ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Ю. Вольф, В. Целлнер

Д-562

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ KN – РАССЕЯНИЯ

ЖЭТФ, 1961, т40, в1, с163.

Дубна 1960 год

Д-562

Ю. Вольф, В. Целлнер

2229/9 w2

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ KN – РАССЕЯНИЯ

А н н о т а ц и я

Исходя из представления Мандельстама, получены интегральные уравнения для низких волн KN- и $\tilde{K}N$- рассеяния на основе дисперсионных соотношений для рассеяния вперед и назад. Используется приближение, в котором системы уравнений являются несвязанными. Для оценки $d^{\frac{3}{2}}$ - волны дается выражение, зависящее только от s- и p - волн.

J. Wolf, W. Zoellner

1. В работе Мак-Дауэлла [1] были изучены аналитические свойства парциальных волн, исходя из представления Мандельстама для процессов KN-рассеяния. В настоящей работе установлены интегральные уравнения для s-, p- и d-волн этих реакций.

В отличие от программы, изложенной в работе [1], и от процедуры Чу и Мандельстама для $\pi\pi$-рассеяния [2], при получении уравнений для парциальных волн используются дисперсионные соотношения при фиксированном угле рассеяния. Таким образом удается избежать серьезные трудности, встретившиеся в работе [2], которые были исследованы в работах [3],[4].

В частности, в настоящей работе уравнения для парциальных волн будут получены, исходя из дисперсионных соотношений для рассеяния вперед и назад.

Кинематический разрез, возникающий из-за квадратного корня в зависимости $s(k^2)$, $\bar{s}(k^2)$, можно устранить путем симметризации относительно этого корня, см. [5]. Однако, вследствие особенностей кинематики KN-процессов, можно учесть ближайшие сингулярности на отрицательном разрезе без симметризации, вводя обрезание при $-m_K^2 \approx -13\mu^2$.

В соответствии с общей идеей Мандельстама рассмотрим следующие реакции:

$$\text{I.} \quad K + N \to K' + N',$$

$$\text{II.} \quad \tilde{K}' + N \to \tilde{K} + N',$$

$$\text{III.} \quad \tilde{K}' + K \to \tilde{N} + N'.$$

Двухчастичное условие унитарности для реакции II приводит далее к амплитуде процесса

$$\tilde{K} + N \to Y + \pi$$

(Y : Λ- или Σ- гиперон)

и для третьего процесса (наинизшие по массе состояния) к амплитудам

$$\pi + \pi \to \tilde{K} + K, \quad \pi + \pi \to N + \tilde{N},$$

которые были изучены в работах /6/,/7/. Все эти процессы надо считать известными; от реакции $\tilde{K}N \to Y\pi$ можно было бы учесть, например, вклад полюса или использовать экспериментальные данные, проанализированные в /8/.

II. Матричные элементы процессов I, II, III, представляются в виде

$$S_{fi} = \delta_{fi} + \frac{i}{(2\pi)^2}\delta(p_1+q_1-p_2-q_2)\frac{M}{\sqrt{4p_1^0 p_2^0 q_1^0 q_2^0}}\,\bar{u}Tu,$$

где функция Грина обладает структурой

$$T = A + \frac{1}{2}\gamma(q_1+q_2)B \qquad (\gamma q = \gamma_0 q_0 - \vec{\gamma}\vec{q}),$$

причем для функций A,B

$$A = A^{(+)} + \vec{\tau}_K\vec{\tau}_N A^{(-)}.$$

Здесь $A^{(\pm)}$, $B^{(\pm)}$ связаны с амплитудами изотопического спина следующим образом:

$$\text{I.}\qquad \begin{pmatrix} A^0 \\ A^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & -3 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A^{(+)} \\ A^{(-)} \end{pmatrix},$$

$$\text{II.}\qquad \begin{pmatrix} A^0 \\ A^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 3 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A^{(+)} \\ A^{(-)} \end{pmatrix},$$

$$\text{III.}\qquad \begin{pmatrix} A^0 \\ A^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1 & 2 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} A^{(+)} \\ A^{(-)} \end{pmatrix}.$$

