ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Р—224

Л. И. Лапидус

ОБ ОЦЕНКЕ ВКЛАДА НУКЛОН-АНТИНУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ НУКЛОНАМИ

ЖЭТФ, 1959, т36, в 1, с. 283-290.

г. Дубна, 1958 год

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Р—224

Л. И. Лапидус

ОБ ОЦЕНКЕ ВКЛАДА НУКЛОН-АНТИНУКЛОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ ДЛЯ РАССЕЯНИЯ НУКЛОНОВ НУКЛОНАМИ

г. Дубна, 1958 год

Аннотация

Обсуждаются соотношения между длинами рассеяния и эффективными радиусами в s и p состояниях, следующие из дисперсионных соотношений для NN рассеяния. С помощью экспериментальных данных о np и pp рассеянии при малых энергиях получены оценки вклада $N\bar{N}$ взаимодействия в дисперсионные соотношения для NN рассеяния. Вклад $N\bar{N}$ взаимодействия оказывается небольшим. Величина его резко зависит от знака длин рассеяния в s -состояниях.

. . . .

I. Введение.

Анализ дисперсионных соотношений для NN рассеяния и их использование для анализа экспериментальных данных значительно затрудняется наличием вклада взаимодействия антинуклонов с нуклонами. Это относится как к зависимости полных сечений $N\bar{N}$ взаимодействия от энергии, так и в особенности к ненаблюдаемой области, которая остается даже при рассеянии вперед.

Можно надеяться, что в области малых энергий влияние нуклон-антинуклонного взаимодействия не играет большой роли. В этом предположении можно попытаться получить /I,2/ приближенные дисперсионные соотношения для NN рассеяния не содержащие ненаблюдаемой области.

Выяснение роли нуклон-антинуклонного взаимодействия в нуклон-нуклонном рассеянии представляется интересным, как с точки зрения получения приближенных соотношений, так и с общей точки зрения.

В настоящей работе делается попытка оценить вклад $N\bar{N}$ взаимодействия в рассеяние нуклонов нуклонами при малых энергиях. Для этого используется подход, применявшийся ранее /3/ при анализе дисперсионных соотношений для πN рассеяния, и опирающийся на "теорию эффективного радиуса" /4/.

Для πN рассеяния в /3/ были получены соотношения между длинами рассеяния и эффективными радиусами в различных состояниях, которые допускали прямую проверку, так как в окончательные соотношения входили величины, прямо определяемые из эксперимента. Было показано, что результат анализа сильно зависит от малых фаз рассеяния.

Для NN рассеяния аналогичные соотношения включают неизвестные величины, характеризующие нуклон-антинуклонное взаимодействие. Использование данных о $N\bar{N}$ рассеянии при малых энергиях (и зависимости полных сечений от энергии) позволяет оценить вклад нуклон-антинуклонного взаимодействия в дисперсионное соотношение для NN рассеяния.

Рассмотрим дисперсионные соотношения для NN рассеяния вперед. Записав амплитуду NN рассеяния в виде

$$M = \frac{m}{\omega_e}\left\{\alpha + \beta(\vec{\sigma}_1\vec{n})(\vec{\sigma}_2\vec{n}) + i\gamma(\vec{\sigma}_1+\vec{\sigma}_2,\vec{n}) + \delta(\vec{\sigma}_1\vec{m})(\vec{\sigma}_2\vec{m}) + \varepsilon(\vec{\sigma}_1\vec{l})(\vec{\sigma}_2\vec{l})\right\}, \qquad (\mathrm{I})$$

где $\vec{l}, \vec{m}, \vec{n}$ -единичные векторы в направлениях $\vec{k}+\vec{k}'$, $\vec{k}-\vec{k}'$ и $\vec{k}\times\vec{k}'$,соответственно, а $\omega_e^2 = m^2 + k^2$ -энергия одной частицы в системе центра инерции , ограничимся дисперсионными соотношениями для величины

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega_e}{m}\cdot\frac{1}{4}\,Sp\,M(0^\circ)$$

Дисперсионные соотношения для NN рассеяния рассматривались различными авторами /5,6,7,8/. Наиболее подробно и полно их обсуждали Гольбергер, Намбу и Ёме /8/. Ряд интересных соображений принадлежит Б.Л.Иоффе /6/.

