تاریخچه شتابگرها در ایران از واندوگراف تا شتابگر بزرگ

محمد لامعی رشتی

آزمایشگاه واندوگراف - پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای

و

پژوهشکده ذرات و شتابگرها- پژوهشگاه دانشهای بنیادی

چکیده

از خرید شتابدهنده واندوگراف، اولین شتابدهنده ایران، در حدود پنجاه سال می گذرد. در این پنجاه سال، تحولات زیادی در زمینه علم فیزیک شتابگر ها در جهان اتفاق افتاده است: شتابگرها که ابتدا برای پژوهش های فیزیک هسته ای و فیزیک ذرات ساخته می شدند، کاربردهای فراوان دیگری در شاخه های دیگر فیزیک، مهندسی شیمی و مواد، پزشکی و... یافتند. در کشور ماهم، چندین شتابگر (سیکلوترون – رودوترون- شتابگرهای خطی برای مصارف پزشکی) خریداری شد. کوشش در جهت ساخت شتابگرها، از حدود ده سال پیش با طرح شتابگر خطی کوچک شروع شد و از حدود دوسال پیش، مطالعات برای ساخت شتابگری بزرگ ایران آغاز شد. در این مقاله، پس از ارائه تاریخچه کوتاهی در باره شتابگرهای ایران، به طرح های در دست اجرا در زمینه ساخت شتابدهنده ها می پردازیم.

Accelerator in Iran: from Van de Graaff to ILSF

Lamehi-Rachti, Mohammad

Van de Graaff Laboratory, Nuclear Science and Technology Research Institute
And
Schools of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM)

The first accelerator of Iran, the Van de Graaff, was purchased fifty years ago. During this half century, accelerators, developed at the beginning for nuclear and particle physics, found many applications in other areas of physics and disciplines such as medicine, materials science, etc. A Cyclotron, a Rhodotron and many medical Linacs were purchased during the last 30 years. Studies for the construction of accelerators started 10 years ago, with the project of "The construction of a small Linac" and acquired a new dimension with the "Iranian Light Source Facility (ILSF)". In this paper, after a short history of the existing accelerators in Iran, the accelerator projects under construction and development are presented.

نتایج اخیر شتابدهنده هادرونی بزرگ در مورد مدل استاندارد و ماورای آن

محمدی نجف‌آبادی، مجتبی

پژوهشگاه دانشهای بنیادی

چکیده

سال ۲۰۱۱ سال موفقیت آمیزی برای شتابدهنده هادرونی بزرگ و آزمایشهای وابسته به آن بود. مقدار داده جمع آوری شده ۵ برابر میزان مورد انتظار است. در این سخنرانی بعضی از نتایج جذاب بدست آمده نشان داده می شوند. علاوه بر آن برنامه آینده شتابدهنده هادرونی بزرگ نیز نشان داده می شود.

Recent LHC Results on Standard Model and Beyond

Mojtaba. Mohammadi Najafabadi

IPM

The year 2011 is another successful year for the LHC and their experiments. The accumulated integrated luminosity of 5/fb per experiment is 5 times more than the plan set at the beginning of the year. Some highlights on the physics results from the CMS experiments will be presented in this talk. The operation plan of the LHC in the near and far future will also be discussed

محاسبات QCD اختلالی و توابع توزیع پارتونی برای LHC

خرمیان، علی

دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان

پژوهشکده فیزیک ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانشهای بنیادی

چکیده

توابع ساختار یک ابزار کلیدی برای استخراج توابع توزیع پارتونی در نوکلئون‌ها هستند. در طول سالهای اخیر به سبب پیشرفتهای نظری گسترده و در دسترس بودن داده‌های تجربی جدید و بسیار دقیق، تلاشهای وسیعی برای فهم ساختار نوکلئون و دقت محتویات پارتونی آن صورت گرفته است. در این مقاله مروری بر تحقیقات اخیر در زمینه QCD اختلالی و ارتباط آن با برخورددهنده‌ی هادرونی بزرگ، خواهیم داشت. توابع ساختار کنونی و داده‌های تجربی مرتبط با آن و همچنین تکنیکهای به‌روز برای استخراج توابع توزیع پارتونی نیز مورد بررسی قرار خواهند گرفت و توجه ویژه‌ای به استخراج توابع توزیع پارتونی خواهد شد. تأثیر داده‌های تجربی جدید در توابع توزیع پارتونی استخراج شده از برازش QCD نیز از موارد مورد بحث در این مقاله است.

Perturbative QCD calculations and PDF for LHC

Khorramian, Ali N.

Physics Department, Semnan University, Semnan, Iran
School of Particles and Accelerators, IPM (Institute for Studies in Theoretical Physics and Mathematics), P.O.Box 19395-5531, Tehran, Iran

Abstrac

Structure functions are a key ingredient for deriving partons distributions in nucleons. In recent years dramatic progress has been made in the understanding of the nucleon structure and the precision of its partonic content, due to vast theoretical progress and the availability of new high precision measurements. In this talk, I will review some of the highlights of recent research in perturbative QCD as it relation to the LHC. The present structure functions and related data and also the most recent techniques used to extract new sets of parton distribution functions to describe the structure of the proton are studied and special attention is given to the determination of the parton distributions. The effect of new experimental data on PDFs extracted from QCD fit will be discussed too.

ماده کوارکی در شرایط حاد

صدوقی، ندا

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف

چکیده

در این سخنرانی به بررسی رفتار ماده کوارکی در شرایط حاد دما، پتانسیل شیمیایی و میدانهای مغناطیسی بسیار قوی میپردازیم. به طور خاص به بررسی اثر میدانهای مغناطیسی قوی بر تشکیل زوج کوارکی و پدیده ابررسانایی رنگ پرداخته و امکان تشکیل این پدیده را در دما و پتانسیل شیمیایی متناهی در آزمایشگاههای یونهای سنگین بررسی خواهیم نمود.

Quark Matter under Extreme Conditions

Sadooghi, Neda

Physics Deaprtment
Sharif University of Technology
Tehran, Iran.

In this talk, the properties of quark matter under extreme temperature, chemical potential and very large magnetic fields will be discussed. In particular, we will study the effect of external magnetic fields on the formation of diquarks at moderate temperatures and baryonic densities. The question whether color superconductivity can be observed in heavy ion collisions will be pointed out.

مدل استاندارد با نقض تقارن لورنتس

حقیقت، منصور

دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده

در این سخنرانی ضمن معرفی مدل استاندارد دارای نقض تقارن لورنتس به ارتباط این مدل با فضای ناجابجایی و همچنین زمینه های الکترومغناطیس خواهیم پرداخت.

Standard Model with Lorentz Violation

Haghighat, Mansour

Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan

Abstrac

I give a review on the Lorentz violating extension of the standard model and its relation to the noncommutative space and the electromagnetic background.

تأثیر تئوری وحدت شبه اختلالی بر تغییرات ثابت‌های جفت‌شدگی و ÷یش‌بینی جرم ذرات ابر تقارن در حوزه نظریه ابر تقارن حداقلی

فرزانه کرد، احمد[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه تربیت معلم سبزوار

چکیده

ما در این تحقیق تئوری وحدت شبه‌اختلالی را معرفی کرده‌ایم. در این تئوری ذرات جدیدی اضافه بر ذرات مدل ابرتقارن حداقلی معرفی کرده و اثرات آن‌ها را روی ثابت‌های جفت‌شدگی و جرم ذرات ابرتقارن بررسی می‌کنیم.

The Effects of the Semi-Perturbative Unification Scenario on the Running Couplings Analyses and Prediction of Sparticle Masses in the Context of MSSM

Farzaneh kord, Ahmad[1]

[1] *Department of Physics, Tarbiat Moallem Univercity of Sabzevar, Sabzevar*

Abstract

We consider the scenario of the semi-perturbative unification(SPU) where extra matter beyond that of the Minimal Supersymmetric Standard Model(MSSM) can be added at some intermediate scale.The effect of extra matter causes that the unification scale could be changed,also it affects the evolution of the gauge and Yukawa couplings.Besides we investigate the effects of the SPU scenario on the susy particles.

مقدمه

نظریه مدل استاندارد بر اساس نتایج کوشش‌های زیاد نظری و تجربی بنا نهاده شده و تا کنون موفقیت‌های فوق‌العاده‌ای داشته است. در واقع همه ذرات بجز بوزون هیگز بطور تجربی کشف شده‌اند؛ ولی علیرغم موفقیت‌های مدل استاندارد این مدل با مسائل حل نشده زیادی روبرو می‌باشد. از جمله اینکه وحدت بزرگ نیروها[۱۱](GUT) در این مدل اتفاق نمی‌افتد. همچنین نمی‌تواند ذراتی را به عنوان نامزدهایی برای ماده تاریک[۲] معرفی کند.مسئله سلسله مراتب [۳] که از تصحیحات تابشی بر روی جرم بوزون هیگز ناشی می‌شود در این مدل پاسخی ندارد. بنابراین برای رفع مشکلات فوق به فیزیکی فراسوی مدل استاندارد نیاز داریم. ابرتقارن[۴] به عنوان یکی از نظریه هایی که می‌تواند پاسخگوی برخی از مشکلات مدل استاندارد باشد، مورد توجه قرار گرفته است[۱].

ابرتقارن و مدل استاندارد ابرتقارن حداقلی

ابرتقارن، تقارن بین بوزون‌ها و فرمیون‌ها است. تبدیلات ابر تقارنی توسط عملگرهایی حاصل می‌شوند که حالت فرمیونی را به حالت بوزونی و برعکس تبدیل می‌کنند. مدل استاندارد ابرتقارن حداقلی[۵](MSSM) ساده‌ترین بسط از مدل استاندارد است که شامل یک مولد ابر تقارن و حداقل ذرات ممکن می‌باشد. این مدل توسط لاگرانژی زیر توصیف می‌شود[۲] :

[1] Grand unified Theory
[۲] Dark Matter
[۳] hierarchy problem
[٤] Supersymmetry
[۵] Minimal Supersymmetric Standard Model

$$L = L_{SUSY} + L_{soft-breaking} \quad (۱)$$

$$L_{SUSY} = L_{Gauge} + L_{Yukawa} \quad (۲)$$

$$L_{Gauge} = \sum_{su(3),su(2),u(1)} \frac{1}{4}\left(\int d^2\theta Tr W_\alpha W^\alpha \right. \quad (۳)$$

$$\left. + \int d^2\bar{\theta} Tr \bar{W}^{\dot{\alpha}} \bar{W}_{\dot{\alpha}}\right) + \sum_{matter} \int d^2\theta d^2\bar{\theta} \phi^+$$

$$+ e^{(g_3V_3+g_2V_2+g_1V_1)}\phi$$

$$L_{Yukawa} = \int d^2\theta W + h.c. \quad (۴)$$

در رابطه (۴) W، ابرپتانسیل مدل استاندارد ابرتقارنی است.

ابرپتانسیل توسط رابطه زیر تعریف می‌شود.

$$W_{MSSM} = \bar{u} y_u Q H_1 - \bar{d} y_d Q H_2 - \bar{e} y_e L H_2 + \mu H_1 H_2 \quad (۵)$$

$\bar{e}$، $\bar{d}$، $\bar{u}$و L ابر میدان‌های کایرال هستند و y_e، y_u و y_d ماتریس‌های ۳×۳ یوکاوا می‌باشند[۳].

ازآنجایی که در طبیعت هیچ بوزون و فرمیونی با جرم یکسان پیدا نمی شوند، بنابراین ابرتقارن باید جایی شکسته شده باشد. به همین دلیل در رابطه لاگرانژی MSSM جمله دوم که مربوط به شکست ابرتقارن است وارد می‌شود. در نتیجه این شکست جرم ذرات ابر تقارنی بسیار سنگین‌تر از ذرات مدل استاندارد می‌شود[۴].

نظریه وحدت شبه اختلالی[۶](SPU)

مطابق این نظریه فرض می‌کنیم ذرات جدیدی وجود دارند که می‌توانند به عنوان نمایش‌های ۵تایی و ۱۰تایی از گروه SU(5)، یا نمایش‌های ۱۶تایی از گروه SO(10) در نظر گرفته شوند و در یک مقیاس دلخواه به محتوی ذرات MSSM اضافه شوند. ما در این مقاله فقط نمایش‌های ۵ و ۱۰تایی را در نظر می‌گیریم و فرض می‌کنیم این مقیاس دلخواه، مقیاس الکتروضعیف(M_Z) باشد. اثر افزودن ذرات جدید به محتوی ذرات MSSM وارد شدن دو پارامتر n_5 و n_{10} در معادلات گروه بازبهنجارش است[۵].

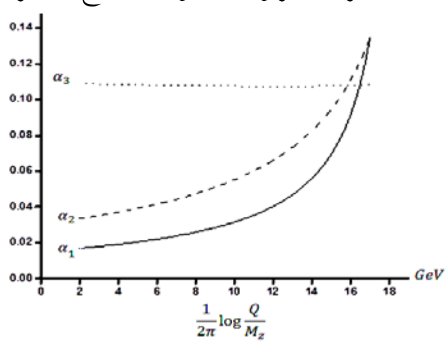
محاسبات عددی

معادلات گروه بازبهنجارش که شامل معادلات مرتبه دوم مربوط به جفت‌شدگی‌های پیمانه‌ای و یوکاوا می‌شود را از مقیاس الکتروضعیف تا مقیاس انرژی وحدت(M_G) اجرا می‌کنیم. این مقیاس جایی تعریف می‌شود که ثابت‌های جفت‌شدگی الکترومغناطیس(α_1) و هسته‌ای ضعیف (α_2) با هم برابر می‌شوند. مقادیر اولیه ای که برای این معادلات در نظر گرفته می‌شود، شامل تصحیحات تابشی ابرتقارنی نمی‌باشد.

سپس در M_G، شرایط مرزی مربوط به شکست ابرتقارن را با استفاده از مدل ابرگرانش کمینه(MSUGRA)[۷] اعمال می‌کنیم. پس از اعمال این شرایط تمام معادلات را از M_G تا M_Z پایین می‌آوریم و این بار تصحیحات تابشی ابرتقارنی را در M_Z اعمال می‌کنیم و این فرآیند را آنقدر تکرار می‌کنیم تا به یک همگرایی بر روی جرم‌ها و جفت‌شدگی‌ها برسیم. به این ترتیب توانسته‌ایم مقادیر جفت‌شدگی‌های پیمانه‌ای و یوکاوا را با در نظر گرفتن تصحیحات تابشی در M_Z بدست آوریم. این تصحیحات به طور کامل در مرجع [۶]. آورده شده‌اند. لازم به ذکر است که در محاسبات فوق مقادیر مناسبی برای متغیرهای n_5 و n_{10} د ر نظر گرفته‌ایم.

نتایج

در این قسمت نتایج محاسبات را به صورت نمودار آورده‌ایم و در هر جدول مقادیراولیه مربوط به نمودار و نتایج را ذکر کرده‌ایم.



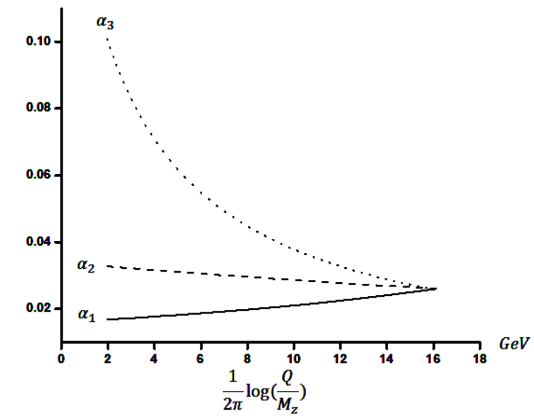
شکل ۱: نمودار جفت‌شدگی‌های پیمانه‌ای بر حسب انرژی

[۶]semi-perturbative unification

[۷]minimal super-gravity

جدول۱: داده‌های مربوط به شکل ۱

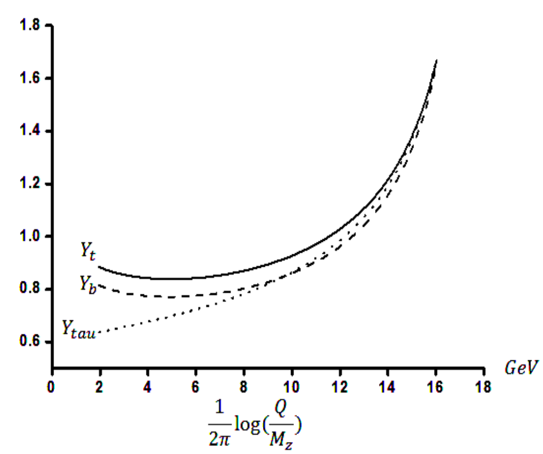
m_t (GeV)	$\tan\beta$	n_{10}	n_5	α_G	M_G (GeV)
۱۷۳	۱۰	۱/۷	۰	./۱۳۴۴	۱×۱۰^{۱۷}



شکل۲: نمودار وحدت جفت‌شدگی‌های پیمانه‌ای بر حسب انرژی

جدول۲: داده‌های مربوط به شکل ۲

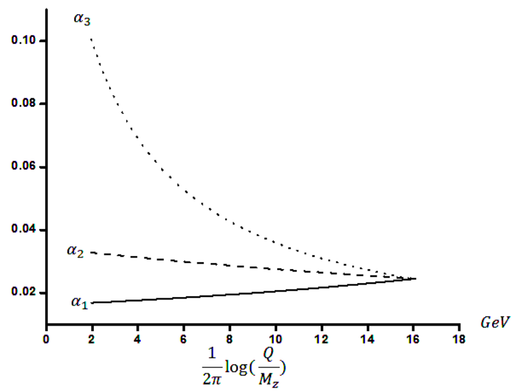
m_t (GeV)	$\tan\beta$	n_{10}	n_5	M_G (GeV)
۱۷۳	۱۰	−۱/۷	۰	۱/۳۳×۱۰^{۱۶}



شکل۳: نمودار وحدت جفت‌شدگی‌های یوکاوا بر حسب انرژی

جدول۳: داده‌های مربوط به شکل ۳

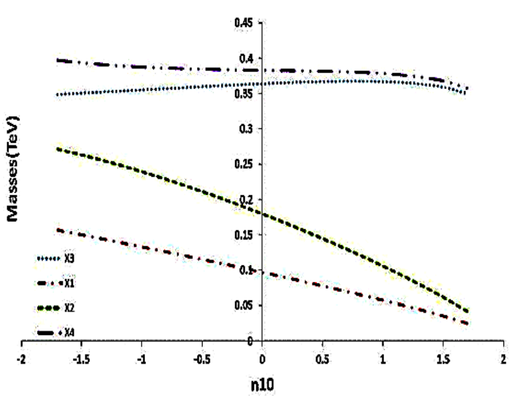
m_t (GeV)	$\tan\beta$	n_{10}	n_5	M_G (GeV)
۱۷۰	۵۹	−۴/۵	−۲	۱/۴۸×۱۰^{۱۶}



شکل۴: نمودار وحدت جفت‌شدگی‌های پیمانه‌ای بر حسب انرژی

جدول۴: داده‌های مربوط به شکل ۴

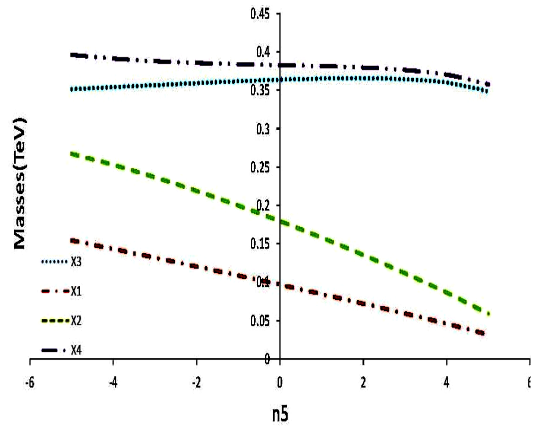
m_t (GeV)	$\tan\beta$	n_{10}	n_5	α_G	M_G (GeV)
۱۷۰	۵۹	−۴/۵	−۲	./۱۸۹۲	۱/۴۸×۱۰^{۱۶}



شکل۵: نمودار تغییرات جرم نیوترالینوها بر حسب n_{10}

جدول۵ : داده‌های مربوط به شکل ۵

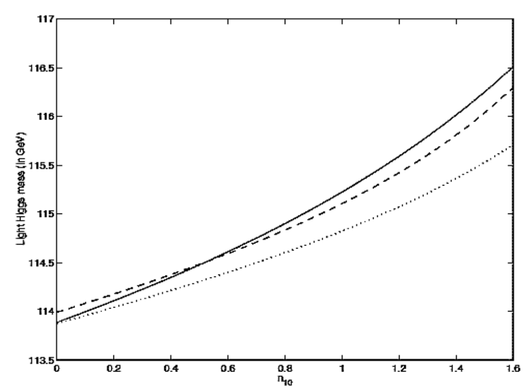
m_t (GeV)	$\tan\beta$	n_5
۱۷۰	۱۰	۰



شکل۶: نمودار تغییرات جرم نیوترالینوها بر حسب n_5

جدول۶ : داده‌های مربوط به شکل ۶

m_t (GeV)	$\tan\beta$	n_{10}
۱۷۰	۱۰	۰



شکل۷: نمودار تغییرات جرم هیگز بر حسب n_{10}

جدول۷ : داده‌های مربوط به شکل ۷

m_t (GeV)	$\tan\beta$	n_5
۱۷۸	۱۰	۰

نتیجه گیری

با توجه به جداول و نمودارهای ۱ تا ۴ می‌بینیم که مقیاس انرژی وحدت برای مقادیر مثبت n_5 و n_{10} افزایش و به ازای مقادیر منفی آنها کاهش می‌یابد.

در MSSM امکان اتحاد ثابت‌های جفت‌شدگی یوکاوا وجود ندارد. اما با استفاده از نظریه وحدت شبه اختلالی وبا انتخاب مقادیر مناسب برای جرم کوارک بالا، n_5 و n_{10}، و مقادیر بزرگ $\tan\beta$ توانستیم این ثابت‌های جفت‌شدگی را در M_G به وحدت برسانیم.

همچنین با توجه به نمودارهای ۵ و ۶ می‌توان نتیجه گرفت که جرم ذرات ابر تقارنی به ماده اضافی که به تئوری اضافه میشود،بستگی دارد.

مرجع‌ها

[1] D. I. Kazakov, [hep-ph/012288v2], (2001).
[2] S.P. Martin, [hep-ph/9709356v5], (2008)
[3] Ian J. R. Aitchison,Supersymmetry and the MSSM:An elementary Introduction, [hep-ph/0505105].
[4] L.H.Ryder,"Quantom field theory",Second Edition(Cambridge Univercity Press,1966).
[5] Christopher Kolda and John March-Russell Low-energy signature of semi-pertubative unification, Physical Review D, Volume 55, Number 7
[6] J. A. Bagger, K. T. Matchy, Precision corrections in the minimal supersymmetric standard model, [hep-ph/9606211].

دوگان گرانشی برای نظریه میدان همدیس لگاریتمی مرزدار

فارغ بال، رضا

پژوهشکده فیزیک، پژوهشگاه دانشهای بنیادی، تهران

چکیده

در این مقاله یک دوگان گرانشی برای نظریه میدان همدیس لگاریتمی مرزدار معرفی می کنیم. نشان می دهیم که توابع دو نقطه ای که با استفاده از محاسبات گرانشی به دست می آید مطابق با مقادیری است که در نظریه میدان پیش بینی شده است.

A Holographic Dual for Boundary Logarithmic Conformal Field Theory

Fareghbal, Reza

School of Physics, IPM, Tehran

Abstract

We propose a holographic dual for boundary logarithmic conformal field theory. We calculate the two-point correlation functions and show that they are in agreement with BLCFT.

توابع توزیع کوارکی در حضور محیط هسته‌ای

ذوالفقارپور ، فرهاد

گروه فیزیک ، دانشکده علوم ، دانشگاه محقق اردبیلی ، خیابان دانشگاه ، اردبیل

چکیده

پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از پروتون که در سال ۱۹۶۹در شتاب دهنده خطی استانفورد صورت گرفت نشان داد پروتون ها ذرات بنیادی نبوده بلکه ساختار داخلی داشته و از سه ذره بنیادی بنام کوارک تشکیل یافته اند. این کوارک ها هر کدام درصدی از تکانه و انرژی پروتون که با توابع توزیع تکانه کوارکی بیان می شوند را حمل می کنند و پراکندگی الکترون از این ذرات صورت می گیرد. این توابع توزیع تکانه نشان دهنده احتمال حمل درصدی از تکانه پروتون توسط کوارک است که به توابع توزیع احتمال کوارکی یا به توابع توزیع کوارکی معروف هستند. در سال ۱۹۸۲ آزمایش EMC که در سرن انجام گرفت نشان می داد توابع توزیع کوارکی که برای نوکلئون های آزاد اندازه گیری می شوند متفاوت از توابع توزیع کوارکی است که از هدف های هسته ای اندازه گیری می شوند و در واقع توابع توزیع کوارکی نوکلئون های مقید در داخل هسته و در حضور محیط هسته ای متفاوت از حالتی است که نوکلئون ها، آزاد هستند. اثر های مختلفی که ناشی از قرار گرفتن نوکلئون ها مقید در محیط هسته ای است در این اختلاف نقش دارند از جمله اثر حرکت فرمی، اثر انرژی بستگی، اثر تبادل کوارکی، اثر ابر پایونی، ، اثر سایه، اثر ذره Δ و اثر های دیگر هسته ای. در این مقاله نقش چهار اثر اول از اثرهای یاد شده در توابع ساختار و اثر EMC هسته ها مورد بررسی قرار گرفته است.

Nuclear Medium Effect on Quark Distribution Functions

Zolfagharpour, Farhad[1]

[1] Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Daneshghah Avenue, Ardabil

Abstract

Deep inelastic electron scattering off proton target that taking at the Stanford linear accelerator in the 1969, showed the proton to be made of some point like objects that Gell-Mann had called them quark. These quarks carry a fraction of proton's momentum and energy so one could introduce quark momentum distribution function for them. Quark momentum distribution function describes the probability that the quark carries a fraction of proton's momentum and indicated by probability distribution or quark distribution function. In 1982, at the CERN, the European Muon Collaboration pointed out that quark distribution to be little different from those measured off nuclear target and Some nuclear medium effect responsible for this modification like Fermi motion effect, binding energy, Quark exchange effect, sea pion contribution, shadowing effect, the role of Δ particle, and etc. In this paper, the contribution of the first, four mentioned effects in the structure functions and EMC effect of nuclei investigated.

مقدمه

با توجه به اینکه هسته ها از پروتون‌ها و نوترون‌هایی که به‌وسیله نیروهای هسته ای قوی در داخل هسته مقید شده‌اند، تشکیل یافته اند و به علت اینکه انرژی پیوستگی آنها بسیار کمتر از جرم سکون نوکلئون ها است، بنابراین انتظار می رود سطح مقطع پراکندگی الکترون از هسته ها با جمع غیره همدوسی سطح مقطع پراکندگی نوکلئون های داخل آنها بدست آید اما وقتی که در سال ۱۹۸۳ گروه اروپائی همکاری های تحقیقاتی در زمینه میون[۳] ، نتایج مربوط به پراکندگی میون از هسته آهن و دوترون را منتشر کرد، دانشمندان با نتایج تجربی روبرو شدند که نشان می‌داد تابع ساختار

[3] European Muon Collaboration

نوکلئون ها ی مقید و آزاد تفاوت هائی دارند که این تفاوت نه تنها از اثر حرکت فرمی (مدل مرسوم درهم روی در فیزیک هسته ای) ناشی شده بلکه پدیده های دیگری نیز در آن دخالت دارند که ناشی از حضور نوکلئون ها در داخل محیط هسته ای است و در واقع اثرات ناشی از محیط هسته ای داخل هسته است که ساختار داخلی نوکلئون ها و به تبع آن توابع توزیع کوارکی داخل نوکلئون های مقید را نسبت به نوکلئون های آزاد کمی متفاوت می سازد. این تغییر توابع توزیع کوارکی که تغییر توابع ساختار نوکلئون ها ی مقید نسبت به نوکلئون های آزاد را به همراه می آورد به اثر EMC معروف است. تعدادی از اثرهای محیط هسته ای که در اثر EMC نقش قابل توجه دارند و در این مقاله مورد بررسی قرار می گیرند عبارت اند از: اثر حرکت فرمی، اثر انرژی پیوستگی، اثر تبادل کوارکی، اثر ابر پایونی (ابر مزونی)، اثر ذره تشدیدی دلتا، اثر سایه و هستند که عمده ترین سهم مربوط به حرکت فرمی و انرژی بستگی است. تابع ساختار بدست آمده برای هدف هسته ای در مدل مرسوم برای محاسبه سهم حرکت فرمی همان درهم روی تابع ساختار نوکلئون آزاد در تابع توزیع تکانه ای یک نوکلئون در داخل هسته است که می توان انرژی پیوستگی نوکلئونی را نیز در آن مد نظر قرار داد.

اثر حرکت فرمی و انرژی پیوستگی

حرکت فرمی و انرژی پیوستگی در فیزیک هسته ای معولاً با مدل درهم روی هسته ای مورد بررسی قرار می گیرد این مدل بر دو اصل استوار است: الف) نوکلئونی که کوارک پراکنده کننده فوتون مجازی را در بر دارد، خود در داخل هسته دارای یک تابع توزیع تکانه ای است. ب) فوتون مجازی از کوارکی پراکنده می شود که خود کوارک در داخل نوکلئون دارای تابع توزیع است. بنابراین تابع ساختار هسته به صورت زیر بر حسب تابع توزیع نوکلئون در داخل هسته و تابع ساختار نوکلئون محاسبه می‌شود [۱].

$$F^{A}_{2,fermi}(x) = \sum_{N=np}\sum_{nl}\int_{x}^{\infty} dz\, g^{N}_{nl} f^{A}(z)_{nl} F^{N}_{2}(\frac{x}{z}) \qquad (۱)$$

که در آن $F_2^{\mathrm{N}}(\frac{\mathrm{x}}{\mathrm{z}})$ تابع ساختار نوکلئون آزاد و همچنین $f^A(z)_{nl}$ بیانگر تابع توزیع تکانه و انرژی نوکلئون در داخل هسته بوده و به صورت زیر به تابع موج نوکلئون در فضای تکانه در حالت کوانتمی nl مرتبط است [۱]:

$$f^{\mathrm{A}}(z)_{nl} = \int_{|M_N(z-1)-\varepsilon_{nl}|}^{\infty} \frac{dp\, p|\phi_{nl}(p)|^2}{(2\pi)^2} \qquad (۲)$$

درچارچوب مدل لایه ای نوسانگرهماهنگ داریم [۱]:

$$f^{\mathrm{A}}(\mathrm{z}) = \sum_{nl}\frac{1}{2}\left(\frac{M_N}{\hbar\omega}\right)^{1/2}\frac{n!}{\Gamma(n+l+\frac{3}{1})}\sum_{t_1=0}^{n} \qquad (۳)$$

$$\sum_{t_2=0}^{n}\frac{(-1)^{t_1+t_2}}{(t_1!)(t_2!)}\binom{n+l+\frac{1}{2}}{n-t_1}\binom{n+l+\frac{1}{2}}{n-t_1}$$

$$\times\,\Gamma\left(l+t_1+t_2+1,\frac{M_N}{\hbar\omega}(z-1-\frac{\varepsilon_{nl}}{m_N}\right)$$

که با در نظر گرفتن $\varepsilon_{nl}=0$ اثر حرکت فرمی و $\varepsilon_{nl}\neq 0$ اثر انرژی بستگی در آن وارد می شود.

اثر تبادل کوارکی

اثر تبادل کوارکی اولین بار بوسیله جف و هدبوی به عنواثری که در تغییر توابع ساختار نوکلئون ها در داخل هسته ها نقش دارد معرفی شد [۲]. این اثر که یک اثر کوانتمی بوده و ناشی از پاد متقارن بودن توابع موج نوکلئون ها در ابعاد کوارکی است و اینکه تمیز ناپذیری کوارک ها ایجاب می کند که یک کوارک صرفاً در داخل یک نوکلئون جایگزیده نباشد. سهم اثر تبادل کوارکی به صورت زیر به تابع ساختار هسته که فقط شامل اثر فرمی و انرژی بستگی می باشد اضافه می شود یعنی:

$$F_2^A(x) = F^A_{2,Fermi+bindin}(x) + \delta F^A_{2,exchange}(x) \qquad (۴)$$

سهم اثر فرمی انرژی بستگی طبق روابط ۱ تا ۳ و مرجع [۱] حساب می شود و سهم تبادل کوارکی به صورت زیر برحسب توابع توزیع کوارکی داخل نوکلئون ها محاسبه می شود [۲]:

$$\delta F^A_{2,exchange}(x) = \sum_{i=u,d} e_i^2 q_i^A(x) \qquad (۵)$$

$$q_i^A(x) = 2\pi M\int_{k_{min}}^{\infty}\rho_i^A(k)kdk \qquad (۶)$$

$$k_{min}(x) = \frac{(xM+\varepsilon_0)^2-m^2}{2(xM+\varepsilon_0)} \qquad (۷)$$

$$\rho_i^A(k) = \frac{\langle A|q_\mu^+ q_\mu|A\rangle}{\langle A|A\rangle} \qquad (۸)$$

اینجا M و m به ترتیب جرم هسته و کوارک هستند ε_0 انرژی بستگی ذره آزاد داخل نوکلئون آزاد است. $q_i^A(x)$ تابع توزیع کوارکی i در داخل هسته و $\rho_i^A(k)$ تابع توزیع تکانه همان کوارک در داخل هسته هستند. تابع توزیع تکانه کوارک به وسیله رابطه ۸ و محاسبه چشمداشتی عملگر شمارنده کوارکی روی تابع موج هسته که در ابعاد کوارکی نوشته می شود محاسبه می شود. جزئیات را می توان در مرجع [۲،۳،۴] پیدا کرد.

