Таким образом, для нахождения спектральной плотности $g(\Omega)$ (6) необходимо решить систему линейных уравнений (8). Эта система только свободными членами отличается от системы линейных уравнений (10) работы [4]. При произвольных значениях параметров эта система, как и в работе [4], решалась численными методами. Ниже приведены некоторые результаты вычислений.

На рис. 1 показан спектр флуктуаций для двух значений среднего напряжения на контакте. Видно, что при больших значениях $\bar{v}$ спектральная плотность практически при всех значениях относительной интенсивности флуктуаций Γ представляет сумму спектральной плотности флуктуаций напряжения на нормальном сопротивлении контакта и линий джозефсоновской генерации, с параметрами, найденными в работе [1]. При малых значениях, когда гармоники джозефсоновской генерации перекрываются, асимптотическое выражение справедливо только при Γ, много меньших некоторого $\Gamma_{кр}$. Предельная форма спектра при этом усложняется. При $\Gamma \gtrsim \Gamma_{кр}$ выражение для формы спектра флуктуаций напряжения, полученное в работе [1], становится полностью неприменимым [1].

Для оценки значения $\Gamma_{кр}$ может быть использован рис. 2. На этом рисунке отложены значения Γ_N, при которых исчезают резонансные всплески, соответствующие первым пяти гармоникам джозефсоновской генерации. Эти значения Γ_N при $N>1$ могут быть приняты за $\Gamma_{кр}$ для фиксированных значений среднего напряжения на контакте $\bar{v}$ и частоты $\Omega \sim N \cdot \bar{v}$ (N — номер гармоники).

Для радиофизических применений особый интерес представляет спектральная плотность при низких частотах ($\Omega \ll \bar{v}$). При малых средних напряжениях на контакте эта величина сильно меняется в зависимости от значения относительной интенсивности флуктуаций, причем $g(\Omega)$ при $\Omega \to 0$ всегда остается больше $(R_g/R)^2$, где R_g — дифференциальное сопротивление контакта.

Подробному анализу величины $g(0)$ и расчету на этой основе предельных характеристик джозефсоновских детекторов посвящена работа [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Лихарев К. К., Семенов В. К. Письма в ЖЭТФ, **15**, 625, 1972.
2. Stewart W. C. Appl. Phys. Lett., **12**, 277, 1968; Mc Cumber D. E. J. Appl. Phys., **39**, 3113, 1968; Асламазов Л. Г., Ларкин А. И. Письма в ЖЭТФ, **9**, 150, 1969.
3. Ambegaokar V., Halperin B. I. Phys. Rev. Lett., **22**, 1364, 1969.
4. Лихарев К. К., Семенов В. К. РТЭ, **18**, 1757, 1973.
5. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., 1968.
6. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флюктуаций в радиотехнике. М., 1961.
7. Лихарев К. К., Семенов В. К. «Радиотехника и электроника», **18**, 2391, 1973.

Поступила в редакцию
26.3 1973 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК

В. С. ЗАМИРАЛОВ

ПРАВИЛО СУММ ДЛЯ ФАЗ В πN- И kN-РАССЕЯНИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В последнее время был достигнут значительный прогресс в анализе амплитуд πN и kN-рассеяния. Разумные предположения позволяют связать определенные вклады в амплитуды с измеряемыми величинами. Например, мнимая часть ω-вклада оказалась пропорциональной разности дифференциальных сечений упругого $k^{\pm}p$-рассеяния [1], а реальную часть амплитуды с переворотом спина в реакции πN-перезарядки можно выразить через разность поляризаций $p^{\pm}$ упругого $\pi^{+}p$-рассеяния [2]. В обоих случаях предполагалось, что амплитуда с переворотом спина в упругом рассеянии

---

[1] Монотонно падающие участки кривых $g(\Omega)$ ($\Gamma \gtrsim \Gamma_{кр}$) описываются асимптотической зависимостью

$$g(\Omega) \simeq 1 + (\pi \bar{v}/\Gamma)\left(\sqrt{1+\bar{v}^2} + \bar{v}\right)^{-2\Omega/\bar{v}}.$$

пренебрежимо мала. Предположим, что это справедливо и при анализе пересечения, т. е. анализе существования точки равенства дифференциальных сечений упругого рассеяния частиц и античастиц на протонах.

Последние эксперименты показали, что точка пересечения находится приблизительно при $t=-0{,}2$ $(Гэв/c)^2$ и почти не зависит от энергии ни в π^+p, ни в k^+p-рассеянии [3]. Это же значение получено для точки пересечения в упругом рассеянии протонов и антипротонов на водороде. Поэтому можно думать о некоторой универсальности этого эффекта.

