

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

2450/83

16/5-83

P17-83-88

В.Е.Гришин, В.К.Федянин

ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ НА СОЛИТОНАХ
В МОДЕЛИ С ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ТОК-ТОК.
ФАЗЫ И СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ
В КИНЕМАТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ ИМПУЛЬСОВ
 $t=(q^2) \in (0,4 \text{ м}^2)$

1983

В настоящей работе на основе данных /1/ о поведении формфактора в кинематической области передачи импульса $t = (q^2) \in (0, 4m^2)$ проанализируем поведение фаз рассеяния при переходе через полюсы, а также поведение сечения рассеяния в этих особых точках.

Напомним, что в /1/ было получено полное выражение для формфактора:

$$F[S(t)] = \frac{S(t)}{\text{sh } S(t)} \left(1 + \bar{g} \cdot \frac{q_c^2}{2A} \cdot S^2(t) \right), \quad /1/$$

с учетом релятивистской зависимости функции передачи импульса

$$S(t) = \frac{\sqrt{t(4m^2 - t)}}{2m \cdot q_c} \quad \text{от квадрата переданного импульса } t = (q^2).$$

Для получения конечных значений сечения рассеяния в полюсах формфактора при $t \in (0, 4m^2)$ полюсы были смещены в комплексную плоскость t : $t_{1,2}(n) \rightarrow t_{1,2}(n) + i\Gamma_n/2$ /используются введенные в /1/ обозначения/. При анализе поведения сечения рассеяния в окрестности полюсов $t_{1,2}(n)$:

$$\sigma(n) = |F(n)|^2, \quad /2/$$

мы будем использовать разложение $F(n)$ для формфактора /1/ в полюсах на действительной оси t , затем смещение полюсов в комплексную плоскость \bar{t} ($t \rightarrow \bar{t}$).

Общее выражение для формфактора $F(n)$, полученное в /1/, можно представить в виде

$$F(n) = (-1)^{n+1} C \cdot (1 + R_n(t)) \cdot e^{i\delta_n(t)}, \quad /3/$$

$$\text{где } n = 1, 2, \dots, N = \left[\frac{1}{2\sqrt{1 - \tilde{\omega}^2}} \right], \quad \tilde{\omega}^2 = \omega^2/m^2.$$

При этом в полюсах 1-го порядка для $n = 1, 2, \dots, N-1$ коэффициенты $R_n(t)$ и фазы $\delta_n(t)$ из /3/ даются следующими формулами:

$$R_n(t) = \frac{A_n}{[(t - t_1(n))^2 + (\Gamma_n/2)^2]^{1/2}};$$

$$\sin \delta_n(t) = \frac{\Gamma_n/2}{[(t - t_1(n))^2 + (\Gamma_n/2)^2]^{1/2}};$$

$$\cos \delta_n(t) = \frac{t - t_1(n)}{[(t - t_1(n))^2 + (\Gamma_n/2)^2]^{1/2}}; \quad \operatorname{tg} \delta_n(t) = \frac{\Gamma_n/2}{t - t_1(n)} \quad / 4/$$

$$A_n = \frac{2m^2 \nu_n^2}{\sqrt{1 - \nu_n^2}} \kappa; \quad \kappa = \frac{\mu_n^2 - 1}{3\mu_n^2 - 1}; \quad \mu = \left(\frac{g}{2A}\right) \nu_n^2;$$

$$\bar{g} = g_2/g_1; \quad g = \bar{g}m^2; \quad A = 3 + (2 + \bar{\omega}^2) \cdot g; \quad \nu_n = n/N$$

$$(0 < \nu_n < 1); \quad C = C_n = 3\mu_n^2 - 1.$$

Напомним, что g_1 - параметр взаимодействия в лагранжиане при слагаемом $g_1 \cdot \phi^4$, g_2 - при слагаемом ток-ток ^{1/1}.

Коэффициенты κ , A , μ_n^2 имеют следующие области изменения: $1 \geq \kappa > \kappa_0$, $0 \leq \mu_n^2 < \mu_{0n}^2$, $A > 1$. При $g = 0$ $\mu_n^2 = 0$, $\kappa = 1$, а при $g \gg 1$ /подавляющее действие тока над ϕ^4 / имеем

$$\mu_n^2 \rightarrow \mu_{0n}^2 = \frac{\nu_n^2}{2(2 + \bar{\omega}^2)}; \quad \kappa \rightarrow \kappa_0 = \frac{\mu_{0n}^2 - 1}{3\mu_{0n}^2 - 1}.$$

Соответствующие коэффициенты $R_N(t)$ и фазы $\delta_N(t)$ для полюса 2-го порядка ($n = N$) представляются в следующем виде:

$$R_N(t) = \frac{-A_N}{(t - 2m^2)^2 + (\Gamma_N/2)^2};$$

$$\sin \delta_N(t) = \frac{\Gamma_N(t - 2m^2)}{(t - 2m^2)^2 + (\Gamma_N/2)^2};$$

$$\cos \delta_N(t) = \frac{(t - 2m^2)^2 - (\Gamma_N/2)^2}{(t - 2m^2)^2 + (\Gamma_N/2)^2}; \quad / 5/$$

$$\operatorname{tg} \delta_N(t) = \frac{\Gamma_N(t - 2m^2)}{(t - 2m^2)^2 - (\Gamma_N/2)^2};$$

$$A_N = 2(2m^2)^2 \kappa; \quad \kappa = \frac{\mu^2 - 1}{3\mu^2 - 1}; \quad \mu^2 = \frac{g}{2A}; \quad C = 3\mu^2 - 1;$$

$$1 \geq \kappa > \kappa_0; \quad 0 \leq \mu^2 < \mu_0^2; \quad \mu_0^2 = 1/2(2 + \bar{\omega}^2); \quad \kappa_0 = \frac{\mu_0^2 - 1}{3\mu_0^2 - 1}.$$

