



Резонансные реакции с антинейтрино

Отчет о научно-исследовательской работе

Научный руководитель: доктор физ.-мат. наук, Барабанов Алексей Леонидович

Научный консультант: доктор физ.-мат. наук, Криворученко Михаил Иванович

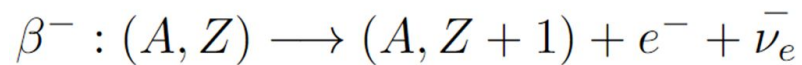
Студент: Скворцов Павел Александрович, группа Б22-102

Введение

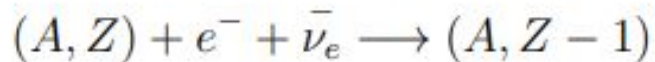
В 5-ом, 6-ом и 7-м семестрах изучались резонансные реакции с участием антинейтрино

Рассматриваемые процессы:

Процесс в источнике (бета-распад в связанное состояние βC)



Процесс в детекторе (вынужденный электронный захват - $i\text{EC}$)



Был проведен отбор резонансных пар атомов с точки зрения баланса энергии. Список резонансных пар, найденных программным комплексом RESONANCE, включает около 200 состояний. *Конечные состояния с возбужденными ядрами не рассматривались.*

В этом семестре добавлены дополнительные правила отбора по квантовым числам электронов и ядер для бета-распада в связанное состояние и вынужденного электронного захвата, а также введены ширины распада и сечения процессов в программу для численных оценок числа регистрируемых событий.

Основная проблема в определении резонансных пар - точность в определении масс атомов, которая как правило не превышает 10 кэВ. В настоящее время массы атомов определяются на ловушках Пеннинга с максимальной точностью 10 эВ.

Разрешенные переходы

Амплитуда реакции зависит от полного углового и орбитального моментов электрона и антинейтрино

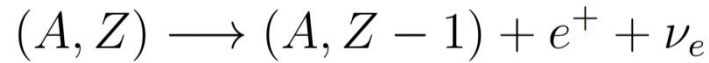
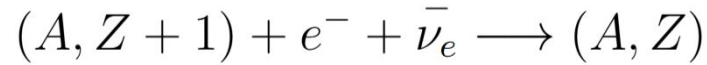
$$M_{EC} \sim (p_e R)^{j_e} (p_\nu R)^{j_\nu}$$

$$p_e R \sim p_\nu R \sim 40 \text{ keV} \cdot 5 \text{ fm} = \frac{40 \text{ keV} \times 5}{200 \text{ MeV}} = 10^{-3} \ll 1$$

Вероятность максимальна при минимальных полных угловых моментах электрона и антинейтрино, а значит, орбитальные моменты минимальны.

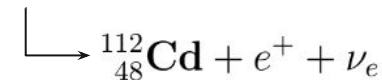
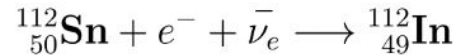
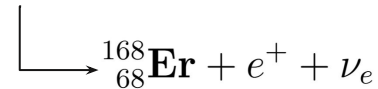
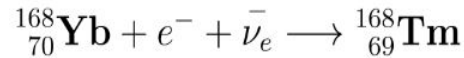
Это накладывает условия: $j_f - j_i = 0, \pm 1$ & $P_f = P_i$ (Такие переходы называются разрешенными)

Индукцированный электронный захват (iEC),
сопровождающийся β^+ -распадом



$$M(A, Z) > M(A, Z - 1) + 2m_e \quad (\text{дополнительный фильтр})$$

Результаты
отбора
программой
RESONANCE



$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

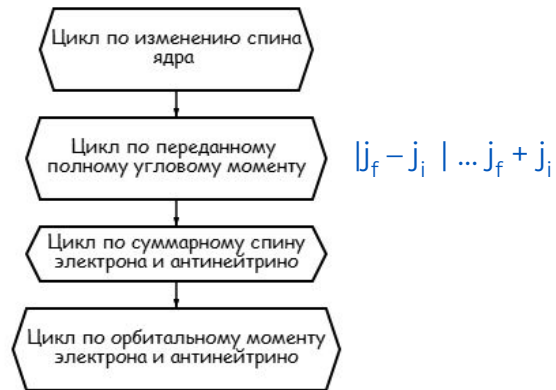
Канал, который хорошо
виден на эксперименте

