой главе было рассмотрено взаимодействие солнечных нейтрино с ядрами  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Исследовалось влияние высоколежащих резонансов в зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$  на сечение захвата нейтрино  $\sigma(E)$ . Для расчетов использовались силовые функции, полученные из обработки экспериментальных данных для реакций  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He}, t)^{76}\text{As}$ ,  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$ . Для  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  было проведено сравнение экспериментальной силовой функции  $S(E)$  с теоретической  $S(E)$ , полученной в рамках теории конечных Ферми-систем; обе силовые функции хорошо согласовались как в области гигантского Гамов-Теллеровского резонанса (GTR), так и в области пигми резонансов (PR).

Для  $^{76}\text{Ge}$  учет переходов в непрерывные состояния ниже энергии отрыва нейтрона увеличивает суммарное значение скорости захвата на величину порядка 50%.

Сравнивая скорости захвата для  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ , надо отметить увеличение в 2.5 раза значений  $R_{Total}$  для изотопов  $^{130}\text{Te}$ . Это объясняется тем, что, как было отмечено, в процессе захвата солнечных нейтрино ядром  $^{128}\text{Te}$  основную роль играют высокоэнергетичные борные нейтрино, а в ядре  $^{130}\text{Te}$  – нейтрино с меньшими энергиями, которых существенно больше. Таким образом, два изотопа одного элемента  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ , мало различающиеся по структуре и по зарядово-обменной силовой функции, сильно различаются по сечениям  $\sigma(E)$  и скоростям захвата солнечных нейтрино.

## Глава 5. Фон от солнечных нейтрино для 100-тонного детектора ББНТ и разработка оптического модуля для прототипа 5 т. ББНТ

В настоящее время в мире активно ведутся разработки крупномасштабных нейтринных экспериментов следующего поколения, таких как JUNO, SNO+, DUNE, Hyper-Kamiokande. Среди их основных задач можно привести такие, как измерение иерархии масс нейтрино, изучение эффектов нарушения CP-инвариантности, прецизионные измерения потоков солнечных нейтрино, поиск распада протона на новом уровне чувствительности, детектирование нейтринных сигналов от сверхновых звезд, регистрация диффузного нейтринного потока от реликтовых сверхновых звезд и т. д. В настоящее время в России реализуется проект Большого баксанского нейтринного телескопа (ББНТ). ББНТ - это жидко-сцинтилляционный нейтринный детектор с массой мишени 10 кт, который предлагается построить на Северном Кавказе в подземной зоне Баксанской нейтринной обсерватории Российской академии наук (БНО ИЯИ РАН) на глубине около 4700 м.в.э. (метр водного эквивалента). Удаленность от действующих ядерных реакторов и большая глубина залегания делают этот проект весьма привлекательным. Этот многоцелевой нейтринный детектор будет предназначен для исследования потоков нейтрино и антинейтрино от Солнца, Земли и астрофизических источников. Одна из основных целей проекта - измерение потоков антинейтрино от бета-распадов изотопов природных радиоактивных семейств  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , а также  $^{40}\text{K}$ , содержащихся в недрах Земли (геонейтрино). Надежная регистрация этих частиц позволит установить вклад энерговыделения при радиоактивном распаде этих изотопов в общий тепловой поток Земли. Другой задачей этого детектора будет исследование потоков pp- и CNO-нейтрино. Измерение потока этих нейтрино позволит с высокой точностью определить химический состав солнечных недр. Это особенно актуально в контексте современных трудностей согласования наблюдений химического состава фотосферы с данными гелиосейсмологии.

Проект детектора включает четыре этапа. Первый этап (2017 – 2019 г.) – создание опытного образца с массой жидкого сцинтиллятора 0.5 т, размещенного в лаборатории галлий-германиевого нейтринного телескопа (ГГНТ) БНО. Второй этап (2019 – н. в.) – создание опытного образца с массой жидкого сцинтиллятора 5 т., также расположенного в лаборатории ГГНТ, для отработ-

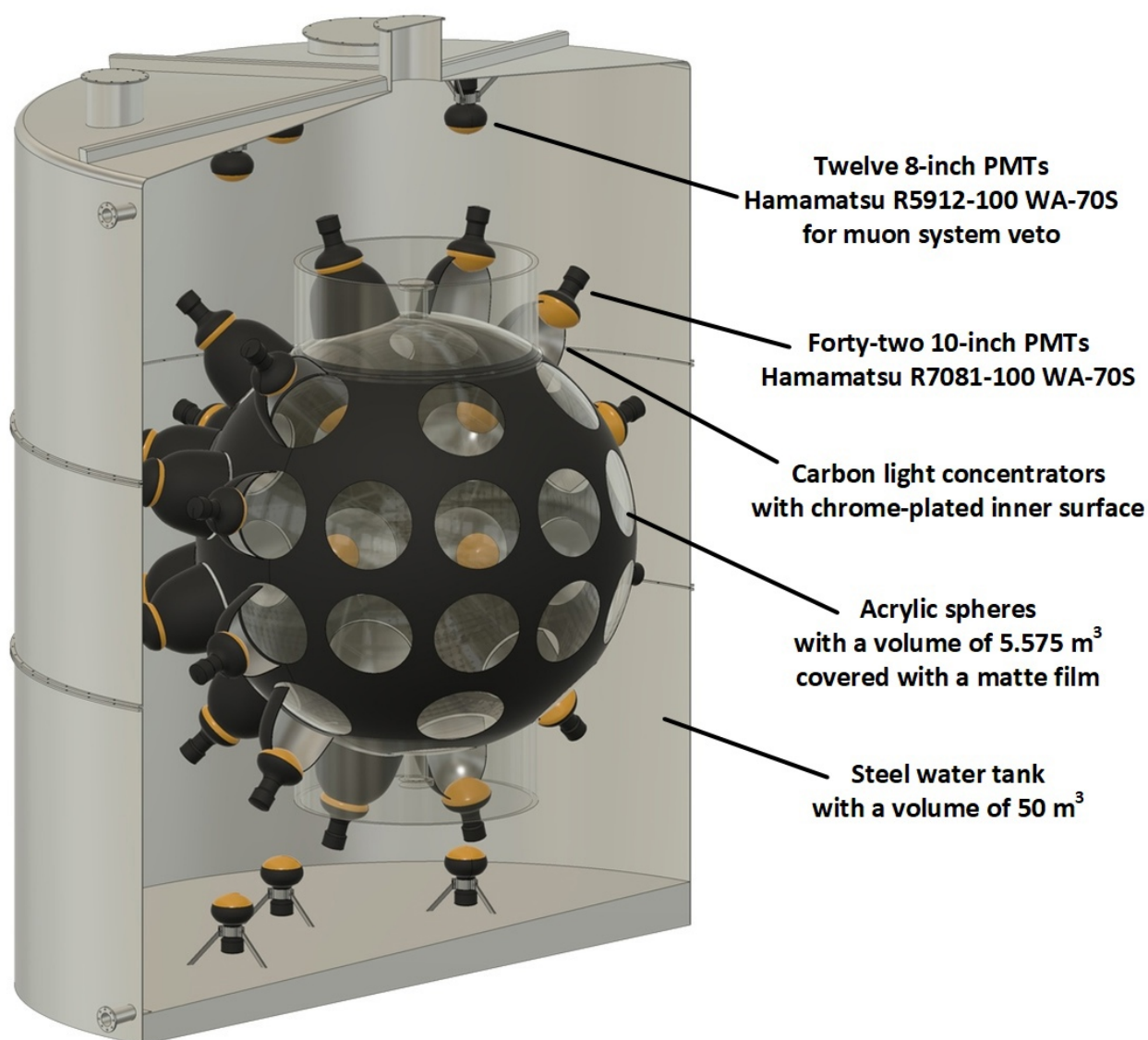


Рисунок 5.1 — 3D модель прототипа на 5 т.

ки применяемых научно-технологических методов и подходов. На Рисунке 5.1 показана 3D прототипа на 5 т. Третий этап – проектирование и создание масштабного прототипа с массой сцинтиллятора 100 т. На этом этапе, помимо разработки методов и технологий полномасштабного детектора, прототип сможет решать актуальные научные задачи, например, отслеживать взрывы сверхновых с коллапсирующим ядром в Галактике. Параллельно со 100-тонным детектором начнутся работы по проектированию и созданию полномасштабной установки. Наконец, четвертый этап – это проектирование, создание и запуск полномасштабного детектора, способного решить весь комплекс задач, поставленных в проекте. Рабочий объем этого большого детектора может быть увеличен за счет создания дополнительных отдельных секций. Прототипы детектора будут смогут решать отдельные физические задачи. В частности,



Рисунок 5.2 — Фотоумножитель R7801-100 WA-S70.

прототип ББНТ массой 100 т предлагается использовать для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$ , используя растворенную в жидком сцинтиляторе природную смесь изотопов  $^{128,130}\text{Te}$ , по аналогии с экспериментом SNO+.

Для использования в прототипах проекта ББНТ был выбран фотоумножитель 10-дюймовый фотоумножитель Hamamatsu R7801-100 WA-S70. Это фотоумножитель с полусферическим фотокатодом диаметром  $\approx 25$  см с полностью герметизированным водонепроницаемым делителем напряжения питания и с выходным коаксиальным кабелем длиной 70 м. По этому кабелю одновременно подается высоковольтное напряжение питания и передается анодный сигнал фотоумножителя. На Рис. 5.2 показана фотография фотоумножителя R7801-100 WA-S70. Глава основывается на результатах, опубликованных в работах (A4), (A6), (A10) из списка публикаций автора.

## 5.1 Ожидаемое число событий от захвата солнечных нейтрино

Эксперименты по поиску  $0\nu\beta\beta$  распада достигают все большей чувствительности. Это улучшение происходит как за счет увеличения массы исходного изотопа, так и за счет уменьшения фона в экспериментальной установке. Следующее поколение экспериментов по поиску  $0\nu\beta\beta$  нацелено достижение области обратной иерархии масс майорановского нейтрино (15–50 меВ). Для выполнения этой цели требуется, чтобы эксперименты были способны измерять времена полураспада более  $10^{27}$  лет и имели число фоновых событий не более 1 события на тонну в год в области интереса (ROI) около значения  $Q_{\beta\beta}$ . Такой эксперимент потребовал бы 1–10 тонн целевого изотопа. В будущем поколении экспериментов, которые могут попытаться достичь области нормальной иерархии масс ( $<5$  меВ), потребуется чувствительность более  $10^{29}$  лет. Эксперименты такого масштаба должны учитывать фон, обусловленный захватом солнечных нейтрино  $\beta\beta$  изотопом [12; 17].

