

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования  
«Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ»

ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

**Расчёт сечения при индуцированном электронном захвате**

Научный руководитель д.ф.-м.н: М. И. Криворученко  
Студент: Н. А. Кривошеев

Москва 2025

# Содержание

<b>1 Введение в резонансные реакции с антинейтрино</b>	<b>2</b>
1.1 Введение . . . . .	2
1.1.1 Бета-распад . . . . .	2
1.1.2 Индуцированный электронны захват . . . . .	3
1.2 Резонансные реакции . . . . .	3
1.3 Возбуждение ядра . . . . .	3
<b>2 Изучение и выбор резонансных реакций</b>	<b>4</b>
2.1 Отдача ядра . . . . .	4
2.2 Ширина распада дочернего атома . . . . .	4
2.3 Электронный захват в материнском атоме . . . . .	7
2.4 Сечение индуцированного электронного захвата (IEC) . . . . .	7
2.5 Матричный элемент EC/IEC . . . . .	8
<b>3 Заключение</b>	<b>8</b>

## 1 Введение в резонансные реакции с антинейтрино

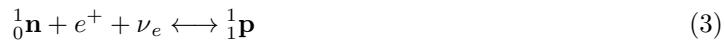
### 1.1 Введение

#### 1.1.1 Бета-распад

Бета-распад нейтрона - спонтанное превращение свободного нейтрона в протон с излучением  $\beta$ -частицы (электрона) и электронного антинейтрино:



Так же справедливы и следующие похожие реакции



Такие превращения могут идти в обе стороны, а самое важное, эта реакция может протекать не только с нейtronами, но и в общем случае, не нарушая известные законы сохранения



Q-величина - важнейшая характеристика бета-распада. Значение  $Q_{\beta_-}$ , или энергия, выделяющаяся во время бета-распада, определяет кинетическую энергию испускаемых бета-частиц и нейтрино. Знание значения  $Q_{\beta_-}$  позволяет предсказать поведение ядра после распада, распределение энергии среди продуктов распада и выяснить вопрос о стабильности изотопов.

$$Q_{\beta_-} = (M_{parent} - M_{daughter})c^2, \quad (7)$$

Где  $M_{parent}, M_{daughter}$  - массы родительского и дочернего нейтрального атома,  $c$  - скорость света в вакууме

### 1.1.2 Индуцированный электронный захват

Электронный захват - захват одним из протонов ядра орбитального электрона, который сопровождается превращением протона в нейтрон с испусканием антинейтрино. Заряд ядра при этом уменьшается на единицу. Чтобы проиллюстрировать описанную методику подсчёта сечения, рассматриваются процессы электронного захвата (ЕС)



и индуцированного электронного захвата (IEC).



Это разновидности бета-процессов, происходящих за счет слабого взаимодействия первого порядка. В приведенных схемах  $e_b$  - связанный атомный электрон;  $(A, Z)$  - материнский атом с массовым числом ядра  $A$  и зарядом ядра  $Z$ ;  $(A, Z - 1)$  - дочерний атом с зарядом ядра  $Z-1$ . Звездочки над скобками обозначают возбуждение ядра и/или электронной оболочки. Вылетающее электронное нейтрино процесса ЕС обозначено  $\nu_e$ , а входящее электронное антинейтрино процесса IEC -  $\bar{\nu}_e$ .

Диаграмма ЕС показана на рис. 1. Там  $P_p$  - четыре-импульс материнского атома, а дочерний атом  $(A, Z - 1)^{**}$  имеет четыре-импульс  $P_d$ . Далее  $(A, Z - 1)^{+...+}$  обозначает исходящий «внучатый» атом в основном состоянии - электрически нейтральный ( $k_1 = 0$ ) или ион с зарядом ( $1 \leq k_1 \leq Z - 1$ ). Распад дочернего атома сопровождается испусканием  $k_1$  оже-электронов, рентгеновских квантов (при де-возбуждении электронной оболочки) и гамма-квантов (при де-возбуждении дочернего ядра). По симметрии пересечения амплитуда ЕС связана с амплитудой IEC. Диаграмма на рис. 1 также описывает IEC, если заменить выходящее нейтрино на входящее антинейтрино. С точки зрения теории рассеяния, дочерний атом в процессах ЕС и IEC является резонансом, распадающимся на ионы «внучатого» атома в основном состоянии, электроны и фотоны. Сечения поглощения нейтрино чрезвычайно малы. Чувствительные детекторы для регистрации нейтрино могли бы быть созданы на основе резонансных процессов. Задача № 1 к параграфу 39 [LL 3] о двухуровневой системе показывает элементарно, например, что при наличии вырождения бесконечно малое возмущение приводит к сильному перемешиванию. Известно, что безнейтринный двойной электронный захват при выполнении условия вырождения по энергии испытывает резонансное усиление. Этот вопрос тщательно исследовался [KBS20].