Матричные элементы процессов I, II имеют вид

$$\bar{u}Tu = \frac{4\pi W}{M}\chi_{N'}^{+}\left\{ f_1 + \frac{(\vec{\sigma}\vec{q}_1)(\vec{\sigma}\vec{q}_2)}{K^2} f_2 \right\}\chi_N,$$

где W — полная энергия, κ^2 — квадрат импульса в системе центра масс каждого данного процесса; связь между $f_{1,2}$ и A,B дается соотношением

$$\text{I.}\quad \begin{aligned} f_1 &= \alpha A + \beta B, \\ f_2 &= -\gamma A + \delta B, \end{aligned} \qquad \text{II.}\quad \begin{aligned} \bar{f}_1 &= \alpha A - \beta B, \\ \bar{f}_2 &= -\gamma A - \delta B, \end{aligned} \tag{2.1}$$

где

$$\alpha = \frac{p_0 + M}{8\pi W}, \qquad \beta = \frac{(p_0 + M)(W - M)}{8\pi W}, \tag{2.2}$$

$$\gamma = \frac{p_0 - M}{8\pi W}, \qquad \delta = \frac{(p_0 - M)(W + M)}{8\pi W}$$

(p_0 — энергия нуклона).

Функции $f_{1,2}$ связаны с парциальными амплитудами соотношениями

$$f_1(\kappa^2, z) = \sum \left\{ f_{\ell+} P'_{\ell+1}(z) - f_{\ell-} P'_{\ell-1}(z) \right\},$$
$$f_2(\kappa^2, z) = \sum \left\{ f_{\ell-} - f_{\ell+} \right\} P'_\ell(z). \tag{2.3}$$

Учитывая парциальные волны до f_{2-}, получим следующие выражения при $f_{1,2}(\pm) \equiv f_{1,2}(\kappa^2, z = \pm 1)$:

$$f_0 = \frac{1}{2}\left\{ f_1(+) + f_1(-) \right\} + \frac{1}{6}\left\{ f_2(+) - f_2(-) \right\},$$
$$f_{-} = \frac{1}{6}\left\{ f_1(+) - f_1(-) \right\} + \frac{1}{2}\left\{ f_2(+) + f_2(-) \right\}, \tag{2.4}$$
$$f_{1+} = \frac{1}{6}\left\{ f_1(+) - f_1(-) \right\}, \qquad f_{2-} = \frac{1}{6}\left\{ f_2(+) - f_2(-) \right\}.$$

Условие унитарности процесса I имеет вид

$$\operatorname{Im} f_{\ell\pm} = k\,|f_{\ell\pm}|^2\;; \qquad (2.5)$$

для второй реакции получим

$$\operatorname{Im} \bar f_{\ell\pm} = \bar k\,|\bar f_{\ell\pm}|^2 + \bar k_Y\,|F_{\ell\pm}|^2\,, \qquad (2.6)$$

где $F_{\ell\pm}$ – парциальные волны процесса $\tilde K N \to Y\pi$ и $\bar k_Y$ определяется формулой

$$\bar k_Y^2 = \frac{1}{4\bar s}\left\{\bar s - (\mathfrak{M}_Y+\mu)^2\right\}\left\{\bar s - (\mathfrak{M}_Y-\mu)^2\right\}\,,$$

а

$$\bar k^2 = \frac{1}{4\bar s}\left\{\bar s - (M+m)^2\right\}\left\{\bar s - (M-m)^2\right\}\,.$$

Здесь $\mathfrak{M}_Y$, μ обозначают массы гиперонов и π–мезонов соответственно, а M и m – массы нуклонов и K–мезонов.