Как было ранее упомянуто, по аналогии с экспериментом SNO+, детектор ББНТ массой 100 т предлагается использовать для поиска процесса  $0\nu\beta\beta$  в  $^{130}\text{Te}$ , путем добавления в него природной смеси теллура. Ожидаемое число  $0\nu\beta\beta$  событий  $R_{\beta\beta}$  можно оценить исходя из периода полураспада по формуле [17]:

$$R_{\beta\beta} = \frac{1}{M} \frac{dN}{dt} = \frac{\lambda N}{M} \approx \frac{420}{W(g)} \left( \frac{10^{27} \text{л.}}{T_{1/2}^{0\nu}} \right) \frac{\text{соб.}}{\text{т} \cdot \text{год}} \quad (5.1)$$

где  $W(g)$  – молярная масса  $\beta\beta$  изотопа, а  $M$  – его масса в тоннах. Для 100-тонного сцинтилляционного детектора ББНТ при концентрации природной смеси изотопов теллура в сцинтилляторе 1% и  $T_{1/2}^{0\nu}(^{130}\text{Te}) = 10^{27}$  она даст  $\approx 1$  событие в год.

Можно оценить ожидаемое число событий от захвата солнечных нейтрино в год этого же детектора. Учитывая, что в одной тонне теллура число атомов изотопа  $^{130}\text{Te}$  (изотопное содержание  $\approx 34\%$ ) составляет  $N(^{130}\text{Te}) \approx 1.58 \times 10^{27}$  шт. и в предыдущей главе была получена оценка скорости захвата солнечных нейтрино  $R_{Total} = 89.358 \text{ SNU}$ , где SNU – количество взаимодействий на  $10^{36}$  ядер мишени, то ожидаемое число событий в год от изотопа  $^{130}\text{Te}$  составит  $\approx 4.4$  событий в год. Аналогично для  $^{128}\text{Te} \approx 1.8$  событий в год.

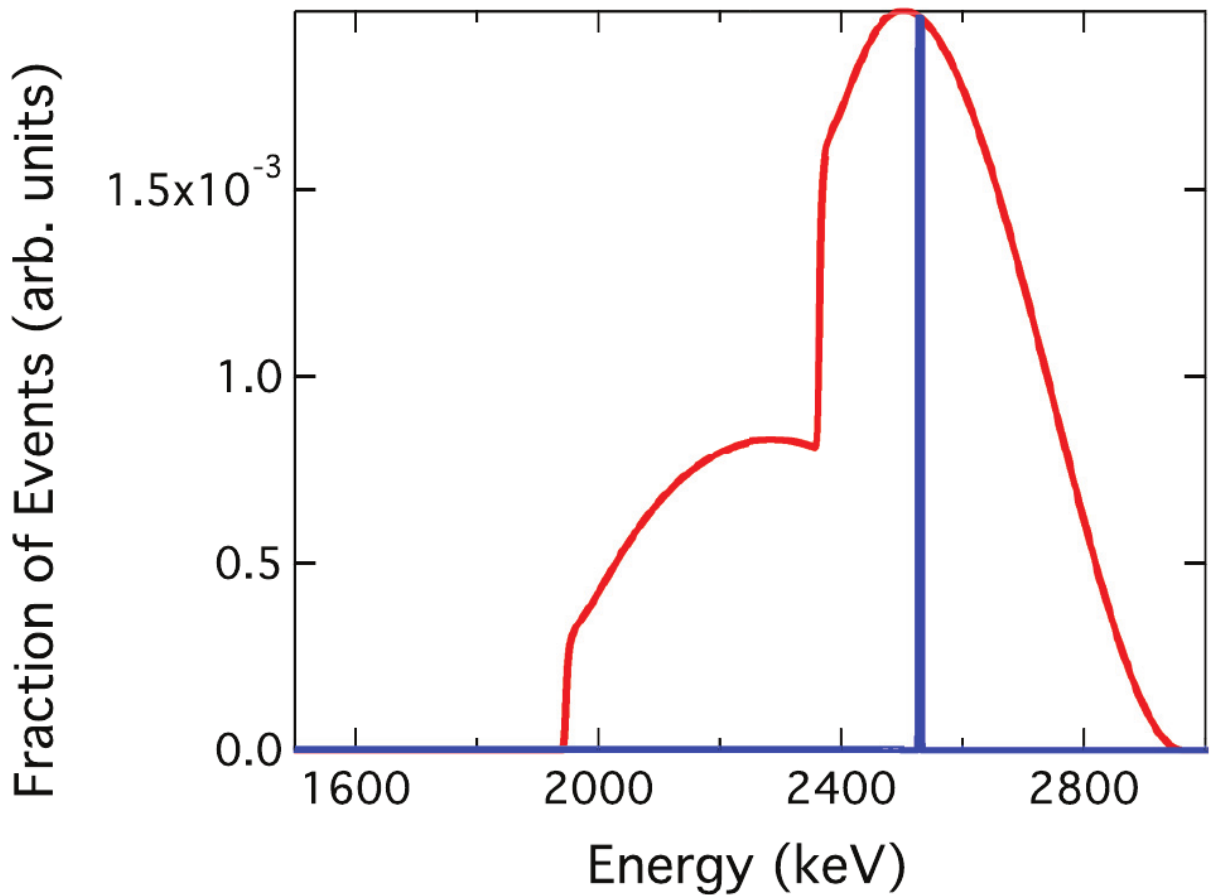


Рисунок 5.3 — Энергетический спектр  $\beta$ - и  $\gamma$ -частиц от распада  $^{130}\text{I}$  [17]. Заштрихованная область показывает часть спектра, которая будет попадать в область интереса (ROI) при разрешении 2% по полной ширине на полувысоте (FWHM).

Необходимо отметить, что данная оценка получена без учета осцилляций нейтрино; в качестве грубой оценки можно принять, что их доучет снизит ожидаемое число событий примерно в 2 раза. Также нужно учесть что только часть событий от солнечных нейтрино попадет в область интереса эксперимента. Расчёты  $\beta$ -спектра показывает, что около 9.8% распадов  $^{130}\text{I}$  будут попадать в область интереса (ROI) при разрешении 2% по полной ширине на полувысоте (FWHM) [17]. На Рис. 5.3 показан энергетический спектр  $\beta$ - и  $\gamma$ -частиц от распада  $^{130}\text{I}$ . Для простоты предположим что это верно и для  $^{128}\text{I}$ . Тогда оценка ожидаемого числа событий от захвата солнечных нейтрино ядрами  $^{128,130}\text{Te}$  в области интереса для 100-тонного сцинтилляционного детектора ББНТ составит  $\approx 0.3$  события в год.

Увеличение массы мишени детектора до 10 кт (что планируется в ББНТ и в других аналогичных проектах) соответственно увеличит и число событий от солнечных нейтрино.



Для детекторов нового поколения, увеличение массы мишени и сопутствующее уменьшение фона в экспериментальной установке от естественной радиоактивности, активации материалов космическими лучами, мюонов и прочего, приводит к возрастанию относительного вклада полный фон от процессов, сопровождающих захват нейтрино от солнца ядрами теллура. Особенностью фона от солнечных нейтрино является его принципиальная неустранимость. Для экспериментов следующего поколения требуется тщательная оценка этого фона.

## 5.2 Разработка концентратора света

Увеличение чувствительности и достижение максимального светосбора является одной из самых важных проблем для детекторов черенковского и сцинтилляционного излучения. Одним из путей решения является установка концентраторов света в виде конуса на фотокатод ФЭУ. Геометрия конуса выбирается исходя из формы фотокатода, диаметров входного и выходного отверстий, максимального угла с падения света  $\theta_{max}$  (по отношению к оси конуса) с которым он еще не будет переотражен назад. В работах Винстона [16] были представлены методы расчета геометрии конуса (конус Винстона) для максимизации светосбора.

В случае плоского фотокатода ФЭУ геометрию конуса можно описать аналитически, как ветвь параболы. Максимальный угол падения  $\theta_{max}$ , будет равен отношению радиусов входного  $r_1$  и выходного  $r_2$  отверстий:

$$\sin\theta_{max} = \frac{r_2}{r_1}. \quad (5.2)$$

Длина конуса:

$$l = \frac{r_2 + r_1}{\tan\theta_{max}}. \quad (5.3)$$

Парабола конуса:

$$r(\theta) = \frac{1 + \sin\theta_{max}}{1 - \cos(\theta + \theta_{max})} 2r_2 \quad (5.4)$$

Такой концентратор достигает теоретического максимума концентрации (в двумерном случае).

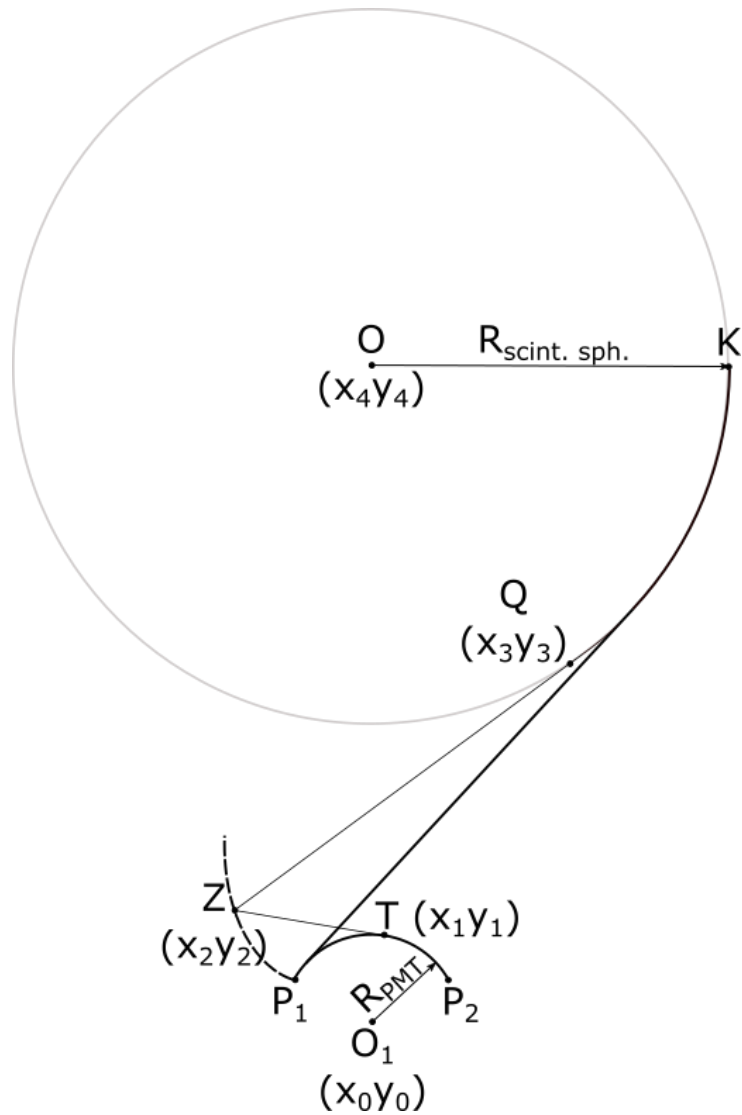


Рисунок 5.4 — Пример построения профиля концентратора для сферического фотокатода. Рисунок из работы (А6) из списка публикаций автора.

