第21卷 第1期　　物 理 学 报　　Vol. 21, No. 1
1965 年 1 月　　ACTA PHYSICA SINICA　　January, 1965

低 能 K-π 散 射*

周龍驤　陈庭金
(中国科学院)

提　　要

本文用 L. A. P. Balázs 处理低能 π-π 散射問題的方法，計算了低能 K-π 散射問題. 得到了 K-π 散射 $I=\frac{1}{2}$ 的 P 波共振位置 $\sqrt{s_R}=854$ MeV，半寬度 $\frac{\Gamma_1^{1/2}}{2}=126$ MeV 和过程 $\pi+\pi\rightarrow K+\bar{K}$ 的振幅的唯象常数 $\xi=0.3\mu^{-2}$. 共振位置与目前的实驗符合較好.

一、引　　言

最近，L. A. P. Balázs[1] 在 G. F. Chew, S. Mandelstam[2—4], J. S. Ball, D. Y. Wong[5] 和 F. Zachariasen[6] 等人工作的基础上，发展了求解低能 π-π 散射問題的一般方法. 他的工作主要利用了散射振幅的解析性、交叉对称、弹性幺正条件和自容性假定. 对于非物理奇异的近的部分(低能部分，亦即长程力作用)，按照 C-M 用 Legendre 多項式展开的办法处理，而对于远的部分(高能部分，亦即短程力作用)作有效力程近似，所引入的有效力程参数則由交叉道的固定能量对于动量輸送的色散关系来确定. 这种方法避免了 C-M 工作中，分波振幅按 Legendre 多项式展开在远处遇到的发散困难.

本文采用 L. A. P. Balázs 的方法来处理低能 K-π 散射間題. 当 π-π 散射相互作用的 ρ 共振位置和寬度作为已知时，确定了 K-π 相互作用散射的 K^* 共振的位置，半寬度和过程 $\pi+\pi\rightarrow K+\bar{K}$ 的振幅的唯象常数. 在近似的处理非物理奇异时，本文与 Balázs 在具体計算时完全忽略低能貢献不同，而考虑到在低能散射时长短力起主要作用的物理图象. 同时考虑到交叉道的貢献仅由 ρ 共振和 K^* 共振提供时，它們对 s 道非物理区奇异的貢献也主要分布在近处，故在对色散积分核作近似

$$\frac{1}{s'-s}\simeq\sum_{i=1}^{n}\frac{G_i(s')}{s_i'-s}\tag{1.1}$$

时，令极点 s_i' 主要取在低能部分.

数値計算結果，得出 K^* 共振的位置 $\sqrt{s_R}=854$MeV，半寬度 $\frac{1}{2}\Gamma_1^{1/2}=126$ MeV，过程 $\pi+\pi\rightarrow K+\bar{K}$ 的振幅的唯象常数 $\xi=0.3\mu^{-2}$.

为了方便和完整起見，在第二节中写出了 K-π 相互作用的运动学表示. 第三节略述了 K-π 散射分波振幅的解析性. 应用 Balázs 的方法，近似的計算 K^* 共振放在第四节. 最后在第五节中进行一些討論.

* 1963 年 8 月 27 日收到.

二、运 动 学

考虑过程

$$K(p_1, \tau_1) + \pi(k_1, \alpha) \to K(-p_2, \tau_2) + \pi(-k_2, \beta), \tag{2.1}$$

$$K(p_1, \tau_1) + \pi(k_2, \beta) \to K(-p_2, \tau_2) + \pi(-k_1, \alpha), \tag{2.2}$$

$$\pi(k_1, \alpha) + \pi(k_2, \beta) \to K(-p_2, \tau_2) + \bar{K}(-p_1, \tau_1), \tag{2.3}$$

定义运动学不变量

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + k_1)^2, \\ \bar{s} &= (p_1 + k_2)^2, \\ t &= (k_1 + k_2)^2. \end{aligned} \tag{2.4}$$

在 s 道的质心系中,(2.4)式为

$$\begin{aligned} s &= m^2 + 1 + 2k^2 + 2\sqrt{(k^2 + m^2)(k^2 + 1)}, \\ \bar{s} &= m^2 + 1 - 2k^2\cos\theta - 2\sqrt{(k^2 + m^2)(k^2 + 1)}, \\ t &= -2k^2(1 - \cos\theta). \end{aligned} \tag{2.5}$$

这里約定 π 介子质量 $\mu = 1$, m 表示 K 介子的质量, k 表示 s 道质心系中 π 介子动量的絕对值, θ 为散射角.

