СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P1 - 10398

Г.И.Лыкасов, В.Г.Одинцов

МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ
РЕАКЦИИ $K^- + {}^4He \to T + Y(Y^*)$

1977

P1 - 10398

Г.И.Лыкасов, В.Г.Одинцов

МАТРИЧНЫЙ ЭЛЕМЕНТ РЕАКЦИИ $K^- + {}^4He \to T + Y(Y^*)$

Лыкасов Г.И., Одинцов В.Г.

P1 - 10398

Матричный элемент реакции $K^- + {}^4He \to T + Y(Y^*)$

Работа посвящена описанию вывода выражения матричного элемента реакции $K^- + {}^4He \to T + Y(Y^*)$.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Lykasov G.I., Odintsov V.G.

P1 - 10398

Matrix Element of the Reaction $K^- + {}^4He \to T + Y(Y^*)$

The paper is devoted to the description of the derivation of the expression for matrix element of the reaction $K^- + {}^4He \to T + Y(Y^*)$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

В работе /1/ рассматривались бинарные процессы прямого рождения гиперонов каонами на легких ядрах. В частности, изучались реакции типа

$$K^- + {}^4He \to T + Y(Y^*) \qquad /1/$$

в связи с проблемой возможного существования бариона $Y^{o*}_{1327} \to \Lambda^o \gamma$ / T - ядро трития/.

Для описания рассеяния быстрых каонов на легких ядрах в работе /1/ была рассмотрена модель, в которой предполагалось, что:

1/ ядро ^4He диссоциирует на тритий и протон;

2/ налетающий каон взаимодействует с протоном, образуя гиперон $Y(Y^*)$:

$K^- + p \to Y(Y^*)$;

3/ T и $Y(Y^*)$ покидают пределы ядра ^4He, не взаимодействуя между собой.

Настоящая работа посвящена описанию вывода выражения для матричного элемента реакции /1/ на основе сделанных выше предположений 1/-3/. Будет показано также, что учет упругих процессов перерассеяния, когда в конечном состоянии наблюдаются тритий и гиперон, дает поправку к матричному элементу, не влияющую на форму угловых и импульсных распределений вторичных частиц в реакции /1/.

В импульсном приближении матричный элемент перехода из начального состояния в конечное в условиях реакции /1/ имеет следующий вид:

$$M_0 = \langle \Psi(\vec{p}_Y, \alpha)\, \Psi(\vec{p}_T, \beta) \,|\, \sum_{i=1}^{4} A_i \,|\, \Psi({}^4He) \rangle , \qquad /2/$$

где $\Psi(\vec{p}_Y, \alpha)$ и $\Psi(\vec{p}_T, \beta)$ - волновые функции образовавшихся гиперона и трития, $\vec{p}_Y, \vec{p}_T$ -их импульсы, α и β - квантовые числа; $\Psi(^4He)$ - волновая функция ядра ^4He; A_i - оператор рождения гиперона на отдельном нуклоне.

В рамках псевдоскалярной теории оператор рождения гиперона на нуклоне имеет вид

$$A_i = \sqrt{\frac{E_Y + M_Y}{2E_Y}}\, e^{i\vec{p}_K\vec{r}_K}\, \sigma_i \left(g_1 \frac{\vec{p}_Y}{E_Y + M_Y} - g_2 \frac{\vec{\Delta}}{2m}\right) \frac{1 + \tau_3(i)}{2}, \qquad /3/$$

где E_Y, $\vec{p}_Y$, M_Y - энергия, импульс и масса гиперона; $\vec{\Delta}$ и m - импульс и масса протона; $\vec{p}_K$, $\vec{r}_K$ - импульс, радиус-вектор налетающего K^--мезона; g_1 и g_2 - константы связи; σ_i - матрица Паули; $\tau_3(i)$ - изоспиновый оператор. Протон в ядре не является строго свободным, и поэтому импульс $\vec{\Delta}$ в выражении /3/ должен быть оператором $(-i\vec{\nabla})$, действующим на волновую функцию протона.