В случае сферического фотокатода для построения геометрии используется так называемый «string method». Пример построения сферического излучателя дан на Рисунке 5.4. В верхней части рисунка находится излучающая сфера с центром в т.  $O$ , снизу фотокатод ФЭУ с центром кривизны  $O_1$ . Натянем струну (черная линия) между точками  $P_2$  (правая граница поверхности фотокатода) и  $K$ ; длину струны подберем так, что в натянутом состоянии она обернется вокруг фотокатода и дойдет до точки  $P_1$  (левой границы фотокатода). Поставим в точку  $P_1$  кончик карандаша. Если, оставляя струну натянутой, начать двигать карандаш влево-вверх (пунктирная линия), то его конец опишет поверхность концентратора. Вращая полученную линию вокруг оси  $O - O_1$ , получим поверхность конуса. Стоит заметить, что оба варианта конуса достигают теоретического максимума концентрации только для двумерного

случая (то есть когда лучи проходят через меридиан конуса). В трехмерном случае часть лучей, падающих на конус с углом меньше критического будут переотражены назад.

Программная реализация “string method” была сделана следующим образом. Вначале исходя из размеров излучающей сферы, расстояния между сферой и ФЭУ и кривизны ФЭУ рассчитывалась полная длина струны  $L_{total}$ , соединяющая точки  $\mathbf{K}\mathbf{P}_1\mathbf{P}_2$ , как было описано ранее. Далее случайным образом бралась точка  $\mathbf{Z}$  с координатами  $(x_2, y_2)$  так, чтобы она лежала левее точки  $\mathbf{P}_1$ , и между  $\mathbf{P}_1$  и нижней точкой сферы. Из точки  $\mathbf{Z}$  пускалась касательная к излучающей сфере, координаты точки касания  $\mathbf{Q}$  брались из решения системы уравнений:

$$\begin{aligned} (x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2 &= ZQ^2 \\ (x_3 - x_4)^2 + (y_3 - y_4)^2 &= R_{PMT}^2 \\ ZQ &= \sqrt{(ZO^2 - R_{PMT}^2)} \end{aligned} \quad (5.5)$$

Так как из точки к кругу можно направить 2 касательные, бралась та пара координат  $(x_3, y_3)$  которая ближе к точке  $\mathbf{K}$ . Аналогичным образом вычислялась координата точки  $\mathbf{T}$   $(x_1, y_1)$  касательной от точки  $\mathbf{Z}$  к фотокатоду ФЭУ. Зная координаты точек  $\mathbf{K}, \mathbf{Q}, \mathbf{Z}, \mathbf{T}, \mathbf{P}_2$  можно рассчитать длину модифицированной струны  $L'$  и невязку  $(L_{total} - L')$ . Варьируя координату  $x_2$  точки  $\mathbf{Z}$  делаем так чтобы  $(L_{total} - L') = 0$ , запоминаем полученные  $(x_2, y_2)$  и выбираем новую точку  $\mathbf{Z}$ . Повторяя данный алгоритм, получаем набор точек, характеризующих поверхность конуса. Программная реализация данного алгоритма была сделана на языке python с привлечением библиотеки numpy. Рассчитанный профиль концентратора дан в Приложении А.

Концентратор изготавливается из нескольких слоев углеродного композита на который магнетронным способом наносится отражающий слой из серебра. На Рисунке 5.5 показан сборочный чертеж оптического модуля 5-тонного прототипа ББНТ – фотоумножитель R7801-100 WA-S70 с разработанным концентратором света. Производство концентратора света по оптимизированной форме было нами внедрено на предприятии ООО «Гидромания», Минск, Республика Беларусь. На Рисунке 5.6 показаны опытные образцы концентраторов света, изготовленные в ООО «Гидромания».

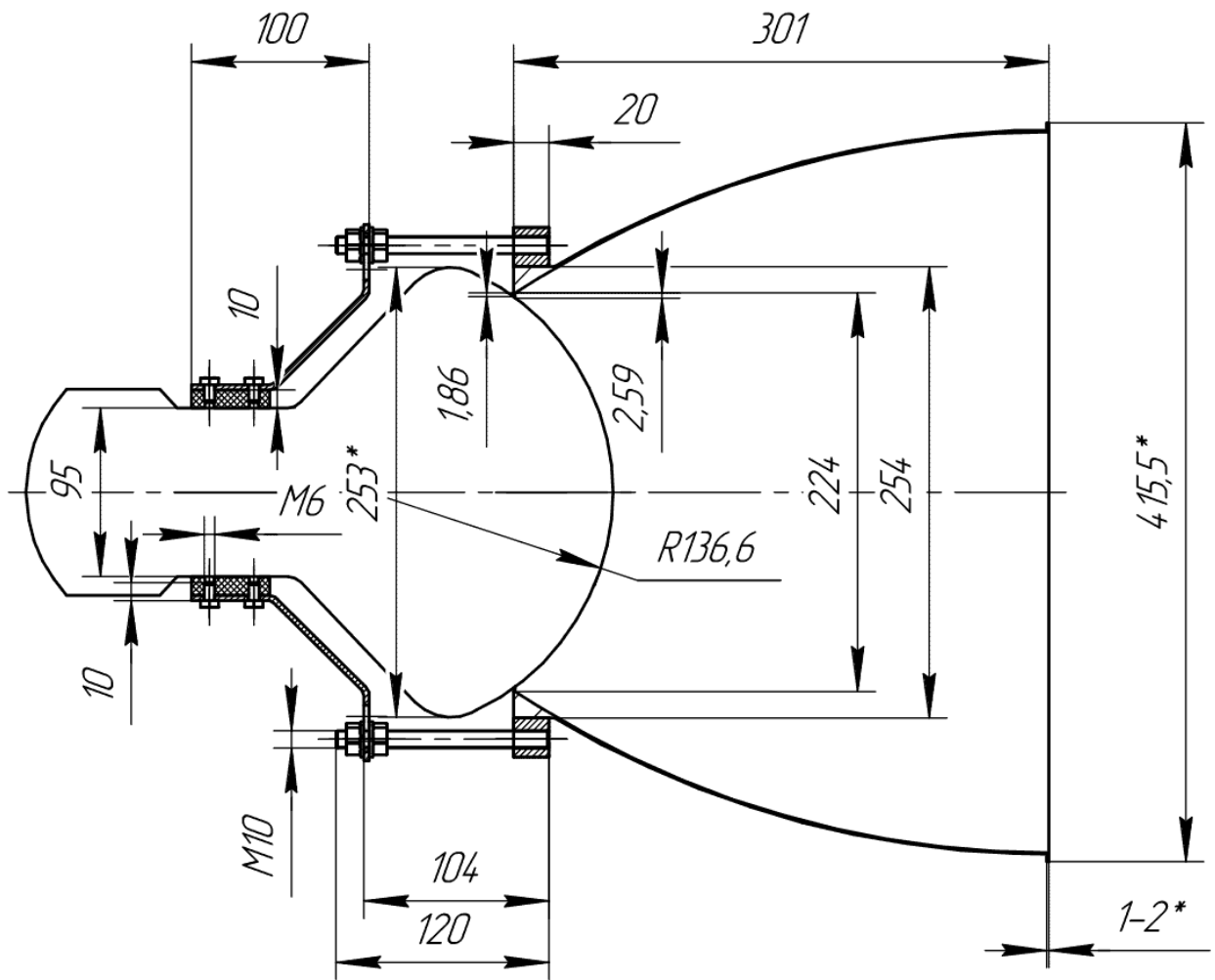


Рисунок 5.5 — Сборочный чертеж оптического модуля 5-тонного прототипа ББ-НТ.



Рисунок 5.6 — Изготовленный образец концентратора.

### 5.3 Заключение к Главе 5

Сделана оценка числа событий от захвата солнечных нейтрино ядрами  $^{128,130}\text{Te}$  для 100-тонного сцинтилляционного детектора ББНТ при концентрации природной смеси изотопов теллура в сцинтилляторе 1%:  $\approx 0.3$  события в год около значения  $Q_{\beta\beta} = 2527.51$  кэВ. Оценка на число событий  $0\nu\beta\beta$  распада  $^{130}\text{Te}$  при ожидаемой  $T_{1/2}^{0\nu}(^{130}\text{Te}) = 10^{27}$  дает значение  $\approx 1$  события в год.

Хотя и для детектора такой массы данным фоновым процессом можно пренебречь, для нового поколения детекторов массой больше 1 кт относительный вклад фона от процесса захвата солнечных нейтрино будет расти. Для экспериментов следующего поколения требуется тщательная оценка этого фона.

Для прототипа 5 т ББНТ разработан и создан концентратор света, профиль которого оптимизирован под геометрию установки. Производство концентратора света внедрено на предприятии ООО «Гидромания».

