ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

И.Н.Силин, Б.А.Шахбазян

Д-616

АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНА НА ПРОТОНЕ ПРИ 8,5 БЭВ

Дубна 1960 год

И.Н.Силин, Б.А.Шахбазян

Д-616

АНАЛИЗ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНА НА ПРОТОНЕ ПРИ 8,5 БЭВ

В докладе В.И.Векслера на 1X Международной конференции по физике высоких энергий [1] указывалось, что резкое превышение дифференциального сечения рассеяния протона на протоне при 8,5 Бэв под 0^{o} над значением, вычисленным для бесспинового случая при чисто мнимых сдвигах фаз, может быть обусловлено либо наличием помимо дифракционного , также и потенциального рассеяния, либо сильным различием р-р-взаимодействия в синглетном и триплетном состояниях.

При этом полное сечение р-р-взаимодействия предполагалось равным 30 мб. На X Международной конференции по физике высоких энергий сообщалось об измерении полных сечений р-р взаимодействия до импульсов р=10,2 Бэв/с в ЦЕРН'е.

Согласно этим данным при 8,5 Бэв $\sigma_{Tot} = (42,5 \pm 1)$ мб.

Дифференциальное сечение под 0^{o} при новом значении σ_{Tot} в пренебрежении спиновыми взаимодействиями составляет 115 мб/стер., тогда как эксперимент приводит к значению 120 мб/стер. уже при $3,5^{o}$ в с.ц.м., где вклад кулоновского рассеяния уже несущественен.

$$\left.\frac{d\sigma(2^{\circ})}{d\Omega}\right|^{\text{экп.}} = 149 \frac{\text{мб}}{\text{ст}}$$

Анализ эксперимента по методу Бете [2] и по оптической модели для бесспинового случая не дает однозначного ответа на вопрос о наличии вещественной части амплитуды рассеяния.

В настоящей работе применен подход, несколько отличный от предыдущих попыток анализа этого опыта. Известно, что вся совокупность явлений и характеризующих их величин, обусловленных взаимодействием протона с протоном, как, например, упругое и неупругое рассеяние и их полные сечения, поляризация и т.д. должны описываться одним и тем же набором фаз. Для нахождения этого набора фаз необходим полный набор экспериментов [3]. Поскольку при 8,5 Бэв выполнен один из этих экспериментов, задача решалась следующим образом. Мы задавались видом потенциала, причем радиальная зависимость его бралась в форме закона Гаусса:

$$-(u+iw)\,e^{-\gamma^{2}r^{2}}.$$

Допуская, что при больших энергиях справедливо квазиклассическое приближение ($\lambda = 0,99 \cdot 10^{-14}$ см для 8,5 Бэв), вычислялись в этом приближении сдвиги фаз и по известным выражениям для элементов M -матрицы [4] вычислялось дифференциальное сечение упругого рассеяния.

Подобный же метод вычисления сдвигов фаз применен в работах [5] и [2] для случая рассеяния протонов на бесспиновых ядрах. Рассмотрено 4 модели. Везде расчеты велись для $\ell_{\substack{rem \\ max}} = 28$ и для $\ell_{\substack{нerem \\ max}} = 29$.

Показано, что эксперимент не может быть описан при помощи бесспиновой модели как при отсутствии, так и при наличии вещественной части потенциала (модели 1 и 2).

Таким образом, привлечение предположения о наличии потенциального рассеяния и несущественной роли спиновых взаимодействий противоречит опыту.

В модели 3 показано, что сильное различие взаимодействий в синглетном и триплетном состояниях не обусловлено спин-орбитальным взаимодействием. В модели 4 показано, что эксперимент может быть описан без противоречий с измеренным полным неупругим сечением при предположении, что различие взаимодействий в синглетном и триплетном состояниях обусловлено взаимодействием вида $(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)$.

Модель 1

Задаются: $U = 0$; $V = -i\,W e^{-\gamma^2 r^2}$

и измеренные дифференциальное и полное сечение упругого рассеяния. Тогда $\alpha_{\ell,\ell+1} = \alpha_{\ell,\ell} = \alpha_{\ell,\ell-1}$; $\alpha^j = 0$. (обозначения Стаппа [4]). Эта модель описывает столкновение чисто поглощающих тождественных бесспиновых частиц.

