*Краткие сообщения по физике № 5 1974*

# ОБ ОПТИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПИОНОВ С ЯДРАМИ В ОБЛАСТИ $\Delta_{33}$-РЕЗОНАНСА

Г. М. Ваградов, В. П. Заварзина, Д. А. Заикин

УДК 539.172.5.01

Методами полевой теории рассчитан аналитически поляризационный оператор пионов в ядерной материи. Получены приближенные выражения для оптического потенциала взаимодействия пионов с ядрами. Рассматривается связь между различными подходами к задаче.

В работе /1/ был предложен новый подход к описанию рассеяния пионов на ядрах в области $\Delta_{33}$-резонанса, основанный на предположении о том, что столкновение пиона с нуклоном ядра приводит к образованию изобары и нуклонной дырки[ж]. Учет многократных столкновений такого рода сводится в этом подходе к вычислению поляризационного оператора пиона, который согласно /1/ имеет вид

$$\Pi(\omega,\vec{q}) = -ig^2\left\{\int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} G(p)G_I(p+q) + (\omega \to -\omega)\right\} =$$

$$= \frac{32}{9}\frac{g^2}{(2\pi)^3} q^2 \left(1 - \frac{2\omega}{M}\right)\times$$

$$\times\left\{\int\limits_{|\vec{p}|<p_F} \frac{d^3p}{\omega + m - M - u + \frac{p^2}{2m} - \frac{(p+q)^2}{2M} + i\eta} + (\omega \to -\omega)\right\}. \quad (1)$$

Здесь $p \equiv (\varepsilon,\vec{p})$ и $q \equiv (\omega,\vec{q})$ – четырехимпульсы нуклона и пиона. $G$ и $G_I$ – функции Грина нуклона и изобары в ядерной материи, $m$ и $M$ – массы покоя нуклона и изобары, $g$ – константа $\pi N$-вза-

---

ж) Подобное предположение использовалось ранее в работе /2/, где рассеяние пионов на ядрах рассматривалось по аналогии с резонансным рассеянием $\gamma$-квантов в кристалле.

имодействия, $\eta$ - полуширина пион-нуклонного резонанса (здесь и далее используется система единиц, в которой $\hbar = c = \mu = 1$, где $\mu$ - масса покоя пиона); величина $u = V_I - V_N$ представляет собой разность между средними потенциалами изобары и нуклона в ядерной материи /2/. Член $(\omega \to -\omega)$ учитывающий кроссинг-симметрию /3/, равен первому члену в фигурных скобках, в котором произведена замена $\omega \to -\omega$. Отметим, что требование кроссинг-симметрии приводит к необходимости такой же замены и в факторе $1 - 2\omega/M$, получающемся из функции Грина нерелятивистской изобары*).

С помощью (I) можно получить закон дисперсии пионов в бесконечной ядерной материи:

$$\omega^2 - 1 - \vec{q}^2 - \Pi(\omega,\vec{q}) = 0. \quad (2)$$

Решение уравнения (2) относительно q дает показатель преломления пионов в ядерной материи, связанный обычным образом с оптическим потенциалом.

Для реальных ядер можно использовать приближение Томаса-Ферми, т.е. предположить, что $p_F$ есть функция r: $p_F(r) = \left[(3/2)\pi^2\rho(r)\right]^{1/3}$, где $\rho(r)$ - плотность нуклонов в ядре. Задаваясь конкретным видом $\rho(r)$ (например, фермиевским), можно рассчитать поляризационный оператор как функцию r и таким образом получить радиальную зависимость оптического потенциала взаимодействия пиона с ядром. При этом делается естественное предположение, что величина u в (I) изменяется пропорционально $\rho(r)$ т.е. $u(r) = u_0\rho(r)/\rho(0)$.

