第21卷 第2期 物 理 学 报 Vol. 21, No. 2
1965 年 2 月 ACTA PHYSICA SINICA Feb., 1965

高能散射与 α_q Regge 軌迹*

殷鵬程 葉芃生 張春霆
(复旦大学物理系)

提 要

我們引进一个具有眞空量子数的新的 Regge 軌迹 α_q, $\alpha_q(0)=\alpha_p(0)=1$,但 $\alpha'_q(0)\neq\alpha'_p(0)$. 在高能非交換过程中 α_q 和 α_p 同时参与貢献且相互干涉,其結果和一个等效的 Regge 軌迹 α_e 相当,唯 α_e 的斜率 $\alpha'_e(0)$ 与过程有关,这与单一 α_p 軌迹的結論有本質的区别. 根据我們的看法,由不同过程測得的 $\alpha'_e(0)$ 将有不同数值,这点和最近的实驗是相容的,并且預期将来 K-N 散射所測的 $\alpha'_e(0)$ 亦将另取他值. α_q 軌迹的存在将不改变高能相关过程总截面的关系,但使高能核子极化度随能量增大較緩慢地衰減.

一、引 言

按照 Regge 极点假設,在单眞空极点近似下,高能衍射峯的寬度将随能量增加以 $1/\ln s$ 的方式变窄. 这一預言已为高能 p-p 散射的实驗証实[1,2]. 但是最近的实驗也表明,同样能量范围下的 π^-p 衍射峯的寬度几乎不随能量而变化[2,3],这与 Regge 理論是一个巨大的矛盾. Kanavatz 等人[4]說明了,即使考虑眞空軌迹 α_p,第二眞空軌迹 $\alpha_{p'}$、ρ 軌迹 α_ρ,也不能解决該矛盾. Chan[5] 在考虑 α_p 与 $\alpha_{p'}$ 的基础上进一步研究了自旋的效应,也得到了否定的結果. Nambu 等人[6] 在 $\alpha'_p(0)=0$ 的假設下,認为只要能量足够高,π-p 与 p-p 衍射峯寬度都是不变的. 但 $\alpha'_p(0)=0$ 的假設不仅导致強相互作用粒子有效相互作用半径等于零的結論,且也与最大解析性的原理[7] 及势散射研究的結果[8] 相矛盾. Amati 等人[9] 引入复角动量平面割綫的假設虽能解决衍射峯寬不变窄的問題,但引入割綫将相应引入无限多的参数,且这种理論尙不能同时說明 p-p 衍射峯寬随能量增大变窄,而 π-p 則不变窄的实驗事实. 鉴于高能总截面变化趋势的分析表明,目前实驗所达到的能量对于 p-p 散射及 π-p 散射都足够高,以致 Regge 理論对于二过程都已适用了,因此継續找寻解决該矛盾的理論的其他可能性是如今感兴趣的問題.

在此,我們将認为,目前实驗所測得的决定衍射峯寬随能量变化性質的 Regge 軌迹的斜率应是一等效軌迹的斜率,这个等效軌迹的斜率将是过程的函数. 特别是在高能情况,对于各种非电荷交換过程的貢献,除通常必須考虑 Pomeranchuk 軌迹外,还必須同时考虑另一新引进的 α_q 軌迹的貢献. α_q 的重要性質是 $\alpha_q(0)=\alpha_p(0)=1$,但 $\alpha'_q(0)\neq\alpha'_p(0)$. 此外还可認为 α_q 与玻色子对相互作用同 α_q 与費米子对相互作用相互异号,而 α_p 則二者同号. 由于目前实驗除已較确定地发現了具有眞空量子数的自旋为 2 的 f 粒子 ($M\approx 1250$ Mev)外[10], 尙存在 $M=1040$ Mev 的 K_1 (或 χ_1)粒子[11],它的量子数与自旋可能与 f

* 1963 年 12 月 19 日收到.