在 t 道质心系中,(2.4)式为

$$\begin{aligned} s &= -p^2 - q^2 + 2pq\cos\varphi, \\ \bar{s} &= -p^2 - q^2 - 2pq\cos\varphi, \\ t &= 4(p^2 + m^2) = 4(q^2 + 1), \end{aligned} \tag{2.6}$$

其中 $p = |\mathbf{p}_1|$, $q = |\mathbf{k}_1|$, φ 为 t 道质心系的散射角.

众所周知,在同位旋空間中,散射振幅的形式为

$$A_{\beta\alpha} = \delta_{\beta\alpha}A^{(+)} + \frac{1}{2}[\tau_\beta, \tau_\alpha]A^{(-)}, \tag{2.7}$$

$A^{(\pm)}$ 与按总同位旋分解的振幅間的关系,在 s 道中有

$$\begin{aligned} A^{(1/2)} &= A^{(+)} + 2A^{(-)}, \\ A^{(3/2)} &= A^{(+)} - A^{(-)}. \end{aligned} \tag{2.8}$$

在 t 道中有

$$\begin{aligned} B^{(0)} &= \sqrt{6}\,A^{(+)}, \\ B^{(1)} &= 2A^{(-)}. \end{aligned} \tag{2.9}$$

不变振幅的交叉对称关系为

$$A^{(\pm)}(s, \bar{s}, t) = \pm A^{(\pm)}(\bar{s}, s, t). \tag{2.10}$$

分波振幅的表示式,对于 s 道为

$$A_l^{(I)}(s) = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} d\cos\theta P_l(\cos\theta)A^{(I)}(s, \cos\theta) = \frac{\sqrt{s}}{k}e^{i\delta_l^{(I)}}\sin\delta_l^{(I)}, \tag{2.11}$$

式中 $I = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$.

对于 t 道为

$$B_l^{(T)}(t)=\frac{1}{2}\frac{1}{(pq)^l}\int_{-1}^{1}d\cos\varphi P_l(\cos\varphi)A^{(T)}(t,\cos\varphi), \tag{2.12}$$

式中 $T=0,1$.

三、分波振幅的解析性

由 Mandelstam 的双色散表示知 $A^{(\pm)}(s,\bar{s},t)$ 的奇异，因而当 $\cos\theta$ 从 -1 变化到 $+1$ 时，分波振幅的割綫是由三个道的割綫即：s 从 $(m+1)^2\to\infty$，$\bar{s}$ 从 $(m+1)^2\to\infty$ 和 t 从 $4\to\infty$ 提供．在复 s 平面上，三个道貢献的奇异分别为

s 道：s 从 $(m+1)^2\to\infty$，

$\bar{s}$ 道：s 从 $-\infty\to(m-1)^2$，

t 道：s 从 $-\infty\to 0$ 和以原点为心，(m^2-1) 为半径的圓周．因此，分波振幅的色散关系[7]是

$$A_l(s)=\frac{1}{\pi}\int_{(m+1)^2}^{\infty}ds'\frac{\operatorname{Im}A_l(s')}{s'-s}+\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{(m-1)^2}ds'\frac{\operatorname{Im}A_l(s')}{s'-s}+F_l(s)+F_l^*(s^*), \tag{3.1}$$

式中 $\operatorname{Im}A_l(s)$ 和 $F_l(s)$ 的表示式請参看文献[7]的(8)，(9)，(6)式．

对于 t 道的解析性及色散关系，和 W. R. Frazer, J. Fulco[8] 的完全一样，不再重述．

四、低能 K-π 散射問題的自容处理和近似計算

本节应用 L. A. P. Balázs 所发展的方法来具体处理 K-π 散射問題．考虑到相互作用的低能性質以及实驗材料所証实的 K-π 散射存在 $I=\frac{1}{2}$ 的 P 波共振和 π-π 散射的 $T=1$ 的 P 波共振．在計算中我們作下述假定：

1. 弹性么正条件；
2. 主要貢献由长程力提供；
3. 只保留 $\bar{s}$ 道 $I=\frac{1}{2}$ 的 P 波共振和 t 道 $T=1$ 的 P 波共振；
4. 零寬度共振近似．