Рассеяние нейтронов протонами.

I. Дисперсионное соотношение вперед для величины $\alpha_{np}(\omega)$ представим в виде

$$Re\left[\alpha_{np}(\omega) - \frac{1}{2}\left(1+\frac{\omega}{m}\right)\alpha_{np}(m) - \frac{1}{2}\left(1-\frac{\omega}{m}\right)\alpha_{n\bar{p}}(m)\right] =$$

$$= (\omega^2-m^2)\left\{\frac{f^2}{4\pi}\cdot\frac{1}{2}\,\frac{1}{(\omega_\mu+\omega)(\omega_\mu^2-m^2)} + \Gamma_\alpha(0)\left(\frac{\omega_d+m}{2m}\right)^{1/2}\cdot\frac{1}{(\omega_d-\omega)(\omega_d^2-m^2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{8\pi^2}\int_m^\infty \frac{d\omega'}{k'}\left[\frac{\sigma_{np}(\omega')}{\omega'-\omega} + \frac{\sigma_{n\bar{p}}(\omega')}{\omega'+\omega}\right] + \frac{1}{\pi}\int_{\omega(2\mu)}^{m} d\omega'\,\frac{Im\,\alpha_{n\bar{p}}(\omega')}{(\omega+\omega')(\omega'^2-m^2)}\right\}, \qquad (2)$$

где ω -полная энергия нуклона в лабораторной системе,

m, μ -массы нуклона и пиона.

$\omega_\mu = \frac{\mu^2}{2m} - m$

$B = \frac{\varkappa^2}{m}$ -энергия связи дейтона,

$\omega_d = m - 2B + \frac{B^2}{2m}$

$\Gamma_d(0) = 3\frac{\varkappa}{m} \cdot \frac{1}{1-\varkappa r_{ot}}$

Эффективный радиус r_{ot} определен соотношением (4.40) из /8/, обозначения которой, в основном, приняты и в настоящей работе.

Под вкладом нуклон-антинуклонного взаимодействия в (2) будем понимать как слагаемое, пропорциональное интегралу от $\omega(2\mu)$ до m (ненаблюдаемая область), так и слагаемые, содержащие $\alpha_{n\bar{p}}(m)$ и $\sigma_{n\bar{p}}(\omega')$.

Интересуясь значениями $Re\, \alpha_{np}(\omega)$ при малых $\eta^2 = (\frac{k}{m})^2$, представим зависимость фаз рассеяния от энергии в виде /4/

$$\eta_\ell^{2L+1} ctg\, \delta(^{2S+1}L_J) = \frac{1}{a_L} + \frac{1}{2} r_0^{(L)} \cdot \eta_\ell^2 + Q_L \cdot \eta_\ell^4 = A(^{2S+1}L_J), \tag{3}$$

где $a_L \equiv a(^{2S+1}L_J)$ -длина рассеяния (при $\eta \to 0$) в состоянии с моментом J, четностью $(-1)^L$ и спином S; $k_\ell = \eta_\ell \cdot m$ – импульс нуклона в системе центра инерции, причем

$$\frac{k}{k_\ell} = \frac{\eta}{\eta_\ell} = \left(2 + 2\frac{\omega}{m}\right)^{1/2} \cong 2 \tag{4}$$

Длины рассеяния в $^3S_1$ и $^1S_0$ состояниях иногда обозначаются как $a_t \equiv a(^3S_1)$, $a_s \equiv a(^1S_0)$. В соответствии с определением (3) $a_t < 0$, а $a_s > 0$. Значком (ℓ) помечены величины в системе центра инерции.