Для парциальных волн процесса III, так же как и для $\pi\pi \to N\tilde N$ имеем

$$J_{++} = \frac{1}{p p_0}\sum\left(\ell+\tfrac12\right)(pq)^\ell f_+^\ell P_\ell(x)\,, \qquad (2.7)$$

$$J_{+-} = q\sum\frac{\ell+\frac12}{\sqrt{\ell(\ell+1)}}(pq)^{\ell-1} f_-^{\ell(1)} P_\ell^{(1)}(x)\,,$$

где J_{++} и J_{+-} спиральные состояния для этих процессов, см./7/ Для процесса III J_{++}, J_{+-} связаны с амплитудами A,B соотношением

$$J_{++} = \frac{1}{8\pi p_0}\left\{-pA + qMxB\right\} \qquad (2.8)$$

$$J_{+-} = \frac{q}{8\pi}\sqrt{1-x^2}\,B\,.$$

Для парциальных волн реакций III условие унитарности дает

$$\operatorname{Im} f_{\pm}^{\ell} = \frac{q_{\pi}^{2\ell+1}}{q_0} \overset{*}{\Pi}{}^{\ell} T_{\pm}^{\ell}, \tag{2.9}$$

где Π^{ℓ} и $T_{\pm}^{\ell}$ парциальные амплитуды процессов $\pi\pi \to K\tilde{K}$ и $\pi\pi \to N\tilde{N}$ соответственно, и $q_{\pi}^2 = q^2 + m^2 - \mu^2$.

Здесь k^2, $\bar{k}^2$ и q^2 — квадраты импульсов данного процесса в их системе ц.м.

Инвариантные переменные, введенные Мандельстамом /9/, в системах процессов I – III имеют вид

$$\text{I.}\quad \begin{aligned} s &= M^2 + m^2 + 2k^2 + 2\sqrt{(k^2+M^2)(k^2+m^2)}\,, \\ \bar{s} &= M^2 + m^2 - 2k^2 z - 2\sqrt{(k^2+M^2)(k^2+m^2)}\,, \\ t &= -2k^2(1-z) \qquad \{z \equiv \cos\varphi\}\,; \end{aligned} \tag{2.10}$$

$$\text{II.}\quad \begin{aligned} s &= M^2 + m^2 - 2\bar{k}^2\bar{z} - 2\sqrt{(\bar{k}^2+M^2)(\bar{k}^2+m^2)}\,, \\ \bar{s} &= M^2 + m^2 + 2\bar{k}^2 + 2\sqrt{(\bar{k}^2+M^2)(\bar{k}^2+m^2)}\,, \\ t &= -2k^2(1-\bar{z}) \qquad \{\bar{z} \equiv \cos\bar{\varphi}\}\,; \end{aligned} \tag{2.11}$$

$$\text{III.}\quad \begin{aligned} s &= M^2 - m^2 - 2q^2 + 2xpq\,, \\ \bar{s} &= M^2 - m^2 - 2q^2 - 2xpq\,, \\ t &= 4(m^2+q^2) = 4(M^2+p^2) \qquad \{x = \cos\vartheta\}. \end{aligned} \tag{2.12}$$

III. Двойное представление Мандельстама для функций $B^{(\pm)}(s,\bar{s},t)$ имеет следующий вид

$$B^{(\pm)}(s,\bar{s},t) = P_{\Lambda} + \binom{3}{-1} P_{\Sigma} + \frac{1}{\pi^2}\int\limits_{(M+m)^2} ds' \int\limits_{(\mathfrak{M}_\Lambda+\mu)^2} d\bar{s}' \frac{b_{12}^{(\pm)}(s',\bar{s}')}{(s'-s)(\bar{s}'-\bar{s})} +$$
$$+ \frac{1}{\pi^2}\int\limits_{(\mathfrak{M}_\Lambda+\mu)^2} d\bar{s}' \int\limits_{4\mu^2} dt' \frac{b_{23}^{(\pm)}(\bar{s}',t')}{(\bar{s}'-\bar{s})(t'-t)} + \frac{1}{\pi^2}\int\limits_{4\mu^2} dt' \int\limits_{(M+m)^2} ds' \frac{b_{31}^{(\pm)}(t',s')}{(t'-t)(s'-s)} , \tag{3.1}$$

где для полюсных членов

$$4 P_Y = \frac{g_Y^2}{\mathfrak{M}_Y^2 - \bar{s}} .$$

Ренормированные константы связи g_Λ^2 и g_Σ^2 определяются как вычеты в полюсах функции $B(s,\bar{s},t)$ для изотопического спина 0 и 1 второго процесса.