粒子相同．因此我們可假定 α_q 軌迹将具有眞空量子数且将与 K_1（或 χ_1）粒子相对应．具体的研究表明，对 π-N 散射，如果眞空軌迹 α_p 与 α_q 軌迹留数在 $t=0$ 处有相反的符号，則可能导致 π-N衍射峯寬不随能量增大而变窄．在同样考虑这二个軌迹貢献的情况下，等效斜率$(\alpha'_e)_{pp(t=0)}$ 等于零的可能性极小，因此 p-p 散射衍射峯寬将随能量增大而对数地变窄．这些結論与实驗事实很好地符合．除此，α_q 軌迹的存在一般将不改变高能相关过程总截面的相互关系，但对高能 π-N 与 N-N 散射核子的极化度随能量变化的关系有較大的影响，这将提供由实驗进一步检驗 α_q 存在与否的另一可能的方法．

在下面第二、三和四部分中我們将分别討論高能 π-N 与 N-N 散射衍射峯寬的問題，第五部分将討論引入 α_q 粒子后高能相关过程总截面的相互关系，最后于第六部分将討論有关核子极化的問題．

二、高能 π-N 衍射散射

高能 π-N 弹性散射其微分截面与总截面可表为[12]

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{m^2}{4\pi s^2}\left[\left(1-\frac{t}{4m^2}\right)|A'|^2+\frac{t}{4m^2}\left(s-\frac{m+\omega}{1-\frac{t}{4m^2}}\right)|B|^2\right], \tag{1}$$

$$\sigma_t=\frac{1}{(\omega^2-1)^{1/2}}\,\mathrm{Im}\,A'_{(s,t=0)}, \tag{2}$$

其中 ω 是实驗室坐标系 π 介子的能量，t、s 是通常的 Mandelstam 不变量，m 是核子質量，π 介子質量表为 1．

在研究衍射散射时，因 t 趋于零，故(1)式中我們可以忽略与 t 有关項的貢献．具体計算表明，上列近似并不影响衍射峯寬随能量变化的关系，因此(1)式可簡化为

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{m^2}{4\pi s^2}|A'|^2. \tag{3}$$

根据我們上面的假設，振幅 A' 的高能行为将由极点 α_p 与 α_q 同时决定．这时在 $t=0$ 时 α_p 軌迹与 α_q 軌迹虽相交于一点，但正如[13]所指出的，該点并不一定相应于分支点，因而 A' 的高能行为仍保持 Regge 理論的原来的形式，即

$$A'=-\sum_i\frac{1+e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin\pi\alpha_i(t)}b_i^+(t)\left(\frac{s}{2m}\right)^{\alpha_i(t)},\quad i=p,q. \tag{4}$$

其中 $b_i^+(t)$ 是湮灭道分波振幅 f_+^J 在极点 $J=\alpha_i$ 处的留数（計入其他一些常数因子）．将(4)式代入(3)式，經运算得

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{m^2}{4\pi s^2}\left[\left(\frac{b_p^+(t)}{\sin\frac{\pi}{2}\alpha_p(t)}\right)^2\left(\frac{s}{2m}\right)^{2\alpha_p(t)}+2\frac{b_p^+(t)b_q^+(t)\cos\frac{\pi}{2}(\alpha_p(t)-\alpha_q(t))}{\sin\frac{\pi}{2}\alpha_p(t)\sin\frac{\pi}{2}\alpha_q(t)}\times\right.$$
$$\left.\times\left(\frac{s}{2m}\right)^{\alpha_p(t)+\alpha_q(t)}+\left(\frac{b_q^+(t)}{\sin\frac{\pi}{2}\alpha_q(t)}\right)^2\left(\frac{s}{2m}\right)^{2\alpha_q(t)}\right]. \tag{5}$$

以 $\Gamma(s)$ 記衍射峯的寬度，則

$$\frac{1}{\Gamma(s)}=\left[\frac{d}{dt}\ln\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)\right]_{t=0}, \tag{6}$$

