

## اندازه گیری ثابت جفت شدگی در نظریه اختلالی با استفاده از پارامترهای شکل رویداد

ذبیحین پور، محمد<sup>۱</sup>؛ هاشمی نیا، مریم<sup>۲،۳</sup>؛ زمردیان، محمدابراهیم<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

<sup>۲</sup>گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فردوسی مشهد

<sup>۳</sup>گروه پژوهشی فیزیک بنیادی پایش

### چکیده

در این مقاله ثابت جفت شدگی قوی را تا مرتبه تصحیح NNLO محاسبه می کنیم. این تحلیل و بررسی را با استفاده از توزیع های شکل رویداد که عبارتند از: تراست، جرم جت سنگین، پهن شدگی عریض، پهن شدگی کلی و پارامتر C انجام می دهیم. از مقایسه داده های تجربی AMY با نظریه QCD مشاهده می کنیم که مقادیر تجربی با مدل QCD تا مرتبه NNLO سازگاری بهتری را از خود نشان می دهند، زیرا NNLO مراتب بالاتری در محاسبات QCD را شامل می شوند.

## Measurement of strong coupling constant by using event shape parameters in perturbative theory

M. Zabihinpour<sup>1</sup>, M. Hasheminia<sup>2,3</sup>, M.E. Zomorrodian<sup>2</sup>

1- Department of physics, PayameNoor University, PO BOX 19395-3697 Tehran, Iran

2- Department of physics, Ferdowsi University of Mashhad, 91775-1436, Mashhad, Iran

3- Payesh Research Institute of Fundamental Physics, Mashhad, Iran

We measure the strong coupling constant at NNLO corrections. We do this analysis by using the event shape distributions: thrust, C parameter, heavy hemisphere mass, wide and total jet broadening for different choices of renormalization scale. We observe that our real AMY data is more consistent with the NNLO compared to LO. This is due to the fact that the NNLO analysis involves higher order terms in QCD calculations. We will present all these features in this paper.

PACS.No : 13.66.BC



## مقدمه

$\vec{p}_i$  بردار اندازه حرکت ذره ذره  $\vec{i}$  است. محور تراست  $\vec{n}$  برداری واحد است که عبارت بالا را پیشینه می سازد. مقدار تراست قادر است که بین  $1/5$  و  $1$  تغییر کند.

ب: جرم نیمکره سنگین  $M_H^2 / s$ .

در تعریف اصلی، رویداد را به دو نیمکره تقسیم می کنند. جرم ثابت نیمکره نیز به صورت زیر محاسبه می شود:

$$M_i^2 / s = \frac{1}{E_{vis}^2} \left( \sum_{k \in H_i} p_k \right)^2 \quad (2)$$

$E_{vis}$  انرژی کل قابل مشاهده در رویداد می باشد. در تعریف اصلی، نیمکره به گونه ای انتخاب می شود که  $M_1^2 + M_2^2$  کمینه باشد. اما از تعریف متداول تر آن استفاده می کنیم که به موجب آن نیمکره ها توسط صفحه ای عمود بر محور تراست تفکیک می شوند. جرم ناوردای بزرگتر از بین دو نیمکره، جرم جت سنگین را به دست می دهد.

$$\rho \equiv M_H^2 / s = \max(M_1^2 / s, M_2^2 / s) \quad (3)$$

ج: پهن شدگی جت  $B_T$  و  $B_W$ :

با در نظر گرفتن صفحه عمود بر  $\vec{n}_T$  از مبدا مختصات می توان دو نیمکره رویداد  $H_{1,2}$  را تعریف کرد. پهن شدگی نیمکره به صورت:

$$B_i = \frac{\sum_{k \in H_i} |\vec{p}_k \times \vec{n}_T|}{2 \sum_k |\vec{p}_k|} \quad (4)$$

تعریف می شود. پهن شدگی عریض  $B_W$  و پهن شدگی کل  $B_T$  را نیز به صورت زیر تعریف می کنند:

$$B_W = \max(B_1, B_2) \quad (5)$$

$$B_T = B_1 + B_2 \quad (6)$$

د: پارامتر  $C$ :

پارامتر  $C$  از ویژه مقادیر تانسور اندازه حرکت خطی ناشی می شود:

متغیرهای شکل رویداد آزمون بسیار خوبی برای اهداف QCD می باشند زیرا این متغیرها از نظر ساختاری در ناحیه فروسرخ تغییرناپذیرند. این بدان معناست که می توان آنها را در نظریه اختلالی محاسبه نمود و از پیش بینی این متغیرها به عنوان ابزاری برای استخراج ثابت جفت شدگی استفاده کرد. [1-5]

ثابت شده است که در نابودی الکترون-پوزیترون مشاهده پذیرهای متغیر شکل رویداد بدون نیاز به تفکیک جت ها قادر به مشخص نمودن حالت های نهایی هادرونی می باشند.

