Проверка стандартной модели в атомной физике

Михаил Козлов
Петербургский институт ядерной физики

1 февраля 2002

- Гамильтониан P-нечетного слабого взаимодействия.
- Атомные эксперименты
- Атомная теория
  - Учет корреляций
  - Брейтовское взаимодействие
  - Радиационные поправки
  - Структура ядра
- Сравнение атомных экспериментов со стандартной моделью

P-нечетный гамильтониан слабого взаимодействия

Приведем явный вид оператора P-нечетного взаимодействия электрона с ядром:

$$H_P = \frac{G_{\mathrm{F}}}{\sqrt{2}} \left(-\frac{Q_W}{2}\gamma_5 + \frac{\kappa}{I}\boldsymbol{\alpha}\boldsymbol{I} \right) \rho(\boldsymbol{r})$$

$G_{\mathrm{F}} = 2.2225 \cdot 10^{-14}$ а.е. $\left(\sim \frac{\alpha}{M_Z^2}\right)$,
γ_5, $\boldsymbol{\alpha}$ — матрицы Дирака,
$\rho(\boldsymbol{r}) = \frac{3}{4\pi r_N^3}\Theta(r_N - r)$, — плотность распределения нейтронов в ядре, $\boldsymbol{I}$ — ядерный спин.

Слабый заряд ядра Q_W ($A \times V$ взаимодействие):

$$\begin{aligned} Q_W(N,Z) &= -N + (1 - \sin\theta_W)Z + O(\alpha) \\ &= -0.9857N + 0.0675Z \\ &\quad -0.0144ZS + (0.0108Z - 0.0077N)T \\ &\quad +O\left(\frac{M_Z^2}{M_{Z'}^2}\right) \end{aligned}$$

В экспериментах при энергии $E = M_Z c^2$ поправки от Z' имеют величину

$$O\left((M_{Z'} - M_Z)^2 c^4/\Gamma_Z^2\right)$$

Константа κ ($V \times A$ взаимодействие):

$$\kappa \;\approx\; 0.6(1-4\sin\theta_W) \;\approx\; 0.05$$

Анапольный момент ядра

$$\begin{aligned}\kappa \;&\Rightarrow\; \kappa \\ &+\; (-1)^{I+1/2-l}\frac{(I+\frac{1}{2})}{(I+1)}\kappa_a\end{aligned}$$

Аналитическая оценка для κ_a получена Фламбаумом, Хрипловичем и Сушковым:

$$\kappa_a \;\approx\; \frac{9}{10}g\frac{\alpha\mu}{m_p r_N}A^{2/3}$$

Ядерные расчеты анапольных моментов для Cs, Tl и Bi дают разные значения κ_a в интервале 0.2–0.5. Эксперимент на Cs дал (Wood et al):

$$\kappa_a(\mathrm{Cs}) = 0.37(6)$$

Цезий (Боулдер)

$$\begin{aligned}
A(6s \to 7s) &= M1 + \mathrm{i}\beta E + E1_{\mathrm{PNC}} \\
\frac{\mathrm{Im} E1_{\mathrm{PNC}}}{\beta} &= -1.5939(56)\,\frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{cm}} \\
\frac{\mathrm{Im} E1_{\mathrm{SD}}}{\beta} &= 0.077(11)\,\frac{\mathrm{mV}}{\mathrm{cm}}
\end{aligned}$$

где $E1_{\mathrm{PNC}}$ и $E1_{\mathrm{SD}}$ — спин-независимая и спин-зависимая P-нечетные амплитуды. Наиболее точное измерение β дало:

$$\beta = 27.02(8) \text{ a.e.}$$

Отсюда следует что:

$$\begin{aligned}
E1_{\mathrm{PNC}}(6s_{1/2} \to 7s_{1/2}) &= -\mathrm{i} \cdot 0.8375(33) \cdot 10^{-11} \text{ a.e.} \\
E1_{\mathrm{SD}}(6s_{1/2} \to 7s_{1/2}) &= \mathrm{i} \cdot 0.040(6) \cdot 10^{-11} \text{ a.e.}
\end{aligned}$$

Таллий (Сиэтл, Оксфорд)

$$A(6p_{1/2} \to 6p_{3/2}) = M1 + E1_{\rm PNC}$$
$$\mathcal{R} \equiv {\rm Im}\left(\frac{E1_{\rm PNC}}{M1}\right)$$

Два наиболее точных измерения этого отношения дали:

$$\mathcal{R} = \begin{cases} -14.68\,(17), & \text{Vetter } \textit{et al} \\ -15.36(45) & \text{Edwards } \textit{et al} \end{cases}$$

Здесь величина $M1$-амплитуды из эксперимента известна плохо, но достаточно точно вычисляется. Поэтому, сравнение теории с экспериментом делается для величины $\mathcal{R}$.

Учет электронных корреляций

P, Q-разложение и эффективные операторы

$$
\begin{array}{ll}
P: & a^\dagger_{i_{N_\mathrm{v}}} \dots a^\dagger_{i_1} |\Psi_\mathrm{core}\rangle, \\[2ex]
Q: & \left\{ \begin{array}{l} b^\dagger_{n_1} a^\dagger_{i_{N_\mathrm{v}}} \dots a^\dagger_{i_1} |\Psi_\mathrm{core}\rangle, \\ b^\dagger_{n_2} b^\dagger_{n_1} a^\dagger_{i_{N_\mathrm{v}}} \dots a^\dagger_{i_1} |\Psi_\mathrm{core}\rangle, \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{array} \right.
\end{array}
$$

В подпространстве P остов заморожен и мы можем исключить остовные электроны, усреднив оператор PHP по однодетерминантной функции остова:

$$
PHP = E_\mathrm{core} + \sum_{i>N_\mathrm{core}} h_i^\mathrm{CI} + \sum_{j>i>N_\mathrm{core}} \frac{1}{r_{ij}},
$$

Запишем полный гамильтониан H и полную волновую функцию в виде:

$$
\begin{aligned}
H &= PHP + PHQ + QHP + QHQ, \\
\Psi &= P\Psi + Q\Psi \equiv \Phi + \chi.
\end{aligned}
$$

Можно определить функцию Грина в подпространстве Q:

$$R_Q(E) = (E - QHQ)^{-1}$$

и исключить χ из уравнения Шредингера:

$$\begin{aligned} &H_{\text{eff}}(E)\Phi = E\Phi \\ &H_{\text{eff}}(E) \equiv PHP + \Sigma(E) \\ &\Sigma(E) = (PHQ)\ R_Q(E)\ (QHP) \end{aligned}$$

Условие нормировки для Φ приближенно имеет вид:

$$\langle \Phi_i | 1 - \partial_E \Sigma(E) | \Phi_k \rangle = \delta_{ik}.$$

Для вычисления наблюдаемых с помощью функций Φ определим эффективный оператор A_{eff} так, что

$$a = \langle \Phi | A_{\text{eff}} | \Phi \rangle$$

Для оператора A_{eff} справедливо следующее выражение

$$\begin{aligned} A_{\text{eff}} &= PAP && \text{(DF)} \\ &+ PHQ\ R_Q(E)\ QAP && \text{(RPA)} \\ &+ PAQ\ R_Q(E)\ QHP && \text{(RPA)} \\ &+ PHQ\ R_Q(E) A R_Q(E)\ QHP && \text{(Str.Rad.)} \end{aligned}$$