В этой заметке получены соотношения, во-первых, между фазами амплитуд πN, а также kN-рассеяния, и, во-вторых, между поляризационными параметрами. При этом используются обозначения:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\pi^\pm p) \equiv \frac{d\sigma}{dt}(\pi^\pm p \to \pi^\pm p) = |F^\pm_{++}|^2 + |F^\pm_{+-}|^2, \quad F^\pm_{+\pm} = |F^\pm_{+\pm}|\, e^{i\varphi^\pm_{+\pm}} \tag{1}$$

и то же для $(d\sigma/dt)^{CEX} = d\sigma/dt\,(\pi^- p \to \pi^0 n)$, где $F^{\pm, CEX}_{+\pm}$ — спиральные амплитуды s-канала без переворота и с переворотом спиральности. В дальнейшем вместо спиральности будем писать спин.

Аналогичные формулы используются для $d\sigma/dt\,(k^\pm p)$ и

$$(d\sigma/dt)^{\text{per}} = d\sigma/dt\,(k_L n \to k_s n).$$

Предположим, что можно пренебречь амплитудами с переворотом спина в упругом $\pi^\pm p$ и $k^\pm p$-рассеянии при энергии в несколько $Гэв$ и вплоть до $t=-0{,}2$ $(Гэв/c)^2$. Тогда в точке пересечения $t=t_{cr}$ модули амплитуд равны без переворота спина:

$$|F^+_{++}| = |F^-_{++}|. \tag{2}$$

Записать изотопическое соотношение πN-рассеяния

$$\sqrt{2}\, F^{CEX}_{++} = F^-_{++} - F^+_{++}, \tag{3}$$

получаем в точке пересечения соотношение

$$\frac{1}{2}(\varphi^-_{++} + \varphi^+_{++} - \pi) = \varphi^{CEX}_{++}. \tag{4}$$

Это соотношение должно выполняться в любой модели, если только $|F^\pm_{+-}| \ll |F^\pm_{++}|$. Например, с помощью (4) можно сразу отвести модель обмена одной ρ-траекторией в реакции πN-перезарядки без поляризационных измерений. Действительно, в этом случае фаза φ^{CEX}_{++} полностью задается ρ-траекторией $\alpha(t)$

$$\varphi^{CEX}_{++} = -\pi(\alpha - 1)/2. \tag{5}$$

Взяв $\alpha(t) = 0{,}55 + t$, получим $\varphi^{CEX}_{++} \simeq 55-60°$ в разумной области значений t_{cr} между $-0{,}15$ и $-0{,}20$ $(Гэв/c)^2$. С другой стороны, используя результаты дисперсионного подхода, для $\varphi^\pm_{++}$ [4] получим из (4) $\varphi^{CEX}_{++} \simeq 20°$. Введение ρ'-траектории [5] сразу же исправляет положение, и $\varphi^{CEX}_{++} \simeq 20°$ в согласии с (4).

С равенством (4) согласуется и модельно-независимый амплитудный анализ при 6 $Гэв/c$ [6]. Модели «слабых» и «сильных» разрезов также могут быть проверены с помощью (4). Воспользовавшись результатами из [7], видим, что разность фаз между вкладами полюса и разреза, равна $\sim\pi$, довольно ограничительна и приводит к расхождению с (4).

Наш вывод подтверждает идею Рингланда и др. [8], что необходимо существенным образом изменить фазу во вкладе разреза. Результаты [8] согласуются с правилом сумм для фаз. Результаты по правилу сумм для πN-рассеяния приведены в таблице.

$\frac{1}{2}(\varphi^{-}_{++}+\varphi^{+}_{++}-\pi)$, *град*	$\varphi^{сек}_{++}$, *град*	Модели для $\pi^{-}_{p}\to\pi^{\circ}n$
20	58°30′	ρ-траектория
20	20°30′	(ρ + ρ′)-траектории [5]
20	72°	«Слабые» разрезы [7]
20	40°30′	«Сильные» разрезы [7]
20	14°30′	Модель Ринганда и др. [8]

Приведены левая часть (4) из [4] и правая часть (4), вычисленная из различных моделей реакции πN-перезарядки при импульсе пиона $p_L = 6$ (*Гэв/с*) и точке пересечения $t = -0{,}2$ (*Гэв/с*)^2. Правая часть (4) вычислена из графиков.