## Заключение

Основные результаты диссертационной работы:

1. Для изотопов  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  были обработаны опубликованные экспериментальные данные по реакциям перезарядки  $(p, n)$  и  $(^3\text{He}, t)$ . Был сделан анализ этих спектров, выполнено разложение экспериментального спектра возбуждения на отдельные ядерные резонансы (пигми, гигантский Гамов-Теллеровский, аналоговые) и на подложку фона от переходов в квазисвободные состояния. Для каждого резонанса, в зависимости от его формы, были получены его параметры: положения пика и ширина. Исходя из параметров резонансов, полученных при разложении спектров реакций перезарядки, для каждого изотопа:  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  была построена экспериментальная силовая функция  $S(E)$ , характеризующая интенсивность переходов в конечном ядре в зависимости от энергии возбуждения.
2. Впервые для ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  были рассчитаны сечения захвата нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  с учетом не только низколежащих дискретных частей, но и с учетом резонансного вклада экспериментальной зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$ . Для всех ядер было показано, что с ростом энергии налетающих нейтрино, в сечении захвата нейтрино  $\sigma(E_\nu)$  начинает доминировать вклад от резонансной части экспериментальной силовой  $S(E)$ .
3. Впервые для ядер  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  были рассчитаны скорости захвата нейтрино  $R$  с учетом резонансной структуры зарядово-обменной силовой функции  $S(E)$ . Результаты расчетов с учетом только вклада дискретных частей в силовую функцию хорошо согласовались с результатами других научных групп [17; 18]. Показано, что для некоторых изотопов, например  $^{71}\text{Ga}$ , доучет резонансной структуры в силовой функции не оказывает существенного влияния на итоговую скорость захвата. С другой стороны, для  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$  учет резонансной структуры значительно (до 2х раз для  $^{128}\text{Te}$ ) повышает итоговую скорость захвата  $R$ . Такое поведение в первую очередь связано с порогом реакции захвата нейтрино, в зависимости от которого в  $R$  будут доми-

- нировать вклады либо от низкоэнергетичных  $\nu\nu$ -нейтрино (для  $^{71}\text{Ga}$ ), либо от высокоэнергетичных нейтрино от канала  $^8\text{B}$  ( $^{127}\text{I}$ ,  $^{128,130}\text{Te}$ ).
4. Исследовано влияние выбора варианта Ферми-функции на сечение и скорости захвата солнечных нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$ . Показано, что разные варианты расчета Ферми-функции дают разницу в скоростях захвата нейтрино  $R$  до  $\approx 15\%$ . Наиболее чувствительно точное определение Ферми-функции для изучения спектра борных нейтрино.
  5. Используя полученные ранее оценки на скорости захвата солнечных нейтрино изотопами  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$  сделана оценка числа событий от захвата нейтрино от Солнца этими же изотопами для 100-тонного сцинтилляционного детектора ББНТ при концентрации природной смеси изотопов теллура в сцинтилляторе 1%:  $\approx 0.31$  события в год около значения  $Q_{\beta\beta} = 2527.51$  кэВ. Оценка на число событий  $0\nu\beta\beta$  распада  $^{130}\text{Te}$  при ожидаемой  $T_{1/2}^{0\nu}(^{130}\text{Te}) = 10^{27}$  дает значение  $\approx 1$  события в год. Хотя и для детектора такой массы данным фоновым процессом можно пренебречь, для нового поколения детекторов массой больше 1 кт относительный вклад фона от процесса захвата солнечных нейтрино будет расти. Для экспериментов следующего поколения требуется тщательная оценка этого фона.
  6. Для прототипа 5 т ББНТ разработан и создан концентратор света. Форма профиля концентратора была рассчитана с использованием метода струны («string method»). Был создан алгоритм, оптимизирующий светосбор концентратора, в зависимости от профиля фотокатода ФЭУ, расстояния до светоизлучающей сферы, ее диаметра и пр. Программная реализация данного алгоритма была сделана на языке python с привлечением библиотеки numpy. Производство концентратора света по оптимизированной форме было внедрено на предприятии ООО «Гидромания».

Выражаю глубочайшую благодарность и признательность моему научному руководителю Лубсандоржиеву Баярто Константиновичу, а также Лютостанскому Юрию Степановичу и Тихонову Виктору Николаевичу за постановку задач, внимательное отношение, интересные беседы, помощь и понимание на всех этапах работы. Хочу выразить свою искреннюю благодарность Инжечику Льву Владиславовичу, Коротееву Григорию Александровичу и товарищам

Сидоренкову А.Ю., Ушакову Н.А., Луканову А.Д., Воронину Д.М., Нанзанову Д.А. и Будзинской А.А.



## Список рисунков

1.1	Схема детектора в эксперименте Райнеса и Коуэна. . . . .	13
1.2	Экспериментальные спектры реакций $(^3\text{He}, t)$ и $(p, n)$ для изотопа $^{71}\text{Ga}$ . 1 – данные 2015 года [35], 2 – данные 1998 года [36], 3 – данные 1985 года [37] . . . . .	23
2.1	Схема детектора в шахте Хоумстейк. . . . .	26
2.2	Установка GALLEX в подземной лаборатории Гран-Сассо. На фото показан общий вид главного сооружения GALLEX . . . . .	27
2.3	Общий вид реакторного зала галлий-германиевого нейтринного телескопа. . . . .	28
2.4	Потоки солнечных нейтрино согласно BS05(OP) [15]. Вертикальными прерывистыми линиями показаны пороги реакций захвата нейтрино для ядер $^{71}\text{Ga}$ , $^{127}\text{I}$ , $^{127,130}\text{Te}$ . . . . .	31
2.5	Спектр возбужденных состояний в зарядово-обменной реакции $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t)^{71}\text{Ge}$ [35]. . . . .	32
2.6	а) Экспериментальная зарядово-обменная силовая функция ядра $^{71}\text{Ga}$ . Серым показаны результаты эксперимента [35]. Черная линия показывает результат фитирования силовой функции. Вертикальными линиями ограничен энергетический диапазон от от 3 МэВ до $S_n$ – энергии отрыва нейтрона. б) Расчет зарядово-обменной силовой функции, выполненный в теории конечных ферми-систем (ТКФС) [1]. Рисунок из работы (A8) . . . . .	33
2.7	Сечение захвата нейтрино в реакции $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)^{71}\text{Ge}$ в зависимости от выбора варианта силовой функции $S(E)$ : $\sigma_{discr}$ – соответствует учету только дискретных уровней, $\sigma_{res}$ – от только резонансных состояний с энергией от 3 МэВ до энергии отрыва нейтрона $S_n$ , $\sigma_{Total} = \sigma_{discr} + \sigma_{res}$ . Расчеты сделаны для параметра $q_{exp} = 0.5$ . . . . .	36

- 2.8 Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{127}\text{Xe}$  в реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  с распадом высоколежащих возбуждений в стабильный изотоп  $^{126}\text{Xe}$  с эмиссией нейтрона. Обозначены гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и, расположенные ниже два пикма резонанса (PR).  $S_n$  – энергия отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$ . Схематично показаны энергии потоков солнечных нейтрино. Рисунок из работы (A5) из списка публикаций автора. . . . . 39
- 2.9 Спектр нейтрино от ускорителя LAMPF [56]. . . . . 41
- 2.10 Схема рождения нейтрино на ускорителе SNS [57]. . . . . 41
- 2.11 Спектр нейтрино от ускорителя SNS [58]. . . . . 42
- 2.12 Вид в разрезе детектора NaIvE. Зеленым цветом выделены панели мюонной вето-системы [9]. . . . . 43
- 2.13 Структура зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{127}\text{Xe}$  в реакции перезарядки  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$  [51]. . . . . 44
- 2.14 (1) – экспериментальная зарядово-обменная силовая функция  $S(E)$  измеренная в в реакции перезарядки  $^{127}\text{I}(p, n)^{127}\text{Xe}$ , (2,3) – суммарная теоретическая силовая функция, полученная в рамках ТКФС (2) и отдельные ГТ-резонансы в ней (3), (4,5) – разложение экспериментальной функции  $S(E)$  на отдельные резонансы (5) и суммарный фит (4). Рисунок из работы (A5) из списка публикаций автора. . . . . 45
- 2.15 Сечение нейтринного захвата  $\sigma(E)$  в реакции  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  в зависимости от выбора варианта силовой функции  $S(E)$ . (1) – расчет с теоретической  $S(E)_{theor.}$ , (2) – расчет с экспериментальной  $S(E)_{exp.}$ , (3)  $S(E)_{theor.} - S(GTR)$ , (4)  $S(E)_{theor.} - S(GTR) - S(PR1)$ , (5)  $S(E)_{theor.} - S(GTR) - S(PR1) - S(PR2)$ . Рисунок из работы (A5) из списка публикаций автора. . . . . 47
- 2.16 Спектр солнечных нейтрино согласно модели BS05(OP) [15]. Слева прерывистой вертикальной линией указан эффективный порог захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$ , справа показан порог отрыва нейтрона в ядре  $^{127}\text{Xe}$ . По оси абсцисс после 2 МэВ меняется масштаб. . . . . 48

- 3.1 *a)* – Значения Ферми-функций в зависимости от энергии: 1 – [20], 2 – Ферми-функция с поправками  $L_0$  и фермиевским распределением заряда в ядре из [62], 3 – [60], 4 – [63], 5 – [64]. *b)* – Отношение значений Ферми-функций к [60]. Рисунок из работы (A2) из списка публикаций автора. . . . . 53
- 3.2 *a)* – Ферми-функция с поправками  $L_0$  и фермиевским распределением заряда в ядре из [62] рассчитанная для трех значений параметра  $r_0$  в формуле  $R = r_0 \cdot A^{1/3}$ :  $r_0 = 1.0$ ,  $r_0 = 1.2$  and  $r_0 = 1.5$ . *b)* – отношения значений Ферми-функции. Рисунок из работы (A2) из списка публикаций автора. . . . . 54
- 3.3 Сечение захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  рассчитанная с разными Ферми-функциями. 1 – [20], 2 – Ферми-функция с поправками  $L_0$  и фермиевским распределением заряда в ядре из [62], 3 – [60], 4 – [63], 5 – [64]. Рисунок из работы (A2) из списка публикаций автора. . . . . 56
- 4.1 Диаграммы Фейнмана для двойного бета-распада. Слева – двойной бета-распад с испусканием 2 антинейтрино, лептонное число сохраняется. Справа – безнейтринный двойной бета-распад ( $0\nu\beta\beta$ ), обусловленный обменом массивного майорановского нейтрино (обозначено  $\nu_M$ ) с нарушением лептонного числа. . . . . 59
- 4.2 Энергетический спектр двух электронов, испускаемых при двойном бета-распаде  $^{76}\text{Ge}$ . События для безнейтринного двойного бета распада соответствуют пику при энергии  $Q_{\beta\beta} = 2039$  кэВ. Ширина пика соответствует типичному разрешению HPGe-детекторов (3 кэВ FWHM при энергии 2 МэВ). Рисунок из [76]. . . . . 61
- 4.3 Схема установки эксперимента Гейдельберг-Москва. Слева показаны четыре HPGe детектора, ANG1, ANG2, ANG3 и ANG5. Детектор ANG4 (справа) был установлен под отдельной радиационной защитой из электролитической меди и свинца. Рисунок из [76]. . . . . 62