В этом случае отличны от нуля только четыре элемента M -матрицы, причем все они равны между собой.

Методом наименьших квадратов вычислялась наилучшая кривая . Параметры наилучшей кривой:

$\gamma = (1{,}068 \pm 0{,}039) 10^{13}\,см^{-1}$ $\quad 2 r_0 = (1{,}15 \pm 0{,}045) 10^{-13}\,см$

$$W = (53{,}8 \pm 5{,}4)\ Мэв.$$

Полное сечение упругого рассеяния, как и следовало ожидать, совпадает в пределах ошибок с опытным значением. Однако, полное сечение неупругих взаимодействий, вычисленное по этим параметрам, оказалось почти в 2 раза больше измеренного:

$\sigma_{inel}^{вычис.} = 40$ мб $\pm 2{,}5$ мб, тогда как $\sigma_{inel}^{экcп.} = 22$ мб.

Модель 2

Задаются:

$V = -(v + iw)\, e^{-\gamma^2 r^2}$ и измеренные дифференциальное и полное сечения упругого рассеяния. Тогда

$$\alpha_{\ell,\ell+1} = \alpha_{\ell,\ell} = \alpha_{\ell,\ell-1} \quad ; \quad \alpha^j = 0 ;$$

Эта модель соответствует столкновениям бесспиновых тождественных частиц, при наличии потенциального рассеяния. Параметры наилучшей кривой равны соответственно:

$$\gamma = (1{,}027 \pm 0{,}040) \cdot 10^{13} \text{см}^{-1}$$
$$v = (+12{,}7 \pm 8{,}75) \text{ Мэв}$$
$$w = (48{,}44 \pm 7{,}10) \text{ Мэв}$$
$$2r_0 = (1{,}19 \pm 0{,}048) \cdot 10^{-13} \text{ см.}$$

Полное сечение упругого рассеяния совпадает с измеренным. Однако, здесь, как и в модели 1, полное сечение неупругого взаимодействия оказалось значительно больше наблюдаемого и равным (39 ± 2,5) мб. Искались решения для $v < 0$ (конструктивная интерференция), для чего в качестве начального значения бралось $v = -40$ Мэв. В процессе последовательных итераций минимум величины

$$\sum \left(\frac{F_i - f(x_i)}{\sigma_i} \right)^2$$

был достигнут вновь при $v = +12{,}7$ Мэв.

Здесь F_i – значение теоретической величины $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ в точке x_i, $f(x_i)$ – экспериментальное значение $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ в точке x_i, σ_i^2 – средне-квадратичная ошибка опытного значения $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ в точке x_i.

Между тем в этой модели следовало ожидать минимума и для $v < 0$. Такой минимум удается получить, если зафиксировать $\sigma_{inel} = (22 \pm 2)$ мб.

Рассмотренные выше две модели свидетельствуют в пользу того, что результаты опыта нельзя объяснить потенциальным и дифракционным рассеянием, если пренебречь взаимодействиями, зависящими от спинов протонов.

Модель 3

В этой модели взаимодействия, зависящие от спинов протонов, учитывались путем введения в выражение потенциала спин-орбитального члена

$$V = v(r) + \frac{a}{r}\frac{dv(r)}{dr}(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)\vec{l}, \tag{1}$$

где

$$v(r) = -(u + iw)e^{-\gamma^2 r^2}$$

В этом случае $a^J = 0$; $\quad a_{l,l+1} \neq a_{ll} \neq a_{l,l-1}$

Однако величина спин-орбитального члена в выражении (1) при больших энергиях должна быть мала. Это вытекает из следующих соображений. Прежде всего для каждого l должно быть выполнено условие [6]

$$\sum_{l'=|S-J|}^{S+J} |e^{i2\delta_{ll'}}|^2 \leq 1. \tag{2}$$

Далее, из выражения для сдвига фаз рассеяния в триплетном состоянии для потенциала (1)

$$\delta_{l,J} = (v + iw)\frac{E}{\hbar c^2 k}\sqrt{\pi}\, e^{-\left[\frac{\gamma}{k}(l+\frac{1}{2})\right]^2}\left(\frac{1}{\gamma} + 2a\gamma\begin{cases} 2l & \text{при } J = l+1 \\ -2 & J = l \\ -2(l+1) & J = l-1 \end{cases}\right)$$