Согласно /3/ сечение рассеяния /2/ можно записать в форме

$$\sigma(n) = C^2 \cdot (1 + R_n(t) \cdot (R_n(t) + 2 \cos \delta_n(t))). \quad / 6/$$

где коэффициенты C^2 , R_n , δ_n даются соответствующими выражениями из /4/ для $n = 1, 2, \dots, N-1$ и из /5/ для $n = N$.

1. Рассмотрим случай $g = 0$ /модель ϕ^4 с выключенным током/. Коэффициенты из /4/, /5/, /6/ принимают следующие значения: $\kappa = 1$, $\mu_n^2 = \mu^2 = 1$, $C^2 = 1$. Так как из /4/ следует $\cos \delta_n(t_1(n)) = 0$, $\sin \delta_n(t_1(n)) = 1$, то фаза рассеяния $\delta_n(t_1(n)) = \pi/2$. В полюсах 1-го порядка при $t = t_1(n)$ получаем сечение рассеяния

$$\sigma(t_1(n)) = 1 + R_n^2(t_1(n)) = 1 + 4(2m^2)^2 \left(\frac{\nu_n^4}{1 - \nu_n^2}\right) \cdot \frac{1}{\Gamma_n^2} = 1 + \frac{4A_n^2}{\Gamma_n^2} \quad / 7/$$

на расстоянии $\Delta_n = |t - t_1(n)| = \Gamma_n/2$ от полюса, то есть при $t = t_1(n) \pm \Gamma_n/2$, $\cos \delta_n(\Delta_n^\pm) = \pm \sqrt{2}/2$, $\sin \delta_n(\Delta_n^\pm) = \sqrt{2}/2$ фаза рассеяния при переходе через полюс принимает значения $\delta_n(\Delta_n^\pm) = \pi/4$, $\delta_n(\Delta_n^-) = 3\pi/4$, где $\Delta_n^\pm = t_1(n) \pm \Gamma_n/2$. Сечение рассеяния согласно /4/, /6/ на расстоянии $\Delta_n = |t - t_1(n)| = \frac{\Gamma_n}{2}$ от полюса $t = t_1(n)$ принимает значение

$$\sigma_\pm(n) = 1 + R^2(\Delta_n^\pm) \pm \sqrt{2} R(\Delta_n^\pm) = 1 + 2 \frac{A_n^2}{\Gamma_n^2} \pm 2 \frac{A_n}{\Gamma_n}. \quad / 8/$$

Как следует из выражений /7/, /8/, максимум сечения наблюдается в полюсе $t = t_1(n)$, то есть $\sigma(t_1(n)) > \sigma_\pm(\Delta_n^\pm)$. Существует некоторая асимметрия сечения справа σ_+ и сечения слева σ_- ; это вызвано тем, что мы использовали разложение формфактора вблизи полюса $t = t_1(n)$ и смещение полюса в комплексную плоскость /существенно нелинейные преобразования над формфактором/.

Если мы в выражении /6/ учтем условие

$$R(\Delta_n) \gg 2|\cos \delta_n(\Delta_n)| \quad \text{или} \quad \left(\frac{A_n}{\Gamma_n}\right) \gg 1, \quad / 9/$$

то из /6/ получим симметризованные значения сечений справа и слева $\sigma_+ = \sigma_- = \sigma_\pm$, где

$$\sigma_{\pm}(\Delta_n^{\pm}) = 1 + R^2(\Delta_n^{\pm}) = 1 + 2(2m^2)^2 \left(\frac{\nu_n^4}{1 - \nu_n^2} \right) \frac{1}{\Gamma_n^2} = 1 + 2 \left(\frac{\Delta_n}{\Gamma_n} \right)^2 \cdot /10/$$

Сравнивая симметризованное выражение /10/ с /7/, видим, что при переходе через полюс $t = t_1(n)$ на расстоянии $\Delta_n = |t - t_2(n)| = \Gamma_n/2$ амплитуда сечения в пике /рис.1/ уменьшается вдвое при условии $(\frac{\Delta_n}{\Gamma_n}) \gg 1$. Величину $\frac{\Gamma_n}{2}$, таким образом, можно назвать полушириной резонансного пика в сечении рассеяния /6/.

На расстоянии $\Delta = |t - t_1(n)|$, превышающем полуширину пика $\Gamma_n/2$, то есть $(\Delta/\Gamma_n/2) \gg 1$, из /4/ следует $\cos \delta_n(\Delta) \sim 1$, $\sin \delta_n(\Delta) \sim 0$, то есть фаза рассеяния принимает значения $\delta_n(\Delta) \sim 0, \pi$. Поэтому при переходе через полюс $t = t_1(n)$ фаза рассеяния претерпевает скачок порядка $\Delta\delta \sim \pi$ /рис.1/, что согласуется с данными по рассеянию в присутствии резонансов /2,3/.

