高能散射强相互作用唯象学研究进展

王健¹, 司宗国¹, 刘言锐¹, 李世渊^{1*}, 吴群¹, 金毅^{2,1*}, 姚涛¹, 蒋军¹

1. 山东大学物理学院, 济南 250100;

2. 济南大学物理科学与技术学院, 济南 250022

* 联系人, E-mail: lishy@sdu.edu.cn; ss_jiny@ujn.edu.cn

2021-01-08 收稿, 2021-03-18 修回, 2021-03-23 接受, 2021-03-24 网络版发表

国家自然科学基金(11635009, 11775130, 11775132, 11875179, 11905112, 12005117)、山东省自然科学基金(ZR2018MA47)和泰山学者经费(tsqn201909011)资助

摘要 高能散射是研究物质基本结构及其相互作用规律的基本实验手段, 探索新物理必然涉及的强相互作用唯象分析和精确计算尤为重要. 本文围绕强子产生介绍高能散射强相互作用的最新唯象学研究进展, 主要包括量子色动力学微扰计算概述、强相互作用软硬界面的预禁闭结构(色连接、重子数涨落等)、色单态预禁闭集团的强子化物理图像及重要的强子化模型(弦碎裂模型、集团碎裂模型、夸克组合模型等)、强子产生涉及的相关强子结构和强子波函数的研究与应用等.

关键词 多重产生, 微扰量子色动力学, 预禁闭, 强子化, 强子波函数

粒子物理学是研究物质最基本的结构及其相互作用规律的学科, 必然涉及极小的时空尺度. 它的基本实验手段是高能散射. 因此, 粒子物理学也被称为高能物理学. 由于宇宙是不断膨胀的, 宇宙甚早期的状态和性质也涉及极小的时空尺度, 自然也是粒子物理学的研究领域之一. 在宇宙甚早期, 高能散射过程一般性质的研究具有非常重要的意义^[1]. 目前, 物质结构和相互作用的可靠知识除引力之外, 可由标准模型来概括. 标准模型把强相互作用、弱相互作用和电磁相互作用统一起来, 成为一个自洽的量子场论模型. 因此, 高能散射过程, 不论初态入射粒子是什么, 必然涉及上述各种相互作用. 其中, 强相互作用占有特别的地位. 在高能对撞机(例如正负电子对撞机、强子对撞机等)实验中探索新物理必然涉及的强相互作用唯象分析和精确计算尤为重要. 本文结合各类高能散射过程, 简述强相互作用唯象研究的进展.

本文着重围绕强子产生的分析展开阐述. 这是因

为, 高能散射最明显的特征就是提供了各种粒子大量产生的足够能量, 这与描写高能散射的基本理论框架——相对论性量子场论的基本性质相一致. 一个完整的高能散射过程可能涉及的能量标度范围广, 而不同能量区域需要采用的理论工具不尽相同, 使得完整描述该过程变得十分复杂. 具体来说, 有两类截然不同又互相联系的高能散射过程. 以高能强子碰撞为例, 一类是散射过程和产生的粒子横动量(相对于入射粒子方向)转移都相对有限, 相对散射总质心能量而言是小量, 这类过程最大的特征是其截面随能量的变大不会变小. 事实上, 这类散射中的多粒子产生与强子反应总截面有着密切的关系^[2], 一些强子产生模型一开始也是基于这类过程发展起来的. 对这类过程而言, 散射的质心系总能虽然是一个大的能量标度, 但它仅仅提供了末态粒子在动量空间的分布范围, 而不能作为具体动力学过程的特征能量标度. 每一个粒子的产生过程, 都只是对应这个大的动量空间的一个局域范围. 这类过程

引用格式: 王健, 司宗国, 刘言锐, 等. 高能散射强相互作用唯象学研究进展. 科学通报, 2021, 66: 1957–1967

Wang J, Si Z G, Liu Y R, et al. Recent progress on strong interaction phenomenology in high energy scatterings (in Chinese). Chin Sci Bull, 2021, 66: 1957–1967, doi: 10.1360/TB-2021-0035

中没有动力学的“硬标度”，无法利用量子色动力学 (quantum chromodynamics, QCD) 的微扰论进行定量计算，因此需要更多的实验细节来帮助和促进相关的动力学计算分析方法、模型的发展。例如，通过测量动量空间各类多粒子的关联关系，可以加深对其典型动力学标度的了解，理解这类过程的动力学细节；具体到夸克组合产生强子的过程，随机组合和其他组合机制导致的关联是不同的^[3]。

另一类散射是具有大的横动量转移或者有重粒子产生的硬过程，这类过程可以直接探测物质深层次的结构，也可能是新物理、新粒子的信号。大的横动量和重粒子质量可以作为QCD的硬标度，由于渐近自由特性，可以用微扰方法进行计算，做出一定预言。本文将简单介绍微扰QCD。第一类过程截面比第二类大得多，在实验上为了挑选测量第二类过程，要设置各种探测器触发机制排除掉第一类过程。当然，这两类过程不仅仅在实验上，在理论上也没有绝对的界限。举一个例子，在一定质心系总能下(例如200 GeV)产生横动量与该总能可比拟的“硬”粒子，是一个典型的硬过程；但是，产生同样大小横动量粒子的过程，在高得多的质心系总能下(如10 TeV)，则会表现出越来越多类似第一类过程的特征。同时，在第二类过程中涉及参与散射的初态部分子分布、多重散射子过程、潜在事例(underlying events)等，对应的能量标度都远小于硬散射能量标度，都不能用微扰QCD做出直接预言。因此，对完整过程涉及多个不同能量标度的高能散射，各种不同近似程度的唯象因子化框架非常重要，而研究、发展因子化方法，也依赖于对例如上述各类软过程的直接认识。此外，很多高能近似下的计算方法，最早也源于对第一类过程的研究。这是这两类过程密切联系的一个方面。随着强相互作用研究的深入，人们越来越多地意识到各种软过程的重要性。例如，相对论性重离子碰撞研究中，主要是第一类散射过程产生的多部分子系统，有可能演化为高温高密的“夸克胶子物质”，可以用来研究真空的性质以及强相互作用的一些性质^[4]。在相对论性重离子碰撞中观察到的“喷注淬灭”现象，喷注与夸克胶子物质的相互作用和第一类强子散射有着类似的特征，并不是以微扰过程为主^[5]。由于第一类散射过程在高能下截面占主导，如果向极高的能量推广，应用到宇宙甚早期的状态和物理过程，那么这类过程也是需要首先考虑的部分^[1]。另外，所有高能散射都面临一个微扰理论所不能解决的末态强相互作用粒子的强子化问题，不论是高能软过程的一维为主的纵向相空