Алгоритм работы программы



(Библиотеки данных указаны в приложении 4)

Цикл по угловым моментам



Принцип расчета сечения

Перебор всех возможных значений изменений спина ядра

$$|j_p - j_d| \leq J_t \leq j_p + j_d$$

Перебор всех возможных орбитальных моментов, переданных ядру

$$|J_t - s| \leq L_t \leq J_t + s$$

Ширина распада материнского атома

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

Вероятность электронного захвата в единицу времени выражается как

$$\lambda_{EC} = \frac{\ln 2}{t_{EC}} = \frac{G_\beta^2}{2\pi^3} \sum_x n_x C_x f_x$$

где $G_\beta = G_F \cos \theta_C$, G_F – константа Ферми, θ_C – угол Кабиббо, C_x - shape-factor

где $f_x = \frac{\pi}{2} \beta_x^2 p_{\nu_x}^2$ - это функция Ферми для бета-распада

Тогда

$$\lambda_{EC} = \frac{\ln 2}{t_{EC}} = \frac{G_\beta^2}{4\pi^2} \sum_x n_x C_x \beta_x^2 p_{\nu_x}^2$$

Shape-factor выражается как

$$C_x(p_{\nu_x}) = \sum_{K, k_\nu} (M_K(k_x, k_\nu) + \text{sign}(\kappa_x) m_K(k_x, k_\nu))^2$$

В обозначениях
монографии
Беренса и Бюринга

где

$$M_k(k_x, k_\nu) + \text{sign}(\kappa_x) m_K(k_y, k_\nu) = (p_x R)^{k_x-1} (p_y R)^{k_\nu-1} \sum F_{KLS} C_{KLS}(k_x, k_\nu)$$

$$C_{KLS}(k_x, k_\nu) = \delta_{k_x+k_\nu-2, L} \sqrt{\frac{(2K-2)!!}{(2k_x-1)!(2k_\nu-1)!(2K-1)!!}}$$

$$\times \left[\delta_{L, K-1} \delta_{s, 1} + \delta_{L, K} \delta_{s, 0} \sqrt{\frac{2K(K+1)}{(2k_x-1)(2k_\nu-1)(2K+1)}} \right.$$

$$\left. + \delta_{L, K} \delta_{s, 1} (k_x - k_\nu) \sqrt{\frac{2}{(2k_x-1)(2k_\nu-1)(2K+1)}} \right]$$

Сечение выражается формулой

$$\sigma_1 = \frac{1}{8p^*(\sqrt{s}, M_p, m_\nu)\sqrt{s}} \frac{1}{2J_p + 1} \left\langle \sum_{M_p \alpha_\nu} \sum_{J_d M_d} \varphi^{J_d M_d} \varphi_{J_d M_d}^* \right\rangle_n \frac{2\sqrt{s}\Gamma_d(s)}{(s - M_d^2)^2 + s\Gamma_d^2(s)}$$

Полное сечение считается как

$$\sigma = \int \sigma_1 \rho(E_\nu) dE_\nu = \int \frac{1}{2M_p} \sigma_1 \rho(E_\nu^{\text{res}}) ds$$

Проинтегрировав, считая что подынтегральная функция вблизи резонанса значительно возрастает, получим сечение

$$\sigma = \frac{\rho(E_\nu^{\text{res}})}{4} G_\beta^2 C_x \beta_x^2$$

Расчет числа событий



Число распадающихся ядер в 1 кг вещества источника и детектора

$$N_R = \frac{1000}{A_R} \cdot N_A$$

$$N_D = \frac{1000}{A_D} \cdot N_A$$

Постоянная распада

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \Gamma$$

Число и поток вылетающих антинейтрино

$$\frac{dN_{\bar{\nu}}}{dt} = N_R \cdot \lambda = N_R \cdot \Gamma$$

$$\Phi_{\bar{\nu}} = \frac{dN_{\bar{\nu}}/dt}{4\pi R^2} = \frac{N_R \cdot \Gamma}{4\pi R^2}$$

Скорость регистрации событий в детекторе

$$\frac{dN_{\text{событий}}}{dt} = \Phi_{\bar{\nu}} \cdot \sigma \cdot N_D = N_R \cdot \Gamma \cdot \frac{1}{4\pi R^2} \cdot \sigma \cdot N_D$$