Используя выражение для α_{np} через фазы рассеяния нетрудно получить

$$\alpha_{np}^{(\ell)}(\omega_\ell) = \frac{\omega_\ell}{m} \frac{1}{4 \cdot k_\ell} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) e^{i\delta_J} \sin\delta_J = \frac{\hbar}{mc} \cdot \frac{\omega_\ell}{m} \cdot \frac{1}{4\eta_\ell} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) e^{i\delta_J} \sin\delta_J, \tag{5}$$

где через δ_J обозначены фазы рассеяния в состояниях с полным моментом J (Коэффициенты смешивания из (5) выпадают). Так как

$$\sigma_{np} = \frac{4\pi}{k_\text{в}} \cdot \frac{m}{\omega_\text{в}} \operatorname{Im} \alpha_{np}^{(\text{в})}(\omega_\text{в}) = \frac{8\pi}{\sqrt{\omega^2 - m^2}} \operatorname{Im} \alpha_{np}(\omega) \qquad (6)$$

$\alpha_{np}(\omega)$ в лабораторной системе выражается через $\alpha_{np}^{(\text{в})}(\omega_\text{в})$ соотношением $\left(\lambda_c = \frac{\hbar}{mc}\right)$

$$\alpha_{np}(\omega) = \frac{1}{2} \cdot \frac{k}{k_\text{в}} \cdot \frac{m}{\omega_\text{в}} \cdot \alpha_{np}^{(\text{в})}(\omega_\text{в}) = \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega}{m}\right)^{1/2} \frac{\lambda_c}{4\eta_\text{в}} \sum_{J=0}^{\infty} (2J+1) e^{i\delta_J} \sin\delta_J \qquad (7)$$

Из (3) и (7)

$$\operatorname{Re} \alpha_{np}(m) \equiv D_{np}(m) = \frac{\lambda_c}{4}(3a_t + a_s), \qquad (8)$$

а выражение для $D_{n\bar{p}}(m)$

$$D_{n\bar{p}}(m) = \frac{\lambda_c}{4}\left\{3a_{n\bar{p}}(^3S_1)\exp\left[-2\beta_{n\bar{p}}(^3S_1)\right] + a_{n\bar{p}}(^1S_0)\exp\left[-2\beta_{n\bar{p}}(^1S_0)\right]\right\} \qquad (9)$$

при помощи $\beta_{n\bar{p}}(^3S_1)$ и $\beta_{n\bar{p}}(^1S_0)$ -мнимых частей фаз в соответствующих состояниях $n\bar{p}$ системы - учитывает неупругий процесс - аннигиляцию.

2. Поступая аналогично тому, как это сделано в /3/, рассмотрим соотношение, получающееся из (2), если его продифференцировать по η^2, а затем положить $\eta^2 = 0$. Учитывая имеющиеся экспериментальные данные ограничимся одним дифференцированием. Обозначая производную по η^2 от $D_{np}(\omega)$ через $D'_{np}(\omega)$, ее значение при $\omega = m$ через $D'_{np}(m)$ и учитывая, что все длины выражаются через $\lambda_c = \frac{\hbar}{mc} = 2{,}1 \cdot 10^{-14}$ см, получим

$$D'_{np}(m) + \frac{1}{4}\left[D_{n\bar{p}}(m) - D_{np}(m)\right] = \lambda_c \left\{ -\frac{f^2}{4\pi} \cdot \left(\frac{m}{\mu}\right)^4 + \frac{3}{8}\left(\frac{m}{B}\right)^{3/2} \frac{1}{1 - \varkappa z_{ot}} + \right.$$

$$\left. + \frac{P}{8\pi^2} \int_1^\infty \frac{d\omega'}{\eta'} \cdot \left[\frac{\sigma_{np}(\omega')}{\omega' - 1} + \frac{\sigma_{n\bar{p}}(\omega')}{\omega' + 1}\right] + \frac{1}{\pi} \int_{\frac{\omega(2\mu)}{m}}^{1} d\omega' \frac{\operatorname{Im} \alpha_{n\bar{p}}(\omega')}{(\omega'+1)(\omega'^2 - 1)} \right\} \qquad (10)$$

Вклад дейтронного состояния в (2) вычислен с точностью до членов порядка (B/m), поэтому в (I0) во втором члене справа опущены слагаемые порядка (B/m) по сравнению с выписанными. В слагаемом, пропорциональном f^2 опущены слагаемые порядка $(\mu/2m)^2$.