同时为了計算方便，对 $l>1$ 的高分波，考虑 $\dfrac{A_l^{(I)}(s)}{[s-(m+1)^2]^l}$ 的色散关系．当 $s\to(m+1)^2$ 时，$A_l^{(I)}(s)$ 象 $[s-(m+1)^2]^l$ 一样的趋于零．不难写出 $\dfrac{A_l^{(I)}(s)}{[s-(m+1)^2]^l}$ 的色散关系表示式为

$$\begin{aligned}A_l^{(I)}(s)=&\frac{[s-(m+1)^2]^l}{\pi}\int_{(m+1)}^{\infty}ds'\frac{\operatorname{Im}A_l^{(I)}(s')}{[s'-(m+1)^2]^l(s'-s)}+\\&+\frac{[s-(m+1)^2]^l}{\pi}\int_{-\infty}^{(m-1)^2}ds'\frac{\operatorname{Im}A_l^{(I)}(s')}{[s'-(m+1)^2]^l(s'-s)}+\\&+f_l^{(I)}(s)+f_l^{(I)*}(s^*).\end{aligned} \tag{4.1}$$

用熟知的 $\frac{N}{D}$ 方法有

$$\frac{A_l^{(I)}(s)}{[s-(m+1)^2]^l}=\frac{N_l^{(I)}(s)}{D_l^{(I)}(s)},\tag{4.2}$$

其中

$$D_l^{(I)}(s)=D(l)-\frac{[s-(m+1)^2]^l}{\pi}\int_{(m+1)^2}^{\infty}ds'\frac{k'}{\sqrt{s'}}\frac{R_l^{(I)}(s')N_l^{(I)}(s')}{s'-s},\tag{4.3}$$

$$N_l^{(I)}(s)=\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{(m-1)^2}ds'\frac{\operatorname{Im}A_l^{(I)}(s')D_l^{(I)}(s')}{[s'-(m+1)^2]^l(s'-s)}+f_l^{(I)}(s)+f_l^{(I)*}(s^*),\tag{4.4}$$

式中

$$R_l^{(I)}(s')=\frac{2\operatorname{Re}\left(1-e^{2i\delta_l^{(I)}}\right)}{\left|e^{2i\delta_l^{(I)}}-1\right|^2},$$

$$D(l)=\sum_{i=0}^{l-1}C_i[s-(m+1)^2]^i,$$

取 $C_0=1$. $R_l^{(I)}(s')$ 为总分波截面与弹性分波截面之比. 当 $(m+1)^2\leqslant s'\leqslant(m+2)^2$ 时,它等于1. 利用(3.1),(2.8),(2.9)式可得: 当 $s'\leqslant(m+1)^2$ 时,

$$\operatorname{Im}A_l^{(I)}(s')=\theta(-s')\varepsilon(s'+m^2-1)\frac{1}{4k'^2}\int_4^{-4k'^2}dt'\,P_l\left(1+\frac{t'}{2k'^2}\right)\times$$

$$\times A_t^{(I)}(s',t')+\frac{1}{4k'^2}\int_{C(s')}^{2m^2+2-s'}d\bar{s}'\,P_l\left(1+\frac{2m^2+2-s'-\bar{s}'}{2k'^2}\right)A_{\bar{s}}^{(I)}(s',\bar{s}'),\tag{4.5}$$

其中

$$A_t^{(I)}(s',t')=\sum_{l'}(2l'+1)P_{l'}\left(\frac{s'+p'^2+q'^2}{2p'q'}\right)\sum_{T=0,1}\beta_{IT}(p'q')^{l'}\operatorname{Im}B_{l'}^{(T)}(t'),\tag{4.6}$$

式中

$$\beta_{IT}=\begin{pmatrix}\frac{1}{\sqrt{6}} & 1\\ \frac{1}{\sqrt{6}} & -\frac{1}{2}\end{pmatrix},\quad q'^2=\frac{t'}{4}-1,\quad p'^2=\frac{t'}{4}-m^2,\tag{4.7}$$

$$A_{\bar{s}}^{(I)}(s',\bar{s}')=\sum_{l'}(2l'+1)P_{l'}\left(-1-\frac{s'-(E'_{\bar{p}}-\omega'_{\bar{q}})^2}{2\bar{k}'^2}\right)\sum_{I'=\frac{1}{2},\frac{3}{2}}\alpha_{II'}\operatorname{Im}A_{l'}^{(I')}(\bar{s}'),\tag{4.8}$$

这里

$$\alpha_{II'}=\begin{pmatrix}-\frac{1}{3} & \frac{4}{3}\\ \frac{2}{3} & \frac{1}{3}\end{pmatrix},\tag{4.9}$$

$E'_{\bar{p}}$ 和 $\omega'_{\bar{q}}$, $\bar{k}'$ 是在 $\bar{s}$ 道质心系中 K 介子的能量和 π 介子的能量和动量的絕对值. $A_t^{(I)}$, $A_{\bar{s}}^{(I)}$ 是 $A^{(I)}$ 在 t 道和 $\bar{s}$ 道中的吸收部分. 对圓周上的不連續量同样用(4.6)和(4.8)式表示.