اثر ابر پایونی داخل هسته

با توجه به اینکه در انرژی های پایین ذره تبادلی نیروی هسته مزون ها می باشند و در آن پایون ها به دلیل سبک بودن نقش اصلی را دارند بنابراین نمی توان حضور پایون ها را در داخل هسته و سهم آنها را در چگونگی نتیجه حاصل برای اثر EMC نادیده گرفت. بنابراین برای بدست آوردن نتایج سازگار با نتایج تجربی نقش آنها را باید در نظر گرفت شود. سهم اثر ابرپایونی در توابع ساختار هسته ها به صورت زیر محاسبه می شود:

$$\delta F_{2,Pion}^A(x,A) = \int_0^{\frac{M_A}{m}} dz f_\pi(z) F_2^\pi\left(\frac{x}{z}\right) \tag{۹}$$

$$f_\pi^N(z) = \frac{3g^2}{16\pi^2} z \int_0^\infty dt\ \frac{t|f(t)|^2}{(t+m_D^2)^2} \tag{۱۰}$$

که در آن g=13.5 ثابت جفت شدگی، و $F_2^\pi(\frac{x}{z})$ تابع ساختار پایون و $f_\pi^N(z)$ تابع توزیع پایون در داخل هسته است [۵]. تابع توزیع پایون در داخل هسته شرط زیر را برآورده می کند:

$$\int_0^{\frac{M_A}{m}} dz\ z\ f_\pi^A(z) = \eta_\pi \tag{۱۱}$$

که در آن η_π کسر تکانه حمل شده توسط پایون ها در داخل هسته می باشد و λ=۰.۰۲۶ را برای هر دو هسته یکسان در نظر می گیرند. η_π برای هسته تریتیم و هلیوم ۳ و دوترون به ترتیب ۰.۰۱۵۵ و ۰.۰۱۳ بدست می آید [۸]. تابع ساختار برای هسته تریتیم و هلیوم بدون در نظر گرفتن و با در نظر گرفتن سهم پایون ها در ناحیه $x \le 0.4$ قابل توجه است و هرچه هسته بزرگتر شود سهم این اثر نیز بیشتر می شود تابع ساختار پایون به صورت زیر در نظر گرفته می شود [۶]:

$$F_2^\pi(x) = \frac{5}{9} x v_\pi(x) + \frac{4}{3} x s_\pi(x) \tag{۱۲}$$

که در آن داریم:

$$\mathrm{x} v_\pi(x) = \frac{\Gamma(\alpha+\beta+1)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta+1)} x^\alpha (1-x)^\beta \tag{۱۳}$$

$$\mathrm{x} s_\pi(x) = \frac{1}{6} A(p+1)(1-x)^p \tag{۱۴}$$

$$\alpha = 0.36 - .0074\bar{s}, \beta = 0.99+0.6\bar{s} \tag{۱۵}$$

$$Q_0^2 = 25(GeV_c^{-1})^2 \tag{۱۶}$$

$$\Lambda = 0.2\ GeV_c^{-1}, p = 8.7 \tag{۱۷}$$

$$\bar{s} = ln\left\{\frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{ln(Q_0^2/\Lambda^2)}\right\} \tag{۱۸}$$

$$\mathrm{A}=0.51-\frac{2\alpha}{\alpha+\beta+1} \tag{۱۹}$$

اثر ذره تشدیدی دلتا

مطالعه سطح مقطع پراکندگی πN نشان می دهد وقتی که انرژی π ورودی در محدوده ۱۹۰ MeV قرار دارد ذرات تشدیدی تولید می شوند که می توان آن را به صورت زیر نشان داد [۷،۸]:

$$\pi + N \to \Delta^* \to \pi + N$$

که در آن $\pi = \pi^+,\ \pi^0,\ \pi^-$ و $N = p,\ n$، همچنین ذره تشدیدی $\Delta^* = \Delta^{++},\ \Delta^+,\ \Delta^0$ است. حال سوال این است وقتی نوکلئون ها در داخل هسته در دریای مزونی شناور هستند با چه احتمالی می توان ذرات دلتا را در داخل هسته مشاهده کرد و این ذرات چند درصد در تابع موج هسته ها نقش دارند. برای مطالعه محتوییات دلتائی در داخل هسته ها، هسته های A<4 بهترین مورد هستند که برای هسته های *A=3* با در نظر گرفتن حضور ذره دلتا در آن تابع موج به صورت زیر نوشته می شود:

$$\psi(x) = a\psi(NNN) + b\psi(NN\Delta) + c\psi(N\Delta\Delta)$$

محاسبات نظری و نتایج تجربی محدوده $b^2 = 0.04 \sim 0.06$ را برای احتمال حضور تک دلتا در تابع موج نشان می دهند [۸] و همچنین محاسبات نشان می دهد نقش تک دلتا در انرژی پیوستگی ترایتون[۴] در حدود ۰.۸ MeV است [۷]. همچنین مقادیر $c^2 = 0.02 \sim 0.03$ برای حضور جفت دلتا در داخل هسته ها است. انتظار می رود و سهم سه دلتائی صرف نظر کردنی باشد.

[4] Triton

علاوه بر پراکندگی پایون از نوکلئون ذرات تشدیدی دلتا در پراکندگی فوتون از یک نوکلئون نیز تولید می شود که به صورت زیر می توان نشان داد [۷]:

$$\gamma\ p \to \Delta^{+} \to \pi^{+} n \quad , \quad \gamma\ n \to \Delta^{0} \to \pi^{-} p$$

بنابراین در پراکندگی الکترون از هسته ها علاوه بر وارد شدن نقش ذره تشدیدی دلتا در تابع ساختار هسته ها از طریق تابع موج هسته ای، اثری که در آن فوتون تبادلی خود باعث تولید ذره تشدیدی دلتا می شود را نیز باید در نظر گرفت.

اثر سایه

در پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون از هسته ها در x های پائین یعنی $5\times10^{-3} < x < 0.03 \sim 0.07$ و انرژی های بالا سطح مقطع پراکندگی متناسب با $A^{2/3}$ افزایش می یابد که شبیه رفتار اشباعی شعاع برای هسته ها با عدد جرمی A یعنی به صورت $\pi R^2 \sim A^{2/3}$ است. همچنین در پراکندگی هادرونی از هسته ها نیز سطح مقطع پراکندگی متناسب با $A^{2/3}$ می باشد و این به دلیل اثر سایه ای نوکلئون ها است. یعنی فوتون ورودی بیشتر توسط نوکلئون های سطحی (جلوئی) پراکنده شده و فرصت کافی برای پراکندگی از نوکلئون های داخلی هسته را پیدا نمی کند و یا بعبارتی فوتون ، نوکلئون های داخلی را کمتر مشاهده می کند و در نتیجه سطح مقطع بر واحد نوکلئون بدست آمده برای هسته‌ها از سطح مقطع بدست آمده برای یک نوکلئون آزاد کمتر می شود [۹۸]

نتیجه گیری

اثر EMC اندازه گیری شده برای هسته ها یعنی نسبت تابع ساختار آنها به تابع ساختار دوترون که به صورت $R^{A}_{EMC}(x)=\dfrac{F_2^{A}(x)}{F_2^{d}(x)}$ در نظر گرفته می شود از یک رفتار عمومی پیروی می کند که در شکل ۱ آمده است. با توجه به اثرهای هسته ای ذکر شده می توان اثر EMC را به چندین ناحیه به صورت زیر تقسیم بندی کرد.

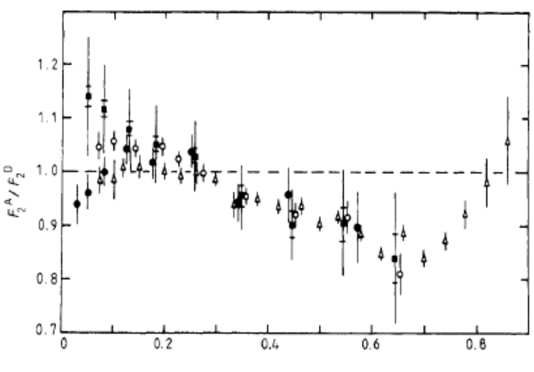
الف) ناحیه ای که در آن $x \to 1$ میل می کند و $R^{A}_{EMC}(x) > 1$ است. در این ناحیه نقش اصلی با اثر حرکت فرمی می باشد.

ب) ناحیه ای که در آن $0.3 \le x \le 0.8$ و $R^{A}_{EMC}(x) < 1$ است. در این ناحیه نقش اصلی با اثر انرژی بستگی و تبادل کوارکی می باشد.

ج) ناحیه ای که در آن $0.1 \le x \le 0.3$ و $R^{A}_{EMC}(x) > 1$ است. در این ناحیه نقش اصلی با اثر ابرمزونی، ذره تشدیدی دلتا، کوارک های ظرفیت و دریا می باشد.

د) ناحیه ای که در آن $x \le 0.1$ و $R^{A}_{EMC}(x) < 1$ است. در این ناحیه نقش اصلی با اثر سایه می باشد.

محاسبات ما درستی نتایج بالا را بخوبی نشان می دهد و همچنین نشان می دهد که هیچ کدام از اثرهای هسته ای نمی تواند به تنهای اثر EMC را توضیح دهد و هر چه اثرهای بیشتری را در نظر بگیریم نتایج حاصل با نتایج تجربی در گستره بیشتری از مقیاس بیورکن سازگار می شود.



شکل۱ : نتایج تجربی مربوط به اثرEMC هسته آهن [۱۱].

مراجع

[1] S. V. Akulinichev, S. Shomo, S. A.Kulagin and G. M. Vagradov, Phys. Rev. Lett 55 (1985)
[2] P. Hoodboy , R. L. Jaffe Phys Rev D 35 (1987) 113.
[3] M. Modarres, F. Zolfagharpour, Nucl. Phys A 765 (2006) 112.
[4] M. Modarres, M. M. Yazdanpanah, and F. Zolfagharpour Eur. Phys. J. A 28 (2006) 205–211 and Eur. Phys. J. A 32 (2007) 327–333.
[5] T. Uchiyama, K. Satio, Phys, Rev C 38 (1988) 2245.
[6] E. L. Berger, F. Coester , Phy. Rev. D 38 (1985) 1071.
[7] G. Cattapan and L. S. Ferreira, Phys. Rep. 362 (2002) 303–407.
[8] M. A. Preston and R.K. Bhaduri, Structure of the Nucleus, Addiso-Wesley Press 1982.
[9] R. L. Jaffe, Deep Inelastic Scattering with Application to Nuclear Target, Jon Wiley 1985 page 74.
[10] R. L. Jaffe, The EMC Efect Today, QC 793.3 Q 35 W 68, Page 215.
[11] R P Bickerstaff and A. W. Thomas, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys **15** (1989) 1523-1569

اندازه گیری بازدهی شناسایی جت های کوارک بی در آزمایش CMS با نخستین برخوردهای LHC

جعفری، عبیده[۱] ؛ دونت، یورگن[۲]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شریف ،خیابان آزادی ، تهران

[۲] انستیتو بین دانشگاهی انرژی‌های بالا(یوال‌ب-وی‌یوب)

چکیده

جت های حاصل از هادرونی شدن کوارک پایین، بی-کوارک جت ها، نقشی مهم در بررسی فرآیندهای مدل استاندارد و جستجو برای فیزیک جدید ایفا می کنند. در آزمایشCMS ، توسعه، تعیین بازدهی و مطالعه عملکرد الگوریتمهایی که این جت ها را شناسایی می کنند، بخش قابل توجهی از تلاش فیزیک پیشگان را به خود اختصاص داده است. از سوی دیگر، کوارک تاپ که به صورت جفت و با آهنگ بسیار بالایی در برخورددهنده LHC تولید می شود، در حدود ۹۹٪ موارد به بی-کوارک واپاشی می کند و بدین ترتیب منبعی غنی از جت های بی-کوارک بدست می دهد. در این پایان نامه شیوه ای کاملا مبتنی بر داده های حاصل از برخورد پروتون ها و مستقل از شبیه سازی برای اندازه گیری بازدهی الگوریتم های شناسایی جت های بی-کوارک در آزمایش CMS ارائه می شود. رویدادهایی با صورت بندی واپاشی نیمه-الکترونی جفت کوارک تاپ برای اندازه گیری استفاده می شوند. نتایج این شیوه برروی داده های حاصل از برخورد پروتون ها در LHC در سال ۲۰۱۰ گزارش شده است. این روش قابل توسعه به اندازه گیری همزمان سطح مقطع تولیا زوج کوارک تاپ و بازده الگوریتم شناسایی جت بی-کوارک می باشد که نهایتا به عدم قطعیت کوچکتری منجر می شود

Measurement of the b-Tagging Efficiency in the CMS Experiment with the First LHC Collisions

Jafari, Abideh[1,2,3]; D'hondt, Jorgen[3]

[1] Department of Physics, Sharif university of Technology, Tehran,
[2] CMS group, School of particles and accelerators, IPM,
[3] IIHE - Interuniversity Institute of High Energies (ULB-VUB)

Abstract

Jets originating from bottom (b) quarks, play an important role in the study of Standard Model processes together with the search for new physics. In the CMS experiment a considerable effort is dedicated to the development and the performance study of so-called b-tagging algorithms. On the other hand, the top quark which is produced in pair with a high rate at the LHC, decays near 99% of the time to a b-quark. Hence it provides a rich source of b-quark jets, suitable for b-jet identification studies. In this thesis, a fully data-driven method to measure the b-tagging efficiency, using top quark events in its semi-electron final state, is developed. The result of the application of the method on the first LHC collisions in 2010 is reported. The method can be extended to a simultaneous top quark cross section and b-tagging efficiency measurement, therefore resulting in smaller uncertainties.

مقدمه

در بسیاری از فرآیندهای فیزیکی که انتظار رخداد آن‌ها در برخورددهنده بزرگ هادرونی[۱] می‌رود جت‌های برآمده از کوارک پایین، جت‌های ب، نقش عمده‌ای ایفا می‌کنند.

در تولید جت‌های ب نخست کوارک پایین که محصول مستقیم واپاشی ذرات است، در ترکیب با کوارکی دیگر (به استثنای کوارک بالا) به شبه‌مزون ب تبدیل می شود. مزونهای ب سپس واپاشی نموده، محصولاتشان جتی از ذرات پدید می‌آورند. وجه

تمایز این جت‌ها وجود یک رأس ثانویه در محل واپاشی مزون ب است که از رأس اصلی برهمکنش پروتونها، فاصله دارد. این خاصیت، سبب توسعه الگوریتمهای مختلفی در شناسایی جت‌های ب شده‌است که در آزمایش سی.ام.اس [۲] مورد استفاده قرار می‌گیرند. منظور از بازدهی الگوریتم شناسایی جت ب، توانایی الگوریتم در انتخاب جت‌هایی است که واقعاً از مزون ب تولید شده‌باشند. شرط لازم برای روش‌های اندازه‌گیری بازدهی الگوریتم شناسایی جت ب استفاده از رویدادهایی است که بتوان بر مبنای مدل استاندارد به حضور جت ب در آن‌هاواقف بود. در این نوشتار، رویداد کوارک بالا-پادبالا به عنوان منبع غنی تولید کوارک پایین و در نتیجه جت ب در نظر گرفته شده است. کوارک بالا با آهنگ قابل توجهی در ال.اچ.سی به صورت جفت بالا-پادبالا تولید می‌شود [۳] و با توجه به درصد بالای واپاشی این کوارک به کوارک پایین (۹۹٪) منبعی بسیار غنی برای اندازه‌گیری بازدهی الگوریتم شناسایی جت ب به شمار می‌آید. در این نوشتار، حالت خاصی از محصولات نهایی رویداد بالا-پادبالا تحت عنوان حالت نیمه‌الکترونی مورد استفاده قرارگرفته‌است.

روش اندازه‌گیری:

برای تشکیل منبعی با درجه خلوص بالا از جت‌های ب، می‌باید ابتدا با ابزاری، جت‌های ب را از میان چهار جت موجود در رویداد استخراج کرد.

- بازسازی بخش هادرونی رویداد:

ازمیان چهار جت موجود، سه جت از یک کوارک بالا (یا پادبالا) آمده‌اند. چنانچه این سه جت پیدا شوند، جت باقیمانده جت ب خواهد بود و می‌تواند نامزد اندازه‌گیری بازدهی الگوریتم شناسایی جت ب باشد.

برای پیدا کردن این سه جت، ترکیب‌های مختلف سه از چهار درنظر گرفته شده‌اند با شرط اینکه جرم ناوردای دو جت به جرم بوزون W نزدیک باشد و به همراه جت سوم، جرم کوارک بالا را بازتولید کنند. هر ترکیبی که تابع کای-مربع در رابطه۱ را کمینه کند، به عنوان بخش هادرونی رویداد (بخشی که تمام واپاشی‌ها به تولید جت منتهی شده) انتخاب می‌شود و تک جت باقیمانده به مرحله اندازه‌گیری بازدهی می‌رود.

- غنی کردن نمونه جت‌های ب:

با آنکه استفاده از تابع کای-مربع و اعمال قیدهای جرم W و کوارک بالا در بازسازی بخش هادرونی رویداد درجه خلوص نمونه جت ب را از ۵۰٪ در حالت انتخاب تصادفی به ۸۰٪ افزایش می‌دهد، برای اندازه‌گیری هرچه دقیق‌تر بازدهی، باید درجه خلوص جت ب را در نمونه حاصل بالاتر برد. ناخالصی موجود ناشی از خطای تابع کای-مربع در تشخیص ترکیب صحیح است.

در غنی کردن نمونه جت ب از خواص کینماتیک رویداد و همبستگی‌های موجود کمک گرفته می‌شود. ازآنجاییکه انتظار می‌رود تک جت باقیمانده و الکترون از یک بوزون W آمده‌باشند، دارای خواص کینماتیکی همبسته هستند. در شکل۱ جرم ناوردای تک جت باقیمانده (نامزد جت ب) و الکترون در رویداد شبیه سازی شده رسم شده‌است. رنگ آبی نشان‌دهنده جت‌های ب و رنگ زرد نشان‌دهنده جت‌های سبکی است که از ترکیبات اشتباه وارد نمونه شده‌اند. خطوط قائم نمایانگر بخشهایی هستند که در آن‌ها جتهای ب به ترتیب فراوان (چپ) و کم (راست) می‌باشند. در راستای بالا بردن سهم جت‌های ب در نمونه حاصل، اولاً تنها به جت‌های ناحیه چپ نگاه می‌شود و در ثانی، با کم کردن جت‌های غیر ب از ناحیه چپ طبق رابطه۲ از ناخالصی موجود در ناحیه چپ کاسته می‌شود. در این رابطه، سمت چپ توزیع نهایی نمونه جت‌های ب است که اندازه‌گیری بروی آن انجام خواهدشد. در سمت راست، سهم جتهای غیر ب (جت‌های سبک) تخمین زده شده و از توزیع کل کم می‌شود. برای این تخمین، توزیع ناحیه راست که داری فزونی جت‌های سبک است با عدد F مقیاس می‌شود. فاکتور F نسبت تعداد جتها در ناحیه چپ به ناحیه راست است. این ضریب می‌تواند با استفاده از اطلاعات شبیه‌سازی (Monte-Calro) و به صورت نسبت تعداد جت‌های سبک در سمت چپ به تعداد جت‌های سبک در سمت راست تعریف شود. نیز می‌توان این ضریب را از خود داده‌ها و بدون تکیه بر MC استخراج نمود.

توزیع بدست آمده از رابطه فوق، در اندازه‌گیری بازدهی الگوریتم مورد استفاده قرار می‌گیرد. هر الگوریتم یه عدد نهایی ارائه می‌دهد که میزانی است از شباهت جت به جت ب. جت‌هایی که شاخص جت ب بودن آن‌ها از مقداری خاص بالاتر باشد به عنوان جت ب در نظر گرفته می‌شوند. این مقدار خاص بسته به نوع آنالیزی است که از تشخیص جت ب استفاده می‌کند. بازدهی الگوریتم برای هر مقدار خاص (برش) از عدد شاخص، به صورت تعداد جت‌های ب با شاخص بزرگتر از برش بخش بر تعداد کل جت‌های ب تعریف می‌شود. الگوریتم خاصی که در این مطالعه انتخاب شده است به جت‌های ب و غیرب به ترتیب اعداد بزرگ‌تر و کوچکتر نسبت می‌دهد.

شکل۲ نمایش بازدهی الگوریتم را بر حسب مقادیر مختلف برش نشان میدهد. در این شکل، بازدهی الگوریتم در نمونه‌ای که به شیوه گفته شده بدست آمد و در جت‌هایی که با استفاده از اطلاعات شبیه‌سازی منشاء کوارک پایین آن‌ها تایید شده است مقایسه شده اند. همانطور که در نمودار مشخص است در ناحیه شاخص‌های کوچک که محدوده جت‌های غیر ب است، در نتایج اختلاف به چشم می‌خورد.

-استفاده از همبستگی تکانه در از بین بردن اختلاف:

هنگامی که توزیع جت‌های سبک در ناحیه چپ با استفاده از جت‌های ناحیه راست تخمین زده می‌شود، اختلاف تکانه عرضی جت‌ها مغفول می‌ماند. جت‌های ناحیه راست که در محدوده جرم ناوردای بالا قرار دارند، دارای تکانه عرضی بیشتری نیز هستند. از سوی دیگر شاخص الگوریتم تشخیص جت ب با تکانه عرضی جت همبستگی کینماتیکی دارد. به همین علت در پی تخمینی نزدیک به واقعیت از توزیع جت‌های سبک در سمت چپ، باید اختلاف تکانه جت‌ها در دو ناحیه لحاظ شود. به این منظور، توزیع تکانه عرضی جت‌ها در ناحیه چپ به راست تقسیم شده حاصل آن با تابعی تطبیق داده می‌شود (fitting). سپس به هر جت سمت چپ برآمده از تابع مورد نظر اعمال می‌شود. شکل۳ نتیجه روش را بعد از اعمال وزن برای توابع مختلف وزنی نشان می‌دهد. در مقایسه با نمودار سیاه‌رنگ که بدون وزن دادن به جت‌ها رسم شده، تخمین حاصل از روش بهبود یافته است.

-بدست آوردن F بدون استفاده از اطلاعات MC :

در بازسازی بخش هادرونی رویداد، جت‌هایی که در ترکیب بوزون W وارد می‌شوند با تقریب خوبی جت‌های سبک(غیر ب) هستند. بنابراین می‌توان از آن‌ها در بدست آوردن F بهره گرفت. به این منظور جرم ناوردای هریک از این جت‌ها با الکترون محاسبه شده و با تعیین ناحیه چپ و راست در توزیع این جرم ناوردا، F به صورت نسبت تعداد جت‌های سمت چپ به سمت راست محاسبه می‌شود. در این شیوه، اینکه آیا این جت‌ها واقعاً سبک هستند یا نه نامعلوم است و مهم خواص کینماتیکی آنهاست که در توزیع جرم ناوردا بروز می‌کند. در اولین تخمین، ضریب F که به این صورت بدست می‌آید (۲.۹۳) با آنچه با استفاده از اطلاعات MC بدست آمده بود (۱.۶۵) اختلاف زیادی دارد. علت این اختلاف هم تمایز خواص کینماتیکی این جت‌ها که در بازسازی بوزون W وارد شده‌اند با جت‌هایی است که توسط تابع کای-مربع به عنوان نامزدی برای جت ب معرفی شده‌اند. این تمایز را می‌توان با استفاده از یک تابع وزن دوبعدی برطرف کرد.
توزیع دوبعدی تکانه عرضی و شبه‌سرعت جت‌ها در نمونه جت‌های نامزد جت ب (نمونه سیگنال) بر همین توزیع در جت‌های سبک (مولفه‌های بوزون W در تابع کای-مربع) تقسیم می‌شود و حاصل به صورت وزن بر جت‌های سبک اعمال می گردد. F بعد از این بازتوزین (۱.۶۹) به صورتی که پیشتر گفته شد در مقیاس کردن جت‌های ناحیه راست در نمونه سیگنال به کار میرود. شکل۴، نتیجه نهایی روش به صورت کاملاً مبتنی بر داده است.

خلاصه:

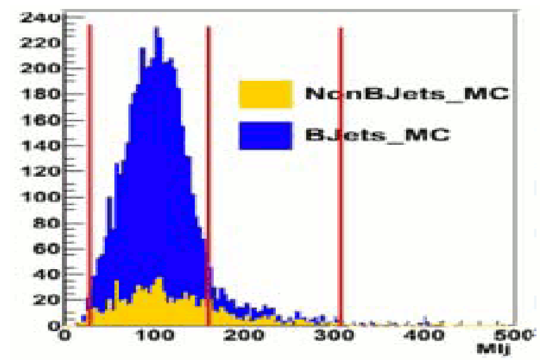
شیوه کاملاً مبتنی بر داده در تخمین بازدهی الگوریتم‌های شناسایی جت ب در رویدادهای بالا-پادبالا در آزمایش سی.ام.اس ارایه شد. در روند خالص‌سازی نمونه سیگنال و همچنین تخمین ضریب مقیاس از داده، بازتوزین با استفاده از خواص کینماتیکی خود رویداد انجام گرفت. نتیجه نهایی روش توافق خوبی با محاسبه بازده بر روی جت‌هایی دارد که با استفاده از اطلاعات شبیه‌سازی، منشاء کوارک پایین در آن‌ها محرز است.

روابط:

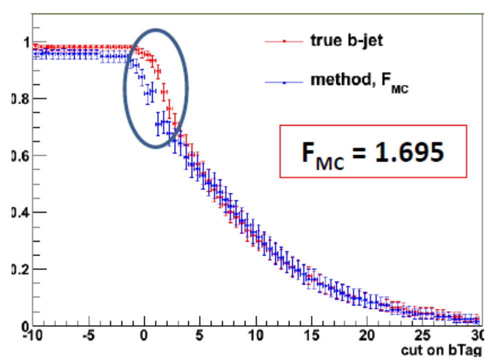
$$\chi^2 = \left(\frac{m_{jj} - M_W}{\sigma_W}\right)^2 + \left(\frac{m_{jjb} - M_{top}}{\sigma_{top}}\right)^2 \quad (۱)$$

$$\Delta_L^{lepbCand} = \Delta_L^{total} - F.\Delta_R^{lightJets} \quad (۲)$$

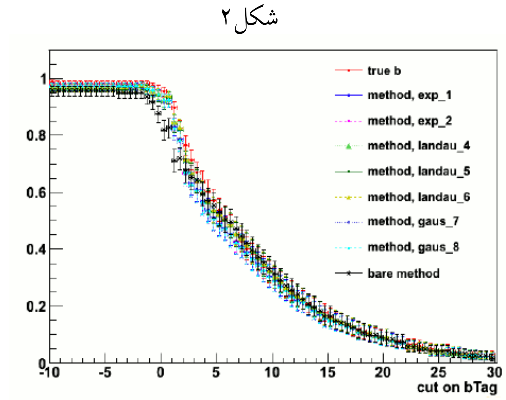
شکل‌ها:



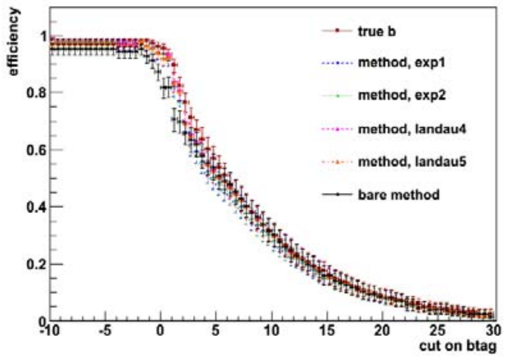
شکل ۱



شکل ۲



شکل ۳



شکل ۴

مراجع:

[۱] L. Evans and P. Bryant, JINST 3 S08001 (2008).
[۲]The CMS Collaboration, JINST 3 S08004 (2008).
[۳]N. Kindonaki, PoS(ICHEP 2010)059

کوانتش میدان کلین گوردن در حجم محدود

چنارانی، شیرین؛ شیرزاد، احمد

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده

دراین مقاله کوانتش میدان کلین گوردن در حجم محدود با استفاده از سازگاری قیود بررسی می شود. روشی که ما برای کوانتش میدان کلین گوردن به کار می بریم به این صورت است که ابتدا شرایط مرزی را به عنوان قید نخستین در نظر می گیریم و سازگاری شرایط مرزی با هامیلتونی کل را محاسبه می کنیم. این کار باعث بوجود آمدن زنجیره نامحدود قیود می شود. سپس قیود را برکلی ترین بسط مولفه های میدان اعمال می کنیم. اعمال قیود باعث حذف برخی ازضرایب بسط و رفتن به فضای فاز کاهش یافته می شود و در نهایت برای رفتن به حوزه کوانتومی با استفاده از روش دو فرم سمپلکتیک و معکوس آن براکت بین مدهای فیزیکی را تعیین نموده و سپس براکت زمانی مولفه های میدان را حساب می کنیم.

Quantization of Klein-Gordon Field in Finite Volume

Chenarani, Shirin; Shirzad, Ahmad

Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan

Abstract

In this article we have investigated quantization of Klein Gordon fields in a finite volume using the method of constrained systems. We consider the given boundary conditions as primary constraints, consistency of primary constraints leads to infinite chains of constraints. Then, without solving the equation of motion, we impose the set of the constraints on a suitably expansion of the fields. We show that if the new set of coordinates, such as Fourier modes, are chosen properly, imposing the constraints omits a few number of canonical pairs. So the reduced phase space, with canonical pairs as coordinates, is achieved quantization of the theory then can be done easily by converting canonical coordinates of the reduced phase space to quantum operators. We emphasize that, except consistency of the constraints, the complete dynamics of the systems, i.e. solving the equations of motion, is not necessary for quantization.

مقدمه

کوانتش در فیزیک ازاهمیت زیادی برخوردار است از آنجا که طبیعت در مقیاس میکروسکپی با مکانیک کوانتومی شرح داده م شود برای بررسی میدان‌ها و برهمکنش بین آنها ازتئوریهای کوانتومی استفاده می کنیم.

یکی از روش‌های کوانتش یک دستگاه معمولی(غیرمقید) روش کوانتش کانونیک است. در این روش برای کوانتیده کردن دستگاه، کروشه پواسون کمیتهای کلاسیک به جابجاگرهای کوانتومی نظیر آنها، بدل می شود. در مورد دستگاه مقید فرایند کوانتش تا حدودی متفاوت است. کوانتیده کردن دستگاهی با قیود نوع اول با اعمال شرایط قیدی روی فضای حالتها صورت می گیرد. ازسوی دیگراگردستگاه مقید شامل قیود نوع دوم نیز باشد اعمال این قیود منجر به حذف برخی از درجات آزادی شده و کوانتش از طریق تبدیل کروشه پواسون به کروشه دیراک انجام می‌گیرد [۱].

اکثر فیزیکدانها برای کوانتش میدان‌ها از حل کامل معادلات حرکت آنها استفاده می کنند. ما در این مقاله روش سازگاری قیود واعمال زنجیره نامحدود قیود بر کلی ترین بسط مولفه های میدان رابه کار می بریم و بدون حل کامل معادلات حرکت به کوانتش میدان موردنظرمان می پردازیم و از حل دینامیک دستگاه فقط برای بررسی قیود استفاده می کنیم [۵],[۲] . این روش سازگاری خوبی با کوانتش میدان‌ها از طریق حل کامل معادلات حرکت دارد و ما پیشنهاد می کنیم در مواردی که نمی خواهیم به حل کامل دینامیک دستگاه بپردازیم یا حل کامل دینامیک دستگاه مقدور نمی باشد از این روش برای کوانتش میدان‌ها استفاده شود.

کوانتش میدان کلین گوردن در حجم محدود:

در این مقاله ما کوانتش میدان کلین گوردن را در حجم محدود درسه دستگاه مختصات دکارتی، استوانه ای و کروی بررسی می کنیم.

لاگرانژی میدان کلین گوردن عبارت است از:

$$L = L\frac{1}{2}\left(\partial_{\mu}\varphi\right)^2 - \frac{1}{2}m^2\varphi^2$$

کوانتش میدان کلین گوردن در دستگاه مختصات دکارتی:

میدان کلین گوردن در جعبه ای به ابعاد a,b,c و با شرایط مرزی دیریکله را در نظر می گیریم.

شرایط مرزی موردنظر عبارتست از صفر شدن مولفه های میدان بر روی سطح جعبه.

$$\varphi(0,y,z)=0 \qquad \varphi(\alpha,y,z)=0$$
$$\varphi(x,0,z)=0 \qquad \varphi(x,b,z)=0$$
$$\varphi(x,y,0)=0 \qquad \varphi(x,y,c)=0$$

شرایط مرزی به عنوان قیود نخستین سیستم در نظر گرفته می شود. به منظور بررسی سازگاری قیود، هامیلتونی سیستم را بصورت زیر بدست می آوریم.

$$H_c = \int \dot{\varphi}\frac{\partial L}{\dot{\varphi}}\, d^3x - L = \int \frac{1}{2}\pi^2 + \frac{1}{2}\nabla\varphi^2 + \frac{1}{2}m^2\varphi^2 d^3x \qquad (۱-۱)$$

هامیلتونی کل مجموع هامیلتونی کانونیک و شرایط مرزی سیستم با ضرایب λ_iاست (λ_i ضرایب لاگرانژی هستند)

$$H_T = H_C = \sum \lambda_i \psi_i$$

بررسی سازگاری قیود:

در ابتدا ما سازگاری قیود ابتدایی سیستم را بررسی می کنیم به منظور بدست آوردن کروشه پواسون هامیلتونی کل و شرایط مرزی سیستم از کروشه پواسون های اساسی مولفه های میدان به شرح زیر استفاده می کنیم.

$$\left\{\varphi\left(x,y,z\right),\pi\left(x',y',z'\right)\right\} = \delta^3\left(x-x'\right) \qquad (۱-۳)$$

کروشه پواسون سایر مولفه های میدان صفر است.

در نخستین قدم سازگاری برای بدست آوردن قید مرتبه اول در شرط مرزی x=0 با استفاده از روابط (۲-۱) و (۳-۱) خواهیم داشت:

$$\left\{\varphi\left(0,y,z\right),H_T\right\} = \pi\left(0,y,z\right)$$

برای بدست آوردن قید مرتبه بعدی سیستم ابتدا کروشه پواسون $\pi(0,y,z)$ با هامیلتونی کل را محاسبه کرده که $\nabla^2\varphi$ بدست می آید. برای محاسبه سازگاری $\pi(0,y,z)$ با $\lambda_i\psi_i$ جمله ای که از محاسبه قید مرتبه دوم و $\lambda_i\psi_i$ بدست می آید از مرتبه پایین تر نسبت به $\nabla^2\varphi$ است. در نتیجه در این مرحله ضرایب نامعین لاگرانژی صفر بدست می شود اما روند سازگاری ادامه می یابد [۲].

$$\left\{\pi\left(0,y,z\right),H_T\right\} = \nabla^2\varphi\left(0,y,z\right)$$

برای بدست آوردن قیود مرتبه بعدی فقط کروشه پواسون قید قبلی باهامیلتونی کانونیک محاسبه می گردد.

$$\left\{\nabla^2\varphi\left(0,y,z\right)H_T\right\} = \nabla^2\pi\left(0,y,z\right)$$

در نتیجه پس از محاسبات انجام شده قیود سیستم عبارت خواهند شد:

$$\nabla^{2n}\varphi\big| = 0 \quad و \quad \nabla^{2n}\pi\big| = 0 \qquad n = 0,1,2,\ldots \qquad (۱-۴)$$

اعمال قیود بر مدهای فوریه:

دراین مرحله به اعمال قیود بر بسط فوریه مولفه های میدان φ و π می پردازیم.

کلی ترین بسط مولفه های میدان عبارت است از:

$$\varphi\left(\vec{x},t\right) = \frac{1}{2\pi^{\frac{3}{2}}}\int \alpha\left(\vec{k},t\right)e^{i\vec{k}\vec{x}}d^3k \qquad (۱-۵)$$

$$\pi\left(\vec{x},t\right) = \frac{1}{2\pi^{\frac{3}{2}}}\int b\left(\vec{k},t\right)e^{-i\vec{k}\vec{x}}d^3k$$

با اعمال قیود x=0 و y=0 و z=0 بر مولفه های میدان (۵-۱) ضرایب جملات کسینوسی حذف می شوند وفقط ضرایب سینوسی باقی می ماند [4]. با اعمال سری دوم قیود x=a و y=b و z=c بر مولفه های میدان فقط ضرایب بسطی باقی می مانند که به ازای آنها $k_x = \frac{m\pi x}{a}$ و $k_y = \frac{n\pi y}{b}$ و $k_z = \frac{l\pi z}{c}$ وبقیه ضرایب حذف می شوند.