Для $A^{(\pm)}(s,\bar{s},t)$ имеют место аналогичные представления, где полюсные члены умножаются на $(M \pm \mathfrak{M}_Y)$; здесь знак $(+)$ относится к скалярным, а знак (–) – к псевдоскалярным K–мезонам.

Границы области, в которой спектральные функции не равны нулю, вычислим, основываясь на рассуждениях работы /10/. Оказывается, что ближайшие границы определяются диаграммами, типа показанной на рис. 1.

В плоскости инвариантных переменных это даст кривые рис. 2, где точка A имеет координаты $s \simeq -20\mu^2$, $\bar{s} \simeq 113\mu^2$, $t \simeq 25\mu^2$.

Кривая Г является симметричной при замене s и $\bar{s}$. Кривые Γ', Γ'' соответствуют другим диаграммам.

Двойное представление (3.1) дает в случае процесса I для функций $A(k^2,z)$ $B(k^2,z)$ разрезы, показанные на рис. 3. Кривая P соответствует двум полюсам при $k^2 = k_Y^2$, где для $z=+1$ $k_\Lambda^2 = -11\mu^2$, $k_\Sigma^2 = -12{,}15\mu^2$.

Разрезы от процесса II даны на рис. 4. Здесь P обозначает полюса при $\bar{k}_\Lambda^2 = -8{,}9\mu^2$ и $\bar{k}_\Sigma^2 = -7{,}2\mu^2$; от $-\lambda = -5{,}4\mu^2$ начинается разрез от процесса $\bar{K}N \to Y\pi$; этот разрез является следствием неравенства

$$(\mathfrak{M} + \mu)^2 < (M + m)^2.$$

Поскольку в представлении (3.1) интегрирование по t начинается с $4\mu^2$, а кинематический разрез из-за корня - с квадрата массы K-мезона, то в этом случае отрезок на отрицательной оси k^2 или $\bar{k}^2$ от $-m^2$ до $-\mu^2$ остается свободным от кинематического разреза. Поэтому в дальнейшем при интегрировании по отрицательным k^2 или $\bar{k}^2$ мы ограничимся отрезком $[-m^2, -\mu^2]$.

Заметим, что все кинематические коэффициенты $\alpha(k^2)$, $\beta(k^2)$ и т.д остаются в этом отрезке вещественными и не дают новых особенностей.

На основе аналитических свойств (см.рис. 3 и 4) можно написать теорему Коши для функций $A^{(\pm)}(k^2, z=\pm 1)$, $B^{(\pm)}(k^2, z=\pm 1)$ и $A^{(\pm)}(\bar{k}^2, \bar{z}=\pm 1)$, $B^{(\pm)}(\bar{k}^2, \bar{z}=\pm 1)$. В качестве примера напишем дисперсионное соотношение для $B^{(+)}(k^2, +1)$:

$$B^{(+)}(k^2,+1) = \sum_Y B_Y^{(+)}(k^2) + \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{dk'^2}{k'^2-k^2}\,\mathrm{Jm}\, B^{(+)}(k'^2,+1) +$$

$$+ \frac{1}{\pi}\int_{-m^2}^{-\mu^2} \frac{dk'^2}{k'^2-k^2}\,\mathrm{Jm}\, B^{(+)}(k'^2,+1). \qquad (3.2)$$

Здесь

$$\sum_Y B_Y^{(+)}(k^2) = \frac{g_\Lambda^2}{4h(k_\Lambda^2)(k_\Lambda^2-k^2)} + \binom{3}{-1}\frac{g_\Sigma^2}{4h(k_\Sigma^2)(k_\Sigma^2-k^2)},$$

$$h(k^2) = \left|\frac{d}{dk^2}\left\{\mathfrak{M}_Y^2 - \bar{s}(k^2)\right\}\right|.$$

Заметим, что в $B^{(\pm)}(\kappa^2,-1)$ нет полюсных членов, и в случае второго процесса интегрирование по правому разрезу начинается от $-\lambda$.