Результат работы программы

Получены значения числа событий для 1 кг вещества источника и детектора, при расстоянии между ними в 1 метр за 1 год

El_R	El_D	Q_{diff} , кэВ	ΔQ , кэВ	N_{events}	K	L	s
${}^{155}_{63}\text{Eu}$	${}^{45}_{21}\text{Sc}$	-3.62	3.65	173	1	0	1
${}^{32}_{14}\text{Si}$	${}^{106}_{48}\text{Cd}$	3.64	7.70	1390	1	0	1
${}^{141}_{58}\text{Ce}$	${}^{64}_{30}\text{Zn}$	0.334	3.60	1870	1	0	1
${}^{155}_{63}\text{Eu}$	${}^{33}_{16}\text{S}$	2.00	3.70	1080	1	0	1
${}^{125}_{50}\text{Sn}$	${}^{237}_{92}\text{U}$	-5.67	100	2590	1	0	1
${}^{47}_{21}\text{Sc}$	${}^{161}_{66}\text{Dy}$	-1.39	4.24	19400	1	0	1

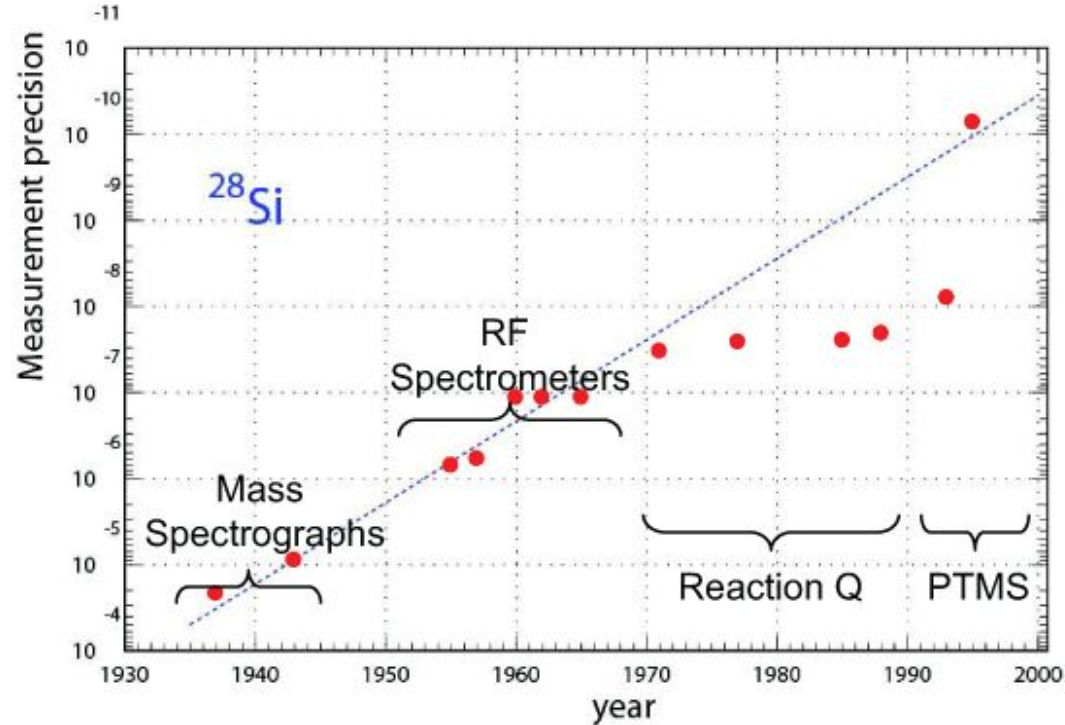
Где El_R - элемент в реакторе, El_D - элемент в детекторе, Q_{diff} - разность энергий процессов (кэВ), ΔQ - экспериментальная ошибка (кэВ), N_{events} - количество событий за год, K - изменение спина ядра, L - орбитальный момент электрона и антинейтрино, s - спин электрона и антинейтрино

Заключение

В данной работе была усовершенствована программа RESONANCE для нахождения резонансных процессов с участием антинейтрино. Были проанализированы реакции позитронного распада после вынужденного электронного захвата.

Были добавлены условия отбора по квантовым числам и четности. Также был добавлен расчет вероятности бета-распада в связанное состояние и получено число ожидаемых событий в год на каждую пару на один килограмм источника и один килограмм детектора при расстоянии между детектором и источником в 1 метр.