Для $D'_{np}(m)$ из (3) и (7) имеем

$$D'_{np}(m) = \frac{1}{8} D_{np}(m) - \frac{1}{16}\left\{ a^2({}^1S_0)\left[a({}^1S_0) + \frac{1}{2} r({}^1S_0)\right] + 3a^2({}^3S_1)\left[a({}^3S_1) + \frac{1}{2} r({}^3S_1)\right] - a({}^3P_0) - 3\left[a({}^1P_1) + a({}^3P_1)\right] - 5a({}^3P_2)\right\} \qquad (I1)$$

Согласно экспериментальным данным /9,I0/

$$a({}^3S_1) = -(0{,}537 \pm 0{,}004)\, 10^{-12}\,\text{см} = -(25{,}6 \pm 0{,}19)\lambda_c$$
$$a({}^1S_0) = (2{,}373 \pm 0{,}007)\cdot 10^{-12}\,\text{см} = (113 \pm 0{,}33)\lambda_c \qquad (I2)$$
$$r({}^1S_0) \equiv r_{0s} = 2{,}7\cdot 10^{-13}\,\text{см} = 12{,}84\cdot\lambda_c$$
$$r({}^3S_1) \equiv r_{0t} = 1{,}7\cdot 10^{-13}\,\text{см} = 8{,}1\,\lambda_c$$

Откуда

$$D_{np}(m) = (0{,}190 \pm 0{,}0025)\cdot 10^{-12}\,\text{см} = 9{,}05\,\lambda_c$$
$$D'_{np}(m) = -9{,}20\cdot 10^4\,\lambda_c \qquad (I2)$$

При вычислении $D'_{np}(m)$ основной вклад дает ${}^1S_0$ -состояние. Триплетное S -рассеяния дает вклад, не превышающий 5% от синглетного, в то время, как неточность в значении a_s приводит к неточности в определении $D'_{np}(m)$ около I%. Еще меньшим оказывается вклад рассеяния в p -состояниях. Отметим, что если,для грубой ориентирввки, воспользоваться предсказаниями потенциала Гамеля, Христиана и Талера /II/, то вклад p -состояний не превосходит величины, определяемой неточностью вычисления дейтонного члена и оказывается сравнимым с $D_{np}(m)$. Оценка, основанная на потенциале Сигнела и Маршака /I2/ дает

$$a({}^1P_1) = -146{,}4\,\lambda_c,\; a({}^3P_0) = 57{,}2\,\lambda_c,\; a({}^3P_1) = -46{,}5\,\lambda_c,\; a({}^3P_2) = 27{,}8\,\lambda_c$$

Оценка различных слагаемых в (I0) показывает, что численно учет дейтонного состояния оказывается значительно существеннее, чем одномезонный член, который играл важную роль для πN -рассеяния. В рассматриваемой области малых энергий наличие $D_{np}(m)$ в (I0), как это видно из (II) и (I2), практически не сказывается. Величина $D_{np}(m)$ не превосходит ошибки в вычислении вклада дейтонного состояния. Малость этого слагаемого подтверждает предположение о малой роли "вычитания" в нерелятивистской области. Кроме того, это позволяет предположить, что вклад $D_{n\bar{p}}(m)$, который пока невозможно прямо оценить, невелик.

Вклад дейтонного состояния составляет (в правой части при $B = 2{,}2\,MeV$, $1-\varkappa z_{0t}$ =0,608) + (5450 ± I3) . Вклад одномезонного состояния - I62 при $f^2/4\pi$ =0,08 и -I84 при $f^2/4\pi$=0,09.

Основное различие между (II), (I2) и аналогичными формулами работы /3/ состоит, естественно, в совершенно различной роли s и p состояний в n-p и πN рассеянии. Наличие "резонансного" πN взаимодействия в p-состоянии приводит к тому, что при малых энергиях $D_{\pi N}(\omega)$ является возрастающей функцией, в то время как " резонансное" взаимодействие нуклонов в S-состоянии делает $D_{np}(\omega)$ убывающей при малых энергиях. Здесь существенен знак $a(^1S_0)$.

