

Pomeron 的结构和胶球的强生机制*

彭宏安¹ 段春贵² 阎占元³ 何祯民

1 (北京大学物理系 北京 100871)

2 (河北师范大学物理系 石家庄 050016)

3 (华北电力大学物理教学部 保定 071003)

摘要 首先强调了在高能强作用软(高强软)过程,特别是在强子散射总截面中,单由 Pomeron (IP) 交换就渐进地饱和了么正性条件这件事的重要性. 结合对 Landshoff 和 Nachtmann 的 IP 场论模型适当修改,提出了最大非微扰强作用反应假说. 与此相关,认为 IP 由这种反应中得出的一对共轭色八重态胶团组成. 通过对修改后的 $q-\bar{q}$ 弹性振幅虚部图形的物理内涵的考察,一方面预言了高强软过程中会产生组分胶子,胶球态是由两个对撞的组分胶子熔合所形成. 另一方面,通过这里的色胶团单圈图与 Gell-mann-Zweig 的介子散射时夸克图的对应,论证了 IP 与胶球态之间存在着 Regge 极点型的二元性关系.

关键词 玻密子 胶球 非微扰

1 Pomeron (IP) 在强软过程中的特殊地位和 Landshoff-Nachtmann 的 IP 场论模型

熟知对于强子 A-B 散射,当系统能量 s 大 ($s \geq 10^4 \text{ GeV}^2$) 而动量转移小 ($|t| \leq 2\text{ GeV}^2$) 时,最好用 Regge 极点理论的程式描述它们的散射振幅^[1]

$$f_{AB}(s, t) \sim \sum_i \frac{r_A^{(i)}(t) r_B^{(i)}(t)}{\Gamma(\alpha_i(t))} \frac{(\eta_i + e^{-i\pi\alpha_i(t)})}{2\sin \pi\alpha_i(t)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(t)}, \quad (1)$$

其中 $\alpha_i(t)$ 是 $f(s, t)$ 在复角动量平面中第 i 个极点随 t 变化而形成的轨迹. $r^{(i)}(t)$ 是它与强子的耦合系数, $\eta_i = \pm 1$ 称为轨迹 i 的 Signature, 是表征此轨迹的时-空性质的特征量, s_0 是固定能标(通常取 $s_0 = 1\text{ GeV}^2$).

由散射总截面正比于朝前弹性散射振幅虚部的 s 矩阵么正性条件^[1]

$$\sigma_{AB}^T(s) = \frac{1}{s} \text{Im} f_{AB}(s, 0) \quad (2)$$

和(1)式得出

2001-09-24 收稿, 2001-11-26 收修改稿

* 国家自然科学基金(10175074), 河北省自然科学基金(100144)和华北电力大学青年科研基金资助

$$\sigma_{AB}^T(s) = \sum_i A_{AB}^{IR_i} s^{\alpha_{IR_i}(0)-1} + A_{AB}^{IP} s^{\alpha_{IP}(0)-1} \rightarrow A_{AB}^{IP} s^{\alpha_{IP}(0)-1}, \quad (3)$$

其中 A^{IR_i}, A^{IP} 分别是 $t=0$ 时第 i 个 Regge 轨迹和 IP 轨迹的总系数. 由强子质量谱与其相应自旋值确定的强子 Regge 轨迹的 Chew-Frautschi 标图和由高能截面实验数据定出的 IP 轨迹(见图 1)得知, 当 s 很大时(实际上 $s \geq 10^4 \text{ GeV}^2$ 后), $A-B$ 散射总截面程式中, 所有与强子对应的 Regge 轨迹的贡献项都趋于零, 惟独留下不与任何已知强子对应的真空量子数的轨迹 IP 的贡献. 这就是所谓 IP 交换渐近地饱和了么正性, 它表明当 s 足够大时, IP 项的贡献等于总截面中所有可能的末态的贡献之和. 换言之, 单由 IP 交换就覆盖了散射过程中所允许的全部强作用, 这点早已为人们所熟悉. 但迄今为止, 还未见到对这一特征本身的物理内涵和它将牵连到那些问题作过的深入讨论.