MASS MEASUREMENTS PRECISION

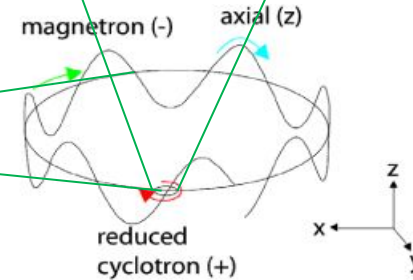
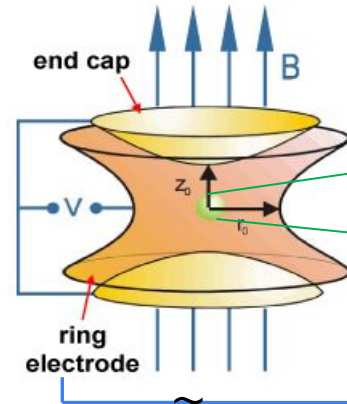
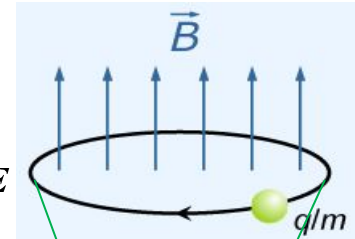


From: K. Blaum, Phys. Rep. 425, 1 (2006).

WHAT IS A PENNING TRAP?

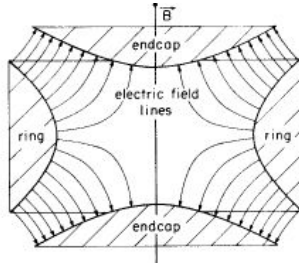
Uniform magnetic field \mathbf{B}
 + quadrupolar electrostatic field \mathbf{E}

$$m \frac{d^2}{dt^2}(\mathbf{z} + \rho) = e \left[\frac{d}{dt}(\mathbf{z} + \rho) \times \mathbf{B} \right] + e\mathbf{E}$$



5
cm

Quadrupolar electrostatic field



$$V(\mathbf{z}, \rho) = V_0 \frac{z^2 - \frac{1}{2}\rho^2}{2d^2},$$

$$V(\mathbf{z}_0, 0) - V(\mathbf{0}, \rho_0) = V_0 \rightarrow 2d^2 = z_0^2 + \frac{1}{2}\rho_0^2$$

Axial z-frequency

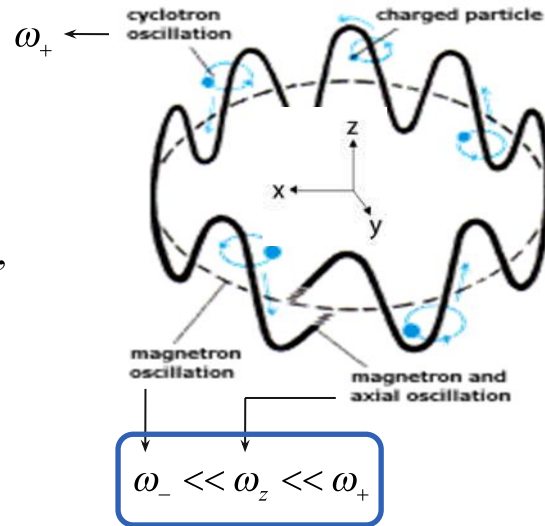
$$\omega_z^2 = \frac{eV_0}{md^2}$$

x-y-eigenfrequencies

$$\frac{d^2}{dt^2} \rho - \omega_c \times \frac{d}{dt} \rho - \frac{\omega_z^2}{2} \rho = 0,$$

$$\omega_c = -\frac{eB}{m},$$

$$\omega_{\pm} = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}}.$$



Данные для расчетов взяты из источников:

Ядра

database of the Brookhaven National Laboratory
Center for Nuclear Studies, Department of Physics, The George Washington
University. Data Analysis Center:
<http://www.nndc.bnl.gov/>.

Таблицы Энергия связи дырок

F.B. Larkins, At. Data and Nucl. Data Tables **20, 313 (1977)**.

Таблицы Волновые функции электронов в нуле.

M. BAND and M. B. TRZHASKOVSKAYA,
ATOMIC DATA AND NUCLEAR DATA TABLES 35, I- 13 (1986)