照 Balázs 的方法,应将(4.4)式之积分分为两部分,其低能部分用分波展开,而高能部

分作有效力程近似，即将积分核取 (1.1) 式的近似. 因而 $N_l^{(I)}(s)$ 的高能部分变为 n 个极点的形式，其相应的留数为待定之有效力程参数. 在这里，为了能解出方程，只取 $n=2$. 同时考虑到 t 道 ρ 共振 ($t_R=28$) 和 $\bar{s}$ 道 K^* 共振 ($\bar{S}_R=40$) 对 s 道的貢献，分别分布在圓周的左半部分加上 $-\infty$—$(-m^2+1)$ 一段和 -55—3 一段. 因此取 $s_1'=-40$ 和 $s_2'=-20$. 其余的非物理奇异将不考虑. 在用交叉道的分波振幅来确定有效力程参数时，只需取使两个道的分波振幅相等的点在 -20 以右和 $(m+1)^2$ 的左边即可.

基于上述考虑，并将(1.1)式代入(4.4)式中，加上本节的假定(1)，(2)，得到

$$N_1^{1/2}(s)=\frac{1}{s+40}(F_1^{1/2})^1+\frac{1}{s+20}(F_1^{1/2})^2, \tag{4.10}$$

$$D_1^{1/2}(s)=1-\frac{[s-(m+1)^2]}{2\pi}[I_1(s)(F_1^{1/2})^1+I_2(s)(F_1^{1/2})^2], \tag{4.11}$$

式中 $(F_1^{1/2})^1$ 和 $(F_1^{1/2})^2$ 为有效力程参数.

$$I_1(s)=\int_{(m+1)^2}^{\infty}ds'\frac{\sqrt{[s'-(m+1)^2][s'-(m-1)^2]}}{s'(s'-s)(s'+40)}, \tag{4.12}$$

$$I_2(s)=\int_{(m+1)^2}^{\infty}ds'\frac{\sqrt{[s'-(m+1)^2][s'-(m-1)^2]}}{s'(s'-s)(s'+20)}. \tag{4.13}$$

另一方面，交叉道固定能量对于动量輸送的色散关系表示式为

$$A_l^{(I)}(s)=\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}d\cos\theta P_l(\cos\theta)\left\{\frac{1}{\pi}\int_{(m+1)^2}^{\infty}d\bar{s}'\frac{A_{\bar{s}}^{(I)}(s,\bar{s}')}{\bar{s}'-\bar{s}}+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{\pi}\int_{4}^{\infty}dt'\frac{A_t^{(I)}(s,t')}{t'-t}\right\}. \tag{4.14}$$

只考虑 $I=\frac{1}{2}$ 的 P 波和本节的假定(3)，上式变为

$$A_1^{1/2}(s)=\frac{1}{2}\int_{-1}^{1}d\cos\theta P_1(\cos\theta)\left\{\frac{1}{\pi}\int_{(m+1)^2}^{\infty}d\bar{s}'\frac{-\cos\bar{\theta}\,\mathrm{Im}\,A_1^{1/2}(\bar{s}')}{\bar{s}'-\bar{s}}+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{\pi}\int_{4}^{\infty}dt'\frac{3\cos\varphi(p'q')\,\mathrm{Im}\,B_1^1(t')}{t'-t}\right\}. \tag{4.15}$$

对 $A_1^{1/2}(\bar{s}')$ 作銳共振近似有

$$\mathrm{Im}\,A_1^{1/2}(\bar{s}')=\bar{k}_R^2\gamma_1^{1/2}\sqrt{\bar{S}_R}\,\pi\delta(\bar{S}_R-\bar{s}'). \tag{4.16}$$

对 $B_1^{(-)}(t)$，根据 Fubini, Nambu 和 Wataghin[9] 定理，在 $4\leqslant t\leqslant 16$ 时，$B_1^{(-)}(t)$ 相移和 $T=J=1$ 的 π-π 散射分波振幅相移相同. 因此有

$$B_1^{(-)}(t)=F_\pi(t)\left\{\frac{1}{\pi}\int_{16}^{\infty}dt'\frac{\mathrm{Im}\,[B_1^{(-)}(t')]F_\pi^{-1}(t')}{t'-t}+\right.$$
$$\left.+\frac{1}{\pi}\int_{-\infty}^{0}dt'\frac{\mathrm{Im}\,[B_1^{(-)}(t')]F_\pi^{-1}(t')}{t'-t}\right\}, \tag{4.17}$$

