

О СЛЕДСТВИЯХ ПЕРЕКРЕСТНОЙ СИММЕТРИИ
ДЛЯ S - ВОЛН πN -РАССЕЯНИЯ

В.А.Мещеряков

В последнее время вопросы симметрии и инвариантности приобрели особое большое значение при изучении элементарных частиц. В связи с этим Вигнер предложил общую классификацию свойств инвариантности [1],

согласно которой все они делятся на геометрические и динамические. В предложенной классификации промежуточное положение занимает принцип перекрестной симметрии. Последний можно сформулировать на языке событий, т.е. безотносительно к какому-либо частному виду взаимодействия. Однако его формулировка и экспериментальная проверка дали возможность предположить, что известно аналитическое выражение для амплитуды изучаемого процесса. Ниже дано применение принципа перекрестной симметрии к анализу упругого πN - рассеяния. Будет использовано приближенное выражение для принципа перекрестной симметрии, а именно - статический предел. В этом приближении перекрестная симметрия выражает S - волну процесса $\pi^- p$ - рассеяния через S - волну процесса $\pi^+ p$ - рассеяния. Аналогично обстоит дело и с высшими волнами. Наиболее общие свойства решений уравнений Чу-Лоу позволяют получить для матричных элементов $S_j(\omega) = \exp\{2i\delta_j(\omega)\}$ как функций полной энергии мезона $\omega = \sqrt{1+q^2}$ выражения, учитывающие условие перекрестной симметрии. Такими свойствами являются следующие: 1) $S_i(\omega)$ - мероморфная функция в комплексной плоскости ω с разрезами $(-\infty, -1], [1, +\infty)$; 2) $S_i^*(\omega) = S_i(\omega^*)$;

3) $|S_i(\omega + i0)|^2 = 1, \omega > 1$; 4) $S_i(-\omega) = A_{ij} S_j(\omega)$ и $A = \frac{1}{3} \begin{pmatrix} -1, 4 \\ 2, 1 \end{pmatrix}$.

Четвертое свойство - приближенное. Однако оценка поправок вида $\frac{1}{M}$ (M - масса нуклона в единицах мезонной массы) к правой части 4) показывает, что они $< 30\%$ для энергий π - мезонов < 300 Мэв в лабораторной системе. В этой же области энергий условия унитарности 3) выполняется с большей точностью. Условия (1) приводят к аналитическим выражениям [2] для $S_{1/2}(\omega)$ и $S_{3/2}(\omega)$;

$$S_{1/2}(\omega) = \frac{B(\omega)[B(\omega)-2]}{B^2(\omega)-1} D(\omega); \quad S_{3/2}(\omega) = \frac{B(\omega)}{B(\omega)-1} D(\omega);$$

$$B(\omega) = \frac{\omega P(\omega^2)}{q Q(\omega^2)} + \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \ln(\omega + q); \quad D(\omega) = \frac{1+i \operatorname{tg} \Delta(\omega)}{1-i \operatorname{tg} \Delta(\omega)}; \quad (2)$$

$$\operatorname{tg} \Delta(\omega) = q \frac{R(\omega^2)}{Q(\omega^2)},$$

где P, Q, R, G - полиномы от ω^2 . Условие перекрестной симметрии 4) показывает как нужно вводить параметры в различные S -

волны πN - рассеяния. С практической точки зрения, оно позволяет переносить информацию о процессе π^+p - рассеяния на π^-p - рассеяние, которое экспериментально изучено хуже нежели π^-p - рассеяние. Подтверждение условия перекрестной симметрии в форме 4) должно заключаться в том, что экспериментальные данные по S - волнам хорошо описываются в рамках формул (2). Для такой проверки был использован экспериментальный материал по S - фазам до энергии 460 Мэв из работы Мак Кинли [3]. Применение к нему теории эффективного радиуса не позволило хорошо описать S - фазы. Формулы (2) дают следующие результаты для S - фаз:

$$\delta_i(\omega) = \Delta_i(\omega) + \Delta(\omega);$$

$$\operatorname{tg} \Delta_1(\omega) = \frac{4q/\omega B_1(\omega)}{4B_1^2(\omega) + 3(q/\omega)^2}; \quad \operatorname{tg} \Delta_3(\omega) = -1/2 \frac{q/\omega}{B_1(\omega)};$$

$$\operatorname{tg} \Delta(\omega) = q(b_0 + b_1 q^2 + b_2 q^4); \quad (3)$$

$$B_1(\omega) = \alpha_0 + \alpha_1 q^2 + \alpha_2 q^4 + \frac{q}{\omega} \frac{1}{\pi} \ln(\omega + q),$$

где $\alpha_0 = 4,91 \pm 0,14$; $\alpha_1 = -1,12 \pm 0,063$; $\alpha_2 = 0,058 \pm 0,0063$;

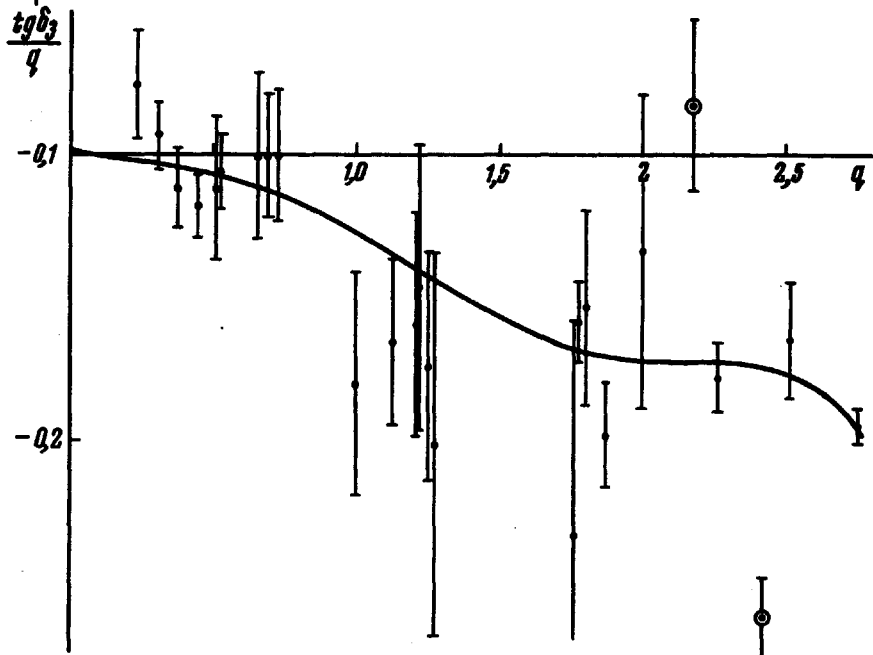
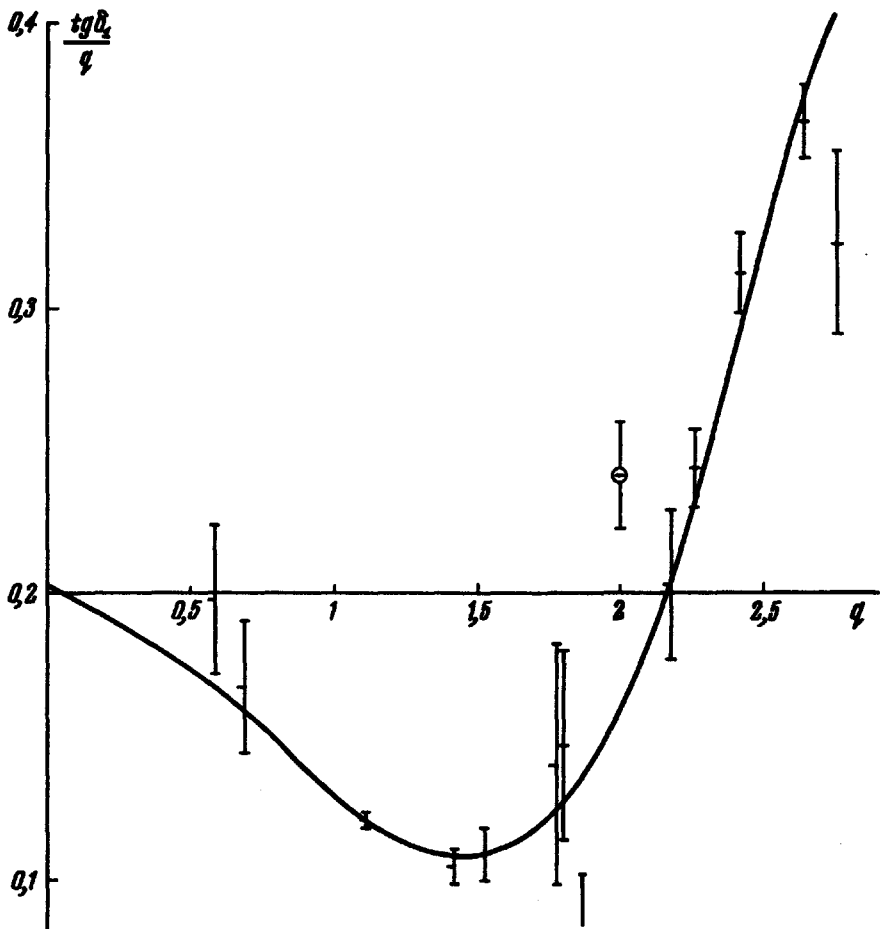
$$b_0 = 0; \quad b_1 = -0,0495 \pm 0,0028; \quad b_2 = 0,0095 \pm 0,00051$$