در مرجع (6) با استفاده از ممان متغیرهای شکل رویداد مقدار ثابت جفت شدگی را تا مرتبه NNLO محاسبه شده است. در این تحقیق به منظور محاسبه مقدار ثابت جفت شدگی، توزیع های شکل رویداد را مورد بررسی قرار می دهیم.

از میان متغیرهای شکل رویداد که نیاز به حالت نهایی سه ذره ای دارند، پنج دسته از آنها به طور مستقیم از طریق برنامه نویسی قابل محاسبه هستند که عبارتند از:

تراست  $T$ ، جرم نیمکره سنگین  $M_H^2 / s$ ، پهن شدگی عریض، پهن شدگی کلی جت ( $B_T$ ،  $B_W$ ) و پارامتر  $C$ . در بخش بعدی به معرفی این متغیرها می پردازیم.

## توضیح متغیرهای شکل رویداد

خصوصیات رویداد های هادرونی را می توان توسط یک مجموعه از مشاهده پذیر های شکل رویداد توصیف کرد. این مشاهده پذیر ها قادرند توزیع ذرات را به صورت دو، سه و چهار جتی نشان دهند. این متغیر ها را می توان با استفاده از داده های واقعی و یا داده های مونت کارلو محاسبه کرد. [6-16]

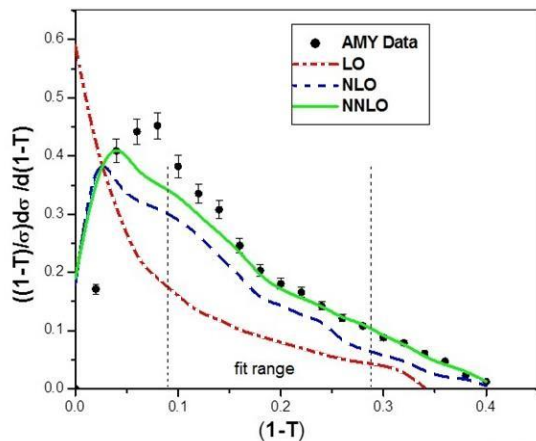
## الف: تراست $T$

متغیر شکل رویداد تراست به صورت زیر تعریف می شود:

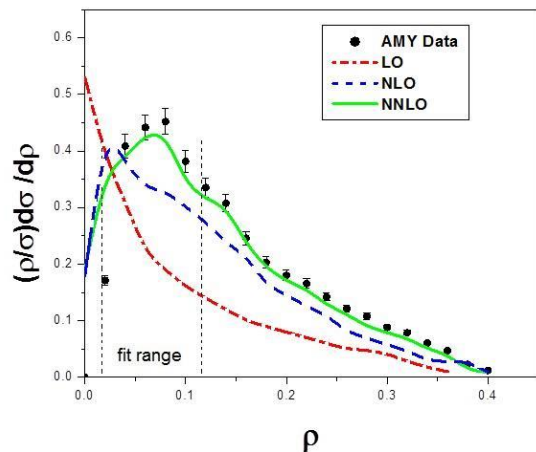
$$T = \max \left( \frac{\sum \vec{p}_i \cdot \vec{n}}{\sum |\vec{p}_i|} \right) \quad (1)$$



نتایج  $AMY$  با تصحیحات  $NNLO$  سازگاری بیشتری را از خود نشان می دهند.



شکل ۱. توزیع تراست در مرتبه  $Lo$ ،  $NLO$  و  $NNLO$  در مقایسه با داده های تجربی  $AMY$ .