由(5),(6)二式我們有

$$\frac{1}{\Gamma(s)}=2\frac{b_p^{+\prime}(0)+b_q^{+\prime}(0)}{b_p^{+}(0)+b_q^{+}(0)}+$$
$$+2\left\{\frac{b_p^{+2}(0)\alpha_p'(0)+b_p^{+}(0)b_q^{+}(0)(\alpha_p'(0)+\alpha_q'(0))+b_q^{+2}(0)\alpha_q'(0)}{[b_p^{+}(0)+b_q^{+}(0)]^2}\right\}\times$$
$$\times\ln\frac{s}{2m}=2A+2\alpha_e^{\pi-N\prime}(0)\ln\frac{s}{2m}, \tag{7}$$

其中常数 A 将与衍射峯寬有关，$\alpha_e^{\pi-N\prime}(0)$ 即 π-N 散射等效 Regge 軌迹的零点的微商，它的数值将决定衍射峯寬随能量变化的性質. 对 π-N 散射，α_p 軌迹与 α_q 軌迹对其交叉道的貢献可如 Feynman 图 1(a) 与 1(b) 所示. 如上所述，因 α_q 与 π-π 相互作用将和 α_q 与 N-$\bar{N}$ 相互作用相互异号，而 α_p 对二者則相同，因此可認为眞空軌迹 α_p 与 α_q 軌迹在零点的留数 $b_p^{+}(0)$ 与 $b_q^{+}(0)$ 将具有相反的符号；这时如近似地滿足条件

$$\alpha_p'(0)b_p^{+}(0)\approx-\alpha_q'(0)b_q^{+}(0), \tag{8}$$

則

$$\alpha_e^{\pi-N\prime}(0)\approx 0, \tag{9}$$

即保証 π-N 散射衍射峯寬不随能量增大而变窄.

图 1

三、高能 N-N 衍射散射

如同文献[14]所述，将微分截面与总截面表为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{1}{2}[|\phi_1|^2+|\phi_2|^2+|\phi_3|^2+|\phi_4|^2+4|\phi_5|^2], \tag{10}$$

$$\sigma_t=\frac{2\pi}{P}\operatorname{Im}[\phi_1+\phi_3]_{t=0}, \tag{11}$$

其中 ϕ_i 是相互独立的五个物理振幅，P 为質心系核子的三維动量.

在高能时，已知

$$\phi_1=\phi_3,\qquad \phi_2=-\phi_4,$$

于是以 p-p 散射为例，(10)式与(11)式可簡化为

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{4\pi}{s}[|\phi_1^{(1)}|^2+|\phi_2^{(1)}|^2+2|\phi_5^{(1)}|^2], \tag{12}$$

$$\sigma_t=\frac{8\pi}{\sqrt{s}}\operatorname{Im}\phi_1^{(1)}{}_{(t=0)}, \tag{13}$$

其中指标"(1)"是表同位旋是 1 的振幅. 同样地，考虑衍射散射，保留 t 趋于零时主要項

的貢献，則有

$$\left.\begin{aligned}&\lim_{t\to 0}\phi_5^{(1)}=0,\\&2E\phi_1^{(1)}=-\frac{\pi}{4}\sum_i\frac{1+e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin\pi\alpha_i(t)}b_{11}^i(t)\left(\frac{s}{2m^2}\right)^{\alpha_i(t)},\\&2E\phi_2^{(1)}=\frac{\pi}{4}\sum_i\frac{1+e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin\pi\alpha_i(t)}b_{22}^i(t)\left(\frac{s}{2m^2}\right)^{\alpha_i(t)},\\&i=p,q,\end{aligned}\right\}\tag{14}$$