Рассматривая промежутки между отдельными пиками /рис.2/ и фиксируя положение импульса $t = t_0$ для $\Delta_0 = t_0 - t_1(n) = \text{const}$, причем $(\Delta_0/(\Gamma_n/2)) \gg 1$, мы получаем фоновое значение сечения:

$$\sigma_0(n) = (1 + R_0(\Delta_0))^2, \quad R_0(\Delta_0) = \left(\frac{2m^2 \nu_n^2}{\sqrt{1 - \nu_n^2}} \right) \cdot \frac{1}{\Delta_0}. \quad /11/$$

Этот фон задает относительное положение соседних пиков по оси σ /см. рис.1,2/.

Аналогично рассматривая поведение сечения и фазы рассеяния в полюсе 2-го порядка при $t(N) = 2m^2$, получаем

$$\begin{aligned} \sigma(N) &= (1 + R_N^2(2m^2) + 2R_N(2m^2) \cdot \cos \delta_N(2m^2)) = \\ &= (1 - R_N(2m^2))^2 \quad \text{или при} \quad R_N(2m^2) \gg 1 \end{aligned} \quad /12/$$

$$\sigma(N) = R_N^2(2m^2) = 64(2m^2)^2 \cdot \frac{1}{\Gamma_N^4}.$$

Так как на основе /5/ $\sin \delta_N(2m^2) = 0$, $\cos \delta_N(2m^2) = -1$, то фаза рассеяния при $t(N) = 2m^2$ принимает значение $\delta_N(2m^2) = \pi$. При переходе через полюс $t(N) = 2m^2$ на расстоянии $\Delta_N = |t - 2m^2| = \Gamma_N/2$ для сечения рассеяния согласно /5/, /6/ имеем

$$\begin{aligned} \sigma(\Delta_N) &= 1 + R^2(\Delta_N) + 2R(\Delta_N) \cdot \cos \delta_N(\Delta_N) = \\ &= 1 + R^2(\Delta_N), \quad \text{где} \quad R^2(\Delta_N) = 16(2m^2)^4 \cdot \frac{1}{\Gamma_N^4}. \end{aligned}$$

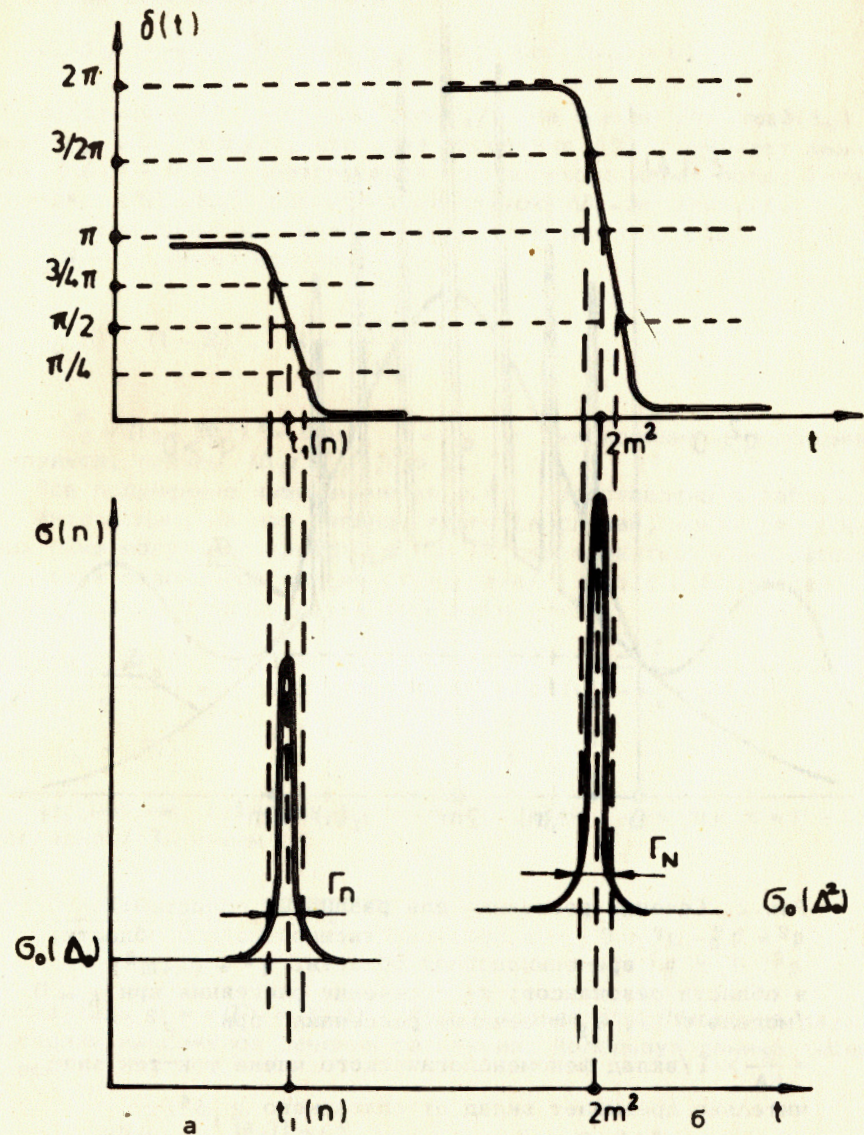


Рис.1. Фаза рассеяния $\delta(t)$ и сечение рассеяния $\sigma(n)$ в полюсе 1-го порядка $t = t_1(n)$. фаза рассеяния при резонансе претерпевает скачок $\Delta\delta \sim \pi$ /а/; фаза $\delta(t)$ и сечение рассеяния $\sigma(N)$ в полюсе 2-го порядка $t = t(N)$, фаза рассеяния при резонансе претерпевает скачок $\Delta\delta \sim 2\pi$ /б/.

