

УДК 539.17.01

ОБ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ НУКЛОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В НУКЛОН-ЯДЕРНЫХ И ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В. П. Заварзина, А. В. Степанов

Получено аналитическое выражение для полного сечения возбуждения нуклонных резонансов в нуклон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях. В рамках простой модели проанализированы причины сдвига положения резонанса для реакции, протекающей в ядерной среде.

Наиболее непосредственный метод исследования взаимодействия короткоживущих частиц и резонансов с нуклонами ядра заключается в определении сечений рождения этих частиц в ядре и распределений продуктов их реакций и распада. При этом ядро выступает прежде всего в качестве генератора нестабильных частиц, а затем служит для них мишенью. Такая программа исследований в течение ряда десятилетий проводилась в разных центрах в связи с изучением свойств Δ -изобары в ядерном веществе [1, 2]. Одним из характерных проявлений воздействия ядерных нуклонов на свойства Δ -изобары является сдвиг ядерного Δ -пика по сравнению с его положением на энергетической шкале в случае реакций на свободных нуклонах [3-8].

В последние годы большое внимание как в теории, так и в эксперименте уделяется исследованию ядерных процессов, в которых принимают участие тяжелые мезоны (ω -мезон и, главным образом, η -мезон). Этот интерес обусловлен возможностью изучения в таких процессах проявлений ненуклонных степеней свободы и кварковой структуры этих мезонов [9-17]. При промежуточных энергиях доминирующий вклад в η - N взаимодействие вносит резонанс $S_{11}(1535)$. Анализ угловых и энергетических распределений продуктов ядро-ядерных столкновений в области энергий вблизи рождения η -мезона позволяет получить ценную информацию о динамике этого резонанса в ядерном веществе. Перспективной с этой точки зрения представляется реакция перезарядки (${}^3\text{He}, t$)

на широком круге ядер-мишеней даже в инклюзивном варианте. Уже сдвиг положения нуклонного резонанса S_{11} в ядерном веществе, как и в случае Δ -резонанса, дает возможность сделать определенные заключения о динамике S_{11} -резонанса в ядре. Этот сдвиг обусловлен действием целого ряда факторов. Поэтому целесообразно проанализировать его величину в простейшем случае полного сечения возбуждения такого резонанса.

Настоящая работа посвящена анализу причин и составляющих смещения положения нуклонного резонанса произвольного типа N^* в ядерном веществе. Мы ограничим это рассмотрение рамками простых физически наглядных предположений. Прежде всего при описании внутриядерного движения как в ядре-снаряде (P), так и в ядре-мишени (T), будем использовать модель независимых частиц в среднем поле, а для описания движения центров масс сталкивающихся ядер – плосковолновое приближение. Будем полагать также, что нуклонный резонанс возбуждается только в ядре T при однократном столкновении какого-либо из нуклонов ядра-снаряда с нуклонами ядра-мишени. При этом будем применять нерелятивистское приближение, ограничиваясь только минимальным включением релятивистских соотношений, в которых только масса частицы заменяется на ее релятивистское значение.

В рамках указанных выше предположений вероятность двухступенчатого перехода из состояния $|i\rangle$ (энергия E_i) в состояние $|f\rangle$ (энергия E_f) с возбуждением промежуточного резонансного состояния $|\lambda\rangle$ (энергия E_λ , полная ширина $\Gamma_\lambda(E_i)$) определяется квадратом модуля элемента t -матрицы

$$\langle f | t | i \rangle = \sum_{\lambda} \frac{\langle f | \hat{H}^{II} | \lambda \rangle \langle \lambda | \hat{H}^I | i \rangle}{E_i - E_\lambda + \Gamma_\lambda(E_i)/2}. \quad (1)$$

Здесь $\langle \lambda | \hat{H}^I | i \rangle$ и $\langle f | \hat{H}^{II} | \lambda \rangle$ – вершинные функции, определяющие вероятности возбуждения и распада промежуточного резонансного состояния.

