

ПАРАМЕТРЫ p-ВОЛНОВОЙ ЧАСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПИОН-ЯДЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА

В.П. Ефросинин, Д.А. Заикин, И.И. Осипчук

Обсуждаются механизмы p-волнового поглощения остановившихся π^- -мезонов атомными ядрами. Проводится расчет двухнуклонных параметров p-волновой части оптического пион-ядерного потенциала.

В работе /1/ проведен расчет s-волновых параметров $\text{Re}V_0$ и $\text{Im}V_0$ двухнуклонной части пион-ядерного оптического потенциала

$$V_{\text{opt}}^{(2)} = - \frac{4\pi}{2m_p} [(\text{Re}V_0 + i\text{Im}V_0)\rho^2 - \nabla(\text{Re}C_0 + i\text{Im}C_0)\rho^2 \nabla], \quad (1)$$

где m_π — масса пиона, ρ — плотность нуклонов в ядре.

Результаты исследования свидетельствуют в пользу ведущего характера механизма двухнуклонного поглощения с перерассеянием пиона (рис. 1а). Сделан также вывод о важности учета немассового поведения вершинной πN -амплитуды.

В работе /2/ проведено исследование реакции $pp \leftrightarrow d\pi^+$ при низких энергиях пионов, рассчитывались полные сечения и угловые распределения для реакции $pp \rightarrow d\pi^+$, а также анализирующие способности для реакции $pp \rightarrow d\pi^+$ при низких энергиях. Удовлетворительное согласие с экспериментом в /2/ достигнуто при использовании модели p-волнового поглощения пиона (рис. 1), основанной на пион-нуклонном перерассеянии (рис. 1а), однонуклонном поглощении (рис. 1б) и поглощении пиона с перерассеянием ρ -мезона (рис. 1в). Во избежание двойного счета при учете однонуклонного механизма поглощения пиона (рис. 1б) в πN -вершине рис. 1а использовалась усеченная πN -амплитуда с вычтенным нуклонным полюсом. Учет диаграммы рис. 1в позволяет получить описание полного сечения с использованием короткодействующих πN -формфакторов

$$F(k^2) = (\Lambda^2 - m_\pi^2) / (\Lambda^2 - k^2) \quad (2)$$

с $\Lambda = 1,2$ ГэВ.

Расчет p-волновых двухнуклонных параметров $\text{Re}C_0$ и $\text{Im}C_0$ (1) проводится с использованием эффективного гамильтониана p-волнового πN -взаимодействия /3/:

$$H_3 = - 4\pi\lambda_3 m_\pi^{-3} q\Phi \cdot q\Phi,$$

$$H_4 = - 4\pi\lambda_4 m_\pi^{-3} \vec{\sigma} \vec{\tau} (q\Phi \times q\Phi),$$

$$H_5 = - 4\pi i \lambda_5 m_\pi^{-3} \vec{\tau} (q \cdot q) (\Phi \times \Phi),$$

$$H_6 = - 4\pi i \lambda_6 m_\pi^{-3} \vec{\sigma} (q \times q) \Phi \cdot \Phi.$$

При этом используется модель работы /2/ с теми же параметрами и диаграммами рис. 1. Роль диаграммы поглощения пиона рис. 1б в ядре может оказаться менее важной вследствие блокирующего механизма ферми-распределения. При расчете ее необходим учет реалистических нуклон-нуклонных корреляций в ядерной среде. Мы рассчитываем вклад этой диаграммы, аппроксимируя ее диаграммами рис. 2 с учетом

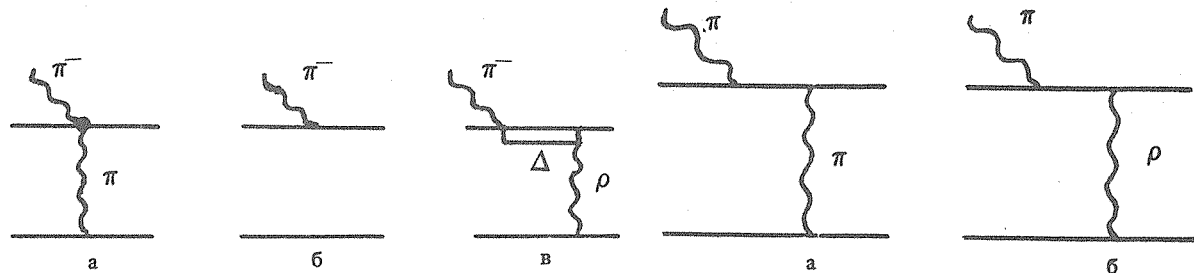


Рис. 1. Диаграммы поглощения пионов парой нуклонов: а) перерасcеяние пиона; б) однонуклонное поглощение; в) перерасcеяние ρ -мезона с Δ -изобарой в промежуточном состоянии.

Рис. 2. Аппроксимация диаграммы однонуклонного поглощения: а) перерасcеяние пиона; б) перерасcеяние ρ -мезона.