Вводя сокращения $\nu=\kappa^2$, $\alpha'=\alpha(\nu')$, $\alpha_\gamma=\alpha(\nu_\gamma)$, ..., и

$$\sum_\gamma A_\gamma^{(\pm)}=\sum_\gamma (M\pm\mathfrak{M}_\gamma)B_\gamma^{(\pm)}$$

(в дальнейшем мы опустим $\sum_\gamma$), получим с помощью (3.2), (2.4) и (2.1) уравнения для первых парциальных амплидуд процесса I :

$$f_0^{(\pm)}(\nu)=\frac{1}{6}(3\alpha_\gamma-\gamma_\gamma)A_\gamma^{(\pm)}+\frac{1}{6}(3\beta_\gamma+\delta_\gamma)B_\gamma^{(\pm)}+\frac{1}{\pi}\int_0^\infty\frac{d\nu'}{\nu'-\nu}\,\mathrm{Im}\,f_0^{(\pm)}(\nu')+$$
$$+\frac{1}{\pi}\int_{-m^2}^{-\mu^2}\frac{d\nu'}{\nu'-\nu}\left\{\frac{3\alpha'-\gamma'}{6}\mathrm{Im}\,A^{(\pm)}(\nu_1'+1)+\frac{3\beta'+\delta'}{6}\mathrm{Im}\,B^{(\pm)}(\nu_1'+1)+\right.$$
$$\left.+\frac{3\alpha'+\gamma'}{6}\mathrm{Im}\,A^{(\pm)}(\nu_1'-1)+\frac{3\beta'-\delta'}{6}\mathrm{Im}\,B^{(\pm)}(\nu_1'-1)\right\}, \qquad (3.3)$$

$$f_{1+}^{(\pm)}(\nu)=\frac{\alpha_\gamma}{6}A_\gamma^{(\pm)}+\frac{\beta_\gamma}{6}B_\gamma^{(\pm)}+\frac{1}{\pi}\int_0^\infty\frac{d\nu'}{\nu'-\nu}\,\mathrm{Im}\,f_{1+}^{(\pm)}(\nu')+$$
$$+\frac{1}{\pi}\int_{-m^2}^{-\mu^2}\frac{d\nu'}{\nu'-\nu}\left\{\frac{\alpha'}{6}\mathrm{Im}\,A^{(\pm)}(\nu_1'+1)+\frac{\beta'}{6}\mathrm{Im}\,B^{(\pm)}(\nu_1'+1)-\right.$$
$$\left.-\frac{\alpha'}{6}\mathrm{Im}\,A^{(\pm)}(\nu_1'-1)-\frac{\beta'}{6}\mathrm{Im}\,B^{(\pm)}(\nu_1'-1)\right\}, \qquad (3.4)$$

$$f_{1-}^{(\pm)}(\nu)=\frac{\alpha_\gamma-3\gamma_\gamma}{6}A_\gamma^{(\pm)}+\frac{\beta_\gamma+3\delta_\gamma}{6}B_\gamma^{(\pm)}+\frac{1}{\pi}\int_0^\infty\frac{d\nu'}{\nu'-\nu}\,\mathrm{Im}\,f_{1-}^{(\pm)}(\nu')+$$

$$+\frac{1}{\pi}\int_{-m^2}^{-\mu^2}\frac{d\nu'}{\nu'-\nu}\Big\{\frac{\alpha'-3\gamma'}{6}\,\mathrm{Im}\,A^{(\pm)}(\nu_1'+1)+\frac{\beta'+3\delta'}{6}\,\mathrm{Im}\,B^{(\pm)}(\nu_1'+1)-$$

$$-\frac{3\gamma'+\alpha'}{6}\,\mathrm{Im}\,A^{(\pm)}(\nu_1'-1)+\frac{3\delta'-\beta'}{6}\,\mathrm{Im}\,B^{(\pm)}(\nu_1'-1)\Big\}\,, \qquad (3.5)$$

$$f_{2-}^{(\pm)}(\nu)=\frac{-\gamma_\gamma}{6}A_\gamma^{(\pm)}+\frac{\delta_\gamma}{6}B_\gamma^{(\pm)}+\frac{1}{\pi}\int_0^\infty\frac{d\nu'}{\nu'-\nu}\,\mathrm{Im}\,f_{2-}^{(\pm)}(\nu')+$$