其中 b_{11}^i 与 b_{22}^i 是分别与三重态的分波振幅 h_{11}^J, h_{22}^J 的留数有关的物理量，因 $h_{11}^J\neq h_{22}^J$，故

$$b_{11}^i(t)\neq b_{22}^i(t).\tag{15}$$

将 $\phi_1^{(1)}$ 与 $\phi_2^{(1)}$ 的高能表达式(14)代入(12)式，則有

$$\frac{d\sigma}{dt}=\frac{\pi^3}{4s^2}\sum_{k=1,2}\left[\left(\frac{b_{kk}^p(t)}{\sin\frac{\pi}{2}\alpha_p(t)}\right)^2\left(\frac{s}{2m^2}\right)^{2\alpha_p(t)}+2\frac{b_{kk}^p(t)b_{kk}^q(t)\cos\frac{\pi}{2}(\alpha_p(t)-\alpha_q(t))}{\sin\frac{\pi}{2}\alpha_p(t)\sin\frac{\pi}{2}\alpha_q(t)}\times\right.$$
$$\left.\times\left(\frac{s}{2m^2}\right)^{\alpha_p(t)+\alpha_q(t)}+\left(\frac{b_{kk}^q(t)}{\sin\frac{\pi}{2}\alpha_q(t)}\right)^2\left(\frac{s}{2m^2}\right)^{2\alpha_q(t)}\right].\tag{16}$$

由公式(6)有

$$\begin{aligned}\frac{1}{\Gamma(s)}=&2\frac{[b_{11}^p(0)+b_{11}^q(0)][b_{11}^{p\prime}(0)+b_{11}^{q\prime}(0)]+[b_{22}^p(0)+b_{22}^q(0)][b_{22}^{p\prime}(0)+b_{22}^{q\prime}(0)]}{[b_{11}^p(0)+b_{11}^q(0)]^2+[b_{22}^p(0)+b_{22}^q(0)]^2}+\\&+2\{([b_{11}^{p2}(0)\alpha_p'(0)+b_{11}^p(0)b_{11}^q(0)(\alpha_p'(0)+\alpha_q'(0))+b_{11}^{q2}(0)\alpha_q'(0)]+\\&+[b_{22}^{p2}(0)\alpha_p'(0)+b_{22}^p(0)b_{22}^q(0)(\alpha_p'(0)+\alpha_q'(0))+b_{22}^{q2}(0)\alpha_q'(0)])/([b_{11}^p(0)+\\&+b_{11}^q(0)]^2+[b_{22}^p(0)+b_{22}^q(0)]^2)\}\times\\&\times\ln\frac{s}{2m^2}=2B+2\alpha_e^{p-p\prime}(0)\ln\frac{s}{2m^2}.\end{aligned}\tag{17}$$

上式常数 B 将与 p-p 散射的衍射峯的寬度有关，$\alpha_e^{p-p\prime}(0)$ 为 p-p 散射的等效 Regge 軌迹的零点微商．由条件(15)知，因 $b_{11}^i\neq b_{22}^i$，(17)式第二項 $\alpha_e^{p-p\prime}(0)$ 表式分子中的二項不能同时为零，故等效軌迹的零点微商不等于零．虽然我們并不排斥这二項异号相加相消的可能性，但从物理的角度考虑，它的可能性是很小的．如将 α_p 与 α_q 对 p-p 散射的貢献表为 Feynman 图[見图 2(a) 及 2(b)]，則因 α_q 的二个角頂均与費米子对作用，故留数 b^p 与 b^q 应該同号，故 $\alpha_e^{p-p\prime}(0)$ 表式分子中两方括号項均恆大于零，即 $\alpha_e^{p-p\prime}(0)$ 也恆大于零，因此 p-p 散射的衍射峯寬将傾向于随能量增大而对数地变窄，这也正是目前实驗所观察到的結果．

图 2

四、参数的确定

在同时考虑 α_p 与 α_q 軌迹的貢献的假設下，前面我們分别給出了高能 π-N 散射及 N-N 散射的有关表达式. 本节我們将討論通过实驗初步确定有关参数的問題.