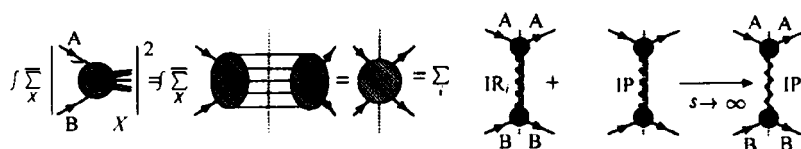


图 1 A+B 散射总截面的么正性条件图解式

这里要指出, 从高能强子散射总截面测量得知, 它随 $|t|$ 的分布都是类衍射型. $|t|$ 小端有极陡峭的朝前峰, 而 $|t|$ 大时以高幂次迅速趋于零. 这清楚表明, 其中绝大部分贡献都来自非微扰 QCD 效应, 而微扰的贡献小得完全可以忽略. 因此任何关于 IP 结构的讨论应属于非微扰 QCD 范畴.

当 $s \geq 10^4 \text{ GeV}^2$, 测量 $\pi^+ - p$ 和 $p-p(p)$ 的总截面随 s 的变化, 发现了一条重要的规律, 即

$$\frac{\sigma_{\pi^+ - p}^T(s)}{\sigma_{p-p}^T(s)} \approx \frac{\sigma_{\pi^+ - p}^T(s)}{\sigma_{p-p}^T(s)} \approx \frac{\sigma_{\pi^+ - p}^T(s)}{\sigma_{p-p}^T(s)} \approx \frac{\sigma_{\pi^+ - p}^T(s)}{\sigma_{p-p}^T(s)} \approx \frac{13.63}{21.70}, \quad (4)$$

这表明在 10% 差异范围内, 这些比值都是 $\frac{2}{3}$ (或 $\frac{6}{9}$)^[2], 它们正好是 π 介子和核子中所有的组分夸克数之比. 因此这规律表明了一个重要事实, 即 IP 与强子的耦合实际上(在 10% 不定度内)是 IP 与其中的单个组分夸克的耦合, 这一规律称为总截面的相加夸克律.

由于本文要修改 Landshoff-Nachtmann(L-N)的 IP 场论模型^[3], 并以此为基础讨论其他许多问题, 因此先要简单回顾 L-N 模型的基本内容:

1) 考虑到用 QCD 讨论太困难, 故采用 Abel 型夸克-胶子场论, 而将色禁闭效应和胶子真空凝聚值等非 Abel 性质作为附加条件“移栽”到此 Abel 场论中.

2) 据 $\sigma^T(s)$ 的相加夸克律, 可假定 IP 与强子中组分夸克的作用力程 a 比强子半径 R_h 小得多, 因而 IP 只与强子中单个组分夸克 $q(q)$ 作用, 论证了所有违反这假定的项的贡献的确都是小一个量级.

3) 从图 1 可见, IP 的轨迹 $\alpha_{IP}(t)$ 在 $t=0$ 点的截距 $\alpha_{IP}(0) = 1.086$ 而非常接近矢量粒子的自旋值, 故 L-N 模型中将 IP 视为同位旋标量“光子”, 它以 γ_μ 型点作用与组分夸克 $q(q)$ 耦合.

4) 将交换 IP 看作为交换一对非微扰胶子传播子. 容易证明, 这对胶子在最低阶 $q\text{-}\bar{q}$ 散射振幅中相应的两个图的实部对消, 因而只留下虚部的贡献.

综合以上几点, 用 L-N 的 IP 场论模型可以计算 N-N(\bar{N}) 总截面(其图解式见文献 [3]), 而整个模型的核心部分就是 $q\text{-}\bar{q}$ 散射子过程图 2(a)¹⁾. Landshoff 和 Nachtmann 在文中已将这非微扰胶子传播子具体程式都已确定下来, 在后面的讨论中, 仍将沿用它们.