شکل ۲. توزیع جت سنگین در مرتبه  $Lo$ ،  $NLO$  و  $NNLO$  در مقایسه با داده های تجربی  $AMY$ .

$$\theta^{\alpha/\beta} = \frac{1}{\sum_k |\bar{p}_k|} \sum_k \frac{P_k^\alpha P_k^\beta}{|\bar{P}_k|}, \quad (\alpha, \beta = 1, 2, 3) \quad (7)$$

تانسور فوق دارای سه ویژه مقدار  $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$  می باشد. از این سه مقدار، پارامتر  $C$  را به صورت زیر تعریف می کنند:

$$C = 3(\lambda_1 \lambda_2 + \lambda_2 \lambda_3 + \lambda_3 \lambda_1) \quad (8)$$

چارچوب نظری:

بسط اختلالی برای توزیع یک مشاهده پذیر  $y$  تا مرتبه  $NNLO$  در انرژی مرکز جرم  $\sqrt{s}$  و برای داده های الکترون پوزیترون در مقیاس  $\mu^2$  توسط

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{dy}(s, \mu^2, y) = \left( \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \frac{d\bar{A}}{dy} + \left( \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \right)^2 \right) * \left( \frac{d\bar{B}}{dy} + \frac{d\bar{A}}{dy} \beta_0 \log \frac{\mu^2}{s} \right) + \left( \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \right)^3 * \left( \frac{d\bar{C}}{dy} + 2 \frac{d\bar{B}}{dy} \beta_0 \log \frac{\mu^2}{s} + \frac{d\bar{A}}{dy} (\beta_0^2 \log^2 \frac{\mu^2}{s} + \beta_1 \log \frac{\mu^3 s}{s}) \right) \quad (9)$$

داده می شود [11]. در رابطه فوق داریم:

$$\beta_0 = \frac{11C_A - 4T_R N_F}{6} \quad (10)$$

$$\beta_1 = \frac{17C_A^2 - 10C_A T_R N_F - 6C_F T_R N_F}{6} \quad (11)$$

که در آن ضرایب رنگ  $QCD$  عبارتند از:

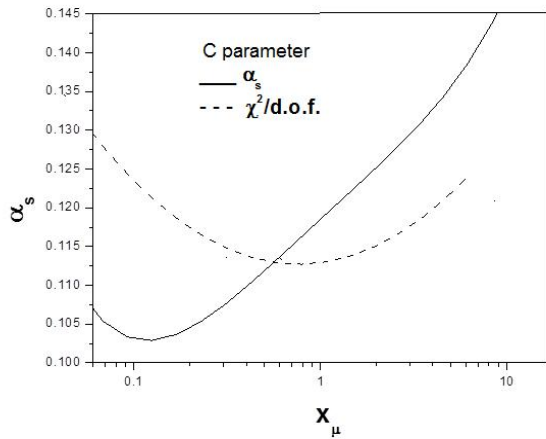
$$C_A = N, C_F = \frac{N^2 - 1}{2N}, T_R = \frac{1}{2} \quad (12)$$

به ازای سه رنگ  $N=3$  و تعداد طعم کوارک های سبک  $N_f=3$ ،  $\bar{A}$  نتیجه  $LO$ ،  $\bar{B}$  تصحیح  $NLO$  و  $\bar{C}$  تصحیح  $NNLO$  را به دست می دهد. این ضرایب برای چندین متغیر شکل رویداد در مرجع [11] محاسبه شده اند. محاسبات دقیقتر آن نیز در برنامه  $EERADS$  آمده است [16].

سطح مقطع های دیفرانسیلی بهنجار شده برای پنج متغیر شکل رویداد در شکل های ۱ تا ۵ آمده است. مشاهده می کنیم که



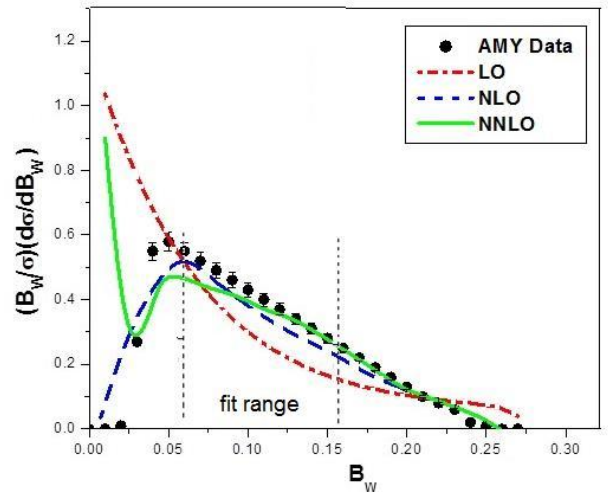
شکل ۵. توزیع پارامتر  $C$  در مرتبه  $LO$ ،  $NLO$  و  $NNLO$  در مقایسه با داده های تجربی  $AMY$ .



