

LHC 能区的部分子分布函数*

刘海艳¹⁾ 阮建红²⁾

(华东师范大学物理系 上海 200062)

摘要 大型强子对撞机(LHC)能探测到核子中很小 x 的动力学区域. 在此动力学区域部分子的密度很大, 根据高扭度修正过的 AP 演化方程(MDAP 方程), 分析了此区域的部分子饱和问题. 发现在 LHC 能区不会出现饱和现象, 但部分子分布会由于高扭度效应而明显被抑制, 出现部分饱和现象. 根据 MDAP 演化方程, 还对 LHC 能区的部分子分布进行了预言.

关键词 部分子分布函数 高扭度效应 饱和

1 引言

大型强子对撞机(LHC)是一台碰撞能量高达 14TeV 的质子-质子对撞机, 它能探测到质子内部很小 x 区域的部分子分布(x 是部分子动量占质子动量的比例). 当 $Q^2 \leq 10\text{GeV}^2$ 时, 可以达到 $x \sim 10^{-6}$. 所以, 通过将来 LHC 上的实验, 可以检验人们对核子中部分子分布的各种预言, 从而检验各种模型. 建立 LHC 的目的是为了检验 QCD, 寻找新物理. 而在研究喷注物理、轻子对的产生和 Higgs 粒子的产生等过程中, 必须先计算背景过程, 这就涉及到核子中夸克和胶子的分布, 所以, 预言 LHC 能区的部分子分布也就非常有意义.

部分子的分布函数实验不能直接观测到, 它是通过实验数据, 根据 QCD 理论和一些模型拟合出来的. 从结构函数的实验数据可推断出核子中夸克的分布函数, 从纵向结构函数等实验可推断出胶子的分布函数. 由于纵向结构函数的实验数据很少且误差很大, 给判断胶子的分布带来很大的不确定性. 在目前实验的动力学区域, 根据标准的 QCD 动力学演化方程——AP 方程^[1], 几乎可以拟合所有微

扰 QCD 过程的实验结果. CTEQ^[2], GRV^[3] 和 MRST^[4] 等合作小组利用 AP 演化方程去拟合实验数据, 得到不同的部分子的初始分布函数. 利用他们的初始分布函数, 再根据 AP 方程的演化, 可以得到各个动力学区域的部分子分布. 但 AP 方程是一个扭度为 2 的演化方程, 它仅仅考虑一个较大动量部分子分裂为两个较小动量部分子的过程, 根据它的演化, 在小 x 区域, 部分子的数目将会无限增大, 破坏散射截面么正性的要求. 因此, 在 LHC 的动力学区域, 不能仅仅考虑扭度-2 的过程, 必须考虑高扭度过程的贡献.

对高扭度部分子过程的分析, 一般在两类参考系中进行. 一类是在靶的无限动量坐标系中, 考虑由于部分子的重组引起的高扭度效应, 如高扭度修正过的 AP 方程(MDAP 方程)^[5] 和 GLR-MQ 方程^[6] 都是在此类参考系中得出的. 另一类是在靶的静止系中, 考虑入射光子的散射被部分子吸收从而引起的遮蔽效应, 如 Glauber-Mueller 模型^[7] 就是在此参考系中考虑入射光子的多重散射, 在此参考系中, 直接得到的是与碰撞参数相关的未积分的部分子分布函数. 本文仅讨论积分的部分子分布函数.

2003-12-01 收稿, 2004-02-16 收修改稿

* 国家自然科学基金(10205004, 10075020, 10175074)资助

1) E-mail: ys01120805@student.ecnu.edu.cn

2) E-mail: jhruan@phy.ecnu.edu.cn

对于考虑了高扭度修正的演化方程, 在分析小 x 区域的核子的性质之前, 必须先讨论饱和问题. 当部分子分裂和重组达到平衡, 即部分子分布达到饱和时, 由于复杂的非微扰效应, 用现有的只考虑了扭度-4 修正的演化方程来分析部分子在核子中的演化是不严格的. 只有在非饱和区域, 才能对实验数据作出分析和预言. 在小 x 区域, 核子中胶子的数目远大于海夸克的数目, 因而在胶子达到饱和前海夸克不会出现饱和, 本文将根据 MDAP 方程分析胶子的饱和问题. 文献[5]中分析了 GLR-MQ 方程在推导过程中, 由于运用了 AGK 切割规则^[8], 使得它包括了一些不应有的切割图, 并遗漏了一些图形, 因而是不可靠的. 所以在本文不讨论 GLR-MQ 方程对部分子分布及其饱和的预言. 与文献[9]的结论相反, 利用 MDAP 演化方程, 发现在 LHC 动力学区域不会出现胶子的饱和现象. 因此, 可以用 MDAP 动力学方程去预言 LHC 能区的部分子分布函数和核子的性质.

