

О применении модифицированного метода возмущений к интерпретации нуклон-нуклонных рассеяний

Ю.М. ЛОМСАДЗЕ, В.И. ЛЕНДЬЕЛ, И.Ю. КРИВСКИЙ, В.И. ФУЩИЧ,
И.В. ХИМИЧ, Л.П. ЛУКИН, Б.М. ЭРНСТ

In the first non-vanishing approximation of the modified method on the basis of the assumption of the existence of scalar π -mesons and the violation of the nuclear force charge-independence in the high energy region, the differential effective cross-sections are obtained for all types of N - N -scatterings. The calculated cross-sections in the energy interval 100–600 MeV agree enough satisfactorily with the experimental dates. The various new possibilities in the modified perturbation method are discussed.

В первом исчезающем приближении модифицированного метода возмущений в рамках предположений о существовании скалярных π -мезонов и нарушении зарядовой независимости ядерных сил при больших энергиях получены дифференциальные эффективные сечения для всех видов N - N -рассеяний. Рассчитанные сечения в интервале энергий 100–600 МэВ достаточно удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. Обсуждаются различные новые возможности в модифицированном методе возмущений.

I.

В одном из предыдущих докладов [1] сообщалось о том, что с привлечением двух общих предположений — о существовании в природе скалярных π -мезонов и о нарушении зарядовой независимости ядерных сил при больших энергиях — можно получить весьма удовлетворительное согласие теоретических сечений (как полных, так и дифференциальных) с экспериментальными в довольно широком интервале энергий 100–600 МэВ для n - p - и p - p - и, следовательно, n - n -рассеяний. Однако эти результаты получены в рамках обычного метода возмущений, который считается неприменимым к сильно связанным нуклонному и π -мезонному полям. С целью некоторого обоснования корректности первого приближения обычного метода возмущений в применении к N - N -рассеяниям, ниже получены сечения указанных процессов в рамках первого приближения так называемого модифицированного метода возмущений [12].

Как известно, в этом методе проводится особое суммирование по всем простейшим собственно-энергетическим частям, возникающим от всех вариантов сильных взаимодействий. В частности, для интересующих нас процессов N - N -рассеяний, первое приближение модифицированного метода получается как результат такого особого суммирования по всем простейшим замкнутым барионным петлям, вставленным во внутренние π -мезонные линии фейнмановских диаграмм второго порядка.

Труды межвузовской конференции “Проблемы современной теории элементарных частиц”, 2–6 октября 1958 г., Ужгород, 1959, № 2, 211–215.

В основу расчета кладется гамильтониан взаимодействия барионного и π -мезонного полей, принятый в статье [3], но измененный и дополненный в соответствии со статьей [1]:

$$H = ig \left\{ \bar{N} \gamma_5 \tau_i \pi_i N + \bar{\Lambda} \gamma_5 \pi_i \Sigma_i + \bar{\Sigma}_i \pi_i \gamma_5 \Lambda + i \left[\bar{\Sigma} \gamma_5 \Sigma \right]_i \pi_i + \bar{\Xi} \gamma_5 \tau_i \pi_i \Xi \right\} + \\ + g' \left\{ \bar{N} \tau_i \pi'_i N + \bar{\Lambda} \pi'_i \Sigma_i + \bar{\Sigma}_i \pi'_i \Lambda + i \left[\bar{\Sigma} \Sigma \right]_i \pi'_i + \bar{\Xi} \tau_i \pi'_i \Xi \right\}. \quad (1)$$

Здесь в основном использованы обозначения статей [3] и [1] с некоторыми очевидными изменениями.

Поскольку расчеты даже первого неисчезающего приближения модифицированного метода возмущений весьма громоздки, в качестве первого шага мы пренебрегли разностью масс между гиперонами, ответственными за одну и ту же замкнутую гиперонную петлю. При этом условии дифференциальные сечения для всех типов N - N -рассеяний представляются в виде ($h = c = 1$):

$$d\sigma = d\sigma_{PS} + d\sigma_S + d\sigma_{S-PS}, \quad (2)$$

где для n - p -рассеяния

$$d\sigma_{PS} = 4g^4 Q \left\{ \left[\frac{A(x)}{M(x)} \right]^2 + \left[\frac{A(2-x)}{M'(2-x)} \right]^2 - \frac{A(x)A(2-x)}{M(x)M'(2-x)} \right\} d\Omega, \\ d\sigma_S = g'^4 Q \left\{ \left[\frac{B(x)}{N(x)} \right]^2 + 4 \left[\frac{B(2-x)}{N(2-x)} \right]^2 + \frac{2B_1(x)}{N(x)N(2-x)} \right\} d\Omega, \quad (3) \\ d\sigma_{S-PS} = 2(gg')^2 Q \left\{ \frac{2C(x)}{M(x)N(2-x)} + \frac{C(2-x)}{M'(2-x)N(x)} \right\} d\Omega,$$