2 最大非微扰强作用假说和它在 $\text{Im}f_{AB}(s, 0)$ 中引伸的物理内涵

L-N 的 IP 场论模型是第一次定量地给出了 IP 的具体结构程式, 人们用它描述了高强壮过程中的现象, 并用它计算了高能对撞机上 $|t|$ 很小时的某些物理过程^{4,5)}. 但是这模型似乎没有能让人们了解为什么交换 IP 能渐近地饱和了么正性. 更具体讲, 为什么说它已经包含了总截面中全部可能的强作用. 根据上面对 L-N 模型的回顾, 这种“全部可能的强作用”应该体现在描述组分夸克散射的图 2(a) 中, 可实际上看不出这点. 因此我们认为, 应该对 L-N 的模型, 特别是针对图 2(a), 作适当的修改.

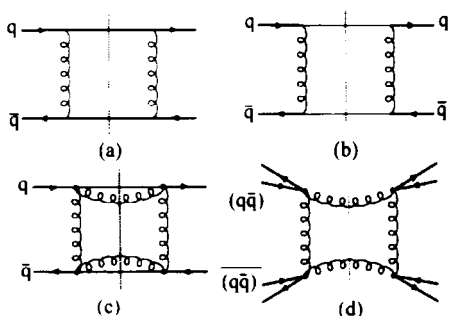


图 2 (a) L-N 模型中组分夸克 $q\text{-}\bar{q}$ 散射子过程图的虚部; (b) 用流夸克传播子线代替(a)中的组分夸克传播子线; (c) 将(b)中切割 $q_c(\bar{q}_c)$ 线分别用切割 $q+c(\bar{q}+c)$ 线替换后的等价图; (d) 与(c)等价的自由组分夸克偶数共轭对 $(q\bar{q})-(\bar{q}q)$ 朝前弹性散振幅虚部图

让我们先搁置这件事, 来看可能相关的另一个问题. 长久以来人们就熟知核子内部结构随横动量标度 Q^2 (或 $|t|$) 值不同而显示完全不同的图像, 粗略地说 $Q^2 \leq 1\text{GeV}^2$ 显示 (G-Z) 组分夸克图像, 而 $Q^2 \geq 2\text{GeV}^2$ 则显示流夸克和胶子的部分子分布图像. 但在 $1\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 2\text{GeV}^2$ 区间这两种图像如何过渡? 相应的组分夸克与流夸克、胶子间存在什么关系? 则不清楚也很少有人讨论. 因为普遍认为, 它们分别属于 QCD 非微扰和微扰两个不同的范畴. 受到有关 IP 的特性和 QCD 中作用强度的强弱与时-空线度间的大小的关系启发, 我们猜想在高强壮过程中, 由于主要贡献项的动量转移一般是 $0 \leq |t| \leq 2\text{GeV}^2$, 正好是这两种图像的汇合区. 在这里应该能看到由于汇合与交叉带来的效应. 总截面中单独由交换 IP 就能饱和么正性条件这种特征, 也许正是这种效应的典型表现. 另外根据有关核子中组分夸克模型⁶⁾ 和不同 Q^2 值时核子结构实验知识的综合, 我们认为组分夸克 $q(\bar{q})$ 与流夸克 $q_c(\bar{q}_c)$ 之间最本质的差异就是前者“穿”了一身以胶子为主体的非微扰 QCD 的“衣服 $c(\bar{c})$ ”, 在适当的环境下, 它有一定的几率将这整个的“衣服”完全剥脱下来