$$+\frac{1}{\pi}\int_{-m^2}^{-\mu^2}\frac{d\nu'}{\nu'-\nu}\Big\{-\frac{\gamma'}{6}\,\mathrm{Im}\,A^{(\pm)}(\nu_1'+1)+\frac{\delta'}{6}\,\mathrm{Im}\,B^{(\pm)}(\nu_1'+1)+$$

$$+\frac{\gamma'}{6}\,\mathrm{Im}\,A^{(\pm)}(\nu_1'-1)-\frac{\delta'}{6}\,\mathrm{Im}\,B^{(\pm)}(\nu_1'-1)\Big\}\,. \qquad (3.6)$$

Здесь $\mathrm{Im}\,f_{l\pm}$ определяется формулой (2,5). Чтобы выразить интегралы по отрицательным κ^2 через процессы II и III, нам понадобится связь переменных первого процесса с переменными второго и третьего:

$$\bar z(\nu,z)=1-\frac{\nu}{\bar\nu}(1-z)\,,$$

$$\bar\nu(\nu,z)=\nu\,\frac{M^2+m^2+\nu(1+z)+2z\sqrt{(\nu+M^2)(\nu+m^2)}}{M^2+m^2-2\nu z-2\sqrt{(\nu+M^2)(\nu+m^2)}} \qquad (3.7)$$

и

$$x(\nu,z) = -\frac{2(1+z)\nu + 4\sqrt{(\nu+\mu^2)(\nu+m^2)}}{\sqrt{4\mu^2+2\nu(1-z)}\cdot\sqrt{4m^2+2\nu(1-z)}}, \tag{3.8}$$

$$q^2(\nu,z) = -m^2 - \frac{\nu}{2}(1-z).$$

Поэтому

$$\operatorname{Im} B(\nu, z=+1) = \operatorname{Im} B\{\bar\nu(\nu,+1), \bar z = +1\}, \tag{3.9a}$$

где $\operatorname{Im} B(\bar\nu,+1)$ выражается с помощью (2.1), (2.4) и (2.6) через парциальные амплитуды $\bar f_{\ell\pm}$.

Таким же образом

$$\operatorname{Im} B(\nu, z=-1) = \operatorname{Im} B\{q^2(\nu,-1), x=-1\} \tag{3.9б}$$

выражается формулами (2.7), (2.8) и (2.9) через парциальные амплитуды третьего процесса.

Второй процесс дает аналогичные уравнения для $\bar f_{\ell\pm}$, причем вклад полюса в уравнениях для $\bar f_0^{(\pm)}$ и $\bar f_{1-}^{(\pm)}$ будет

$$\alpha_\gamma A_\gamma^{(\pm)} - \beta_\gamma B_\gamma^{(\pm)} \tag{3.10}$$

и

$$-\gamma_\gamma A_\gamma^{(\pm)} - \delta_\gamma B_\gamma^{(\pm)}, \tag{3.11}$$

соответственно, а для других парциальных волн вклад полюса равен нулю.

Связь между процессами дает для отрицательной области:

$$\operatorname{Im} B(\bar{\nu}_1, \bar{z}=+1) = \operatorname{Im} B\left\{\nu(\bar{\nu}_1+1), z=+1\right\} \tag{3.12 а}$$

и

$$\operatorname{Im} B(\bar{\nu}_1, \bar{z}=-1) = \operatorname{Im} B\left\{q^2(\bar{\nu}_1-1), x=-1\right\}, \tag{3.12 б}$$

причем $\operatorname{Im} B(\nu_1+1)$ с помощью (2.1), (2.4), (2.5) выражается через парциальные волны $f_{\ell t}$, а $\operatorname{Im} B(q_1^2-1)$ опять через f_t^ℓ.

1У. Поскольку разложение по парциальным волнам мнимой части амплитуды рассеяния лучше сходится чем разложение вещественной части, в выражениях (3.9), (3.12) мы можем пренебречь вкладом d - волн[x]. Тогда соотношения (3.3) - (3.5) не содержат явной зависимости от d-волн. То же самое приближение в (3.6) дает для f_{1-} выражение, которое зависит только от s- и p-волн и, по-видимому, является достаточным, чтобы найти порядок этой амплитуды.