а для p - p -рассеяния

$$d\sigma_{PS} = 4g^4 Q \left\{ \left[\frac{A(x)}{M(x)} \right]^2 + \left[\frac{A(2-x)}{M(2-x)} \right]^2 + \frac{A(x)A(2-x)}{M(x)M(2-x)} \right\} d\Omega, \\ d\sigma_S = g'^4 Q \left\{ \left[\frac{B(x)}{N(x)} \right]^2 + \left[\frac{B(2-x)}{N(2-x)} \right]^2 - \frac{B_1(x)}{N(x)N(2-x)} \right\} d\Omega, \quad (4) \\ d\sigma_{S-PS} = -2(gg')^2 Q \left\{ \frac{C(x)}{M(x)N(2-x)} + \frac{C(2-x)}{M(2-x)N(x)} \right\} d\Omega.$$

В (3) и (4) использованы обозначения

$$Q = \frac{1}{2(8\pi m)(2+P)}, \quad A(x) = \frac{x}{x + \mu^2/P}, \\ B(x) = \frac{4/P + x}{x + \mu^2/P}, \quad B_1(x) = \frac{8(1+2/P)/P - x(2-x)}{(x + \mu^2/P)(2-x + \mu^2/P)}, \quad (5) \\ C(x) = \frac{x(2-x + 4/P)}{(x + \mu^2/P)(2-x + \mu^2/P)}, \quad x = 1 - \cos \Theta,$$

где Θ — угол рассеяния в с.ц.и., а μ (масса покоя π -мезона) и P (кинетическая энергия падающего нуклона в л.с.) измерены в единицах массы покоя нуклона m .

Далее:

$$\begin{aligned}
M(x) &= 1 + 2g^2 \sum_{i=1}^4 I_{ps}(x, m_i), & M'(x) &= 1 + g^2 \sum_{i=1}^4 I_{ps}(x, m_i), \\
N(x) &= 1 + g'^2 \sum_{i=1}^4 I_s(x, m_i), \\
I_{ps}(x, m_i) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \left\{ 1 + \frac{ax - b/P}{x + \mu^2/P} - \frac{x\sqrt{1+4/xP}}{x + \mu^2/P} \ln \frac{\sqrt{1+4/xP} + 1}{\sqrt{1+4/xP} - 1} \right\}, \\
I_s(x, m_i) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \left\{ 1 - \frac{4}{\mu^2} + \frac{a'x + b'/P}{x + \mu^2/P} - \right. \\
&\quad \left. - \frac{x(1+4/xP)^{3/2}}{x + \mu^2/P} \ln \frac{\sqrt{1+4/xP} + 1}{\sqrt{1+4/xP} - 1} \right\}, \\
a &= \frac{2(2/\mu^2 - 1)}{\sqrt{4/\mu^2 - 1}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{4/\mu^2 - 1}}, & b &= \frac{2a}{2/\mu^2 - 1}, \\
a' &= 1 \left(-\frac{4}{\mu^2} - \frac{\mu^2}{2} \right) \frac{4/\mu^2}{\sqrt{4/\mu^2 - 1}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{4/\mu^2 - 1}}, \\
b' &= 12\sqrt{\frac{4}{\mu^2} - 1} \operatorname{arctg} \frac{1}{\sqrt{4/\mu^2 - 1}}.
\end{aligned} \tag{6}$$

В формулах (6) индекс i нумерует комбинации барионных пар, связанных по гамильтониану (1) с π -мезонным полем (m_i — средняя масса i -овой барионной, в частности нуклонной, пары), а μ и P измерены на этот раз в единицах средней массы соответствующей барионной пары.

II.