3. Вычисление дисперсионного интеграла

$$J_{np}(m) = \frac{1}{8\pi^2}\int_1^\infty \frac{d\omega'\,\sigma_{np}(\omega')}{\sqrt{\omega'^2-1}\,(\omega'-1)} = \frac{F_{np}(1)}{8\pi^2} \qquad (I3)$$

приводит к значению

$$J_{np}(m) = -\frac{7{,}70\cdot 10^6}{8\pi^2} = -9{,}65\cdot 10^4 \qquad (I4)$$

Интеграл $F_{np}(1)$ принимается как предел

$$F_{np}(1) = \lim_{\omega_0 \to 1} P \int_1^{\infty} \frac{\sigma_{np}(\omega')\, d\omega'}{(\omega'-\omega_0)\,(\omega'^2-1)^{1/2}} = F_s(\omega_0) + 3F_t(\omega_0) \qquad (15))$$

Весь интервал интегрирования разбивается на участки, на каждом из которых функция $\sigma_{np}(\omega')$ аппроксимируется простым выражением. Для области кинетических энергий до 20 Mev используется формула работы Смородинского /I3/

$$\sigma_{np}(E_0) = 1{,}3 \cdot 10^{-24} \left\{ \frac{3}{(1{,}22-0{,}06E_0)^2 + \frac{E_0}{2}} + \frac{1}{(0{,}27+0{,}06E_0)^2 + \frac{E_0}{2}} \right\} \text{см}^2 \qquad (16)$$

(E_o -кинетическая энергия нейтрона в лабораторной системе, выраженная в Mev). В других областях используется более грубая аппроксимация. Грубость аппроксимации $\sigma_{np}(\omega)$ при высоких энергиях не вносит сколько-нибудь заметной ошибки, т.к. основную роль при вычислении (I5) играет, конечно, область $\omega' \sim \omega_0$. Вклад этой основной области, когда зависимость σ_{np} от энергии дается (I6), просто вычисляется

$$F_1(1) = \lim_{\omega_0 \to 1} F(\omega_0) = \lim_{\omega_0 \to 1} \left\{ 3F_{1t}(\omega_0) + F_{1s}(\omega_0) \right\}$$

где, например,

$$F_{1s}(\omega_0) = P \int_1^{1+\frac{\varkappa^2}{2}} \frac{d\omega'}{\eta'} \cdot \frac{\sigma(\omega')}{\omega'-\omega_0} = \pi a^2({}^1S_0) \left\{ -\frac{1}{k_0} \ln\left|\frac{k_0+\varkappa}{k_0-\varkappa}\right| + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{k_0^2+k_{2s}^2}{k_{1s}^2-k_{2s}^2}\right) \cdot \frac{2}{k_{1s}} \operatorname{arctg} \frac{\varkappa}{k_{1s}} - \left(\frac{k_0^2+k_{1s}^2}{k_{1s}^2-k_{2s}^2}\right) \cdot \frac{2}{k_{2s}} \operatorname{arctg} \frac{\varkappa}{k_{2s}} \right\} \qquad (17)$$

и аналогичное выражение для вклада триплетного состояния.

В (I7) k_{1s}^2 и k_{2s}^2 корни уравнения

$$\left(\frac{0{,}27}{\sqrt{m}} + 0{,}06 \cdot \sqrt{m} \cdot \frac{k_s^2}{2}\right)^2 + \frac{k_s^2}{4} = 0 \qquad (k_1^2 > k_2^2)$$

С помощью (17) и (15) непосредственно получаем

$$F^{(1)}_{np}(1) = -\frac{2}{\varkappa}\,\sigma_{np}(0) - 6\pi a_t^2 \left\{ \frac{K_{1t}^2 \operatorname{arctg}\frac{\varkappa}{K_{2t}}}{K_{2t}(K_{1t}^2-K_{2t}^2)} - \frac{K_{2t}^2 \operatorname{arctg}\frac{\varkappa}{K_{1t}}}{K_{1t}(K_{1t}^2-K_{2t}^2)} \right\} -$$

$$-2\pi a_s^2 \left\{ \frac{K_{1s}^2 \operatorname{arctg}\frac{\varkappa}{K_{2s}}}{K_{2s}(K_{1s}^2-K_{2s}^2)} - \frac{K_{2s}^2 \operatorname{arctg}\frac{\varkappa}{K_{1s}}}{K_{1s}(K_{1s}^2-K_{2s}^2)} \right\} = -7{,}70\cdot 10^{6} \qquad (18)$$