对每一组方程, 要预言未知动力学区域的部分子分布, 必须首先能解释现有的实验结果, 在文献[10]中, 已经有过计算和分析. 本文对 $1\text{GeV}^2 < Q^2 < 30\text{GeV}^2$, $x > 10^{-8}$ 区域的胶子和海夸克的分布进行了计算, 发现在 $x < 10^{-4}$ 的区域, AP 方程和 MDAP 方程预言的结果的差别非常明显, 在将来 LHC 的实验中, 一定能区分它们.

2 部分子分布的饱和问题

在小 x 区域, 部分子的演化和重组达到平衡时, 部分子的分布趋于一种稳定的形式, 即饱和现象, 这是近来人们研究的一个热门问题. 对于 AP 演化方程, 由于只考虑部分子的不断分裂, 部分子的分布不会出现饱和. 但对于考虑了高扭度修正的演化方程, 如果高扭度修正项的贡献足够大, 能够与 AP 方程演化项相比时, 就有可能出现饱和现象.

在包含扭度-4 效应的 MDAP 演化方程中^[5], 胶子的演化方程为

$$\begin{aligned} \frac{dxG(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = & P_{GG}^{\text{AP}}(x) \otimes G(x, Q^2) + \\ & P_{Gq}^{\text{AP}}(x) \otimes S(x, Q^2) + \\ & \frac{K}{Q^2} \int_{x/2}^{1/2} dx_1 x x_1 G^2(x_1, Q^2) \times \\ & \sum_i P_i^{\text{GG} \rightarrow G}(x_1, x) - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & 2 \frac{K}{Q^2} \int_x^{1/2} dx_1 x x_1 G^2(x_1, Q^2) \times \\ & \sum_i P_i^{\text{GG} \rightarrow G}(x_1, x), \end{aligned} \quad (1a)$$

其中演化函数

$$\begin{aligned} \sum_i P_i^{\text{GG} \rightarrow G}(x_1, x) = & \frac{27}{64} \alpha_s^2 \times \\ & \frac{(2x_1 - x)(-136xx_1^3 - 64x_1x^3 + 132x_1^2x^2 + 99x_1^4 + 16x^4)}{xx_1^5}, \end{aligned} \quad (1b)$$

海夸克的演化方程是

$$\begin{aligned} \frac{dxS(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = & P_{qG}^{\text{AP}}(x) \otimes G(x, Q^2) + \\ & P_{qq}^{\text{AP}}(x) \otimes S(x, Q^2) + \frac{K}{Q^2} \int_{x/2}^{1/2} dx_1 x x_1 \times \\ & G^2(x_1, Q^2) \sum_i P_i^{\text{GG} \rightarrow q}(x_1, x) - \\ & 2 \frac{K}{Q^2} \int_x^{1/2} dx_1 x x_1 G^2(x_1, Q^2) \times \\ & \sum_i P_i^{\text{GG} \rightarrow q}(x_1, x), \end{aligned} \quad (1c)$$

其中演化函数

$$\begin{aligned} \sum_i P_i^{\text{GG} \rightarrow q}(x_1, x) = & \frac{1}{48} \alpha_s^2 \times \\ & \frac{(2x_1 - x)(36x_1^3 + 49x_1x^2 - 14x^3 - 60x_1^2x)}{x_1^5}. \end{aligned} \quad (1d)$$

方程(1a)和(1c)中, $S(x, Q^2)$ 和 $G(x, Q^2)$ 分别是海夸克和胶子在核子中的分布函数, 第 1 项和第 2 项是线性项, 它们是 AP 方程的动力学项, 即扭度为 2 部分的贡献(记为 AP), 第 3 项“+”项是反遮蔽项(antishadowing term, 记为 AT), 第 4 项“-”项是遮蔽项(shadowing term, 记为 ST). K 是非线性项的系数, 与核子的有效半径及部分子关联的模型有关, 在文献[10]中, 已根据实验数据定出了 K 的大小. MDAP 方程与 GLR-MQ 方程在形式上的主要差别在于, GLR-MQ 方程不含反遮蔽项, 因而整个方程动量不守恒, 而 MDAP 方程是满足动量守恒的.

