

31
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

P-281

Б.Н.Валуев

ЗАМЕЧАНИЯ О ВАРИАНТАХ
 β - РАСПАДНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Дубна, 1959 год

P-281

Б.Н.Валуев

ЗАМЕЧАНИЯ О ВАРИАНТАХ
 β -РАСПАДНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

При существующем описании слабых взаимодействий, в частности β - распад-ного с плотностью гамильтониана взаимодействия

$$H' = \sum_i H'_i = \sum_i g_i (\bar{\Psi}_p O_i \Psi_n) (\bar{\Psi}_e O_i (1 + \lambda_i \gamma_5) \Psi_\nu) + \text{эрм. сопр.} \quad /1/$$

$i = S, T, P, A, V$

используется лишь первое приближение теории возмущений, что оправдывается слабостью взаимодействия, т.е. малостью безразмерного параметра разложения $\beta = gK^2 / (2\pi)^2$, если ввести обрезание на импульсе K ($k = C = 1$). Это так, если $\tau_0 = \frac{1}{K} \sim \frac{1}{m_\pi}$ или $\sim \frac{1}{m_N}$ (m_π и m_N - массы π - мезона и нуклона) при $g \sim 10^{-32} \text{ см}^2$. Однако возможно, что для слабых взаимодействий существенны меньшие длины [1], т.е. необходим учет высших приближений. Для β - распадного взаимодействия это обсуждалось впервые в [2].

В работе [3] рассматривалось рассеяние $n-p$, обусловленное взаимодействием вида $(\bar{p}p)(\bar{n}n)$, и получено, что учет высших приближений существенно изменяет результаты первого приближения.

В данной заметке рассматривается влияние высших приближений по взаимодействию /1/ на β - распад нейтрона и указывается, что для некоторых вариантов взаимодействия вид матричного элемента не изменяется по сравнению с первым приближением теории возмущений. Это утверждение справедливо также для всех процессов, которые могут идти в первом приближении по H' , например, $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$. Оно справедливо, если для указанных процессов учитывать и взаимодействие $(\bar{p}n)(\bar{\nu}\nu)$, взятое в том же виде, как и /1/.

Отличие результатов по сравнению с [3] связано со спецификой процессов и взаимодействия.

Будем считать, что $K \gg m_N$, так как при $K \sim m_N$ при обычном значении g вклад от высших приближений мал. Используя это условие, а также принимая, что энергия частиц в системе центра инерции $\ll K$, можно в интегралах пренебречь логарифмически расходящимися членами по сравнению с расходящимися квадратично. Например, в типичном интеграле

$$\int \frac{S_P \{ [i\gamma(q + P/2) - m_1] O_i [i\gamma(-q + P/2) - m_2] O_j \} d^4q}{[(q + P/2)^2 + m_1^2] [(q - P/2)^2 + m_2^2]}$$

можно пренебречь членом, пропорциональным $m_1 m_2$. Учитывая, что в S - матрице, таким образом, не будет членов, линейно зависящих от массы какой-либо частицы, можно показать, что S - матрица для β - распада нейтрона в интересующем нас случае одного варианта $j (H' = H_j)$, имеет вид

$$S^{(j)} = \sum_i g_j \varphi_i^{(j)} (\bar{\psi}_p O_i \psi_n) (\bar{\psi}_e O_i (1 + \Lambda_i^{(j)} \gamma_5) \psi_\nu) \quad /2/$$

где $\varphi_i^{(j)}, \Lambda_i^{(j)}$ скалярные функции от $|g_j|^2, \lambda_j, K$ и от инвариантов, составленных из 4-импульсов частиц. ψ_n, ψ_ν и т.д. - операторы поля в представлении взаимодействия. $\varphi_i^{(j)}, \Lambda_i^{(j)}$ зависят от $|g_j|^2$, так как для рассматриваемых процессов существенны лишь нечетные приближения по H' .

Введем преобразования

$$\psi_p \rightarrow \gamma_5 \psi_p, \quad \psi_n \rightarrow \gamma_5 \psi_n, \quad m_p \rightarrow -m_p, \quad m_n \rightarrow -m_n, \quad g_j \rightarrow \epsilon_j g_j, \quad \lambda_j \rightarrow \lambda_j \quad /3/$$

$$\bar{\psi}_p \rightarrow -\psi_n^T C^{-1}, \quad \psi_n \rightarrow C^{-1} \bar{\psi}_p^T, \quad m_p \rightleftharpoons m_n, \quad g_j \rightarrow -K_j g_j, \quad \lambda_j \rightarrow \lambda_j \quad /4/$$

$m_n = m_p; \epsilon_j, K_j$ определяются из соотношений $\gamma_5 O_j \gamma_5 = -\epsilon_j O_j, C^{-1} O_j C = -K_j O_j^T$. Значок T означает транспонирование по спинорным индексам. Преобразования /3/, /4/ не меняют гамильтониана взаимодействия и перестановочные соотношения и не должны изменять вид $S^{(j)}$. Лагранжиан свободного поля может быть записан в виде, инвариантном относительно /3/, /4//. Отсюда следует, что для $j = V, T, A$ из суммы /2/ остается лишь один член с $\varphi_j^{(j)}$. При $j = S$ могут быть не равны нулю $\varphi_s^{(5)}$ и $\varphi_p^{(5)}$. Оценка "примеси" $\varphi_p^{(5)}$ по теории возмущений дает 0 в 3-м приближении и $\varphi_p^{(5)} < 0.01 \varphi_s^{(5)}$ в 5-м. Для $j = P$ положение аналогичное.

Если $\lambda_j = \pm 1$, то из инвариантности S - матрицы относительно преобразования $\psi_\nu \rightarrow \pm \gamma_5 \psi_\nu$ следует, что $\Lambda_i = \pm 1$ соответственно.

В случае известного [4] варианта $V-A$, используя симметрию гамильтониана относительно перестановок и /2/, легко показать, что также не получается отличия от первого приближения теории возмущений. Это справедливо и для вариантов $S+P-T, 3(S+P)+T$

Таким образом, даже если существенны высшие приближения по β -распадному взаимодействию из опыта при наших предположениях можно заключить о варианте в

гамильтониане //1/.

Приношу благодарность профессору М.А.Маркову за предложенную тему и внимание к работе, а И.В.Полубаринову, М.И.Широкову и Чжоу Гуан-чжао за обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] П.С.Исаев, М.А.Марков. ЖЭТФ, 29, 111 /1955/.
- [2] Heisenberg W., Zs.f.Phys., 101, 533 (1936).
- [3] I.V. Polubarinov, Nuclear Physics, 8, 444 (1958).
- [4] R. Feynman and M. Gell-Mann, Phys.Rev., 109, 193 (1958).

Работа поступила в издательский отдел 5 января 1959 года.