## 1.2 Резонансные реакции

Энергетический спектр антинейтрино содержит дискретную компоненту, связанную с возможностью захвата электрона на свободный уровень образованного иона. В работе использовались изотопы ксенона и неptunия, испытывающие бета-распад, как источники антинейтрино. При протекании реакции индуцированного электронного захвата у антинейтрино должна быть определенная допустимая энергия, так как он имеет в своем непрерывном спектре дискретную составляющую, что усложняется описание этой реакции. Так же, у антинейтрино очень маленькое сечение взаимодействия, что вместе с вышеизложенным, дает понять на сколько его трудно анализировать, поэтому мы будем подбирать наиболее благоприятные условия, а именно резонансные реакции. Для резонансного захвата необходимо выполнение баланса энергии: энергия антинейтрино должна быть равна сумме энергии, требуемой для электронного захвата, энергии возбуждения ядра и энергии образованной в результате захвата электрона.

## 1.3 Возбуждение ядра

Иногда может произойти так, что дочернее ядро после бета-распада будет находиться в возбужденном состоянии, что абсолютно схоже и с электронным захватом. Когда так происходит, энергия антинейтрино расходуется частично на саму реакцию, и на переход атома в возбужденное состояние. Если энергии будут подобраны таким образом, то произойдет резонансный индуцированный электронный захват. Именно такие резонансные реакции и ищутся в данной работе.

## 2 Изучение и выбор резонансных реакций

### 2.1 Отдача ядра

После захвата электрона, дочернее ядро заберет на себя часть энергии электрона, в виде кинетической энергии. Что бы не учитывать эту энергию, можно например, проводить эксперимент в какой-нибудь движущейся относительно наблюдателя системе отсчета со скоростью  $u$ , назовем ее скоростью "самолета". Предположим, что скорость мала по сравнению со скоростью света  $c$ .  $M$  - Масса покоя родительского ядра. Тогда, запишем законы сохранения:

$$p_e + p = p_\nu$$

$$\frac{p_e^2}{2m_e} + \frac{p^2}{2M} + Q = p_\nu c$$

Где  $p_\nu$  - импульс нейтрино,  $p$  - импульс родительского ядра,  $M$  - его масса,  $p_e$  - импульс электрона. Захват электрона происходит с  $K$  оболочки из связанного состояния, поэтому можно считать, что  $p_e=0$ . Тогда:

$$\frac{p^2}{2M} + Q - pc = 0$$

Решая это уравнение относительно  $p$ , получим,

$$p = M(c - \sqrt{c^2 - \frac{4Q}{2M}}) = Mc(1 - \sqrt{1 - 2\frac{Q}{Mc^2}})$$

Откуда безразмерная скорость искомой системы отсчета равна:

$$\frac{u}{c} = (1 - \sqrt{1 - 2\frac{Q}{Mc^2}}) \approx \frac{Q}{Mc^2}$$

Например для  ${}^3\text{He}$  величина распада равна  $Q = 18.591 \text{ кэВ}$ , а масса покоя  $Mc^2 = 2.8 \text{ ГэВ}$ , тогда скорость нашего "самолета" равна:

$$u \approx 7174 \frac{\text{км}}{\text{ч}}$$

То есть предположение о малости скорость - подтвердилось.