如第一节所提及，我們可以将 α_p 軌迹与 f 粒子，α_q 軌迹与 K_1(或 χ_1)粒子相对应. 在直綫近似下(見图 3)我們可簡单地給出二个軌迹在 $t=0$ 时的微商数值:

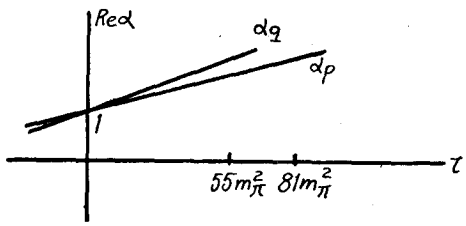

图 3

$$\left.\begin{aligned}\alpha_p'(0) &\approx \frac{1}{81},\\ \alpha_q'(0) &\approx \frac{1}{55}.\end{aligned}\right\} \tag{18}$$

对于 π-N 散射，为了使 $\alpha_\sigma^{\pi-N'}(0)$ 近似为零，則应有关系

$$\alpha_p'(0)b_p^+(0) \approx -\alpha_q'(0)b_q^+(0);$$

又由表达式(2)有

$$\sigma_t = b_p^+(0) + b_q^+(0). \tag{19}$$

取 $\sigma_t(\pi^-p) \approx \sigma_t(\pi^+p) \approx 24mb$，則由上面各式知零点的留数 $b_p^+(0)$，$b_q^+(0)$ 分别为

$$\left.\begin{aligned}b_p^+(0) &\approx 3.81,\\ b_q^+(0) &\approx -2.58.\end{aligned}\right\} \tag{20}$$

对于 p-p 散射，决定有效軌迹微商 $\alpha_\sigma^{p-p'}(0)$ 的除 $\alpha_p'(0)$ 与 $\alpha_q'(0)$ 以外尙有四个参数: $b_{11}^p(0)$、$b_{11}^q(0)$; $b_{22}^p(0)$、$b_{22}^q(0)$，它們之間应滿足已知关系

$$\frac{\sum\limits_{k=1,2}[b_{kk}^{p2}(0)\alpha_p'(0) + b_{kk}^p(0)b_{kk}^q(0)(\alpha_p'(0)+\alpha_q'(0)) + b_{kk}^{q2}(0)\alpha_q'(0)]}{[b_{11}^p(0)+b_{11}^q(0)]^2 + [b_{22}^p(0)+b_{22}^q(0)]^2} \approx \frac{1}{80} \tag{21}$$

及

$$\sigma_t(\text{p-p}) \approx \pi^2(b_{11}^p(0) + b_{11}^q(0)). \tag{22}$$

由这些条件尙不足将这些参数完全确定下来，故該問題尙待进一步研究.

应該指出，在我們上述的討論中由于引入了一些新的参数而使理論带来一定的任意性，并且这些参数的确定还必須依賴于实驗事实，但我們的看法与現有一些理論的区别是明显的. 現有的理論均認为决定衍射峯寬随能量变化性質的 Regge 軌迹的斜率 $\alpha'(0)$ 是与过程无关的，而根据我們上述的討論，由于必須同时考虑 α_p 与 α_q 軌迹的貢献，故应以 $\alpha_\sigma'(0)$ 代替 $\alpha'(0)$，唯 $\alpha_\sigma'(0)$ 依賴于留数，因此也明显地依賴于具体的过程. 可以預期，高能 K-N 散射的等效 Regge 軌迹的斜率 $\alpha_\sigma^{K-N'}(0)$ 一般地也将异于 $\alpha_\sigma^{\pi-N'}(0)$ 及 $\alpha_\sigma^{N-N'}(0)$，且数值可能居于二者之間. 如果在現有 $\alpha_\sigma^{\pi-N'}(0) \neq \alpha_\sigma^{N-N'}(0)$ 的实驗的基础上进一步发現諸如 $\alpha_\sigma^{K-N'}(0) \neq \alpha_\sigma^{\pi-N'}(0) \neq \alpha_\sigma^{N-N'}(0)$ 等事实，則这将是对我們看法的強有力的支持.