Выражение для полного сечения найдем из (1) с помощью оптической теоремы. Имеем

$$\sigma_i(E_i) = \frac{\Omega}{v_0} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_\lambda(E_i)}{\hbar} \frac{|\langle \lambda | \hat{H}^I | i \rangle|^2}{(E_i - E_\lambda)^2 + \Gamma_\lambda^2(E_i)/4}, \quad (2)$$

где v_0 – скорость налетающих частиц в лабораторной системе отсчета, Ω – нормировочный объем. Волновые функции $|i\rangle$ и $|\lambda\rangle$ представляют собой произведения функций, одна из которых описывает внутриядерное движение сталкивающихся ядер P и T , а другая – движение их центров масс.

Преобразуем выражение (2) с помощью тождества $(a^2 + \Gamma^2/4)^{-1} = 2(\hbar\Gamma)^{-1} \text{Re} \int_0^\infty dt \exp[iat - \Gamma t/2\hbar]$ и воспользуемся видом операторов динамических величин в гейзенберговском представлении $\hat{A}(t) = \exp[i\hat{H}t/\hbar]\hat{A}(0)\exp[-i\hat{H}t/\hbar]$, где \hat{H} – оператор Гамильтона. Выполним в (2) суммирование по полной системе функций $|\lambda\rangle$, полагая ширину $\Gamma(E_i)$ не зависящей от состояния $|\lambda\rangle$. В результате получим следующее выражение для $\sigma_t(E_i)$:

$$\begin{aligned} \sigma_t(E_i) = & 2/(\hbar^2 v_0) \int d\mathbf{q} (2\pi)^{-3} |\langle N^* | \tilde{\nu}(\mathbf{q}) | N \rangle|^2 \text{Re} \int_0^\infty dt \exp[-\Gamma t/2\hbar - i\epsilon_R t/\hbar] \times \\ & \times \langle \mathbf{k}_i | e^{i\mathbf{q}\hat{\mathbf{R}}_P(t)} e^{-i\mathbf{q}\hat{\mathbf{R}}_P(0)} | \mathbf{k}_i \rangle \langle \mathbf{p}_i | e^{-i\mathbf{q}\hat{\mathbf{R}}_T(t)} \hat{S}_1(t) e^{i\mathbf{q}\hat{\mathbf{R}}_T(0)} | \mathbf{p}_i \rangle \times \\ & \times \langle i_P | \hat{\rho}_P(\mathbf{q}, t) \hat{\rho}_P(-\mathbf{q}, 0) | i_P \rangle \langle i_T | \hat{\rho}_T(-\mathbf{q}, t) \hat{S}_2(t) \hat{\rho}_T(\mathbf{q}, 0) | i_T \rangle. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\langle N^* | \tilde{\nu}(\mathbf{q}) | N \rangle$ – вершинная функция, описывающая возбуждение резонанса N^* при столкновении двух нуклонов; ϵ_R – энергия этого резонанса в системе центра масс сталкивающихся нуклонов. Чтобы излишне не загромождать выкладки и не ограничивать общность рассмотрения, мы не конкретизируем спин-изоспиновую структуру оператора взаимодействия, приводящего к возбуждению нуклонного резонанса. $\hat{\mathbf{R}}_{P(T)}(t)$ – оператор координаты центра масс ядра $P(T)$ в гейзенберговском представлении, $\hbar\mathbf{k}_i(\hbar\mathbf{p}_i)$ – импульс ядра $P(T)$ в начальном состоянии. Величина $\langle i_P | \hat{\rho}_P(\mathbf{q}, t) \hat{\rho}_P(-\mathbf{q}, 0) | i_P \rangle$ представляет собой динамический форм-фактор ядра P ; $\hat{\rho}_P(\mathbf{q}, t) = \sum_{j=1}^{A_P} \exp(i\mathbf{q}\hat{\mathbf{r}}'_j(t))$; A_P – массовое число ядра-снаряда; $\hat{\mathbf{r}}'_j(t)$ – оператор координаты j -го нуклона в ядре P в системе центра масс этого ядра ($\sum_{j=1}^{A_P} \mathbf{r}'_j = 0$).