间，还是高能硬过程以及夸克胶子物质演化末态的更加复杂的三维相空间，强子化都是一个在相空间局域发生的软过程，最终归结为单个强子质量的标度。强子化又直接与强子结构、色禁闭密切相关。对于一个具体的高能硬散射，微扰QCD决定了事例的拓扑形状、整体相空间分布，其与强子产生模型相衔接，还需要一个“部分子演化”的过程。对于上述这些课题，我们依次选择微扰/非微扰界面问题(包括预禁闭结构的色连接和重子数涨落等)、强子化模型、强子波函数等3个专题做介绍。

1 微扰量子色动力学简介

自从量子色动力学的渐近自由特性被发现，微扰QCD就成为研究高能对撞机上硬散射过程的基本方法，也是计算硬过程多粒子产生的起点。微扰方法从QCD基本拉氏量出发，通过计算费曼图、预言对撞机过程的散射截面等可观测量，与实验结果做比较。由于微扰论预言的精度可以采用系统性方法逐步提高，因此在精确检验标准模型和寻找新物理信号的问题中具有举足轻重的作用。例如，在大型强子对撞机(Large Hadron Collider, LHC)这样的质子-质子对撞机上，粒子散射过程的截面可以用式(1)近似得到^[6]：

$$\sigma = \sum_{a,b} \int_0^1 d\xi_A \int_0^1 d\xi_B f_{a/p}(\xi_A, \mu_f) f_{b/p}(\xi_B, \mu_f) \cdot H_{ab}(p_A, p_B, \{p_i\}, \mu_f, \alpha_s(\mu_r)) + O\left(\frac{\Lambda_{\text{QCD}}^2}{Q^2}\right). \quad (1)$$

其中， μ_f 、 μ_r 分别是因子化标度和重整化标度， p_A 、 p_B 表示初态部分子的动量， p_i 表示末态部分子的动量， α_s 是强相互作用耦合常数， Λ_{QCD} 是QCD非微扰区域的能标， Q 是部分子散射过程的特征能标。第一项被称作领头阶贡献；第二项是阶修正项，一般可以忽略。 a 、 b 代表质子中的部分子， $f_{a/p}(\xi, \mu)$ 是部分子分布函数(parton distribution function, PDF)，表示在质子中找到携带动量分数为 ξ 的部分子的概率，对于夸克和胶子分别定义为^[7]

$$f_{q/p}(\xi, \mu) = \frac{1}{4\pi} \int dx^- e^{-i\xi P^+ x^-} \cdot \langle P | \bar{\psi}(0, x^-, 0_\perp) \gamma^+ \mathcal{W}(x^-, 0) \psi(0, 0, 0_\perp) | P \rangle, \quad (2)$$

$$f_{g/p}(\xi, \mu) = \frac{1}{2\pi\xi P^+} \int dx^- e^{-i\xi P^+ x^-} \cdot \langle P | G_a(0, x^-, 0_\perp)^{+v} \mathcal{W}_{ab}(x^-, 0) G_b(0, 0, 0_\perp)^+ | P \rangle,$$

其中， ψ 表示夸克场， $\mathcal{W}$ 表示共线Wilson线； G_a 、 G_b 是胶

子场强张量, 这里光锥坐标定义为 $x^\pm = (x^0 \pm x^3) / \sqrt{2}$. 由于在低能区, 强相互作用具有色禁闭的性质, PDF 需要用到非微扰动力学, 很难通过第一性原理计算得到. 目前, 人们通常是从对实验数据的全局拟合中抽取 PDF^[8-11]. H_{ab} 描述了高能部分子之间的散射行为, 属于硬散射部分, 可以进行微扰计算. 式(1)被称为因子化定理, 它把散射截面中的微扰可计算部分与非微扰部分分开, 写为卷积的形式. 由于非微扰部分具有普适性, 即对初态相同的不同散射过程是一样的, 对于不同的散射过程, 只需要计算出硬散射部分即可, 因此使理论具有了预言能力. 硬散射部分可以按强相互作用的耦合系数 $\alpha_s(\mu)$ 作微扰展开:

$$H_{ab}(\mu) = \sum_{i=0} \alpha_s(\mu)^i H_{ab}^{(i)}(\mu), \quad (3)$$

其中, $H_{ab}^{(0)}(\mu)$ 被称为领头阶, $H_{ab}^{(1)}(\mu)$ 被称为次领头阶, 依此类推. 结果中包含的展开阶数越多, 理论预言的精度越高, 理论误差也越小. 在过去的一二十年里, 人们对硬散射部分的理解和计算取得了很大的进步, 提出了有效的计算方法, 对于大多数对撞机散射过程, 其截面都已经计算到次领头阶.

顶夸克是标准模型中最重的基本粒子, 与潜在的新物理具有密切关系. 在强子对撞机上, 其最主要的产生模式是对产生. 该过程也是寻找各种新物理信号的重要背景, 精确预言其产生截面可以有效区分背景过程的涨落和新物理的信号. 文献[12]给出了该过程的 QCD 次领头阶微分截面, 并保留了完整的顶夸克自旋信息, 也考虑了不同的顶夸克衰变末态, 还提供了可快速与实验作对比的拟合结果. 近几年, 人们计算了该过程的 QCD 次次领头阶结果^[13,14], 为在 LHC 上的实验分析提供了更加精确的理论参考值. 在未来的正负电子对撞机上, 当质心系能量大于两倍顶夸克质量时, 也可以观测到顶夸克对产生事例, 这可以用来精确测量顶夸克的质量、宽度、电弱中性流耦合结构等重要参数. 目前, 对 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ 微分散射截面的理论预言已达到 QCD 次次领头阶^[15,16].

希格斯粒子是标准模型中最后一个被实验发现的粒子, 它是已知的唯一的自旋为零的基本粒子, 与质量起源有着密切关系. 为了从实验上检验电弱对称性自发破缺机制, 需要测量希格斯粒子的自耦合常数, 而这需要研究对撞机上的—对希格斯粒子产生过程. 在强子对撞机上有 4 种产生过程, 即胶子-胶子融合产生、电弱矢量玻色子融合产生、电弱矢量玻色子联合产生

以及顶夸克对联合产生, 其中胶子-胶子融合产生的贡献是最主要的, 如图 1 所示, 该过程的领头阶包含一个顶夸克圈, 解析结果比较复杂. 完整的 QCD 次领头阶修正需要计算相应的两圈图, 目前还没有得到解析结果. 人们利用区间分解方法来分解圈图积分中的发散部分, 并利用准蒙特卡洛(Monte Carlo)数值积分方法^[17]提高计算效率, 得到了 QCD 次领头阶修正的结果^[18]. 在重夸克极限下, 已经得到该过程的 QCD 次次领头阶结果^[19]. 除了上述两个过程, 人们已经完成其他一些重要两粒子散射过程的次次领头阶计算.