Формула, подобная (4), справедлива и в kN-рассеянии. Здесь равенство модулей амплитуд $k^{\pm}p$-рассеяния без переворота спина и изотопическая инвариантность приводят в точке пересечения к соотношению

$$\frac{1}{2}(\varphi^{+}_{++}+\varphi^{-}_{++}-\pi)=\varphi^{\text{per}}_{++}, \tag{6}$$

верхние $\pm$ относятся к знакам k-мезонов, а рег означает регенерацию k-мезонов на нейтронах, $k_L n \to k_s n$. При вырожениях ρ и ω-траекториях фаза $\varphi^{\text{per}}_{++}$ запишется в виде

$$-\varphi^{\text{per}}_{++}=-\pi(\alpha+1)/2, \tag{7}$$

и $\varphi^{\text{per}}_{++}\simeq-120°$ в точке пересечения.

Рассмотрим поляризационные эффекты. Пренебрежимо малая величина амплитуд с переворотом спина позволяет упростить выражения для поляризации упругого рассеяния

$$p^{\pm}=\frac{2\,Im\,(F^{\pm}_{++}\cdot F^{\pm *}_{+-})}{|F^{\pm}_{++}|^2+|F^{\pm}_{+-}|^2}\simeq\frac{2\,|F^{\pm}_{+-}|}{|F^{\pm}_{++}|}\sin(\varphi^{\pm}_{++}-\varphi^{\pm}_{+-}). \tag{8}$$

Эти формулы были применены в [2], чтобы связать $Re\,F^{CEX}_{+-}$ с разностью упругих поляризаций p^{+} и p^{-}. В точке $t=t_{cr}$ можно продвинуться дальше. Определим параметр поворота спина T следующим образом [2]:

$$T^{\pm,CEX}=\frac{2Re\,(F^{\pm,CEX}_{++}\cdot F^{\pm,CEX *}_{+-})}{|F^{\pm,CEX}_{++}|^2+|F^{\pm,CEX}_{+-}|^2}. \tag{9}$$

Разность p^{+} и p^{-} с помощью (4) можно записать так:

$$(p^{+}-p^{-})=\frac{2Re\,(F^{CEX}_{++}\cdot F^{CEX *}_{+-})}{|F^{\pm}_{++}|\cdot|F^{CEX}_{++}|}. \tag{10}$$

Таким же образом можно написать для разности T^{+} и T^{-}:

$$(T^{\pm}T^{-})=\frac{2Im\,(F^{CEX}_{++}\cdot F^{CEX *}_{+-})}{|F^{\pm}_{++}|\cdot|F^{CEX}_{++}|}. \tag{11}$$

Очевидно, что (10) и (11) пропорциональны T^{CEX} и p^{CEX} соответственно, что приводит к следующему соотношению между измеряемыми величинами:

$$p^{CEX}\cdot(p^{+}-p^{-})=T^{CEX}(T^{+}-T^{-}). \tag{12}$$

Аналогичное соотношение можно получить и для kN-рассеяния с очевидными заменами в (12):

$$p^{\text{рег}} \cdot (p^{+} - p^{-}) = T^{\text{рег}} \cdot (T^{+} - T^{-}). \tag{13}$$

Быстрый прогресс в поляризационных измерениях позволит, видимо, уже скоро сравнить эти соотношения с экспериментом.

Итак, малая величина упругих амплитуд с переворотом спина дала возможность найти простое правило сумм для фаз и получить соотношение между измеряемыми величинами модельно-независимым образом.

Автор благодарен Н. П. Зотову и Л. М. Сладю за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barger V., Geer K., Halzen F. Nuel. Phys., **B44**, 475, 1972.
2. Barger V., Halzen F. Phys. Rev., **6D**, 1918, 1972.
3. Ambats I. et al. Phys. Rev. Lett., **29**, 1415, 1972.
4. Mc Clure J. A., Pitts L. E. Phys. Rev., **5D**, 109, 1972.
5. Burger V., Phillips R. J. N. Phys. Rev., **187**, 2210, 1969.
6. Halzen F., Michael C. Phys. Lett., **36B**, 367, 1971; Cozziec G. et al. Phys. Lett., **40B**, 281, 1972.
7. Field R. D. Jr., LBL preprint, Univercity of California, Berkeley, USA, 1971.
8. Ringland G. A., Roberts R. G. et al. Nucl. Phys., **B44**, 395, 1972.

Поступила в редакцию
21.3 1973 г.

НИИЯФ