следует, что для каждого l должно быть выполнено условие

$$\frac{1}{\gamma} - 4a\gamma(l+1) \geq 0$$

или

$$a \leq \frac{1}{4\gamma^2(l+1)}$$

Вклад спин-орбитального члена велик при максимуме $\frac{dv(r)}{dr}$, т.е. при $r = r_0$, чему соответствует ℓ=15-16. Поскольку $\gamma \approx 1 \cdot 10^{13}$ см$^{-1}$

$$a \leq \frac{1}{64}\ 10^{-26} \text{см}^2.$$

Учитывая условие (2), имеем

$$a \ll \frac{1}{64} \cdot 10^{-26} \text{см}^2.$$

Поэтому сдвиги фаз в синглетном и триплетном состояниях мало различаются между собою. Эта оценка значения константы спин-орбитальной связи гораздо меньше цитируемого в литературе [7], полученного по оценкам из опытов при меньших энергиях.

Для наилучшей кривой при фиксированном $a = \pm 0{,}05 \cdot 10^{-26}$ см^2 и полученных при этом параметрах γ =(0,836 ± 0,027) 10^{13} см$^{-1}$ u =-(1±4) Мэв w =(23,3±1,4) Мэв условие (2) для триплетных состояний не выполняется. Таким образом потенциалом вида (1) не удается описать эксперимент.

Модель 4

Резкое различие фаз в синглетном и триплетном состояниях может осуществиться при чисто мнимом потенциале вида

$$V = i(-1)^{S+1} w e^{-\gamma^2 r^2} \left[A - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2\right],$$

где

$$A \neq 1.$$

В этой модели $\alpha_{\ell,\ell+1} = \alpha_{\ell,\ell} = \alpha_{\ell,\ell-1}$; $\alpha^j = 0$.

Отличны от нуля элементы матрицы рассеяния $M_{11} = M_{-1-1}$, M_{00}, M_{SS}, причем M_{SS} значительно больше трех остальных элементов. При A =0,81 параметры наилучшей кривой дифференциального сечения равны соответственно

$$\gamma = (1{,}35 \pm 0{,}115) \cdot 10^{-13} \text{см}^{-1}$$

$$2r_0 = (0{,}91 \pm 0{,}104) \cdot 10^{-13} \text{см}$$

$$W = (127 \pm 63) \text{ Мэв.}$$

По полученным параметрам и сдвигам фаз вычислены полные сечения и сечения синглетных и триплетных состояний

$\sigma^s_{el} = 34$ мб $\quad \sigma^t_{el} = 1$ мб $\quad \sigma^{Tot}_{in} = 24$ мб $\pm$ 8 мб

$\sigma^s_{in} = 62$ мб $\quad \sigma^t_{in} = 10$ мб $\quad \sigma^{Tot} = 32{,}25$ мб $\pm$ 8 мб

$\sigma^s_{Tot} = 96$ мб $\quad \sigma^t_{Tot} = 11$ мб $\quad \dfrac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega} = 154 \dfrac{\text{мб}}{\text{ст}}$

Последний результат совпадает с $\dfrac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega}$, вычисленным по оптической теореме, приведенной в работе [8]

$$\xi = \frac{\sigma^s_{Tot}}{\sigma^s_{Tot} + \sigma^t_{Tot}} = 0{,}895; \qquad Q(\xi) = 2{,}3; \qquad \frac{d\sigma(0^\circ)}{d\Omega} = Q(\xi)\left(\frac{\sigma^{Tot}}{4\pi\lambda}\right)^2 = 152\frac{\text{мб}}{\text{ст}}$$

Таким образом, набор фаз, полученный в этой модели приводит к значениям полных сечений σ^{Tot}_{inel} и σ^{Tot}, близким к измеренным на опыте.

Из всех рассмотренных моделей последняя кажется наиболее правдоподобной в рамках исходных предположений.

Авторы пользуются случаем выразить благодарность за интерес к работе и полезные обсуждения академику В.И.Векслеру, проф. Я.А.Смородинскому и А.А.Логунову и В.С.Барашенкову.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 сентября 1960 года.

Литература

1 В.И.Векслер. Нуклон-нуклонное и пион-нуклонное взаимодействие. Доклад на IX Международной конференции по физике высоких энергий г. Киев, 1959 г.