除了固定阶微扰计算, 人们对截面中一些特殊的大对数项的研究也取得了很大进展. 例如, 在 Drell-Yan 过程中, 硬散射截面 H_{ab} 是变量 $z = Q^2/\hat{s}$ 的函数. 在近阈区域, $z \rightarrow 1$,

$$H_{q\bar{q}}(\mu, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha_s(\mu)^n \left[c_n \delta(1-z) + \sum_{m=0}^{2n-1} \left(c_{nm} \left[\frac{\ln^m(1-z)}{1-z} \right]_+ + d_{nm} \ln^m(1-z) \right) + \dots \right], \quad (4)$$

其中, c_{nm} 为领头幂次阶大对数的系数, 人们已经了解得比较清楚; d_{nm} 是次领头幂次阶大对数的系数, 目前只得到了其领头对数, 即 $m=2n-1$ ^[20]. 为了得到这一结果, 需要在软共线有效理论中推导近阈截面的因子化形式, 把截面进一步因子化成硬函数、共线函数和软函数. 为了完成对软函数的重整化, 还要引入一个辅助软函数, 因此次领头幂次阶的大对数重求和比领头幂次阶更加复杂. 如果想计算非对角产生通道 H_{gq} 或 $H_{q\bar{q}}$ 的次领头幂更高对数阶, 还将碰到端点发散的问题^[21], 目前尚没有比较成熟的处理方法.

2 微扰/非微扰界面的色结构和重子数涨落

在上述高能硬散射单举过程截面的因子化形式中,

图 1 (网络版彩色) 胶子-胶子融合产生双希格斯粒子的过程 $gg \rightarrow HH$ 费曼图. (a) 希格斯粒子对通过三希格斯自耦合产生; (b) 希格斯粒子对通过费米子箱图产生

Figure 1 (Color online) Feynman diagrams for double Higgs production from gluon gluon fusion: $gg \rightarrow HH$. (a) Higgs pair production via the 3-Higgs self-coupling vertex; (b) Higgs pair production via the fermion box diagram

从微扰计算部分的角度看,非微扰矩阵元的作用是吸收在微扰计算中出现的一部分共线发散.把微扰计算与相应强子矩阵元的部分子模型的计算相匹配,就可以得到有限的截面公式.因此,部分子分布函数是与一定阶次的部分子散射截面计算相匹配的.最普通的部分子分布函数是在共线因子化框架下定义的.共线因子化的特点是忽略强子矩阵元中除由具体散射过程确定的一个“主要”方向之外的分布(即对其他方向平均/积分).假如研究更为复杂的部分子散射过程,涉及相对于主要方向的横向分布或其他特殊方向(如极化问题),就需要引入涉及更多变量的分布函数.极化问题还会与高扭度矩阵元相关联,甚至与位形空间的一些分布联系起来.因为这些都涉及具体的散射过程,我们就不详细讨论了(参考文献[22]).

单举截面是对其他大量末态粒子状态求和的结果.如在前文指出的,高能散射过程大概率伴随大量粒子的产生.如果还能够用夸克胶子自由度来描述,就是大量夸克胶子的辐射.并非所有多粒子产生过程都能够做出可靠的计算和预言,至少在目前QCD计算技术的发展水平上;一般而言,具有大横动量转移或者重粒子产生的过程,有希望利用微扰QCD来分析多部分子末态.其主要问题包括大量费曼图的处理以及大量末态粒子相空间的红外和共线问题等.在单举过程中定义的部分子分布函数、碎裂函数等,由于最终物理观测结果的标度不变性,满足一定的演化方程,例如在一定的物理区域,满足DGLAP(Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi)方程.这可以理解为在相空间,沿一个曲线(由标度变量作为相空间变量的函数定义)的“运动”(演化)方程;在此基础上,结合喷注演算(jet calculus)对“红外敏感”的一些量进行分析计算,建立了计算这类物理量和分析多部分子末态的理论框架.由于微扰论标度远大于强子质量标度,因此,不可能把因子化标度设定在强子质量这么低的标度下,直接引入与静态强子结构相关的物理条件.但是,可由微扰QCD推论,存在一个能量标度 Q_0 ,在这个标度下强耦合常数 α_s 接近但仍小于1.在此标度以上的微扰计算仍是可靠的.在此标度上,存在着“预禁闭结构”,即产生的部分子组成平均质量为 $Q=0$ 的色单态集团.不同色单态集团之间的强相互作用和关联,在研究强子产生(例如应用强子化模型)时可以忽略.据此提出的定域部分子强子二重性(local parton hadron duality;这里,local指的是相空间)等概念已为实验所证实.以这些理论工作为基础,人们发展出部分子簇射(parton

shower)模型、色偶极子(colour dipole)模型等,用以描写硬过程中的多部分子产生过程.上述微扰分析本身,要求预禁闭集团的强子化过程提供自然的具体数值截断和平滑过渡.但是,微扰计算给出的“预禁闭结构”或“预禁闭准末态”受每一个作用顶点的动力学约束,同时也受初态那些量子色动力学所遵守的守恒定律所对应的守恒量约束,这些并不能唯一确定预禁闭结构的色连接和预禁闭的色单态集团的其他一些量子数具体分布.这些信息不能确定,在标度大致为 Q_0 的局部相空间范围内应用强子化模型就存在不确定性.这类问题称为微扰/非微扰界面问题,只有非微扰动力学才能给出最终的结果.显然,这类问题的研究对于理解量子色动力学的本质具有重要意义.

对于一个确定的部分子末态,它的色结构具有不确定性,可能由单一色流构成,也可能存在所谓“色分离单态”,得到的强子末态是不一样的.例如,对于一个由正负电子湮灭形成的简单的 $q\bar{q}g$ 这样的四部分子末态,可以从微扰QCD做详细的计算,从而证明,除了整体处于色单态,还可以是 $q\bar{q}$ 和 g 分别处于色单态.山东大学与瑞典隆德大学(Lund University)合作,分析了微扰QCD能够给出的色分离单态的概率,以及一系列实验可观测信号^[23,24].

同样地,在正负电子湮灭过程中产生的 $qq\bar{q}\bar{q}$ 四夸克末态,一种可能的色连接是 $q\bar{q}$ 和 $q\bar{q}$ 分别处于 3^* 和 3 的状态,整体处于色单态.在这种色结构下,重子产生将可能被增强.我们对重夸克系统做了分析,指出在 e^+e^- 湮灭中和 Υ 衰变中,观测双粲重子 Ξ_{cc} 是一个重要的色连接信号.同时,相应的过程为研究双重重子和 $X(3872)$ 、 $T_{cc}(cc\bar{q}\bar{q})$ 组成的四夸克态等多夸克态提供了背景干净的平台^[25-30].未来,高亮度对撞机实验可对上述色结构给出精确鉴别,对理解强子束缚态和多夸克态的相互转化或“二重性”具有启发意义^[27].