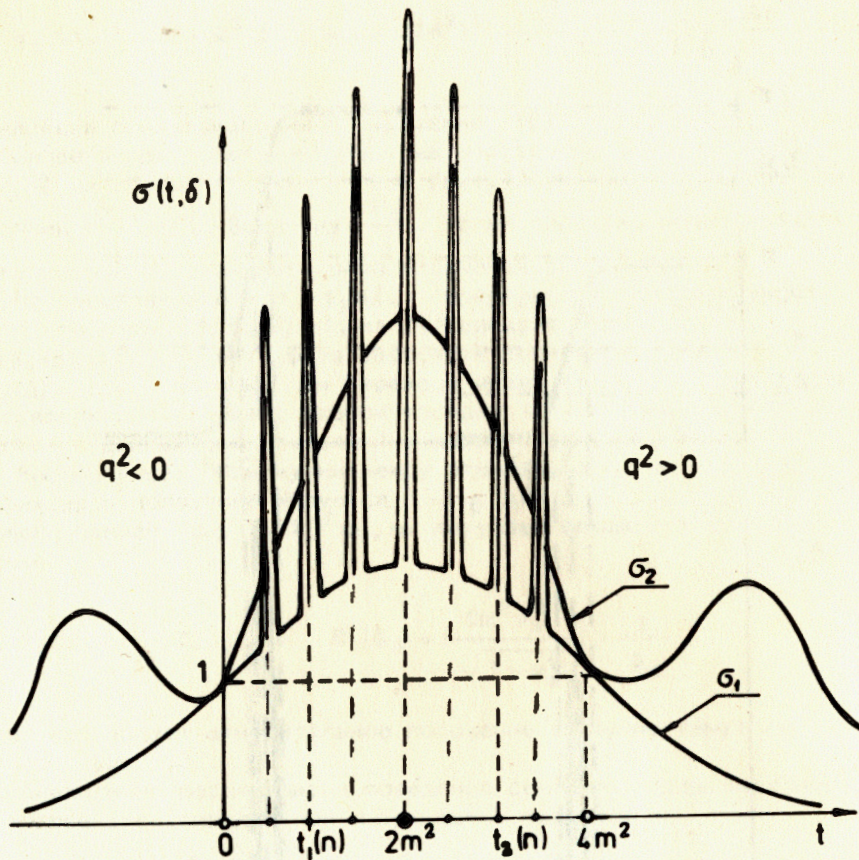


Рис.2. Сечение рассеяния для различных областей:
 $q^2 = q_0^2 - q_1^2 < 0$ - в пространственноподобной области;
 $q^2 > 0$ - во времениподобной области; $q^2 \in (0, 4m^2)$ -
 в области резонансов; σ_1 - сечение рассеяния при $g = 0$
 /модель ϕ^4 /; σ_2 - сечение рассеяния при $\mu^2 =$
 $= \frac{g}{2A} \gg 1$ /вклад феноменологического члена ток-ток зна-
 чительно превышает вклад от слагаемого $g_1 \phi^4$ /.

При $R^2(\Delta_N) \gg 1$ на расстоянии $\Delta_N = |t - 2m^2| = \Gamma_N/2$ от централь-
 ного пика /рис.1/ для сечения рассеяния в резонансе имеем

$$\sigma(\Delta_N) = R^2(\Delta_N) = 16(2m^2)^4 \cdot \frac{1}{\Gamma_N^4}.$$

Для фазы рассеяния получаем

$$\delta_N(\Delta_N) = \frac{\pi}{2}; \quad \frac{3\pi}{2} \quad (\cos \delta_N(\Delta_N) = 0; \quad \sin \delta_N(\Delta_N) = \pm 1).$$

На расстоянии $(\Delta_0 = (t - 2m^2) \gg \Gamma_N/2)$ на основе $1/4 \cos \delta(\Delta_0) \sim 1$,
 $\sin \delta(\Delta_0) \sim 0$ следует, что фаза рассеяния $\delta(t)$ принимает значе-
 ние $\delta(\Delta_0) \approx 0, 2\pi$, поэтому фаза при переходе через полюс 2-го
 порядка $t(N) = 2m^2$ претерпевает скачок $\Delta\delta = 2\pi$ /рис.1/.

Фоновое значение сечения между полюсами $t(N) = 2m^2$, $t =$
 $= t_1(N-1)$ имеет величину

$$\sigma_0(N) = (1 - R_0)^2, \quad R_0 = \frac{2(2m^2)^2}{\Delta_0^2},$$

где $\Delta_0^2 = (t_0 - 2m^2)^2 = \text{const}$, $t = t_0$ - фиксированное положение
 импульса, причем $(\Delta_0 / (\Gamma_N/2))^2 \gg 1$.

Все полученные выше значения σ, δ представлены в табл.1 и 2.