Величина $\langle i_T | \hat{\rho}_T(-\mathbf{q}, t) \hat{S}_2(t) \hat{\rho}_T(\mathbf{q}, 0) | i_T \rangle$ является таким же форм-фактором для ядра-мишени и содержит дополнительный оператор $\hat{S}_2(t) = \exp(i\hat{H}_T t/\hbar) \exp(-i\hat{H}'_T t/\hbar)$. Здесь \hat{H}_T – оператор Гамильтона, описывающий внутриядерное движение в ядре T , а $\hat{H}'_T = \hat{H}_T + \Delta\hat{H}_T$, где $\Delta\hat{H}_T$ учитывает изменение динамики внутриядерного движения при возбуждении одного из нуклонов в ядре $T(N \Rightarrow N^*)$. Оператор $\hat{S}_1(t)$ имеет аналогичный вид и учитывает влияние возбуждения $N \Rightarrow N^*$ на движение центра масс ядра T . В случае средних и тяжелых ядер этот оператор можно заменить на единицу. Величины $\hat{\rho}_P(\mathbf{q})$, $\hat{\rho}_T(\mathbf{q})$ и $\tilde{\nu}(\mathbf{q})$ связаны с \hat{H}^I соотношением

$$\hat{H}^I = \int d\mathbf{q} (2\pi)^{-3} \tilde{\nu}(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{R}_P - \mathbf{R}_T)} \hat{\rho}_P(-\mathbf{q}) \hat{\rho}_T(\mathbf{q}).$$

В предельном случае, когда время жизни резонанса N^* мало по сравнению с характерным временем внутриядерного движения, для операторов в гейзенберговском представлении можно воспользоваться приближением малых t : $\hat{\mathbf{R}}(t) = \hat{\mathbf{R}}(0) + \dot{\hat{\mathbf{R}}}(0)t + 1/2\ddot{\hat{\mathbf{R}}}(0)t^2 + \dots$, где $\dot{\hat{\mathbf{R}}}(t) = i/\hbar[\hat{H}, \hat{\mathbf{R}}] = \frac{1}{M}\hat{\mathbf{P}}$ и $\ddot{\hat{\mathbf{R}}}(t) = \frac{1}{\hbar}[\hat{H}, \dot{\hat{\mathbf{R}}}] = -\frac{1}{M}\nabla V(\mathbf{R})$. Здесь $\hat{\mathbf{P}}$ – импульс, канонически сопряженный с координатой \mathbf{R} ; $V(\mathbf{R})$ – среднее поле, в котором движется рассматриваемая частица. Имея в виду исследовать только смещение резонансной энергии по отношению к ϵ_R , можно ограничиться членами $\sim t$. Слагаемые, содержащие более высокие степени t , очевидно будут приводить к более сложной деформации энергетической зависимости полного сечения, нежели просто сдвиг максимума. В этом приближении имеем:

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{k}_i | e^{iq\hat{\mathbf{R}}_P(t)} e^{-iq\hat{\mathbf{R}}_P(0)} | \mathbf{k}_i \rangle \approx \exp(-i\hbar q^2 t / 2M_P) \times \\ & \times \langle \mathbf{k}_i | \exp(iq\hat{\mathbf{P}}t/M_P) | \mathbf{k}_i \rangle = \exp(-i\hbar q^2 t / 2M_P) \exp(i\hbar \mathbf{q} \mathbf{k}_i t / M_P), \end{aligned} \quad (4)$$

и

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{p}_i = 0 | \exp(-iq\hat{\mathbf{R}}_T(t)) S_1(t) \exp(iq\hat{\mathbf{R}}_T(0)) | \mathbf{p}_i = 0 \rangle \cong \\ & \cong \exp(-i\hbar q^2 t / (2M_T)) \langle \mathbf{p}_i = 0 | \exp(iP_T^2 / M_T (m_N - m_{N^*}) / M_T t / \hbar) | \mathbf{p}_i = 0 \rangle \cong \\ & \cong \exp(-i\hbar q^2 t / 2M_T). \end{aligned} \quad (5)$$