Т.Копалейшвили и Ф.Ткебучава[2], изучая захват π^--мезонов легкими ядрами, который полностью аналогичен захвату K^--мезонов, установили, что вклад подобного члена в полное сечение захвата невелик. Кроме того, в рассматриваемом нами случае импульс протона в выражении /3/ существенно меньше импульса рассеянного гиперона. Приведенные аргументы дают основания считать, что в /3/ вторым членом в скобках можно пренебречь и в качестве амплитуды A_i взять выражение

$$A_i = g_1 \sqrt{\frac{E_Y + M_Y}{2E_Y}}\, e^{i\vec{p}_K\vec{r}_K}\, \sigma_i \frac{\vec{p}_Y}{E_Y + M_Y} \frac{1 + \tau_3(i)}{2}. \qquad /4/$$

Перепишем выражение /2/ для матричного элемента в интегральном виде:

$$M_0 = L \int e^{-i\vec{p}_Y\vec{r}_Y} e^{-i\vec{p}_T\vec{r}_T} \Psi^*_T(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \sum_{i=1}^{4} A_i \Psi_{^4He}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) \times$$

$$\times\, d^3\vec{r}_Y d^3\vec{r}_T d^3\vec{r}_1 d^3\vec{r}_2 d^3\vec{r}_3 d^3\vec{r}_4, \qquad /5/$$

где L - константа; $\vec{r}_Y$ и $\vec{r}_T$ - радиус-векторы гиперона и трития; $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$, $\vec{r}_3$ - радиус-векторы нуклонов в ядре ^4He и T, $\vec{r}_4$ - радиус-вектор взаимодействующего протона; $\vec{p}_T$ - импульс ядра T; Ψ_T и $\Psi_{^4He}$ - волновые функции ядер T и ^4He, которые выбраны в виде произведения одночастичных функций нуклонов.

В соответствии со сделанными выше предположениями относительно механизма реакции /1/ волновую функцию ядра ^4He представим в виде

$$\Psi_{^4He}(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \vec{r}_4) = \Psi(\vec{\rho})\, \Psi'_T(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3), \qquad /6/$$

где $\Psi(\vec{\rho})$ - волновая функция виртуального протона в ядре ^4He; $\vec{\rho} = \vec{r}_4 - \vec{r}_T$ - расстояние между центром масс тройки нуклонов и взаимодействующим протоном в ядре ^4He; $\Psi'_T(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ - волновая функция виртуального трития в ядре ^4He.

Подставляя /6/ в /5/, получим:

$$M_0 = L \int e^{-i\vec{p}_Y\vec{r}_Y} e^{-i\vec{p}_T\vec{r}_T} \sum A_i \Psi(\vec{\rho})\, d^3\vec{\rho}\, d^3\vec{r}_Y\, d^3\vec{r}_T \times$$

$$\times \int \Psi^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)\, \Psi'(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)\, d^3\vec{r}_1 d^3\vec{r}_2 d^3\vec{r}_3. \qquad /7/$$

Выполнив интегрирование по координатам нуклонов $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$, $\vec{r}_3$ и обозначив результат интегрирования L_1, получим:

$$M_0 = L_1 \int e^{-i\vec{p}_Y\vec{r}_Y - i\vec{p}_T\vec{r}_T} \sum A_i \Psi(\vec{\rho})\, d^3\vec{\rho}\, d^3\vec{r}_Y\, d^3\vec{r}_T. \qquad /8/$$

Подставим в /8/ выражение /4/ для A_i. Учитывая, что $\vec{r}_K = \vec{r}_Y$ и $\vec{r}_K - \vec{r}_T = \vec{\rho}$, а также закон сохранения импульса

$$\vec{p}_K = \vec{p}_T + \vec{p}_Y, \qquad /9/$$

получим следующее выражение для квадрата матричного элемента:

$$|M_0|^2 = L_2 \left| \int \Psi(\vec{\rho})\, e^{i \vec{p}_T \vec{\rho}}\, d^3\vec{\rho}\ \right|^2 \frac{p_Y^2}{E_Y (E_Y + M_Y)}. \quad /10/$$