Интересным, на наш взгляд, является случай, когда два сосед-
 них пика могут перекрываться или не перекрываться /интерферен-
 ция двух резонансов или ее отсутствие/ - рис.3 а,б. Введем
 полурасстояние между двумя соседними пиками:

$$\left(\frac{\Delta_{n+1, n}}{2}\right) = \frac{1}{2} [t_1(n+1) - t_1(n)] = m^2 (\sqrt{1 - \nu_n^2} - \sqrt{1 - \nu_{n+1}^2}), \quad /13/$$

где $\nu_n = n/N$.

Рассмотрим центральный пик и соседний с ним при $n = N-1$;
 согласно /13/ имеем

$$\left(\frac{\Delta_{N, N-1}}{2}\right) = m^2 \sqrt{1 - \nu_{N-1}^2}. \quad /14/$$

Показатель $r = \sigma(N)/\sigma(N-1)$ будет определять отношение двух
 соседних максимумов сечения рассеяния. Используя данные таблиц,
 имеем

$$r = \frac{\sigma(N)}{\sigma(N-1)} = \frac{16 \cdot (1 - \nu_{N-1}^2)}{\nu_{N-1}^4} \cdot \left(\frac{\Gamma_{N-1}}{\Gamma_N}\right)^2 \cdot \frac{(2m^2)^2}{\Gamma_N^2}. \quad /15/$$

Можно предположить, что ширины соседних пиков приближенно равны

$\left(\frac{\Gamma_{N-1}}{\Gamma_N}\right) \approx 1$, тогда выражение /15/ представим в виде

Таблица 1

$t(n)$	$\delta(t(n))$	$\operatorname{tg} \delta(t)$	$\sigma_n(t)$ ($g=0$)	$\sigma_n(t)$ ($g \neq 0$)	μ_n^2, κ^2, C_n^2
$t = t_{1,2}(n)$	$\frac{\pi}{2}$	$\cos \delta = 0$ $\sin \delta = 1$	$A_n = 4(2m^2)^2 \left(\frac{\nu_n^4}{1-\nu_n^2} \right) \frac{1}{\Gamma_n^2}$	$A_n \cdot C_n^2 \cdot \kappa^2$	1) $g=0$ $\mu_n^2 = \kappa^2 = C_n^2 = 1$
$\Delta_n^- = t_1(n) - \frac{\Gamma_n}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	$\cos \delta = -\frac{\sqrt{2}}{2}$ $\sin \delta = \frac{\sqrt{2}}{2}$	$A(\Delta_n^{\pm}) = 2(2m^2)^2 \left(\frac{\nu_n^4}{1-\nu_n^2} \right) \cdot \frac{1}{\Gamma_n^2}$	$A(\Delta_n^{\pm}) \cdot C_n^2 \cdot \kappa^2$	2) $g \neq 0$ $\mu_n^2 = \frac{g \cdot \nu_n^2}{2A_n}$ $\kappa^2 = \left(\frac{\mu_n^2 - 1}{3\mu_n^2 - 1} \right)^2$ $C_n^2 = (3\mu_n^2 - 1)^2$
$\Delta_n^+ = t_1(n) + \frac{\Gamma_n}{2}$	$\frac{\pi}{4}$	$\cos \delta = \frac{\sqrt{2}}{2}$ $\sin \delta = \frac{\sqrt{2}}{2}$	$\sigma_0(\Delta_0) = (1 + R_0)^2$ $R_0 = \frac{2m^2 \nu_n^2}{\sqrt{1-\nu_n^2}} \cdot \frac{1}{\Delta_0}$	$\sigma_0(\Delta_0) = C_n^2(1+R)^2$ $R = R_0 \kappa$	$\nu_n = \frac{n}{N}$ $(0 < \nu_n < 1)$
$\frac{\Delta_0}{\Gamma_n/2} \gg 1$ $\Delta_0 = t_0 - t_{1,2}(n) = \text{const}$	$0, \pi$	$\cos \delta = \pm 1$ $\sin \delta = 0$			

Таблица 2

$t(N)$	$\delta(t(N))$	$\operatorname{tg} \delta(t)$	$\sigma_N(t)$ ($g=0$)	$\sigma_N(t)$ ($g \neq 0$)	μ^2, κ^2, C^2
$t(N) = 2m^2$	π	$\cos \delta = -1$ $\sin \delta = 0$	$A_N = 64(2m^2)^4 \frac{1}{\Gamma_N^4}$	$A_N \cdot C^2 \cdot \kappa^2$	1) $g=0$ $\mu^2 = \kappa^2 = C^2 = 1$
$\Delta_N^{\pm} = t(N) \mp \frac{\Gamma_n}{2}$	$\frac{3\pi}{2}$ $\frac{\pi}{2}$	$\cos \delta = 0$ $\sin \delta = \mp 1$	$A(\Delta_N^{\pm}) = 16(2m^2)^4 \cdot \frac{1}{\Gamma_N^4}$	$A(\Delta_N^{\pm}) \cdot C^2 \cdot \kappa^2$	2) $g \neq 0$ $\mu^2 = \frac{g}{2A}$ $\kappa^2 = \left(\frac{\mu^2 - 1}{3\mu^2 - 1} \right)^2$ $C^2 = (3\mu^2 - 1)^2$
$\left(\frac{\Delta_0}{\Gamma_N/2} \right)^2 \gg 1$ $\Delta_0^2 = (t_0 - 2m^2)^2 = \text{const}$	2π 0	$\cos \delta = 1$ $\sin \delta = 0$	$\sigma_0(\Delta_0) = (1 - R_0)^2$ $R_0 = \frac{2(2m^2)^2}{\Delta_0^2}$	$\sigma_0(\Delta_0) = C^2(1-R)^2$ $R = R_0 \cdot \kappa$	