در نتیجه به فضای فاز کاهش یافته زیرخواهیم رسید.

$$\varphi(\vec{x},t) = \sum_{mn\ell} a_{mn\ell}(t) \sin\frac{n\pi x}{a} \sin\frac{m\pi y}{b} \sin\frac{\ell\pi z}{c}$$

$$\pi(\vec{x},t) = \sum_{mn\ell} b_{mn\ell}(t) \sin\frac{n\pi x}{a} \sin\frac{m\pi y}{b} \sin\frac{\ell\pi z}{c} \qquad (۱\text{-}۶)$$

هامیلتونی کانونیک در فضای فاز کاهش یافته با قرار دادن معادلات (۱-۶) در (۱-۱) عبارت است از:

$$H_c = \frac{abc}{16} \sum_{mnl} [b^2_{mnl} + k^2 a^2_{mnl}]$$

که در آن

$$k^2 = m^2 - \left(\frac{a^2}{m^2\pi^2} + \frac{b^2}{n^2\pi^2} + \frac{c^2}{l^2\pi^2}\right)$$

و در انتها کوانتش میدان در فضای فاز کاهش یافته را با استفاده از روش سیمپلکتیک بررسی می کنیم

ماتریس دو فرم سیمپلکتیک به صورت زیر تعریف می شود.

$$\Omega = \int d^3x \, d\pi(x,t) \wedge d\phi(x,t) \qquad (۱\text{-}۷)$$

باقرار دادن(۱-۶) در داخل (۱-۷) خواهیم داشت:

$$\Omega = \sum_{mnl} \frac{abc}{8} db_{mnl} \wedge da_{mnl}$$

از روی Ω می توان مستقیما ماتریس سیمپلمتیک ω را خواند چنانچه دیده می شود $\omega = \frac{abc}{8} j$ ، که $j = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$. ماتریس سیمپلمتیک، یک ماتریس استاندارد است. معکوس ω کروشه دیراک بین مدهای فیزیکی را بدست می دهد.[6]

$$[a_{mnl}, b_{m'n'l'}] = \frac{16}{abc} \delta_{mm'} \delta_{nn'} \delta_{ll'}$$

و با استفاده از براکت بالا و معادله (۱-۶) براکت زمانی مولفه های میدان بصورت زیر بدست خواهد آمد.

$$[\phi(x,t), \Pi(x',t)] = \sum_{mnl} \frac{16}{abc}$$
$$\sin\frac{m\pi x}{a} \sin\frac{m\pi x'}{a} \sin\frac{n\pi y}{b} \sin\frac{n\pi y'}{b} \sin\frac{l\pi z}{c} \sin\frac{l\pi z'}{c}$$

کوانتش میدان کلین گوردن در دستگاه مختصات استوانه‌ای:

در این قسمت به کوانتش میدان کلین گوردن در استوانه ای نامحدود به شعاع a می پردازیم . با انتخاب شرط مرزی دیریکله تابع ϕ روی سطح استوانه صفر می شود $\phi(a,\theta,\varphi) = 0$.
این شرط به عنوان قید ابتدایی سیستم به کار می رود.

هامیلتونی سیستم در دستگاه مختصات استوانه ای عبارت است از:

$$H_c = \frac{1}{2} \int \pi^2 + \left(\frac{\partial\emptyset}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial\emptyset}{\partial\theta}\right)^2 + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\left(\frac{\partial\emptyset}{\partial\varphi}\right)^2$$
$$+ M^2\emptyset^2 \quad r^2 \sin\theta \, dr \, d\theta \, d\varphi \qquad (۲\text{-}۱)$$

وهامیلتونی کل نیز بصورت زیر نوشته می شود:

$$H_T = H_C + \int d\varphi \, dz \, \lambda(\varphi,z) \emptyset(a,\varphi,z) \qquad (2-2)$$

دراین مرحله کروشه پواسون مولفه های میدان را بصورت زیر تعریف می کنیم.

$$\{\varphi(\rho,\varphi,z), \pi(\rho',\varphi',z)\} = \frac{1}{\rho'}$$
$$\delta(\rho-\rho')\delta(\varphi-\varphi') \quad \delta(z-z') \qquad (۲\text{-}۳)$$

باقی کروشه پواسون مولفه های میدان صفر است.

قیود سیستم:

با محاسبه کروشه پواسون شرایط مرزی و هامیلتونی کل (2-2) با استفاده از روابط (2-3) زنجیره نامحدودی از قیود سیستم به صورت زیر بدست خواهد آمد.

$$\nabla^{2n}\emptyset\big|_a = 0 \quad , \quad \nabla^{2n}\Pi\big|_a = 0 \qquad (۲\text{-}۴)$$

$$n = 0, 1, 2, 3, \dots\dots$$

اعمال قیود برمد های فوریه:

کلی ترین بسط بسل فوریه مولفه های میدان را بصورت زیر تعریف می کنیم.

$$\Pi(\rho,\varphi,z,t) = \sum_m \qquad (۲\text{-}۵)$$
$$\int d\lambda \, dk B_m(\lambda,k,t) e^{-i\lambda z} e^{-im\varphi} j_m(k\rho)$$

j_m ها توابع بسل معمولی هستند. حال قیود (2-4) را برکلی ترین بسط فوریه مولفه های میدان اعمال می کنیم. با اعمال قیود بر مولفه های میدان از بین کلیه ضرایب بسط فقط آنهایی باقی می ماند که 0=

$$J_m(ka) \rightarrow k_{mn}a = x_{mn}$$

و بقیه ضرایب حذف می شوند. x_{mn} ها صفرهای تابع بسل هستند در نتیجه مولفه های میدان در فضای فاز کاهش یافته عبارتند از:

$$\phi(\rho,\varphi,z,t) = \sum_{mn} \int d\lambda\ A_{mn}(\lambda,t) e^{i\lambda z} e^{im\varphi} J_m(k_{mn}\rho)$$
$$\Pi(\rho,\varphi,z,t) = \sum_{mn} \int d\lambda\ B_{mn}(\lambda,t) e^{-i\lambda z} e^{-im\varphi} J_m(k_{mn}\rho)$$

و در انتها با استفاده از روش سیمپلکتیک وبدست آوردن کروشه ضرایب بسط به کوانتش می پردازیم.

ماتریس دو فرم سیمپلکتیک با استفاده از رابطه (۷-۱) و مختصری انتگرال گیری عبارت خواهد شد از:

$$\Omega = \sum_{mn} \left[J_{m+1}(k_{mn})\right]^2 2\pi^2 dB_{mn}(\lambda,t) \wedge dA_{mn}(\lambda,t)$$

و در نتیجه کروشه ضرایب بسط بصورت زیر در خواهد آمد:

$$[A_{mn}(\lambda,t), B_{m'n'}(\lambda',t)] = \frac{1}{\pi^2 \left[J_{m+1}(k_{mn})\right]^2} \delta_{mm'}\delta_{nn'}\delta(\lambda-\lambda')$$

کوانتش میدان کلین گوردن در دستگاه مختصات کروی:

اگر میدان کلین گوردن را به کره ای به شعاع a محدود کنیم شرایط مرزی سیستم عبارت خواهد شد از صفر شدن مولفه میدان بر روی سطح کره $\phi(a,\theta,\varphi) = 0$.

هامیلتونی سیستم در دستگاه مختصات کروی عبارت است از:

$$H_C = \frac{1}{2}\int \pi^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial\phi}{\partial\theta}\right)^2 + \frac{1}{r^2\sin^2\theta}\left(\frac{\partial\phi}{\partial\varphi}\right)^2 + M^2\phi^2 \quad r^2\sin\theta\, dr\, d\theta\, d\varphi$$

وهامیلتونی کل مجموع هامیلتونی سیستم در دستگاه مختصات کروی و شرایط مرزی سیستم در ضرایب لاگرانژی است.

$$H_T = H_C + \int d\theta\, d\varphi \lambda(\theta,\varphi)\phi(a,\theta,\varphi) \qquad (۳-۱)$$

کروشه پواسون اساسی بین مولفه های میدان در دستگاه مختصات کروی به صورت زیر تعریف می شود.

$$\{\phi(r,\theta,\varphi), \pi(r',\theta',\varphi')\} = \frac{1}{r'^2\sin^2\theta} \delta(r-r')\delta(\theta-\theta')\delta(\varphi-\varphi') \qquad (۳-۲)$$

کروشه پواسون سایر مولفه های میدان صفر است. با محاسبه کروشه پواسون شرط مرزی سیستم و هامیلتونی کل با استفاده از رابطه (۳-۲) قیود سیستم به طور خلاصه عبارت خواهند شد از:

$$\nabla^{2n}\phi\big|_a = 0 \qquad \nabla^{2n}\Pi\big|_a = 0$$
$$n = 0,1,2,3,4,\ldots\ldots\ldots \qquad (3\text{-}3)$$

اعمال قیود بر مدهای فوریه:

حال کلی ترین بسط بسل فوریه مولفه های میدان Φوπ را در دستگاه مختصات کروی می نویسیم.

$$\phi(r,\theta,\varphi,t) = \sum_{lm} \int dk\, A_{lm}(k,t) j_l(kr) y_l^m(\theta,\varphi)$$
$$\pi(r,\theta,\varphi,t) = \sum_{lm} \int dk\, B_{lm}(k,t) j_l(kr) y_l^m(\theta,\varphi)$$

j_l ها توابع بسل کروی هستند.

با اعمال قیود بر کلی ترین بسط بسل فوریه مولفه های میدان ضرایب اضافی حذف می شوند و فقط ضرایبی باقی می ماند که $j_l(ka) = 0$ $\Rightarrow k_{mn}a = x_{mn}$

در نتیجه مولفه های میدان در فضای فاز کاهش یافته به صورت زیر در خواهد آمد.

$$\phi(r,\theta,\varphi,t) = \sum_{lm} A_{lmn}(t) j_l(k_{ln}r) y_l^m(\theta,\varphi)$$
$$\pi(r,\theta,\varphi,t) = \sum_{lm} B_{lmn}(t)\, j_l(k_{ln}r) y_l^m(\theta,\varphi)$$

وپس از محاسبه ماتریس دو فرم سیمپلکتیک با استفاده از رابطه (۱-۶)، کروشه بین ضرایب بسط عبارت خواهد شد از:

$$\left[A_{lmn}(t), B_{l'm'n'}(t)\right] = \frac{1}{\left[j_{l+1}(k_{ln})\right]^2} \delta_{ll'}\delta_{mm'}\delta_{nn'}$$

نتیجه گیری:

در این مقاله ما کوانتش میدان کلین گوردن در حجم محدود را در سه دستگاه مختصات متفاوت با استفاده از بررسی سازگاری قیود بدست آوردیم. و نشان دادیم که می توان با بررسی قیود سیستم بدون حل کامل معادلات حرکت (بررسی دینامیک دستگاه) به کوانتش میدان موردنظرمان بپردازیم. این روش در مواردی که نمی خواهیم به حل کامل معادلات بپردازیم روشی بسیار مناسب است و اگر نتیجه ای که از این روش بدست می آید را با کوانتش از طریق حل کامل دینامیک دستگاه مقایسه کنیم سازگاری کاملی را مشاهده خواهیم کرد..

مرجع‌ها:

[1]P. A. M. Dirac, lecture Notes on Quantum Mechanics. *Yashiva University, New York. 1964*
[2]M. M. Sheikh-jabbari, A. Shirzad, Eur. Phys. *J. C* ***19*** *(2001) 383-390, hep-th/9907055*
[3]C-S. Chu, P.-A. Ho, Nucl. Phys. *B* ***568****(2000)* ***447-456****, hep-th/9906192*
[4]M. Dehghani, A.Shirzad, Eur. Phys. *J. C* ***48****,315-325(2006)*
[5]J. M. Remero, J. M. Vergara, Hep-th.,*V****1*** *0212035, (2002).*
*[6]*M. Mojiri, A.Shirzad, Mod.*Phys. Lett.V* ***16***(2001)

تازه‌ترین پیشرفت‌ها در مطالعه‌ی پلاسمای کوارک گلوئون با استفاده از AdS/CFT

بی‌تقصیر فدافن، کاظم

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود

چکیده

تازه‌ترین پیشرفت‌ها در مطالعه‌ی پلاسمای کوارک گلوئون تولید شده در RHIC و LHC مورد بحث قرار می‌گیرند .دو ویژگی مهمی که شرح داده می‌شوند عبارتند از: اهمیت مزون‌های سنگین و تأثیر محیط پلاسما بر تابش کوارک شتابدار نشان داده می‌شود که چگونه با استفاده از AdS/CFT و نظریه ریسمان می‌توان این ویژگی‌ها را مطالعه کرد.

On recent developments in studying Quark-Gluon-Plasma using AdS/CFT

Bitaghsir fadafen, Kazem

Shahrood Uniersity of Technology.Department of physics

Abstrac

We discuss recent developments in studying Quark-Gluon-Plasma which was produced in RHIC and the LHC. Especially, we explore two important properties which are: the importance of heavy mesons and effect of medium on the radiation by an accelerated quark. It is shown that how one can investigate these properties using AdS/CFT and string theory

اثرات حجم شبکه در فرم فاکتور اسکالر نیمه لپتونی کایون

قربانی ،کریم [۱و۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، ۸۳۴۹-۸-۳۸۱۵۶

[۲] پژوهشکده ذرات و شتاب دهنده ها، IPM

چکیده

فرم فاکتور اسکالر نیمه لپتونی کایون در یک شبکه محدود را در چارچوب نظریه میدان موثر محاسبه کرده ایم. برای دو شبکه با طول خطی ۱/۸۳ فرمی و ۲/۷۳ فرمی اثرات اندازه حجم را تخمین می زنیم. نتایج موید اثرات بزرگ برای فرم فاکتور اسکالر می باشد و این به سبب جرم بزرگی است که برای پایون در نظریه میدان موثر به کار رفته است. یافته های ما می تواند برای انجام برون یابی داده های کرومودینامیک شبکه به حجم بزرگ به کار رود.

Lattice Size Effects of the Semi-Leptonic Kaon Scalar form Factor

Ghorbani, Karim[1,2]

[1] *Department of Physics, Faculty of Sciences, Arak University, Arak 38156-8-8349, Iran*
[2] *School of Particles and Accelerators, IPM, Tehran, Iran*

Abstrac

We calculate the semi-leptonic kaon scalar form factor in a finite lattice in the framework of effective field theory. Two lattice sizes with L=1.83 fm and L=2.73 fm are considered to evaluate size effects for. Our results indicate large size effects and this turns out to be due to the large pion mass used in our effective field theory. Our finding can be useful for lattice practitioners to extrapolate their data to large volume.

PACS No.: 13.20.Eb, 12.39.Fe, 11.15.Ha.

مقدمه

لازمه تخمین دقیق V_{us}، به عنوان یکی از عناصر ماتریس کبیبو، کوبایاشی و ماسکاوا [۱] داشتن یک تخمین درست از برهمکنش های قوی در انرژی های پایین می باشد. در ناحیه غیراختلالی، QCD همچنان یک مسئله مشکل به حساب می آید.

بطور تجربی تنها امکان اندازه گیری حاصلضرب V_{us} و فرم فاکتور برداری کایون وجود دارد، بنابراین استخراج V_{us} منوط به محاسبه فرم فاکتور برداری کایون می باشد که در اصل در چارچوب کرومودینامیک شبکه امکان پذیر است.

هرچند امروزه محاسبات کوانتم کرومودینامیک با کوارک های کم جرم در شبکه امکان پذیر شده است، اما همچنان نتایج بدست آمده خالی از خطاهای سیستماتیک نیست. در سایه این خطاها، اسخراج عنصر ماتریسی فوق با کمترین خطا امکان پذیر نمی باشد. با توجه به اینکه امکان استفاده از نظریه میدان موثر برای سیستم های در حجم محدود وجود دارد می توان از این طریق اندازه خطاهای سیستمانیک شامل اثرات حجم و کایرال را به دست آورد[۲-۴].

اثرات حجم محدود رد پای خود را در تصحیحات کوانتمی می گذارد و این به دلیل کوانتیزه شدن تکانه ذرات منتشر شده در فضا-زمان برای یک سیستم محبوس در یک شبکه می باشد. بطوریکه برای برای یک شبکه به حجم L^3 و با شرایط مرزی دوره‌ای تکانه مقادیر زیر را خواهد داشت:

$$\vec{q}=\frac{2\pi}{L}\vec{n}\,. \qquad (۱)$$

در چارچوب نظریه اختلالی کایرال محاسبه فرم فاکتورها انجام می‌شود ولی به خاطر مقادیر گسسته تکانه، تغییراتی در انتگرال‌های فاینمن صورت می گیرد و این تغییرات همان نقش تصحیحات حجم محدود را بازی می کند که برای ما اهمیت کلیدی دارند. شکل تغییر شکل یافته انتشارگر مزون ها بر حسب انتشارگر در حجم بینهایت به این صورت در می آید:

$$g_{finite}=\frac{1}{2\pi L}\sum_{p}\int dp^{0}g_{\infty}(p) \qquad (۲)$$

برای فرایند مورد نظر در این مقاله توانستیم برای انتگرال های فاینمن شامل ذرات پایون و کایون به یک فرمول بسته برسیم ولی انتگرال های فانیمن شامل ذرات کایون و اتا را به صورت عددی حل کردیم. کارهای قبلی که در چارچوب انجام شده است را می توان در مراجع [۵-۷] یافت.

فرم فاکتور اسکالر

شکل کلی عنصر ماتریسی برداری که در اینجا محاسبه کردیم به صورت زیر بر حسب فرم فاکتور های برداری تعریف می شود:

$$<\pi^{0}(q')|\bar{s}\gamma_{\mu}u|K^{+}(q)>= \qquad (۳)$$

$$\frac{1}{\sqrt{2}}((q+q')_{\mu}f^{+}(t)+(q-q')_{\mu}f^{-}(t)),$$

که $t=(q-q')^{2}$ مربع تکانه انتقالی در واپاشی فوق می باشد.

برای ماکزیمم مقدار تکانه انتقالی، t_m، فرم فاکتور اسکالر بدین صورت بر حسب عنصر ماتریسی به دست می آید:

$$f_{0}(t_{m})=\frac{\sqrt{2}}{m_{\pi}+m_{K}}<\pi^{0}(q')|\bar{s}\gamma_{0}u|K^{+}(q)>_{t=t_{m}}. \qquad (۴)$$

عبارت فوق را در مرتبه یک حلقه ای در چارچوب نظریه اختلالی کایرال به دست آورده ایم.

نتایج و نتیجه گیری

تنها ثابت انرژی پایینی که در عبارت تحلیلی مربوط به فرم فاکتور اسکالر در حجم نامحدود باقی می ماند L_5^r است که ما مقدار عددی $L_5^r=0.972\times10^{-3}$ را به کار می بریم[۸] و برای ثابت واپاشی پایون مقدار $F_{\pi}=0.092GeV$ استفاده شد. در اینجا ابتدا فرم فاکتور را تا مرتبه یک حلقه ای به دست آوردیم و سپس تصحیحات به دست آمده برای انتگرال های فاینمن را اعمال می کنیم. مقدارهای عددی برای فرم فاکتور اسکالر در حجم محدود، f_0^V ، برای برای جرم های متفاوت پایون و کایون در جدول-۱ آورده شده است. این نتایج با یافته‌های مرجع [۹] نیز مقایسه گردیده است. همان طور که مشاهده می‌شود به ازای جرم های کوچک تر پایون مقادیر فرم فاکتور با هم همخوانی بیشتری دارند و این به این دلیل، قابل توجیه است که در حالی که تکانه انتقالی ماکزیمم مقدارش را در اینجا دارد، نظریه میدان موثر برای مقادیر بزرگ جرم پایون به کندی همگرا می شود و بنابراین قابل کاربرد برای جرم های نزدیکتر به جرم فیزیکی می باشد.

جدول۱ : مقایسه نتایج ما برای فرم فاکتور اسکالر در شبکه با یافته های منتشر شده در[۹]

$m_{\pi}(GeV)$	$m_{K}(GeV)$	f_0^V	$f_0^V[9]$
/۳۲۹	/۵۷۵	۱/۰۹۵۳۲	۱/۰۲۱۴۳
/۴۱۶	/۶۰۴	۱/۱۱۳۶۰	۱/۰۰۸۸۷
/۵۵۶	/۶۶۳	۱/۱۲۱۷۹	/۰۰۱۹۲
/۶۷۱	/۷۱۹	۱/۱۱۳۸۲	۱/۰۰۰۲۹

از طرفی انتظار داریم برای مقادیر کوچکتری از تکانه انتقال یافته بتوان کاربرد وسیع تری از نظریه اختلالی را در اختیار داشت که در حال حاظر ما در حال انجام این محاسبات هستیم.

مرجع‌ها

[۱] N. Cabibbo, *Phys.Rev. Lett. 10, 531 (1963)*

[۲] J. Gasser, H. Leutwyler, *Phys. Lett. B* **184**, 83 (1987)

[۳] J. Gasser, H. Leutwyler, *Phys. Lett. B* **188**, 477 (1987)

[۴] J. Gasser, H. Leutwyler, *Nucl. Phys.* B **307**, 763 (1987)

[۵] G. Colangelo, C. Haefeli, *Nucl. Phys.* B **744**, 14 (2006)

[۶] G. Colangelo, C. Haefeli, *Phys.Lett.*. B **590**, 258 (2004)

[۷] J. Bijnens, K. Ghorbani, *Phys. Lett.* B **636**, 51 (2006)

[۸] G. Amoros, J. Bijnens, *P. Talavera , Nucl. Phys.* B **602**, 87 (2001)

[۹] P. A. Boyle et al., *Phys.Rev. Lett.* **100**, 141601 (2008)

آشنایی با نظریه میدان همدیس

روحانی، شاهین

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شریف

در این سخنرانی ما نظریه میدان همدیس و برخی از کاربردهای آن را مرور می‌کنیم .علی الخصوص به جبر ویراسورو، نظریه‌های کسری و نظریه میدان همدیس لگاریتمی می‌پردازیم. ما همچنان نظریه‌های جدید مبتنی بر تقارن گالیله‌ای را مرور کرده و جبرهای گالیله‌ای را ارایه می‌کنیم. ما برخی از کاربردها را با ریزه‌کاری بیشتر باز می‌کنیم مانند پدیده‌های بحرانی، تحول SLE تناظر AdS /CFT، لگاریتم AGE و لگاریتم KPZ.

Introduction to Conformal Field Theory

Shahin Rouhani

Physics Deaprtment
Sharif University of Technology

Abstract

In this talk we review Conformal Field Theory (CFT) and some areas of its applications.
We pay attention to Conformal Field Theory in two dimensions, in particular Virasoro Algebra, Rational CFT and Logarithmic CFT. We shall also cover the more recent advances in non-relativistic CFT in particular l-Galilei algebras, which have Galilean invariance.
We discuss some applications detail; such as Critical Phenomena, Schramm-Loewner Evolution (SLE), the Ads/CFT correspondence, Logarithmic Age (contact process) and Logarithmic Kardar Parisi Zhang equation.

کاربردهای دوگانگی AdS/CFT

علیشاهیها، محسن

پژوهشکده ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانشهای بنیادی، لارک

یکی از کشفیات مهمی که بیش از یک دهه بعنوان موضوع داغ مورد توجه فیزیکدانان قرار گرفته است حدس مالداسنا یا تناظر AdS/CFT می باشد . براساس این حدس یک نظریه میدان پیمانه ای چهار بعدی با تقارن ابرهمدیس دوگانه یک نظریه گرانشی پنج بعدی در پس زمینه AdS می باشد . یکی از اهمیت های این حدس فراهم آوردن یک چارچوب برای بررسی نظریه میدان های کوانتومی با برهمکنش قوی ، که بطور مستقیم برای فهم قسمت عمده ای از جهان به آن نیاز داریم ، می باشد . معمولا توصیف معادل نظریه میدانهای کوانتومی با برهمکنش قوی توسط یک نظریه گرانش کلاسیک بیان می شود. در این سخنرانی به جنبه های کاربردی این حدس در QCD و فیزیک ماده چگال خواهیم پرداخت.

Abstrac

AdS/CFT correspondence has provided us with a powerful framework to study strongly coupled conformal field theories. This is done by making use of weakly coupled gravities on backgrounds containing an AdS part. According to the AdS/CFT duality there is a one to one correspondence between objects on the field theory. The aim of this talk is to review certain features of the AdS/CFT applications in high energy as well as condensed matter physics.

نتایج اخیر شتابدهنده LHC در رابطه با کشف ذره هیگز

هاشمی، مجید

بخش فیزیک ، دانشکده علوم ، دانشگاه شیراز

چکیده

در این سخنرانی مروری خواهیم داشت بر نتایج اخیر شتابدهنده LHC علی الخصوص نتایج تجزیه و تحلیل داده این آزمایش در گروه همکاری آشکارساز CMS در رابطه با بررسی سیگنال ذره هیگز مدل استاندارد ذرات بنیادی و همچنین مدل ابرتقارنی MSSM. گرچه هنوز سیگنال این ذره مشاهده نشده نتایجی مربوط به اعمال محدودیتهایی بر روی جرم این ذره و همچنین پارامترهای مدل MSSM ارایه خواهد شد.

Recent Results of the LHC Experiment on the Higgs Boson Searches

Hashemi, Majid

Physics Department, College of sciences, Shiraz University, Shiraz

Abstract

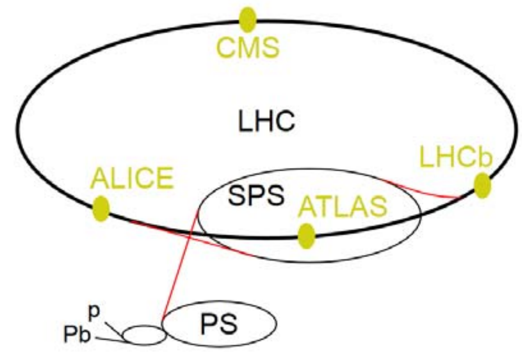
In this lecture a brief review on the recent results of the LHC experiment related to the Higgs boson signal in Standard model of particle physics as well as MSSM is presented. Focus is made on the analyses carried out in the CMS collaboration. Although no signal has been observed yet, limits on the Higgs boson mass and other parameters of MSSM are presented.

مقدمه

در این مقاله به مروری بر نتایج آزمایش LHC (شتابدهنده بزرگ هادرونی) در رابطه با امکان مشاهده ذره هیگز می پردازیم. برای این کار ابتدا خلاصه ای از مشخصات و نحوه عملکرد این شتابدهنده ارایه خواهد شد. سپس به بررسی روشهای تجزیه و تحلیل داده این شتابدهنده پرداخته و مشخصات سیگنال ذره هیگز و تفاوتهای آن را از دیدگاه پدیده شناختی مورد بررسی قرار خواهیم داد. در خاتمه نتایج آنالیز داده این شتابدهنده در جستجوی ذره هیگز که با ترکیب نتایج دو آشکارساز CMS و ATLAS به دست آمده ارایه خواهیم داد..

شتابدهنده بزرگ هادرونی

این شتابدهنده در مرز سوییس و فرانسه در تونلی ساخته شد که قبلا توسط شتابدهنده الکترون-پوزیترون به کار رفته بود. در این تونل که حدودا ۱۰۰ متر زیر زمین قرار دارد پروتونها به انرژی 7 TeV خواهند رسید که این به این معنی است که انرژی مرکز جرم دو باریکه 14 TeV خواهد بود. قابل ذکر است که در حال حاضر انرژی پروتونها 3.5 TeV می باشد که در سالهای آتی به انرژی پیش بینی شده خواهد رسید. شکل ۱ مجموعه شتابدهنده LHC را نشان می دهد. باریکه پروتونها در حلقه PS به انرژی 25 GeV خواهند رسید و سپس به حلقه بزرگتر SPS وارد شده و در آنجا به انرژی 450 GeV رسیده و وارد حلقه LHC می شوند. در حلقه LHC پروتونها شتاب گرفته و تقریبا پس از گذشت ۲۰ دقیقه به انرژی مورد نظر می رسند. از آن زمان برخوردها ذخیره شده و برای آنالیز در رایانه های مخصوص که در کشورهای مختلف قرار دارند به صورت فایل داده نگه داری می شوند.



شکل ۱ : شتابدهنده LHC و مجموعه حلقه های پیش شتابدهنده و تغذیه کننده آن

اهداف اصلی شتابدهنده LHC

پیش از تصویب و شروع به ساخت این شتابدهنده اهداف آن از نقطه نظر پتانسیل کشف ذرات جدید یا تایید مدلهای نظری پیش بینی شده مورد بررسی قرار گرفت. این اهداف به دو رده تقسیم می شوند:

رده اول شامل اندازه گیری دقیق پارامترهای مدل استاندارد ذرات بنیادی می باشد. این پارامتها شامل جرم ذرات مدل استاندارد از قبیل کوارک تاپ، بوزونهای W و Z می باشد. علاوه بر این اندازه گیری دقیق سطح مقطع فرایندهای مهم مدل استاندارد نیز جزو اهداف این آزمایش بوده است.

رده دوم شامل جستجو برای مدلها یا ذرات جدید می باشد. به عنوان مثال تولید کوارک تاپ به تنهایی و نیز فرایندهایی که شامل ذره هیگز یا ذرات ابرتقارنی می باشند جزو این رده قرار می گیرند. همچنین مشاهده ذرات W'،Z' یا کوارکهای نسل چهارم یا حتی مدلهای خاص مثل ابعاد اضافه که سیاه چاله های کوچک را پیش بینی می کنند جزو اهداف این پروژه می باشد.

جستجو برای ذره هیگز

بدون شک یکی از اهداف مهم پروژه LHC بررسی وجود یا عدم وجود ذره هیگز می باشد. در مدل الکتروضعیف بدون جرم ذرات حامل نیروی ضعیف یعنی W و Z بدون جرم بودند گرچه شواهد تجربی خلاف این را نشان می‌داد. در مکانیسمی که به این مدل اضافه شد و به مکانیسم هیگز معروف شد این ذرات جرم دار شده و دارای جرم 80 GeV و 90 GeV شدند در حالی که فوتون بدون جرم باقی ماند. با مشاهده این ذرات در آزمایشگاه سرن در سوییس که محل قرار گرفتن شتابدهنده LHC می باشد انگیزه جستجو برای ذره هیگز که عنصر مشاهده نشده این مدل بود شکل گرفت. گرچه این ذره در آزمایش LEP در سرن و TeVatron در امریکا مشاهده نشد اما با توجه به این که این آزمایشها دارای انرژی کافی برای تولید این ذره به میزان کافی نبودند و سطح مقطع تولید این ذره پایین بود، پروژه LHC برای تولید این ذرات به تعداد کافی پیشنهاد شد و ساخته شد.

پدیده شناسی فرایندهای تولید کننده ذره هیگز

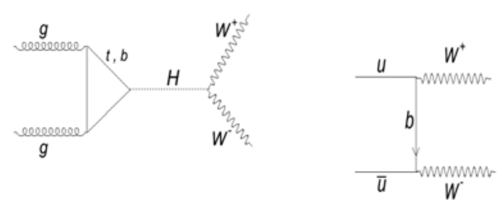
در جستجوی ذره هیگز معمولا دو روش در پیش گرفته می شود. در روش اول تفاوتهای مربوط به توپولوژی سیگنال و نویز و همچنین تفاوتهای چهار بردار انرژی و تکانه ذرات در نظر گرفته می شود. بر اساس این تفاوتها فیلترهایی اعمال می شود که هدف از آن فیلترها افزایش نسبت سیگنال به نویز می باشد. در این جا سیگنال نمودارهای فاینمن شامل ذره هیگز بوده و نویز شامل هر فرایندی است که حالت نهایی آن شبیه به سیگنال می باشد. در روش دوم تلاش می شود جرم ناوردای ذرات حالت نهایی فرایند محاسبه گردد. طبیعی است که در صورت وجود سیگنال این جرم ناوردا همان جرم ذره مادر یعنی ذره هیگز را خواهد داد.

روش اول در مورد فرایندهایی به کار می رود که شامل بیش از یک نوترینو در حالت نهایی می باشند و در نتیجه جهت یابی تک تک نوترینوها امکان پذیر نمی باشد و این مساله محاسبه جرم ناوردا را مشکل می سازد. همچنین در مواردی که با ذراتی سر و کار داریم که تشخیص آنها به لحاظ الگوریتم به کار رفته مشکل بوده یا اندازه گیری چهار بردار انرژی – تکانه آنها مشکل می‌باشد، از روش اول استفاده می نماییم.

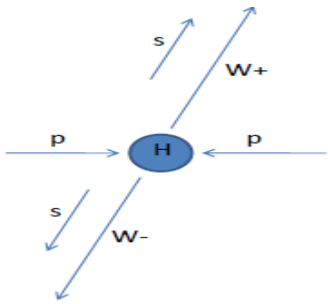
روش دوم در مواردی به کار می رود که ذرات حالت نهایی به راحتی قابل تشخیص بوده (مثل الکترونها و میونها) و فرایند مورد نظر برای محاسبه جرم ناوردای سیستم مناسب می باشد.
نکته ای که در اینجا قابل ذکر است پایین بودن سطح مقطع تولید فرایندهایی است که از آنها می توان برای محاسبه جرم ناوردای حالت نهایی فرایند و در نتیجه جرم ذره هیگز استفاده کرد.

واپاشی ذره هیگز به دو W

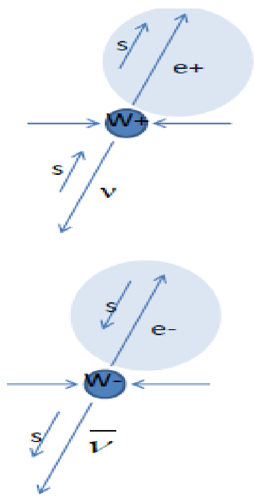
تفاوت اصلی سیگنال و نویز در این حالت به این نکته بر می گردد که ذره هیگز دارای اسپین صفر می باشد. همچنین اگر نمودار فاینمن سیگنال و نویز (شکل۲) را در نظر بگیریم به این نتیجه می رسیم که اگر جرم ناوردای دو W را رسم کنیم انتظار داریم توزیع این کمیت شامل پیوستاری ناشی از فرایند نویز باشد که بر روی آن توزیع نسبتا تیزی از سیگنال قرار دارد. این پیش بینی به خاطر این مساله است که در سیگنال اگر جرم ذره هیگز حدودا دو برابر جرم ذره W باشد یعنی حدود 160 GeV یک فرایند تشدید داریم به شکل افزایش تعداد رویدادها حول 160 GeV نسبت به حالتی که فقط نویز داریم ظاهر می شود. همچنین ملاحظات مربوط به اسپین ذره هیگز را نیز می توان به صورت زیر خلاصه کرد.



شکل۲ : نمودارهای فاینمن سیگنال (چپ) و نویز (راست) در حالتی که سیگنال به عنوان واپاشی ذره هیگز به دو ذره W در نظر گرفته شده باشد.



(الف)



(ب)

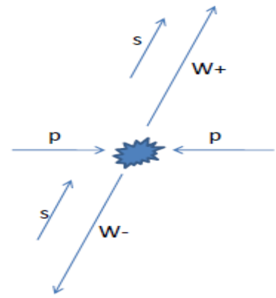
شکل۳ : فرایند تولید ذره هیگز که متعاقبا به دو ذره W واپاشی می نماید. جهت گیری اسپین ذرات نشان می دهد که لپتونهای نهایی به صورت مرجح هم راستا پرواز خواهند کرد.

فرض کنیم در اثر برخورد دو پروتون یک ذره هیگز تشکیل شده و به دو ذره W که یکی بار مثبت و دیگری بار منفی دارد واپاشی کند. از آنجا که ذره هیگز اسپین ندارد ذرات W باید یا هردو راست دست یا چپ دست باشند. حالت اول در شکل ۳ (الف) نشان داده شده است. حال اگر ذرات W به لپتون (الکترون) و نوترینو واپاشی کنند چون هردو W راست دست می باشند پیکربندی نهایی به صورت نشان داده در شکل خواهد بود (قسمت ب). این حالت مرجحی است که ذرات نهایی اتخاذ می نمایند که به خاطر پاسته ماندن تکانه زاویه ای (اسپین) می باشد. در نتیجه این امر لپتونها در جهات نزدیک به هم و تقریبا هم راستا حرکت می نمایند.