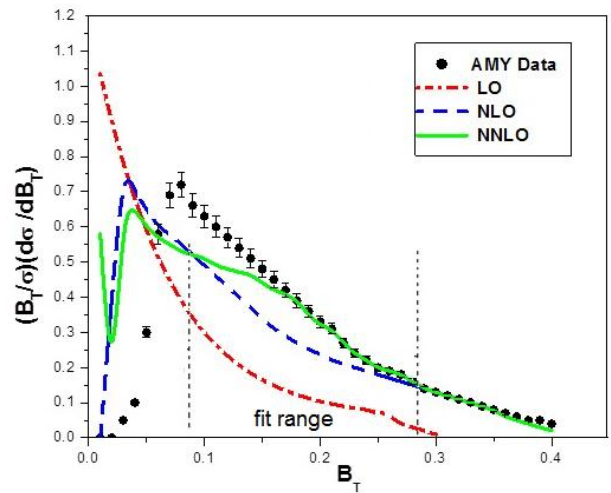
شکل ۶. وابستگی مقدار  $\alpha_s$  و  $\chi^2$  به مقیاس بهنجارش

در این مرحله به منظور یافتن  $\alpha_s$ ، فرآیند برازش را توضیح می دهیم. بازه برازش برای هر پارامتر شکل رویداد به ناحیه ای محدود می شود که انتظار می رود در آنجا تاثیرات غیر اختلالی کوچک باشد. این پدیده با آزمودن توزیع شکل رویداد در سطح هادرونی و در سطح پارتونی توسط تعدادی از برنامه های مونت کارلو ( که بر مبنای آبشار پارتونی بنا شده اند) مانند  $PYTHIA$  تعیین می شود. عدم قطعیت که از انتخاب مقیاس بازنهنجارش  $X_\mu = \frac{\mu}{\sqrt{S}}$  ناشی می شود، در خطای کل سهم بزرگی را داراست. در نتیجه ثابت پیوندی می تواند با تغییر  $X_\mu$  به طور قابل ملاحظه ای تغییر کند. این نتیجه برای پارامتر  $C$  در انرژی مرکز جرم  $60\text{GeV}$  در شکل ۶ نشان داده شده است.

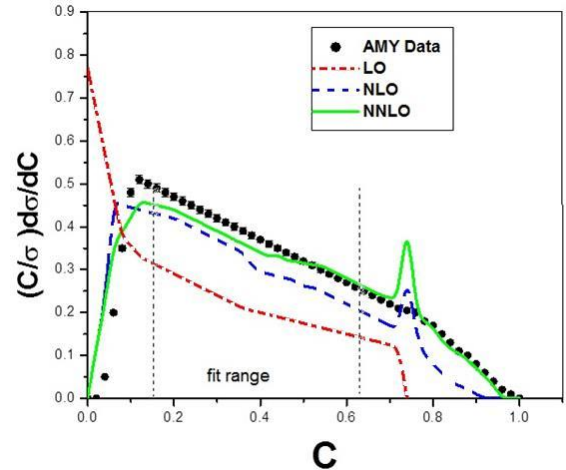
همان گونه که از شکل پیداست وابستگی ثابت پیوندی  $\alpha_s$  به ضریب مقیاس بازنهنجارش  $X_\mu$  کاملاً مشهود است. مقدار واقعی  $\alpha_s$  با مقایسه نظریه با داده ها و با استفاده از کمینه  $\chi^2$  در این شکل نشان داده شده است، به گونه ای که هر جا  $\chi^2$  مقدار کمینه اش را دارد، مقدار  $\alpha_s$  مطابق با این کمینه، ثابت پیوندی واقعی را به دست می دهد. با در نظر گرفتن  $X_\mu$  به



شکل ۳. توزیع  $B_W$  در مرتبه  $LO$ ،  $NLO$  و  $NNLO$  در مقایسه با داده های تجربی  $AMY$ .