- 4.4 Схема установки эксперимента GERDA [83]. Сборка из HPGe детекторов была установлена внутри криостата, заполненного жидким аргоном, внутренняя часть криостата была дополнительно обшита листами сверхчистой меди. Криостат находился внутри водного резервуара, который выступал в роли черенковской мюонной вето-системы. . . . . 63
- 4.5 Слева – схема установки эксперимента LEGEND-200. Справа – схема установки эксперимента LEGEND-1000. Иллюстрации взяты из [85]. . . . . 65
- 4.6 Схема зарядово-обменных возбуждений ядра  $^{76}\text{Ge}$  в реакции  $^{76}\text{Ge}(\nu_e, e^-)^{76}\text{As}$ , с последующим бета-распадом  $^{76}\text{As}$  в  $^{76}\text{Se}$ . При возбуждении выше энергии отрыва нейтрона в ядре  $^{76}\text{As}$  распад идет в стабильный изотоп  $^{75}\text{As}$  с эмиссией нейтрона. Обозначены гигантский гамов-теллеровский (GTR), аналоговый (AR) и расположенные ниже пигми резонансы (PR). Схематично показаны энергии потоков солнечных нейтрино. . . . . 66
- 4.7 Спектры энергии возбуждения для реакции  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He}, t)^{76}\text{As}$  [87] в зависимости от угла вылетающих тритонов. . . . . 67
- 4.8 Разложение спектра возбуждений для реакции  $^{76}\text{Ge}(^3\text{He}, t)^{76}\text{As}$  [87] на отдельные резонансы и фон квазисвободных состояний. . . . . 68
- 4.9 Зависимость сечения нейтринного захвата от энергии налетающих нейтрино для  $q_{exp} = 1$ . Рисунок из работы (A2) из списка публикаций автора. . . . . 70
- 4.10 Схема детектора в эксперименте SNO+ [94]. . . . . 72
- 4.11 Схема детектора в эксперименте CUORE [96]. . . . . 73
- 4.12 Общая схема зарядово-обменных возбуждений для ядер  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Рисунок из работы (A3) из списка публикаций автора. . . . . 74
- 4.13 Экспериментальный спектр зарядово-обменных реакции  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$  и  $^{130}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{130}\text{I}$  . . . . . 75
- 4.14 Спектр возбуждений ядра  $^{128}\text{I}$  и его разложение на отдельные резонансы. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс(GTR) и пигми-резонансы (PR1, PR2), аппроксимированные Брейт-Вигнером. Аналоговый резонанс был предварительно вырезан из спектра . . . . . 76

- 4.15 Спектр возбуждений ядра  $^{130}\text{I}$  и его разложение на отдельные резонансы. и его разложение на отдельные резонансы. Выделены: гигантский гамов-теллеровский резонанс (GTR) и пигми-резонансы (PR1, PR2), аппроксимированные Брейт-Вигнером. Аналоговый резонанс был предварительно вырезан из спектра . . . . . 77
- 4.16 Зарядово-обменные силовые функции  $S(E)$  ядер  $^{128}\text{Te}$  и  $^{130}\text{Te}$ . Серая линия – обработанные экспериментальные данные, синяя линия – расчет по теории конечных ферми-систем. с) – спектр солнечных нейтрино по модели Солнца BS05(OP) [15]. Рисунок из работы (A3) из списка публикаций автора. . . . . 78
- 4.17 а) – сечение захвата нейтрино в реакции  $^{128}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{128}\text{I}$ . 1 – полное сечение  $\sigma_{total}$  с учетом вклада как дискретной, так и непрерывных частей силовой функции. 2 – сечение  $\sigma_{discr}$  с учетом вклада только дискретных уровней. 3 – сечение  $\sigma_{res}$  с учетом вклада только от силовой функции  $S(E)$ , полученной из обработки экспериментальных данных для реакции  $^{128}\text{Te}(^3\text{He}, t)^{128}\text{I}$ . 4 – сечение  $\sigma_{res}$  с учетом вклада только гигантского гамов-теллеровского резонанса (GTR) в силовую функцию  $S(E)$ . б) – сечение захвата нейтрино в реакции  $^{130}\text{Te}(\nu_e, e^-)^{130}\text{I}$ . Обозначения аналогичны а). Рисунок из работы (A3) из списка публикаций автора. 80
- 5.1 3D модель прототипа на 5 т. . . . . 85
- 5.2 Фотоумножитель R7801-100 WA-S70. . . . . 86
- 5.3 Энергетический спектр  $\beta$ - и  $\gamma$ -частиц от распада  $^{130}\text{I}$  [17]. Заштрихованная область показывает часть спектра, которая будет попадать в область интереса (ROI) при разрешении 2% по полной ширине на полувысоте (FWHM). . . . . 88
- 5.4 Пример построения профиля концентратора для сферического фотокатода. Рисунок из работы (A6) из списка публикаций автора. . 90
- 5.5 Сборочный чертеж оптического модуля 5-тонного прототипа ББНТ. 92
- 5.6 Изготовленный образец концентратора. . . . . 92

## Список таблиц

- 1 Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от значения *quenching*-параметра  $q$  в единицах SNU для  $^{71}\text{Ga}$ .  $R_{discr}$  - соответствует учету только дискретных уровней,  $R_{res}$  - от только резонансных состояний с энергией от 3 МэВ до энергии отрыва нейтрона  $S_n$ ,  $R_{total} = R_{discr} + R_{res}$ . Таблица взята из работы (A8) из списка публикаций автора. . . . . 37
- 2 Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от значения параметра  $q_{exp}$  по каналам реакции в единицах SNU для  $^{71}\text{Ga}$ . . . . 37
- 3 Пороги для реакции захвата нейтрино ядром  $^{127}\text{I}$  в зависимости от конечного состояния. . . . . 39
- 4 Скорости захвата солнечных нейтрино  $R$  в единицах SNU для изотопа  $^{127}\text{I}$  с экспериментальной силовой функцией (см. Рис. 2.14). Таблица из работ (A5) и (A7) из списка публикаций автора. . . . . 49
- 5 Скорости захвата  $R$  солнечных нейтрино (в SNU) ядром  $^{127}\text{I}$  рассчитанная с разными Ферми-функциями. 1 – [20], 2 – Ферми-функция с поправками  $L_0$  и фермиевским распределением заряда в ядре из [62], 3 – [60], 4 – [63], 5 – [64]. Таблица из работы (A2) из списка публикаций автора. . . . . 56
- 6 Зависимость скорости захвата солнечных нейтрино от значения *quenching*-эффекта  $q_{exp}$  по каналам реакции в единицах SNU для  $^{76}\text{Ge}$ .  $R_{discr}$  - соответствует учету только дискретных уровней,  $R_{res}$  - от только резонансных состояний с энергией от 5 МэВ до энергии отрыва нейтрона  $S_n$ ,  $R_{GTR}$  - от только гигантского Гамов-Теллеровского резонанса в интервале энергий от 5 МэВ до  $S_n$ ,  $R_{total} = R_{discr} + R_{res}$ . Таблица из работы (A2) из списка публикаций автора. . . . . 70
- 7 Скорость захвата  $R$  солнечных нейтрино для изотопа  $^{128}\text{Te}$  в единицах SNU. Таблица из работы (A3) из списка публикаций автора. 81
- 8 Скорость захвата  $R$  солнечных нейтрино для изотопа  $^{130}\text{Te}$  в единицах SNU. Таблица из работы (A3) из списка публикаций автора. 81

## Список литературы

1. *Мигдал А. Б.* Теория конечных ферми систем и свойства атомных ядер. — М.: Наука, 1983.
2. *Davis R.* Solar Neutrinos. II. Experimental // *Phys. Rev. Lett.* — 1964. — Март. — Т. 12, вып. 11. — С. 303–305. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.303>.
3. Measurement of the solar neutrino capture rate with gallium metal. III. Results for the 2002–2007 data-taking period / J. N. Abdurashitov [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2009. — Июль. — Т. 80, вып. 1. — С. 015807. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.80.015807>.
4. Reanalysis of the Gallex solar neutrino flux and source experiments / F. Kaether [и др.] // *Physics Letters B.* — 2010. — Т. 685, № 1. — С. 47–54. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269310000729>.
5. Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment / S. Andringa [и др.] // *Advances in High Energy Physics.* — 2016. — Янв. — Т. 2016. — С. 6194250. — URL: <https://doi.org/10.1155/2016/6194250>.
6. *Cattadori C. M., Salamida F.* GERDA and LEGEND: Probing the Neutrino Nature and Mass at 100 meV and beyond // *Universe.* — 2021. — Т. 7, № 9. — URL: <https://www.mdpi.com/2218-1997/7/9/314>.
7. CUPID: The Next-Generation Neutrinoless Double Beta Decay Experiment / K. Alfonso [и др.] // *Journal of Low Temperature Physics.* — 2022. — Ноябрь. — Т. 211.
8. Search for New Physics in Electronic Recoil Data from XENONnT / E. Aprile [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Окт. — Т. 129, вып. 16. — С. 161805. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.129.161805>.
9. Measurement of Electron-Neutrino Charged-Current Cross Sections on  $^{127}\text{I}$  with the COHERENT NaIvE Detector / P. An [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2023. — Ноябрь. — Т. 131, вып. 22. — С. 221801. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.221801>.

10. Measurement of  $^{nat}\text{Pb}(\nu_e, Xn)$  production with a stopped-pion neutrino source / P. An [и др.] // *Phys. Rev. D.* — 2023. — Окт. — Т. 108, вып. 7. — С. 072001. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.108.072001>.
11. *Billard J., Figueroa-Feliciano E., Strigari L.* Implication of neutrino backgrounds on the reach of next generation dark matter direct detection experiments // *Phys. Rev. D.* — 2014. — Янв. — Т. 89, вып. 2. — С. 023524. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.89.023524>.
12. *Elliott S. R., Engel J.* Double-beta decay // *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics.* — 2004. — Т. 30, № 9. — R183—R215. — URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/30/9/R01>.
13. New large-volume detector at the Baksan Neutrino Observatory: Detector prototype / N. Ushakov [и др.] // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2021. — Февр. — Т. 1787. — С. 012037.
14. Fragmentation and splitting of Gamow-Teller resonances in  $\text{Sn}(^3\text{He}, t)\text{Sb}$  charge-exchange reactions,  $A=112-124$  / K. Pham [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 1995. — Февр. — Т. 51, вып. 2. — С. 526—540. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.51.526>.
15. *Bahcall J. N., Serenelli A. M., Basu S.* New Solar Opacities, Abundances, Helioseismology, and Neutrino Fluxes // *The Astrophysical Journal.* — 2005. — Т. 621, № 1. — С. L85—L88. — URL: <https://doi.org/10.1086/428929>.
16. *Winston R., Miñano J. C., Benítez P.* Nonimaging Optics. — Burlington : Academic Press, 2005. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/B978012759751550004X>.
17. *Ejiri H., Elliott S. R.* Charged current neutrino cross section for solar neutrinos, and background to  $\beta\beta(0\nu)$  experiments // *Phys. Rev. C.* — 2014. — Май. — Т. 89, вып. 5. — С. 055501. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.055501>.
18. *Ejiri H., Elliott S. R.* Solar neutrino interactions with the double- $\beta$  decay nuclei  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ , and  $^{150}\text{Nd}$  // *Phys. Rev. C.* — 2017. — Май. — Т. 95, вып. 5. — С. 055501. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.95.055501>.