式中 $F_\pi(t)$ 是 π 介子的形状因子，$F_\pi(0)=1$. 如果 $F_\pi(t)$ 在 $t=t_R$ 时表成銳共振形式，则有

$$B_1^{(-)}(t)\simeq F_\pi(t)[B_1^{(-)}(t_R)/F_\pi(t_R)]=\frac{\xi}{4\pi}F_\pi(t), \tag{4.18}$$

式中的 ξ 是一个唯象常数，定义为

$$\xi = 4\left\{\int_{16}^{\infty} dt' \frac{\operatorname{Im}[B_1^{(-)}(t')]F_\pi^{-1}(t')}{t'-t_R} + \int_{-\infty}^{0} dt' \frac{\operatorname{Im}[B_1^{(-)}(t')]F_\pi^{-1}(t')}{t'-t_R}\right\},$$

由此不难得到 $B_1^{(-)}(t)$ 的銳共振形式为

$$\operatorname{Im} B_1^{(-)}(t') = \frac{\xi}{4\pi}(t_R - \gamma_1^1)\pi\delta(t_R - t') = \Lambda\pi\delta(t_R - t'), \tag{4.19}$$

其中

$$\Lambda = \frac{\xi}{4\pi}(t_R - \gamma_1^1).$$

将(4.16)和(4.19)式代入(4.15)式，积分后便得到

$$\begin{aligned} A_1^{1/2}(s) &= \frac{3\Lambda}{2k^2}\left(s + \frac{t_R}{2} - m^2 - 1\right)\left[\frac{1}{2}\left(1 + \frac{t_R}{2k^2}\right)\ln\frac{4k^2 + t_R}{t_R} - 1\right] - \\ &\quad - \frac{\gamma_1^{1/2}}{4k^2}\sqrt{\bar{S}_R}\,(2\bar{k}_R^2 + 2m^2 + 2 - s - \bar{S}_R) \times \\ &\quad \times \left[\frac{2k^2 + 2m^2 + 2 - s - \bar{S}_R}{4k^2}\ln\frac{2m^2 + 2 - s - \bar{S}_R}{\left[\frac{(m^2-1)^2}{s} - \bar{S}_R\right]} + 1\right] = \\ &= \Lambda I_3(s, t_R) + \gamma_1^{1/2} I_4(s, \bar{S}_R). \end{aligned} \tag{4.20}$$

令 s 等于某些 s_f 值时，(4.2)，(4.10)，(4.11) 式和 (4.20) 式相等，便得到确定 $(F_1^{1/2})^1$，$(F_1^{1/2})^2$，$\bar{S}_R$，$\gamma_1^{1/2}$ 和 Λ 的方程式．在这里我們取 $s_f^1 = 0$，$s_f^2 = m^2 + 1 - \frac{t_R}{2} \approx -0.6$，$s_f^3 = 4.8$，$s_f^4 = 5$ 得四个方程式，加上共振条件

$$\operatorname{Re} D_1^{1/2}(S_R) = 0 \tag{4.21}$$

共五个方程，联立求解．我們进行了較复杂的数値求解，最后得到 $(F_1^{1/2})^2 = -20.4$，$(F_1^{1/2})^1 = 40.8$，$S_R = 37$，$\gamma_1^{1/2} = 3.35$，$\Lambda = 0.63$．即 K^* 共振的位置 $\sqrt{S_R} = 854$ MeV，半寬度 $\frac{1}{2}\Gamma_1^{1/2} = 126$ MeV，过程 $\pi + \pi \to K + \bar{K}$ 的振幅的唯象常数 $\xi = 0.3\,\mu^{-2}$.