五、高能总截面关系

如上所述，引入 α_q 軌迹能解释如今高能 π-N 和 N-N 衍射散射的实驗事实，以下我

們将进一步研究引入 α_q 軌迹对其他高能現象的影响．本节我們将討論总截面关系的問題，下节我們将討論高能核子的极化問題．

按照 Regge 极点假設，在单眞空极点近似下，三个相关过程高能总截面滿足下列已知的关系[15]：

$$\sigma_{AB}^2 = \sigma_{AA} \cdot \sigma_{BB}. \tag{23}$$

对于无自旋的粒子，由类似的方法我們証明了引入 α_q 軌迹将不改变上面的結論．

以 f_j, g_j, h_j 記 π-π, π-K 及 K-K 三个散射过程交叉道的分波振幅，由广义么正条件

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{2i}(f_j - f_{j^*}^*) &= \frac{k}{\omega} f_j f_{j^*}^*, \\ \frac{1}{2i}(g_j - g_{j^*}^*) &= \frac{k}{\omega} g_j f_{j^*}^*, \\ \frac{1}{2i}(h_j - h_{j^*}^*) &= \frac{k}{\omega} g_j g_{j^*}^*; \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

有

$$\left.\begin{aligned} f_j &= \frac{f_{j^*}^*}{1 - 2i\frac{k}{\omega} f_{j^*}^*}, \\ g_j &= \frac{g_{j^*}^*}{1 - 2i\frac{k}{\omega} f_{j^*}^*}, \\ h_j &= h_{j^*}^* + 2i\frac{k}{\omega}(g_{j^*}^*)^2 \Big/ \left(1 - 2i\frac{k}{\omega} f_{j^*}^*\right); \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

其中 ω 与 k 分别为質心系介子的能量与三維动量．由(25)式知，在使 $f_{j^*}^* = \frac{\omega}{2ik}$ 的 $j(t)$ 是三个分波振幅的共同极点．在我們的情况必須同时考虑 α_p 与 α_q 的极点，故可令

$$f_{j^*}^* = \frac{\omega}{2ik}\left\{1 - \frac{[j - j_p(t)][j - j_q(t)]}{\beta_1[j - j_q(t)] + \beta_2[j - j_p(t)]}\right\}, \tag{26}$$

代入(25)式，仅保留奇异項有

$$\left.\begin{aligned} f_j &= \frac{\{\beta_1[j - j_q(t)] + \beta_2[j - j_p(t)]\}\frac{\omega}{2ik}}{[j - j_p(t)][j - j_q(t)]}, \\ g_j &= \frac{\{\beta_1[j - j_q(t)] + \beta_2[j - j_p(t)]\} g_{j^*}^*}{[j - j_p(t)][j - j_q(t)]}, \\ h_j &= \frac{\{\beta_1[j - j_q(t)] + \beta_2[j - j_p(t)]\}\frac{2ik}{\omega}(g_{j^*}^*)^2}{[j - j_p(t)][j - j_q(t)]}. \end{aligned}\right\} \tag{27}$$

因此相关过程留数

$$\gamma_j = \frac{\omega}{2ik}(\beta_1 + \beta_2), \quad \gamma_g = (\beta_1 + \beta_2) g_{j^*}^*, \quad \gamma_h = \frac{2ik}{\omega}(\beta_1 + \beta_2)(g_{j^*}^*)^2 \tag{28}$$

满足关系

$$\gamma_g^2 = \gamma_f \cdot \gamma_h. \tag{29}$$

由光学定理及散射振幅的 Regge 表式易知

$$\sigma_{\pi\pi} = \frac{3\pi^2}{\mu^2}\gamma_f(0), \quad \sigma_{\pi K} = \frac{3\pi^2}{\mu m}\gamma_g(0), \quad \sigma_{KK} = \frac{3\pi^2}{m^2}\gamma_h(0), \tag{30}$$

故最后有

$$\sigma_{\pi K}^2 = \sigma_{\pi\pi} \cdot \sigma_{KK}, \tag{31}$$

即(23)式所給出的关系.

