

УДК 539.17.01

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭТА-МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ И ЯДРАМИ ПРИ ЭНЕРГИИ 50 – 200 МэВ

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

С помощью метода временных корреляционных функций получено выражение для полного сечения взаимодействия эта-мезона с нуклонами и ядрами с возбуждением $S_{11}(1535)$ нуклонного резонанса в промежуточном состоянии.

В настоящее время наиболее непосредственным методом исследования взаимодействия короткоживущих частиц и резонансов с нуклонами ядра является определение сечений рождения этих частиц в ядре по распределению продуктов их реакций и распада. Теоретический анализ таких данных в случае рождения эта-мезона в ядерных мишенях позволяет получить ценную информацию о динамике η -мезонов и нуклонного резонанса $S_{11}(1535)$ в ядерном веществе. Более детальную информацию об этом, по-видимому, можно получить с помощью рассеяния η -мезонов на нуклонах и ядрах, происходящего с возбуждением резонанса $S_{11}(1535)$. Поэтому, несмотря на отсутствие в настоящее время пучков η -мезонов, представляет большой интерес анализ информативности процессов рассеяния и реакций, инициированных η -мезонами с кинетической энергией < 200 МэВ на протонах и ядрах. Расчеты характеристик рассеяния η -мезонов на легчайших ядрах вблизи порога рождения η -мезона приведены в [1, 2].

Одной из актуальных проблем ядерной физики промежуточных энергий является исследование изменения свойств адронов и резонансов в ядерной среде по сравнению с динамикой этих частиц в свободном пространстве. В настоящей работе проведен расчет полного сечения взаимодействия η -мезонов с протонами и ядрами в области кинетической энергии 50 – 200 МэВ, где доминируют процессы, включающие возбуждение $S_{11}(1535)$ нуклонного резонанса. Был использован подход, развитый в [3, 4] и примененный авторами при рассмотрении реакции возбуждения N^* резонанса в ядро-ядерных столкновениях [5].

Вероятность двухступенчатого перехода из состояния $|i\rangle$ (энергия E_i) в состояние $|f\rangle$ (энергия E_f) с возбуждением промежуточного состояния $|\lambda\rangle$ (энергия E_λ , полная ширина Γ_λ) определяется квадратом модуля элемента t -матрицы перехода $\langle f|t|i\rangle$, который, следуя [5], можно записать в следующем виде ($\hbar = c = 1$):

$$\begin{aligned} \langle f|t|i\rangle = & \frac{1}{i} \int_0^\infty d\tau \exp[-\Gamma(E_i)\tau/2 - i\tau\Delta\tilde{M}] \times \\ & \times \Omega^{-2}(2\pi)^3 \tilde{v}(-\mathbf{k}_i) \tilde{v}(\mathbf{k}_i) \delta(\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_f - \mathbf{p}_f) \times \\ & \times \langle q_T | \hat{\rho}_T(-\mathbf{k}_f, 0) \hat{S}(-\tau) \hat{\rho}_T(\mathbf{k}_i, -\tau) | 0_T \rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

Были приняты следующие обозначения:

$$\hat{\rho}_T(\mathbf{q}, \tau) = e^{i\hat{H}_T\tau} \hat{\rho}(\mathbf{q}) e^{-i\hat{H}_T\tau}, \quad (2)$$

$$\hat{S}(\tau) = e^{i\hat{H}'_T\tau} e^{-i\hat{H}_T\tau}. \quad (3)$$

\hat{H}_T и \hat{H}'_T – гамильтонианы внутриядерного движения в ядре T в начальном состоянии и в состоянии, когда один из нуклонов ядра заменен резонансом N^* . Фурье-образ оператора спин-изоспиновой плотности нуклонов в ядре-мишени запишем в виде

$$\hat{\rho}_T(\mathbf{q}) = \sum_{l=1}^{A_T} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}'_l} \hat{Z}_l, \quad (4)$$

$\mathbf{r}'_l = \mathbf{r}_l - \mathbf{r}_c$, \mathbf{r}_c – координата центра масс ядра T , \mathbf{r}_l – координата l -ого нуклона в ядре T . Операторы \hat{Z}_l определяются видом взаимодействия. Мы будем использовать обозначения

$$\hat{Z}_l = \begin{cases} \hat{O}_l (N \rightarrow N), \\ \hat{Q} (N \rightarrow N^*). \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $\tilde{v}(\mathbf{q})$ – фурье-образ относительно пространственных координат вершинной функции (без оператора \hat{Z}_l) для взаимодействия мезона с одним нуклоном, $|q_T\rangle$ и $|0_T\rangle$ – волновые функции внутриядерного движения в ядре T соответственно в конечном и начальном состояниях, \mathbf{k}_i (\mathbf{k}_f) и \mathbf{p}_f – импульсы падающего (рассеянного) мезона и ядра-отдачи, Ω – нормировочный объем. $\Delta\hat{M} = \Delta M - \epsilon_\eta(k_i)$, $\Delta M = M_{N^*} - M_N$ – разность масс резонанса N^* и нуклона N , $\epsilon_\eta(k_i) = \sqrt{k_i^2 + m_\eta^2}$ – полная энергия налетающего η -мезона.