在方程(1a)中, 当

$$\left. \frac{dxG(x, Q^2)}{d \ln Q^2} \right|_{Q_s^2} = (AP + ST + AT) \Big|_{Q_s^2} = 0, \quad (2)$$

即

$$\left| \frac{ST + AT}{AP} \right|_{Q_s^2} = 1$$

时, 胶子的分裂和重组达到平衡, 出现饱和现象. 文

献[10]中根据实验数据及方程(1)拟合出,当 $Q_0^2 = 1.0\text{GeV}^2$ 时,海夸克的初始分布函数为

$$xS = 0.1867x^{-0.3}(1-x)^{7.808} \times (1 + 2.283\sqrt{x} + 20.69x), \quad (3)$$

胶子的初始分布函数为

$$xG = 1.635(1-x)^{3.67} \quad (4)$$

将上述初始分布函数(3,4)式代入演化方程(1)计算,发现在 $1\text{GeV}^2 < Q^2 < 30\text{GeV}^2$, $x > 10^{-8}$ 的动力学区域,

$$ST + AT < 0, \quad (5)$$

即

$$\frac{dxG}{d \ln Q^2} < AP, \quad (6)$$

但始终

$$AP + ST + AT > 0, \quad (7)$$

没有出现满足(2)式的演化区域. 即在该动力学区域,不会出现饱和现象. 显然,由于遮蔽和反遮蔽项的存在,方程(1a)的演化速度要小于 AP 方程中胶子的演化速度,从而不会导致散射截面破坏么正性.

最近,文献[9]利用 GLR-MQ 方程,讨论了质子和核中胶子的饱和问题,得到了相应的饱和曲线. 我们认为,他们的结果是不可靠的,因为他们没有根据实验数据去拟合适合 GLR-MQ 方程的初始分布函数,而是利用 CETQ 现有的初始分布函数(AP 方程的初始分布函数),先根据 AP 方程演化到高 Q^2 (此时高扭度效应可以忽略),然后根据 GLR-MQ 方程倒过来向低 Q^2 演化,得到较低 Q^2 时的部分子分布,从而利用 GLR-MQ 方程计算出胶子的饱和曲线. 我们认为,演化过程是不能倒过来计算的. 因为这是一个非线性的方程,即有扭度-2 的部分,也有扭度-4 的部分,在逆向的运算中,部分子的作用过程并不惟一,因而[9]的结果并不准确. 另外, GLR-MQ 方程本身就存在缺陷.

在 MDAP 演化方程(1)中,虽然遮蔽和反遮蔽项的贡献小于与 AP 方程演化项的贡献,在 LHC 能区不会出现饱和现象,但遮蔽和反遮蔽项的效应不能忽略,在部分子演化过程中起着非常重要的作用. 当

$$\left| \frac{ST + AT}{AP} \right| > \alpha_s \quad (8)$$

时,由于高扭度项的贡献,胶子的演化速度明显地被抑制,把

$$\left| \frac{ST + AT}{AP} \right|_{Q_p^2} = \alpha_s |Q_p^2| \quad (9)$$

时称为部分子分布部分饱和[11]. 在图 1 中给出了质子中胶子的部分饱和曲线($Q_p^2 - x_p$ 曲线). 对某一确定的 Q_p^2 ,当 $x > x_p$ 时,

$$\left| \frac{ST + AT}{AP} \right| < \alpha_s, \quad (10)$$

所以在该区域部分子的演化与 AP 方程相差较小,而在 $x < x_p$ 的区域,

$$\left| \frac{ST + AT}{AP} \right| > \alpha_s \quad (11)$$

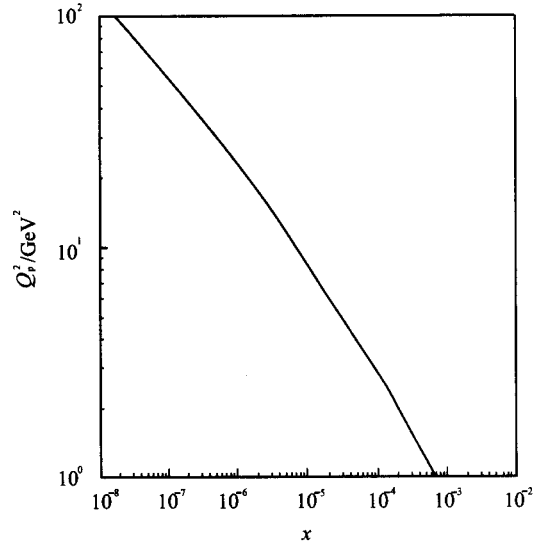


图 1 胶子分布函数的部分饱和曲线
它是利用部分子初始分布函数(3),(4)式根据方程(1),(9)计算的结果.

