

И. М. Шуба, О. І. Лендв'єл

ПРО МОЖЛИВІ СПІВВІДНОШЕННЯ
МІЖ ПОЛЯРИЗАЦІЯМИ КРОС-РЕАКЦІЙ
ПРИ АСИМПТОТИЧНО ВЕЛИКИХ ЕНЕРГІЯХ
ТА ПЕРЕДАНИХ ІМПУЛЬСАХ

1. Недавно завдяки техніці асимптотичних амплітуд, що були введені Мейманом [1], і на основі лише фізично виправданих постулатів квантової теорії поля без будь-якого чисто математичного припущення про помірне зростання узагальнених функцій вдалося [1—5] поширити доведення асимптотичних співвідношень (при енергії $s \rightarrow \infty$ і фіксованому переданому імпульсі t) між амплітудами на випадок довільних бінарних і небінарних крос-реакцій.

У роботі Ломсадзе і Токар [6] вказана можливість нового типу асимптотичних співвідношень між асимптотичними амплітудами $T_{\infty}^I(\omega)$ і $T_{\infty}^{II}(\omega)$ крос-реакцій

$$\pi(q) + N(p) \rightarrow \pi'(q') + N'(p'); \quad (I)$$

$$\bar{\pi}'(q) + N(p) \rightarrow \bar{\pi}(q') + N'(p') \quad (II)$$

(у дужках вказані 4-імпульси піонів з масами μ і m та нуклонів з масами M_1 і M_2) при асимптотично великих s , t і u одночасно у формі

$$T_{\infty}^I(\omega) = T_{\infty}^{II}(\omega^*) e^{i\alpha(t)}, \quad \omega \rightarrow \infty, \quad (1)$$

де ω — енергія налітаючого π -мезона в спеціальній кінематиці. З (1) випливає асимптотична рівність модулів амплітуд і диференціальних перерізів крос-процесів.

При одержанні співвідношення (1) були використані, крім фізично виправданих постулатів квантової теорії поля, ще й певні (див. формулу (3. 15) роботи [6]) припущення про характер поведінки «ефективних про-

сторових σ і часових σ^0 областей взаємодії частинок» при асимптотично великих s , t і u одночасно.

Нижче на основі лише фізично осмислених постулатів квантової теорії поля за інших припущень про характер поведінки σ та σ^0 при асимптотично великих s , t і u одночасно буде доведена асимптотична рівність амплітуд $T^I(\omega)$ і $T^{II}(\omega)$ при асимптотично великих s , t і u одночасно

$$\lim T^I(\omega) / T^{II}(\omega) = 1, \quad \omega \rightarrow \infty. \quad (2)$$

Таким чином, рівність модулів амплітуд, а значить, і рівність диференціальних перерізів впливатиме як із співвідношення (1), так і з співвідношення (2).

З метою одержання певної інформації щодо реального здійснення припущень (3. 15) роботи [6] або припущень, що наводяться нижче, обчислюється поляризація нуклона віддачі, яка виникає при розсіянні π -мезонів на неполяризованій нуклонній мішені.

2. Амплітуди реакцій (I) і (II) зобразимо у вигляді

$$\begin{aligned} T^I(\omega) &= \bar{u}_{s'}(p') M^I(\omega) u_s(p) = \\ &= \int d^4x e^{iq'x} \langle p', s' \left| \frac{\delta j_\pi(0)}{\delta \pi^i H(x)} \right| p, s \rangle; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} T^{II}(\omega) &= \bar{u}_{s'}(p') M^{II}(\omega) u_s(p) = \\ &= \int d^4x e^{-iqx} \langle p', s' \left| \frac{\delta j_\pi(0)}{\delta \pi^i H(x)} \right| p, s \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

Користуючись далі лабораторною системою для початкового нуклона, експоненти в $T^I(\omega)$ і $T^{II}(\omega)$ запишемо відповідно у вигляді

$$\exp i \left[\left(\omega \frac{\beta-1}{\beta} + M_1 \right) x_0 - |\mathbf{q}'| (x_2 \sin \varphi + x_3 \cos \varphi) \right], \quad (5)$$

$$\exp i \left[-x_0 \omega + x_3 \sqrt{\omega^2 - \mu^2} \right]. \quad (6)$$

Тут ω — енергія π -мезона; вісь x_3 направлена по його імпульсу; β — «розподільний параметр», який задається співвідношенням

$$\omega = \beta p'_0, \quad \beta > 1, \quad (7)$$

а

$$|\mathbf{q}'| \cos \varphi = \left[2 \frac{\beta-1}{\beta} \omega (\omega + M_1) + M_1^2 + M_2^2 - m^2 - \eta^2 \right] / 2 \sqrt{\omega^2 - \eta^2}. \quad (8)$$

При великих ω

$$|\mathbf{q}'| \cos \varphi \sim \frac{\beta-1}{\beta} (\omega + M_1) + O(\omega^{-1}), \quad (9)$$

$$|\mathbf{q}'| \sin \varphi \sim \frac{1}{\beta} \sqrt{2\omega M_1 (\beta-1)} \left[1 + O(\omega^{-1}) \right].$$