Получим выражение для полного сечения взаимодействия η -мезона с ядром T с возбуждением промежуточного резонанса, используя оптическую теорему

$$\sigma_{tot}(k_i) = -2\Omega v_0^{-1} \text{Im} \langle i|t|i \rangle, \quad (6)$$

где v_0 – скорость относительного движения падающего η -мезона и ядра T . Принимая во внимание (1) – (4) и приближенное равенство

$$\begin{aligned} & \langle 0_T | \hat{\rho}_T(-\mathbf{k}_f, 0) \hat{S}(-\tau) \hat{\rho}_T(\mathbf{k}_i, -\tau) | 0_T \rangle \approx \\ & \approx \exp[i\tau \langle \Delta \hat{H}_T \rangle] \langle 0_T | \hat{\rho}_T(-\mathbf{k}_f, 0) \hat{\rho}_T(\mathbf{k}_i, -\tau) | 0_T \rangle, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\langle \Delta \hat{H}_T \rangle = \langle 0_T | (\hat{H}_T - \hat{H}'_T) | 0_T \rangle, \quad (8)$$

получим

$$\begin{aligned} \sigma_{tot}(k_i) &= 2v_0^{-1} |\tilde{v}(k_i)|^2 \text{Re} \int_0^\infty d\tau e^{-\tau\Gamma/2} e^{-i\tau\Delta\tilde{M}} \times \\ & \times e^{i\tau\langle\Delta\hat{H}_T\rangle} \tilde{K}_T(\tau, -k_i, k_i), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\tilde{K}_T(\tau, q, q') = \langle 0_T | \hat{\rho}_T(q, \tau) \hat{\rho}(-q', 0) | 0_T \rangle. \quad (10)$$

Опустим спин-изоспиновые компоненты гамильтонианов \hat{H}_T и \hat{H}'_T . Это приближение означает, что вне нашего рассмотрения оказывается возбуждение при рассеянии мезонов соответствующих степеней свободы. В случае рассеяния η -мезонов такое приближение не представляется слишком ограничительным и позволяет упростить выражения (9), (10):

$$\sigma_{tot}(k_i) = \sigma_0(k_i) (\Gamma/2) \text{Re} \int_0^\infty d\tau \exp \left[-\frac{\Gamma\tau}{2} - i\tau\Delta\tilde{M} + i\tau \langle \Delta H_T \rangle \right] K(\tau, -\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_i), \quad (11)$$

где $\sigma_0(k_i) = 4(\Gamma v_0)^{-1} | \langle i_T | \hat{Z}^2 | i_T \rangle |^2 |\tilde{v}(\mathbf{k}_i)|^2$ при резонансной энергии представляет собой максимальное значение сечения возбуждения резонанса N^* при столкновении η -мезона с протоном и

$$K_T(\tau, \mathbf{q}, -\mathbf{q}) = \langle 0_T | \sum_{l=1}^{A_T} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}_l(\tau)} \sum_{l'=1}^{A_T} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}_{l'}(0)} | 0_T \rangle \quad (12)$$

– двухвременная корреляционная функция плотности ядра T . Влияние ядерной среды на вершинные функции не учитывается. Поскольку время жизни резонанса N^* мало по сравнению с характерным временем внутриядерного движения, можно воспользоваться в (12) приближением малых (τ) [5]

$$K_T(\tau, \mathbf{q}, -\mathbf{q}) \cong \exp\left[\frac{-iq^2\tau}{2M_N}\right] \langle 0_T | e^{i\mathbf{q}\hat{\mathbf{p}}\tau/M_N} | 0_T \rangle F_T(\mathbf{q}), \quad (13)$$

где

$$F_T(\mathbf{q}) = \langle 0_T | \sum_{l=1}^{A_T} \sum_{l'=1}^{A_T} \exp[i\mathbf{q}(\mathbf{r}'_l - \mathbf{r}'_{l'})] | 0_T \rangle \approx \\ \approx \langle 0_T | \sum_{l=1}^{A_T} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}'_l} | 0_T \rangle \langle 0_T | \sum_{l'=1}^{A_T} e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}'_{l'}} | 0_T \rangle = |\tilde{\rho}_{T0}(\mathbf{q})|^2. \quad (14)$$

$$\tilde{\rho}_{T0}(\mathbf{q}) = \langle 0_T | \sum_{l=1}^{A_T} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}'_l} | 0_T \rangle \quad (15)$$