六、高能核子的极化

在文献[16]中曾研究了高能 N-N 散射核子极化的問題,为簡便計,此处我們仅限于研究 π-N 散射核子极化的問題,但所得到的結果也将完全适用于 N-N 散射的情况.

对于初态未极化的 π-N 散射,末态核子的极化度 P 可表为

$$P\frac{d\sigma}{d\Omega} = -2\,\mathrm{Im}\,(f_1 f_2^*)\sin\theta. \tag{32}$$

物理振幅 f_1, f_2 与协变振幅 A, B 有熟知的关系:

$$f_1 = \frac{E+m}{8\pi W}[A + (W-m)B], \quad f_2 = \frac{E-m}{8\pi W}[-A + (W+m)B], \tag{33}$$

由此(32)式可改写为

$$P\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sin\theta}{16\pi W}(\mathrm{Re}\,A\,\mathrm{Im}\,B - \mathrm{Im}\,A\,\mathrm{Re}\,B). \tag{34}$$

引入前面定义的 Singh 振幅 A'[11]:

$$A' = A + \frac{w + \dfrac{t}{4m}}{1 - \dfrac{t}{4m^2}}B, \tag{35}$$

則

$$P\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sin\theta}{16\pi W}(\mathrm{Re}\,A'\,\mathrm{Im}\,B - \mathrm{Im}\,A'\,\mathrm{Re}\,B). \tag{36}$$

注意到高能 A' 的表达式(4)及类似地将 B 表为

$$B = \sum_i \frac{1 + e^{-i\pi\alpha_i(t)}}{\sin\pi\alpha_i(t)} b_i^-(t)\left(\frac{s}{2m}\right)^{\alpha_i(t)-1}, \quad i = p, q; \tag{37}$$

其中 $b_i^-(t)$ 是湮灭道分波振幅 f_-^J 在极点 $J = \alpha_i$ 处的留数(計入其他一些常数因子). 将(4)式及(37)式代入(36)式經运算不难得到

$$P\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sin\theta}{16\pi W}\left(\frac{s}{2m}\right)^{\alpha_p(t)+\alpha_q(t)-1} G(t), \tag{38}$$

其中

$$G(t) = [b_p^+(t)b_q^-(t) - b_q^+(t)b_p^-(t)]\left[\cot\frac{\pi}{2}\alpha_p(t) - \cot\frac{\pi}{2}\alpha_q(t)\right]. \tag{39}$$

在 t 小时近似地有

$$\sin\theta \approx \frac{2}{\sqrt{s}}(-t)^{1/2}, \tag{40}$$

故有

$$P\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{(-t)^{1/2}G(t)}{16\pi m}\left(\frac{s}{2m}\right)^{\alpha_p(t)+\alpha_q(t)-2}; \tag{41}$$

其中微分截面正如在(5)式中所給出．但在 $t<0$ 时，如我們上面所討論的，知 $\alpha_p(t)>\alpha_q(t)$，故对于足够高的能量，为簡单起見我們只保留其中的第一項，故有近似表式

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \frac{F(t)}{16\pi}\left(\frac{s}{2m}\right)^{2\alpha_p(t)-2}, \tag{42}$$

其中 $F(t)$ 表示与 t 有关的量．代入(41)式最后有

$$P = \frac{G(t)}{F(t)}\frac{(-t)^{1/2}}{m}\left(\frac{s}{2m}\right)^{\alpha_q(t)-\alpha_p(t)}, \tag{43}$$

即极化度随能量增加以 $[\alpha_q(t)-\alpha_p(t)]$ 次冪衰減．

为了作一定性的估計，我們仍采用 Regge 軌迹的直綫近似．在目前实驗能达到的小动量交換 $-t=10\,m_\pi^2$ 处，有

$$|\alpha_q(t)-\alpha_p(t)| \approx [\alpha_q'(0)-\alpha_p'(0)]|t| \approx 0.06, \tag{44}$$