Таблица 1

$t(n)$	$\delta(t(n))$	$\operatorname{tg} \delta(t)$	$\sigma_n(t)$ ($g=0$)	$\sigma_n(t)$ ($g \neq 0$)	μ_n^2, κ^2, C_n^2
$t = t_{1,2}(n)$	$\frac{\pi}{2}$	$\cos \delta = 0$ $\sin \delta = 1$	$A_n = 4(2m^2)^2 \left(\frac{\nu_n}{1-\nu_n^2} \right)^4 \frac{1}{\Gamma_n^2}$	$A_n \cdot C_n^2 \cdot \kappa^2$	1) $g=0$ $\mu_n^2 = \kappa^2 = C_n^2 = 1$
$\Delta_n^- = t_1(n) - \frac{\Gamma_n}{2}$	$\frac{3\pi}{4}$	$\cos \delta = -\frac{\sqrt{2}}{2}$ $\sin \delta = \frac{\sqrt{2}}{2}$	$A(\Delta_n^\pm) = 2(2m^2)^2 \left(\frac{\nu_n}{1-\nu_n^2} \right)^4 \cdot \frac{1}{\Gamma_n^2}$	$A(\Delta_n^\pm) \cdot C_n^2 \cdot \kappa^2$	2) $g \neq 0$ $\mu_n^2 = \frac{g \cdot \nu_n}{2A_n}$ $\kappa^2 = \left(\frac{\mu_n^2 - 1}{3\mu_n^2 - 1} \right)^2$ $C_n^2 = (3\mu_n^2 - 1)^2$
$\Delta_n^+ = t_1(n) + \frac{\Gamma_n}{2}$	$\frac{\pi}{4}$	$\cos \delta = \frac{\sqrt{2}}{2}$ $\sin \delta = \frac{\sqrt{2}}{2}$	$\sigma_0(\Delta_0) = (1 + R_0)^2$ $R_0 = \frac{2m^2 \nu_n^2}{\sqrt{1-\nu_n^2}} \cdot \frac{1}{\Delta_0}$	$\sigma_0(\Delta_0) = C_n^2(1+R)^2$ $R = R_0 \cdot \kappa$	$\nu_n = \frac{n}{N}$ ($0 < \nu_n < 1$)
$\frac{\Delta_0}{\Gamma_n/2} \gg 1$ $\Delta_0 = t_0 - t_{1,2}(n) = \text{const}$	$0, \pi$	$\cos \delta = \pm 1$ $\sin \delta = 0$			

Таблица 2

$t(N)$	$\delta(t(N))$	$\operatorname{tg} \delta(t)$	$\sigma_N(t)$ ($g=0$)	$\sigma_N(t)$ ($g \neq 0$)	μ^2, κ^2, C^2
$t(N) = 2m^2$	π	$\cos \delta = -1$ $\sin \delta = 0$	$A_N = 64(2m^2)^4 \frac{1}{\Gamma_N^4}$	$A_N \cdot C^2 \cdot \kappa^2$	1) $g=0$ $\mu^2 = \kappa^2 = C^2 = 1$
$\Delta_N^\mp = t(N) \mp \frac{\Gamma_n}{2}$	$\frac{3\pi}{2}$ $\frac{\pi}{2}$	$\cos \delta = 0$ $\sin \delta = \mp 1$	$A(\Delta_N^\pm) = 16(2m^2)^4 \cdot \frac{1}{\Gamma_N^4}$	$A(\Delta_N^\pm) \cdot C^2 \cdot \kappa^2$	2) $g \neq 0$ $\mu^2 = \frac{g}{2A}$ $\kappa^2 = \left(\frac{\mu^2 - 1}{3\mu^2 - 1} \right)^2$ $C^2 = (3\mu^2 - 1)^2$
$\left(\frac{\Delta_0}{\Gamma_N/2} \right)^2 \gg 1$ $\Delta_0^2 = (t_0 - 2m^2)^2 = \text{const}$	2π 0	$\cos \delta = 1$ $\sin \delta = 0$	$\sigma_0(\Delta_0) = (1 - R_0)^2$ $R_0 = \frac{2(2m^2)^2}{\Delta_0^2}$	$\sigma_0(\Delta_0) = C^2(1-R)^2$ $R = R_0 \cdot \kappa$	

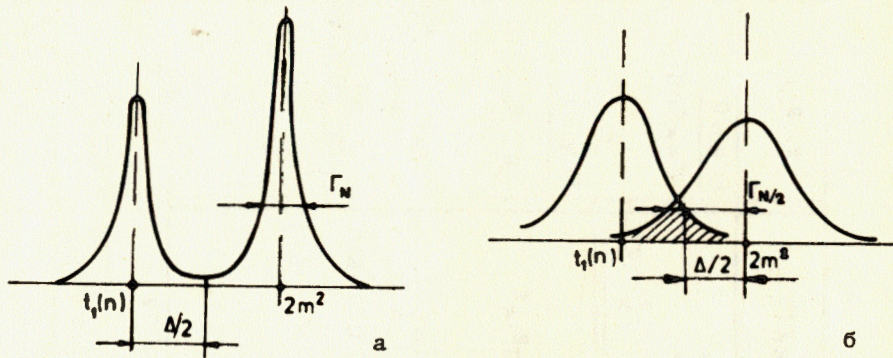


Рис.3. Отсутствие перекрытия резонансов при $(4K)^2 > 1$ /а/; перекрытие резонансов при $(4K)^2 < 1$ /б/.