Такая программа расчета оптического потенциала проведена в /I/ с помощью электронно-вычислительной машины. Однако поляризационный оператор может быть вычислен аналитически. В самом деле, исходя из (I), получаем

$$\Pi_A(\omega,\vec{q}) = \frac{32}{9\pi}\frac{g^2}{4\pi}q^2\left(1 - \frac{2\omega}{M}\right)\left\{Q(\omega,q) + Q(-\omega,q)\right\}, \quad (3a)$$

или с полным учетом кроссинг-симметрии

---

*) Такой замены не делается в /I/, однако это не приводит к сколько-нибудь существенным изменениям результатов вблизи резонанса.

$$\Pi_B(\omega,\vec{q}) = \frac{32}{9\pi}\frac{g^2}{4\pi} q^2 \left\{ Q(\omega,q) + Q(-\omega,q) - \frac{2\omega}{M}\left[Q(\omega,q) - Q(-\omega,q)\right]\right\}, \tag{3в}$$

$$Q(\omega,q) = -\frac{M}{q}\left\{ -\frac{2mqp_F}{M-m} + \frac{(c-b)^2 - p_F^2}{2}\ln\frac{c-b-p_F}{c-b+p_F} + \right.$$

$$\left. + \frac{(c+b)^2 - p_F^2}{2}\ln\frac{c+b+p_F}{c+b-p_F}\right\}, \quad b = \frac{m}{M-m}q, \tag{4}$$

$$c = \sqrt{\frac{2mM}{M-m}\left(M - m + u - \omega + \frac{q^2}{2(M-m)} - i\eta\right)}.$$

Из формул (3) и (4) видно, что поляризационный оператор нигде не обращается в $\infty$, а его особыми точками являются точки логарифмического ветвления, лежащие при

$$\pm\omega = M - m - \frac{p_F^2}{2m} + u - i\eta + \frac{(q \pm p_F)^2}{2M}. \tag{5}$$

Разлагая выражение (4) по степеням отношения

$$qp_F/[M(M - m + u - \omega - i\eta)] \tag{6}$$

и ограничиваясь первым неисчезающим членом (что соответствует пренебрежению движением нуклонов и изобары в ядре), получаем

$$Q(\omega,q) \approx -\frac{2}{3}p_F^3/(\omega_R - \omega - i\eta), \tag{7}$$

где $\omega_R = M - m + u$. Наиболее неблагоприятной для этого разложения является область энергий непосредственно вблизи резонанса. Численные оценки, однако, показывают, что и здесь благодаря большой величине $\eta$ можно воспроизвести поляризационный оператор и показатель преломления с точностью не хуже 20%. Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом приближении величина $u_0$, строго говоря, помимо разности $V_I - V_N$ может включать в себя некоторое слагаемое, эффективно учитывающее движение нуклона и изобары в ядре.

Нетрудно видеть, что если в выражении для поляризационного оператора, рассчитанного в таком приближении, отбросить фактор

I - $2\omega/M$ и член, учитывающий кроссинг-симметрию, а величине $\omega_R$ придать смысл резонансной энергии $\pi N$-взаимодействия, то это выражение с точностью до постоянного множителя перейдет в выражение для поляризационного оператора, полученное в /4/ из иных соображений и в пренебрежении движением нуклонов в ядре.

Из формул (3а) и (7) следует приближенное выражение для оптического потенциала

$$2\omega V_A(r,\omega) = -\lambda \frac{\rho(r)}{\rho(0)} \frac{(\omega^2 - 1)(F_{AR} + iF_{AI})}{1 - \lambda \frac{\rho(r)}{\rho(0)} F_{AR}}, \qquad (8)$$

$$F_{AR} + iF_{AI} = \left(1 - \frac{2\omega}{M}\right) \frac{\omega_R(\omega_R^2 + \eta^2 - \omega^2) + i\eta(\omega_R^2 + \eta^2 + \omega^2)}{(\omega_R^2 - \eta^2 - \omega^2)^2 + 4\eta^2\omega_R^2},$$

$$\lambda = \frac{128}{27\pi} \frac{g^2}{4\pi} p_F^3 \approx 1{,}64. \qquad (9а)$$