19. *Chadwick J.* The intensity distribution in the magnetic spectrum of  $\beta$  particles from radium (B + C) // Verh. Phys. Gesell. — 1914. — Т. 16. — С. 383—391.
20. *Fermi E.* An attempt of a theory of beta radiation. 1. // Z. Phys. — 1934. — Т. 88. — С. 161—177.
21. *BETHE H., PEIERLS R.* The Neutrino // Nature. — 1934. — Апр. — Т. 133, № 3362. — С. 532—532. — URL: <https://doi.org/10.1038/133532a0>.
22. Detection of the Free Neutrino: a Confirmation / C. L. Cowan [и др.] // Science. — 1956. — Т. 124, № 3212. — С. 103—104. — eprint: <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.124.3212.103>. — URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.124.3212.103>.
23. *Бу Ц. С., Мошковский С. А.* Бета-распад. — М.: Атомиздат, 1970.
24. *Frekers, D., Alanssari, M.* Charge-exchange reactions and the quest for resolution // Eur. Phys. J. A. — 2018. — Т. 54, № 10. — С. 177. — URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12612-5>.
25. *Lutostansky, Yu.S.* Charge-exchange isobaric resonances // EPJ Web Conf. — 2018. — Т. 194. — С. 02009. — URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201819402009>.
26. *Лютостанский Ю. С.* Резонансная структура зарядово-обменной силовой функции // Ядерная физика. — 2019. — Т. 82, № 5. — С. 440.
27. *Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.* О возможном существовании  $I^+$  резонанса в реакциях перезарядки сферических ядер // Письма в ЖЭТФ. — 1972. — Т. 15, вып. 3. — С. 173. — URL: [http://jetpletters.ru/ps/0/article\\_11423.shtml](http://jetpletters.ru/ps/0/article_11423.shtml).
28. *Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С.* ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЙ ИЗОБАРИЧЕСКИЙ  $1^+$ -РЕЗОНАНС // Ядерная физика. — 1974. — Т. 19, № 1. — С. 62.
29. Observation of Giant Gamow-Teller Strength in  $(p, n)$  Reactions / R. R. Doering [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Дек. — Т. 35, вып. 25. — С. 1691—1693. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.35.1691>.

30. Comparison of measured neutron spectra with predictions of an intranuclear-cascade model / A. Galonsky [и др.] // Phys. Rev. C. — 1976. — Август. — Т. 14, вып. 2. — С. 748—752. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.14.748>.
31. *Лютостанский Ю. С.* Зарядово-обменные пикми-резонансы изотопов олова // Письма в ЖЭТФ. — 2017. — Т. 106, вып. 1. — С. 9. — URL: <http://jetpletters.ru/ps/dx/10.7868/S0370274X17130021>.
32. Shell-model calculations of stellar weak interaction rates. I. Gamow-Teller distributions and spectra of nuclei in the mass range  $A = 45\text{--}65$  / E. Caurier [и др.] // Nuclear Physics A. — 1999. — Т. 653, № 4. — С. 439—452. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947499002407>.
33. Gamow-Teller strengths and electron-capture rates for  $pf$ -shell nuclei of relevance for late stellar evolution / A. L. Cole [и др.] // Phys. Rev. C. — 2012. — Июль. — Т. 86, вып. 1. — С. 015809. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.015809>.
34. The  $(p, n)$  reaction as a probe of beta decay strength / T. Taddeucci [и др.] // Nuclear Physics A. — 1987. — Т. 469, № 1. — С. 125—172. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947487900893>.
35. Precision evaluation of the  $^{71}\text{Ga}(\nu_e, e^-)$  solar neutrino capture rate from the  $(^3\text{He}, t)$  charge-exchange reaction / D. Frekers [и др.] // Phys. Rev. C. — 2015. — Март. — Т. 91, вып. 3. — С. 034608. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.91.034608>.
36. Spin-isospin responses of  $^{71}\text{Ga}$  for solar neutrinos studied by  $^{71}\text{Ga}(^3\text{He}, t\text{-gamma})^{71}\text{Ga}$  reaction / H. Ejiri [и др.] // Physics Letters B. — 1998. — Т. 433, № 3. — С. 257—262. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026939800673X>.
37. Gamow-Teller Strength Function in  $^{71}\text{Ge}$  via the  $(p, n)$  Reaction at Medium Energies / D. Krofcheck [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1985. — Сентябрь. — Т. 55, вып. 10. — С. 1051—1054. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.55.1051>.

38. *Arima A.* History of giant resonances and quenching // Nuclear Physics A. — 1999. — Т. 649, № 1. — С. 260—270. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947499000706> ; Giant Resonances.
39. *Engel J., Menéndez J.* Status and Future of Nuclear Matrix Elements for Neutrinoless Double-Beta Decay: A Review // Rept. Prog. Phys. — 2017. — Т. 80, № 4. — С. 046301. — arXiv: [1610.06548 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1610.06548).
40. *Pontecorvo B.* Report PD-205 // Chalk River Labor. Chalk River. — 1946.
41. Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector / В. Т. Cleveland [и др.] // The Astrophysical Journal. — 1998. — Март. — Т. 496, № 1. — С. 505. — URL: <https://dx.doi.org/10.1086/305343>.
42. *Кузьмин В.* О детектировании солнечных нейтрино при помощи реакции  $71\text{Ga}(\nu, e^-)71\text{Ge}$  // ЖЭТФ. — 1965. — Т. 49. — С. 1532.
43. *Bahcall J. N., Pinsonneault M. H.* Standard solar models, with and without helium diffusion, and the solar neutrino problem // Rev. Mod. Phys. — 1992. — Окт. — Т. 64, вып. 4. — С. 885—926. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.64.885>.
44. *Bahcall J. N.* NEUTRINO ASTROPHYSICS. — 1989.
45. The AME 2020 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references\* / М. Wang [и др.] // Chinese Physics C. — 2021. — Март. — Т. 45, № 3. — С. 030003. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/abddaf>.
46. *Ejiri H.* Nuclear spin isospin responses for low-energy neutrinos // Physics Reports. — 2000. — Т. 338, № 3. — С. 265—351. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157300000442>.
47. Determination of the Weak Axial Vector Coupling  $\lambda=g_A/g_V$  from a Measurement of the  $\beta$ -Asymmetry Parameter  $A$  in Neutron Beta Decay / D. Mund [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Апр. — Т. 110, вып. 17. — С. 172502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.172502>.
48. *Lutostansky Y. S., Shul'gina N. B.* Strength function of  $^{127}\text{Xe}$  and iodine-xenon neutrino detector // Phys. Rev. Lett. — 1991. — Т. 67, вып. 4. — С. 430—432. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.430>.

49. *Haxton W. C.* Radiochemical neutrino detection via  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}$  // Phys. Rev. Lett. — 1988. — Т. 60, вып. 9. — С. 768—771. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.60.768>.
50. *Лютостанский Ю. С., Шулъгина Н. Б.* Силовая Функция Ксенона-127 и Сечение Реакции  $\nu_e + ^{127}\text{I} \rightarrow e^- + ^{127}\text{Xe}$  // Препринт ИАЭ-4876/2. М.-ЦНИИАтом-информ. — 1989.
51. Measurement of Gamow-Teller strength for  $^{127}\text{I}$  as a solar neutrino detector / M. Palarczyk, J. Raparport, C. Hautala [и др.] // Phys. Rev. C. — 1999. — Т. 59, вып. 1. — С. 500—509. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.59.500>.
52. *Engel J., Pittel S., Vogel P.* Response of  $^{127}\text{I}$  to solar neutrinos // Phys. Rev. Lett. — 1991. — Т. 67, вып. 4. — С. 426—429. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.67.426>.
53. *Engel J., Pittel S., Vogel P.* Capture of solar and higher-energy neutrinos by  $^{127}\text{I}$  // Phys. Rev. C. — 1994. — Т. 50, вып. 3. — С. 1702—1708. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.50.1702>.
54. New Capabilities of an Iodine Detector for Solar Neutrinos / Y. S. Lutostansky [и др.] // JETP Lett. — 2020. — Т. 111, № 11. — С. 603—607.
55. New prospects for iodine detector and Solar neutrinos registration / Y. S. Lutostansky [и др.] // Physics Letters B. — 2022. — Т. 826. — С. 136905. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269322000399>.
56. Measurement of the cross section for the reaction  $^{127}\text{I}(\nu_e, e^-)^{127}\text{Xe}_{boundstates}$  with neutrinos from the decay of stopped muons / J. R. Distel [и др.] // Phys. Rev. C. — 2003. — Нояб. — Т. 68, вып. 5. — С. 054613. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.054613>.
57. *Hedges S. C.* Low Energy Neutrino-Nucleus Interactions at the Spallation Neutron Source : дис. ... канд. / Hedges Samuel Carter. — Duke U., 2021.
58. Simulating the neutrino flux from the Spallation Neutron Source for the COHERENT experiment / D. Akimov [и др.] // Phys. Rev. D. — 2022. — Авг. — Т. 106, вып. 3. — С. 032003. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.106.032003>.