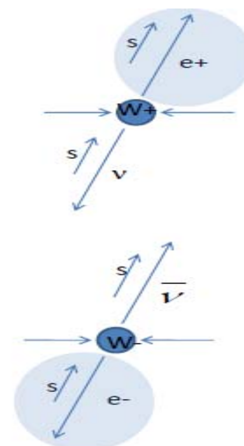
اگر این فرایند با نویز مقایسه شود از آنجا که در آن حالت اسپین ذرات W وابستگی به همدیگر ندارد حالتهای مختلفی می تواند شکل بگیرد که بعضی از آنها مخالف با حالت نهایی سیگنال می‌باشد. مثالی از این موضوع در شکل ۴ نشان داده شده است. در این حالت همان طور که مشاهده می شود لپتونهای نهایی ترجیح می‌دهند در جهات متفاوت حرکت کنند تا اصل پایستگی تکانه زاویه ای را حفظ نمایند. این تفاوت سیگنال و نویز وقتی که شبیه سازی مربوط به رویدادها انجام می شود منجر به مشاهده توزیع متفاوت زاویه بین دو لپتون در سیگنال و نویز می شود که برای جدا نمودن سیگنال و نویز به کار می رود.

نتایج LHC در رابطه با ذره هیگز

با استفاده از الگوریتمهایی که در قسمتهای قبل به آن اشاره شد و الگوریتمهای مشابه حالتهای نهایی نشان داده شده در شکل ۵ مورد مطالعه قرار گرفته اند.



(الف)



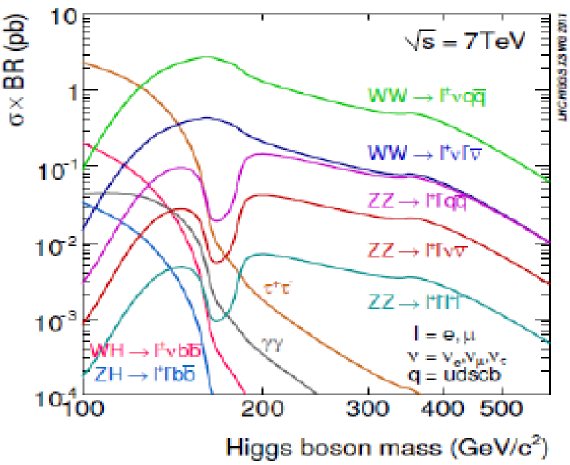
(ب)

شکل۴ : فرایند نویز و پیکر بندی نهایی ذرات حالت نهایی سیستم و جهت گیری اسپینی آنها

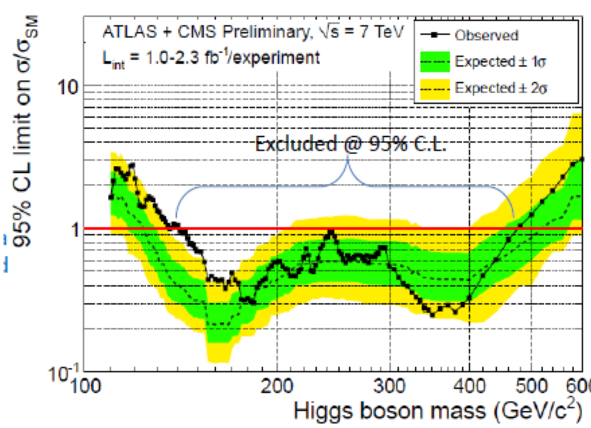
شکل ۶ نشان دهنده نتایج می باشد[1]. محور عمودی این شکل مقدارداده مورد نیاز برای منتفی کردن ذره هیگز تقسیم بر مقدار داده جمع آوری شده را نشان می دهد. البته این مساله تابع جرم ذره هیگز می باشد.

نتیجه گیری

نتایج فعلی شتابدهنده LHC نشان دهنده سیگنالی از ذره هیگز نمی باشد. البته به ازای جرمهای پایین به خاطر این که داده آنالیز شده کافی نمی باشد نمی توان با قطعیت نظر داد. بنابراین باید منتظر شد تا کل داده سال ۲۰۱۱ تجزیه و تحلیل شده و نتایج نهایی به دست آید. در هر حال نتایج فعلی ذره هیگز با جرم بالاتر از 141 GeV و پایین تر از 476 GeV را منتفی می کند



شکل۵ : حالتهای نهایی مطالعه شده برای کشف ذره هیگز در شتابدهنده LHC توسط دو آشکارساز CMS و ATLAS



شکل۶ : نتایج LHC در رابطه با کشف ذره هیگز. نقاط زیر خط افقی در ۱ منتفی شده اند.

سپاسگزاری

از همکاری آقای دکتر خرمیان و دکتر ارفعی در شرکت اینجانب در کنفرانس صمیمانه تشکر می‌کنم. همچنین از همکاری بخش فیزیک دانشگاه شیراز صمیمانه متشکرم.

مرجع‌ها

[1] Combined Standard Model Higgs boson searches with up to 2.3 inv-fb of pp collision data sqrt(s) = 7 TeV at the LHC, ATLAS-CONF-2011-157
CMS PAS HIG-11-023

مقدمه ای بر نظریه کمینه ابر تقارن مدل استاندارد (MSSM)

ایازی، سید یاسر

پژوهشگاه دانشهای بنیادی ، پژوهشکده ذرات و شتابگرها

چکیده

در این سخنرانی ما مروری خواهیم داشت بر نظریه ابر تقارنی کمینه در ساختار مدل استاندارد . علاوه بر این نتایج حاصل از برخورد دهنده LHC که ناظر بر این مدل است را نیز بررسی می کنیم.

Introduction to Mininal Supersymmetric Standard Model (MSSM)

Ayazi, Seyed Yaser

School of Particles and Accelerators, Institute for Studies in Theoretical Physics and Mathematics (IPM)

Abstract

In this talk, we briefly review supersymmetry in particle physics and present new results which arise from LHC experiment.

دوگانی شاره/ گرانش

داودی ، علی[۱]

پژوهشکده ذرات و شتابدهنده‌ها- پژوهشگاه دانشهای بنیادی، تهران

چکیده

در این صحبت مروری خواهیم داشت بر هم ارزی AdS/CFT و بویژه حد خاصی از آن یعنی دوگانی گرانش/شاره را مرور می کنیم. نشان می دهیم که چگونه این هم ارزی می تواند اطلاعات مفیدی در مورد شاره QCD به ما بدهد.

Fluid/Gravity Duality

Davody, Ali

School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), P.O. Box 19395-5531,Tehran, Iran

Abstract

AdS/CFT correspondence is a duality between the strongly coupled conformal field theories and string theory in a higher-dimensional Anti-de-Sitter space-time . The generalization of AdS/CFT correspondence to more realistic gauge theories like QCD, provides new insights to understanding the dynamical non-perturbative effects in QCD, such as confinement, chiral symmetry breaking, color superconductivity and so on. In this talk, we review general aspects of Fluid/ Gravity duality. In particular we consider to holographic dual of N=4 SYM plasma and calculate its viscosity.

واپاشی کوارک "سر" در تئوری‌های SM و MSSM

موسوی نژاد، سید محمد [۱،۲]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، یزد

[۲] پژوهشکده فیزیک ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

کوارک "سر" (top) به عنوان یک ذره بنیادی در تئوری استاندارد مدل، دارای جرم بسیار سنگین با عدم قطعیت بزرگ در مقدار آن است. شناخت خواص این ذره جهت فهم بهتر تئوری استاندارد مدل ضروری است. در تئوری های ماورای استاندارد مدل حضور بوزون هیگز باردار در واپاشی کوراک "سر" پیش بینی می‌شود. در این پژوهش، طیف انرژی هادرون تولید شده از واپاشی کوراک "سر" با در نظر گرفتن دو مد اصلی واپاشی در تئوریهای استاندارد مدل (SM) و تئوری تعمیم یافته MSSM *بررسی شده است. محاسبات تئوری تا مرتبه NLO و بر پایه رهیافت ZM-VFNS انجام شده* و تابع ترکش بکار برده شده در محاسبه تابع توزیع انرژی از برازش داده های نابودی الکترون- پوزیترون بدست آمده است.

Top-Quark Decay in the SM and MSSM Theories

Moosavi Nejad, Seyed Mohammad[1,2]

[1] *Department of Physics, University of Yazd, Yazd,*
[2] *School of particles and accelerators, Institute for research in fundamental science (IPM), Tehran*

Abstract

Top quark is the heaviest elementary particle in the Standard Model theory, with a large uncertainty in its mass. The top quark is essential for our understanding of the SM. In theories beyond the Standard Model (SM) the presence of the charged Higgs-boson in top-quark decay is predicted. In this research we studied the energy spectrum of Hadron produced through top decay in SM and MSSM theories considering two main decay modes. Calculations are done by NLO in ZM-VFN scheme. Fragmentation functions used in the calculation of energy contribution function obtained through a global fit to Electron-Positron annihilation into a Hadron.

PACS No.: 13

مقدمه

کوارک "سر" به عنوان سنگین‌ترین ذره بنیادی (با جرم $172.0\,GeV$) در طبیعت شناخته می‌شود [۱]. با این جرم بسیار زیاد، ذره فرصت هادرونی شدن را نداشته و سریعاً واپاشیده می‌شود. اگر محدودیت محصور شدگی بار رنگ نبود این ذره می‌توانست به عنوان ذره آزاد در نظر گرفته شود. این خاصیت به ما اجازه می-دهد تا واپاشی کوارک "سر" را در تئوری اختلال بررسی کنیم. آزمایشگاه LHC به عنوان بزرگترین کارخانه تولید کوارک "سر"، می‌تواند سالانه بیش از ۹۰ میلیون زوج $t\bar{t}$ تولید کند. لذا این حجم زیاد از داده‌ها امکان مطالعه دقیق خواص این ذره ازجمله آهنگ واپاشی کل، جرم ذره و ... را می‌دهد.

در تئوری مدل استاندارد (SM)، مطابق با عناصر ماتریس CKM، محتملترین مد واپاشی کوارک "سر" عبارت است از $t \to b + W^+$. در تئوریهای تعمیم یافته استاندارد مدل (شامل بوزون هیگز) مانند تئوری MSSM[5]، کوارک "سر" از طریق مد

[5] Minimal Supersymmetric Standard Model

$t \to b + H^+$ نیز واپاشیده می‌شود. همانگونه که در مرجع [۲] اشاره شده است این دو مد واپاشی در آزمایشگاه LHC قابل تفکیک خواهند بود.

از آنجائیکه کوارک "ته" سرانجام از طریق یک فرایند غیر اختلالی هادرونی خواهد شد لذا در این مقاله تابع توزیع انرژی هادرون خروجی از واپاشی کوارک "سر" در دو مد واپاشی $(t \to b + H^+ / W^+ \to B - Hadron + X)$ بررسی خواهد شد. اندازه‌گیری آهنگ واپاشی این فرایند برای تستهای آتی از جفت شدگی بوزون هیگز در تئوری MSSM مهم خواهد بود.

فرایند هادرونی شدن کوارک "ته" بزرگترین چشمه عدم قطعیت در تعیین جرم کوارک "سر" می‌باشد.

فرمولبندی

در محاسبه تابع توزیع انرژی هادرون خروجی از واپاشی کوارک "سر" از رهیافت ZM-VFN[۶] استفاده می‌کنیم که در آن جرم کوارک "ته" از ابتدا صفر در نظر گرفته می‌شود. فرایند واپاشی در تئوری MSSM به شرطی قابل انجام است که $m_t > m_b + m_{H^+}$. در این محاسبه، سهم گلوئون در تصحیحات تابشی از مرتبه دوم وارد می‌شود. جهت کاربردهای بعدی، متغیر سنجه $x_b = ۲E_b / (m_t(۱-y))$ را تعریف می‌کنیم که در آن $۱ > x_b > ۰$ و در تئوری MSSM متغیر y به صورت $y = m_H^۲ / m_t^۲$ و در تئوری استاندارد مدل $y = m_W^۲ / m_t^۲$ تعریف می‌شود.

هدف نهایی، محاسبه تابع توزیع انرژی هادرون خروجی(مشاهده پذیر آزمایشگاهی) از واپاشی کوارک "سر" است. مطابق با قضیه جداسازی[۷] در تئوری QCD، می‌توان بخش اختلالی و غیر اختلالی فرایند را از یکدیگر جدا نمود. در این جداسازی، سنجه جداسازی (μ_F) وارد شده که مقدار آن اختیاری بوده و ما مقدار آن را جرم کوارک "سر" در نظر می‌گیریم. بخش اختلالی فرایند که شامل واپاشی کوارک "سر" به بوزون هیگز (یا بوزون W)، کوارک "ته" و گلوئون بوده $(t \to b + W^+ / H^+(g))$ و به صورت تحلیلی در تئوری اختلال قابل محاسبه است. بخش غیر اختلالی فرایند، شامل گذار کوارک "ته" و گلوئون به هادرون نهایی بوده و از طریق تابع ترکش[۸] $(D_a^B(z, \mu_F))$ در قضیه جداسازی وارد می‌شود. در این مقاله، فرم تحلیلی توابع ترکش در مقیاس اولیه از مرجع [۳] استخراج شده و به کمک دسته معادلات تحول DGLAP مقدار آن در هر مقیاس دلخواه به دست آمده است.

مطابق با قضیه جداسازی، تابع توزیع انرژی B-هادرون (هادرون با طعم کوارک "ته") از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$\frac{d\Gamma}{dx_B} = \sum_{a=b,g} \int \frac{dx_a}{x_a} \frac{d\Gamma}{dx_a}(\mu_R, \mu_F, x_a) D_a^B(\frac{x_B}{x_a}, \mu_F) \qquad (۱)$$
$$= \frac{d\Gamma}{dx_a} \otimes D_a^B(\frac{x_B}{x_a}, \mu_f).$$

که در آن $x_B = ۲E_B / (m_t(۱-y))$ و تابع $d\Gamma / dx_a$ آهنگ واپاشی دیفرانسیلی فرآیند $t \to b + W^+ / H^+(g)$ می‌باشد(ضرایب ویلسون). ضرایب μ_F و μ_R، به ترتیب، سنجه جداسازی و بازبهنجارش بوده که مقدار آنها اختیاری است. در این پژوهش مقدار عددی آنها را $\mu_F = \mu_R = m_t$ اختیار می‌کنیم.

نتایج تحلیلی برای $d\Gamma / dx_a$ در دو مدل SM و MSSM

با در نظر گرفتن نحوه جفت شدگی بوزون H^+ به کوارک b و t در تئوری MSSM، دامنه گذار فرایند $t \to b + H^+$ در تقریب بورن به صورت $M_0 = \bar{u}_b(a + b\gamma_5)u_t$ بیان می‌شود[۴].

جفت شدگی H^+ به دو کوارک b و t در دو مدل بیان می‌شود که در حد $m_b \to ۰$ این دو مدل به یک فرم تبدیل می‌شوند. در مدل اول، ضرایب a و b در دامنه گذار به صورت

$$a = \frac{g_w}{۲\sqrt{۲}m_w} |V_{tb}|(m_t \cot\beta + m_b \tan\beta), \qquad (۲)$$
$$b = \frac{g_w}{۲\sqrt{۲}m_w} |V_{tb}|(m_t \cot\beta - m_b \tan\beta)$$

بیان می‌شوند که در حد $m_b \to ۰$ داریم b=a. در رابطه فوق $g_w^۲ = ۴\sqrt{۲} m_w^۲ G_F$(که در آن G_F ثابت فرمی است) و $\tan\beta = v_۲ / v_۱$

---

۶ Zero-Mass Variable Flavor Number Scheme

۷ Factorization Theorem

۸ Fragmentation Function

نسبت مقادیر چشمداشتی دو عضو خنثای الکتریکی از میدان هیگز-دوگانه می‌باشد. بدین صورت آهنگ واپاشی در تقریب مرتبه اول عبارت است از

$$\Gamma_\circ = \frac{m_t^۳}{۸\sqrt{۲}\pi}\left|V_{tb}\right|^۲ G_F(۱-\frac{m_H^۲}{m_t^۲})^۲ \cot^۲\beta \qquad (۳)$$

دامنه گذار فرایند $t \to b + W^+$ در تقریب بورن به صورت $M_\circ = -\frac{e\left|V_{tb}\right|}{۲\sqrt{۲}\sin\theta_W}\varepsilon^{*\mu}\ \bar{u}_b\gamma_\mu(۱-\gamma_۵)u_t$ بیان می‌شود که در آن ε^μ بردار قطبش بوزون W^+ است[۵]. در این صورت آهنگ واپاشی در تقریب مرتبه اول عبارت است از

$$\Gamma_\circ = \frac{m_t\left|V_{tb}\right|^۲\alpha(۱-\omega)^۲(۱+۲\omega)}{۱۶\pi\sin^۲\theta_W} \quad , \quad \omega = \frac{m_W^۲}{m_t^۲} \qquad (۴)$$

که α ثابت جفت شدگی QED است.

جهت محاسبه تابع توزیع انرژی هادرون از رابطه (۱)، نیاز به محاسبه آهنگ واپاشی دیفرانسیلی برای دو فرایند مذکور می‌باشد($d\Gamma/dx_a(t \to b + W^+/H^+)$). مطابق با تعریف سطح مقطع، کمیت مورد نظر در مرتبه NLO از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$d\Gamma^{NLO} = \frac{(۲\pi)^۴}{۲E_t}\frac{d^۳|\vec{P}_b|}{(۲\pi)^۳۲E_b}\frac{d^۳|\vec{P}_g|}{(۲\pi)^۳۲E_g}\frac{d^۳|\vec{P}_{H^+/W^+}|}{(۲\pi)^۳۲E_{H^+/W^+}}\times$$
$$\delta^۴(p_t-p_b-p_g-p_{H^+/W^+})|\bar{M}|^۲$$

محاسبات در چار-چوب مرکز جرم کوارک "سر" انجام می‌شود که در آن $\vec{p}_t = \circ$، بنابراین $E_t = m_t$. در محاسبه فوق باید سهم تصحیحات گلوئون مجازی و حقیقی را در نظر گرفت. جزئیات محاسبه فرایند $t \to B + H^+ + X$ در مرجع [۴] و فرایند $t \to B + W^+ + X$ در مرجع [۵] آمده است.

نتایج عددی

در تئوری MSSM جرم بوزون هیگز باردار به شدت وابسته به جرم سایر بوزون‌های هیگز می‌باشد. در این تئوری، جرم بوزون هیگز در محدوده $m_W < m_H < m_t$ قرار دارد[۱]. جهت انجام محاسبات عددی، مقادیر پارامتر ورودی را از مرجع [۱] به صورت زیر انتخاب می‌کنیم.

$$m_b = ۴.۹\circ GeV, m_t = ۱۷۲ GeV, m_w = ۸\circ.۳۹۹ GeV,$$

$$\alpha = ۱/۱۳۷, Sin^۲\theta_W = \circ.۲۳۱$$

در محاسبه $\alpha_s^{n_f}(\mu_R)$ در مرتبه NLO، معادله (۸) از مرجع [۶] را با $n_f = ۵$ طعم فعال و $\Lambda_{MS}^{(۵)} = ۰/۲۳۱GeV$ بکار می‌بریم. جرم کوارک "ته" تنها از طریق شرط اولیه روی تابع ترکش غیر اختلالی وارد مسئله می‌شود.

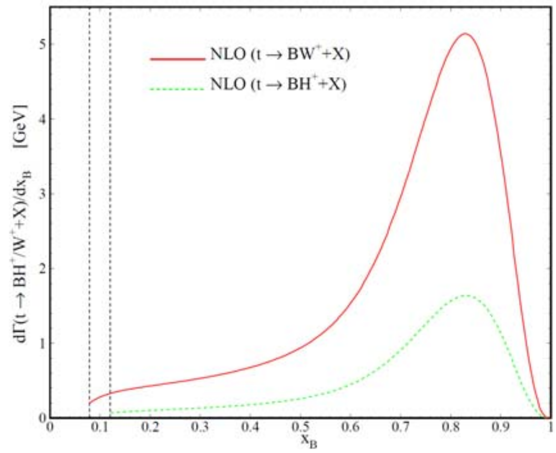
تابع ترکش غیر اختلالی، توصیف کننده گذار $b \to B$ ، در مرتبه NLO در رهیافت ZM-VFNS از برازش داده‌های بدست آمده از گروهای ALEPH، OPAL و SLD برای فرایند نابودی الکترون- پوزیترون به دست آمده است. در این پژوهش ما از فرم "توانی"

$$D_b^B(z,\mu) = Nz^\alpha(۱-z)^\beta \qquad (۵)$$

برای تابع ترکش در سنجه اولیه $\mu_\circ = ۴.۵\,GeV$ استفاده می‌کنیم که مطابق با مرجع [۳] ضرایب این تابع عبارتند از:

$$N = ۴۶۸۴.۱ \;,\; \beta = ۲.۶۲۸ \;,\; \alpha = ۱۶.۸۷$$

برای مطالعه تابع توزیع انرژی هادرون خروجی، کمیت $d\Gamma/dx_B$ را بر حسب متغیر سنجه $x_B = ۲E_B/(m_t(۱-y))$ رسم می‌کنیم که در فرایند $t \to BH^+ + X$ متغیر y به صورت $y = m_H^۲/m_t^۲$ و در فرایند $t \to BW^+ + X$ این متغیر به صورت $y = m_W^۲/m_t^۲$ تعریف می‌شود. با توجه به اینکه برای جرم بوزون هیگز و همچنین مقدار $\tan\beta$ در رابطه (۲) مقدار مشخص و دقیقی وجود ندارد لذا نتایج به شدت تحت تاثیر مقادیر عددی انتخابی برای این پارامترها خواهد بود. در این مقاله فرض کردیم $\tan\beta = ۱$ و $m_H = ۱۲۰\,GeV$. به دلیل حضور جرم هادرون خروجی($m_B = ۵.۲۸GeV$)، کمترین مقدار متغیر سنجه x_B برابر است با $x_B = ۰/۱۲$ اگر فرایند $t \to BH^+ + X$ در نظر گرفته شود و برای فرایند $t \to BW^+ + X$ این مقدار کمینه برابر است با $x_B = ۰/۰۸$. این مقادیر در نمودار نشان داده شده‌اند.



شکل ۱: طیف انرژی هادرون بوجود آمده از واپاشی کوارک "سر"، با در نظر گرفتن دو مد واپاشی اصلی در تئوریهای SM و MSSM.

نتیجه گیری

در تئوری استاندارد مدل، به دلیل آنکه $|V_{tb}|\approx 1$، کوارک "سر" در مد غالب $t \to BW^+ + X$ واپاشی می‌کند. در تئوریهای ماورای استاندارد مدل مانند MSSM، کوارک "سر" در مدهای دیگر همچون $t \to BH^+ + X$ نیز می‌تواند واپاشی کند. بوزون هیگز باردار تاکنون دیده نشده و تلاش برای یافتن آن همچنان ادامه دارد. برای مطالعه بوزون هیگز باردار، همچنین فیزیک جدید در ماورای تئوری استاندارد مدل در LHC، نیاز به فهم دقیق فرایند واپاشی کوراک "سر" داریم. لذا در این مقاله طیف انرژی هادرون بوجود آمده از دو مد اصلی واپاشی کوارک "سر" در دو تئوری SM و MSSM مطالعه گردید و نشان داده شد که سهم مد واپاشی کوارک "سر" به کوارک b و بوزون W همواره بیشتر است. نتایج حاصله را می‌توان با داده‌هایی که در آینده نزدیک توسط LHC گزارش خواهد شد مقایسه نمود.

مرجع‌ها

[۱] K. Nakamura *et al*, (*Particle Data Group*), *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).

[۲] A. Alia, F. Barreiro and J. Liorente, "I*mproved sensivity to charged Higgs searches in Top quark decay* $t \to bH^+ + b(\tau + \nu_\tau)$ *at the LHC using polarization and multivariate techniques*", arXiv:1103.1827 [hep-ph].

[۳] B. A. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein and H. Spiesberger, *Phys. Rev*. **D 77**(2008).

[۴] M. Moosavi Nejad, "*B-mesons from top-quark decay in presence of the charged-Higgs boson in the Zero-Mass Variable-Flavor-Number Scheme*", arXiv: 1110.1601[hep-ph].

[۵] S. M . Moosavi Nejad, "*Bottom-hadron production through top quark decay*". DESY-THESIS-2009-017.

[۶] G. Corcella and A. D . Mitov, *Nucl. Phys*. **B 623** (2002) 247.

جستجو برای ابر تقارن در رویدادهای با دو الکترون هم‌بار در آزمایش CMS

بخشیان ، حامد [۱و۲] – از طرف همکاری سی ام اس
[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی‌شریف ، خیابان‌آزادی ، تهران
[۲] گروه فیزیک ذرات و شتابگرها – مرکز تحقیقات فیزیک نظری و ریاضیات، لارک، تهران

چکیده

نتایج جستجو برای فیزیک جدید در رویدادهای با دو الکترون هم‌بار منزوی، جتهای هادرونی و انرژی عرضی گم‌شده نمایش داده شده‌است. برای این مطالعه 35pb-1 از داده‌های برخورد پروتون-پروتون با مرکز جرم 7TeV که توسط آزمایش CMS در سال ۲۰۱ جمع آوری شده است استفاده گردیده. تعداد رویدادهای باقی‌مانده پس از پایان مطالعه در توافق کامل با پیش‌بینی‌های نظریه استاندارد ذرات است و هیچ نشانه‌ای از فیزیک جدید هنوز دیده نشده است.

Search for New Physics with Same-Sign Isolated Dielectron Events at the CMS Experiment

Bakhshian, Hamed[1,2] , on behalf of CMS collaboration

[1] *Department of Physics, Sharif University of Technology, Tehran,*
[2] *School of particle physics and accelerators, IPM,Tehran*

Abstract

The results of searches for new physics in events with two same-sign isolated electrons, hadronic jets, and missing transverse energy in the final state are presented. The searches use an integrated luminosity of 35 pb−1 of pp collision data at a centre-of- mass energy of 7 TeV collected by the CMS experiment at the LHC. The observed numbers of events agree with the standard model predictions, and no evidence for new physics is found.

PACS No. 12

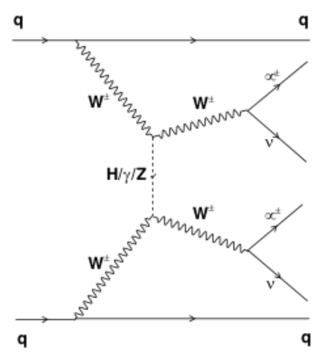
مقدمه

برخورد دهنده بزرگ هادرونی (LHC) پس از گذراندن بیش از ۱۰ سال مراحل طراحی و ساخت، در اواخر سال ۲۰۰۹ میلادی شروع به کار کرد و طی سال ۲۰۱۰ میلادی توانست در حدود $40pb^{-1}$ داده از برخورد پروتون تولید کند. انرژی مرکز جرم این پرتوها نصف مقداری است که LHC برای آن طراحی شده و قرار است تا پایان سال ۲۰۱۰ میلادی با همین انرژی 7TeV به کار خود ادامه دهد. اما درخشندگی (Luminosity) دستگاه در حال افزایش و هم اکنون نزدیک به مقدار اسمی می‌باشد.

آزمایش CMS یکی از چهار آزمایشی است که برخورد در آن‌ها صورت می‌گیرد. طی سال ۲۰۱۰ CMS توانست حدود $36pb^{-1}$ از داده‌های تولید شده توسط LHC را ضبط و تحلیل نماید [۲]. با این میزان از داده، آزمایش CMS توانست دستگاه را اشکال یابی و میزان نماید و همچنین نظریه استاندارد ذرات را باز کشف کند. ناحیه‌های جدیدی از فضای پارامترهای نظریه‌های فراتر از نظریه استاندارد نیز بررسی شدند و هنوز هیچ اثری از آن‌ها دیده نشده است.

نظریه استاندارد ذرات اگرچه توانسته است تقریبا تمام مشاهدات ما از دنیای زیراتمی را توصیف کند ولی دارای مشکلات نظری و نواقصی می‌باشد. از آن جمله می‌توان مشکل سلسله مراتبی، مشکل واگرا بودن برخی از محاسبات مربوط به جرم هیگز و وجود ماده تاریک را نام برد. نظریه ابرتقارن با معرفی کردن یک تقارن جدید و پیچیده بین بوزون‌ها و فرمیون‌ها می‌تواند پاسخ به بسیاری از این پرسش‌ها را بدهد. درصورت صحت این نظریه، ذرات و پارامترهای جدیدی در نظریه به وجود می‌آیند که می‌توان آثار آن‌ها را در برخورد دهنده بزرگ هادرونی جستجو کرد. Squark که هم‌تای ابرتقارنی کوراک‌ها می‌باشد و یا gluino که هم‌تای ابرتقارنی گلئون می‌باشد ازاین دسته ذرات محسوب می‌شوند [۳].

آزمایش CMS با مجهز بودن به سیستم ردیاب قوی و گرماسنج الکترومغناطیسی بسیار قوی، می‌تواند الکترون‌های تولید شده از برخورد پروتون-پروتون با انرژی مرکز جرم 7TeV در شتابدهنده LHC را با دقت بالا بازسازی کند. طبق پیش‌بینی نظریه استاندارد ذرات، تنها واکنشی که منجر به تولید دو الکترون هم‌بار از این برخورد می‌شود، تولید دو بوزون W با بار یکسان و واپاشی الکترونی هر دو می‌باشد. این واکنش طبق نمودار شکل ۱ صورت می‌پذیرد. سطح مقطع این واکنش در حدود 0.2pb^{-1} می‌باشد و با توجه به احتمال واپاشی W به الکترون، کم بودن تعداد این رویدادها واضح می‌گردد.



شکل۱ : نحوه تشکیل دو الکترون هم بار از برخورد دو پروتون در نظریه استاندارد ذرات

در صورت صحت نظریه ابر تقارن، تشکیل زوج gluino منبع نوعی خوبی برای تولید دو الکترون هم‌بار خواهد بود. به این‌صورت که gluino در هر شاخه به squark و سپس به chargino و پس از آن به الکترون و انرژی گم شده واپاشی نماید.

روش آزمایش

رویدادهای پس زمینه‌ای که ممکن است شرط انتخاب دو الکترون هم بار را بگذرانند، عمدتا یا از الکترونهای تقلبی (Fake Electrons) یا از خطای اندازه‌گیری در بار الکترون ناشی می‌شوند. مثلاً اگر در یک رویداد W→e+nutrino اگر یکی از جتهایی که به همراه W تشکیل شده‌اند خود را به شکل یک الکترون منزوی نشان دهد و بتواند تمام شرایط یک الکترون خوب را بگذراند، آنگاه ممکن است ما یک رویداد با دو الکترون هم‌بار داشته باشیم که در اصل یکی از الکترونهای آن تقلبی می‌باشد. همچنین است اگر در رویداد tt یکی از جتهای b یک الکترون منزوی و تمیز از خود تولید کند.

رویدادهای با دو الکترون مختلف‌العلامه مانند z→ee یا tt هایی که به صورت کاملاً الکترونی واپاشی می‌کنند نیز اگر بار یکی از الکترون‌ها به اشتباه اندازه‌گیری شود، به عنوان پس‌زمینه وارد انتخاب ما می‌شود و برای هرگونه اظهار نظری در مورد ابرتقارن این موارد باید در نظر گرفته شود.

در این مطالعه تمام رویدادهایی که دو الکترون هم‌بار و تعداد کافی جت و همچنین انرژی عرضی گم شده بزرگ دارند انتخاب گردیده و تعدادی که ممکن است از خطاهای اندازه‌گیری منجر شده باشند به روشهای کاملاً مبتنی بر داده (Data Driven Methods) محاسبه شده اند. سپس از روی تعداد باقی‌مانده رویدادها در مورد صحت یا عدم صحت ابرتقارن در ناحیه ای از فضای فاز متغیر های این نظریه اظهار نظر گردیده است.

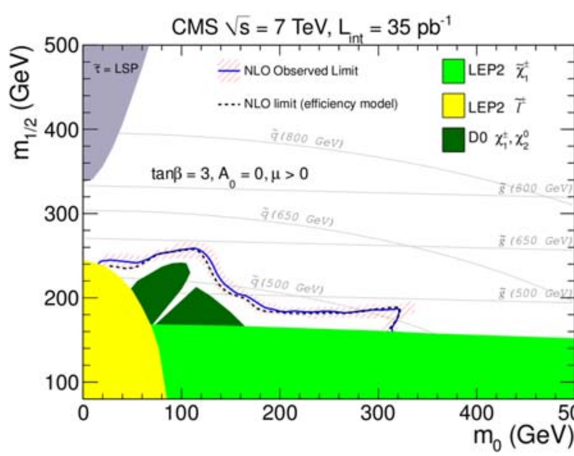
نتیجه گیری

با مطالعه pb^{-1}۳۵ از داده‌های آزمایش CMS که در سال ۲۰۱۰ جمع آوری شده است، در مجموع ۳ رویداد با دو الکترون هم بار و انرژی عرضی گم‌شده بیشتر از ۳۰ به همراه دو جت با انرژی عرضی 30GeV تولید شده است. احتمال خطا در اندازه‌گیری بار الکترون با مطالعه رویدادهای Z با دقت اندازه گرفته شد و نشان داده شد با از دست دادن ۱۵٪ الکترون‌ها،

می‌توان این میزان خطا را به 0.0009 کاهش داد. این بدان معنی است که کمتر از ۵.۰ رویداد از این ۳ رویداد در اثر خطای اندازه‌گیری بار به‌وجود آمده اند.

با جدا سازی نمونه‌ای از رویداد های QCD بوسیله جدا کردن رویدادهای با انرژی عرضی گم شده کم، می‌توان محاسبه کرد که چه مقدار از الکترون‌هایی که شرایط بسیار ساده و ابتدایی را فقط رد می‌کند و از رویداد های QCD منجر شده‌اند شرایط نهایی برای انتخاب الکترون را نیز رد خواهند کرد. به این مقدار نسبت Tight/Loose گفته می‌شود. بوسیله آن تعداد رویداد هایی که به واسطه یک الکترون تقلبی به صورت رویداد با دو الکترون هم‌بار خود را نشان می‌دهند تخمین زده شد و نشان داده شد بیش از ۲ رویداد ممکن است از این قسمت ناشی شده باشد.

این بدان معنی است که در بین رویدادهای با دو الکترون هم‌بار هیچ نشانه ای از ابرتقارن هنو ز دیده نشده است. با استفاده از این مشاهده می‌توان ناحیه جدیدی از در فضای فاز ابرتقارن را باتوجه به مقدار پیش‌بینی تئوری برای سطح مقطع این ناحیه ها حذف کرد. نمودار ناحیه حذف شده توسط این مشاهده در مقایسه با نتایج آزمایش‌های پیشین در شکل شماره ۲ نمایش داده شده است.



شکل ۲ : ناحیه حذف شده در فضای فاز پارامترهای ابرتقارن با استفاده از نتایج ۲۰۱۰ آزمایش CSM و با استفاده از رویدادهای دو لپتون هم‌بار.

در تمام مراحل، مقدار مشاهده شده در داده‌ها با شبیه‌سازی مقایسه گردید و توافق خوبی مشاهده شد.

مرجع‌ها

[۱] Search for new physics with same-sign isolated dilepton events with jets and missing transverse energy at the LHC, CMS Physics Analysis Summary, CMS-SUS-10-004 (arXiv:1104.3168) , To be published in Journal of High Energy Physics

[۲] CMS Collaboration, "The MS experiment at the CERN LHC", JINST 3 (2008) S08004. doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.

[۳] Stephen P., Martin, A Supersymmetry Primer, hep ph:9709356.