受上述颜色结构不确定性启发并与之相关,还需要考虑预禁闭集团的重子数涨落.我们发现,这种涨落随夸克总对数增加而增加.但另一方面,从色单态结构看,3个夸克 qqq 形成的色单态相对于正反夸克色单态,是受色荷数目抑制的,同时,这个数目受限于一个预禁闭集团的夸克数目.由于预禁闭集团的不变质量能标 Q_0 有限,在结构夸克模型框架下,预禁闭集团的平均夸克数目有限,因此涨落具有饱和性.一个值得探索的问题是,对于重夸克系统,由于重夸克质量的影响,相应的微扰QCD演化和预禁闭条件,预禁闭能标的取值

范围可能会与轻夸克系统不同. 因此, 结合重夸克系统研究界面上的色连接、重子数涨落相关的可观测量, 是研究预禁闭性质的重要途径^[31].

3 强子化模型

如前文所述, 在硬过程中, 对软和共线的无质量粒子辐射不敏感的红外安全变量, 可以利用微扰QCD在部分子层次计算; 对于红外敏感的变量, 在微扰QCD的基础上, 利用上节介绍的“部分子演化”模型也可以有效计算. 在此基础上, 对“预禁闭结构”的色连接等做出分析. 而实验上, 探测器直接测量末态强子系统, 反过来与上述理论计算相比较. 为了构建这两者之间的可靠桥梁, 以及考虑微扰QCD计算所不能包含的幂修正(power correction)和具体强子信息, 强子化模型应运而生. 这部分内容与夸克胶子禁闭直接相关, 目前除了唯象模型尚没有其他有效的计算方法, 至今仍是对量子色动力学的挑战, 也是研究禁闭本质的独特和重要的手段. 强子化模型给出的末态强子系统需要保证相关物理量守恒, 即能量、动量、角动量和其他一些强相互作用不会破坏的量子数等, 要与它所应用到的色单态集团相同. 同时, 量子力学基本原理要求, 一个确定状态的色单态系统, 演化为所有可能末态的总概率应该为1, 而由于禁闭, 这些末态只可能是强子态, 我们把这个对强子化模型的基本约束叫做么正性要求^[27,32,33].

下面具体介绍一些具有代表性的描写强子化过程的物理图像及相应的强子化模型, 主要有弦碎裂模型、集团碎裂模型和夸克组合模型等. 这些不同的强子化模型, 从不同的角度反映了强子化过程机制的一些重要特征以及上面的这些基本约束.

3.1 弦碎裂模型

该模型最早由Artru和Mennessier在1974年提出. 从1978年开始, 隆德大学理论物理组对弦碎裂模型作了进一步发展(以下简称LUND模型)^[34]. 它的基本物理图像是基于强子的色弦描写. 例如, 最简单的一种情况即 $q\bar{q}$ 色弦的碎裂. 当色与反色之间的距离很大时, 量子色动力学给出它们之间的相互作用势是线性的. 当 q 和 $\bar{q}$ 反向运动时, 它们之间的色力线将被局限在一段色流管内, 或者形成色的螺旋线. 当 q 和 $\bar{q}$ 向两边运动时, 其动能转变为色弦的势能储存起来, 势能积累到一定程度, 色弦中就会有新的夸克对 $q'\bar{q}'$ 通过真空激发产生出来. 当 $q\bar{q}$ 色弦从真空中激发出一对 $q'\bar{q}'$ 时, LUND模型

就认为最初的一段色弦分裂为两段色单态的子弦 $q\bar{q}'$ 和 $q'\bar{q}$. 如果子弦的不变质量足够大, 它将继续碎裂, 直到每一段子弦的不变质量都等于相应强子的质量, 碎裂过程才终止. 由此可见, LUND模型色弦碎裂的最后结果是产生一段段不变质量等于强子质量的小色弦. 这些小色弦的一端是夸克, 另一端是反夸克, 形成介子. 众所周知, 弦可以比较自然地实现位形空间和相空间的过渡, 并且能够很好地反映事例整体的拓扑性质, 因此描写高能散射方面的性质, 弦模型比较有优势. 然而, LUND模型可自然描写介子的产生, 但不能自然给出重子产生. 为解决这个矛盾, LUND模型引入双夸克对产生机制和“popcorn”产生机制, 以及有关的一系列参数. 另外, 所有强子化模型都需要引入与自旋有关的参数来确定得到强子的自旋.

高能过程事例产生器是一类蒙特卡罗模拟程序, 用于模拟高能散射过程, 把理论计算和半经典模型得到的概率分布用随机过程模拟出来. 由于强子化过程没有有效的微扰量子场论计算方法, 蒙特卡罗程序尤为重要. 此外, 将末态产生大量部分子系统的演化过程基于微扰QCD的预言转化为马尔科夫过程描写, 也有其方便之处, 特别是可以与强子化模型的相应蒙特卡罗程序自然衔接. LUND组很早就开发了模拟正负电子湮灭产生强子系统的JETSET事例产生器^[34,35], 后来又开发了ARIADNE^[36], 用色偶极子模型描写多部分子辐射. 在JETSET基础上, 又扩展延伸出模拟各类高能散射的PYTHIA^[35,37]. 目前, PYTHIA得到了十分广泛的应用, 并成为目前在高能物理中常用的另外一些事例产生器的范本和基础.

3.2 集团碎裂模型

这是比较流行的另一个强子化模型, 它一般包括3部分: (a) 色单态集团的形成; (b) 不变质量大的集团继续碎裂为小集团; (c) 小集团衰变为直生强子. 和LUND弦模型一样, 集团碎裂模型也需要引入双夸克对的产生来描述重子的产生, 这样最初的色单态集团就衰变成两个重子. 由于此模型只采用两体衰变方式, 因此它不需要引入额外的自由参数和分布函数就能给出直生强子的动量分布. 在这一点上, 集团碎裂模型似乎优于LUND模型, 但两体衰变本身是一个人为的假定. 同样, 为了描写直生强子的自旋, 此模型中也引入了与自旋有关的参数. 相应的产生器是Herwig^[38,39], 并在其基础上发展了包含高阶微扰QCD修正的MC@NLO^[40]等. 这

个产生器的特色是,在处理多部分子辐射方面,充分纳入了大量有关微扰QCD分析的结果,例如干涉效应和其导致的演化角排序等^[41]。

3.3 夸克组合模型

夸克组合机制最早是由Annisoch和Shekhter^[42]、Bjorken和Farrar^[43]分别独立提出的。另外,在研究高能散射中也大量应用了所谓的重组合机制^[44,45]。在核物理中,多年来发展出一种类似的物理图像,被称为Coalescence模型,最早是对核子自由度来讨论的,其后推广到夸克自由度^[46]。夸克组合模型的最大优点是图像简单直观,充分运用了强子夸克模型的有关知识和实验结果,而不用引入其他附加机制,能自然统一地描写重子和介子的产生规律。夸克组合机制成功地解释了强子碰撞反应中甚前快速度区的强子产生,即所谓的“领头粒子”效应^[47]。20世纪80年代早期,山东大学Xie等人^[48~50]从夸克组合形成强子的基本图像出发,对夸克组合过程中的相空间关联机制进行了深入分析,首先在正负电子湮灭反应中,系统地提出了夸克产生律和夸克组合律,建立了山东夸克组合模型(Shandong quark combination model, SDQCM)。在此基础上,把它推广到各类高能硬散射产生的多部分子态形成的预禁闭集团,用来处理多部分子态的强子化,并成功解释了 e^+e^- 湮灭和 $pp(\bar{p})$ 反应中的一系列实验现象,如BB关联、重子介子比、末态粒子产额以及带电粒子的动量谱等^[50~52]。随着RHIC(relativistic heavy ion collider)实验的进展,又把此模型应用到相对论性重离子碰撞反应中,可以很好地解释末态强子的性质如强子多重数、横动量谱、椭圆流和强子的快度分布,并研究了RHIC和LHC能量下不同粲强子之间的比例^[53~55]。