$$r = (4K)^2 \frac{1}{\nu_{N-1}^4}; \quad (\nu_{N-1}^4 = \left(\frac{N-1}{N}\right)^4), \quad /16/$$

где $K = \frac{\Delta_{N,N-1}/2}{\Gamma_N/2}$ - коэффициент перекрытия двух пиков,

$$K = \frac{m^2 \sqrt{1 - \nu_{N-1}^2}}{\Gamma_N/2}.$$

Отсутствие интерференции резонансов наблюдается при $(4K)^2 > 1$ /соседние пики не перекрываются/ - рис.3а. В этом случае показатель $r > 1$, и центральный пик будет больше соседнего. В случае интерференции резонансов $r < 1$ должно наблюдаться перекрытие соседних пиков - рис. 3б.

Как следует из выражения /16/ и рис.4, при $(4K)^2 < 1$ мы можем найти такое N_0 , что для $N(N > N_0)$ $f(N)/f(N_0) \approx 1$ ($f(N) = 1/\nu_{N-1}^4$). Если эти условия выполняются, то показатель $r < 1$. В этом случае центральный пик меньше соседнего. Как видно из анализа и рис.4, интерференция резонансов может наблюдаться при больших числах $N > N_0$ и достаточно плотном распределении полюсов на оси t .

2. Рассматривая случай $g \neq 0$ /включенный ток/, согласно /4/,

$$/6/ \text{ имеем } C = C_n = 3\mu_n^2 - 1; \quad \kappa = \frac{\mu_n^2 - 1}{3\mu_n^2 - 1}; \quad \mu_n^2 = \left(\frac{g}{2A}\right)\nu_n^2; \text{ при}$$

$g \gg 1$ вклад феноменологического члена ток-ток значительно превышает вклад слагаемого $g_1 \phi^4$. Для больших $g (g \rightarrow \infty)$ мы имеем предельные значения коэффициентов:

$$\mu_n^2, \kappa, C_n |_{g \rightarrow \infty} = \mu_{0n}^2, \kappa_0, C_{0n},$$

где

$$\mu_{0n}^2 = \frac{\nu_n^2}{2(2 + \tilde{\omega}^2)}; \quad \kappa_0 = \frac{\mu_{0n}^2 - 1}{3\mu_{0n}^2 - 1}; \quad C_{0n} = 3\mu_{0n}^2 - 1. \quad /17/$$

Это приводит, в частности, к увеличению фона в сечении рассеяния. Так, например, между полюсами 1-го порядка имеем

$$\sigma_0(\Delta_0) = C^2(1 + R)^2, \quad /18/$$

где

$$C^2 = (3\mu_n^2 - 1)^2; \quad \mu_n^2 = \left(\frac{g}{2A}\right) \cdot \nu_n^2; \quad R = \left(\frac{2m^2 \nu_n^2}{\sqrt{1 - \nu_n^2}}\right) \kappa \cdot \frac{1}{\Delta_0};$$

$$\Delta_0 = t_0 - t_1(n) = \text{const},$$

$t = t_0$ - фиксированный выбранный импульс между двумя соседними полюсами, причем $(\Delta_0 / (\Gamma_n/2)) \gg 1$. Около полюса 2-го порядка сечение фона ненамного отличается от фона /18/. В этом случае коэффициенты в /18/ имеют вид

$$C = 3\mu^2 - 1; \quad \mu^2 = \left(\frac{g}{2A}\right); \quad R = -\frac{2(2m^2)^2 \kappa}{\Delta_0^2}; \quad \kappa = \frac{\mu^2 - 1}{3\mu^2 - 1},$$

$$\Delta_0^2 = (t_0 - 2m^2)^2.$$

Предельные значения этих коэффициентов для достаточно больших $g (g \rightarrow \infty)$ определяются аналогично выражению /15/ и записываются в форме

$$\mu_0^2 = \frac{1}{2(2 + \tilde{\omega}^2)}; \quad \kappa_0 = \frac{\mu_0^2 - 1}{3\mu_0^2 - 1}; \quad C_0 = 3\mu_0^2 - 1. \quad /19/$$

Эффект от включения тока приводит к тому, что при больших $g (g \rightarrow \infty)$ происходит "насыщение" от действия феноменологического члена ток-ток и предельные значения сечения фона /18/ определяются коэффициентами /17/, /19/.

Как видно из таблиц 1 и 2, а также рис.1, при переходе через полюс 1-го порядка фаза $\delta(t)$ претерпевает скачок порядка $\Delta\delta \sim \pi$, при переходе через полюс 2-го порядка фаза изменяется: $\Delta\delta \sim 2\pi$.

Общая картина рассеяния с учетом резонансной области $(0,4m^2)$ и области рассеяния представлена на рис.2. Здесь отмечены

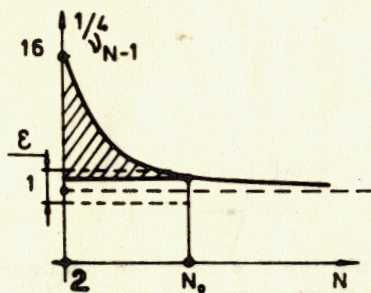


Рис.4. Выбор числа N_0 в случае перекрытия резонансов.