Заметим, что полученные нами интегральные уравнения для KN- и $\tilde{K}N$-рассеяния являются в нашем приближении не связанными. В следующей работе будут установлены уравнения, в которых не возникает необходимости обрезания, там также рассматривается вопрос о вычитаниях.

Авторы выражают свою благодарность Д.В.Ширкову, А.В.Ефремову и Чжу Хун-юаню за ценные дискуссии.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 июня 1960 года.

---

x) Такая процедура обсуждается в работе /4/ для случая $\pi\pi$ -рассеяния.

Литература

1. S. McDowell, Phys. Rev. 116,774 /1959/.
2. G. F. Chew, A. Mandelstam, UCRL-8728 /1959/. "Theory of low energy $\pi\pi$-scattering."
3. A. V. Efremov, V. A. Mesheryakov, D. V. Sirkov, H. Y. Tzu "On the derivation of equations from the Mandelstam representation". ОИЯИ, препринт Е-539.
4. Сянь Дин-чан, Хэ Цзо-сю, В.Целлнер. "Интегральные уравнения для $\pi\pi$ -рассеяния при низких энергиях." ОИЯИ, препринт Д-547.
5. А.В.Ефремов, В. А Мещеряков, Д. В. Ширков. ОИЯИ, препринт Д-503.
6. П.С.Исаев, М.В Сэвэрыньский, ОИЯИ препринт Р-550.
7. W. R. Frazer, I. R. Fulco, UCRL-8806 /1959/. "Partial-Wave dispersion relations for the processes $\pi\pi \to N\tilde{N}$".
8. R. H. Dalitz, S.F. Tuan, Annals of Physics 8, 100 /1959/.
   R. H. Dalitz, Report on Rochester Conference, Geneva /1958/.
9. S. Mandelstam, Phys. Rev. 112,1344 /1958/.
10. S. Mandelstam, Phys. Rev. 115, 1752 /1959/.

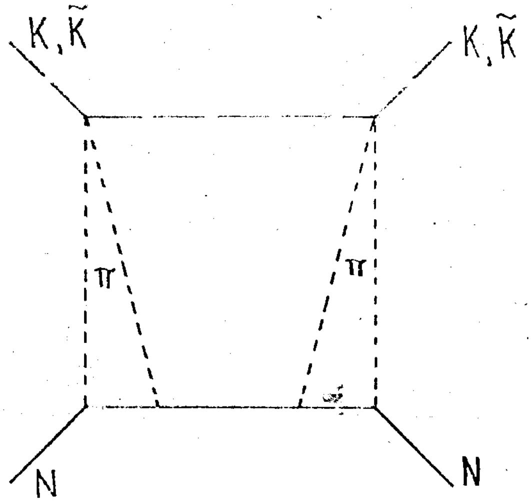

Рис. 1.

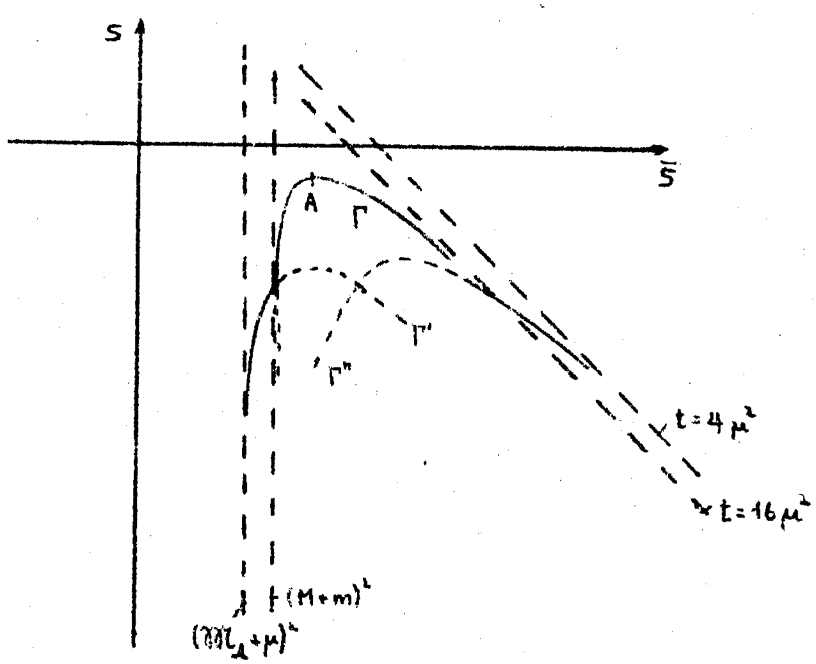

Рис. 2.