Для функции $\Psi(\vec{\rho})$ мы воспользовались выражением из работы /3/, полученным из анализа экспериментальных данных по рассеянию электронов на ядрах ^4He /4/. Это выражение имеет вид

$$\Psi(\rho) = \left(\frac{3a^2}{4\pi^2}\right)^{3/4} \left[\frac{(1+1/\gamma^2)^{3/2}}{(1+1/\gamma^2)^{3/2} - D}\right]^{1/2} \exp\left(-\frac{3}{8}a^2\rho^2\right) \times$$

$$\times \left[1 - D \exp\left(-\frac{9}{16}\frac{a^2}{\gamma^2}\rho^2\right)\right]^{1/2}, \quad /11/$$

где $a^2 = 0{,}579\, Фм^{-2}$; $\gamma = 0{,}308$; $D = 0{,}858$ /3/.

Разложив /11/ в ряд и подставив в /10/, получим окончательное выражение для квадрата матричного элемента в импульсном приближении:

$$|M_0|^2 = L_0 \frac{p_Y^2}{E_Y(E_Y + M_Y)} \left[\exp\left(\frac{2}{3}\frac{p_T^2}{a^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{D}{2\left(1 + \frac{3}{2\gamma^2}\right)^{3/2}} \exp\left(\frac{2p_T^2}{3\left(1 + \frac{3}{2\gamma^2}\right)a^2}\right)\right]^2. \quad /12/$$

При рождении гиперона на ядре ^4He могут происходить также упругие перерассеяния K^- и $Y(Y^*)$ на ядре трития.

Вклад упругого рассеяния K^- и $Y(Y^*)$ на тритии в ядре ^4He в матричный элемент рассматриваемого процесса /1/ учтем в приближении Глаубера /5, 6/. Такой

подход вполне оправдан, поскольку гиперон вылетает под малыми углами.

Амплитуда процесса /1/, согласно модели Глаубера, запишется в виде /7/

$$M(\vec{q}) = \frac{1}{2\pi^2} \int e^{i\vec{q}\vec{b}}\ \Psi_f^* \left\{ e^{-i\vec{q}_1(\vec{b}-\vec{s}_N)} f_c(\vec{q}_1) + \right.$$

$$+ \frac{i}{4\pi \vec{p}_K}\ e^{-i\vec{q}_1(\vec{b}-\vec{s}_N)}\ e^{-i\vec{q}_2(\vec{b}-\vec{s}_T)} \left[f_c(\vec{q}_1) f_{YT}(\vec{q}_2) + \right.$$

$$\left.\left. + f_{KT}(\vec{q}_2)\, f_c(\vec{q}_1) \right] \right\} \Psi_i\, d^2\vec{b}\, d^2\vec{q}_1\, d^2\vec{q}_2 d^3\vec{r}\ . \quad /13/$$

Здесь f_c - амплитуда процесса $K^- p \to Y(Y^*)$, $A_i = e^{i\vec{p}_K\vec{r}_K} f_c$; f_{YT} и f_{KT} - амплитуды упругого YT- и KT -рассеяния; $\vec{q} = \vec{p}_K - \vec{p}_Y$; $\vec{s}_N$ и $\vec{s}_T$ - поперечные составляющие радиус-векторов протона и трития; $d^3\vec{r}$ - произведение переменных, от которых зависят Ψ_f и Ψ_i. После простых преобразований выражение /13/ для $M(\vec{q})$ можно представить в следующем виде:

$$M(\vec{q}) = \int \Psi_f^* f_c \Psi_i\, e^{i\vec{q}\vec{s}_N}\, d^3\vec{r} +$$

$$+ \frac{i}{4\pi \vec{p}_K} \int f_c(\vec{q}-\vec{q}_2)\left[f_{YT}(\vec{q}_2) + f_{KT}(\vec{q}_2)\right] e^{i\vec{q}\vec{s}_N} \times$$

$$\times e^{-i\vec{q}_2(\vec{s}_N - \vec{s}_T)}\ \Psi_f^*\ \Psi_i\ d\vec{r}\ d\vec{q}_2\ . \quad /14/$$