и χ^2 /число степеней свободы = 1,015. Из экспериментального материала были исключены три точки: δ_1 - 270 Мэв и δ_3 - 307 Мэв [4] и 370 Мэв [5]. Вклад каждой из них в χ^2 превосходил 10 и в сумме равнялся вкладу всех остальных 40 точек. Длины рассеяния равны

$$\alpha_1 - \alpha_3 = 0,305(1 \pm 0,03),$$

$$\alpha_1 + 2\alpha_3 = 0, \quad (4)$$

что согласуется с новейшими экспериментальными данными [6]. Формулы (3) хорошо описывают экспериментальные данные при энергиях 98, 150 и 170 Мэв, которые в других методах вызывают большие трудности. (см. рисунки).



⊖ - отброшенные точки

Таким образом, экспериментальные данные по S - фазам πN -рассеяния подтверждают выводы приближенной перекрестной симметрии 4) до энергии 460 Мэв. С другой стороны, приведенное рассмотрение дает пример тех следствий, которые можно извлекать из условий перекрестной симметрии, а также указывает пути их экспериментальной проверки.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило в редакцию
10 июля 1966 г.

Литература

- [1] E.P.Wigner, Science, 143, 1964; Успехи физ.наук, 85, 727, 1965
E.P.Wigner, Phys.Today, 17, 34, 1964; Успехи физ.наук, 83, 729, 1964.
- [2] В.А.Мещеряков. Препринт ОИЯИ, Р-2369, 1965, Р-1964, 1965.
- [3] J.McKinley, Rev.Mod.Phys., 35, 788, 1963.
- [4] В.Г.Зинов, С.М.Коренченко, Н.И.Полумордвинова, Г.Н.Тентюкова.
ЕЭФ, 38, 1407, 1960.
- [5] W.D.Walker, J.Davis, W.D.Shephard, Phys.Rev., 118, 1612, 1960.
- [6] R.A.Donald, W.H.Evand, W.Hart, F.Mason, D.E.Plane, E.J.C.Read,
Proc.Phys.Soc., 87, 445, 1966.