2. H.Bethe. Annals of Physics 3, 190-240, 1958.

3. Р.М.Рындин. Диссертация ОИЯИ, 1957.

4. H.Stapp et al. Phys.Rev. 105, 302, 1957.

5. S.Fernbach et al. Phys.Rev. 97, 1059, 1955.

6. Д.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. И.Л. Москва. 1954.

7. Д.С.Давыдов. Теория атомного ядра. Госиздат, Москва, 1958.

8. L.Koba et al. Polish Academy of Sciences. Report n. 145/VII, 1960.

Дополнение при корректуре

После сдачи рукописи в издательский отдел были получены результаты расчетов по модели 5. Ниже приводятся эти результаты.

Модель № 5

В этой модели рассмотрен комплексный потенциал вида

$$V=-\{(u_1+iw_1)+(-1)^{S+1}(u_2+iw_2)(\vec{\sigma}_1\cdot\vec{\sigma}_2)\}e^{\wp^2 r^2}$$

как и в модели 4. $a_{l,l+1}=a_{l,l}=a_{l,l-1}$; $a^j=0$. Отличны от нуля следующие элементы M-матрицы: $M_{11}=M$ M_{oo}; M_{ss}. Задавалось дифференциальное сечение упругого рассеяния и полное сечение p-p-взаимодействия σ^T. Расчеты выполнены для двух значений полного сечения $\sigma^T=(30{,}0\pm2{,}0)$ мб и $\sigma^T=(42{,}5\pm1{,}0)$ мб. Для удобства программирования и счета ищутся параметры синглетного потенциала и величина отношения глубин ям триплетного и синглетного потенциалов

$$V_s=-(u_s+iw_s)\,e^{-\wp^2 r^2} \qquad V_t=-\chi V_s=-\chi(u_s+iw_s)\,e^{-\wp^2 r^2}$$

При $\sigma=(30{,}0\pm2{,}0)$ мб наилучшее решение получено для $u_s\equiv0$. Ожидаемая и найденная величины $S=\Sigma\left(\frac{F_i-f(x_i)}{\delta_i}\right)^2$ практически совпадают. Параметры наилучшей кривой

$$\chi=0{,}039\pm0{,}016;\quad \wp=(1{,}306\pm0{,}104)\cdot10^{13}\,\text{см}^{-1};\quad W_s=(439\pm188)\,\text{Мэв};$$

$$W_1=122{,}5\ \text{Мэв};\quad W_2=105{,}5\ \text{Мэв}$$

При $u\neq0$ $S_{\text{выч.}}$ в 2,2 раза меньше ожидаемого значения, т.е. расчетная кривая проходит от опытных точек на расстоянии 0,725 ошибки. Следовательно, вариант $u_s\neq0$ менее вероятен чем вариант $u_s=0$.

При $\sigma^T=(42.5\pm1{,}0)$ мб и $u_s\neq0$ решение существует только для $\chi<1$.

В этом случае оказалось $S_{\text{выч.}}=5{,}3$ при $S_{\text{ожид.}}=7$. Параметры наилучшей кривой

$$\chi=0{,}172\pm0{,}067;\quad \wp=(1{,}158\pm0{,}103)\cdot10^{13}\,\text{см}^{-1}\quad u_s=(110\pm28)\,\text{Мэв}\quad W_s=(206\pm123)\,\text{Мэв}$$

$$u_1=41{,}5\ \text{Мэв}\quad W_1=77{,}9\ \text{Мэв}\quad u_2=22{,}6\ \text{Мэв}\quad W_2=42{,}5\ \text{Мэв}$$

Подчеркнем, что машина выбрала $u_s>0$ и $\chi<1$ при начальных значениях $u_s=0$ и $\chi=1$. Для фиксированного $u_s\equiv0$ решение не удалось найти. Резюмируя в рамках исходных предположений, приходим к следующим выводам:

Уточнение значения полных сечений p-p-взаимодействия, привело бы к соответственному уточнению величины вещественного потенциала. Между тем, независимо от задаваемого значения σ^T, анализ приводит к сильному превышению p-p-взаимодействия в синглетном состоянии над взаимодействием в триплетном состоянии, причем такое различие обязано взаимодействию спин-спин $(\vec{\sigma}_1\cdot\vec{\sigma}_2)$