Численные расчеты показывают, что вклад модификации в $S(S)$ -вариантах при константе $g' \approx 1$ (см. [11]) оказывается несущественным. При константах

$$g^2 = 58,3; \quad g'^2 = 0,95, \tag{7}$$

использованных нами ранее [1], эффективные сечения n - p - и p - p -рассеяний, рассчитанные по формулам (2)–(4), качественно согласуясь с экспериментальными данными, оказываются вместе с тем примерно в два раза большими их. Нет, однако, никаких априорных оснований пользоваться в рамках модифицированного метода теми же константами, что и в обычном методе возмущений. Исходя из этого, мы несколько изменили константы (7), приняв их равными

$$g^2 = 43, \quad g'^2 = 0,7. \tag{8}$$

Заметим, кстати, что отношение новых констант (8) совпадает с отношением прежних констант (7), вследствие чего все выводы о непротиворечивости наших основных предположений с экспериментом (см. [1]), будучи основанными на отношении констант g и g' , остаются в силе.

Дифференциальные сечения, полученные с использованием новых констант (8), хорошо согласуются с экспериментом примерно в той же области энергий, что и сечения, полученные в работе [1], т.е. от 100 до 600 Мэв. Приведенная ниже таблица 1 при сравнении ее с рис. 1 работы [1] иллюстрирует вышесказанное:

Таблица 1

x	0	0,1	0,2	0,6	1	1,4	1,8	1,9	2,0
$\frac{d\sigma}{d\Omega}, mb$	8,12	3,58	2,83	2,19	2,13	2,73	4,87	7,21	21,1

Дифференциальное сечение $d\sigma/d\Omega$ n - p -рассеяния для кинетической энергии падающего нейтрона 300 Мэв в л.с. как функция угла рассеяния Θ в с.с.и. ($x = 1 - \cos \Theta$).

Необходимо заметить, что с возрастанием энергии знаменатели в выражениях (3)–(4) будут приближаться к нулю, а сечения — к бесконечности. Это аналог известного логарифмического полюса в электродинамике, возникающего при суммировании простейших замкнутых электронно-позитронных петель. Но если в электродинамике этот полюс появляется при колоссальных энергиях, не представляющих в настоящее время практического интереса, то в $PS(PS)$ -вариантах, вследствие относительно большой величины константы связи g , он появляется уже при энергиях порядка 1 Бэв. Поскольку это обстоятельство приводит к физически неприемлемым результатам, оно должно рассматриваться как установление границы применимости модифицированного метода в прежней его формулировке, использованной нами выше.

В этой связи особый интерес представляют результаты, полученные недавно Н.Н. Боголюбовым, А.А. Логуновым и Д.В. Ширковым [4] и касающиеся проблемы устранения подобного рода полюсов. В соответствии с этими результатами к сечениям (2) должны быть добавлены определенные выражения, полностью компенсирующие эти полюса. В настоящее время нами проводятся расчеты, учитывающие вклады от этих дополнительных выражений.

Укажем попутно на любопытную возможность, имеющуюся и модифицированном методе возмущений. Если предположить, что, например, константа g $PS(PS)$ -варианта достаточно велика и единицей в знаменателях (3)–(4), в которые входит эта константа, можно пренебречь, то эти выражения вообще перестанут зависеть от константы g . В этом случае, очевидно, роль безразмерного параметра в модифицированном методе будет играть величина порядка $(\frac{1}{4})^2$, где 4 — число комбинаций барионных пар, связанных с π -мезонным полем.

Поскольку метод, в котором разложение ведется по такого типа безразмерному параметру, весьма привлекателен как с физической, так и с математической точек зрения, интересно было бы проследить разумность введения такой большой константы g . При этом, однако, становится весьма существенным вопрос об учете вклада еще не открытых, но, по-видимому, несомненно существующих в природе частиц барионного типа, сильно связанных с π -мезонным полем. Весьма грубая, фактически полуфеноменологическая оценка вклада этих гипотетических частиц может быть произведена с помощью введения в знаменатели (3)–(4) некоторого, для простоты постоянного, параметра λ .

Предварительные расчеты, проведенные нами, показывают, что при $\lambda \approx 4$ для всех видов N - N -рассеяний в весьма широком интервале от ≈ 15 до ≈ 600 Мэв

и, по-видимому, выше получаются отнюдь не абсурдные результаты. Эта возможность, однако, требует более обстоятельного анализа, в частности, учета дополнительных членов, на существование которых указано в уже цитировавшейся работе [4].

1. Ломсадзе Ю.М., Лендьял В.И., Кривский И.Ю., Статья в этом же сборнике, С. 195.
2. Ломсадзе Ю.М., Статья в этом же сборнике, С. 182.
3. Salam A., *Nucl. Phys.*, 1956, **2**, 173.
Gell-Mann M., *Phys. Rev.*, 1957, **106**, 1298.
4. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Ширков Д.В., Метод дисперсионных соотношений и теория возмущений, Препринт ОИЯИ, 1959.