1) 注: 由于 N 和 \bar{N} 中分别有 3 个组分夸克 q 和 3 个组分反夸克 \bar{q} , 对于 N-N 散射讲它的直接道 (s 道) 中出现 $q\text{-}\bar{q}$ 散射. 按 S 矩阵交叉道 (t 道) 中出现包括 IP 在内的 Regge 极点轨迹. 而对于 N- \bar{N} 散射讲, 这时在 s 道中出现的是 $q\text{-}q$ 散射, 在 t 道中似乎不可能出现任何 Regge 轨迹. 但实际上这时另一个交叉道 (u 道) 却又是 $q\text{-}\bar{q}$ 散射, 与它对应地在 t 道中是能够出现包括 IP 在内的 Regge 极点轨迹的, 而且当能量很大时, u 道对 IP 的贡献不但变的和 s 道同样大, 而且它们的符号也相同. 因此, 在只讨论 IP 项时, N- \bar{N} 和 N-N 的结果完全相同

时,它就成为物理的(\mathcal{S}_{QCD} 中的)流夸克¹⁾. 而反应式

$$q \rightarrow q_c + c \text{ (或 } \bar{q} \rightarrow \bar{q}_c + \bar{c}) \quad (5)$$

就是本文提出的最大非微扰反应假说的基本内容.

再回来看修改图 2(a)的问题. 联系到 IP 只与强子中单个组分夸克耦合和交换 IP 就能饱和么正性(即交换 IP 就意味着交换了全部可能的强作用),就容易想到,应该用图 2(b)来替换掉 L-N 模型的图 2(a),即用(5)式作为 $q\text{-}\bar{q}$ 散射中的顶角,并用 \mathcal{S}_{QCD} 中流夸克传播子来替换其中被切割的组分夸克传播子,而其他部分保持不变. 这样能清楚表明,高能强子散射总截面中,正是由于它体现了最大非微扰反应,才能使得 IP 饱和了么正性条件.

经过这样修改以后,图 2(b)的物理涵义是不言自明的. 由于组分夸克和流夸克均属色三重态,因而反应中的“衣服”是色八重态. 没有任何先验理由认为这“衣服”是什么基本组分,因此只能将它们看作无味道的色八重态的非微扰 QCD 胶团(Gluon). 但按照 L-N IP 场论模型,它的具体数学表达式在文献[3]已给出,且其中各个参数也已由惟象分析确定好. 这样,我们的结论是,IP 是由这两个共轭色八重态非微扰胶团组成的真空量子数物理实体.

现在对图 2(b)作进一步的考察,注意到这里流夸克 q_c (\bar{q}_c) 的传播子线均为么正性要求所切割,因此它们都是自由的,即都在质量壳上. 对于自由的 q_c ,可以设想由(5)求得交叉反应式

$$q_c^{\text{free}} \rightarrow q^{\text{free}} + c^{\text{free}} \text{ (或 } \bar{q}_c^{\text{free}} \rightarrow \bar{q}^{\text{free}} + c^{\text{free}}) \quad (6)$$

是成立的. 因此可将图 2(b)进一步换为图 2(c).

图 2(c)中上面(和下面)被切割的 $q + \bar{c}$ (和 $\bar{q} + c$) 都是自由的,它们之间不存在相互作用. 这样其中的 q 和 \bar{q} 线在散射过程中,除开交换一对共轭 $c\bar{c}$ (即 IP 的代替物)以外,只起着通常谱粒子所具有的分量动量-能量的作用. 而对于 c 讲,将图 2(c)改画为图 2(d)后,可以看成为一对无色无味的自由组分夸克偶素($q\bar{q}$ - $q\bar{q}$)的朝前弹性散射振幅虚部构成的切割单圈图(图 2(d)). 而意识到这点是很有意思的.

将图 2(c)代替图 2(a)得出修改后的 IP 模型中 $\text{Im}f_{\text{AB}}(s, 0)$ 对应图 3. 以下的讨论就以图 3 为出发点.