– формфактор ядра T . В случае некогерентного взаимодействия $F_T(\mathbf{q}) = A_T$. Опуская множитель $\langle 0_T | \exp(i\mathbf{q}\hat{\mathbf{p}}\tau/M_N) | 0_T \rangle$, учитывающий влияние ферми-движения нуклонов в ядре, подставим (13), (14) в (11). После вычисления интеграла получим

$$\sigma_{\text{tot}}(k_i) = \frac{\sigma_0(k_i)}{4} \Gamma^2 F_T(-k_i) \left[\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \left(\Delta\tilde{M} - \langle \Delta\hat{H}_T \rangle + \frac{k_i^2}{2M_N}\right)^2 \right]^{-1}, \quad (16)$$

$$\Delta\tilde{M} = \Delta\tilde{M} + k_i^2/2(M_A + \Delta M). \quad (17)$$

В случае взаимодействия η -мезона с протоном имеем

$$\sigma_{\text{tot}}(k_i) = \frac{\sigma_0(k_i)}{4} \Gamma^2 \left[\left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2 + \left(\Delta\tilde{M} + \frac{k_i^2}{2(M_N + \Delta M)}\right)^2 \right]^{-1}. \quad (18)$$

Смещение положения резонанса в ядре относительно $\Delta\tilde{M} = 0$ определяется двумя слагаемыми, одно из которых $\langle \Delta\hat{H}'_T \rangle$ обусловлено различием во взаимодействии нуклона N и резонанса N^* с окружающей их ядерной средой и разницей в их массах ΔM и другое – $k_i^2/2M_N$ учитывает отдачу нуклона при взаимодействии с мезоном.

Рассмотрим влияние ферми-движения в ядре T на энергетическую зависимость σ_{tot} . Для этого воспользуемся следующим выражением для плотности вероятности импульса в ядре, учитывающим высокоимпульсные составляющие [6]

$$w_T(p) = \frac{1}{\pi^{3/2} \sum_{s=1}^3 \alpha_s p_s^3} \sum_{s=1}^3 \alpha_s e^{-p^2/p_s^2}, \quad (19)$$

где $p_1 = \sqrt{(2/5)}p_F$, $p_2 = \sqrt{3}p_1$, $p_3 \approx 0,5 \Gamma \Delta B$ ($p_F = 250 \text{ МэВ}/c$ – импульс Ферми). $\alpha_2 = 0,03 - 0,1$, $\alpha_3 = 0,003$, $\alpha_1 = 1 - \alpha_3 - \alpha_2$. Тогда из (11) – (16), (19) получим следующее выражение для $\sigma_{\text{tot}}(k_i)$:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(k_i) = & \sigma_0(k_i) \frac{\Gamma}{2} F_T(-k_i) \int_0^\infty d\tau e^{-\Gamma\tau/2} \times \\ & \times \cos \left\{ \tau \left[\Delta \tilde{M} - \langle \Delta \hat{H}_T \rangle + (k_i^2/2M_N) \right] \right\} \times \\ & \times \left[\sum_{s=1}^3 \alpha_s p_s^3 \right]^{-1} \sum_{s=1}^3 \alpha_s p_s^3 \exp \left[\frac{-k_i^2 p_s^2}{4M_N^2} \tau^2 \right]. \end{aligned} \quad (20)$$

Вследствие малости $F_T(k_i)$ – квадрата модуля статического форм-фактора ядра доля когерентных процессов в полном сечении взаимодействия мала по сравнению со вкладом некогерентных процессов, которые, главным образом, являются актами квазисвободного выбивания нуклонов.

Сравнение сечений рождения эта-мезона в нуклон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях [5] с полученными здесь полными сечениями (18) и (20) позволяет сделать вывод о более высокой чувствительности последних к особенностям движения эта-мезона и $S_{11}(1535)$ резонанса в ядерном веществе.

В заключение авторы выражают искреннюю признательность Ю. Г. Балашко за полезные замечания.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ, проект N 95-02-05659а.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Rakityansky S. A., Sofianos S. A., Sandhas W., and Belyaev V. B. Phys. Lett., **В 359**, 33 (1995).
- [2] Green A. M., Niskanen J. A., and Wyses S. Phys. Rev., **С 54**, 1970 (1996).
- [3] Казарновский М. В., Степанов А. В. ЖЭТФ, **42**, 489 (1962); Acta Physica Hungaricae, **XIV**, 47 (1962).

- [4] Казарновский М. В., Степанов А. В. В сб. "Современные проблемы оптики и ядерной физики". Киев, изд. Наукова думка, 1974, с. 278; Степанов А. В. Preprint INR П-0046, 1976.
- [5] Заварзина В. П., Степанов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 9-10, 56 (1995).
- [6] Houtatsu K. Progr. Theor. Phys., **96**, 421 (1996); Fujita T. and Kubodera K. Phys. Lett., **B 149**, 451 (1989); Araseki H. and Fujita T. Nucl. Phys., **A 439**, 681 (1985); Haneishi Y. and Fujita T. Phys. Rev., **C 33**, 260 (1986).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 4 апреля 1997 г.