下面以一对正反夸克构成的预禁闭集团为例,简介组合模型的夸克产生律和组合律。 $q\bar{q}$ 组成的色单态系统的不变质量为 S 。在此系统的质心系中, q 和 $\bar{q}$ 向相反方向运动。当强子化过程开始时,从真空中激发出 N 对正反夸克,再加上最初的一对夸克,此系统就变成了 $N+1$ 对正反夸克,它们的总能量就是 S 。假定新生夸克对数 N 服从泊松分布,可给出该 $q\bar{q}$ 色单态系统新产生的平均夸克对数,此即最简单的夸克产生律。在描写夸克形成强子时,充分运用了符合量子色动力学软作用基本要求的快度近关联^[50,51],由它就可以完全确定夸克组合律。特别地,夸克组合律可自动确定直生重子/介子的产生比例,并保证组合强子化过程中满足么正性,自

然地解释了重子的自旋抑制现象。组合模型不需引入额外的附加机制就能统一解释重子和介子的产生规律,这是夸克组合模型的优点之一;另一个显著优点是参数的数目远少于其他模型。基于该强子化模型,发展了相应的事例产生器——山东夸克组合模型^[3]。

上述模型的产生器通过调整相应参数,可成功拟合高能过程的大量实验数据,包括事例的整体性质。而要深入研究非微扰QCD、理解强子化机制,还须细致区分不同模型的有效性。例如,借助未来CEPC(Circular Electron Positron Collider)等高能正负电子对撞机的高亮度,可对各种强子化模型作进一步细致改进和对比^[56](表1,图2和3),并将其应用到其他高能反应的强子化过程中,以此检验标准模型,并服务于新物理信号的寻找等重要物理目标。

4 强子波函数

关于高能散射部分子末态强子化过程和相关模型,我们指出了两个特别显著的特点:一是具体到每一个强子的产生,对应的都是一个散射事例整体相空间的一个局域范围;二是强子化机制的理解、强子化模型的构造,都与强子结构的知识和理论密切相关。例如,

图2 Z^0 能量点下,重味重子的产生数目与积分亮度之间的关系^[56]。其中,LSFM代表LUND模型。位置较低的实横线代表LEP I 1993~1995年在 Z^0 能量点附近的总亮度^[58]。

Figure 2 The relation between integrated luminosity and the production number of heavy baryons at Z^0 energy^[56]. The LSFM stands for the LUND model. The lower solid line stands for the total luminosity of LEP I from 1993 to 1995 at energies around Z^0 ^[58].

表 1 Z^0 能量点下强子的平均多重数. 实验数据来自文献[57]**Table 1** Results for average hadron multiplicities at Z^0 factory. The experimental data are from Ref. [57]

强子	实验数据	LUND模型	山东夸克组合模型
π^+	17.02 ± 0.19	17.125	17.766
π^0	9.42 ± 0.32	9.696	9.633
K^+	2.228 ± 0.059	2.312	2.145
K^0	2.049 ± 0.026	2.079	1.758
η	1.049 ± 0.080	1.013	0.787
D^+	0.175 ± 0.016	0.166	0.217
D^0	0.454 ± 0.030	0.495	0.476
B^+	0.178 ± 0.006	0.174	0.182
B^0	0.165 ± 0.026	0.173	0.182
B_s^0	0.057 ± 0.013	0.052	0.053
ω	1.016 ± 0.026	1.369	1.809
ρ^0	1.231 ± 0.065	1.524	1.842
K^{*+}	0.715 ± 0.059	1.112	1.043
K^{*0}	0.738 ± 0.024	1.107	1.012
D^{*+}	0.1937 ± 0.0057	0.2399	0.2547
D^{*0}	—	0.2407	0.2603
p	1.050 ± 0.032	1.223	0.928
Λ	0.3915 ± 0.0065	0.3930	0.4368
Σ^0	0.076 ± 0.011	0.075	0.135
Σ^-	0.081 ± 0.010	0.069	0.114
Σ^+	0.107 ± 0.011	0.074	0.122
Λ_c^+	0.078 ± 0.017	0.060	0.076
Λ_b^0	0.031 ± 0.016	0.035	0.044
Σ_c^0	—	0.0017	0.0073
Σ_b^0	—	0.0019	0.0102
Ξ_b^0	—	0.0024	0.0065
Ω_b^-	—	0.00006	0.0008

一般的结构夸克模型的“逆向应用”可以说是组合模型的基础；强子结构和极化等量子数的弦模型描写是构造LUND强子化弦碎裂模型的出发点。因此，研究与高能硬散射中观测到的部分子图像不同的低能下的强子结构、波函数，对研究具体强子的产生具有重要的基础性作用。这个关系在重夸克偶素的非相对论波函数方面最为典型。大量工作(例如文献[60,61]等)表明，处理重夸克偶素的衰变和产生，应用非相对论波函数描

图 3 $\pi^\pm$, $K^\pm$ 和正反质子在 Z^0 能量点下的能量分布谱[56]. 实、短划线分别代表 LUND 模型、SDQCM. $P_{\text{beam}} = S^{1/2}/2$. 实验数据来自文献[59].
Figure 3 The momenta spectrum of $\pi^\pm$, $K^\pm$ and p , $\bar{p}$ at the Z^0 factory[56]. Solid or dashed line is for LUND model or SDQCM, respectively. $P_{\text{beam}} = S^{1/2}/2$. The experimental data are from Ref. [59]

写重夸克偶素的内部结构，可以解释很多湮灭和产生的实验数据，并能较好地做出预言。更进一步，考虑到强子束缚态(或形成强子束缚态后转化为多夸克态)是一个相对动量交换很小的过程，非相对论模型描写这种束缚态应该是适用的，在此基础上，我们计算了各类高能反应中强子束缚态或多夸克态的产生。其中，两自由强子产生的振幅如何计算是一个难点。由于非相对论波函数模型的好处在于只需要截面的信息即可，因此我们利用各类产生器对两自由强子截面做计算[62]，得到了高能反应中各类强子束缚态的运动学分布，对实验上寻找和深入研究这些粒子具有重要的参考价值。

非相对论理论框架对重夸克系统描写更一般的理论还有重夸克有效理论、非相对论量子色动力学等。非相对论波函数的特点当然是物理图像直观、简单，在重粒子静止参考系，抓住了强子结构的一部分最重要的特征。但是，涉及轻强子的产生，以及在高能下某些重强子产生过程，非相对论理论的局限性就显示出来了。因为非相对论理论抓住的最关键点是重夸克(重强子)参

考系,粒子的速度较小,非相对论的运动学是可以应用的.但是,历史的经验值得注意,全面地理解相对论物理效应,应该看到其表现是多方面的,在低速下未必不会表现出来.一个最为典型的低速下的相对论效应就是自旋效应.在氢原子结构研究中,量子力学的诞生、自旋量子数的引入、狄拉克方程的提出,深化了以前对粒子“相对论”、“非相对论”效应的理解,大大拓宽了旧量子论对氢原子结构的较为狭隘的视野^[63].