即在小动量交換时，由于存在一对孿生軌迹 α_p 与 α_q，使高能核子极化度随能量增加以 0.06 次冪緩慢地衰減．

如果并不存在 α_q 軌迹，則除眞空軌迹 α_p 外，下一个必須考慮的应是亚眞空軌迹 α_p'．根据 Igi[17] 等人的分析，

$$\alpha_p'(0) \lesssim 0.5, \tag{45}$$

如認为 α_p' 軌迹的零点微商与眞空軌迹相同，則极化度随能量增大衰減的次冪代替(44)式应为

$$|\alpha_p'(t)-\alpha_p(t)| \approx 1/2, \tag{46}$$

即以較快的速度随能量增大而衰減．

因此，实驗上測定高能核子极化度随能量增大衰減的方式将有助于确定是否存在着 α_q 軌迹．

附注　在本文完成后，最近作者看到 Е. Л. Фейнберг 和 Д. С. Черновский 的工作[18]．为了解决目前高能 π-N 与 N-N 衍射的实驗事实，他們曾考慮了交換粒子集团的影响，并指出該影响可能相应于存在另一 $t=0$，$l=1$ 的 Regge 軌迹，这与本文引入的 α_q 正好相似．特别如 K_1 粒子是多粒子的共振态，則交換 α_q 便相应于交換一粒子集团．

参　考　文　献

[1] Diddens, A., et al., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 108 and 111.
[2] Foley, K., et al., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 376.
[3] Tingetal, C. C., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 468.
[4] Kanavatz, V. P., et al., *Phys. Letters*, **4** (1963), 196.
[5] Chan, C. H., *Phys. Letters*, **5** (1963), 274.
[6] Nambu, Y., et al., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 304.

[7] 殷鹏程、叶芃生、张春霆，物理学报，**21** (1965)，114.
[8] 例如 Regge, T., *Nuovo Cim.*, **14** (1959), 951; **18** (1960), 947; Lovelace, C., *Nuovo Cim.*, **26** (1962), 473.
[9] Amati, D., *Phys Letters*, **4** (1963), 270.
[10] 例如 Veillet, J. J., et al., *Phys. Rev. Letters*, **10** (1963), 29.
[11] 例如 Xuong, N. H., et al., *Nuovo Cim.*, **25** (1962), 923.
[12] Singh, V., *Phys. Rev.*, **129** (1963), 1889.
[13] 例如 Hung Cheng, *Phys. Rev.*, **130** (1963), 1283.
[14] Muzinich, Ivan J., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 1571.
[15] 例如 Грибов, В. Н., *ЖЭТФ*, **42** (1962), 1141.
[16] Muzinich, Ivan J., *Phys. Rev. Letters*, **9** (1962), 475.
[17] Igi, K., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 820.
[18] Фейнберг, Е. Л., Черновский, Д. С., *ЖЭТФ*, **45** (1963), 1252.

HIGH-ENERGY SCATTERING AND α_q-REGGE TRAJECTORY

YIN PONG-CHENG YEH PENG-SHENG CHANG CHUN-TING
(Department of Physics, Fu-Dan University)

ABSTRACT

In this article, we have introduced a new Regge trajectory, α_q, with vacuum quantum numbers, $\alpha_q(0) = \alpha_p(0) = 1$, but $\alpha'_q(0) \neq \alpha'_p(0)$. α_q as well as α_p takes part in the high energy non-exchange processes, and they interfere with each other. The consequence of the two vacuum Regge trajectories is equivalent to an effective trajectory α_e, the slope of which at zero energy $\alpha'_e(0)$ is dependent on the processes. The essential difference of our theory from the old one deduced from a single vacuum trajectory, α_p, is that $\alpha'_e(0)$ will be different for different processes. This does not conflict with the newest experiments.

It is expected that the $\alpha'_e(0)$ for K–N scattering will take different values from those of π–N and N–N. The existence of α_q may not influence the relations between the total cross-sections of the crossed processes, but the polarization of the high energy nucleon after scattering will decrease much more slowly, than absence of α_q, as energy increases.