соответствующих кросс-графиков. При этом оказывается, что отношение числа излученных $\pi\pi$ -пар к числу излученных $\rho\rho$ -пар при поглощении ρ -волновых π^- -мезонов

$$R_p = \Gamma(\pi\rho \rightarrow \pi\pi) / \Gamma(\rho\rho \rightarrow \pi\rho)$$

получается слишком большим. В /4/ проводится учет диаграммы рис. 1б при использовании различных потенциалов нуклон-нуклонного взаимодействия. Тем не менее полученное в ней значение $\text{Im}C_0 = (0,088 \div 0,103) m_\pi^{-6}$ существенно выше феноменологического значения $\text{Im}C_0 = 0,058 m_\pi^{-6} / 5/$ (при определении этого параметра без учета эффекта Лорентца-Лоренца). Результат /4/ выходит за верхнюю границу феноменологических значений параметра $\text{Im}C_0$ ($0,080 \div 0,090 m_\pi^{-6} / 6/$) даже при учете эффекта Лорентца-Лоренца для двухнуклонного параметра потенциала. В то же время эффективный вклад диаграммы рис. 1б в подходе /4/ уменьшается по сравнению с аппроксимацией этой диаграммы диаграммами рис. 2.

Т а б л и ц а 1
Результаты расчета $\text{Im}C_0, \text{Re}C_0, R_p$

Вариант	1	2
$\text{Re}C_0 (T=0), m_\pi^{-6}$	0,027	0,029
$\text{Re}C_0 (T=1), m_\pi^{-6}$	0,021	0,013
$\text{Re}C_0, m_\pi^{-6}$	0,048	0,042
$\text{Im}C_0 (T=0), m_\pi^{-6}$	0,030	0,047
$\text{Im}C_0 (T=1), m_\pi^{-6}$	0,022	0,018
$\text{Im}C_0, m_\pi^{-6}$ эксперимент /5/ $0,058 m_\pi^{-6}$	0,052	0,065
$R_p = \Gamma(\pi\rho \rightarrow \pi\pi) / \Gamma(\rho\rho \rightarrow \pi\rho)$	1,3	2,6

В предположении, что вклад диаграммы рис. 1б будет в ядерной среде менее важным, чем вклады диаграмм рис. 1а,в, мы рассчитываем $\text{Re}C_0, \text{Im}C_0$ и R_p . Результаты расчета приведены в табл. 1 в двух вариантах аппроксимации немассового поведения вершинной πN -амплитуды диаграммы с перерасcеянием пиона (рис. 1а): при учете ее ухода с массовой поверхности в соответствии с резонансной моделью /7/ (вариант 2) и при отсутствии такого учета (вариант 1). Наш подход отличается от расчета параметра C_0 в /8/ дополнительным учетом в πN -амплитуде диаграммы рис. 1а вклада, связанного с обменом ρ -мезоном в t -канале. Как видно из табл. 1, такой учет приводит результаты для $\text{Im}C_0$ к лучшему соответствию

с экспериментальным значением /5/. Расчет был проведен с учетом ферми-движения нуклонов, в том числе и с учетом принципа Паули для конечной пары нуклонов. Использовалось соотношение для константы связи ρNN в виде $f_\rho^2 = 2(m_\rho/m_\pi)^2 f^2$, $f^2 = 0,081$, $f_\Delta = 2f$, а также предсказания статической кварковой модели $f_\rho^\Delta = (6\sqrt{2}/5)f_\rho$. Для вершинных формфакторов (2) использовались значения параметров $\Lambda_\pi = 1,2$ ГэВ, $\Lambda_\rho = 1,8$ ГэВ.

Результаты для отношения R_ρ представляются разумными, если учесть, что экспериментальное значение $R = 7,5 \pm 3,5$ /9/ (в котором не разделены вклады р- и s-волнового поглощения пионов), а также и то, что в /1/ получено значение $R_s = 10$.

В /5/ отмечалось, что имеет место неоднозначность в разделении параметров потенциала ReC_0 и c_0 и возможно описание экспериментальных данных простым потенциалом Кисслинджера с одним параметром c_{eff} . Предполагая, что c_0 не перенормируются в ядре, пион-ядерный потенциал имеет простейшую форму Лорентца-Лоренца с $\lambda = 1$, и используя интервал значений c_{eff} , охватывающий результаты различных авторов /5/, получаем возможный феноменологический интервал для ReC_0

$$0,01m_\pi^{-6} < ReC_0 < 0,09m_\pi^{-6}. \quad (5)$$

Результаты для ReC_0 (табл. 1) согласуются с этим интервалом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ефросинин В. П., Заикин Д. А., Осипчук И. И. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 30 (1986).
2. Ефросинин В. П., Заикин Д. А., Осипчук И. И. ЯФ, 45, 1733 (1987).
3. Shimizu K., Faessler A. Nucl. Phys., A333, 495 (1980).
4. Shimizu K., Faessler A., Mütter H. Nucl. Phys., A343, 468 (1980).
5. Stricker K., Carr J. A., Mc Manus H. Phys. Rev., C22, 2043 (1980).
6. Batty C. J. et al. Nucl. Phys., A322, 445 (1979).
7. Hachenberg F., Pirner H. J. Ann. of Physics, 112, 401 (1978).
8. Chai J., Riska D. O. Nucl. Phys., A329, 429 (1979).
9. Горнов М. Г. и др. Препринт ЛИЯФ, № 1116, 1985.

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию 17 августа 1987 г.