شکل ۴. توزیع  $B_T$  در مرتبه  $LO$ ،  $NLO$  و  $NNLO$  در مقایسه با داده های تجربی  $AMY$ .



- [12] A. Safonov Talk at 18th international workshop on deep inelastic scattering and QCD (DIS) (2000).  
 [13] R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. 23 1415 (1969).  
 [14] K. Konishi, A. Ukava, and G. Veneziano, Nucl.Phys. B157 45 (1979), A. Basstto, M. Ciafaloni and G. Marchezini, Nucl.Phys. B163 477 (1980).  
 [15] Sau Lan Wu and George Zoebing, Z. Phys. C Particle and Fields 2 107 (1969).  
 [16] OAdrianiet *al.Phys.Rep* 236 Nos **1&2** 1 (1993).

صورت یک پارامتر آزاد، برازش های متفاوتی را برای هر پنج مشاهده پذیر شکل رویداد در انرژی مرکز جرم  $60\text{GeV}$  انجام می دهیم. در جدول ۱ مقادیر  $\alpha_s$ ، به همراه  $X_\mu$  برای هر متغیر شکل رویداد، خطا های سیستماتیک، مقدار  $\chi^2$  و گستره برازش آمده است.

جدول ۱- جدول ۲-۲ مقادیر  $\alpha_s$  براساس پارامترهای شکل رویداد مختلف

variable	$\alpha_s$	statistical	experimental	hadronization	theoretical	$X_\mu$	$\chi^2/d.o.f$	Fit range
1-T	0.1241	$\pm 0.0041$	$\pm 0.0065$	$\pm 0.0074$	$\pm 0.0043$	0.84	1.01	0.09-0.28
$\rho$	0.1213	$\pm 0.0035$	$\pm 0.0065$	$\pm 0.0071$	$\pm 0.0035$	0.91	1.17	0.02-0.12
$B_T$	0.1250	$\pm 0.0044$	$\pm 0.0065$	$\pm 0.0081$	$\pm 0.0029$	0.85	1.23	0.08-0.28
$B_W$	0.1209	$\pm 0.0041$	$\pm 0.0065$	$\pm 0.0078$	$\pm 0.0030$	0.76	1.11	0.06-0.16
C	0.1214	$\pm 0.0052$	$\pm 0.0065$	$\pm 0.0070$	$\pm 0.0045$	0.95	1.04	0.15-0.65

### بحث و نتیجه گیری:

در این مقاله اندازه گیری ثابت پیوندی قوی را برای توزیع شکل رویداد هادرونی برای داده های AMY در انرژی مرکز جرم  $60\text{GeV}$  محاسبه نموده ایم. محاسبات دقیق برای مقدار ثابت پیوندی با استفاده از توزیع شکل رویداد در مرتبه (LO)،(NLO) و (NNLO) به دست آمده است. به طور کلی NNLO بهترین توصیف را فراهم می کند. نتایج ارائه شده در این مقاله برای پارامتر ثابت پیوندی با استفاده از توزیع متغیرهای شکل رویداد، مطابق با پیش بینی های QCD می باشد.

### مراجع

- [1] T. Aaltonen et al., *Phys. Rev.* **D80**, 051104 (2009).  
 [2] V.A. Okorocov, *Int.J.Mod.Phys.* **A27** 1250037 (2012).  
 [3] V. Abazov et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 132001 (2009).  
 [4] M.E. Zomorrodian, A. Sepehri, A. Moradi Marjaneh, *Int. J. Phys.* **1**,1(2010)  
 [5] A. Gehrmann, De Ridder, T. Gehrmann, E.W.N. Glover, G. Henrich, *J.High Energy Phys.* **0905**, 106 (2009).  
 [6] L. Khajooee et al., *ACTA PHYSICA B* **No 5** 1077 (2014).  
 [7] O Biebel *physics Report* **340** 165 (2001).  
 [8] E Heister *Eur. Phys.J.C* **35** 457 (2004).  
 [9] T Ghaffary, A Sepehri, M Hasheminia, M E Zomorrodian *Indian.j.Phys.* **83**1691 (2009).  
 [10] J Schick, S Bethke, O Biebeland SKluth *Eur.Phys.J.C* **48** 3 (2006).  
 [11] Stefan Weinzierl *JHEP* **0906** 041 (2009) *Phys.Rev.* **D80** 094018(2009) .