Зараз неважко помітити, що має місце (2), якщо при великих ω

$$\sigma_{\pi'}^0, \sigma_{\pi'}^{\parallel} \sim O(\omega^{-1}); \quad \sigma_{\pi'}^{\parallel} \rightarrow 0; \quad \sigma_{\pi'}^{\perp} \sim O(\omega^{-1/2}). \quad (10)$$

Тут, як і в [6], «ефективний час σ^0 взаємодії» та «ефективна поздовжня σ^{\parallel} » та поперечна σ^{\perp} області взаємодії» π' -мезона визначені по відношенню до початкового піона. Звідси негайно випливає рівність диференціальних перерізів процесів (I) і (II) при асимптотично великих ω .

Відзначимо важливу відмінність у способах одержання співвідношень (1) і (2). Якщо при одержанні (1) була використана аналітичність, що випливає з умови мікропричинності, то (2) одержане без цієї умови.

3. Застосуємо співвідношення (1) конкретно до розрахунку поляризації нуклона віддачі, яка виникає при розсіяннях π^{\pm} -мезонів на неполяризованих нуклонах. Поляризацію нуклона віддачі, яка виникає в цьому випадку, не важко знайти, якщо скористатися формулою [7]

$$\xi_{\mu} = \frac{\text{Sp } i\gamma_5 \gamma_{\mu} M \Lambda(p) \bar{M} \Lambda(p')}{\text{Sp } M \Lambda(p) \bar{M} \Lambda(p')}, \quad (11)$$

де ξ_{μ} — 4-вектор поляризації, ортогональний до імпульсу p' а $\Lambda(p)$ і $\Lambda(p')$ — проектуючі оператори. Зауважимо, що в лабораторній системі і системі центра інерції ξ_4 дорівнює нулеві, а ξ_i збігається з середнім значенням оператора $\vec{\sigma}$ в системі спокою нуклона віддачі.

Із (11) одержуємо, що при $\omega \rightarrow \infty$

$$\xi_i^{I, II}(\omega) \sim -\frac{1}{4 |M^{I, II}(\omega)|^2} \text{Im} \left\{ \text{Sp } M_{\infty}^{I, II}(\omega) \left[\text{Sp } \gamma_4 M_{\infty}^{I, II}(\omega) \right]^* \right\} \times \\ \times \frac{M_1 \sqrt{M_1 \omega (\beta-1)}}{\sqrt{2} \cdot (2\beta-1)} \eta_i, \quad (12)$$

де η_i — одиничний просторовоподібний вектор, пропорціональний $i \varepsilon_{10\beta\gamma} M_1 q_\beta p'_\gamma$.

Із (1) одержуємо

$$\xi_i^I(\omega) = -\xi_i^{II}(\omega) \quad \text{при } \omega \rightarrow \infty. \quad (13)$$

Проте, беручи до уваги (2), одержуємо

$$\xi_i^I(\omega) = \xi_i^{II}(\omega) \quad \text{при } \omega \rightarrow \infty. \quad (14)$$

Таким чином, якщо при великих ω поляризація нуклонів віддачі в $\pi^\pm N$ -розсіянні відмінна від нуля, то експериментальне підтвердження співвідношень (13) або (14) вказуватиме на користь припущень (10) або (3. 15) роботи [6] (де треба покласти $\alpha = \beta - 1$) відповідно.

Важливо підкреслити, що, як і в [6], прямування $\omega \rightarrow \infty$ при фіксованому β в термінах манделстамівських змінних означає прямування до нескінченності всіх трьох змінних s , t і u одночасно, і в цьому полягає принципова відмінність співвідношень (13) і (14) від співвідношень, одержаних Біленьким та іншими [7].

Автори щиро вдячні Ю. М. Ломсадзе за цінні поради при обговоренні статті.

ЛІТЕРАТУРА

1. Н. Н. Мейман, ЖЭТФ, 43, 2277, 1962; 46, 1039, 1502, 1964; 47, 1966, 1964.

2. Ю. Ломсадзе, І. Кривський, Укр. фіз. ж., 11, 721, 1966; ДАН СРСР, 173, 1967.

3. Ю. М. Ломсадзе, Лекція на Международной школе по теории элементарных частиц, Ялта, 1966; в сб. «Физика высоких энергий и теория элементарных частиц» К., 1966, стр. 791.

Н. Н. Мейман, Ю. М. Ломсадзе, Доповідь на Республіканській конференції по ядерній фізиці і фізиці елементарних частинок, Ужгород, червень 1967.

5. Ю. Ломсадзе, С. Токарь, ЖЭТФ, 52, 1529, 1967.

6. Ю. Ломсадзе, С. Токарь, Труды Международного совещания по нелокальным взаимодействиям (Дубна, июль, 1967); цей зб., стор. 19.

7. С. М. Біленький, Нгуен Ван Хьєу, Р. М. Рындин, ЖЭТФ, 46, 1098, 1964.