五、討　論

利用固定能量对于动量輸送的色散关系来确定有效力程参数的办法，提供了确定有关常数的一个更为广泛的方法．本文定出了过程 $\pi + \pi \to K + \bar{K}$ 的振幅的唯象常数 ξ 就是一个例子．在这之前，从理論中确定該常数还未曾有过較好的办法．

以下再就前面計算中的几个問題作一些討論．

1. 关于第四节中的假定 2，即主要貢献由长程力提供．在近似計算中我們把对分波振幅的主要貢献取在左割綫的近处．实际上，由于

$$\begin{aligned} I_1(s) &= -\frac{m^2-1}{40s}\ln(m) + \sqrt{[40 + (m+1)^2][40 + (m-1)^2]} \times \\ &\quad \times \{\ln[2(m^2 + 41 + \sqrt{[40 + (m+1)^2][40 + (m-1)^2]})] - \ln 4m\} + \\ &\quad + \frac{1}{s(s+40)}\sqrt{[-s + (m+1)^2][-s + (m-1)^2]}\,\{\ln[2(m^2 + 1 - s + \\ &\quad + \sqrt{[-s + (m+1)^2][-s + (m-1)^2]})] - \ln 4m\}, \end{aligned}$$

不难看出，

$$I_1(s) \sim \frac{\ln s}{s}, \quad 当\ s \to \infty\ 时.$$

又由(4.11)和(4.2)知，当 $s \to \infty$ 时，我們得到

$$D_1^{1/2}(s) \sim \ln s,$$

$$A_1^{1/2}(s) \sim \frac{1}{\ln s},$$

因此(4.4)式积分号下的因子

$$\frac{\operatorname{Im} A_1^{1/2}(s') D_1^{1/2}(s')}{[s' - (m+1)^2]} \sim \frac{1}{s'} \to 0, \quad 当\ s' \to -\infty,$$

即在左割綫的远处貢献确实是小的. 因此，当作极点代替割綫的近似时，极点主要取在低能处是同我們的假定不矛盾的.

2. 在我們的計算中，取 $s = s_j^i$ 时，公式(4.2)和公式(4.20)相等，这里 $i = 1, 2, 3, 4$ 共四个方程式，加上共振条件的方程(4.21)式联合求解. 若 s_j^i 取 s 等于 -20 到 $(m+1)^2$ 之間的任意值，則所得之方程組，对我們来讲是无法求解的. 因为它是一組非常复杂的超越方程組. 为了能够求解，我們取了某些特殊值. 例如，$s_j^1 = 0$，$s_j^2 = m^2 + 1 - \frac{t_R}{2} \approx -0.6$. 它能使方程大为簡化. 当然，这种簡化是指我們已能求解它，实际計算仍是很繁的.

3. 在計算过程中，我們也曾取 $s_1' = -40$，$s_2' = -80$，同时取 $s_j^1 = 0$，$s_j^2 \approx -0.6$，$s_j^3 = 4$，$s_j^4 = 5$ 进行了計算. 估計結果为 $35 \leqslant s_R \leqslant 38$. 此結果説明在极点位置移动和对某一 s_j^i 稍作改变时，对共振的位置沒有什么影响. 相应的寬度和 ξ 也不会有多大影响.

作者对戴元本同志表示謝意，因为从題目的建議一直到工作中很多具体問題的討論他都給了我們很多帮助.

参　考　文　献

[1] Balàzs, L. A. P., *Phys. Rev.*, **128** (1962), 1939.
[2] Chew, G. F. and Mandelstam, S., *Phys. Rev.*, **119** (1960), 467.
[3] Chew, G. F., Mandelstam, S. and Noyes, H., *Phys. Rev.*, **119** (1960), 478.
[4] Chew, G. F. and Mandelstam, S., *Nuovo Cimento*, **19** (1961), 752.
[5] Ball, J. S. and Wong, D. Y., *Phys. Rev. Lett.*, **6** (1961), 29.
[6] Zachariasen, F., *Phys. Rev. Lett.*, **7** (1961), 112 and 268.
[7] Oehme, R., *Phys. Rev. Lett.*, **4** (1960), 246.
[8] Frazer, W. R. and Fulco, J., *Phys. Rev.*, **117** (1960), 1603.
[9] Fubini, S., Nambu, Y. and Wataghin, V., *Phys. Rev.*, **111** (1958), 329.

THE LOW ENERGY KAON-PION SCATTERING

CHOU LON-SHANG CHEN TING-GIN
(*Academia Sinica*)

ABSTRACT

In this paper the method suggested by L. A. P. Balázs for solving the problem of the low energy pion-pion scattering is applied to the kaon-pion scattering process. It is found that the position of the K^* resonance is $\sqrt{S_R} = 854$ MeV, the half-width $\frac{1}{2}\Gamma_1^{\frac{1}{2}} = 126$ MeV, and the phenomenological constant of the amplitude of the process $\pi + \pi \rightarrow K + \bar{K}$ $\xi = 0.3\,\mu^{-2}$. The position of the K^* resonance is in good agreement with experiment.