Далее,

$$\begin{aligned} & \langle i_P | \hat{\rho}_P(\mathbf{q}, t) \hat{\rho}_P(-\mathbf{q}, 0) | i_P \rangle \cong \\ & \cong \exp([-iq^2 \hbar t / (2m_N)]) \langle i_P | |\hat{\rho}_P(\mathbf{q}, 0)|^2 | i_P \rangle \end{aligned} \quad (6)$$

и

$$\begin{aligned} & \langle i_T | \hat{\rho}_T(-\mathbf{q}, t) \hat{\rho}_T(\mathbf{q}, 0) | i_T \rangle \cong \\ & \cong \exp[-iq^2 \hbar t / (2m_N)] \langle i_T | |\hat{\rho}_T(\mathbf{q}, 0)|^2 | i_T \rangle \exp[i\Delta E t / \hbar]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Delta E & = \langle i_T | (\hat{H}_T - \hat{H}'_T) | i_T \rangle = \\ & = \langle i_T | \hat{P}^2 / (2m_N) | i_T \rangle + \frac{m_N - m_{N^*}}{m_{N^*}} + \langle i_T | V_N - V_{N^*} | i_T \rangle. \end{aligned} \quad (8)$$

Заметим, что в случае S_{11} -резонанса сколько-нибудь определенная информация о потенциале V_{N^*} отсутствует [18].

Собирая вместе выражения (4) – (8) и подставляя их в (3), получим, что энергетическая зависимость полного сечения $\sigma_t(E_i)$ определяется следующим выражением:

$$\begin{aligned} \sigma_t(E_i) = & \frac{2}{\hbar^2 v_0} \int d\mathbf{q} (2\pi)^{-3} |\langle N^* | \hat{v}(\mathbf{q}) | N \rangle|^2 \times \\ & \times \langle i_P | | \hat{\rho}_P(\mathbf{q}, 0) |^2 | i_P \rangle \langle i_T | | \hat{\rho}_T(-\mathbf{q}, 0) |^2 | i_T \rangle \times \\ & \times \text{Re} \int_0^\infty dt \exp[\Gamma t / (2\hbar) - i\epsilon_{RT} t / \hbar - i\hbar q^2 t / (2m_N)] \left(2 + \frac{m_N}{M_P} + \frac{m_N}{M_T} \right) + \\ & + i\hbar \mathbf{k}_i \mathbf{q} t / m_P + it \Delta E / \hbar. \end{aligned} \quad (9)$$

Мы опустили фактор, учитывающий влияние возбуждения N^* на движение центра масс ядра-мишени. В случае столкновения двух нуклонов можно использовать (9), заменяя произведение $Q_{PT}(\mathbf{q}) = \langle i_P | | \hat{\rho}_P(\mathbf{q}, 0) |^2 | i_P \rangle \langle i_T | | \hat{\rho}_T(-\mathbf{q}, 0) |^2 | i_T \rangle$ единицей. В случае столкновения ядер P и T фактор Q_{PT} играет важную роль. Так, в случае средних и тяжелых ядер P и T $Q_{PT}(\mathbf{q})$ является острой функцией \mathbf{q} , локализованной в области малых значений аргумента $q_{eff} \sim R_{eff}^{-1} \simeq r_0^{-1} [A_P^{1/3} + A_T^{1/3}]^{-1}$, $r_0 = 1,1 - 1,2 \text{ ф.м.}$ Это позволяет вынести из-под знака интеграла по q остальные компоненты при $q \simeq q_{eff}$ (при $R_{eff} = 3 - 5 \text{ ф.м.}$ $q_{eff} \simeq 0,3 - 0,2 \text{ ф.м.}^{-1}$) и выполнить аналитически оставшееся интегрирование по t . В результате получим

$$\begin{aligned} \sigma_t(E_i) = & \frac{2}{(\hbar v_0)^2} \left[\text{arctg} \frac{\epsilon_R + \Sigma + \alpha}{\Gamma/2} - \text{arctg} \frac{\epsilon_R + \Sigma - \alpha}{\Gamma/2} \right] \times \\ & \times \int_0^\infty q dq / (2\pi)^2 |\langle N^* | \hat{v}(q) | N \rangle|^2 Q_{PT}(q). \end{aligned}$$