3 组分胶子、胶球态、IP 和胶球态的二元性关系

3.1 关于组分胶子(g)

图 3 中被切割的 $c(\bar{c})$ 是非微扰色八重态胶团,它可能是复杂的结合体. 但我们推测 $c(\bar{c})$ 有一定的几率包含了有胶子非微扰作用形成的基本组分,称它为组分胶子(g). 显然组分胶子 g 是色八重态,它的地位和通常强子中的组分夸克 $q(\bar{q})$ 相等,它是非微扰 QCD

1) \mathcal{S}_{QCD} 中物理的流夸克也是穿了“衣服”的,但这身“衣服”是用微扰 QCD 方法算得的 Sudakov 形状因子,与组分夸克中的非微扰“衣服”完全不是一码事

领域中重要的基本成员. 组分胶子有确定的质量, 根据已有的强子物理知识, 我们认为, 它可能在高能强作用软过程中出现.

3.2 关于胶球态(G)

由图 3 切割线的左半部可以知道, 当对撞强子 A-B 中产生的 c 与 \bar{c} 熔合时, 将产生出新的无色无味的束缚态或共振态. 其中最简单的, 也可能是有最大几率的态, 是来自一对组合胶子 g 与 g 的熔合, 这时产生的就是胶球态, 如图 4. 由于组分胶子与组分夸克地位相等, 因此胶球态在强子世界中的地位与通常(G-Z 模型下)的强子的相等. 此外, c 与 \bar{c} 熔合还可以产生许多由多个组分胶子组成的不稳定的胶球态.

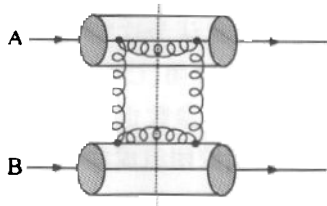


图 3 修改后的 IP 模型中 $\text{Im}f_{AB}(s, 0)$ 的对应图

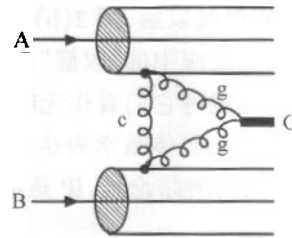


图 4 胶球态强生示意图

3.3 IP 与胶球态的关系

先简单回顾 Regge 极点理论中已为实验证实的“强子态与 Regge 轨迹的二元性(duality)关系”. 即对于高能强作用软过程散射振幅的虚部讲, 对其 s 道中所有共振态(含连续谱)贡献的能量积分等于对其 t 道中所有 Regge 轨迹项的能量积分, 即 $\langle \text{Im}f^{\text{res}}(s, t) \rangle = \langle \text{Im}f^{\text{Regge}}(s, t) \rangle$. 这一结果从 Gell-mann-Zweig 模型中的夸克线图^[1]来看很容易理解. 如图 5, 当我们将它沿 s 方向拉伸和沿 t 方向拉伸时, 它们分别变成成为图 6 中的(a)和(b). 这时(a)显然表示振幅虚部对所有的中间态(共振态和连续谱)之和, 而(b)表示对 t 道所有交换 Regge 极点轨迹之和.

注意到由修改 L-N IP 模型的图 2(b)最终可表示为图 3, 而图 3 与图 5 具有相同的拓扑结构后, 平行于 Regge 轨迹理论, 我们推测胶球态与 IP 也可能存在上述意义下的二元性关系.