В (18) K_{1t}^2 и K_{2t}^2 корни уравнения

$$\left(\frac{1{,}22}{\sqrt{m}} - 0{,}06\sqrt{m}\cdot\frac{K_t^2}{2}\right)^2 + \frac{K_t^2}{4} = 0$$

Вклад всей области энергий, превышающих 20 Мэв составляет не более 0,3% от значения, даваемого (18). В самой дополнительной области участок энергий > 100 MeV дает около 12% вклада этой области.

4. Собирая результаты, перенося в (10) все, что известно, в одну сторону, получаем для вклада нуклон-антинуклонного взаимодействия

$$\frac{1}{8\pi^2}\int_1^\infty \frac{d\omega'}{\eta'}\cdot\frac{\sigma_{n\bar p}(\omega')}{\omega'+1} + \frac{1}{\pi}\int_{\omega(2\mu)}^{d} d\omega' \frac{\operatorname{Im}\alpha_{n\bar p}(\omega')}{(\omega'+1)(\omega'^2-1)} - \frac{1}{4}D_{n\bar p}(m) = (-9{,}2+9{,}1)10^4 = -1000 \qquad (19)$$

Таким образом прямое сопоставление дисперсионных соотношений с экспериментальными данными о n-p рассеянии при малых энергиях показывает, что вклад нуклон-антинуклонного взаимодействия в рассеяние нуклонов в этой области энергий мал. Отсюда следует, в частности, что для этой области энергий точное дисперсионное соотношение (2) без большой ошибки может быть заменено приближенным

$$D_{np}(\omega) - D_{np}(m) = (\omega^2-m^2)\left\{\sqrt{\frac{\omega_d+m}{2m}}\cdot\frac{\Gamma_d(0)}{(\omega_d-\omega)(\omega_d^2-m^2)} + \frac{1}{8\pi^2}\int_1^\infty \frac{d\omega'}{\eta'}\cdot\frac{\sigma_{np}(\omega')}{\omega'-\omega}\right\} \qquad (20)$$

Относительная роль ненаблюдаемой области падает с энергией. Для получения сведений о ее вкладе при различных энергиях может быть полезным соотношение (76) работы /8/.

Рассеяние протонов протонами.

Амплитуду α_{np} можно выразить через амплитуды NN рассеяния в состояниях с определенными значениями изотопического спина α_0 и α_1 соотношением

$$2\alpha_{np} = \alpha_0 + \alpha_1 \tag{2I}$$

В результате для pp рассеяния вместо (I0) получим соотношение, с измененным численным коэффициентом перед f^2, не содержащее вклада дейтонного состояния. В ненаблюдаемую область будут также, естественно, входить состояния нескольких мезонов с T = I.

Вместо (8) и (II) получаем

$$D_{pp}(m) = \frac{1}{2} a({}^1S_0) = 56{,}5\,\lambda_c$$

$$D'_{pp}(m) = \frac{1}{8}\left\{a_s - a_s^2\left(a_s + \frac{1}{2}r_s\right) + a({}^3P_0) + 3a({}^3P_1) + 5a({}^3P_2)\right\} = -19{,}00\cdot 10^4 \lambda_c \tag{22}$$

Привлекая изотопическую инвариатность и вычисляя для соответствующего интеграла лишь вклад области до 20 MeV с помощью формулы Смородинского, получаем

$$J_{pp}(m) \cong -\frac{a_s^2}{2\pi}\left\{\frac{1}{\varkappa} + \frac{\operatorname{arctg}\frac{\varkappa}{k_{2s}}}{k_{2s}}\right\} = -18{,}75\cdot 10^4 \tag{23}$$