对于高能散射强子产生过程,无论是硬过程还是软过程,由于产生了新粒子,产生过程涉及的能量标度一定大于该粒子的不变质量.这样,在产生过程的能量标度下,就一定能显示出粒子离开质壳至少与粒子质量相当的虚度下的一些物理效应.而在任何非相对论描写中,都没有有效计入这点的办法,因此只能求助于相对论性的粒子波函数.最容易想到的且自然把离壳效应包含进来的框架,就是原始的Bethe-Salpeter(BS)方程理论.令人奇怪的是,考察历史,在衰变研究中,自从夸克模型被提出以来,就广泛使用BS方程(例如我国的层子模型);然而对于产生过程,以BS方程作为出发点进行的讨论有很多,但是直接用于计算,我们尚没有找到.近些年,我们直接用BS波函数计算了一些产生过程.例如,我们研究了正负电子湮灭过程中产生中性和带电K介子的遍举截面的比例,这个过程清晰地展示了电荷和电磁相互作用在该遍举产生过程中的重要作用^[64].

从对此问题的具体计算中可以看到,BS理论框架除了自然包含相对运动、离壳状态的贡献,还包括组分粒子与束缚态粒子耦合顶点的丰富的狄拉克结构.例如,对于标量粒子,其顶点狄拉克结构为

$$\gamma_5 - i\gamma_5 \not{P} \frac{B_1}{M} - i\gamma_5 \not{q} \frac{B_2}{M} - \gamma_5 (\not{P} \not{q} - \not{q} \not{P}) \frac{B_3}{M^2}, \quad (5)$$

其中, P 、 q 、 M 分别为束缚态(这里指K介子)总的四动量、组分相对动量和总质量,展开系数 B_1 、 B_2 、 B_3 可以取作常数.

按照我们提出的数幂规则,在领头阶近似下只考虑前两项,可得K介子对在正负电子湮灭下产生截面的比值有如下关系^[64]:

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow K_S K_L)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow K^+ K^-)} \simeq \left(\frac{\Delta m}{M} \right)^2, \quad (6)$$

其中, Δm 是s夸克和d夸克的质量差,具体数值见图4.

此结果与实验符合很好.类似事实说明,对于产生衰变过程,考虑BS顶点的复杂的狄拉克结构,至少与考

虑相对运动速度的修正、离壳效应具有同样重要的意义,这与氢原子问题中考虑自旋很类似.非相对论的二分量自旋就是描写电子波函数的狄拉克结构的非协变实现.这是很明显的道理,因为在洛伦兹变换下,不仅仅是时空的变换,还有场的旋量/张量特性表现出来的变换.狄拉克结构就是自旋效应的充分反映.因此,即便不考虑相对运动、离壳效应,相对论效应也会在狄拉克结构中体现出来.具体到BS顶点上,这些狄拉克结构不仅包含运动学性质,还包含更为丰富的动力学内容.也就是说,在研究产生问题时,BS理论框架不仅仅考虑了非零相对速度带来的相对论效应,还把其他理论框架很难反映的离壳效应、体现在狄拉克结构上的相互作用动力学内容都自然地包含进来了.

除了用强子层次上的有效理论研究强子静态性质等^[65],在高能散射过程中都是定性地或直接定量地利用强子是夸克束缚态这一事实.各类波函数成为不能回避的有效工具.那么,深入研究和完善目前的各类强子波函数的理论框架,对计算和预言具有重要的现实意义.正确而深入理解各种波函数的适用条件,也有助于深化对强相互作用以及量子场论具有挑战性的束缚态理论的研究.

图4 (网络版彩色) J/ψ 能量以下 $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow K^+K^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow K_S K_L)}$ 的取值^[64]. 实线是理论计算的结果,取 $\Delta m = 160$ MeV; 虚线是对现有数据拟合的结果

Figure 4 (Color online) $\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow K^+K^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow K_S K_L)}$ with respect to the center of mass energy smaller than J/ψ mass^[64]. Solid line: Our calculation with $\Delta m = 160$ MeV; dashed line: Fit to the available data

5 总结

对强相互作用的唯象学研究, 是未来的能量前沿对撞机上无法回避的问题, 会不断有现象学的挑战, 同时在精确性和概念性两个方面涌现出来. 强相互作用唯象理论的发展也是没有止境的. 描写强相互作用的量子色动力学是非阿贝尔规范理论, 这意味着, 一般的规范理论的高能行为研究与高能散射的一般性

质密切相关. 强相互作用还有非常强的等效非线性性质, 会有很多非常有趣的表现^[66,67]. 由于这些丰富的物理内涵和性质, 人们常常把量子色动力学看作一个“理论实验室”或“新物理理论的工作模型”. 强相互作用理论是核物理的基础, 在核物理领域也有着广泛应用. 此外, 还包括中微子、暗物质实验中的一些核效应等.

致谢 感谢我们长期的合作者, 以及为山东大学粒子物理理论方向创立和发展作出贡献的各位师长.