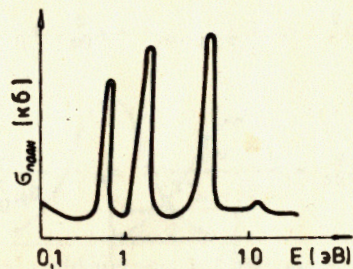


Рис.5. Резонансное рассеяние нейтронов на атомах (Ir) - иридия, E /эВ/ - энергия нейтронов.

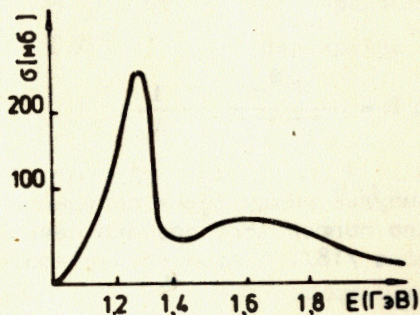


Рис.6. Рассеяние π^+ -мезонов на протонах, E /ГэВ/ - полная энергия в системе центра масс (π^+ -p).

асимптотические области, которые были ранее исследованы в работе /4/. Отметим, что подобные пики в полных сечениях наблюдаются в различных экспериментах, в частности, при исследовании вещества с помощью нейтронного рассеяния /рис.5/ и при рассеянии π^+ -мезонов на протонах в области энергий $E = 1 \div 1,5$ /ГэВ/ /рис.6/.

Подводя итоги, отметим, что учет релятивистской зависимости вычисленного на солитонных решениях формфактора от передачи импульса приводит к появлению полюсных в кинематической области $t \in (0, 4m^2)$ особенностей, которые можно интерпретировать как образование резонансов с соответствующими квадратами масс:

$$q^2 = 2m^2 [1 \pm \sqrt{1 - \nu_n^2}] ; \quad \nu_n = n/N, \quad n = 1, 2, \dots, N;$$

$$N = \left[\frac{1}{2\sqrt{1 - \tilde{\omega}^2}} \right] ; \quad \tilde{\omega}^2 = \omega^2 / m^2.$$

Каждый такой отдельный лоренцев пик в полном сечении есть резонанс типа резонанса Брейта-Вигнера, который дает вклад в фазу рассеяния с учетом некоторого фона:

$$\operatorname{tg}(\delta \phi + \delta(t)) = \frac{R(t) \sin \delta(t)}{1 - R(t) \cos \delta(t)}.$$

Заметим, что при вычислении амплитуды рассеяния $A(K)$ /формфактора/ для осциллятора в одномерном и трехмерном случаях их асимптотики совпадают, причем налицо экспоненциальный спад при $K^2 \gg 1$.

Подобные примеры наводят на мысль, что поведение сечений, амплитуд рассеяния, формфакторов в асимптотической области слабо зависят от размерности задачи. Конкретизация такой зависимости требует дальнейших исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин В.Е., Федянин В.К. ОИЯИ, Р17-83-33, Дубна, 1983.
2. Тейлор Дж. Теория рассеяния. "Мир", М., 1975.
3. Сунакава С. Квантовая теория рассеяния. "Мир", М., 1979.
4. Гришин В.Е., Федянин В.К. ОИЯИ, Р17-81-659, Дубна, 1981.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 февраля 1983 года.

Гришин В.Е., Федянин В.К.

P17-83-88

Особенности рассеяния на солитонах в модели с взаимодействием ток-ток.
Фазы и сечение рассеяния в кинематической области импульсов
 $t = (q^2) \in (0,4 m^2)$

На основе вычисленного формфактора солитона, имеющего полюсные особенности в кинематической области импульсов $t = (q^2) \in (0,4 m^2)$, проводится анализ фаз рассеяния при переходе через полюсы и поведения сечения в этих особых точках, имеется связь между полюсами и резонансами в полном сечении. Число резонансов на интервале $(q^2) \in (0,4 m^2)$ конечно, оно определяется прост-

тым соотношением $P = 2N - 1$, $N = \left[\frac{1}{2\sqrt{1 - \bar{\omega}^2/m^2}} \right] = 1, 2, 3 \dots$ Каждый отдельный пик

с учетом фонового фазового сдвига представляет собой резонанс типа резонанса Брейта-Вигнера.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Grishin V.E., Fedyanin V.K.

P17-83-88

Some Specific Properties of Scattering on Solitons in the Model of Current-Current Interaction (II). Phases and Cross Section of Scattering in Kinematic Region of $t = (q^2) \in (0,4 m^2)$ Momenta

On the basis of calculated form factor of a soliton with pole specific properties in the kinematic region of $t = q^2 \in (0,4 m^2)$ momenta scattering phases at the transition through poles and the behaviour of scattering cross section in these points are analysed. The connection between poles and resonances in total cross section is shown. The resonance number on $q^2 \in (0,4 m^2)$ range is finite and is determined with a simple ratio

$P = 2N - 1$, $N = \left[\frac{1}{2\sqrt{1 - \bar{\omega}^2/m^2}} \right] = 1, 2, 3 \dots$ Each separate peak taking into account background shift is a resonance of Breit-Wigner type.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.