سیاه چاله Horava-Lifshitz به عنوان شتاب دهنده ذرات

صادقی، جعفر

دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک دانشگاه مازندران ، مازندران ، بابلسر

چکیده

در این مقاله ما انرژی مرکز جرم دو ذره که در نزدیکی سیاه چاله Horava-Lifshitz دورانی و استاتیک به هم برخورد می کنند را محاسبه می کنیم. در حالتی که دوران سیاه چاله Horava-Lifshitz نوع KS آهسته باشد، ما جواب های خود را می توانیم با نتایج به دست آمده در سیاه چاله Kerr مقایسه کنیم. ما برای سیاه چاله استاتیک مقداری متناهی و برای سیاه چاله دورانی مقداری نا متناهی برای انرژی مرکز جرم به دست می آوریم. ما به صورت عددی در مورد وابستگی دمایی انرژی مرکز جرم در افق رویداد سیاه چاله هم بحث خواهیم کرد. ما همچنین یک تکانه زاویه ای بحرانی به دست می آوریم که در آن انرژی مرکز جرم دو ذره در نزدیکی سیاه چاله Horava-Lifshitz دورانی می تواند مقداری بسیار بزرگ داشته باشد. ما شرایط مناسبی را به دست می آوریم که تکانه زاویه ای بحرانی می تواند به یک حرکت مداری در خارج از افق سیاه چاله منتهی گردد و سپس انرژی مرکز جرم متناظر با حرکت دایره ای را پیدا خواهیم کرد.

Particle acceleration in Horava-Lifshitz black holes

Sadeghi, Jafar

Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar

Abstract

In this paper we calculate the center-of-mass energy of two colliding test particles near the rotating and non-rotating Horava-Lifshitz black hole. For the case of slowly rotating KS solution of Horava-Lifshitz black hole we compare our results with the case of Kerr black holes. We confirm the limited value of the center-of-mass energy for the static black holes and unlimited value of the center-of-mass energy for the rotating black holes. Numerically, we discuss temperature dependence of the center-of-mass energy on the black hole horizon. We obtain the critical angular momentum of particles. In this limit the center-of-mass energy of two colliding particles in the neighborhood of the rotating Horava-Lifshitz black hole could be arbitrarily high. We found appropriate conditions where the critical angular momentum could have an orbit outside the horizon. Finally, we obtain center-of-mass energy corresponding to this circle orbit.

مسأله حل نشده محبوس شدگی رنگ

دلدار، صدیقه

دانشگاه تهران، دانشکده فیزیک

چکیده

با وجود اینکه نزدیک ۴۰ سال است که عدد کوانتومی رنگ به عنوان یکی از درجات آزادی ذراتی مانند کوارک شناخته شده است ؛ ولی مشاهده آزمایشگاهی ذرات رنگی هنوز امکان پذیر نشده است. این حقیقت به همراه شواهد دیگر؛ فیزیکدانان را بر این داشته است که متقاعد شوند که ذرات رنگی محبوس بوده و قابل مشاهده نیستند. با این وجود مکانیزم محبوس کننده رنگ هنوز شناخته نشده است. در این سخنرانی نگاهی به برخی روشهای عددی و مدلهای پدیده شناختی که تلاش به حل این مساله دارند خواهیم داشت.

The unsolved problem of color confinement

Deldar, Sedigheh

Department of Physics, Tehran University, Tehran

Abstrac

Abstract: Even though, the color has been known as one of the degrees of freedom of particles like quarks for about 40 years, but observation of the colored particles has not been doable experimentally, yet. This fact and some other evidences have convinced physicists that the colored particles are confined and can not be observed in the laboratories. However, the mechanism of color confinement has not been known yet. In this talk, some numerical methods and phenomenological models that try to solve this problem are discussed .

اندازه گیری مقادیر تصحیحات وارد بر مقیاس انرژی جتها در آزمایش سی.اِم.اِس با استفاده از اولین برخوردهای پروتونی در شتابدهنده بزرگ هادرونی (اِل.اِچ.سی)

زینلی، مریم[1]؛ دانت، یورگن[2]؛ حقیقت، منصور[1]

[1] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

[2] دانشکده فیزیک، دانشگاه آزاد بروکسل، بروکسل

چکیده

کالیبراسیون دقیق انرژی جت ها دارای اهمیت فراوانی است و در کشف فیزیک جدید موثر است. در پراکندگی های نیمه الکترونی سیستم تاپ-آنتی تاپ، انرژی جت های بازسازی شده در حالت خروجی در محدوده دقت اندازه گیری شده شان تغییر می کنند تا قیود جرم بوزون W و کوارک تاپ را برآورده سازند. قیود جرم با استفاده از ابزار برازش کینماتیکی اعمال می شوند. این آنالیز روی داده های واقعی ناشی از برخورد پروتون-پروتون که توسط آشکارساز سی-ام-اس در سال ۲۰۱۰ میلادی جمع آوری شده، اعمال شده و نتایج گزارش شده است. همخوانی خوبی میان پراکندگی های شبیه سازی شده و داده های واقعی دیده می شود.

Measurement of the Jet Energy Scale in the CMS experiment with the First LHC Proton Collisions

Zeinali, Maryam[1]; D'Hondt, Jorgen[2] ; Haghighat, Mansour[1]

[1] Department of Physics, Isfahan University of Technology, Isfahan
[2] Department of Physics, Vrije Universiteit Brussel, Brussels

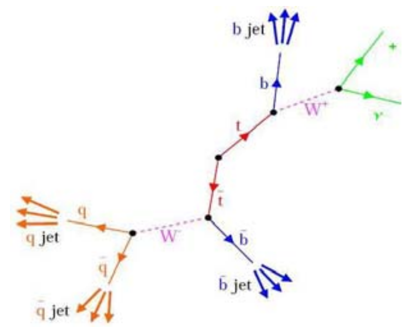
Abstract

Calibration of jets are important in the studies of new physics. In e+jets ttbar events, the reconstructed jets in the final state are constrained to fulfill the mass constraints of both the W boson and the top quark. Mass constraints are imposed in an event-by-event least square technique by means of Lagrange Multipliers which is referred to as a kinematic fit. The method is applied on the 2010 collision data recorded by the CMS experiment and the results have been reported. Good agreement between simulation and collision data is found.

مقدمه

شتاب دهندهٔ اِل.اِچ.سی (۱) که در نزدیکی شهر ژنو در مرز بین دو کشور سوئیس و فرانسه قرار دارد، هم اکنون بزرگ ترین برخورددهنده در سطح جهان محسوب می شود که قادر است دو بیم پروتونی را با انرژی مرکز جرم چندین ترا الکترون ولت به هم بتاباند. جستجو به دنبال ذرهٔ هیگز، اندازه گیری دقیق جرم کوارک تاپ، تحقیق محدودهٔ صحت تئوری مدل استاندارد با استفاده از تائید و یا عدم تائید تئوری های فراتر از مدل استاندارد مانند نظریهٔ ابرتقارن تنها بخشی از سؤالاتی است که اِل.اِچ.سی به دنبال پاسخی برای آن است. در این میان، مطالعهٔ ویژگی های کوارک تاپ به عنوان سنگین ترین ذرهٔ بنیادی شناخته شده در طبیعت، از اهمیت چشم گیری برخوردار است (۲). کوارک تاپ که در سال ۱۹۹۵ میلادی توسط شتاب دهندهٔ تواترون (۳) در آزمایشگاه فرمی واقع در ایالات متحدهٔ آمریکا کشف شد، مهر تائیدی دیگر بر پیش گویی نظریهٔ مدل استاندارد مبنی بر وجود جفت فرمیونی برای کوارک باتوم بود. بدین ترتیب، کوارک تاپ کشف شد تا تکمیل

کنندهٔ نسل سوم کوارک ها باشد. با استفاده از داده های جمع آوری شده تا به امروز، جرم کوارک تاپ با دقت نسبتاً خوبی اندازه گیری شده است (۴). اگر چه کوارک تاپ هم به صورت منفرد و هم به صورت جفت می تواند خلق شود، ولی احتمال تولید یک جفت کوارک تاپ بیشتر است. در محدودهٔ انرژی های مرکز جرم به اندازهٔ کافی بالا، این جفت کوارک تاپ اغلب از هم جوشی یک جفت گلوئون به وجود می آید. شکل ۱، خلق یک جفت کوارک تاپ در محدودهٔ انرژی ال.اچ.سی را نمایش می دهد که بلافاصله، پیش از آنکه هادرونیزه شود، واپاشی می کند.



شکل ۱: واپاشی نیمه لپتونی از پراکندگی یک جفت کوارک تاپ.

کوارک تاپ تقریباً در ٪ ۱۰۰ موارد به یک W و یک کوارک باتوم، b، واپاشی می کند. کوارک b بلافاصله هادرونیزه می شود و بوزون W خواه به صورت هادرونی (در ٪ ۶۶/۶ موارد) یا به صورت لپتونی (در ٪ ۳۳/۳ موارد) واپاشی می کند. شکل ۱ نمایش دهندهٔ واپاشی نیمه لپتونی از پراکندگی یک جفت کوارک تاپ است که در آن یکی از W ها به صورت هادرونی و W دیگر به صورت لپتونی واپاشی کرده است. در نتیجهٔ این پراکندگی، آنچه در آشکارساز دیده می شود عبارت است از:

- یک لپتون باردار منفرد،
- حداقل چهار جت پرانرژی که دو تا از این جت ها از هادرونیزه شدن دو کوارک سنگین b ناشی می شوند،
- مقداری انرژی گم شده به خاطر عدم برهم کنش نوترینوی تولید شده با ماده.

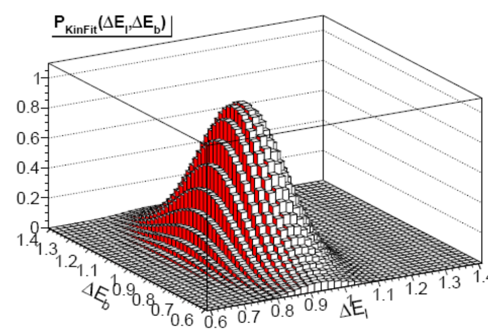
در واقع آشکارسازی ذرات بر اساس برهم کنش آنها با ماده است (۵). ذرات به هنگام عبور از آشکارساز انرژی بر جای می گذارند و این انرژی قابل بازیابی است. به این فرآیند "بازسازی ذرات" می گویند. در نتیجهٔ این فرآیند، ویژگی های اولیهٔ ذرات مانند انرژی، تکانه، بار و جرم اندازه گیری می شود. در پراکندگی سیستم تاپ – ضدتاپ که در شکل ۱ نمایش داده شد، بخش لپتونی به دلیل حضور یک نوترینو به طور کامل بازسازی نمی شود در حالی که بخش هادرونی به طور کامل قابل بازسازی است. در نتیجه انتظار می رود در بازسازی کوارک تاپ در بخش هادرونی با استفاده از آزمایش سی.اِم.اِس، بتوان جرم دقیق ذرهٔ تاپ منطبق بر مقادیر جهانی را به دست آورد. مشاهدهٔ هرگونه انحراف در بازسازی مجدد جرم تاپ در مقایسه با مقدار پذیرفته شدهٔ جهانی، می تواند بیان گر این حقیقت باشد که انرژی و تکانهٔ جت هایی که در واپاشی هادرونی کوارک تاپ تولید شده اند، نیاز به تصحیح دارند. این رساله، با به کارگیری ابزار "برازش کینماتیکی" (۶) سعی در ارزیابی مقادیر تصحیحات وارد بر مقیاس انرژی جت ها دارد.

ارزیابی مقادیر تصحیحات وارد بر مقیاس انرژی جتها

در ابتدای آنالیز به منظور حذف پراکندگی های زمینه، کات های انتخاب اعمال می شود. پس از اعمال این کات ها، نمونه نهایی شامل پراکندگی های سیگنال خواهد بود. در هر پراکندگی $t\bar{t}$، جت هایی که در حالت خروجی تولید می شوند، تمیز ناپذیرند. به منظور برچسب زدن جت ها به کوارک هایی که در پراکندگی سخت تولید می شوند، از ابزار ام–وی–اِی استفاده می کنیم. در نتیجه، سه جت در حالت خروجی پراکندگی سیگنال، به کوارک های ناشی از واپاشی هادرونی کوارک تاپ، یعنی $t^h \rightarrow W^h b^h \rightarrow q\bar{q}b^h$، منتسب می شوند که در برازش کینماتیکی نیز وارد می شوند. دو کوارک سبک q که از واپاشی بوزون W می آیند، تقاضا می شود که معادله جرم ذره بوزون W را ارضا کنند. همچنین تقاضا می شود دو کوارک سبک q به همراه کوارک سنگین b معادله جرم کوارک تاپ را برآورده کنند. به دلیل اینکه روی مقادیر اندازه گیری شده انرژی جت ها همواره عدم قطعیتی وجود دارد، معادلات جرم لزوما برقرار نمی باشند. در برازش کینماتیکی، انرژی جت ها در محدوده خطای اندازه گیری نظیرشان آنقدر تغییر می کنند تا قیود اعمال شده را تا حد قابل قبولی ارضا کنند. در واقع، خروجی این ابزار، یک عدد است که P_{KinFit}

نامیده می شود و تعبیر احتمالاتی دارد. این خروجی بیانگر این واقعیت است که با چه احتمالی فرضیه نشات گرفتن سه جت بازسازی شده در حالت خروجی پراکندگی $t\bar{t}$ از کوارک تاپ، و ناشی شدن دو جت از سه جت بازسازی شده در حالت خروجی پراکندگی $t\bar{t}$ از بوزون W، درست است. به طور معادل، می توان خروجی ابزار برازش کینماتیکی را کمیت χ^2 دانست که مقادیر کوچک این کمیت، این تعبیر را خواهد داشت که قیود جرم با تقریب خیلی خوبی برآورده شده اند.

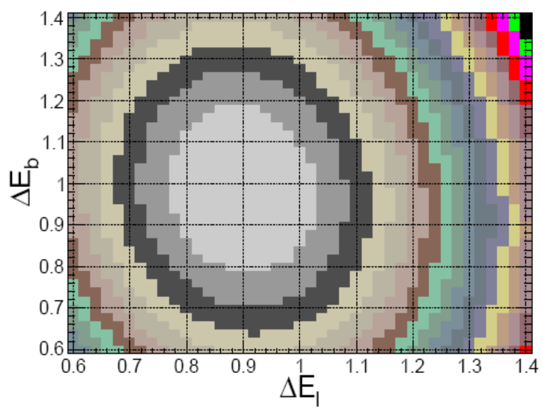
به منظور تخمین مقادیر تصحیحات به مقیاس انرژی جت ها، در هر پراکندگی $t\bar{t}$، هر یک از چهار-بردارهای مربوط به جت های بازسازی شده در بخش هادرونی، در ضریب ΔE که در بازه ۶۰٪ تا ۱۴۰٪ تغییر می کند، ضرب می شود. این تغییرات در گام های ۲٪ اجرا می شود، به این معنا که انرژی یک جت نوعی که برابر ۱۰۰ گیگا الکترون-ولت اندازه گیری شده است، در بازه ۶۰ تا ۱۴۰ گیگا الکترون-ولت با فواصل ۲ گیگا الکترون-ولت تغییر می کند. در هر یک از این گام ها، برازش کینماتیکی اعمال می شود و $P_{KinFit}(\Delta E)$ در آن نقطه محاسبه می شود. با توجه به اینکه، در بخش هادرونی واپاشی نیمه الکترونی پراکندگی $t\bar{t}$، جت های با طعم کوارک متفاوت وجود دارد، بنابراین، برازش کینماتیکی در یک فضای دو بعدی که از ضرایب تصحیح ΔE_l و ΔE_b ساخته می شوند، اجرا می شوند. خروجی این برازش در این فضای دو بعدی، $P_{KinFit}(\Delta E_l,\Delta E_b)$ است که برای یک پراکندگی $t\bar{t}$ نوعی در شکل ۲ نشان داده شده است.



شکل ۲: توزیع $P_{KinFit}(\Delta E_l,\Delta E_b)$ برای یک پراکندگی $t\bar{t}$ نوعی.

نقطه با مختصات $(\Delta E_l=1,\Delta E_b=1)$، جایی است که هیچ تصحیحی به انرژی جت ها اعمال نشده است. همانطور که از شکل ۲ بر می آید، ماکزیمم احتمال، در جایی غیر از این نقطه مرکزی رخ می دهد که بیانگر این واقعیت است که انرژی جت ها در این پراکندگی نوعی، نیاز به تصحیح دارد

برای هر پراکندگی و در هر نقطه از فضای دو بعدی، برازش کینماتیکی، احتمال درست بودن قیود جرم اعمال شده بر سیستم را باز می گرداند که برای هر اتفاق، ماکزیمم احتمال در جایی در این فضای دو بعدی رخ می دهد. این فضای دو بعدی، در دو راستای تصحیحات وارد بر مقیاس انرژی جت های سبک، ΔE_l، و تصحیحات وارد بر مقیاس انرژی جت های سنگین، ΔE_b، ساخته می شود. به طور معادل، به جای $P_{KinFit}(\Delta E_l,\Delta E_b)$ ، می توان توزیع $\chi^2(\Delta E_l,\Delta E_b)$ را داشت. بنابراین، برای همه پراکندگیهایی که موفق به پاس کردن کاتهای انتخاب گردیده اند؛ توزیع $\chi^2(\Delta E_l,\Delta E_b)$ مربوطه را با هم جمع می کنیم که در شکل ۳ نمایش داده شده است.



شکل ۳: توزیع $\chi^2(\Delta E_l,\Delta E_b)$ که از مجموع توزیع χ^2 همه پراکندگیهای باقی مانده از کاتهای انتخاب به دست آمده است.

نقطه ای که توزیع دو بعدی $\chi^2(\Delta E_l,\Delta E_b)$ را کمینه می کند، معرف مقادیر ارزیابی تصحیحات به انرژی جت های سبک و سنگین است. بدین منظور کافیست، نمودار دو بعدی شکل ۳ را در هر یک از دو راستا تصویر کنیم و سپس مقدار کمینه توزیع های یک بعدی بدست آمده را محاسبه کنیم. به جای بیان کردن کمینه این نمودارها بر حسب ΔE_l و ΔE_b ، می توان تصحیحات $\Delta\varepsilon_l$ و $\Delta\varepsilon_b$، را معرفی کرد که به صورت زیر به هم مربوط می شوند

$$\Delta E_l = 1 + \Delta\varepsilon_l;$$
$$\Delta E_b = 1 + \Delta\varepsilon_b;$$

با اعمال کردن روش معرفی شده روی داده های واقعی ناشی از برخورد بیم های پروتونی با انرژی مرکز جرم هفت ترا الکترون–ولت، که توسط سی–ام–اس در سال ۲۰۱۰ میلادی جمع آوری شده است، مقادیر ارزیابی شده در جدول ۱ جمع آوری شده است

جدول ۱: نتایج نهایی تخمین زده شده روی مقادیر تصحیحات وارد بر مقیاس انرژی جت ها توسط روش برازش کینماتیکی

	simulation	data
$\Delta\varepsilon_l^{est}(\%)$	-8.5±2.4(stat.)±0.9(sys.)	-8.6±2.7(stat.)
$\Delta\varepsilon_b^{est}(\%)$	-3.2±3.5(stat.)±1.0(sys.)	-5.0±3.9(stat.)

آنچه که از جدول ۱ بر می آید، تطابق و همخوانی قابل توجه نتایج ارزیابی شده توسط ابزار برازش کینماتیکی در محدوده عدم قطعیت ذکر شده است. بنابراین می توان نتیجه گرفت که پراکندگی های شبیه سازی شده به خوبی داده های واقعی را توصیف می کنند و ابزار معرفی شده به خوبی مقادیر تصحیحات را برآورد می کند.

خلاصه و نتیجه گیری

جت ها در حالت خروجی بسیاری از پراکندگیها ظاهر می شوند و بنابراین تعیین انرژی دقیق آنها می تواند در کشف فیزیک جدید موثر باشد. در این آنالیز، انرژی جت ها با استفاده از قیود جرم بوزون W و کوارک تاپ که تا دقت بسیار زیادی در دیگر آزمایشگاه های ذرات بنیادی تعیین شده اند، تصحیح می شوند. پراکندگی های $tt \to bbWW \to bbqqe\nu_e \to e+jets$، که در آن یک جفت کوارک تاپ از برخورد دو بیم پروتونی خلق می شوند و در محصولات واپاشی دارای یک الکترون منزوی و حداقل چهار جت بازسازی شده می باشند، در نظر گرفته می شوند. بخش هادرونی پراکندگی $tt \to e+jets$، که در آن بوزون W به صورت هادرونی واپاشی می کند؛ کاملا قابل بازسازی است در حالیکه بخش لپتونی این برهمکنش، به دلیل حضور نوترینو، قابل بازسازی نیست. بنابراین، با اندازه گیری انرژی جت های بازسازی شده در بخش هادرونی پراکندگیهای سیگنال، $t^h \to W^h b^h \to q\bar{q} b^h$ ، و با اعمال دو قید جرم بوزون W و کوارک تاپ، و مجبور کردن جت ها تا قیود جرم را برآورده کنند، ضرایب تصحیح به مقیاس انرژی جت ها به دست می آیند. اعمال قیود جرم، توسط ابزار برازش کینماتیکی انجام می شود. با تغییر انرژی جت های سبک l و سنگین b در یک بازه مشخص حول مقدار انرژی اندازه گیری شده اولیه، و با اعمال برازش در هر نقطه، خروجی، در واقع، احتمال برآورده شدن قیود جرم است. مکانی که بیشترین احتمال درست بودن فرضیه های جرم را در بر داشته باشد، معرف بهترین نقاط تخمین برای انرژی جت هاست. مقایسه این نقاط بهینه و نقاط اولیه اندازه گیری شده، ضرایب تصحیح را بدست می دهد. نتایج این آنالیز روی داده های واقعی که در سال ۲۰۱۰ جمع آوری شده، گزارش داده شده است. همخوانی مقادیر ارزیابی شده روی داده های شبیه سازی شده در مقایسه با داده های واقعی با در نظر گرفتن عدم قطعیت روی مقادیر مرکزی، قابل توجه است.

مرجع‌ها

[۱] O. S. Bruning, P. Collier, P. Lebrun, S. Myers, R. Ostojic, J. Poole, and P. Proudlock. *LHC Design Report.* Geneva : CERN, 2004.

[۲] M. Beneke, et al. Top Quark Physics. [Online] 2000. hep-ph/0003033.

[۳] [Online] http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/. The Tevatron Collider.

[۴] T. E. W. Group, CDF, and D. Collaborations. *Combination of CDF and DO results on the mass of the top quark using up to 5.8 fb-1 of data.* 1107.5255.

[۵] Virdee, T. S. *Calorimetry.* Geneva : CERN, 1999. oai:cds.cern.ch:529421.

6. J. D'Hondt, S. Lowette, et al. *Fitting of Event Topologies with External Kinematic Constraints in CMS.* CMS Note-2006/023.

نابودی ماده تاریک فرمیونی تکتایی به دو فوتون

اتفاقی ، محمد مهدی؛ معظمی، رضا

گروه فیزیک دانشگاه قم، جاده‌ی قدیم اصفهان، قم

چکیده

آشکار سازی پرتوهای کیهانی، به ویژه پرتو گاما، که بر اثر نابودی یا واپاشی ماده‌ی تاریک ایجاد می‌شود، می‌تواند روشی برای کنکاش در مورد ماهیت ماده‌ی تاریک باشد. در این مقاله ما یک تعمیم از مدل استاندارد که علاوه بر ذرات معمول، شامل یک فرمیون تکتایی و یک اسکالر تکتایی نیز می‌شود، در نظر می‌گیریم. در این مدل فرمیون تکتایی به عنوان ماده‌ی تاریک و ذره‌ی اسکالر تکتایی به عنوان هیگز در نظر گرفته می‌شود. متوسط گرمایی سطح مقطع نابودی ماده تاریک به دو فوتون در این چارچوب محاسبه خواهد شد. همچنین در ادامه شار قابل پیش بینی توسط این مدل را به دست خواهیم آورد.

Annihilation of singlet fermionic dark matter into two photons

Ettefaghi, Mohammad Mehdi; Moazemmi, Reza

Department of Physics, University of Qom, Qom

Abstract

Detecting the cosmic ray, in particular gamma ray, coming from the dark matter annihilation or decay is an indirect way to survey the nature of the dark matter. We consider an extension of the standard model in which a singlet fermionic particle, to serve as cold dark matter, and a singlet Higgs are added. We compute the thermally averaged pair annihilation cross section of singlet fermionic dark matters into two photons in this framework.

PACS No. (11 Times New Roman, italic)

مقدمه

با وجود این که بسیاری از داده‌های رصدی وجود ماده‌ی تاریک را پیش بینی می‌کند، تاکنون ماهیت این کسرِ عمده‌ی ماده‌ی تشکیل دهنده‌ی عالم ناشناخته باقی مانده است (برای مرور در این زمینه می‌توان به مراجع [۱] و [۲] مراجعه کرد). تلاش‌هایی که در راستای شناختن ماده‌ی تاریک صورت می-گیرد را می‌توان در سه گروه عمده دسته-بندی کرد: ۱- ایجاد ماده تاریک در شتاب دهنده‌ها ۲- آشکار سازی مستقیم ماده تاریک ۳- آشکار سازی ذرات ناشی از نابودی ماده تاریک. از بین ذراتی که از نابودی ماده تاریک ایجاد می‌شوند، نوترینو و فوتون دارای اهمیت ویژه‌ای هستند زیرا این ذرات اطلاعات مربوط به منبع‌شان را در طی انتشار از دست نمی‌دهند. اما کوچک بودن سطح مقطع پراکندگی نوترینوها آشکار سازی آنها را مشکل می‌سازد. بنابراین فوتون‌ها مهم‌ترین ذراتی هستند که در راستای شناسایی ماده تاریک برای آشکار سازی آنها تلاش شده است. تلاش‌هایی هم برای نسبت دادن بعضی از خطوط شناخته شده از قبیل خط مشهور به 511 KeV به ماده تاریک نیز صورت گرفته است. اما این گونه تحلیل‌ها به طور کامل با بقیه آزمایش‌ها سازگار نبوده است [۳]. ولی جدا از این نوع

مطالعات بررسی شار فوتونی ماده تاریک همواره مورد توجه بوده است.

مدل استاندارد ذرات بنیادی با آزمایش‌هایی که تاکنون در راستای بررسی این مدل صورت گرفته است کاملا سازگار بوده است. اما برخی پدیده‌ها در فیزیک، مثل ماده تاریک با مدل استاندارد قابل توضیح نیست. از این رو نیاز به یک مدل فرای مدل استاندارد احساس می‌شود. شتاب دهنده‌های نسل اخیر (مثل LHC) روشن خواهد کرد چه فیزیکی فرای مدل استاندارد حاکم خواهد بود. ولی در حال حاضر در غیاب این آگاهی مدل‌های متنوعی فرای مدل استاندارد به وجود آمده است. هدف اکثر این مدل‌ها توضیح پدیده‌هایی همچون ماده تاریک، نوسان نوترینو و غیره می‌باشد. چیزی که بین همه‌ی این مدل‌ها مشترک است وجود درجات آزادی اضافی نسبت به مدل استاندارد است. اما هیچ درجه اضافی نسبت به مدل استاندارد تا کنون تایید آزمایشگاهی نداشته است. بنابراین شاید معقول‌تر باشد که کمینه‌ترین تعمیم بر مدل استاندارد را برای توضیح ناسازگازی‌ها انتخاب کنیم. از این رو برای توضیح ماده تاریک، به عنوان مثال، می‌توان تنها یک فرمیون جرم دار که تحت گروه تقارن مدل استاندارد در حالت تکتایی است، در نظر گرفت. برهمکنش این ذرات جدید با مدل استاندارد می‌تواند یا از طریق اضافه کردن جملات با بُعد بیشتر از چهار به لاگرانژی [۴] و یا، اگر بخواهیم بازبهنجار پذیری نظریه را از دست ندهیم، از طریق اضافه کردن یک هیگز اسکالر [۵] توضیح داده شود. در این مقاله ما قصد داریم نابودی ماده تاریک به دو فوتون را در غالب مدل دوم بررسی کنیم.

ماده تاریک فرمیونی تکتایی

یک ذره‌ی فرمیون، ψ، که تحت گروه تقارنی مدل استاندارد بدون بار و یا اصطلاحا در حالت تکتایی است را در نظر می‌گیریم. از این رو این ذره بدون عدد لپتونی و عدد باریونی خواهد بود. علاوه بر این یک ذره‌ی اسکالر، S، که آن هم تحت گروه مدل استاندارد در حالت تکتایی است، نیز در نظر می‌گیریم. یک برهمکنش یوکاوا بین این دو ذره به صورت زیر می‌توان نوشت:

$$L_{\text{int}} = -g_s \bar{\psi}\psi S \; . \qquad (۱)$$

این ذره اسکالر علاوه بر برهمکنش بالا، می‌تواند با هیگز مدل استاندارد نیز برهمکنش داشته باشد

$$L_{SH} = -\lambda_1 H^\dagger H S - \lambda_2 H^\dagger H S^2 , \qquad (۲)$$

که در اینجا H هیگز مدل استاندارد است. بنابراین از این طریق جفت شدگی این بخش تکتایی با ذرات مدل استاتدارد رخ می‌دهد. حال این دو جمله را به همراه دو جمله‌ی

$$L_\psi = \bar{\psi}(i\partial_\mu \gamma^\mu - m)\psi , \qquad (۳)$$

$$L_S = \frac{1}{2}\partial^\mu S \partial_\mu S - \frac{m_0^2}{2}S^2 - \frac{\lambda_3}{3!}S^3 - \frac{\lambda_4}{4!}S^4 , \qquad (۴)$$

به لاگرانژی مدل استاندارد اضافه می‌کنیم. کمینه کردن پتانسیل کل (یعنی پتانسیل هیگز معمول مدل استاندارد و اسکالر جدید) منجر به مقدار انتظاری خلا

$$\langle H \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v_0 \end{pmatrix} , \qquad (۵)$$

برای هیگز مدل استاندارد و مقدار انتظاری خلا x_0 برای S می‌شود. پارامترهای v_0 و x_0 با استفاده از روابط زیر بر حسب پارامترهای استفاده شده در (۴) و μ و λ_0 که در پتانسیل هیگز مدل استاندارد به صورت $-\mu^2 H^\dagger H + \lambda_0 (H^\dagger H)^2$ ظاهر می‌شوند، نوشته می‌شوند:

$$\mu^2 = \lambda_0 v_0^2 + (\lambda_1 + \lambda_2 x_0) x_0 , \qquad (۶)$$

$$m_0^2 = -\frac{\lambda_3}{2}x_0 - \frac{\lambda_4}{6}x_0^2 - \frac{\lambda_1 v_0^2}{2x_0} - \lambda_2 x_0^2 . \qquad (۷)$$

از آن جایی که در کمینه‌ی پتانسیل میدان‌های H و S دارای مقادیر غیر صفر هستند، لاگرانژی را بر حسب میدان‌های h و s که به ترتیب به صورت افت‌وخیز حول مقادیر v_0 و x_0 تعریف می‌شوند، می‌نویسیم. h و s ویژه حالت جرم نیستند. در این پایه عناصر ماتریس جرم به صورت

$$\mu_h^2 \equiv \left.\frac{\partial^2 V}{\partial h^2}\right|_{h=s=0} = 2\lambda_0 v_0^2 , \qquad (۸)$$

$$\mu_s^2 \equiv \left.\frac{\partial^2 V}{\partial s^2}\right|_{h=s=0} = \frac{\lambda_3}{2} x_0 + \frac{\lambda_4}{6} x_0^2 - \frac{\lambda_1 v_0^2}{2x_0}, \quad (۹)$$

$$\mu_{hs}^2 \equiv \left.\frac{\partial^2 V}{\partial s\,\partial h}\right|_{h=s=0} = (\lambda_1 + 2\lambda_2 x_0) v_0, \quad (۱۰)$$

می‌شوند. اما می‌توان ماتریس جرم را با تبدیل زیر قطری کرد:

$$h_1 = \sin\theta\, s + \cos\theta\, h,$$
$$h_2 = \cos\theta\, s - \sin\theta\, h, \quad (۱۱)$$

که θ به صورت

$$\tan\theta = \frac{y}{1+\sqrt{1+y^2}}, \quad (۱۲)$$

با $y \equiv \frac{2\mu_{hs}^2}{\mu_h^2 - \mu_s^2}$، تعریف می‌شود. با توجه به این که θ باید بسیار کوچک باشد، در واقع h_1 می‌تواند همان هیگز مدل استاندارد باشد.

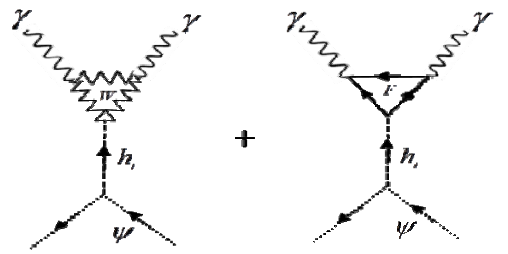
این تعمیم بسیار ساده مدل استاندارد قابلیت توضیح ماده تاریک را دارد. در واقع اگر فرض شود فرمیون تکتایی جرمی از مرتبه-ی چند ده GeV تا چند صد GeV داشته باشد با استفاده از همین جفت شدگی بسیار کوچک با ذرات مدل استاندارد، می-توان تولید آنها را به طور گرمایی در عالم اولیه، به نحوی که قید فراوانی کنونی ماده تاریک را برآورده کند، توضیح داد [۵].

سطح مقطع نابودی زوج ماده تاریک به دو فوتون

اکنون با توجه به مدلی که در بخش قبل توضیح داده شد می‌توان سطح مقطع نابودی زوج ماده تاریک به دو فوتون را محاسبه نمود.