参考文献

- Klippet R, de Lorenci V A, Li S Y. Searching cosmological models from the phenomenology of large accelerators. *Int J Mod Phys Conf Ser*, 2011, 3: 276–280
- Cheng H, Wu T T. *Expanding Protons: Scattering at High Energies*. Boston: MIT Express, 1987
- Si Z G, Xie Q B, Wang Q. Study of baryon antibaryon rapidity correlation in e^+e^- annihilation by quark combination model. *Commun Theor Phys*, 1997, 28: 85–94
- Lee T D. Missing symmetries, unseen quarks and the physical vacuum. *Nucl Phys A*, 1992, 538: 3–13
- Li S Y. Pionization and energy loss. 2008, arXiv: 0804.4776
- Collins J C, Soper D E, Sterman G F. Factorization of hard processes in QCD. *Adv Ser Direct High Energy Phys*, 1989, 5: 1–91
- Collins J C, Soper D E. Parton distribution and decay functions. *Nucl Phys B*, 1982, 194: 445–492
- Gao J, Harland-Lang L, Rojo J. The structure of the proton in the LHC precision era. *Phys Rep-Rev Sec Phys Lett*, 2018, 742: 1–121
- Hou T J, Gao J, Hobbs T J, et al. New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC. 2019, arXiv: 1912.10053
- Bailey S, Cridge T, Harland-Lang L, et al. Parton distributions from LHC, HERA, Tevatron and fixed target data: MSHT20 PDF. 2010, arXiv: 2012.04684
- Ball R D, Bertone V, Carrazza S, et al. Parton distributions from high-precision collider data. *Eur Phys J C*, 2017, 77: 663
- Bernreuther W, Brandenburg A, Si Z G, et al. Top quark pair production and decay at hadron colliders. *Nucl Phys B*, 2004, 690: 81–137
- Czakon M, Fiedler P, Mitov A. Total top-quark pair-production cross section at hadron colliders through $O(\alpha_s^4)$. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 252004
- Catani S, Devoto S, Grazzini M, et al. Top-quark pair hadroproduction at next-to-next-to-leading order in QCD. *Phys Rev D*, 2019, 99: 051501
- Gao J, Zhu H X. Top quark forward-backward asymmetry in e^+e^- annihilation at next-to-next-to-leading order in QCD. *Phys Rev Lett*, 2014, 113: 262001
- Chen L, Dekkers O, Heisler D, et al. Top-quark pair production at next-to-next-to-leading order QCD in electron positron collisions. *J High Energy Phys*, 2016, (12): 098
- Li Z, Wang J, Yan Q S, et al. Efficient numerical evaluation of Feynman integrals. *Chin Phys C*, 2016, 40: 033103
- Borowka S, Greiner N, Heinrich G, et al. Higgs boson pair production in gluon fusion at next-to-leading order with full top-quark mass dependence. *Phys Rev Lett*, 2016, 117: 012001
- Chen L B, Li H T, Shao H S, et al. Higgs boson pair production via gluon fusion at N³LO in QCD. *Phys Lett B*, 2020, 803: 135292
- Beneke M, Broggio A, Garmy M, et al. Leading-logarithmic threshold resummation of the Drell-Yan process at next-to-leading power. *J High Energy Phys*, 2019, (3): 043
- Beneke M, Garmy M, Jaskiewicz S, et al. Large- x resummation of off-diagonal deep-inelastic parton scattering from d-dimensional refactorization. *J High Energy Phys*, 2020, (10): 196
- Wei S, Song Y, Chen K, et al. Twist-4 contributions to semi-inclusive deeply inelastic scatterings with polarized beam and target. *Phys Rev D*, 2017, 95: 074017
- Wang Q, Xie Q B, Li S Y. Probability of color singlet string states in $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} + ng$ at large N_c limit. *Commun Theor Phys*, 2000, 34: 491–500
- Wang Q, Gustafson G, Jin Y, et al. Probability of color singlet chain states in e^+e^- annihilation. *Phys Rev D*, 2001, 64: 012006
- Ma J P, Si Z G. Factorization approach for inclusive production of doubly heavy baryon. *Phys Lett B*, 2003, 568: 135–145
- Jiang J, Wu X G, Wang S M, et al. Further study on the doubly heavy baryon production around the Z^0 peak at a high luminosity e^+e^- collider. *Phys Rev D*, 2013, 87: 054027
- Han W, Li S Y, Shang Y H, et al. Exotic hadron production in a quark combination model. *Phys Rev C*, 2009, 80: 035202

- 28 Han W, Li S Y, Si Z G, et al. Colour connection and diquark fragmentation in $e^+e^- \rightarrow c\bar{c}q\bar{q} \rightarrow h's$ process. *Phys Lett B*, 2006, 642: 62–67
- 29 Jin Y, Li S Y, Si Z G, et al. Color connections of the four-quark $Q\bar{Q}Q'\bar{Q}'$ system and doubly heavy baryon production in e^+e^- annihilation. *Phys Lett B*, 2013, 727: 468–473
- 30 Jin Y, Li S Y, Liu Y R, et al. Search for a doubly charmed hadron at B factories. *Phys Rev D*, 2014, 89: 094006
- 31 Li S Y. Baryon number fluctuation of preconfinement clusters and transverse momentum: Dependence of bottom baryon production. In: Proceedings, 54th Rencontres de Moriond on QCD and High Energy Interactions (Moriond QCD 2019). 2019, 107–110
- 32 Jin Y, Li S Y, Si Z G, et al. Unitarity and entropy change in exclusive quark combination models. 2010, arXiv: 1005.4664
- 33 Yang C B. Finite hadronization time and unitarity in the quark recombination model. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 2006, 32: L11–L17
- 34 Andersson B, Gustafson G, Ingelman G, et al. Parton fragmentation and string dynamics. *Phys Rep-Rev Sec Phys Lett*, 1983, 97: 31–145
- 35 Sjöstrand T. High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4. *Comput Phys Commun*, 1994, 82: 74–89
- 36 Lönnblad L. Ariadne version 4—A program for simulation of QCD cascades implementing the colour dipole model. *Comput Phys Commun*, 1992, 71: 15–31
- 37 Sjöstrand T, Mrenna S, Skands P. A brief introduction to PYTHIA 8.1. *Comput Phys Commun*, 2008, 178: 852–867
- 38 Corcella G, Knowles I G, Marchesini G, et al. HERWIG 6: An event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes). *J High Energy Phys*, 2001, (1): 010
- 39 Marchesini G, Webber B R, Abbiendi G, et al. HERWIG: A Monte Carlo event generator for simulating hadron emission reactions with interfering gluons. Version 5.1-April 1991. *Comput Phys Commun*, 1992, 67: 465–508
- 40 Frederix R, Frixione S. Merging meets matching in MC@NLO. *J High Energ Phys*, 2012, (12): 061
- 41 Marchesini G, Webber B R. Simulation of QCD jets including soft gluon interference. *Nucl Phys B*, 1984, 238: 1–29
- 42 Anisovich V V, Shekhter V M. Quark model for multiparticle and inclusive reactions. *Nucl Phys B*, 1973, 55: 455–473
- 43 Bjorken J D, Farrar G R. Particle ratios in energetic hadron collisions. *Phys Rev D*, 1974, 9: 1449–1453
- 44 Das K P, Hwa R C. Quark-antiquark recombination in the fragmentation region. *Phys Lett B*, 1977, 68: 459–462
- 45 Capella A, Sukhatme U, Tan C I, et al. Dual parton model. *Phys Rep-Rev Sec Phys Lett*, 1994, 236: 225–329
- 46 Lin Z W, Ko C M, Li B A, et al. Multiphase transport model for relativistic heavy ion collisions. *Phys Rev C*, 2005, 72: 064901
- 47 Adamovich M, Alexandrov Y, Antinori F, et al. Study of D^+ and D^- Feynman's x distributions in π^- -nucleus interactions at the SPS. *Phys Lett B*, 1993, 305: 402–406
- 48 Xie Q B, Mo W C, Li Y F. The combination rule of quarks in e^+e^- annihilation. *Phys Energ Fort Phys Nucl*, 1984, 8: 642–647
- 49 Xie Q B, Liang Z T. Quark combination model. In: Hwa R C, Xie Q B, eds. Proceedings, Multiparticle Production. Singapore: World Scientific, 1987. 469–496
- 50 Xie Q B, Liu X M. Quark production rule in $e^+e^- \rightarrow$ two jets. *Phys Rev D*, 1988, 38: 2169–2177
- 51 Xie Q B. Quark combination and hadron production rate. In: Schiff D, Tran Thanh Van J. 19th International Symposium on Multiparticle Dynamics. Singapore: World Scientific, 1988. 369–375
- 52 Wang Q, Xie Q B. Production percentages of excited baryons in e^+e^- annihilation. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 1995, 21: 897–904
- 53 Shao F L, Yao T, Xie Q B. Charged-particle rapidity density in Au+Au collisions in a quark combination model. *Phys Rev C*, 2007, 75: 034904
- 54 Yao T, Xie Q B, Shao F L. An explanation for deviations from the quark number scaling of elliptic flows in low p_T region. *Chin Phys C*, 2008, 32: 356–362
- 55 Yao T, Zhou W, Xie Q B. Charm hadron production in relativistic heavy ion collisions within a quark combination model. *Phys Rev C*, 2008, 78: 064911
- 56 Jin Y, Si Z G, Xie Q B, et al. An investigation of hadronization mechanism at a Z_0 factory. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2010, 53: 1998–2004
- 57 Particle Data Group. Review of particle physics. *Phys Lett B*, 2008, 667: 355–356
- 58 Abbiendi G, Akerstaff K, Alexander G, et al. Precision luminosity for Z^0 lineshape measurements with a silicon-tungsten calorimeter. *Eur Phys J C*, 2000, 14: 373–425
- 59 Acton P D, Alexander G, Allison J, et al. Evidence for chain-like production of strange baryon pairs in jets. *Phys Lett B*, 1993, 305: 415–427
- 60 Li S Y, Xie Q B, Wang Q. Contribution of colour-singlet process to $Y \rightarrow J/\Psi + X$. *Phys Lett B*, 2000, 482: 65–70
- 61 Li S Y, Li Z Y, Si Z G, et al. Doubly heavy baryon Ξ_{cc} production in Upsilon (1S) decay. 2020, arXiv: 2007.07706
- 62 Jin Y, Li S Y, Liu Y R, et al. Exotic hadron bound state production at hadron colliders. *Chin Phys C*, 2017, 41: 083106
- 63 Ma B Q. Melosh rotation: Source of the proton's missing spin. *J Phys G-Nucl Part Phys*, 1991, 17: L53–L58
- 64 Jin Y, Li S Y, Liu Y R, et al. Exclusive production ratio of neutral to charged kaon pair in e^+e^- annihilation continuum via a relativistic quark model. *Phys Rev C*, 2020, 102: 015201
- 65 Liu Y R, Chen H X, Chen W, et al. Pentaquark and tetraquark states. *Prog Part Nucl Phys*, 2019, 107: 237–320
- 66 Lorenci V A D, Li S Y. Propagation of field disturbances in Yang-Mills theory. *Phys Rev D*, 2008, 78: 034004
- 67 De Lorenci V A, Klippert R, Li S Y, et al. Multirefringence phenomena in nonlinear electrodynamics. *Phys Rev D*, 2013, 88: 065015