Соотношение (I9) заменяется на

$$\frac{1}{8\kappa^2}\int_1^\infty \frac{d\omega'}{\eta'}\,\frac{\sigma_{p\bar{p}}(\omega')}{\omega'+1} + \frac{1}{\pi}\int_{\omega(2\mu)}^{1} d\omega'\,\frac{\operatorname{Im}\alpha_{p\bar{p}}(\omega')}{(\omega'+1)(\omega'^2-1)} - \frac{1}{4}D_{p\bar{p}}(m) = -2500, \tag{24}$$

что говорит об одном масштабе соответствующих величин в pp и n-p рассеянии. При проведенном анализе это явилось следствием того, что основную роль в (I9) и в (23) играет синглетное рассеяние. Таким образом, для pp -рассеяния также имеет место приближенное дисперсионное соотношение вида (20), в котором $\Gamma_\alpha(0) = 0$.

Рассеяние нуклонов в состоянии с T=0.

Используя (2I) можно получить дисперсионное соотношение для NN рассеяния в состояниях с T=0. Оно будет иметь вид соотношения (2) в правой части котрого нет вклада одномезонного состояния, а дейтонный вклад удвоен. Соотношение (I0) преобразуется соответствующим образом.

Вместо (8) имеем

$$D_{NN}^{(0)}(m) = \frac{3}{2} a(^3S_1) = -38{,}4\lambda_c\,, \qquad (25)$$

вместо (II)

$$D_{NN}^{(0)\prime}(m) = \frac{1}{4} D_{NN}^{(0)}(m) - \frac{3}{8}\left\{\frac{a_t}{2} + a_t^2\left(a_t + \frac{1}{2}r_t\right) - a(^1P_1)\right\} \cong 5160\lambda_c \qquad (26)$$

Здесь относительная роль p -состояний, конечно выше, чем в ранее рассмотренных случаях, однако роль $D(m)$ попрежнему незначительна. Если при вычислении дисперсионного интеграла

$$J_{NN}^{(0)} = \frac{1}{8\pi^2} P\int_1^\infty \frac{d\omega'}{\eta'} \cdot \frac{\sigma_{NN}^{(0)}(\omega')}{\omega' - 1}$$

опять ограничится вкладом области кинетических энергий ниже 20 MeV, то

$$J_{NN}^{(0)}(m) = -\frac{3}{2}\cdot\frac{a_t^2}{\pi}\left\{\frac{1}{x} + \frac{k_{1t}^2 \operatorname{arctg}\frac{x}{k_{2t}}}{k_{2t}(k_{1t}^2 - k_{2t}^2)} - \frac{k_{2t}^2 \operatorname{arctg}\frac{x}{k_{1t}}}{k_{1t}(k_{1t}^2 - k_{2t}^2)}\right\} = -8{,}35\,a_t^2 = -5450$$

Вклад дейтонного состояния теперь составляет I0900, так что аналогично (I9) и (24)

$$\frac{1}{8\pi^2}\int_1^\infty \frac{d\omega'}{\eta'}\,\frac{\sigma_{NN}^{(0)}(\omega')}{\omega'+1}+\frac{1}{\pi}\int_{\omega(2\mu)}^{1} d\omega'\,\frac{\operatorname{Im}\alpha_{N\bar{N}}^{(0)}(\omega')}{(\omega'+1)(\omega'^2-1)}-\frac{1}{4}D_{N\bar{N}}^{(0)}(m)=+300 \quad (27)$$

Приближенное дисперсионное соотношение отличается от (20) численным множителем перед $\Gamma_d(0)$.

О б с у ж д е н и е .

В качестве итога настоящей работы можно рассматривать получение оценок типа (19),(24),(27) и обоснование приближенных соотношений вида (20). Оценка (27) является наименее надежной, тем не менее из всех трех соотношений виден масштаб вклада нуклон-антинуклонного взаимодействия в дисперсионное соотношение для NN рассеяния.

Существование приближенных соотношений (20) может оказаться полезным при анализе экспериментальных данных о NN рассеянии в области небольших энергий,особенно, когда будут получены более подробные данные о NN рассеянии в p состояниях. Приближенное дисперсионное соотношение для рассеяния нуклонов на нуклонах было впервые постулировано в работе Бланка и Исаева /1/ x). В настоящей работе оно обосновывается непосредственным сравнением с экспериментальными данными. Основной результат настоящей работы- соотношения типа (10)- может быть использован для получения сведений о вкладе ненаблюдаемой области в будущем, когда станут доступными данные о взаимодействии антинуклонов с нуклонами в широкой области энергий.