59. *Lutostansky Y. S.* Charge-Exchange Isobaric Resonances and Local-Interaction Parameters // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2020. — ЯНВ. — Т. 83, № 1. — С. 33–38. — URL: <https://doi.org/10.1134/S106377882001007X>.
60. *Behrens H., Jänecke J.* Numerical Tables for Beta-Decay and Electron Capture / *Numerische Tabellen für Beta-Zerfall und Elektronen-Einfang*. Т. 4 / под ред. Н. Schopper. — Springer, 1969. — (Landolt-Boernstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms). — URL: <https://doi.org/10.1007/b19939>.
61. *Wilkinson D.* Evaluation of beta-decay: II. Finite mass and size effects // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 1990. — Т. 290, № 2. — С. 509–515. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029090570V>.
62. High precision analytical description of the allowed  $\beta$  spectrum shape / L. Hayen [и др.] // *Rev. Mod. Phys.* — 2018. — Т. 90, вып. 1. — С. 015008. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.90.015008>.
63. *Dzhelepov B. S., Zyrianova L. N.* Influence of atomic electric fields on beta decay. — Moscow: Akad. Nauk SSSR, 1956.
64. *Suslov Y. P.* // *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* — 1968. — Т. 32, вып. 2. — С. 213.
65. *Bohr A., Mottelson B. R.* *Nuclear Structure V.1*. — W. A. Benjamin Inc., 1969.
66. *Lutostansky Y. S., Tikhonov V. N.* Phenomenological description of the Coulomb energies of medium-heavy and superheavy nuclei // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* — 2015. — Т. 79, № 4. — С. 425–430.
67. *Anderson J. D., Wong C., McClure J. W.* Coulomb Displacement Energies Derived from the  $p,n$  Isobaric Reaction // *Phys. Rev.* — 1965. — Май. — Т. 138, 3B. — B615–B618. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.138.B615>.
68. *Batty C., Gilmore R., Stafford G.* Isobaric states excited in (p, n) reactions at 30 and 50 MeV // *Nuclear Physics*. — 1966. — Т. 75, № 3. — С. 599–608. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558266909813>.

69. *Saperstein E. E., Tolokonnikov S. V.* Self-consistent theory of finite Fermi systems and Skyrme–Hartree–Fock method // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2016. — Т. 79, № 6. — С. 1030–1066. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778816060211>.
70. *Borzov I. N., Tolokonnikov S. V.* Self-Consistent Calculation of the Charge Radii in a Long  $^{58-82}\text{Cu}$  Isotopic Chain // *Physics of Atomic Nuclei*. — 2020. — Т. 83, № 6. — С. 828–840. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778820060101>.
71. Charge radii of exotic potassium isotopes challenge nuclear theory and the magic character of  $N = 32$  / *Á. Koszorús, X. F. Yang, W. G. Jiang [и др.]* // *Nature Physics*. — 2021. — ЯНВ. — URL: <https://doi.org/10.1038/s41567-020-01136-5>.
72. *Reinhard P.-G., Nazarewicz W., Garcia Ruiz R. F.* Beyond the charge radius: The information content of the fourth radial moment // *Phys. Rev. C*. — 2020. — Февр. — Т. 101, вып. 2. — С. 021301. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.101.021301>.
73. Laser Spectroscopy of Neutron-Rich Tin Isotopes: A Discontinuity in Charge Radii across the  $N = 82$  Shell Closure / *C. Gorges, L. V. Rodriguez, D. L. Balabanski [и др.]* // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Май. — Т. 122, вып. 19. — С. 192502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.192502>.
74. Review of Particle Physics / *P. A. Zyla, R. M. Barnett, J. Beringer [и др.]* // *Progress of Theoretical and Experimental Physics*. — 2020. — АВГ. — Т. 2020, № 8. — eprint: <https://academic.oup.com/ptep/article-pdf/2020/8/083C01/34673722/ptaa104.pdf>. — URL: <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104> ; 083C01.
75. *Goeppert-Mayer M.* Double Beta-Disintegration // *Phys. Rev.* — 1935. — СЕНТ. — Т. 48, вып. 6. — С. 512–516. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.48.512>.
76. *Chkvorets O.* Search for double beta decay with HPGe detectors at the Gran Sasso underground laboratory : Other thesis / *Chkvorets Oleg*. — 07.2008. — arXiv: [0812.1206](https://arxiv.org/abs/0812.1206) [nucl-ex].

77. *Burlac N., Salamanna G.* Searching for neutrinoless double beta decay with LEGEND-200 experiment // *Nuovo Cim. C.* — 2021. — Т. 45, № 1. — С. 3.
78. A search for lepton non-conservation in double beta decay with a germanium detector / E. Fiorini [и др.] // *Physics Letters B.* — 1967. — Т. 25, № 10. — С. 602–603. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026936790127X>.
79. Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment / H. V. Klapdor-Kleingrothaus [и др.] // *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei.* — 2001. — Окт. — Т. 12, № 2. — С. 147–154. — URL: <https://doi.org/10.1007/s100500170022>.
80. EVIDENCE FOR NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY / H. V. KLAPDOR-KLEINGROTHAUS [и др.] // *Modern Physics Letters A.* — 2001. — Т. 16, № 37. — С. 2409–2420. — eprint: <https://doi.org/10.1142/S0217732301005825>. — URL: <https://doi.org/10.1142/S0217732301005825>.
81. Results on Neutrinoless Double- $\beta$  Decay of  $^{76}\text{Ge}$  from Phase I of the GERDA Experiment / M. Agostini [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Сент. — Т. 111, вып. 12. — С. 122503. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.122503>.
82. IGEX  $^{76}\text{Ge}$  neutrinoless double-beta decay experiment: Prospects for next generation experiments / C. E. Aalseth [и др.] // *Phys. Rev. D.* — 2002. — Май. — Т. 65, вып. 9. — С. 092007. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.65.092007>.
83. The Gerda experiment for the search of  $0\nu\beta\beta$  decay in  $^{76}\text{Ge}$  / К.-Н. Ackermann [и др.] // *The European Physical Journal C.* — 2013. — Март. — Т. 73, № 3. — С. 2330. — URL: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2330-0>.
84. Final Results of GERDA on the Search for Neutrinoless Double- $\beta$  Decay / M. Agostini [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Дек. — Т. 125, вып. 25. — С. 252502. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.125.252502>.

85. LEGEND-1000 Preconceptual Design Report / LEGEND Collaboration [и др.] // arXiv e-prints. — 2021. — Июль. — arXiv:2107.11462. — arXiv: [2107.11462](https://arxiv.org/abs/2107.11462) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/2107.11462)].
86. The large enriched germanium experiment for neutrinoless double beta decay (LEGEND) / N. Abgrall [и др.] // Workshop on Calculation of Double-Beta Matrix Elements (MEDEX'17). Т. 1894. — AIP, 10.2017. — С. 020027. — (American Institute of Physics Conference Series). — arXiv: [1709.01980](https://arxiv.org/abs/1709.01980) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1709.01980)].
87. The ( $^3\text{He},t$ ) reaction on  $^{76}\text{Ge}$ , and the double- $\beta$ -decay matrix element / J. H. Thies [и др.] // Phys. Rev. C. — 2012. — Июль. — Т. 86, вып. 1. — С. 014304. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.014304>.
88. Low-lying structures in the Gamow-Teller strength functions for the double-beta-decaying nuclei  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{128}\text{Te}$ , and  $^{130}\text{Te}$  / R. Madey [и др.] // Phys. Rev. C. — 1989. — Август. — Т. 40, вып. 2. — С. 540–552. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.40.540>.
89. High resolution ( $^3\text{He},t$ ) experiment on the double- $\beta$  decaying nuclei  $^{128}\text{Te}$  and  $^{130}\text{Te}$  / P. Puppe [и др.] // Phys. Rev. C. — 2012. — Октябрь. — Т. 86, вып. 4. — С. 044603. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.044603>.
90. *Frekers D., Alanssari M.* Charge-exchange reactions and the quest for resolution // The European Physical Journal A. — 2018. — Октябрь. — Т. 54, № 10. — С. 177. — URL: <https://doi.org/10.1140/epja/i2018-12612-5>.
91. The AME 2020 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data, and adjustment procedures\* / W. Huang [и др.] // Chinese Physics C. — 2021. — Март. — Т. 45, № 3. — С. 030002. — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/abddb0>.
92. *Inghram M. G., Reynolds J. H.* On the Double Beta-Process // Phys. Rev. — 1949. — Октябрь. — Т. 76, вып. 8. — С. 1265–1266. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.76.1265>.



93. *Inghram M. G., Reynolds J. H.* Double Beta-Decay of  $\text{Te}^{130}$  // *Phys. Rev.* — 1950. — ИЮНЬ. — Т. 78, ВЫП. 6. — С. 822–823. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.822.2>.
94. *Inácio A. S.* Status and Prospects of the SNO+ Experiment // *PoS.* — 2022. — Т. PANIC2021. — С. 274.
95. Current Status and Future Prospects of the SNO+ Experiment / S. Andringa, E. Arushanova, S. Asahi [и др.] // *Advances in High Energy Physics.* — 2016. — Т. 2016, № 1. — С. 6194250. — eprint: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1155/2016/6194250>. — URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1155/2016/6194250>.
96. Latest Results from the CUORE Experiment / I. Nutini [и др.] // *Journal of Low Temperature Physics.* — 2022. — ОКТ. — Т. 209.
97. Improved Limit on Neutrinoless Double-Beta Decay in  $^{130}\text{Te}$  with CUORE / D. Q. Adams, C. Alduino, K. Alfonso [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2020. — Март. — Т. 124, ВЫП. 12. — С. 122501. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.122501>.
98. New Direct Limit on Neutrinoless Double Beta Decay Half-Life of  $^{128}\text{Te}$  with CUORE / D. Q. Adams [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — НОЯБ. — Т. 129, ВЫП. 22. — С. 222501. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.129.222501>.
99. Results of a search for neutrinoless double- $\beta$  decay using the COBRA demonstrator / J. Ebert [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2016. — АВГ. — Т. 94, ВЫП. 2. — С. 024603. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.94.024603>.
100. Measurement of the  $\beta\beta$  Decay Half-Life of  $^{130}\text{Te}$  with the NEMO-3 Detector / R. Arnold [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — АВГ. — Т. 107, ВЫП. 6. — С. 062504. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.062504>.
101. New large-volume detector at the Baksan Neutrino Observatory: Detector prototype / N. Ushakov [и др.] // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2021. — ФЕВР. — Т. 1787. — С. 012037.

102. Interaction of Solar Neutrinos with  $^{98}\text{Mo}$  and  $^{100}\text{Mo}$  Nuclei / Y. S. Lutostansky [и др.] // Physics of Atomic Nuclei. — 2022. — Дек. — Т. 85, № 6. — С. 551—560. — URL: <https://doi.org/10.1134/S1063778822060096>.