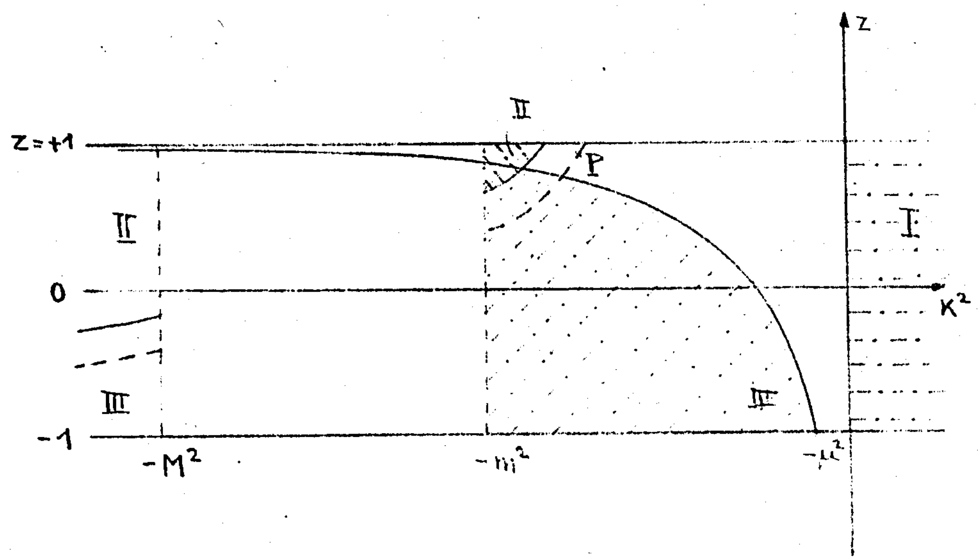

Рис. 3.

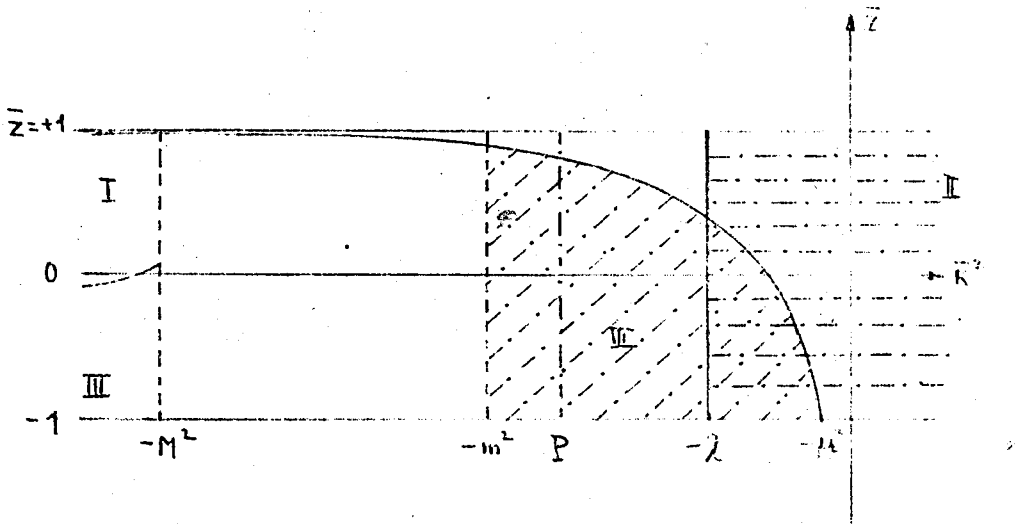

Рис. 4.