### 2.2 Ширина распада дочернего атома

Сечения, связанные с взаимодействием нейтрино, крайне малы, что значительно усложняет задачу регистрации нейтрино. Развитие физики нейтрино зависит от наличия реакций, в который взаимодействие носит резонансный характер. Задача №1 параграфа 39 [ЛЛ 3] иллюстрирует тот факт, что при условии вырождения по энергии происходит смешивание состояний при сколь угодно малом потенциале взаимодействия. Эта универсальная закономерность теоретически позволяет изучать свойства взаимодействий независимо от их силы. В литературе детально исследовано резонансное усиление в безнейтринном двойном захвате электронов. Известным примером резонансного усиления сечения регистрации антинейтрино является пара атомов тритий - гелий-3. Атом трития испытывает -распад в связанное состояние, при котором -электрон захватывается на К оболочку. Тритий превращается в гелий и испускает антинейтрино с фиксированной энергией (18.6 кэВ). В отсутствие отдачи ядра можно создать детектор, состоящий из атомов гелия-3 и регистрирующий, в принципе, все пролетающие через него антинейтрино, рожденные в -распаде трития. Индуцированный электронный захват (iEC) на гелии-3 принимает резонансный характер, если детектор помещается на движущуюся с определенной скоростью платформу. Эффект Доплера компенсирует потерю энергии реакции, связанную с отдачей ядра. Работа по выявлению реалистичных резонансных пар ведется в ЛТЭЧ совместно с сотрудниками ОФН Курчатовского института. Рассматривается вся таблица элементов, в том числе возбужденные уровни дочерних ядер, и все схемы электронного захвата. Для анализа существующих баз данных используется модификация программы RESONANCE, написанная на языке Фортран. Программа использовалась ранее для поиска резонансных случаев безнейтринного двойного захвата электронов. Для

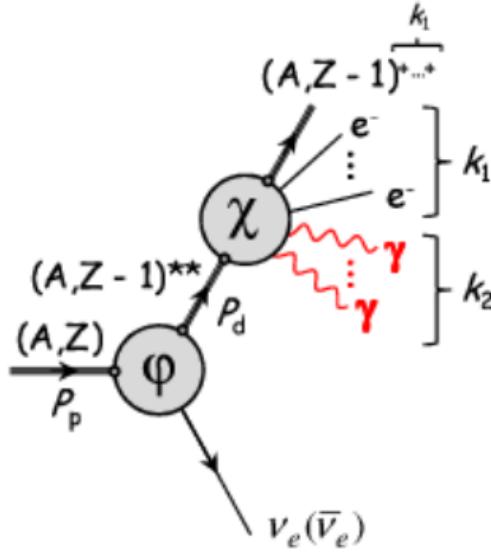


Рис. 1: Диаграмма, описывающая захват электрона с излучением нейтрино  $\nu_e$  и iEC, вызванный поглощением антинейтрино  $\bar{\nu}_e$ -бар. Процессы электронного захвата и iEC связаны кроссинг-симметрией.  $(A, Z)$  – атом, ядро которого имеет массовое число  $A$  и заряд  $Z$ ,  $(A, Z)^{**}$  – атом с возбужденной электронной оболочкой и, в общем случае, ядром в некотором возбужденном состоянии.  $P_p$  – импульс родительского атома,  $P_d$  – импульс нейтрального дочернего атома. Дочернее ядро распадается на ион в основном состоянии зарядом  $k_1$ ,  $k_1$  электронов  $e^-$  и  $k_2$  рентгеновских фотонов  $\gamma$ . Пропагаторы обозначены сплошными линиями, вершинные функции рождения и распада дочернего ядра обозначены блоками  $\varphi$  и  $\chi$ , соответственно.

отождествления резонансной пары и оценки фактора усиления требуется знание вероятности – распада атома в связанное состояние, и iEC сечения. Сечение обсуждается в работе, однако, не в самом общем виде, что затрудняет его использование в программе RESONANCE.

Бета-процессы описываются гамильтонианом слабого взаимодействия:

$$H_\beta(x) = \frac{G_\beta}{\sqrt{2}} J_h^{-\mu}(x) J_{l\mu}^+(x) + \text{H.c.} \quad (10)$$

Где  $G_\beta = G_F \cos \theta_C$ ,  $G_F$  - константа Ферми,  $\theta_C$  - угол Кабиббо

$$J_h^{-\mu}(x) = \bar{d}(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(x), \quad (11)$$

$$J_{l\mu}^+(x) = \bar{\nu}_e(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e(x) \quad (12)$$

Поля  $d$  и  $u$  - поля  $d$ - и  $u$ -кварков. Поля нейтрино и электрона обозначаются  $\nu_e$  и  $e$  соответственно. Ядерный переходный ток,  $J_f^{\pm\mu}(x) = \langle f | J_h^{\pm\mu}(x) | i \rangle$  зависит от спина и четности материнского и дочернего ядер, а также от их внутренней структуры, определяемой сильным взаимодействием. Если пренебречь обменными токами, ядерный переходный ток можно представить как сумму нуклонных переходных токов. Амплитуда распада EC задается выражением:

$$\begin{aligned} M(q) &= -i \int d^4x \langle f | H_\beta(x) S_{em+strong} | i \rangle \\ &= -i(2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_p - P_f - q_\nu) F. \end{aligned} \quad (13)$$