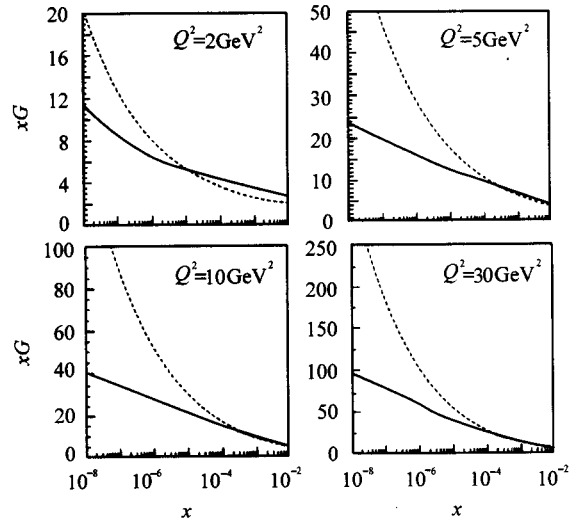


图 2 胶子分布函数随 x 的变化
实线是利用部分子初始分布函数(3),(4)式根据方程(1)演化的结果,虚线是利用 MRST 的初始分布函数根据 AP 方程演化的结果.

MDAP 方程的演化明显慢于 AP 方程, 在此区域根据两方程演化得到的部分子分布差别就很显著, 在图 2, 3 中可以看到这一点.

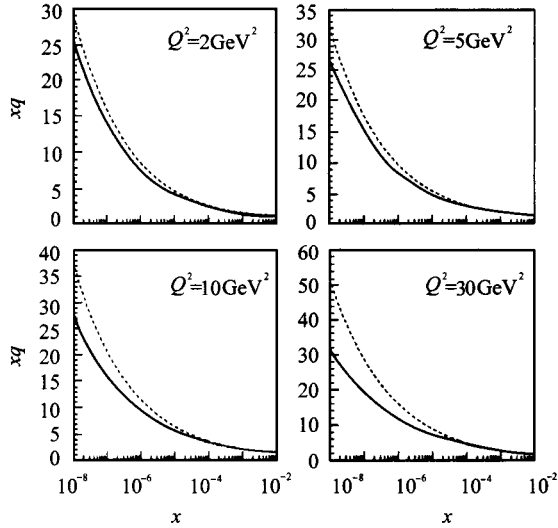


图 3 夸克分布函数随 x 的变化
实线, 虚线图例同图 2.

3 LHC 能区的部分子分布函数

根据 MDAP 演化方程, 在 LHC 能区不会出现部分子饱和, 因而可以用它来预言在 LHC 能区的部分子分布函数. 利用初始分布函数 (3), (4) 式代入演化方程 (1) 式计算, 得到在小 x 区域夸克和胶子的分布函数, 如图 2, 3, 4, 5 中实线所示. 为了比较, 作出了以 MRST 为输入的根据 AP 方程演化的结果, 如图 2, 3, 4, 5 中虚线所示. 从图中可以看到, 两

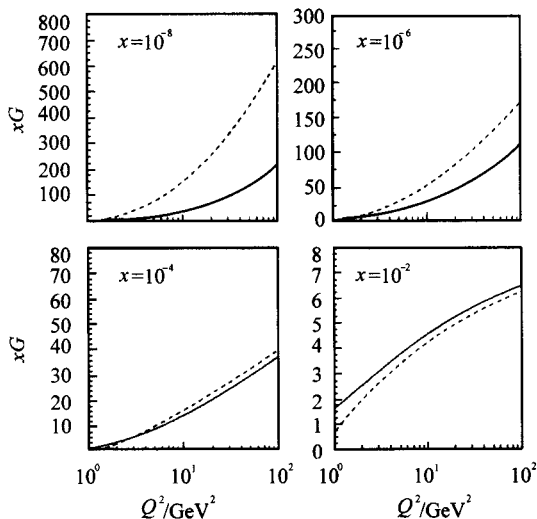


图 4 胶子分布函数随 Q^2 的变化
实线, 虚线图例同图 2.

种方程演化的结果在小 x 区域差别很大, 在图 2 中, 实线表示的胶子分布明显被抑制.

图 2 和图 3 分别是胶子和夸克在不同 Q^2 时小 x 区域的分布. 图 4 和图 5 分别是胶子和夸克在不同 x 情况下随 Q^2 的分布. 很明显, 在 $x < 10^{-4}$ 的区域, 胶子和夸克的分布在考虑高扭度效应和不考虑高扭度效应两种情况下差别非常显著, 当 $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$, $x = 10^{-6}$ 时, 胶子实线约比虚线的值小 $\frac{1}{2}$.