Summary for “高能散射强相互作用唯象学研究进展”

Recent progress on strong interaction phenomenology in high energy scatterings

Jian Wang¹, Zong-Guo Si¹, Yan-Rui Liu¹, Shi-Yuan Li^{1*}, Qun Wu¹, Yi Jin^{2,1*}, Tao Yao¹ & Jun Jiang¹

¹ School of Physics, Shandong University, Jinan 250100, China;

² School of Physics and Technology, University of Jinan, Jinan 250022, China

* Corresponding authors, E-mail: lishy@sdu.edu.cn; ss_jiny@ujn.edu.cn

We review some of the recent progress in strong interaction phenomenology in high energy scatterings, emphasizing on the hadron production. We first introduce perturbative quantum chromodynamics, which is the basic tool to calculate the processes of hard strong interaction. Factorization, parton distribution functions and high order perturbative corrections, etc. are addressed and their applications in top physics and Higgs physics at high energy colliders are reviewed. Then the perturbative-nonperturbative interface of quantum chromodynamics is discussed. The concept of preconfinement is introduced. It is the result of the perturbative dynamics and evolution, and also is guaranteed by the nonperturbative dynamics. The quantum numbers of the colour-singlet preconfined cluster are not well determined by the perturbative dynamics. Colour connection and baryon number fluctuation have been investigated. Colour connection of preconfinement clusters is an important topic for constructing the hadronization models. At the same time, this study can shed light on the research of confinement. Similar uncertainties arise for the preconfinement clusters when considering the $U(1)$ quantum numbers such as the baryon number. These interface problems are related with rich phenomena of hadron production, e.g., phase space gap, special (doubly heavy) baryon production, large baryon meson ratio, etc. After the discussion on the uncertainties of preconfinement clusters, their hadronization models are introduced. String fragmentation model, cluster fragmentation model and quark combination model are reviewed. The quark combination model is specifically discussed. This includes the production rule, the combination rule (phase space correlation), the unitarity, etc. The comparison of predictions of various models on hadron momentum spectra, production rates, etc. is presented. We also introduce our work on the hadron bound state production, which can also be understood as another way to investigate the multi-quark hadrons in the combination model, inspired by the concept of colour-reconnection. The reviews of the topics in this paper are arranged according to the typical scales of various problems, i.e., the hard interaction is of large energy-momentum transfer; the preconfinement problems correspond to a typical scale which is the edge for the application of the perturbative chromodynamics; the hadronization models describe the physics correspond to the scale of hadron mass, while bound state problem is of even smaller scales. At last, the application of hadron wave functions, non-relativistic and the Bethe-Salpeter ones in production processes are discussed. We emphasize on various relativistic effects which can be embedded in the Bethe-Salpeter framework and point out that the Bethe-Salpeter framework is the unique tool to include them. The most important ones are the off-shell effects and the Dirac structures of the Bethe-Salpeter vertex. A power counting rule is introduced to arrange the Dirac structures. The Dirac structures can describe the relativistic effects from the spin property of the specific hadron and its ingredients. The production ratio of neutral Kaon pair to charged Kaon is taken as an example. The relativistic framework can naturally include the effects of the different quark charge in the charged or neutral Kaon. By this review we address that phenomenology of strong interaction is one of the unavoidable topics in present and future high energy colliders, which needs much further exploration.

multi-production, perturbative chromodynamics, preconfinement, hadronization, hadron wavefunction

doi: [10.1360/TB-2021-0035](https://doi.org/10.1360/TB-2021-0035)