В нем  $P_p$  - четыре-импульс материнского атома,  $P_f$  - суммарный четыре-импульс продуктов распада,  $q$  - импульс нейтрино. Гамильтониан  $H_\beta(x)$  учитывается в первом порядке теории возмущений, а матрица рассеяния  $S_{em+strong}$  описывает электромагнитные и сильные взаимодействия. Амплитуда iEC имеет тот же вид при замене  $q$  на  $-q$ . Возбужденный дочерний атом  $(A, Z-1)^{**}$  рассматривается как резонанс с массой  $M_d$ , шириной  $\Gamma_d(s)$  и спином  $J_d$  (предполагается целым).

Это означает, что спин материнского атома  $J_p$  должен быть полуцелым. Спин атома складывается из спина ядра и спина электронной оболочки, поэтому спин дочернего ядра - полуцелый. Дочерний атом распадается на  $k_1$  электронов и  $k_2$  фотонов с импульсами  $p_i$  ( $i = 1, \dots, k$ , где  $k = k_1 + k_2$ ), а также на ион «внучатого» атома в основном состоянии с импульсом  $p_{k+1}$ . Амплитуда имеет полюс по инвариантной массе  $s$  в комплексной плоскости ниже унитарного разреза.

$$s = \left( \sum_{i=1}^{k+1} p_i \right)^2$$

В окрестности полюса амплитуда представляется в резонансной (Брейт-Вигнеровской) форме

$$F = \varphi^{\sigma_1 \dots \sigma_n} \frac{i(-1)^n \Theta_{\sigma_1 \dots \sigma_n}^{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d)}{s - M_d^2 + i\sqrt{s}\Gamma_d(s)} \chi_{\tau_1 \dots \tau_n} \quad (14)$$

Вершина  $\varphi^{\sigma_1 \dots \sigma_n}$  описывает рождение дочернего атома и нейтрино, а  $\chi_{\tau_1 \dots \tau_n}$  - распад дочернего атома. Эти вершины поперечны по  $P_d$ , а также симметричны и бесследовы по векторным индексам; это необходимо, чтобы исключить рождение состояний с другими квантовыми числами. Средний множитель -пропагатор дочернего атома;  $\Theta_{\sigma_1 \dots \sigma_n}^{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d)$  - проекционный тензор Беренда-Фронсдала.

Ширина распада дочернего атома выражается через квадрат модуля амплитуды распада и  $(k+1)$ -частичный фазовый объем

$$\Gamma_d(s) = \frac{1}{2\sqrt{s}} \frac{1}{2J_d + 1} \int \sum_f \sum_{M_d} \left| \chi_{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d) \epsilon_{M_d}^{\tau_1 \dots \tau_n}(P_d) \right|^2 \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (15)$$

Релятивистский фазовый объем задается формулой:

$$d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) = \prod_{i=1}^{k+1} \frac{d^3 p_i}{2E_i} \delta^{(4)} \left( P_d - \sum_{i=1}^{k+1} p_i \right) \quad (16)$$

В рассматриваемом случае массы оже-электронов берутся равными  $0.511 MeV$ , массы фотонов равны нулю, а масса  $(k+1)$ -й частицы соответствует массе «внучатого» атома. Интегрирование по фазовому объему и суммирование по поляризациям конечных частиц позволяет факторизовать тензорную часть выражения выше и свести ее к проекционному тензору и некоторой скалярной функции  $\Lambda(s)$ .

$$\int \sum_f \chi^{\tau_1 \dots \tau_n} \chi_{\eta_1 \dots \eta_n}^* \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) = (-1)^n \Theta_{\eta_1 \dots \eta_n}^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P_d) \Lambda(s) \quad (17)$$

В циклическом базисе это приводит к диагональности по квантовым числам и той же неизвестной функции  $\Lambda(s)$ .

$$\int \sum_f \chi_{J_d M_d} \chi_{J'_d M'_d}^* \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) = \delta_{J_d J'_d} \delta_{M'_d M_d} \Lambda(s),$$