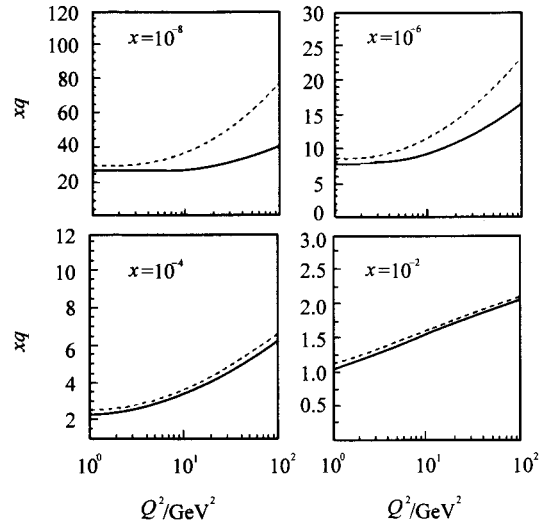


图 5 夸克分布函数随 Q^2 的变化
实线, 虚线图例同图 2.

4 小结

核子中小 x 区域部分子分布的饱和问题是当前人们研究的一个热点. 利用高扭度修正的部分子演化方程 MDAP 方程, 分析了在 LHC 能区的胶子的饱和问题, 发现在该区域不会出现胶子分布的饱和现象, 但演化速度明显低于 AP 方程, 胶子分布明显被抑制, 出现部分饱和现象. 根据 MDAP 方程的演化, 由于高扭度项的贡献, 使得散射截面不破坏么正性.

利用小 x 区域的部分子分布函数, 可以预言 LHC 能区的实验现象. 根据 MDAP 方程, 计算了 LHC 能区的部分子分布函数. 发现考虑了遮蔽效应后, 小 x 区域的胶子分布与 AP 演化方程的结果差别非常明显. 在将来的 LHC 的喷注产生、轻子对产生等实验中, 一定可以判断在核子中小 x 区域高扭度效应的影响.

参考文献 (References)

- 1 Altarelli G, Parisi G. Nucl. Phys., 1977, **B126**: 298
- 2 CTEQ Collaboration, LAI L H et al. Eur. Phys. J., 2000, **C12**: 375
- 3 Gluck M, Reya E, Vogt A. Eur. Phys. J., 1998, **C5**: 461
- 4 Martin A D et al. Eur. Phys. J., 1998, **C4**: 463; Eur. Phys. J., 2002, **C23**: 73
- 5 ZHU W. Nucl. Phys., 1999, **B551**: 245; ZHU W, RUAN J H. Nucl. Phys., 1999, **B559**: 378
- 6 Gribov L V, Levin E M, Ryskin M G. Phys. Rep., 1983, **100**: 1; Mueller A H, QIU J W. Nucl. Phys., 1986, **B268**: 427
- 7 Mueller A H. Nucl. Phys., 1994, **B415**: 373; 1995, **B437**: 107
- 8 Abramovsky V A, Gribov J V, Kanchels O V. Sov. J. Nucl. Phys., 1973, **18**: 593
- 9 Eskola K J et al. Nucl. Phys., 2003, **B660**: 211; arXiv: hep-ph/0302185.
- 10 RUAN Jian-Hong et al. HEP & NP, 2000, **24**: 991 (in Chinese); RUAN Jian-Hong et al. China. Phys. Soc., 2002, **51**: 1214 (in Chinese); (阮建红等. 高能物理与核物理, 2000, **24**: 991; 阮建红等. 物理学报, 2002, **51**: 1214)
- 11 ZHU W, RUAN J H, YANG J F et al. Phys. Rev., 2003, **D68**: 094015

Parton Distributions at LHC Energies *

LIU Hai-Yan¹⁾ RUAN Jian-Hong²⁾

(Department of Physics, East China Normal University, Shanghai 200062, China)

Abstract At Large Hadron-Hadron Collider(LHC), the structure of nucleon at much small x region can be revealed. With the high twist modified AP evolution equation (MDAP equation), the saturation problem of partons at LHC energies is analyzed. It is found that the parton distribution will not be saturated in this region, instead, due to the high twist effects, the parton distribution is obviously suppressed and partial saturation appears. With the MDAP equation, parton distributions at LHC energies are calculated.

Key words parton distribution, higher twist effect, saturation

Received 1 December 2003, Revised 16 February 2004

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10205004, 10075020, 10175074)

1) E-mail: ys01120805@student.ecnu.edu.cn

2) E-mail: jhruan@phy.ecnu.edu.cn