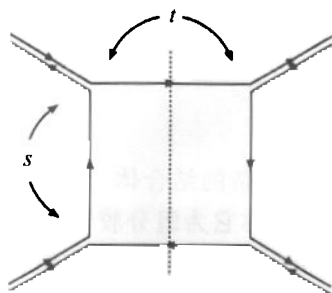


图 5 G-Z 模型中介子-介子朝前弹性散射振幅虚部图

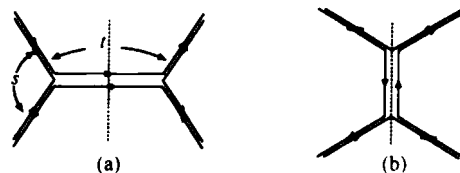


图 6 将图 5 分别沿 s 道和沿 t 道拉伸到极限时的两种结果

但有一点要强调,类似 $u(u)$, $d(\bar{d})$ 组分夸克可以组成许多重子、介子的轨道激发态家族,它们在复角动量平面中对应许多条 Regge 轨迹一样,组成 IP 的胶团 $c(\bar{c})$ 中可能含有不同的组分,它们也可能在复角动量平面中形成许多均带真空量子数的不同的胶球态 Regge 轨迹. 但迄今在实验上却无法区分它们,因而它们全部的贡献只能表现为实验上定出来的 IP 轨迹. 不少人没有意识到这点,他们想用唯象学中有关 IP 轨迹的知识去定出胶球态的参数. 这种做法只有在能肯定强作用中只存在一条胶球 Regge 轨迹激发态时才正确.

4 结束语

本文讨论了高强软过程中某些重要的非微扰效应的物理内涵和与之有关的可能牵连. 具体讲,讨论了以下两个方面:

1) 强调了“IP 的渐近地饱和和么正性条件”这一性质具有深刻的物理内涵. 通过适当修改 L-N 的 IP 场论模型,提出了“最大非微扰强作用反应”假说. 指出高能强子总截面中,交换 IP 时独有的特征正是体现了假说的内容. 提出了 IP 由两个有确定物理意义的共轭色八重态胶团组成. 与此相关,说明了么正性条件是组分夸克与流夸克两种图像沟通点.

2) 涉及到与 IP 交换的交叉道物理方面,首先论证了在非微扰 QCD 领域存在着和组分夸克地位相当的基本成员——组分胶子. 说明了它们只可能在高强软过程中产生. 对撞的组分胶子的熔合形成了胶球态. 指出在强子世界中可能存在多种(动力学上不同的)胶球态激发家族. 但实验上无法区分它们. 对比 Regge 极点理论中已有的强子态与 Regge 轨迹存在二元性关系,本文用图示法直观显示了 IP 与胶球态之间也可能是 Regge 型的(平均意义上的)二元性关系.

参考文献 (References)

- 1 Collings P D B. An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics. Cambridge University Press, Cambridge, 1977
- 2 Forshaw J R, Ross D A. Quantum Chromodynamics and the Pomeron. Cambridge University Press, Cambridge, 1997
- 3 Landshoff P V, Nachtmann O. Z. Phys., 1987, C35:405
- 4 Bialas A, Landshoff P V. Phys. Lett., 1991, B256:540
- 5 PENG H A, XU J S. Eur. Phys. J., 1999, C17:87
- 6 PENG H A, XU J S. Chin. Phys. Lett., 2000, 17:868

Structure of the Pomeron and the Mechanism for Strong-Production of the Glueball*

PENG Hong-An¹ DUAN Chun-Gui² YAN Zhan-Yuan³ HE Zhen-Min²

1 (Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

2 (Department of Physics, Hebei Teachers' University, Shijiazhuang 050016, China)

3 (Department of Physics, Northchina Electric Power University, Baoding 071003, China)

Abstract In this paper we first emphasize the importance of the Pomeron (IP) for its asymptotically saturation of the unitarity condition alone. After proper modified the field theory model for IP developed by Landshoff and Nochtmann, we argue that the exchange of IP in high energy $h-h'$ scattering embodies the hypothesis of the maximum non-perturbative strong interaction reaction (MNSIR) in which a constituent quark converts into a current quark and emits a color octet nonperturbative glue. We think the IP is composed from the conjugated pair of such glue. In the circle of non-perturbative fundamental entities in QCD, we argue that there should exist a new member—the constituent gluon, it should be emerged in high energy $h-h'$ strong-soft processes, and the glueballs are produced via two constituent gluons fusion. Finally, we conjecture there may be an averaged dual relation between the glueballs and the Pomeron, but this correspondence may become as multi-to-one homologue.

Key words Pomeron, glueball, non-perturbative

Received 24 September 2001, Revised 26 November 2001

* Supported by NSFC (10175074), Natural Foundation of Hebei Province (100144) and the Youth Foundation of North-China Electric Power University