Лоренцова структура выражения определяется симметрийными свойствами амплитуды распада. Выполняем суммирование по  $M_d$ , используя уравнение:

$$\sum_M \epsilon_M^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P) \epsilon_{\eta_1 \dots \eta_n}^M(P) = (-1)^n \Theta_{\eta_1 \dots \eta_n}^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P) \quad (18)$$

Учитывая, что  $\Theta_{\sigma_1 \dots \sigma_n}^{\sigma_1 \dots \sigma_n}(P) = 2n + 1$ , ширина распада принимает форму

$$\Gamma_d(s) = \frac{1}{2\sqrt{s}} \Lambda(s) \quad (19)$$

## 2.3 Электронный захват в материнском атоме

Процесс ЕС возможен при  $M_p > M_d$  (см. рис. 1). Ширина распада материнского атома  $\Gamma_p$  записывается как интеграл по фазовому объему с Брейт-Вигнеровским знаменателем и суммированием по квантовым числам

$$\Gamma_p = \frac{1}{2M_p} \frac{1}{2J_p + 1} \sum_{M_p} \int \sum_{J_d} \sum_{\alpha_\nu} \sum_f \frac{\omega^* \omega}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+6}} d\Phi_{k+2}(M_p, m_1, \dots, m_{k+2}) \quad (20)$$

Где

$$\omega = (-1)^n \varphi^{\sigma_1 \dots \sigma_n} \chi_{\sigma_1 \dots \sigma_n} = \sum_{M_d} \varphi_{J_d}^{M_d} \chi_{J_d M_d} \quad (21)$$

Также  $m_{k+2} = m_\nu$  - масса нейтрино. Суммирование ведется по проекциям спина материнского атома и по квантовым числам нейтрино (его полный момент, орбитальный момент и проекция). Сумма по  $f$  включает поляризации иона «внучатого» атома, оже-электронов и фотонов. Далее предполагается, что электронная оболочка материнского атома заполнена так, что суммарный спин оболочки равен нулю. Тогда спин дочернего атома равен сумме спина ядра  $j_d$  и спина электронной «дырки»  $j$ , возникшей при захвате электрона. Полный спин  $J_d$  может принимать значения от  $|j_d - j|$  до  $j_d + j$ . Эти состояния вырождены по массе (с точностью до тонкого и сверхтонкого взаимодействий), имеют одинаковые ширины и вносят вклад в  $\Gamma_p$ . Вклад состояний с фиксированным  $J_d$ , но разными проекциями  $M_d$ , складывается когерентно. Спин материнского атома равен спину материнского ядра:  $J_p = j_p$ . Фазовый объем  $(k+2)$ -частичного распада можно разложить на 2-частичный фазовый объем рождения резонанса и нейтрино и  $(k+1)$ -частичный фазовый объем распада резонанса, интегрируя по  $s$

$$d\Phi_{k+2}(M_p, m_1, \dots, m_{k+2}) = \int ds d\Phi_2(M_p, \sqrt{s}, m_{k+2}) d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (22)$$

Поскольку ширины  $\Gamma_d(s)$  малы по сравнению с другими характерными масштабами, интеграл по  $s$  можно вычислить в приближении узкого резонанса. В результате получаем выражения

$$\Gamma_p = \frac{1}{2M_p} \frac{1}{2J_p + 1} \int \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d M'_d} \sum_{\alpha_\nu} \sum_f \varphi_{J_d}^{M_d} \varphi_{J_d}^{* M'_d} \chi_{J_d M_d} \chi_{J_d M'_d}^* \frac{\pi}{M_d \Gamma_d(M_d)} \quad (23)$$

$$\times \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+6}} d\Phi_2(M_p, M_d, m_{k+2}) d\Phi_{k+1}(M_d, m_1, \dots, m_{k+1}) \quad (24)$$

Далее, после интегрирования по фазовому объему продуктов распада дочернего атома и использования (18), ширина  $\Gamma_p$  сводится к следующему выражению, содержащему импульс в системе покоя материнского атома и усреднение по направлениям импульса нейтрино

$$\Gamma_p = \frac{p^*(M_p, M_d, m_\nu)}{8\pi M_p^2} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p} \sum_{J_d M_d} \sum_{\alpha_\nu} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \quad (25)$$

Где

$$p^*(\sqrt{s}, m_1, m_2) = \frac{\sqrt{(s - (m_1 + m_2)^2)(s - (m_1 - m_2)^2)}}{2\sqrt{s}}$$