Если учесть, что волновые функции ^4He и T быстрее убывают с ростом переданного импульса $|\vec{q}_2|$, чем амплитуды f_c , f_{YT} и f_{KT}, то зависимостью последних от q_2 в подынтегральном выражении /14/ можно пренебречь. Принимая во внимание вышесказанное, а также выражение /6/ для второго члена в /14/, получим:

$$\frac{i\pi}{\vec{p}_K} f_c(\vec{q}) [f_{YT}(0) + f_{KT}(0)] \int \Psi_T^* \Psi_T' \, d^3\vec{r}_1 \, d^3\vec{r}_2 \, d^3\vec{r}_3 \times$$

$$\times \int e^{i\vec{p}_T\vec{\rho}_z} \Psi(0,\vec{\rho}_z) \, d\vec{\rho}_z \; , \qquad /15/$$

где $\vec{\rho}_z$ - продольная составляющая переменной $\vec{\rho}$, направленная вдоль импульса падающего K^--мезона $\vec{p}_K$.

Окончательно для матричного элемента M процесса /1/ с учетом глауберовских поправок на перерассеяние K^- и $Y(Y^*)$ на T в ядре ^4He имеем:

$$M = f_c L_1 \int e^{i\vec{p}_T\vec{\rho}} \Psi(\vec{\rho}) \, d^3\vec{\rho} \, \{ 1 + \frac{i}{4\pi \vec{p}_K} [f_{YT}(0) + f_{KT}(0)] s_1 \} , \qquad /16/$$

$$L_1 = L \int \Psi_T^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \Psi'(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3) \, d^3\vec{r}_1 \, d^3\vec{r}_2 \, d^3\vec{r}_3 \, .$$

Обозначая член, описывающий однократное рассеяние через M_0 , квадрат матричного элемента /16/ запишем в виде

$$|M|^2 = |M_0|^2 \{ 1 - \frac{1}{2} (\sigma_{YT}^{tot} + \sigma_{KT}^{tot}) s_1 + \frac{\pi^2}{p_K^2} \times$$

$$\times | f_{YT}(0) + f_{KT}(0) |^2 s_1^2 \} ,$$

где

$$s_1 = \frac{\int \Psi(0,\vec{\rho}_z) \, e^{i\vec{p}_T\vec{\rho}_z} \, d\vec{\rho}_z}{\int \Psi(\vec{\rho}) \, e^{i\vec{p}_T\vec{\rho}} \, d^3\vec{\rho}} \, . \qquad /17/$$

Если для $\Psi(\vec{\rho})$ взять выражение /11/, указанное в тексте, и вычислить s_1 , то оказывается, что s_1 слабо зависит от переданного импульса $\vec{q}$, особенно при малых $\vec{q}$.

При импульсе налетающего K^--мезона p_K = = 0,5 *ГэВ/с* глауберовская поправка составляет $\simeq$ 15%, а при p_K = 10 *ГэВ/с* не превышает 2-3%.

Из выражения /17/ видно, что поскольку s_1 слабо зависит от $\vec{q}$, глауберовская поправка, когда $Y(Y^*)$ рассеивается под малыми углами, не зависит от переданного импульса $\vec{q}$, т.е. не влияет на угловые распределения трития и гиперона.

В заключение благодарим Ю.А.Будагова и Р.А.Эрамжяна за обсуждения и ценные советы.

Литература

1. *Будагов Ю.А. и др. Сообщение ОИЯИ, Р1-10396, Дубна, 1977.*
2. *Копалейшвили Т.И., Ткебучава Ф.Г. Препринт ОИЯИ, Р4-3666, Дубна, 1968.*
3. *Копелиович Б.З., Поташникова И.К. ЯФ, 1971, 5, с. 1032.*
4. *Kerman A.K., Kissinger L.S. Phys.Rev., 1969, 180, p. 1483.*
5. *Glauber R.J., Franco V. Phys.Rev., 1966, 142, p.1195.*
6. *Глаубер Р. УФН, 1971, 103, с. 641.*
7. *Лыкасов Г.И., Тарасов А.В. ЯФ, 1974, 19, с. 825.*

Рукопись поступила в издательский отдел 28 января 1977 года.