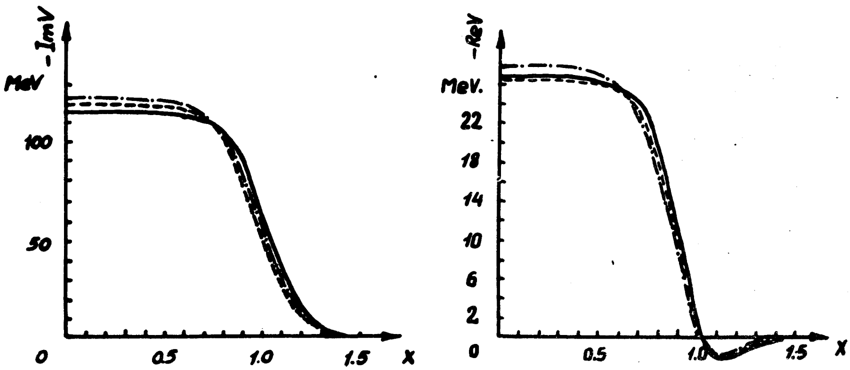
Выражение для потенциала $V_B(r,\omega)$, рассчитанное с полным учетом кроссинг-симметрии, имеет вид (8) с заменой $F_{AR} \rightarrow F_{BR}$ и $F_{AI} \rightarrow F_{BI}$, где

$$F_{BR} + iF_{BI} = \frac{\omega_R(\omega_R^2 + \eta^2 - \omega^2) - 2\omega^2(\omega_R^2 - \eta^2 - \omega^2)/M}{(\omega_R^2 - \eta^2 - \omega^2)^2 + 4\eta^2\omega_R^2} + i\eta \frac{\omega_R^2 + \eta^2 + \omega^2 - 4\omega^2\omega_R/M}{(\omega_R^2 - \eta^2 - \omega^2)^2 + 4\eta^2\omega_R^2}. \qquad (9б)$$

Сравнение потенциалов, рассчитанных по формулам (8) и (9), с полученными численно в /I/ показывает, что рассматриваемое приближение является вполне удовлетворительным. Как видно из примера, приведенного на рисунке, радиальная зависимость потенциала (8-9а) практически совпадает с точной. Но такое совпадение получается при несколько отличающихся энергиях пионов (350 Мэв в /I/ и 3I4 Мэв в настоящем расчете). Этот сдвиг по энергии можно устранить изменением значения $u_0$ (которое было выбрано тем же, что и в /I/). Как указывалось выше, такое изменение можно трактовать как эффективный учет движения нуклонов в ядре.

Отметим, что если при получении приближенного выражения для $Q$ в качестве параметра разложения вместо (6) использовать отношение

$$\frac{qp_F/M}{\omega_R - \omega + \frac{q^2}{2M} - \frac{M-m}{2mM}\,p_F^2 - i\eta}, \qquad (10)$$




Р и с. I. Радиальная зависимость оптического потенциала взаимодействия пионов с ядром $^{120}Sn$ ($x = r/R$, $R$ – радиус ядра). Сплошная линия – работа /I/, полная энергия пионов $\omega = 350$ Мэв. Настоящая работа: пунктир – приближение (6), $\omega = 314$ Мэв; штрих-пунктир – приближение (10), $\omega = 350$ Мэв; во всех расчетах настоящей работы $\eta = 70$ Мэв, остальные константы – те же, что в работе /I/.

что эквивалентно замене $\omega_R \to \omega_R + q^2/(2M) - (M - m)p_F^2/(2mM)$ в формулах (7) и (9), упомянутый выше сдвиг устраняется без изменения $u_0$ (см.рис.). Это связано с тем, что при таком разложении в известной степени учитывается (хотя и не вполне последовательно) движение нуклонов в ядре, и можно ожидать, что здесь константа $u_0$ снова приобретает свой исходный смысл разности средних потенциалов изобары и нуклона в ядерном веществе.

Авторы благодарят В. И. Беляка за полезные обсуждения.

Институт ядерных исследований АН СССР

Поступила в редакцию
26 февраля 1974 г.

# Л и т е р а т у р а


1. S. Barshay, V. Rostokin, G. Vagradov. Phys. Lett., 43B, 271 (1973); Nucl. Phys., B59, 189 (1973).
2. М. В. Казарновский, А. В. Степанов. Сб. Вопросы атомной науки и техники, ХФТИ 73-I0 (I973), вып.2, стр.7.
3. G. F. Chew, F. E. Low. Phys. Rev., 101, 1570 (1956).
4. T. E. O. Ericson, J. Hüfner. Phys. Lett., 33B, 601 (1970).