Интересно отметить, что вывод о малом вкладе нуклон- антинуклонного взаимодействия связан со знаком a_s и a_t .

---

x) Работа /1/ содержит излишний раздел, посвященный симметризации амплитуды рассеяния.

Дисперсионные соотношения для пион-нуклонного рассеяния в свое время были использованы рядом авторов для установления положительности $D_{\pi^+ p}$ и α_{33} ниже резонанса.

При вычислениях в настоящей работе знаки длин NN рассеяния a_s и a_t принимались такими, какими они следуют из данных о рассеянии нейтронов в пара и ортоводороде (см., например /10/).

Так как $D'_{pp}(m)$ полностью определяется, а $D'_{np}(m)$, в основном, определяется синглетным S -рассеянием, изменение знака $a(^1S_0)$ привело бы к выводу о большой роли нуклон-антинуклонного взаимодействия и при малых энергиях может быть интересно обратить внимание на то, что положительность $a(^3S_1)$ определяется, с точки зрения дисперсионных соотношений, так же наличием реального дейтонного состояния, как это, с несколько иной точки зрения, следует из "теории эффективного радиуса" (см, например /14/).

Проведенный анализ может представлять интерес для обсуждения данных о взаимодействии с нуклонами антинуклонов малых энергий. Дисперсионное соотношение для $N\bar{N}$ рассеяния получается из (2), если в нем формально заменить $\omega \to -\omega$ и в нужных местах заменить α_{np} на $\alpha_{n\bar{p}}$. Роль одномезонного и дейтонного состояний резко уменьшается, зато заметно возрастает роль ненаблюдаемой области. При наличии необходимых данных соотношение типа (10) может быть использовано для получения оценки вклада ненаблюдаемой области в этом случае.

Автор благодарен покойному В.З.Бланку, а также П.С.Исаеву за многократные полезные обсуждения и Я.А.Смородинскому за полезные замечания.

Рукопись поступила в Издательский отдел
30 июля 1958 г.

Цитированная литература

I. В.З.Бланк, П.С.Исаев, ДАН СССР, II7, 787, I957г.

2. D.Y. Wong Phys.Rev., I07, 302, I957.

В.И.Сердобольский, ЖЭТФ, 33, I268, I957г.

N.N. Khuri Phys.Rev., I07, II48, I957.

N.N. Khuri and S.B. Treiman Phys.Rev.,I09,I98, I958.

3. Л.И.Лапидус, ЖЭТФ, 34, 453, I958 г.

4. Л.Д.Ландау, Я.А.Смородинский, ЖЭТФ, I4, 269, I944.

H.A. Bethe Phys.Rev., 76, 38, I949.

5. В.Я.Файнберг, Е.С.Фрадкин, ДАН СССР, I09, 507,I956.

6. Б.Л.Иоффе, ЖЭТФ, 3I, 583, I956 г.

7. Ф.М.Куни, ДАН СССР, III, 57I, I956. Вестник, ЛГУ, № II, сер. физ. и хим. 2, стр.2I, I957.

8. M.L. Goldberger, Y.Nambu, and R.Oehme Ann.Phys.,2,226, I957.

9. E.E.Lampi, L.D.Freier,J.H.Williams Phys.Rev., 80, 853,I950.

I0. G.L.Squires and A.T.Stewart Proc.Phys.Soc.,230,I9,I955.

II. J.L.Gammel,R.S.Christian, and R.M.Thaler Phys.Rev.,I05,3II, I957.

I2. P.S.Signell and R.E.Marshak (preprint)

I3. Я.А.Смородинский, ЖЭТФ, I5, 89, I945; I7, 94I, I947.

I4. А.И.Ахиезер, И.Я.Померанчук "Некоторые вопросы теории ядра", ГИТТЛ. МЛ.I950, § 3.