هر چند که ماده تاریک ما نمی‌تواند مستقیما به ذرات مدل استاندارد نابود شود اما از راه ذره واسطه هیگز در *کانال*-s بطور غیر مستقیم می‌تواند به ذرات مدل استاندارد برود. در این حالت ذرات نهایی غالب می‌توانند $b\bar{b}$، $t\bar{t}$، W^+W^- و ZZ باشند. از این چهار حالت، سه تای اول با فوتون جفت‌شدگی دارند. شکل ۱ نمودارهای فاینمن برای نابودی زوج ماده تاریک به دو فوتون را نشان می‌دهد. از آنجا که *ذرات* نهایی بدون جرم‌اند حاصل‌ضرب سطح مقطع نابودی زوج ماده تاریک در سرعت نسبی آنها را می‌توان به شکل زیر نوشت

$$\sigma v = \frac{1}{8\pi s}\frac{1}{4}\sum_{\text{spins}} \left|M_{\bar{\psi}\psi\to\gamma\gamma}\right|^2, \quad (۱۳)$$



شکل ۱ نمودارهای فاینمن برای نابودی زوج ماده تارک به دو فوتون.

$$M_{\bar{\psi}\psi\to\gamma\gamma} = \sum_{i=1,2} \bar{v}^{r'}(p)(ig_s S_i\theta) u^r(p)$$
$$\times \frac{i}{s - m_{h_i}^2 - i m_{h_i}\Gamma_i} M_{h_i\to\gamma\gamma}.$$

که در آن $\sqrt{s}$ انرژی مرکز جرم است و

(۱۴)

در رابطه بالا $S_1\theta = \sin\theta$ و $S_2\theta = \cos\theta$ و $M_{h_i\to\gamma\gamma}$ دامنه واپاشی یکی از هیگزها به دو فوتون را نشان می‌دهد و مجموع $\Gamma_i = \Gamma_{h_>} + \Gamma_{\text{SM}}$

$\Gamma_{h_>} = \lambda_2^2 \frac{v^2}{8\pi m_{h_<}}\sqrt{1 - \frac{4m_{h_<}^2}{m_{h_>}^2}}$ آهنگ واپاشی هیگز سنگین‌تر به هیگز سبکتر (به شرط اینکه $m_{h_>} > 2m_{h_<}$)، و

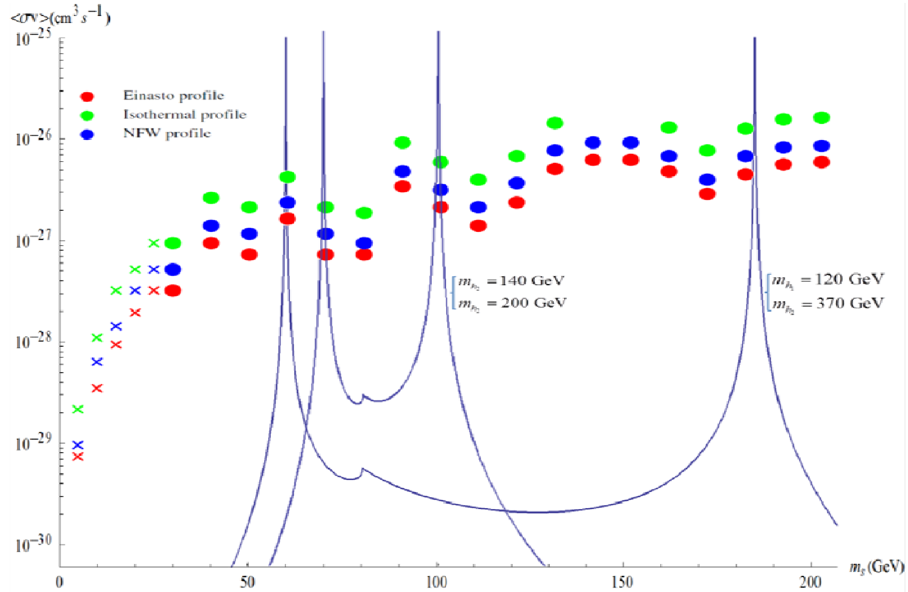
$$M_{h_i\to\gamma\gamma} = \frac{\sqrt{1-S_i\theta^2}\,\alpha g s}{8\pi M_W}\left[3\left(\frac{2}{3}\right)^2 F_t + F_W\right],$$

Γ_{SM} آهنگ واپاشی به ذرات مدل استاندارد می‌باشد. $M_{h_i\to\gamma\gamma}$ را نیز می‌توان به صورت زیر نوشت [6,7]

(۱۵)

که در آن F_t و F_W به این صورت تعریف می‌شوند:

$$F_t = -2\tau[1 + (1-\tau) f(\tau)], \quad (۱۶)$$
$$F_W = 2 + 3\tau + 3\tau(2-\tau) f(\tau), \quad (۱۷)$$



شکل ۲ : نمودار سطح مقطع نابودی زوج ماده تاریک برای دو مقدار متفاوت جرم هیگزها، بر حسب جرم ماده تاریک. نقاط رنگی حدهای فرمی-لت را برای پروفایل‌های مختلف ماده تاریک نشان می‌دهد.

و $\tau = 4m_i$ که $i = W, t$ و همچنین

$$f(\tau) = \begin{cases} \left(\sin^{-1}\sqrt{1/\tau}\right)^2 \quad , & \text{اگر } \tau \geq 1 \\ -\frac{1}{4}\left(\ln\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}} - i\pi\right) , & \text{اگر } \tau < 1 \end{cases}$$

(۱۸)

در نتیجه خواهیم داشت

$$\frac{1}{4}\sum_{r,r'}\left|M_{\bar{\psi}\psi\to\gamma\gamma}\right|^2 = \frac{1}{4}g_s{}^2(s-4m^2)\left(\frac{\left|M_{h_1\to\gamma\gamma}\right|^2\sin^2\theta}{(m_{h_1}{}^2-s)^2+m_{h_1}{}^2\Gamma_1{}^2} + \frac{\left|M_{h_2\to\gamma\gamma}\right|^2\cos^2\theta}{(m_{h_2}{}^2-s)^2+m_{h_2}{}^2\Gamma_2{}^2}\right.$$
$$\left. + \frac{(s-m_{h_1}{}^2)(s-m_{h_2}{}^2)+\left|M_{h_1\to\gamma\gamma}\right|\left|M_{h_2\to\gamma\gamma}\right|}{[(m_{h_1}{}^2-s)^2+m_{h_1}{}^2\Gamma_1{}^2][(m_{h_2}{}^2-s)^2+m_{h_2}{}^2\Gamma_2{}^2]}\sin\theta\cos\theta(M_{h_1\to\gamma\gamma}{}^*M_{h_2\to\gamma\gamma}+M_{h_2\to\gamma\gamma}{}^*M_{h_1\to\gamma\gamma})\right),$$

(۱۹)

اکنون با داشتن سطح مقطع نابودی می‌توانیم میانگین گرمایی حاصل‌ضرب سطح مقطع در سرعت نسبی، $\langle\sigma v\rangle$، را محاسبه نماییم. برای یک گاز غیر نسبیتی، به جز نواحی‌ای که $\langle\sigma v\rangle$ تغییرات شدید دارد، مثلا در آستانه‌های تولید هیگز، می‌توان $\langle\sigma v\rangle$ را بر حسب x_F بصورت زیر بسط داد

$$\langle\sigma v\rangle = a + bx_F{}^{-1} + cx_F{}^{-2} + \ldots , \quad (۱)$$

که در آن $x_F = m/T_F$ و T_F دمای هنگام انجماد ماده تاریک است. (freeze out) T_F را می‌توان با روش تکرار محاسبهٔ عبارت زیر، بدست آورد

$$x_F = \ln\left(\frac{m}{2\pi^3}\sqrt{\frac{45M_{\rm pl}}{2g_* x_F}}\langle\sigma v\rangle\right). \qquad (۲)$$

در معادله فوق $M_{\rm pl} = 1.22\times10^{19}$ (GeV) جرم پلانک و $g_* = 90$ [8] می‌باشد. در مساله ما $a = 0$ و b با مشتق‌گیری از σv نسبت به s و مقداریابی آن در $s = 4m^2$ به دست می‌آید، که مقدار آن غیر صفر می‌باشد.

با توجه به اینکه ماده تاریک مساله ما کم انرژی می‌باشد از جملات مرتبه بالاتر x_F^{-1} صرف‌نظر می‌کنیم.

ما نمودار $\langle \sigma v \rangle$ را بر حسب جرم ماده تاریک، m، برای دو حالت متفاوت در شکل ۲ کشیده ایم. حالت اول هنگامی است که جرم هیگزها 120 GeV و 380 GeV باشد و در حالت دوم جرم هیگزها را 140 GeV و 200 GeV گرفته‌ایم.

حدهای تجربی نیز برای سه پروفایل مختلف ماده تاریک [9] بر روی نمودار آورده شده است. این داده ها حد هایی است که Fermi-LAT collaboration روی $\langle \sigma v \rangle$ گذاشته است [10]. همانطور که دیده می‌شود نموداری که ما با این مدل به دست آورده‌ایم همواره کمتر از حدهای تجربی می‌باشد به جز در نواحی که تشدید روی می‌دهد.

نتیجه‌گیری

فراوانی یادگاری ماده تاریک با این انگیزه که درجات آزادی کمتری به مدل استاندارد اضافه شود، را می‌توان با افزودن یک فرمیون تکتایی به عنوان ماده تاریک و یک هیگز تکتایی به مدل استاندارد، توضیح داد. در این مقاله با استفاده از این مدل متوسط گرمایی حاصل‌ضرب سطح مقطع نابودی دو ماده تارک در سرعت نسبی آنها، $\langle \sigma v \rangle$، محاسبه شده است. نمودار ۲ نشان می‌دهد که این مقدار در بسیاری از نواحی کمتر از حدهای تجربی Lat Fermi- می باشد. هرچند که با توجه به این نتایج نمی‌توان فوتون‌های ناشی از این ماده تاریک را با دقت‌های کنونی آشکارسازی نمود اما این نتایج نشان می‌دهد که ماده تاریک با این مدل قابل توضیح و تفسیر است.

مرجع‌ها

[۱] G. Jungman, M. Kamionkowski, and K. Griets, Phys. Rep. 267, 195 (1996).

[۲] Bertone, D. Hooper, and J. Silk, Phys. Rep. 405, 279 (2005).

[3] G. Bertone, Astrophys. Space Sci., 309, 505 (2007) [arXiv: astro-ph/0608706].

[4] Y. G. Kim and K.Y. Lee, Phys. Rev. D 75, 115012 (2007).

[5] K.Y. Lee, Y. G. Kim, and S. Shin, J. High Energy Phys.05, 100 (2008).

[٦] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, M. B. Voloshin et al., Sov. J. Nucl. Phys. 30, 711 (1979).

[۷] J. F. Gunion, G. L. Kane, H. E. Haber, and S. Dawson, The Higgs Hunter’s Guide (Addison-Wesley, Reading, MA, 1990).

[8] E.W. Kolb and M.S. Turner, The Early Universe (Addison Wesley, New York, 1990)

[9] S. Profumo, L. Ubaldi, and C. Wainwright, Phys. Rev. D 82, 123514 (2010).

[10] A. A. Abdo et al. (The Fermi LAT Collaboration), Phys. Rev. Lett. 102, 181101 (2009).

[11] C.E. Yaguna, JCAP 0903, 003 (2009)

پوسترها

محاسبه تابع ترکش کوارک‌های سنگین

موسوی نژاد ، سید محمد[۱،۲] ؛ آرمات ، آیدا[۱]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه یزد، صفائیه، یزد

[۲] پژوهشگاه علوم بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

تبدیل کوارک ها وگلئون ها به هادرون خروجی از مسائل مورد توجه فیزیک ذرات بنیادی است. فرایندی که تبدیل پارتون ها به هادرون را توصیف می کند با تابع ترکش بیان می شود. تابع ترکش جهانی بوده و شکل تحلیلی آن در هر مقیاس، به کمک داده های آزمایشگاهی استخراج شده از فرایند نابودی الکترون وپوزیترون بدست می آید. در این مقاله طریقه بدست آوردن توابع ترکش کوارک های سنگین معرفی شده است.

Calculation of the Heavy Quarks Fragmentation Function

Moosavi Nejad, Seyed mohammad[1,2]; Aida Armat[1]

[1] *Department of Physics, University of Yazd, Yazd,*

[2] *School of particles and accelerators, Institute for research in fundamental science (IPM), Tehran*

Abstract

One of the interesting object in Particle Physics is to understand how quarks and gluons fragment to outgoing Hadrons. This process describes by fragmentation function. This function is universal and it's analytical form in the initial scale extract by data obtained from e^-e^+ annihilation. In this article we introduce the approach to obtain the fragmentation functions of heavy quarks to hadrons

PACS NO. 13

مقدمه

دینامیک کوا نتومی رنگ نظریه ای پایدار از لحاظ ریاضی است که توصیف کننده برهم کنش ذرات دارای رنگ می باشد. در این نظریه به فرایند تبدیل کوارک ها وگلئون ها به هادرون نهایی را هادرونی شدن می گویند. این قسمت از فرایند توسط تابعی به نام تابع ترکش توصیف می شود. توابع ترکش، توابعی بدون بعد هستند وتوصیف کننده بخش غیر اختلالی یک فرایند می باشد. در حقیقت این توابع چگالی احتمال تولید هادرون از پارتون را بیان می کنند.$D_j^H(z,\mu)$ نماد تابع ترکش است، که در آن j پارتون و H هادرون خروجی است، z پارامتر ترکش است که به صورت $z=(E_H/E_j)$ تعریف می شود ، و μ مقیاس تولید هادرون می‌باشد. شرایط حاکم بر تابع ترکش به صورت زیر می باشد:

$$\sum_q \int_{x_{H,\min}}^{1} \left(D_q^H\left(x_H,Q^2\right)+D_{\bar{q}}^H\left(x_H,Q^2\right)\right)dx_H = n_H$$

فرمول بالا بیانگر پایستگی احتمال است و n_H متوسط هادرونهای
مشاهده شده است و $x_{H,\min}=\frac{2m_H}{Q}$
و رابطه زیر از پایستگی انرژی نتیجه شده است:

$$\sum_{ALL H}\int_0^1 dx_H\, x_H\, D_q^H\left(x_H,Q^2\right)=1$$

محاسبه تابع ترکش

دو روش برای محاسبه تابع ترکش وجود دارد که عبارتند از: روش تجربی و روش تئوری .این دو روش تابع ترکش را در

مقیاس اولیه دست می آروند و برای محاسبه تابع ترکش در هر مقیاس دیگری از معادلات DGLAP به صورت زیر استفاده می شود :

$$\mu\frac{\partial}{\partial\mu}D_{i\to H}(z,\mu)=\int_x^1\frac{dy}{y}p_{i\to j}Q\left(\frac{z}{y},\mu\right)D_{i\to H}(y,\mu) \qquad (۱)$$

$p_{i\to j}$ تابع انشعاب پارتون i به j است

$$p_{qq}(x,\mu)=\frac{4\alpha_s(\mu)}{3\pi}(1+x)+2\delta(1-x)+\frac{8}{2}\left[\frac{1}{(1-x)}-\delta(1-x)\int_0^1\frac{dy}{(1-x)}\right] \qquad (۲)$$

(۳)

$$p_{qg}(x,\mu)=\frac{\alpha_s(\mu)}{2}\left[(1-x)^2+x\right]$$

$$p_{gp}=\frac{4\alpha_s(\mu)}{3}\left[\frac{1+(1-x)^2}{x}\right] \qquad (۴)$$

$$p_{gg}=6\alpha_s(\mu)\left\{\begin{array}{l}\left[\frac{1}{x}-2+x(1-x)\right]\\ +(\frac{1}{2}+\frac{N_f}{3}\delta(1-x)+6(\frac{1}{(1-x)}-\delta(1-x)\int_0^1\frac{dy}{(1-x)}\end{array}\right\} \qquad (۵)$$

N_f تعداد طعم های فعال کوارک در زیر مقیاس انرژی μ است.

روش تجربی

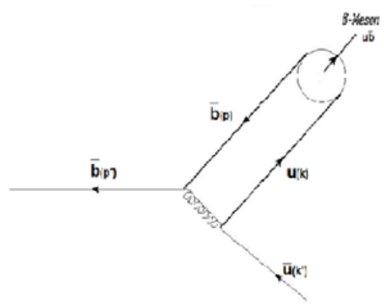
روشی است که در آن برای تابع ترکش در مقیاس ترکش رابطه ای پیشنهاد می شود که آن رابطه شامل پارامترها می باشد همانند معادله مدل پیترسون با رابطه $D(z,\mu_0)=N\frac{x(1-x)^2}{\varepsilon x^2+(1-x)^2}$ که برای گذار کوارک سنگین به هادرون سنگین مناسب است. سپس با در اختیار داشتن قضیه جدا سازی و با مقایسه قرار دادن نتایج تئوری وداده های آزمایشگاهی پارامتر های مورد نظر را بدست می آورند. قضیه جداسازی به صورت زیر تعریف می شود:

$$\frac{d\Gamma}{dx_H}=\int_{x_H}^1\frac{dx_j}{x_j}\frac{d\hat\sigma}{dx_j}(x_H,m_j,m_H,\mu)D_j^H(\frac{x_H}{x_j}) \qquad (۶)$$

قضیه جداسازی ترکیبی از قسمت اختلالی وغیر اختلالی است. قسمت غیر اختلالی شامل تابع ترکش است وقسمت اختلالی شامل ضریب ویلسون $\frac{d\hat\sigma}{dx_j}$ است. $\frac{d\hat\sigma}{dx_j}$ تا مرتبه NLO در QCD قابل محاسبه است.

روش تئوری

در این روش دیاگرام فایمن را پایین ترین مرتبه اختلال در نظرگرفته می شود سپس با کمک رابطه ریاضی زیرمی توان تابع ترکش را محاسبه کرد .به عنوان مثال دیاگرام فایمن در پایین ترین مرتبه اختلال برای ترکش پاد کوارک $\bar b$ به مزون B^+ در شکل زیر نشان داده شده است.



شکل ۱.دیاگرام فایمن ترکش پاد کوارک $\bar b$ به مزون B^+

$$D(x,\mu_0)=\int d^3p\,d^3k\,d^3k'\left|T\right|^2\delta^3(\vec p+\vec k+\vec k'-\vec p') \qquad (۷)$$

T دامنه پراکندگی است به صورت زیر تعریف می شود:

$$T=\frac{2\pi Mm\,c_f\alpha_s}{\sqrt{2k_0p_0p'_0k'_0}}\frac{\Gamma}{(p'_0-k'_0+k_0+p_0)(k'_0+k)} \qquad (۸)$$

M جرم پادکوارک $\bar b$ و m جرم کوارک سبک u و z پارامتر ترکش می باشند. μ_0 مقیاس ترکش است واز نظر عددی برابر حداقل انرژی لازم برای انجام فرایند می باشد.

$$\mu_0=m_b+2m_u=4.85GeV$$

اثر جرم در محاسبه تابع ترکش:

در مرجع [۷] نحوه اعمال اثر جرم هادرون در تابع ترکش توصیف شده است. جهت محاسبه آهنگ واپاشی فرایند دلخواه $i\to j+H$ قضیه جداسازی به شکل زیر اصلاح می گردد:

$$\frac{d\Gamma}{d\,x_H}=\frac{1+\sqrt{1-\left(\frac{2m_H}{x_H m_i}\right)^2}}{2\sqrt{1-\left(\frac{2m_H}{m_i x_H}\right)^2}}\int_{\eta(x_H)}^{1}\frac{dx_j}{x_j}\frac{d\Gamma}{dx_j}D_j^H\left(\frac{x_H}{x_j}\frac{1+\sqrt{1-\left(\frac{2m_H}{x_H m_i}\right)^2}}{1+\sqrt{1-\left(\frac{2m_j}{x_j m_i}\right)^2}},\mu\right)\times\frac{2}{1+\sqrt{1-\left(\frac{2m_j}{x_j m_i}\right)^2}} \tag{۹}$$

به این طریق می توان تابع ترکش اصلاح شده را در محاسبه آهنگ واپاشی اعمال کرد.

نتیجه گیری

در این مقاله روش محاسبه تابع ترکش برای کوارک های سنگین (هادرون با طعم سنگین) معرفی شده است وتوصیف اثرجرم هادرون در محاسبه تابع ترکش پرداخته شده است.

مرجع ها

[۱] G. Altarelli and G. parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[۲] G. Corcella and A. D. Mitov, P hys. **B 623** (200) 247.

[۳] B. Mele and P. Nason, Nucl. Phys**. B361** (1991) 626**.**

[۴] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P .M. Zerwas, Phys. Rev**.D27**, 105 (1983).

[۵] B. A. Kniehl, G. Kramar, I.Schienbein and H. Spiesberger, Phys. Rev. **D 77** (2008)

[۶] گومشی نوبری، محمد علی، دوستی، مجتی ((ترکش مزون های سنگین در LHC))؛ مجله ی پژوهش فیزیک ایران ، **جلد۳**، شماره ۴ ، تابستان ۱۳۸۲.

[۷] موسوی نژاد، سید محمد، خرمیان، علی نقی((اثر جرم هادرون در تابع توزیع انرژی هادرون)) ؛ مجله ی *پژوهش فیزیک ایران*، جلد **یازدهم**، شماره اول، بهار ۱۳۹۰

ساخت پیکربندی پتانسیل (QES) مربوط به کلاس III در طبقه بندی توربراینر برای معادله دیراک (۱+۲) بعدی با پتانسیل اسکالر

آقایی، سهراب[۱]؛ چناقلو، علیرضا[۲]

[۱و۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی سهند، تبریز

چکیده

در این مقاله با تکیه بر نظریه حل پذیری شبه دقیق (QES)، پیکربندی پتانسیل متناسب با کلاس III در طبقه بندی توربراینر که موجب حل پذیری شبه دقیق معادله دیراک می باشد را بدست آورده و معادلات بت انساتز را برای بدست آوردن ویژه مقادیر انرژی و ویژه توابع استخراج می کنیم.

Constructing the Configuration of the Class III Potential in the Turbiner's Classification for (2+1)-Dimensional Dirac Equation with Scalar Potential

Aghaei, Sohrab[1]; Chenaghlou, Alireza[2]

[1,2]Department of Physics, Faculty of Sciences, Sahand University of Technology, Tabriz

Abstract

In this paper according to the quasi exact solvability theory (QES), we construct the configuration of the class III potential in the Turbiner's classification such that the Dirac equation with scalar potential is quasi exactly solved and the Bethe ansatz equations are derived in order to obtain the energy eigenvalues and eigenfunctions.

PACS No.03.65.-w; 03.65.Pm; 03.65.Fd

مقدمه

در مکانیک کوانتومی نسبیتی، پتانسیل هایی که طیف کامل انرژی و ویژه توابع را می دهند بسیار اندک هستند. نظریه حل پذیری شبه دقیق (QES) روشی را ارائه می کند که بر اساس آن می توان بخشی از طیف انرژی و ویژه توابع را بدست آورد [۱]. در این روش با توجه به ساختار ابرتقارنی مسأله، هامیلتونین را فاکتوریزه کرده و پیکربندی هایی برای پتانسیل پیشنهاد می کنند که تعیین بخشی از طیف را امکانپذیر می کند. در مراجع [۲] و [۳] روش ساخت پتانسیل (QES) بر پایه جبر sl(2) بررسی شده است. سیستم های (QES) بر پایه جبر sl(2) به طور کامل توسط توربراینر[۹] در ده کلاس طبقه بندی شده است [۴]. پس از فاکتوریزاسیون معادله دیراک (۱+۲) بعدی با پتانسیل اسکالر، مشاهده می شود که هفت کلاس از پتانسیل های حل پذیر شبه دقیق می توانند ساخته شوند. این کلاسها متناظر با کلاسهای I تا VI و کلاس X در طبقه بندی توربراینر است [۵].

در این مقاله می خواهیم حل پذیری شبه دقیق معادله دیراک را در پتانسیل مربوط به کلاس III بررسی کنیم.

معادله دیراک (۱+۲) بعدی

هامیلتونین معادله دیراک (۱+۲) بعدی با پتانسیل اسکالر عبارت است از:

$$H=\vec{\alpha}.\vec{p}+\beta(m+V_s) \qquad (۱)$$

که $p=-i(d\setminus dx,d\setminus dy)$، m جرم، $\vec{\alpha}$ و β ماتریس های دیراک و V_s پتانسیل اسکالر یک بعدی است. برای معادله ویژه مقداری

[۹] Turbiner

$$H\psi(x,y)=E\psi(x,y) \tag{۲}$$

تابع موج را به صورت

$$\psi=e^{ik_y y}\begin{pmatrix} f_-(x) \\ f_+(x)\end{pmatrix} \tag{۳}$$

تعریف می کنیم که k_y ثابتی حقیقی است و $f_\pm$ توابعی حقیقی از x هستند. رابطه (۲) را می توان با یک تبدیل یکانی به شکل تقارنی در آورد و به صورت زیر فاکتوریزه کرد [۶]

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2}+U^2-U'\right)\psi_-=\varepsilon\psi_- \tag{۴}$$

$$\left(-\frac{d^2}{dx^2}+U^2+U'\right)\psi_+=\varepsilon\psi_+ \tag{۵}$$

که $U=m+V_s$، $\varepsilon=E^2-k_y^2$ و

$$i\psi_\mp=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(f_\mp-if_\pm\right) \tag{۶}$$

در روابط (۴) و (۵) U نقش ابرپتانسیل را بازی می کند. برای حل این معادلات کافی است مؤلفه بالایی یعنی ψ_- را بدست آوریم. با به کار بردن ابربار مناسب روی مؤلفه بالایی به راحتی می توان مؤلفه پایینی را محاسبه کرد [۷].

مطابق نظریه (QES) با تبدیل پیمانه ای موهومی

$$\psi_-=\varphi(x)e^{-g(x)} \tag{۷}$$

رابطه (۴) به صورت زیر تبدیل می شود

$$-\frac{d^2\varphi}{dx^2}+2g'\frac{d\varphi}{dx}+\left(V(x)+g''-g'^2\right)\varphi=\varepsilon\varphi \tag{۸}$$

که $V(x)=U^2-U'$. باید توجه داشته باشیم که برای سیستم های فیزیکی، ثابت های تابع پیمانه ای $g(x)$ باید به گونه ای انتخاب شوند تا تابع موج بهنجار پذیر باشد. برای اینکه سیستم فوق حل پذیر شبه دقیق باشد باید $V(x)$ به گونه ای انتخاب شود که رابطه (۸) را بتوان به صورت ترکیب خطی از مولدهای یک جبر لی بنویسیم. برای این معادله هفت کلاس از پتانسیل های (QES) می توانند ساخته شوند. در این مقاله پتانسیل مربوط به کلاس III را بررسی می کنیم.

کلاس III

با توجه به طبقه بندی توربراینر، پتانسیل در کلاس III به صورت زیر است

$$V=d^2e^{4\alpha x}+2ade^{3\alpha x}+[a^2+2d(b+\alpha)]e^{2\alpha x}+(2ab+\alpha a+\lambda)e^{\alpha x}+b^2 \tag{۹}$$

و تابع پیمانه ای متناظر برابر است با:

$$g(x)=-\frac{d}{2\alpha}e^{2\alpha x}-\frac{a}{\alpha}e^{\alpha x}-bx \tag{۱۰}$$

d، α، a و b پارامترهای ثابتی هستند که باید به گونه ای انتخاب شوند تا بهنجارپذیری تابع موج را تضمین کنند. پتانسیلی که باعث حل پذیری حالت پایه می شود، برابر است با:

$$V(\lambda=0)={U_0}^2-{U_0}' \tag{۱۱}$$

که

$$U_0=g'(x)=-de^{2\alpha x}-ae^{\alpha x}-b\,. \tag{۱۲}$$

معادله (۸) برای این پتانسیل زمانی حل پذیر شبه دقیق خواهد بود که بتوانیم عملگر این معادله را به صورت ترکیب خطی از مولدهای جبر لی sl(2) بنویسیم. برای این منظور ابتدا تغییر متغیر $z=e^{-\alpha x}$ را در معادله (۸) اعمال می کنیم. در این صورت خواهیم داشت:

$$-\alpha z^3\frac{d^2\varphi}{dz^2}+[(2b-\alpha)z^2+2az+2d]\frac{d\varphi}{dz}+(\frac{\lambda}{\alpha}-\frac{\varepsilon z}{\alpha})\varphi=0 \tag{۱۳}$$

رابطه فوق را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} &T_{III}\varphi=0\\ &T_{III}=-\alpha z^3\frac{d^2}{dz^2}+[(2b-\alpha)z^2\\ &+2az+2d]\frac{d}{dz}+\frac{\lambda}{\alpha}-\frac{\varepsilon z}{\alpha}\,. \end{aligned} \tag{۱۴}$$

عملگر T_{III} بر حسب مولدهای sl(2) برابر است با:

$$T_{III}=-\alpha J^+J^0+(2b-\alpha N)J^++2aJ^0+2dJ^-+(-\frac{\alpha N^2}{2}+2bN-\frac{\varepsilon}{\alpha})z+\frac{\lambda}{\alpha}+aN \tag{۱۵}$$

که در آن

$$J^{+} = z^{2}\frac{d}{dz} - Nz$$
$$J^{0} = z\frac{d}{dz} - \frac{N}{z} \qquad N = 0,1,2,...$$
$$J^{-} = \frac{d}{dz} \qquad (۱۶)$$

مولدهای جبر لی $sl(2)$ هستند.

همانگونه که مشاهده می شود در صورتی معادله حل پذیر شبه دقیق خواهد بود که:

$$-\frac{\alpha N^{2}}{2} + 2bN - \frac{\varepsilon}{\alpha} = 0 \qquad (۱۷)$$

به عبارت دیگر پارامتر انرژی باید برابر باشد با:

$$\varepsilon = \alpha\left(2b - \frac{\alpha N}{2}\right). \qquad (۱۸)$$

پس با این شرط، رابطه (۸) با پتانسیل کلاس III حل پذیر شبه دقیق خواهد بود.

هامیلتونین حل پذیر شبه دقیق دارای بخش جبری با $N+1$ ویژه تابع و ویژه مقدار است. ویژه توابع به فرم زیر هستند

$$\psi = \varphi e^{-g(x)} = \prod_{i=1}^{N}\left(z - z_i\right)e^{-\int U_0(x)dx} \qquad (۱۹)$$

که z_iها پارامترهایی هستند که از معادلات بت انساتز[10] بدست می آیند. معادله (۱۹) را می توان به صورت زیر بازنویسی کرد

$$\psi = e^{-\int U_N(x,\{z_i\})dx} \qquad (۲۰)$$

$$U_N\left(x,\{z_i\}\right) = U_0\left(x\right) - \sum_{i=1}^{N}\frac{z'(x)}{z(x) - z_i} \qquad (۲۱)$$

$N+1$ تابع ممکن U_N برای $N+1$ ویژه تابع ψ وجود دارد. با در نظر گرفتن $\varphi(z) = \prod_{i=1}^{n}\left(z - z_i\right)$، معادلات بت انساتز را بدست می آوریم.

عملگر a را به صورت زیر تعریف می کنیم

$$a = \frac{d}{dz} - \sum_{i=1}^{N}\frac{1}{z - z_i} \qquad (۲۲)$$

که شرط $a\varphi = 0$ را ارضاء می کند. عملگر a^{+} را با توجه به شکل عملگر رابطه (۱۴) به صورت زیر تعریف می کنیم

$$a^{+} = -\alpha z^{3}\frac{d}{dz} + [(2b-\alpha)z^{2} + 2az + 2d] \qquad (۲۳)$$
$$-\alpha z^{3}\sum_{j=1}^{N}\frac{1}{z - z_j}$$

به سادگی می توان نشان داد

$$a^{+}a = T_{III} - \frac{\lambda}{\alpha} + \frac{\varepsilon z}{\alpha} + \alpha z^{3}\sum_{i\neq j}^{N}\frac{1}{(z-z_i)(z-z_j)} \qquad (۲۴)$$
$$-[(2b-\alpha)z^{2} + 2az + 2d]\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{(z-z_i)}$$

از طرفی چون

$$a^{+}a\varphi = T_{III}\varphi = 0 \qquad (۲۵)$$

پس داریم:

$$\{-\frac{\lambda}{\alpha} + \frac{\varepsilon z}{\alpha} + \alpha z^{3}\sum_{i\neq j}^{N}\frac{1}{(z-z_i)(z-z_j)} - [(2b-\alpha)z^{2}$$
$$+2az + 2d]\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{(z-z_i)}\}\varphi = 0 \qquad (۲۶)$$

این رابطه چون باید برای تمامی zها برقرار باشد، لذا با در نظر گرفتن شرایط مرزی به دو معادله زیر می رسیم

$$(2b-\alpha)z_i^{2} + 2az_i + 2d - \sum_{j\neq i}^{N}\frac{\alpha z_i^{3}}{z - z_j} = 0 \qquad (۲۷)$$

$$\lambda = 2d\alpha\sum_{i=1}^{N}\frac{1}{z_i} \qquad (۲۸)$$

معادلات (۲۷) و (۲۸) را معادلات بت انساتز می نامند. با استفاده از رابطه (۲۷)، ریشه های z_i را می توان برای Nهای مختلف محاسبه کرد و ویژه توابع را مشخص نمود. ویژه مقادیر انرژی نیز به وسیله رابطه (۱۸) مشخص شده اند. هر مجموعه از $\{z_i\}$ یک انرژی حل پذیر شبه دقیق با چند جمله ای متناظر φ تعیین می کند. به عنوان مثال حالت $N = 1$ را در نظر می گیریم.

برای این حال ویژه مقدار انرژی به صورت زیر است

$$\varepsilon = \alpha\left(2b - \frac{\alpha}{2}\right) \qquad (۲۹)$$

و تابع φبرابر است با:

$$\varphi = z - z_1 \qquad (۳۰)$$

[10] Bethe ansatz

که ریشه z_1 با استفاده از رابطه (۲۷) بدست می آید

$$(2b-\alpha)z_1^2 + 2az_1 + 2d = 0 \qquad (۳۱)$$

نتیجه می دهد:

$$z_1^{\mp} = \frac{-2a \mp \sqrt{4a^2 - 8d(2b-\alpha)}}{2(2b-\alpha)} \qquad (۳۲)$$

برای پارامتر λ نیز دو مقدار بدست می آید

$$\lambda^{\mp} = \frac{2d\alpha}{z^{\mp}}\,. \qquad (۳۳)$$

چون $z^- < 0$ است پس تابع موج متناظر با z^-، تابع موج حالت پایه است در حالی که z^+ تابع موج اولین حالت برانگیخته را می دهد. پس پتانسیل $V_1^{(0)}(x,\lambda^-)$ تنها حالت پایه را میدهد و پتانسیل $V_1^{(1)}(x,\lambda^+)$ اولین حالت برانگیخته را خواهد داد. این دو پتانسیل با توجه به رابطه (۲۱) توسط ابرپتانسیل های زیر بدست می آیند.

$$U_1^{(0,1)}(x) = U_0(x) - \frac{z'(x)}{z(x) - z^{\mp}{}_1} \qquad (۳۴)$$

$$U_1^{(0,1)}(x) = -de^{2\alpha x} - ae^{\alpha x} - b + \frac{\alpha e^{-\alpha x}}{e^{-\alpha x} - z_1^{\mp}}$$

و پتانسیل های اسکالری که باعث می شوند به ترتیب حالت پایه و اولین حالت برانگیخته در هامیلتونین (۱) حل پذیر شوند عبارتند از:

$$V_{s1}^{(0,1)}(x,\{z_i\}) = -de^{2\alpha x} - ae^{\alpha x} - b + \frac{\alpha e^{-\alpha x}}{e^{-\alpha x} - z_1^{\mp}} - m \qquad (۳۵)$$

به روش مشابه می توان این کار را برای Nهای بالاتر تکرار کرد. مشاهده می شود که برای هر N، یک ویژه مقدار انرژی داریم ولی $N+1$ پیکربندی پتانسیل بدست می آید که هر کدام از پتانسیل ها فقط یکی از حالت ها را قابل محاسبه می کنند و ویژه حالت مربوطه اش با مشخص کردن ریشه های z_i بدست می آید.

نتیجه گیری

در این مقاله ابتدا معادله دیراک (۲+۱) بعدی با پتانسیل اسکالر را فاکتوریزه کردیم. پس از نشان دادن امکان حل پذیری شبه دقیق مسأله، با استخراج معادلات بت انساتز ریشه های z_i را برای تعیین ویژه توابع بدست آوردیم سپس مسأله را برای حالت $N=1$ بررسی کرده و دو پیکربندی برای پتانسیل بدست آوردیم که تحت این پتانسیل ها ویژه مقادیر و ویژه توابع مربوط به حالت پایه و اولین حالت برانگیخته محاسبه شد.

مرجع‌ها

[۱] A.G. Ushveridze, Sov. Phys.-Lebedev Inst. Rep. **2**, 50, 54 (1988); *Quasi-exactly solvable models in quantum mechanics* (IOP, Bristol, 1994).

[۲] C. L. Ho, P. Roy, *J. Phys*. **A36** (2003) 4617.

[۳] C. L .Ho, P. Roy, *Ann. Phys*. **312** (2004) 161.

[۴] A. Turbiner, Commun. *Math. Phys.* 118 (1988) 467.

[۵] C. L. HO, *Ann. Phys.* **321** (2006)2170

[۶] آقایی، سهراب ؛ چناقلو، علیرضا؛ « حل پذیری شبه دقیق معادله دیراک با پتانسیل اسکالر در کلاس VI »؛ *کنفرانس فیزیک ایران*، سال **۱۳۹۰**، صفحه ۱۴۹۰ تا ۱۴۹۳.