## Приложение А

### Форма профиля концентратора

r, mm	z, mm	r, mm	z, mm	r, mm	z, mm	r, mm	z, mm
112	0	138,1738	29,5	155,3622	59	168,3398	88,5
112,6918	0,5	138,5138	30	155,6121	59,5	168,5322	89
113,3407	1	138,8517	30,5	155,8607	60	168,7237	89,5
113,9641	1,5	139,1876	31	156,1083	60,5	168,9144	90
114,5679	2	139,5215	31,5	156,3546	61	169,1043	90,5
115,1556	2,5	139,8534	32	156,5999	61,5	169,2934	91
115,7295	3	140,1833	32,5	156,844	62	169,4816	91,5
116,2912	3,5	140,5113	33	157,087	62,5	169,6691	92
116,842	4	140,8374	33,5	157,3289	63	169,8557	92,5
117,3827	4,5	141,1616	34	157,5697	63,5	170,0415	93
117,9144	5	141,484	34,5	157,8094	64	170,2266	93,5
118,4375	5,5	141,8044	35	158,048	64,5	170,4108	94
118,9527	6	142,1231	35,5	158,2855	65	170,5943	94,5
119,4605	6,5	142,44	36	158,5219	65,5	170,777	95
119,9613	7	142,7551	36,5	158,7573	66	170,9589	95,5
120,4554	7,5	143,0685	37	158,9916	66,5	171,14	96
120,9433	8	143,3801	37,5	159,2249	67	171,3203	96,5
121,4252	8,5	143,69	38	159,4571	67,5	171,4999	97
121,9014	9	143,9982	38,5	159,6883	68	171,6787	97,5
122,3721	9,5	144,3047	39	159,9184	68,5	171,8567	98
122,8376	10	144,6096	39,5	160,1475	69	172,034	98,5
123,298	10,5	144,9128	40	160,3756	69,5	172,2105	99
123,7535	11	145,2144	40,5	160,6027	70	172,3862	99,5
124,2044	11,5	145,5144	41	160,8287	70,5	172,5612	100
124,6508	12	145,8128	41,5	161,0538	71	172,7355	100,5
125,0928	12,5	146,1096	42	161,2778	71,5	172,909	101
125,5305	13	146,4049	42,5	161,5009	72	173,0817	101,5
125,9642	13,5	146,6986	43	161,723	72,5	173,2537	102

126,3938	14	146,9908	43,5	161,9441	73	173,425	102,5
126,8196	14,5	147,2815	44	162,1642	73,5	173,5955	103
127,2416	15	147,5707	44,5	162,3833	74	173,7653	103,5
127,66	15,5	147,8584	45	162,6015	74,5	173,9344	104
128,0748	16	148,1447	45,5	162,8188	75	174,1027	104,5
128,4861	16,5	148,4294	46	163,035	75,5	174,2703	105
128,894	17	148,7128	46,5	163,2504	76	174,4372	105,5
129,2986	17,5	148,9947	47	163,4648	76,5	174,6034	106
129,7	18	149,2752	47,5	163,6782	77	174,7688	106,5
130,0982	18,5	149,5543	48	163,8907	77,5	174,9336	107
130,4933	19	149,832	48,5	164,1023	78	175,0976	107,5
130,8854	19,5	150,1083	49	164,313	78,5	175,2609	108
131,2746	20	150,3833	49,5	164,5227	79	175,4236	108,5
131,6608	20,5	150,6569	50	164,7316	79,5	175,5855	109
132,0442	21	150,9291	50,5	164,9395	80	175,7467	109,5
132,4248	21,5	151,2001	51	165,1465	80,5	175,9072	110
132,8027	22	151,4697	51,5	165,3527	81	176,067	110,5
133,1779	22,5	151,738	52	165,5579	81,5	176,2261	111
133,5505	23	152,005	52,5	165,7622	82	176,3846	111,5
133,9205	23,5	152,2707	53	165,9657	82,5	176,5423	112
134,2879	24	152,5351	53,5	166,1683	83	176,6994	112,5
134,6529	24,5	152,7983	54	166,37	83,5	176,8558	113
135,0154	25	153,0602	54,5	166,5708	84	177,0115	113,5
135,3755	25,5	153,3208	55	166,7708	84,5	177,1665	114
135,7332	26	153,5802	55,5	166,9699	85	177,3208	114,5
136,0885	26,5	153,8384	56	167,1681	85,5	177,4745	115
136,4416	27	154,0954	56,5	167,3655	86	177,6275	115,5
136,7925	27,5	154,3511	57	167,5621	86,5	177,7798	116
137,141	28	154,6057	57,5	167,7578	87	177,9315	116,5
137,4874	28,5	154,8591	58	167,9526	87,5	178,0825	117
137,8317	29	155,1112	58,5	168,1466	88	178,2328	117,5

---

r, mm	z, mm	r, mm	z, mm	r, mm	z, mm	r, mm	z, mm
178,3825	118	186,1158	147,5	191,9078	177	195,9964	206,5

178,5315	118,5	186,2293	148	191,9908	177,5	196,052	207
178,6799	119	186,3423	148,5	192,0732	178	196,1072	207,5
178,8276	119,5	186,4547	149	192,1552	178,5	196,162	208
178,9746	120	186,5666	149,5	192,2367	179	196,2163	208,5
179,121	120,5	186,6779	150	192,3177	179,5	196,2702	209
179,2668	121	186,7887	150,5	192,3982	180	196,3236	209,5
179,4119	121,5	186,8989	151	192,4783	180,5	196,3766	210
179,5564	122	187,0086	151,5	192,5578	181	196,4291	210,5
179,7002	122,5	187,1177	152	192,6369	181,5	196,4813	211
179,8434	123	187,2263	152,5	192,7155	182	196,5329	211,5
179,986	123,5	187,3344	153	192,7936	182,5	196,5842	212
180,1279	124	187,4419	153,5	192,8713	183	196,635	212,5
180,2692	124,5	187,5489	154	192,9484	183,5	196,6854	213
180,4098	125	187,6553	154,5	193,0251	184	196,7353	213,5
180,5499	125,5	187,7612	155	193,1013	184,5	196,7848	214
180,6893	126	187,8666	155,5	193,1771	185	196,8339	214,5
180,8281	126,5	187,9714	156	193,2523	185,5	196,8826	215
180,9662	127	188,0757	156,5	193,3271	186	196,9308	215,5
181,1037	127,5	188,1795	157	193,4015	186,5	196,9786	216
181,2407	128	188,2828	157,5	193,4753	187	197,0259	216,5
181,3769	128,5	188,3855	158	193,5487	187,5	197,0728	217
181,5126	129	188,4877	158,5	193,6216	188	197,1193	217,5
181,6477	129,5	188,5893	159	193,6941	188,5	197,1654	218
181,7821	130	188,6904	159,5	193,766	189	197,211	218,5
181,916	130,5	188,7911	160	193,8375	189,5	197,2563	219
182,0492	131	188,8911	160,5	193,9086	190	197,301	219,5
182,1819	131,5	188,9907	161	193,9792	190,5	197,3454	220
182,3139	132	189,0898	161,5	194,0493	191	197,3893	220,5
182,4453	132,5	189,1883	162	194,1189	191,5	197,4328	221
182,5761	133	189,2863	162,5	194,1881	192	197,4759	221,5
182,7063	133,5	189,3838	163	194,2568	192,5	197,5186	222
182,836	134	189,4807	163,5	194,3251	193	197,5608	222,5
182,965	134,5	189,5772	164	194,3929	193,5	197,6026	223
183,0934	135	189,6732	164,5	194,4602	194	197,644	223,5
183,2213	135,5	189,7686	165	194,5271	194,5	197,685	224

183,3485	136	189,8635	165,5	194,5935	195	197,7255	224,5
183,4752	136,5	189,9579	166	194,6595	195,5	197,7656	225
183,6013	137	190,0518	166,5	194,725	196	197,8053	225,5
183,7267	137,5	190,1452	167	194,7901	196,5	197,8446	226
183,8516	138	190,2381	167,5	194,8547	197	197,8835	226,5
183,976	138,5	190,3305	168	194,9188	197,5	197,9219	227
184,0997	139	190,4223	168,5	194,9825	198	197,9599	227,5
184,2229	139,5	190,5137	169	195,0457	198,5	197,9975	228
184,3454	140	190,6046	169,5	195,1085	199	198,0347	228,5
184,4674	140,5	190,6949	170	195,1708	199,5	198,0715	229
184,5889	141	190,7848	170,5	195,2327	200	198,1078	229,5
184,7097	141,5	190,8741	171	195,2942	200,5	198,1438	230
184,83	142	190,963	171,5	195,3551	201	198,1793	230,5
184,9497	142,5	191,0514	172	195,4157	201,5	198,2144	231
185,0689	143	191,1392	172,5	195,4757	202	198,2491	231,5
185,1874	143,5	191,2266	173	195,5354	202,5	198,2834	232
185,3054	144	191,3135	173,5	195,5946	203	198,3172	232,5
185,4229	144,5	191,3999	174	195,6533	203,5	198,3507	233
185,5398	145	191,4858	174,5	195,7116	204	198,3837	233,5
185,6561	145,5	191,5711	175	195,7694	204,5	198,4163	234
185,7718	146	191,656	175,5	195,8269	205	198,4485	234,5
185,887	146,5	191,7405	176	195,8838	205,5	198,4803	235
186,0017	147	191,8244	176,5	195,9403	206	198,5117	235,5

---

r, mm	z, mm	r, mm	z, mm	r, mm	z, mm	r, mm	z, mm
198,5427	236	199,0767	246	199,4499	256	199,6652	266
198,5733	236,5	199,0991	246,5	199,4644	256,5	199,6718	266,5
198,6034	237	199,1212	247	199,4785	257	199,6781	267
198,6332	237,5	199,1428	247,5	199,4922	257,5	199,684	267,5
198,6625	238	199,1641	248	199,5055	258	199,6895	268
198,6915	238,5	199,1849	248,5	199,5184	258,5	199,6946	268,5
198,72	239	199,2054	249	199,5309	259	199,6994	269
198,7481	239,5	199,2254	249,5	199,543	259,5	199,7037	269,5
198,7758	240	199,2451	250	199,5548	260	199,7077	270

198,8031	240,5	199,2643	250,5	199,5661	260,5	199,7112	270,5
198,83	241	199,2832	251	199,5771	261	199,7144	271
198,8565	241,5	199,3016	251,5	199,5877	261,5	199,7172	271,5
198,8826	242	199,3197	252	199,5978	262	199,7196	272
198,9083	242,5	199,3374	252,5	199,6076	262,5	199,7217	272,5
198,9335	243	199,3546	253	199,617	263	199,7233	273
198,9584	243,5	199,3715	253,5	199,626	263,5	199,7246	273,5
198,9829	244	199,388	254	199,6346	264	199,7255	274
199,0069	244,5	199,404	254,5	199,6428	264,5	199,7259	274,5
199,0306	245	199,4197	255	199,6507	265		
199,0538	245,5	199,435	255,5	199,6581	265,5		

---