## 2.4 Сечение индуцированного электронного захвата (IEC)

Сечение образования резонанса понимается как полное сечение рождения продуктов его распада. Процесс ИЕС возможен при  $M_p < M_d$  и схематически показан на рис. 1. Сплошная линия, входящая в вершину  $\chi$ , соответствует входящему антинейтрино. Выражение для дифференциального (по квантовым числам) сечения  $\sigma$  для неполяризованного материнского атома и неполяризованного антинейтрино:

$$\sigma = \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \int \sum_{M_p \alpha_\nu} \sum_{J_d M_d} \sum_f \phi_{J_d}^{M_d} \chi_{J_d M_d} \frac{1}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^{3k+3}} d\Phi_{k+1}(\sqrt{s}, m_1, \dots, m_{k+1})$$

В ситуациях, когда в пучке присутствуют правые антинейтрино то сечение следует умножить на 2 (с поправкой порядка  $m/E_{res}$ ). Интегрирование по фазовому объему продуктов распада дочернего атома дает компактное выражение для  $\sigma$  через  $\Gamma_d(s)$  и резонансный знаменатель:

$$\sigma = \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p \alpha_\nu} \sum_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)} \quad (26)$$

## 2.5 Матричный элемент EC/IEC

$$\begin{aligned} \sum_{m_\nu} \sum_{m_p} \sum_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* &= \frac{G_\beta^2}{2} \frac{1}{2J_t + 1} \sum_{ii'} \sum_{ll' J_t} \langle j_d \| \{J(r_i, n_i) \otimes Y_l(n_i)\}_{J_t} \| j_p \rangle \langle j_d \| \{J(r'_{i'}, n'_{i'}) \otimes Y_{l'}(n'_{i'})\}_{J_t} \| j_p \rangle^* \\ &\times \iint d\Omega_n d\Omega_{n'} \sum_{mm' M_t} Y_{lm}^*(n) Y_{l'm'}(n') C_{1\kappa l m}^{J_t M_t} C_{1\kappa' l' m'}^{J_t M_t} A_{\kappa\kappa'}(r_i, n, r'_{i'}, n') \end{aligned}$$

Для дальнейших вычислений нужны: волновые функции нейтрино и связанного электрона внутри ядра, матрицы плотности нейтрино и антинейтрино, а также матрица плотности связанного электрона.

## 3 Заключение

Выполнен расчет iEC сечения для произвольных ядерных переходов  $J_p^{PC} \rightarrow J_d^{PC}$  и всех схем электронного захвата. В промежуточном состоянии реакции образуется атом с вакансией в электронной оболочке, то есть резонанс. Дочернее ядро также может перейти в возбужденное состояние. Сечение рождения резонанса, по определению - это сечение рождение продуктов его распада. Соответственно, iEC процесс описывается диаграммой, представленной на Рис. 1. Суммирование по всем продуктам распада позволяет выразить iEC сечение через единственный дополнительный параметр - ширину резонанса. В общем случае сечение содержит фактор Брейта-Вигнера:

$$\sigma_{\bar{\nu}_e + (A, Z) \rightarrow (A, Z-1)^{**}} \sim \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)}$$

где  $\Gamma_d(s)$  - ширина дочернего атома,  $M_d$  - его масса,  $s$  - квадрат суммарной энергии в системе центра масс родительского ядра и антинейтрино. В примере с резонансной парой тритий-гелий-3 дочерний атом находится в основном состоянии, поэтому при  $s = M_d^2$  сечение обращается в бесконечность. После усреднения по энергетическому спектру антинейтрино сечение представлено конечной величиной. Слабое размытие спектра связано с температурой источника и другими эффектами среды.

Типичным значением ширины для атомов является величина  $\Gamma_d(s) \approx 10$  эВ. В случае точного резонанса  $s = M_d^2$  фактор усиления сечения оценивается как  $Q/\Gamma_d(s) \approx 10^5$ , где  $Q \approx 1$  МэВ - энергия реакции.

## Список литературы

- [KBS20] F. Danevich V. I. Tretyak S. Kovalenko M. I. Krivoruchenko Yu. N. Novikov K. Blaum, S. Eliseev and J. Suhonen. Rev.Mod. Phys. 92, 045007 (2020).
- [LL 3] L.D. Landau and E.M. Lifschitz. Quantum mechanics: Non-relativistic theory. course of theoretical physics, 3rd ed. Pergamon, London (1977), v. 3.