[۷] F. Cooper, A. Khare and U. Sukhatme, *Supersymmetric quantum mechanics* (World Scientic, Singapore, 2001) and references therei

نوسان نوترینوهای ناشی از واپاشی Z^0 با رهیافت بسته موج

اتفاقی، محمد مهدی ؛ پورمند، منا

گروه فیزیک دانشگاه قم، جاده‌ی قدیم اصفهان، قم

چکیده

در نگاه اول نوترینوهای ناشی از جریان‌های خنثی یا واپاشی Z^0 به علت اینکه شار یکسان برای هر سه نسل نوترینو می‌دهند، نوسان نمی‌کند. با این وجود در [۱] نشان داده شده است که درصورتی که هر دوی نوترینو و پادنوترینو آشکارسازی شوند یک نوع جدید نوسان نوترینو قابل مشاهده است. در این مقاله با استفاده از رهیافت بسته موج به این مسأله دوباره نگاه می‌شود و از این طریق یک شرط جدید برای دیدن این نوسان به دست آورده می‌شود.

Oscillations of Neutrinos Coming from Z^0 Decay with Wave Packet Approach

Ettefaghi, Mohammad Mehdi; Pourmand, Mona

Department of Physics, University of Qom, Qom

Abstract

Apparently, neutrinos coming from the neutral current or Z^0 decay do not oscillate because the fluxes of various flavors are equal. However, it has been shown that if both neutrinos and anti-neutrinos are detected we will see a new neutrino oscillation [1]. In this paper, we restudy this theoretical problem by wave packet approach and find a new condition for oscillation.

PACS No.14.60.Pq

مقدمه

مشاهده شار نوترینوی خورشیدی یا شار نوترینوی اتمسفری بر روی زمین نشان می‌دهد که طعم نوترینو در حین انتشار عوض می‌شود. این تغییر طعم که برای نوترینوهای راکتوری و ... نیز مشاهده شده است به صورت تناوبی اتفاق می افتد و از این رو به آن نوسان نوترینو گفته می‌شود. نظریه نوسانات نوترینو برای اولین بار توسط پونتکورو و سپس توسط ماکی و ناکاگاوا و ساکاتا بررسی شده است.

طعم‌های مختلف نوترینو در طی فرایندهای متفاوتی به وجود می‌آیند. به عنوان نمونه نوترینوی الکترونی از واپاشی β ($n \to p + e^- + \upsilon_e^-$)، نوترینوی میونی از واپاشی پایون باردار ($\pi^+ \to \mu^+ + \upsilon_\mu$) و نوترینوی تائونی از واپاشی مزون سنگین D که طول عمر بسیار کوچکی دارد، تولید می‌شوند. در این فرایندها آهنگ واپاشی متناسب با جرم لپتون تولید شده است. از این رو کانالی که شامل لپتون سنگین‌تر (ولی از نظر سینماتیکی مجاز) می‌شود، مرجح است. ولی از واپاشی بوزون Z^0 هر سه طعم لپتون به یک اندازه تولید می‌شوند. در واقع واپاشی Z^0 نسبت به طعم کور است. از این رو به دلیل تساوی شار نوترینوهای ناشی از واپاشی Z^0 ($I_e^0 = I_\mu^0 = I_\tau^0 = I^0$) نوسان برای این نوترینوها دیده نمی‌شود. ولی این جمله در حالت کلی نادرست است. در مقاله‌ی [۱] ثابت شده است که اگر این امکان وجود داشته باشد که هم نوترینو و هم پاد نوترینو آشکار سازی شوند آنگاه یک نوع جدیدی از نوسان نوترینو برای نوترینوهای ناشی از واپاشی Z^0 علیرغم تساوی شار، قابل مشاهده است.

ماتریس یکانی تبدیل ویژه حالت جرم و ویژه حالت طعم در جریان خنثی حذف می‌شود. بنابراین در برهمکنش جریان خنثی

نوترینو را می‌توان بر حسب هر کدام از این دو ویژه حالت نوشت. با توجه به این که در واپاشی Z^0 نوترینو و پاد نوترینو همزمان ایجاد می‌شوند، کت حالت نوترینوهای ایجاد شده را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\left|\upsilon_z\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\sum_{i=1,2,3}\left|\overline{\upsilon}_i\right\rangle\left|\upsilon_i\right\rangle\right)\equiv\frac{1}{\sqrt{3}}\left(\left|\overline{\upsilon}_1\right\rangle\left|\upsilon_1\right\rangle+\left|\overline{\upsilon}_2\right\rangle\left|\upsilon_2\right\rangle+\left|\overline{\upsilon}_3\right\rangle\left|\upsilon_3\right\rangle\right) \quad (1)$$

شرط ضروری دیگر برای دیدن نوسان یاد شده این است که فازها در رابطه‌ی (۱) تثبیت شده باشند. در این مقاله ما با استفاده از رهیافت بسته‌ی موج، برای حفظ همدوسی هنگام آشکار سازی شرط دیگری را نیز به دست خواهیم آورد.

به دست آوردن احتمال نوسان نوترینوی تولیدی از واپاشی Z^0

آزمایشی را در چارچوب سکون Z^0 در نظر بگیرید که شامل یک چشمه Z^0 و دو آشکارساز باشد. فاصله چشمه تا آشکارساز نوترینو را با r و فاصله چشمه تا آشکارساز پادنوترینو را با $\overline{r}$ نشان می دهیم. در واقع نوترینو موجی است که به سمت جلو (جهت مثبت محور) حرکت می کند و در نتیجه تکانه آن مثبت است ولی پادنوترینو موجی است که به سمت عقب (خلاف جهت محور) حرکت می کند و تکانه آن منفی است. همچنین به طور کلی تحول زمانی ذرات با مثبت انرژی و تحول زمانی پاد ذرات با منفی انرژی داده می‌شود. آشکارساز نوترینو در فاصلهٔ مثبت r و آشکارساز پاد نوترینو در فاصلهٔ منفی $\overline{r}$ قرار دارند. بنابراین کت حالت نوترینوی انتشار یافته با رهیافت موج تخت به صورت

$$\left|\upsilon_i(t)\right\rangle=\left|\upsilon_i\right\rangle e^{-i(E_it-p_ir)}, \quad (2)$$

و کت حالت پاد نوترینو به صورت

$$\left|\overline{\upsilon}_i(t)\right\rangle=\left|\overline{\upsilon}_i\right\rangle e^{-i(-\overline{E}_it-\overline{P}_i\overline{r})}, \quad (3)$$

نوشته می‌شود. با توجه به تساوی جرم نوترینو و پادنوترینو و تساوی تکانه‌ی آنها در چارچوب سکون Z^0، ($\left|\vec{P}\right|=\left|\vec{\overline{P}}\right|$)، انرژی نوترینو و پاد نوترینو نیز مساوی خواهند بود ($E=\overline{E}$). حال با جایگذاری کت حالت نوترینو و پاد نوترینو در معادله (۱) و حذف عامل های مشترک تحول $\left\langle\upsilon_Z\right|$ به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\left|\upsilon_z(r,\overline{r})\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{3}}\sum_{i=1,2,3}\left|\upsilon_i\right\rangle\left|\overline{\upsilon}_i\right\rangle e^{[i\Phi_i(r,\overline{r})]}, \quad (4)$$

که

$$\Phi_i(r,\overline{r})\equiv\frac{m_i^2}{2E}r+\frac{m_i^2}{2\overline{E}}\overline{r}. \quad (5)$$

بنابراین برای دامنه احتمال مشاهدهٔ نوترینو طعم α در فاصله r و پاد نوترینو طعم β در فاصله $\overline{r}$ خواهیم داشت:

$$\left\langle\upsilon_\alpha,\overline{\upsilon}_\beta\middle|\upsilon_Z(r,\overline{r})\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{3}}\sum_{i=1,2,3}U_{i\alpha}^*.U_{i\beta}.e^{i\Phi_i(r,\overline{r})}. \quad (6)$$

این معادله صرف نظر از فاکتور بهنجارش $\frac{1}{\sqrt{3}}$ با دامنه احتمال استاندارد نوسان $\upsilon_\beta\to\upsilon_\alpha$ متناظر با اختلاف فازهای Φ_i منطبق است. پس احتمال آشکار سازی υ_α در r و $\overline{\upsilon}_\beta$ در $\overline{r}$ به صورت زیر در می‌آید:

$$W_{\alpha\beta}=\frac{1}{3}\sum_i|U_{i\alpha}|^2.|U_{i\beta}|^2 \quad (7)$$
$$+\frac{2}{3}\sum_{i>j}|U_{i\alpha}^*.U_{i\beta}.U_{j\alpha}.U_{j\beta}^*|\cos\left(\Phi_i-\Phi_j-\xi_{\alpha\beta ij}\right),$$

که $\xi_{\alpha\beta ij}=\arg(U_{i\alpha}^*U_{i\beta}U_{j\alpha}U_{j\beta}^*)$. جمع احتمالات $W_{\alpha\beta}$ روی طعم‌های پاد نوترینو منجر به

$$W_\alpha\equiv\sum_\beta W_{\alpha\beta}=\frac{1}{3}, \quad (8)$$

می‌شود. پس طبق رابطه فوق اگر فقط طعم نوترینو گسیل شده از واپاشی Z^0 اندازه گیری شود، نوسانات قابل مشاهده نخواهد بود. لذا برای مشاهده نوسان، باید طعم نوترینو و پادنوترینو تولیدی از واپاشی Z^0 را با هم اندازه گیری کنیم.

در اینجا با صرف نظر از ضریب $\frac{1}{3}$، احتمال نوسان استاندارد $\upsilon_\beta\to\upsilon_\alpha$ به دست می‌آید. به عبارت دیگر می‌توان گفت که اگر آشکارساز (b) را به عنوان چشمه υ_β و آشکارساز (a) را به عنوان آشکارساز υ_α در نظر بگیریم، رابطه‌ی (۷) احتمال نوسان υ_β به υ_α را نشان می‌دهد. این بدان معنی است یکی از آشکارسازها مشابه چشمه برای نوترینویی که در آشکارساز دیگر آشکارسازی می‌شود، عمل می‌کند[1].

تاکنون تابع موج توصیف کننده‌ی نوترینوهای تولیدی از واپاشی Z^0 و آشکارشده را موج تخت در نظر گرفتیم و این نوع

جدید نوسان نوترینو را به دست آوردیم. اما از آنجایی که نوترینو یک ذره است باید احتمال حضور آن در یک ناحیه‌ی مشخص از فضا و نه کل فضا غیر صفر باشد. در نتیجه می‌خواهیم جهت واقعی‌تر کردن مسئله به جای موج تخت، نوترینوها را با بسته موج توصیف کنیم. اگر ذره کاملاً جایگزیده باشد باید برای توصیف آن از تابع دلتای دیراک به عنوان تابع موج استفاده کرد. اما در مسایل واقعی که تکانه‌ی ذرات با دقتی معین مشخص می‌شود، می‌توان از تابع موج گاوسی که پهنای عکس عدم قطعیت تکانه است استفاده کرد. لذا ما در اینجا برای توصیف نوترینوها از تابع موج گاوسی استفاده خواهیم کرد. برای مثال نوترینویی با طعم α را که در طی یک فرآیند برهمکنش ضعیف در مبداء مختصات فضایی و زمانی تولید شده است را با تابع موج زیر بیان می‌کنیم:

$$\left|\upsilon_\alpha(t)\right\rangle=\sum_a U^*_{\alpha a}\int dp\psi_a(P,P_a,\sigma_P p)e^{-iE_a(p)t}\left|\upsilon_a(P)\right\rangle \quad (۹)$$

برای سادگی تنها یک بعد فضا در جهت منبع به آشکارساز در نظر می‌گیریم. در رابطه‌ی (۹) $\psi_a(P,P_a,\sigma_P p)$ تابع موج ویژه حالت جرم در فضای تکانه است که آن را می‌توان به شکل گاوسی به صورت زیر داد:

$$\psi_a(P,P_a,\sigma_P p)=(۲\pi\sigma^۲_P p)^{-\frac{۱}{۴}}\exp[-\frac{(P-P_a)^۲}{۴\sigma^۲_{pP}}]. \quad (۱۰)$$

P_a متوسط تکانه‌ی مربوط به ویژه حالت جرم aام است که توسط حرکت شناسی فرآیند تولید تعیین می‌گردد و σ_{pP} پهنای بسته‌ی موج متناظر در فضای تکانه است که توسط کمینه‌ی عدم قطعیت در انرژی و تکانه طی فرایند تولید تعیین می‌گردد. $E_a(P)$ را می‌توان به صورت $E_a(P)\cong E_a+V_a(P-P_a)$ بسط داد. سرعت گروه هر بسته موج به صورت $V_a=\frac{P_a}{E_a}$ است.

اگر تابع موج تکانه‌ی نوترینو (۹) را در فضای مکان $\left|\upsilon_\alpha(x,t)\right\rangle=\left\langle x\middle|\upsilon_\alpha(t)\right\rangle$ بنویسیم خواهیم داشت:

$$\left|\upsilon_\alpha(x,t)\right\rangle=$$
$$(۲\pi\sigma^۲_{pP})^{-\frac{۱}{۴}}\sum_a U^*_{\alpha a}\exp[-iE_a t+iP_a x-\frac{(x-V_a t)^۲}{۴\sigma^۲_{xP}}]\left|\upsilon_Z\right\rangle. \quad (۱۱)$$

σ_{xP} پهنای بسته‌ی موج ویژه حالت جرم aام در فضای مختصات است و با پهنا ممنتوم σ_{pP} توسط رابطه‌ی عدم قطعیت $\sigma_{xP}\sigma_{pP}=\frac{1}{2}$ مربوط می شوند. تابع موج مربوط به نوترینوی آشکارشده را نیز در مختصات مکان به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\left|\upsilon_\beta(x-L)\right\rangle=$$
$$(۲\pi\sigma^۲_{xD})^{-\frac{۱}{۴}}\sum_a U^*_{\beta a}\exp[-iP_a(x-L)-\frac{(x-L)^۲}{۴\sigma^۲_{xD}}]\left|\upsilon_Z\right\rangle \quad (۱۲)$$

σ_{xD} پهنای تابع موج مکان نوترینو موقع آشکار سازی است و هم مانند مورد مشابه در چشمه، با σ_{pD} پهنای تابع موج تکانه، توسط رابطه عدم قطعیت $\sigma_{xD}\sigma_{pD}=\frac{1}{2}$ مربوط می‌شود. حال با استفاده از (۱۱) و (۱۲) می‌توان احتمال گذار حالت ν_α به حالت ν_β را به دست آورد و بدین وسیله شرایط همدوسی را مطالعه کرد [۲]. در این مقاله سعی خواهیم کرد این رهیافت را برای نوترینوهای ناشی از جریان خنثی به کار ببریم.

نوسان نوترینوی ناشی از جریان خنثی با رهیافت بسته موج

حال با استفاده از توابع بسته موج (۱۱) و (۱۲) تحول $\left|\upsilon_Z\right\rangle$ را در چارچوب سکون Z^0 به دست می‌آوریم. با توجه به این که نوترینو و پادنوترینو تولیدی در یک راستا در دو جهت مخالف منتشر می شوند برای تابع موج مکانی خواهیم داشت:

$$\left|\upsilon_z(x,\bar{x})\right\rangle=\frac{1}{\sqrt{3}}\sum_{i=1,2,3}(2\pi\sigma^2_{xD})^{-\frac{1}{2}}\left|\upsilon_i\right\rangle\left|\bar{\upsilon}_i\right\rangle\exp[-i\Phi_i(x,\bar{x})]$$
$$\times\exp[iE_i x+i\bar{E}_i\bar{x}-\frac{(\bar{x}-V_i t)^2}{4\sigma^2_{xP}}-\frac{(x-V_i t)^2}{4\sigma^2_{xP}}]. \quad (۱۳)$$

در این رابطه از روابط زیر استفاده شده است:

$$P^۲_i=E^۲_i-m^۲_i\Rightarrow P_i=E_i-\frac{m^۲_i}{۲E_i}, \quad (۱۴)$$

و

$$P^۲_i=E^۲_i-m^۲_i\Rightarrow P_i=E_i-\frac{m^۲_i}{۲E_i},$$

مشابه با رابطه‌ی (۱۲)، بسته‌های موج مربوط با ویژه حالت طعم نوترینو و پاد نوترینو آشکار شده را به صورت زیر می‌نویسیم:

$$\left|\upsilon_\alpha(x-L)\right\rangle=$$
$$(۲\pi\sigma^۲_{xD})^{-\frac{۱}{۴}}\sum_a U^*_{\alpha a}\exp[iP_a(x-L)-\frac{(x-L)^۲}{۴\sigma^۲_{xD}}]\left|\upsilon_a\right\rangle, \quad (۱۵)$$

$$\left|\bar{\upsilon}_\beta(-\bar{x}+\bar{L})\right\rangle=$$
$$(۲\pi\sigma^۲_{xD})^{-\frac{۱}{۴}}\sum_a U_{\beta a}\exp[iP_a(\bar{x}-\bar{L})-\frac{(\bar{\tilde{x}}-\bar{L})^۲}{۴\sigma^۲_{xD}}]\left|\bar{\upsilon}_a\right\rangle \quad (۱۶)$$

L و $\bar{L}$ به ترتیب فاصله منبع تا آشکارساز نوترینو و آشکارساز پاد نوترینو و x و $\bar{x}$ مکان تابع بسته موج انتشار یافته هستند. دامنه احتمال مشاهده نوترینو با طعم α را در فاصلهٔ L و پاد نوترینو با طعم β را در فاصلهٔ $\bar{L}$ از رابطه‌ی

$$A_{\alpha\beta}(L,T) = \iint dx.d\bar{x} \left\langle \upsilon_\alpha, \bar{\upsilon}_\beta \middle| \upsilon_Z(x,\bar{x}) \right\rangle, \qquad (۱۷)$$

به دست می‌آید. حال با حل انتگرال نسبت به x و $\bar{x}$ و با استفاده از رابطه پاشندگی و همچنین تعریف $\sigma_X^2 \equiv \sigma_{xP}^2 + \sigma_{xD}^2$، دامنه احتمال نوسان به صورت

$$A_{\alpha\beta}(L,T) = \frac{۲\sigma_{xP}\sigma_{xD}}{\sqrt{۳}\delta_X^۲} \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \times$$
$$\exp[iP_i L + iP_i \bar{L} - \frac{(L - V_i t)^۲}{۴\sigma_X^۲} - \frac{(\bar{L} - V_i t)^۲}{۴\sigma_X^۲}], \qquad (۱۸)$$

به دست می‌آید. در نتیجه برای احتمال نوسان خواهیم داشت:

$$P_{\alpha\beta}(L,T) = \left| A_{\alpha\beta}(L,T) \right|^۲ \qquad (۱۹)$$
$$= \frac{۴\sigma_{xP}^۲\sigma_{xD}^۲}{۳\sigma_X^۴} \sum_{i,j} U_{\alpha i}.U_{\beta i}^*.U_{\alpha j}^*.U_{\beta j} \exp[i(L+\bar{L})(P_i - P_j)$$
$$- \frac{(L - V_i t)^۲ + (L - V_j t)^۲}{۴\sigma_X^۲} - \frac{(\bar{L} - V_i t)^۲ + (\bar{L} - V_j t)^۲}{۴\sigma_X^۲}]$$

با استفاده از تقریب $P_a = E - \frac{m_a^2}{2E}$ داریم:

$$P_i - P_j = -\frac{\Delta m_{ij}^۲}{۲E}.$$

احتمال نوسان به صورت تابعی از فاصله بین آشکارسازها تا منبع و نیز زمان گذار T به دست آمده است. هر چند در آزمایش-های واقعی فاصله منبع تا آشکار ساز مقدار مشخصی است، اما زمان انتشار را نمی‌توان اندازه گیری کرد. لذا با انتگرال گیری روی زمان انتشار و با استفاده از شرط نرمالیزاسیون $\sum_\beta P_{\alpha\beta}(L) = 1$ داریم:

$$P_{\alpha\beta}(L) \propto \sum_{i,j} U_{\alpha i}.U_{\beta i}^*.U_{\alpha j}^*.U_{\beta j} \exp[-i\frac{\Delta m_{ij}^۲}{۲E}(L+\bar{L})$$
$$-\frac{L^۲ + \bar{L}^۲}{۲\sigma_X^۲} + \frac{(L+\bar{L})^۲(V_i + V_j)^۲}{۸(V_i^۲ + V_j^۲)\sigma_X^۲}]. \qquad (۱۹)$$

با استفاده از تقریب سرعت گروه $V_g = 1 - \frac{m_a^2}{2E^2}$ احتمال نوسان نوترینو و پادنوترینو آشکار شده با رهیافت بسته موج به صورت زیر به دست می‌آید:

$$P_{\alpha\beta}(L) =$$
$$\sum_{i,j} U_{\alpha i}.U_{\beta i}^*.U_{\alpha j}^*.U_{\beta j} \exp[-۲\pi i \frac{L+\bar{L}}{L_{ij}^{OSC}} - \frac{(L-\bar{L})^۲}{۴\sigma_X^۲}], \qquad (۲۰)$$

که در این جا طول نوسان، L_{ij}^{OSC}، به صورت

$$L_{ij}^{OSC} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{ij}^2} \qquad (۲۱)$$

تعریف می‌شود. همان طوری که ملاحظه می‌شود احتمال گذار علاوه بر یک حاصل ضرب از مولفه‌های ماتریس یکانی، شامل دو عامل دیگر نیز می‌شود: ۱- عامل نوسانی با طول نوسان L_{ij}^{OSC}. این عامل در محاسبه با موج تخت نیز وجود داشت. ۲- عامل گاوسی که نسبت به نتیجه‌ی رهیافت موج تخت جدید است. این عامل نشان می‌دهد که برای دیدن نوسان علاوه بر شرایط بیان شده در [۱]، نباید اختلاف بین فاصله‌ی آشکار ساز نوترینو تا چشمه و فاصله‌ی آشکار ساز پاد نوترینو تا چشمه نسبت به پهن شدگی توابع موج بزرگ باشد.

نتیجه گیری:

اگر تنها یکی از نوترینوهایی که از واپاشی Z^0 می‌آید آشکار سازی شود نوسان نوترینو دیده نمی‌شود. ولی در صورتی که هم نوترینو و هم پاد نوترینو آشکار سازی شوند، یک نوع جدید نوسان دیده می‌شود [۱]. با این وجود در این مقاله ما با استفاده از رهیافت بسته‌ی موج، نشان داده‌ایم که اگر یکی از آشکارسازها را خیلی نزدیک منبع و یکی دیگر از آشکارسازها را خیلی دور از منبع قرار دهیم نوسان از بین می رود، به عبارت دیگر $(L-\bar{L})$ نمی‌تواند نسبت به σ_X، پهنای بسته‌ی موج، خیلی بزرگ باشد.
رابطهٔ بدست آمده مستقل از انرژی شد، زیرا نوترینوهایی که از واپاشی Z^0 به وجود می‌آیند در دستگاه سکون Z^0 دارای انرژی کاملاً مشخص و برابر $E = \bar{E} = \frac{m_{z_0}}{2}$ می باشند.

مراجع

[۱] A.Yu.Smirnov and G.T.Zatsepin, mod.phys.lett.AV,1272 (1991)
[۲] C. Giunti and C.W. Kim, Phys.Rev. D58 ,017301
[hep-ph | 9711363v2] (1998)

تحلیل QCD روی داده‌های DIS و SIDIS قطبیده

اربابی‌فر، فاطمه[۲و۱]؛ خرمیان، علی[۲و۱]؛ آتشبارتهرانی، شاهین[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان

[۲] پژوهشکده ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)

چکیده

در این مقاله اثر شکست تقارن روی توابع توزیع پارتون‌ها در پراکندگی ناکشسان ژرف قطبیده با استفاده از تحلیل QCD روی داده‌های DIS و SIDIS قطبیده مورد بررسی قرار می‌گیرد. در این محاسبات با انتخاب فرم جدید برای توابع توزیع پارتون‌ها در مقیاس اولیه Q_0^2 و نامساوی گرفتن توزیع پاد کوارک‌ها و کوارک s، پارامترهای مجهول را از فرآیند برازش استخراج کرده و مدل جدیدی برای فرم پارامتری توابع توزیع قطبیده ارائه می‌دهیم. نتایج بدست آمده با داده‌های تجربی وسایر مدل‌ها توافق خوبی دارند.

QCD Analysis on Polarized DIS and SIDIS Data

Arbabifar, Fatemeh[1,2]; Khorramian, Ali[1,2]; Atashbar Tehrani, Shahin[2]

[1] Department of Physics, Semnan University, Semnan,
[2] School of particles and accelerators, Institute for Research in Fundamental Science (IPM), P.O. Box 19395-5531, Tehran, Iran

Abstract

In this paper the effect of symmetry breaking on polarized parton distribution functions in polarized deep inelastic scattering is studied using QCD analysis of polarized DIS and SIDIS data. In this calculation, by choosing new parton distributions at input scale Q_0^2 and the inequality of antiquarks and s quark, we extract unknown parameters from fit procedure and present a new parameterization form for polarized parton distribution functions. The results are in good agreement with the experimental data and other models.

PACS No. (13)

مقدمه

در سال‌های اخیر یکی از اهداف مهم QCD شناخت دقیق از ساختار اسپینی نوکلئون و هسته و بررسی سهم پارتون‌ها از اسپین آنها بوده‌است و با توجه به گسترش داده‌ها در زمینه DIS قطبیده، امروزه می‌توان تحلیل دقیقی روی تابع ساختار قطبیده انجام داد[۱].

در تحلیل اخیر [۲] اثر دادهای DIS فراگیر روی توابع توزیع قطبیده در حالت تقارن $\bar{u}=\bar{d}=s=\bar{s}$ مورد بررسی قرار گرفت و در مقاله حاضر با در نظر گرفتن داده‌های نیمه فراگیر DIS (SIDIS) علاوه بر داده‌های قبلی، اثر شکست تقارن SU(2) و SU(3) یعنی $\bar{u}\neq\bar{d}\neq\bar{s}$ را بررسی خواهیم کرد و به دلیل کمبود داده‌های فعلی برای تمایز s و $\bar{s}$ از تساوی $s=\bar{s}$ استفاده می‌کنیم.

آزمایشات DIS فراگیر در تعیین جمع توزیع کوارک‌ها و آنتی کوارک‌ها مفید هستند و داده‌های SIDIS اطلاعات خوبی در مورد تفاوت کوراک‌ها و آنتی کوارک‌ها ارائه می‌دهند و استفاده از هر دو گروه داده‌ها در بررسی اثر شکست تقارن بسیار مهم و تعیین‌کننده است.

تحلیل QCD

در تحلیل حاضر فرم پارامتری زیر را برای توابع توزیع پارتون‌ها در مقیاس ورودی $Q_0^2 = 4GeV^2$ برای تقریب NLO برمی‌گزینیم

$$
\begin{aligned}
x\delta u_v &= N_{u_v}\eta_{u_v} x^{a_{u_v}}(1-x)^{b_{u_v}}(1+d_{u_v}x)\\
x\delta d_v &= N_{d_v}\eta_{d_v} x^{a_{d_v}}(1-x)^{b_{d_v}}(1+d_{d_v}x)\\
x(\delta\bar{d}-\delta\bar{u}) &= N_{\bar{d}-\bar{u}}\eta_{\bar{d}-\bar{u}} x^{\bar{d}-\bar{u}}(1-x)^{\bar{d}-\bar{u}}(1+c_{\bar{d}-\bar{u}}\sqrt{x})\\
x(\delta\bar{d}+\delta\bar{u}) &= N_{\bar{d}+\bar{u}}\eta_{\bar{d}+\bar{u}} x^{\bar{d}+\bar{u}}(1-x)^{\bar{d}+\bar{u}}(1+c_{\bar{d}+\bar{u}}\sqrt{x})\\
x\delta s &= x\delta\bar{s} = N_s\eta_s x^s(1-x)^s(1+d_s x)\\
x\delta g &= N_g\eta_g x^{a_g}(1-x)^{b_g},
\end{aligned}
\qquad (۱)
$$

که در اینجا N_i ثابت نرمال سازی است وطوری انتخاب می‌شود که η_i اولین ممنت $\delta q_i(x,Q_0^2)$ باشد.

برای آسان‌تر شدن محاسبات روی معادلات تحول QCD آنها را به فضای ملین می‌بریم، تبدیل ملین برای توابع توزیع پارتون‌ها برای آرگومان مختلط N بدین صورت است

$$M[\delta f_i(x,Q^2)](N) = \int_0^1 x^{n-2} x\delta f_i(x,Q^2)dx. \qquad (۲)$$

سهم اختلال مرتبه دوم در تابع ساختار قطبیده را می‌توان توسط توابع توزیع قطبیده و ضرایب ویلسون ΔC_i^N در فضای ملین بدین صورت توصیف کرد[۳]

$$
\begin{aligned}
&g_1^p(N,Q^2) =\\
&\frac{1}{2}\sum_{q=u,d,s} e_q^2\{(1+\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta C_q^N)[\delta q(N,Q^2)+\delta\bar{q}(N,Q^2)]\\
&+\frac{\alpha_s}{2\pi}2\Delta C_g^N\delta g(N,Q^2)\},
\end{aligned}
\qquad (۳)
$$

که در اینجا $\alpha_s(Q^2)$ ثابت جفت‌شدگی در مرتبه NLO و $\Delta q(N,Q^2)$، $\Delta\bar{q}(N,Q^2)$ و $\Delta g(N,Q^2)$ ممنت توابع توزیع پارتون‌های قطبیده هستند.

با استفاده از معادلات تحول برای توابع توزیع قطبیده می‌توان تابع ساختار قطبیده را در هر Q^2 در فضای ملین به دست آورد و با استفاده از تکنیک معکوس ملین روی تابع ساختار تحول یافته، می‌توان عملیات برازش را روی داده‌های تجربی در فضای x انجام داده و پارامترهای مجهول را استخراج کرد[۴].

از نظر آماری مهمترین داده‌های تجربی که در این آنالیز استفاده شده مربوط به داده‌های HEMES، SMC، E143، EMC و E155 برای تابع ساختار قطبیده در فرآیند DIS فراگیر [۲] و داده‌های HERMES و COMPASS برای توابع توزیع قطبیده در فرآیند SIDIS است [۶و۵].

برای بدست آوردن بهترین نتیجه و محاسبات خطا از رابطه زیر برای تعیین χ^2 مؤثر استفاده می‌کنیم

$$
\begin{aligned}
\chi^2_{global} &= \sum_n \omega_n \chi_n^2\\
\chi_n^2 &= \left(\frac{1-N_n}{\Delta N_n}\right)^2 + \sum_i\left(\frac{N_n g_{1,i}^{data} - g_{1,i}^{theor}}{N_n\Delta g_{1,i}^{data}}\right),
\end{aligned}
\qquad (۴)
$$

و در نهایت با استفاده از برنامه MINUIT فرآیند برازش انجام گرفته و مجهولات توابع توزیع و در نهایت فرم پارامتری آنها تعیین می‌گردد[۲].

بررسی اثر شکست تقارن

همانطور که در قسمت قبل آورده شد پارامترهای η_{u_v} و η_{d_v} اولین ممنت δu_v و δd_v هستند، این پارامترها می‌توانند در مدل استانداردِ بدون شکست تقارن به ثابت‌های F و D که در واپاشی_ β نوترون و هایپرون اندازه‌گیری می‌شوند، مرتبط شوند [۷]

$$
\begin{aligned}
a_3 &= \Delta\Sigma_u + \Delta\Sigma_d = \eta_{u_v} - \eta_{d_v} = F + D\\
a_8 &= \Delta\Sigma_u + \Delta\Sigma_d - 2\Delta\Sigma_s = \eta_{u_v} + \eta_{d_v} = 3F - D.
\end{aligned}
\qquad (۵)
$$

از آنجاییکه در تحلیل حاضر اثر شکست تقارن را بررسی می‌کنیم، با معرفی دو پارامتر $\varepsilon_{SU(2)}$ و $\varepsilon_{SU(3)}$ آزادای لازم را به رابطه بالا می‌دهیم تا واگرایی مورد نیاز از مدل استانداردِ بدون شکست تقارن در فرآیند برازش انجام گیرد [۸]

$$
\begin{aligned}
a_3 &= \Delta\Sigma_u + \Delta\Sigma_d = \eta_{u_v} - \eta_{d_v} = F + D\left[1+\varepsilon_{SU(2)}\right]\\
a_8 &= \Delta\Sigma_u + \Delta\Sigma_d - 2\Delta\Sigma_s = \eta_{u_v} + \eta_{d_v} = 3F - D\left[1+\varepsilon_{SU(3)}\right].
\end{aligned}
\qquad (۶)
$$

که در اینجا $\varepsilon_{SU(2)}$ و $\varepsilon_{SU(3)}$ میزان انحراف از تقارن SU(2) و SU(3) را پارامتری می‌کنند و در فرآیند برازش محاسبه می‌شوند.

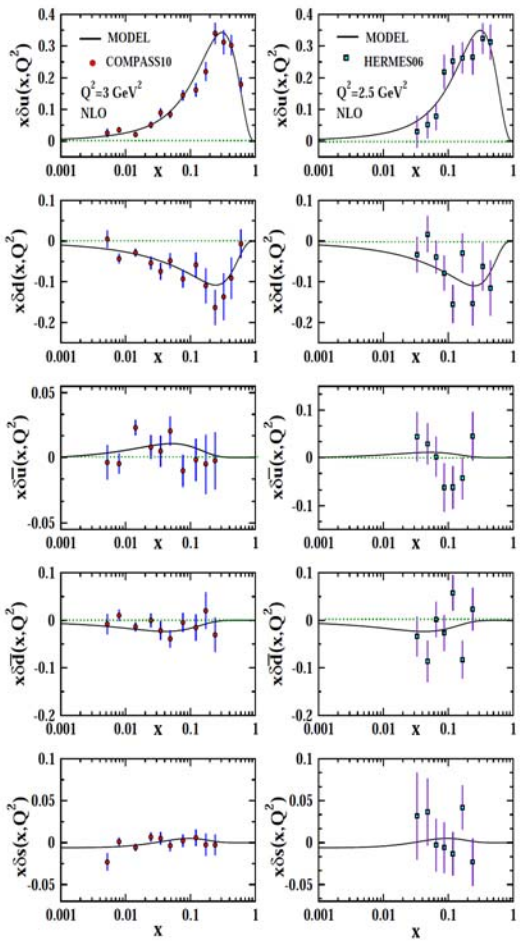
باید توجه داشت که این انحراف از مقادیر F+D و 3F-D در رابطه (۶) ممکن است میزان شکست تقارن واقعی را منعکس نکند و باید در آینده و پس از آزمایشات تجربی بیشتر، بطور دقیق مورد بررسی قرار گیرد ولی در محاسبات فعلی ما و با داده‌های تجربی موجود این مقادیر، کوچک و قابل قبول هستند.

همانطور که در بالا توضیح داده شد پارامترهای η_{u_v} و η_{d_v} با استفاده از رابطه (۶) بطور غیر مستقیم محاسبه شده و بنابراین از مجهولات فرآیند فیت خارج می‌شوند، پس از انجام برازش اولیه نیز مقادیر d_{u_v}, d_{d_v} و b_g بدست آمده را به علت داشتن خطای آماری بزرگ و بهینه کردن مقدار χ^2 در برازش نهایی ثابت کرده و در نهایت فرآیند فیت روی ۱۵ پارامتر مجهول و $\alpha_s(Q_0^2)$ انجام گرفت و مقادیر $\chi^2/NDF = 0.829$ و $\alpha_s(Q_0^2) = 0.340$ از برازش نهایی بدست آمدند[۸].