Здесь

$$\alpha = \hbar^2 \mathbf{k}_i q_{eff} / M_P, \quad \Sigma = -\Delta E + \frac{\hbar^2 q_{eff}^2}{2m_N} (2 + m_N/M_P + m_N/M_T).$$

Обсудим полученные выражения. Сдвиг положения резонанса помимо наиболее информативного слагаемого ΔE имеет компоненты, носящие чисто кинематический характер. Эксперименты с различными ядрами-снарядами и мишенями в принципе дают возможность по зависимости полного сечения от A разделить эти вклады и найти значение ΔE , и таким образом получить оценку V_{N^*} . Действие оптического потенциала в

начальном состоянии, которое осталось вне нашего приближенного рассмотрения, как и многократное возбуждение резонанса N^* , может служить дополнительным источником деформации энергетической зависимости $\sigma_t(E_i)$.

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

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Эрикссон Т., Вайзе В. Пионы и ядра. М., Наука, 1991.
- [2] Wallace S. J. *Advances in Nucl. Phys.*, **12**, 135 (1981).
- [3] Гришин В. Г., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ Р-1508, 1964.
- [4] Binon F. et al. *Nucl. Phys.*, **B17**, 168 (1970).
- [5] Казарновский М. В., Степанов А. В. В сб. *Современные проблемы оптики и ядерной физики*. Киев, изд. "Наукова думка", 1974, с. 278.
Stepanov A. V.. Preprint INR П-0046, 1976.
- [6] Barshay S., Rostokin V., Vagradov G. *Nucl. Phys.*, **B59**, 189 (1973).
Phys. Lett., **B43**, 271 (1973).
- [7] Lenz F. *Ann. Phys.*, **95**, 348 (1975).
- [8] Строковский Е. А., Гареев Ф. А. *ЭЧАЯ*, **24**, 603 (1993).
- [9] Liu L. C., Haider Q. *Phys. Rev.*, **C34**, 1845 (1986). Liu L. C. et al. *Phys. Rev.*, **C40**, 832 (1989).
- [10] Laget J. M. et al. *Phys. Lett.*, **B257**, 254 (1991), Laget J. M., Lecolley J. F. *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 2065 (1988).
- [11] Golubeva Ye. S. et al. Preprints INR-77392, 1992, INR-77492, 1992.
- [12] Wilkin C. *Phys. Rev.*, **C47**, R938 (1993). Germond J. F., Wilkin C. *J. Phys. G*, **15**, 437 (1989).
- [13] Кrippa B. V., Londergan J. I. *Phys. Lett.*, **B286**, 216 (1992). *Phys. Rev.*, **C48**, 2967 (1993). Кrippa Б. В., Парьев Э. Я. *Ядерная физика*, **56**, 172 (1993).
- [14] Казарновский М. В. и др. *Ядерная физика*, **56**, 245 (1993).
- [15] Сибирцев А. А. *Ядерная физика*, **56**, 65 (1993). Preprint ИТЕР 39-93, 1993.
- [16] Сокол Г. А., Трясучев В. А. *Краткие сообщения по физике ФИАН*, N 4, 23 (1991). Лебедев А. Н., Трясучев В. А. Препринт ФИАН N 45, М., 1990. ВАНТ, сер. ЯФИ, вып. 8(8), с. 97 (1989). Трясучев В. А. *ЯФ*, **57**, 405 (1994).

[17] Lopez Alvaro B., Oset E. Phys. Lett., **B324**, 125 (1994).

[18] Chiang H. C. et al. Phys. Rev., **C44**, 738 (1991).

Институт ядерных исследований РАН

Поступила в редакцию 25 мая 1995 г.