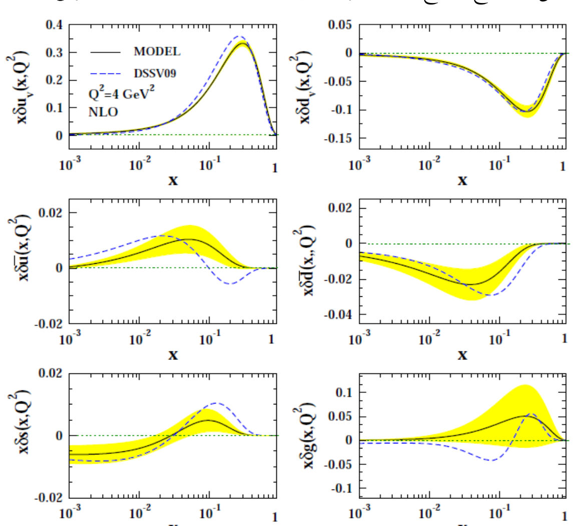
نتیجه‌گیری

همانطور که ملاحظه شد توابع توزیع پارتون‌ها در تقریب NLO محاسبه شدند و با استفاده از داده‌های جدید SIDIS مدل شکست تقارن طعم بطور دقیق مورد بررسی قرار گرفت. تفاوت بارز روش حاضر در مقایسه با تحلیل قبلی استفاده از داده‌های جدید و نامساوی گرفتن پادکوارک‌ها یعنی $\bar{u} \neq \bar{d} \neq \bar{s}$ برای بدست آوردن توابع توزیع بود. همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است توابع توریع پارتون‌ها با داده‌های تجربی HERMES و COMPASS [۶و۵] مقایسه شده‌اند که توافق بسیار خوبی میان آنها دیده می‌شود.

با توجه به شکل ۲ نیز نتایج بدست آمده در توافق خوبی با نتایج حاصل از مدل DSSV09 بوده[۹] که در حال حاضر بهترین مدل ارائه دهنده اثر شکست تقارن است. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود $x\delta u_v$ و $x\delta d_v$ در هر دو مدل بسیار بهم نزدیک بوده و $x\delta\bar{u}$، $x\delta\bar{d}$، $x\delta s$ و $x\delta g$ نیز قابل مقایسه هستند، علت تفاوت کوچک بکارگیری داده‌های متفاوت توسط دو مدل مقایسه شده است.



شکل۱ : توابع توزیع قطبیده بر حسب **x** در مقایسه با داده‌های تجربی [۶و۵].



شکل۲ : توابع توزیع پارتون‌های قطبیده در تقریب NLO در مقایسه با مدل DSSV09 [۹].

مرجع‌ها

[۱] S. Atashbar Tehrani and Ali N. Khorramian, *JHEP 0707*, **048** (2007).

[۲] A. Khorramian, et al., *Phys*. *Rev D* **83** (2011) 054017.

[۳] B. Lampe and E. Reya, *Phys. Rept.* **332** (2000) 1.

[۴] J. Blumlein and H. Bottcher, *Nucl. Phys. B* **636** (2002) 225.

[۵] [HERMES Collaboration], *Phys. Rev. D* **71** (2006) 012003.

[۶] [COMPASS collaboration], *Phys. Lett. B* **693** (2010) 227.

[۷] C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* **667** (2008) 1.

[۸] F. Ababifar *et al.* wil be published iin DSPIN-11 Workshop Proceedings (2011).

[۹] D. de Florian *et al. Phys. Rev.* ***D80*** (2009) 034030.

تعیین ثابت پیوندی با استفاده از توزیع‌های چهار جتی در نابودی الکترون-پوزیترون با تصحیحات NLO

اکرم اعتمادی امین[1]، محمد ابراهیم زمردیان[2]، علی اکبر رجبی[3]

[1]شاهرود، دانشگاه صنعتی شاهرود

[2]مشهد، دانشگاه فردوسی مشهد

چکیده

یکی از پارامترهای بنیادی QCD اختلالی، جفت شدگی α_s است. در نابودی الکترون-پوزیترون، با استفاده از آهنگ رویدادهای چهار جتی و همچنین با بکارگیری بسط اختلالی در تقریب NLO ثابت پیوندی قوی تعیین می‌شود. همچنین محاسبه ثابت جفت شدگی در مقیاس مرجع جرم بوزون در چهار انرژی آشکارساز OPAL و محاسبه فاکتور مقیاس باز بهنجارش بهینه برای انرژی ۹۱GeV انجام گرفته‌است.

Measurement of the coupling constant by using the four jet rates in electron- positron annihilation by NLO corrections

Etemadi Amin, A[1] , Zomorrodian, M.E[2] , Rajabi, A.A[1]

(1)Shahrood Uniersity of Technology.Department of physics, 361999-5161, Iran-Shahrood

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

Abstract

This article gives results on a determination of strong coupling constant with data from electron-positron annihilation into hadrons at center-of-mass energies between 91GeV and 197GeV collected with OPAL and AMY detectors. We study the four –jet rate by using Durham algorithm resolution parameter Y_{cut} We fit the experimental data with theory ,by using (NLO) prediction and calculate α_s (Q) in each energy. Our results are consistent with the QCD theory, that is, there is a decrease in α_s (Q) by increasing the centre of mass energy. Possible explanation for these features will be given in this paper.

مقدمه

مشاهده پذیرهای سه جتی و چهار جتی در نابودی الکترون-پوزیترون یک آزمون ایده‌آل را برای مطالعه دینامیک رنگ فراهم می‌سازند، این موضوع در دو دهه گذشته به تفصیل مورد مطالعه قرار گرفته است. در اینجا سعی بر آن شده است ، ثابت پیوندی قوی برای رویدادهای چهار جتی با تقریب NLO، بدست آورده شود.

شرح

جتها بر مبنای یک الگوریتم جت تعریف می‌شوند.این الگوریتم توصیف می‌کند که چگونه می‌توان تکانه ذرات پر انرژی در یک رویداد را به یک جت تبدیل کرد. دراین مقاله محاسبه تصحیحات NLO بر آهنگ رویدادهای چهار جتی را در نابودی الکترون-پوزیترون در سطح پارتون ارائه می‌دهیم. با استفاده از الگوریتم خوشه ای DURHAM رویدادهای چهارجتی را تفکیک می‌کنیم، در این الگوریتم جرم مقیاس شده به صورت

$$Y_{ij}=\frac{m_{ij}^2}{E_{vis}^2} \quad \text{با} \quad y_{ij}=\frac{2\min(E_i^2,E_j^2)(1-\cos\theta_{ij})}{Q^2}$$

تعریف می‌شود.اگر کوچکترین مقدار Y_{cut} ازیک پارامتر Y_{ij} کمترباشد، جفت ذره متناظر با جمع چار تکانه آنها به یک خوشه تبدیل می‌شود. این فرآیند با ترکیب تمام خوشه‌ها و ذرات باقیمانده آنقدر تکرار می‌شود تا تمام مقادیر Y_{ij} از Y_{cut} بیشتر شود، خوشه‌های باقیمانده در این مرحله را جت می‌نامند. توزیع چندگانگی‌های جت که با این روش بدست می‌آیند به پارامتر Y_{cut} بستگی دارد. هر چه Y_{cut} کوچکتر باشد جت باریکتر می‌شود.[۱]

اساس کار بر این بنا نهاده شده است که به کمک روابط موجود برای تقریب NLO، در بسط اختلالی (۱)، داده‌های تجربی

و پیش بینی های نظری را با یکدیگر برازش داده و ثابت پیوندی را استخراج کرد.[۱]

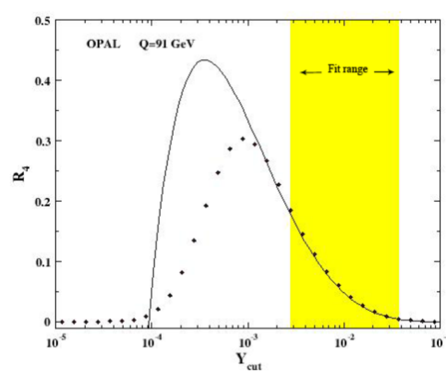
$$R_4(\mu)=\left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2\overline{B}_4(\mu)+\left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3\overline{C}_4(\mu)+o\left(\alpha_s^4\right) \quad (1)$$

یک رابطه ساده بین ضرایب C_n,B_n,A_n و ضرایب $\overline{C}_n,\overline{B}_n,\overline{A}_n$ وجود دارد[۱].در این محاسبات ضریب مقیاس باز بهنجارش x_μ برابر با یک فرض شده است ضرائب اختلالی C_4 و B_4 با استفاده از برنامه مونت کارلو Mercutio2[۲] بدست آمده اند.

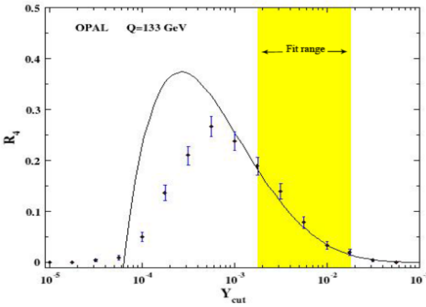
در این مقاله ثابت پیوندی برای رویدادهای چهار جتی در انرژی های ۹۱GeV،۱۳۳ GeV،۱۷۷GeV و۱۹۷GeV با استفاده از الگوریتم Durham، محاسبه شده است. برای برازش داده‌های تجربی و پیش بینی تئوری از الگوریتم قدرتمند ژنتیک[۳] استفاده شده است.شکل‌های (۱) تا (۴) فرآیند برازش به همراه محدوده برازش را نشان می‌دهند و نتایج حاصله در جدول (۱) درج شده‌اند. در شکل (۵) مقایسه ای بین مقادیر بدست آمده را با مقدار جهانی $\alpha_s(M_z)$ را نشان می‌دهد.[۴]

جدول (۱): مقادیر ثابت پیوندی در انرژی‌های مختلف برای رویدادهای چهارجتی

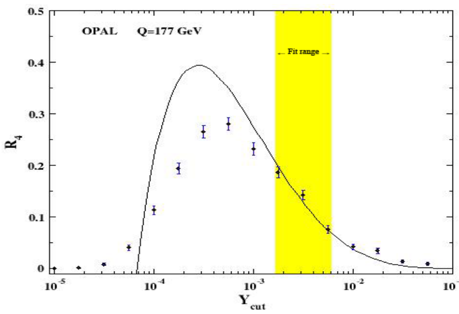
خطای مقیاسی	ثابت پیوندی قوی (α_s)	انرژی مرکز جرم (E_{cm})
۰/۰۰۶۱	۰/۱۲۰۳	۹۱GeV
۰/۰۰۶۳	۰/۱۰۳۶	۱۳۳GeV
۰/۰۰۵۷	۰/۱۰۷۰	۱۷۷GeV
۰/۰۰۵۷	۰/۱۰۶۵	۱۹۷GeV



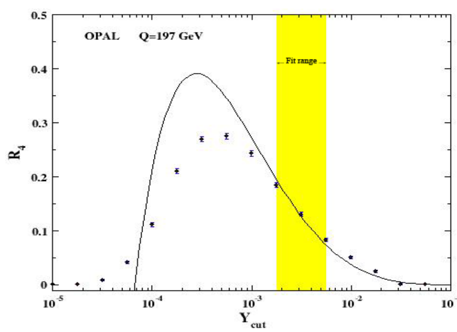
شکل(۱): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد چهارجتی در انرژی ۹۱GeV



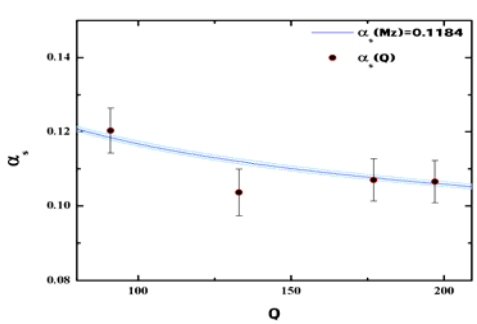
شکل (۲): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد چهارجتی در انرژی ۱۳۳GeV



شکل(۳): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد چهارجتی در انرژی ۱۷۷GeV



شکل(۴): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد چهارجتی در انرژی ۱۹۷GeV



شکل(۵): مقایسه مقدار $\alpha_s(Q)$ با مقدار جهانی

$\alpha_s(M_z) = 0.1184 \pm 0.0007$

در ادامه با استفاده از معادله گروه باز بهنجارش (۲) تا مرتبه دوم، $\alpha_s(M_z)$ برای رویدادهای چهارجتی با روش زیر بدست آورده شده است

۱) تعیین ثابت Λ: ابتدا در رابطه با استفاده از ثابت پیوندی در انرژی‌های مختلف ثابت Λ بدست آورده می‌شود.

۲) بعد از محاسبه Λ با استفاده از همان معادله می‌توان مقدار $\alpha_s(M_z)$ را در $M_z = 91.187$ محاسبه کرد.[۵]

$$\alpha_s\left(Q^۲\right)=\frac{۱}{\beta_o L}-\frac{b_۱ \ln L}{(\beta_o L)^۲}+\frac{۱}{\left(\beta_o L\right)^۳}\left[b_۱^۲\left(\ln^۲ L-\ln L-۱\right)+b_۲\right] \quad (۲)$$

$$\left[b_۱^۳\left(-\ln^۲ L-\frac{۵}{۲}\ln^۲ L+۲\ln L-\frac{۱}{۲}\right)-۳b_۱b_۲\ln L+\frac{b_۳}{۲}\right]$$

نتایج حاصله در جدول (۲) درج شده‌اند.

جدول (۲) : مقادیر ثابت پیوندی در مقیاس جرم بوزون(Z^0) با ثابت Λ مربوطه

E_{cm}	۹۱GeV	۱۳۳GeV	۱۷۷ GeV	۱۹۷ GeV
Λ	GeV۰.۲۷۰۴	GeV۰.۲۲۵۲	۰.۲۸۲۳ GeV	۰.۲۹۴۳ GeV
$\alpha_s(M_z)$	۰.۱۲۰۲	۰.۱۱۱۵	۰.۱۱۸۲	۰.۱۲۰۹

برای بدست آوردن $\alpha_s(M_z)$ میانگین روی تمام نقاط انرژی برازش انجام می‌شود. در این مرحله در بسط اختلالی NLO، بجای پارامتر α_s باید از رابطه (۳) که مربوط به تقریب مرتبه دوم α_s است استفاده شود.[۶]

$$\alpha_s(\mu)=\frac{\alpha_s(\mu)}{w}(۱-\frac{\alpha_s(M_z)}{\pi}\frac{\beta_۱\ln(w)}{\beta_۰ w}) \quad (۳)$$

$$w=۱-\beta_۰\frac{\alpha_s(M_z)}{\pi}\ln(\frac{M_z}{\mu})$$

جائیکه:

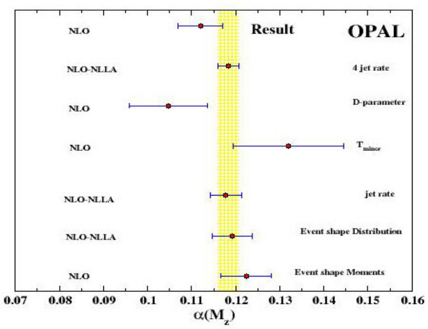
$$\beta_۰=\frac{۱}{۲}(\frac{۱۱}{۳}C_A-\frac{۲}{۳}N_f)$$

$$\beta_۱=\frac{۱}{۴}(\frac{۱۷}{۳}C_A^۲-\left(\frac{۵}{۳}C_A+C_F\right)N_f)$$

نتیجه ای در این مرحله بدست می‌آید بعنوان مقدار میانگین نامبرده می‌شود که مقدار حاصله برابر است با $\alpha_s(M_z)=0.1138\pm0.0059$، که خطای مزبور مربوط به خطای سیستماتیک می‌باشد. این مقدار در شکل (۶) نمایش داده شده است وهمانطور که ملاحظه می‌شود نتیجه حاصله سازگاری زیادی با نتایج بدست آمده در سال‌های اخیر را دارد.

نتیجه گیری

در مقاله مقدار ثابت جفت‌شدگی قوی در انرژی‌های مختلف آشکارساز OPAL، و با استفاده از رویدادهای چهار جتی در نابودی الکترون-پوزیترون محاسبه شده است. برای محاسبه ثابت پیوندی رویدادهای چهارجتی تا مرتبه NLO که محاسبات آن تا کنون قابل دسترس است، استفاده گردیده است.



شکل (۶) : مقایسه. $\alpha_s(M_z)$ بدست آمده با نتایج سال‌های اخیر آشکارساز OPAL [۷]

عمده محاسبات این مقاله بر مبنای الگوریتم DURHAM انجام شده است

سپاسگزاری

با سپاس فراوان از گروه تحقیقاتی آشکارساز OPAL که با در اختیار گذاشتن داده ها و اطلاعات لازم ما را در انجام این مقاله یاری کردن.

مراجع

[۱] G. Abbiendi, C. Ainsley, G. Alexander, G. Anagnostou, and K.J. Anderson, "Measurement of the strong coupling α S from four-jet observables in e + e − annihilation," *European Physical Journal C*, vol. 307, 2006, pp. 295-307.

[۲] S. Weinzierl, "Jet algorithms in electron-positron annihilation : Perturbative higher order predictions," *arXiv:1011.6247v1*, 2010.

[۳] S. Weinzierl, "Event shapes and jet rates in electron-positron annihilation at NNLO," *arXiv:0904.1077v1*, 2009, pp. 1-54.

[۴] a G.-D. Ridder, T. Gehrmann, E.W.N. Glover, and G. Heinrich, “NNLO moments of event shapes in e + e − annihilation,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 2009, May. 2009, pp. 106-106.
[۵] A.G.-de Ridder, T. Gehrmann, E.W.N. Glover, and G. Heinrich, “Second-order QCD corrections to the thrust distribution,” *Work*, Jul. 2007, p. 4.
[۶] S. Weinzierl, “Next-to-Next-to-Leading Order Corrections to Three-Jet Observables in Electron-Positron Annihilation,” *Physical Review Letters*, vol. 101, Oct. 2008, pp. 12-15.
[۷] G. Gehrmann-De Ridder, A. and Gehrmann, T. and Glover, E. W. N. and Heinrich, “Jet Rates in Electron-Positron Annihilation at $O(\alpha{}_{s}^{3})$ in QCD,” *Phys.Rev.Lett*, vol. 100, 2008, p. 172001.
[۸] S. Weinzierl, StefanWeinzierl, “Moments of event shapes in electron-positron annihilation at next-to-next-to-leading order,” *Physical Review D*, vol. 80, 2009, p. 094018.
[۹] S. et al Catani, “No Title,” *Phys.Lett.B*, vol. 269, 1991.
[۱۰] S. Moretti and L. L, “New and Old Jet Clustering Algorithms for Electron-Positron Events,” *hep-ph/9804296*, 1998.
[۱۱] Stirling.W.J, ““Hard QCD working group-theory summary,” *J.phys*, vol. G17, 1991, p. 1567.
[۱۲] M.A. Surguladze, Levan R. and Samuel, “Total hadronic cross section in $e^{+}$$e^{-}$ annihilation at the four-loop level of perturbative QCD,” *Phys.Rev.Lett*, vol. 66, 1991, p. 560.
[۱۳] S.G. Gorishny, A.L. Kataev, and S.A. Larin, “The O ([alpha]S3) corrections to [sigma]tot (e+e- --> hadrons) and [Gamma] ([tau]- --> [nu][tau] + hadrons) in QCD,” *Phys.Lett.B*, vol. 259, 1991, p. 144.
[۱۴] A. Hassannia, A. Darabi, and M. Alshamali, “Estimation of Dynamic Parameters of a Synchronous Generator using Genetic Algorithm,” *IEEJ Transactions on Electrical and Electronic Engineering*, vol. 4, Sep. 2009, pp. 668-673.
[۱۵] G. Abbiendi, with The OPAL Collaboration, “Determination of alpha_s using Jet Rates at LEP with the OPAL detector,” *Eur.Phys.J .C*, vol. 45, Jul. 2005, pp. 547-567.
[۱۶] S. Bethke, “The 2009 World Average of α_s,” *Energy physics*, Aug. 2009, p. 14.

معادله میدان ذرات با اسپین نیم صحیح دلخواه

برادران، مرضیه؛ علیزاده، زینب؛ پناهی، حسین

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گیلان

چکیده

در این کار، فرمیون های با اسپین نیم صحیح دلخواه مورد بررسی قرار گرفته اند و معادلات میدان توصیف کننده این ذرات، موسوم به معادلات راریتا-شوینگر از طریق معادلات برگمن-ویگنر محاسبه شده اند.

Field equation of Particles with Arbitrary Half-Integral Spin

Baradaran, Marzieh[1]; Alizadeh, Zeinab[2]; Panahi, Hossein[3]

[1,2,3]*Department of Physics, Faculty of sciences, University of Guilan*

Abstract

In this work, the fermions of arbitrary half-integral spin are consideredand the field equations that describe this particles which are known as Rarita-Schwinger equations are determined by using the Bargmann-Wigner equations.

PACS No. 11.80.Cr;11.15.Tk;03.70. +k.

مقدمه

در نظریه میدان های کوانتومی، معادلات میدان توصیف کننده ذرات با اسپیین صفر، اسپین ۱/۲ و اسپین ۱ که از ابزار های نیرومند در توصیف پدیده های کوانتومی و کاربردهای آنها می باشند، بسیار مورد بررسی قرار گرفته اند [۳,۲,۱]. تعمیم و بسط میدان‌های فوق به نظریه جامعی که در برگیرنده تمام ذرات با اسپین دلخواه باشد، در تئوری و کاربرد از اهمیت بسیاری برخوردار است.

از دیدگاه تئوری، چنین نظریه ای تکمیل کننده آمار فرمی-دیراک و بوز-انیشتین خواهد بود. روشهای متفاوتی برای یافتن شکل کلی معادلات میدان برای اسپین دلخواه به کار برده شده است [۶,۵,۴]. در مرجع [۷] ، شکل کلی معادله میدان ذرات با اسپین دلخواه صحیح و نیم صحیح به طور کامل مورد بررسی قرار گرفته است.

هدف ما در این کار به دست آوردن معادله میدان ذرات با اسپین نیم صحیح دلخواه است. در مکانیک کوانتومی نسبیتی، ذرات با اسپین نیم صحیح ۱/۲ از معادله دیراک پیروی می کنند.معادله کلی توصیف کننده ذرات با اسپین نیم صحیح دلخواه بزرگتر از ۱/۲، برای اولین بار توسط راریتا و شوینگر مطرح شد [٦] . پس از آنها، مولدائر و کیس با استفاده از نظریه دیراک-پائولی-فرز به نتایج جالبی در این کار رسیدند [۹,۸,۵,٤]. ما در این مقاله مطابق روش به کار رفته در مراجع [۱۱,۷]، با استفاده از معادلات برگمن-ویگنر [۱۰]، معادله میدان برای اسپین ۱/۲، ۳/۲، ۵/۲ و سپس تعمیم آن برای مقادیر بالاتر یعنی $n+\frac{1}{2}, \quad n=1,2,...$ را به دست می آوریم.

میدان دیراک برای توصیف ذرات با اسپین ۱/۲

می دانیم که ذرات با اسپین ۱/۲، از معادله میدان شناخته شده دیراک پیروی می کنند. دیراک معادله خویش را به فرم معادله

شرودینگر و با مشتقات فضایی و زمانی مرتبه اول به صورت زیر در نظر گرفت[۱۱]:

$$(i\hbar c\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - m_{\circ}c^{2})\Psi(x,t) = 0 \qquad (۱)$$

معادله دیراک در واقع معادله ای برای محاسبه تابع موج ذرات با اسپین ۱/۲ مانند الکترونها در مکانیک کوانتومی نسبیتی است که شامل قوانین و اصول مربوط به نظریه کوانتومی در نسبیت خاص است. این معادله توانست وجود پادذره ها را قبل از کشف آنها پیشگویی کرده و مقدار صحیح نسبت ژیرومغناطیسی $g_s = 2$ را نیز ارائه دهد. با فرض $\hbar = c = 1$ و نیز تعریف $\gamma^{\mu}\partial_{\mu} = \not\partial$ ، رابطه (۱) به صورت زیر در می آید:

$$(\not\partial + m)\Psi(x) = 0 \qquad (۲)$$

رابطه فوق، معادله برگمن–ویگنر نامیده می شود [۱۰]. در این معادلات تابع Ψ برای اسپین نیم صحیح دلخواه ، به صورت مولتی اسپینور و دارای اندیس می باشد. در مورد اسپین ۱/۲ یعنی معادله دیراک، تابع موج دارای یک اندیس و به صورت $\Psi(x) = \Psi_{\alpha}(x)$ است. برای اسپین ۳/۲، دارای سه اندیس به صورت $\Psi(x) = \Psi_{\alpha\beta\gamma}(x)$ و برای ۵/۲ دارای پنج اندیس به صورت $\Psi(x) = \Psi_{\beta\gamma\rho\tau\alpha}(x)$ است.

معادله میدان ذرات با اسپین ۳/۲

در این مورد ، تابع Ψ در معادله برگمن–ویگنر، مولتی اسپینور مرتبه ۳ و به صورت $\Psi(x) = \Psi_{\beta\gamma\rho\tau\alpha}(x)$ می باشد و در نتیجه سه معادله حرکت کاملا متقارن را به صورت زیر داریم[*7,10*]:

$$(\not\partial + m)_{\alpha\alpha'}\Psi_{\alpha'\beta\rho}(x) = 0 \qquad (۳)$$

$$(\not\partial + m)_{\beta\beta'}\Psi_{\alpha\beta'\rho}(x) = 0 \qquad (۴)$$

$$(\not\partial + m)_{\gamma\gamma'}\Psi_{\alpha\beta\rho'}(x) = 0 \qquad (۵)$$

حال مولتی اسپینور مرتبه ۳ را به صورت ماتریس متقارن زیر پیشنهاد می دهیم.

$$\Psi_{\alpha\beta\gamma}(x) = (im\gamma_{\nu}C + \sigma_{\mu\nu}C\partial_{\mu})_{\alpha\beta}\Psi^{\nu}_{\rho}(x), \qquad (۶)$$

که در آن $C = \gamma_2\gamma_4$ عملگر بار مزدوج ، $\gamma_\nu C$ و $\sigma_{\mu\nu}C$ ماتریس هایی متقارن و Ψ^{ν} میدان های اسپینوری هستند. بنابراین مولتی اسپینور فوق، نسبت به اندیس های α,β,ρ ،تانسوری متقارن است. هدف ما یافتن معادلات حاکم بر میدان های اسپینوری Ψ^{ν} در رابطه (۶) می باشد.

از جاگذاری رابطه (۶)در معادله برگمن–ویگنر $(\not\partial + m)\Psi(x) = 0$ خواهیم داشت:

$$\begin{aligned}&[im(\gamma_{\nu}C)\ (\not\partial + m) + \\ &(\sigma_{\mu\nu}C)\partial_{\mu}(\not\partial + m)]\Psi^{\nu}(x) = 0\end{aligned} \qquad (۷)$$

و از خاصیت استقلال ماتریس های γ به دست می آید:

$$(\not\partial + m)\Psi^{\nu}(x) = 0 \qquad (۸)$$

رابطه (۶) را از سمت راست در ماتریس های پاد متقارن $(C^{-1})_{\beta\rho}$ و $i(C^{-1}\gamma_5)_{\beta\rho}$ضرب ماتریسی می کنیم و از آنجایی که حاصل ضرب ماتریس متقارن در پادمتقارن روی اندیس های مشترک صفر است، به ترتیب روابط زیر به دست می آیند:

$$[im\gamma_{\nu} + \sigma_{\mu\nu}]\Psi^{\nu}(x) = 0, \qquad (۹)$$

$$[-im\gamma_{\nu} + \sigma_{\mu\nu}\partial_{\mu}]\Psi^{\nu}(x) = 0, \qquad (۱۰)$$

روابط فوق را یکبار جمع و یکبار تفریق می کنیم، روابط زیر برای میدان های اسپینوری Ψ^{ν}حاصل می شوند:

$$\partial_{\mu}\Psi^{\nu}(x) = 0 \rightarrow \quad \partial_{\nu}\Psi^{\nu} = 0 \qquad (۱۱)$$

$$\gamma_{\nu}\Psi^{\nu}(x) = 0, \qquad (۱۲)$$

بنابراین میدان های اسپینوری که در روابط فوق صدق می کنند به همراه معادله (۶)، میدان توصیف کننده ذرات با اسپین ۳/۲ می باشند.

معادله میدان ذرات با اسپین ۵/۲

در این مورد ، تابع Ψ در معادله برگمن–ویگنر، مولتی اسپینور مرتبه ۵ و به صورت $\Psi(x) = \Psi_{\alpha\beta\delta\tau\rho}(x)$ می باشد و در نتیجه ۵ معادله حرکت کاملا متقارن را به صورت زیر داریم [۳] :

$$(\not\partial + m)_{\alpha\alpha'}\Psi_{\alpha'\beta\delta\tau\rho}(x) = 0 \qquad (۱۳)$$

$$(\not\partial + m)_{\beta\beta'}\Psi_{\alpha\beta'\delta\tau\rho}(x) = 0 \qquad (۱۴)$$

$$(\not\partial + m)_{\delta\delta'}\Psi_{\alpha\beta\delta'\tau\rho}(x) = 0 \qquad (۱۵)$$

$$(\not\partial + m)_{\tau\tau'}\Psi_{\alpha\beta\delta\tau'\rho}(x) = 0 \qquad (۱۶)$$

$$(\not\partial + m)_{\rho\rho'}\Psi_{\alpha\beta\delta\tau\rho'}(x) = 0 \qquad (۱۷)$$

مولتی اسپینور مرتبه پنج $\Psi(x)=\Psi_{\beta\gamma\rho\tau\alpha}(x)$ را به روشی که در ادامه می آید از رابطه اسپینوری اسپین ۳/۲ به دست می آوریم:

$$S=\frac{3}{2} \quad\rightarrow\quad \Psi_{\alpha\beta\gamma}(x)=(im\gamma_\nu C+\sigma_{\mu\nu}C\partial_\mu)_{\alpha\beta}\Psi^\nu_\rho(x), \quad (۱۸)$$

$$S=\frac{5}{2}\rightarrow \Psi_{\alpha\beta\delta\tau\rho}(x)=(im\gamma_\nu C+\sigma_{\mu\nu}C\partial_\mu)_{\alpha\beta}\Psi^\nu_{\delta\tau\rho}(x), \quad (۱۹)$$

حال باید مولتی اسپینور $\Psi_{\delta\tau\rho}{}^{\nu}$ را بیابیم. برای اینکار به صورت زیر عمل می کنیم. رابطه (۱۹) را به ترتیب در روابط (۱۵) و (۱۶) جاگذاری می کنیم،پس از انجام محاسبات ریاضی خواهیم داشت:

$$(\not\partial + m)_{\delta\delta'}\Psi^\nu_{\delta\tau\rho}(x)=0 \quad (۲۰)$$

$$(\not\partial + m)_{\tau\tau'}\Psi^\nu_{\delta\tau'\rho}(x)=0 \quad (۲۱)$$

با توجه به روابط فوق ، می توانیم مولتی اسپینور $\Psi_{\delta\tau\rho}{}^{\nu}$ را به صورت زیر تعریف کنیم:

$$\Psi^\nu_{\delta\tau\rho}(x)=(im\gamma_{\nu'}C+\sigma_{\mu'\nu'}C\partial_{\mu'})_{\delta\tau}\Psi^{\nu\nu'}_\rho(x), \quad (۲۲)$$

حال رابطه فوق را در رابطه (۱۹) جاگذاری می کنیم، مولتی اسپینور مرتبه ۵ به صورت زیر به دست می آید:

$$\Psi_{\alpha\beta\delta\tau\rho}(x)= (im\gamma_{\nu_1}C+\sigma_{\mu_1\nu_1}C\partial_{\mu_1})_{\alpha\beta}(im\gamma_{\nu_2}C+\sigma_{\mu_2\nu_2}C\partial_{\mu_2})_{\delta\tau}\Psi^{\nu_1\nu_2}_\rho(x), \quad (۲۳)$$

لازم به ذکر است که برای روشن شدن روند تعمیم با اسپین های بالاتر در رابطه فوق ν,ν' را با ν_1,ν_2 جایگزین کرده ایم. از آنجاییکه رابطه (۲۳) در رابطه (۱۷) صدق می کند، بنا بر این خواهیم داشت:

$$(\not\partial + m)_{\rho\rho'}\Psi_{\alpha\beta\delta\rho'\tau}(x)=0 \quad (۲۴)$$

نیز با استفاده از خاصیت استقلال ماتریس های γ خواهیم داشت:

$$(\not\partial + m)_{\rho\rho'}\Psi_{\rho'}{}^{\nu_1\nu_2}(x)=0 \quad (۲۵)$$

با توجه به اینکه $\gamma_\nu C$ و $\sigma_{\mu\nu}C$ در رابطه (۲۳) ماتریس های متقارن هستند، بنابر این رابطه فوق نسبت به اندیس های α,β,δ,τ متقارن است. برای یافتن روابط حاکم بر میدان های اسپینوری $\Psi^{\nu_1\nu_2}$ در مسئله اسپین ۵/۲، مشابه با حالت اسپین ۳/۲، ماتریس متقارن رابطه (۲۳) را از سمت راست در ماتریس های پادمتقارن $(C^{-1})_{\beta\rho(\tau\rho)}$ و $i(C^{-1}\gamma_5)_{\beta\rho(\tau\rho)}$ ضرب می کنیم. همان طور که قبلا ذکر شد، حاصل ضرب ماتریس متقارن در ماتریس پاد متقارن روی اندیس های مشترک صفر است.با انجام اندکی محاسبات ریاضی، رابطه زیر با ضرب روی اندیس های مشترک $\tau\rho$ به دست می آید:

$$\begin{cases}(im\gamma_{\nu_2}+\sigma_{\mu_2\nu_2}\partial_{\mu_2})\Psi^{\nu_1\nu_2}=0,\\(-im\gamma_{\nu_2}+\sigma_{\mu_2\nu_2}\partial_{\mu_2})\Psi^{\nu_1\nu_2}=0,\end{cases} \quad (۲۶)$$

در انجام محاسبات فوق، از روابط زیر استفاده کرده ایم:

$$\left[\gamma^\mu,\gamma^5\right]_+=0,\qquad \left(\gamma^5\right)^2=I.$$

روابط (۲۶) را یکبار جمع و یکبار تفریق می کنیم. روابط زیر حاصل می شوند:

$$\partial_{\mu_2}\Psi^{\nu_1\nu_2}(x)=0\rightarrow\quad \partial_{\nu_1}\Psi^{\nu_1\nu_2}=0 \quad (۲۷)$$

$$\gamma_{.\nu_2}\Psi^{\nu_1\nu_2}(x)=0, \quad (۲۸)$$

به طریق مشابه با ضرب روی اندیس های مشترک $\beta\rho$ خواهیم داشت:

$$\begin{cases}(im\gamma_{\nu_1}+\sigma_{\mu_1\nu_1}\partial_{\mu_1})\Psi^{\nu_1\nu_2}=0,\\(-im\gamma_{\nu_1}+\sigma_{\mu_1\nu_1}\partial_{\mu_1})\Psi^{\nu_1\nu_2}=0,\end{cases} \quad (۲۹)$$

که پس از یکبار جمع و تفریق آنها خواهیم داشت :

$$\partial_{\mu_1}\Psi^{\nu_1\nu_2}(x)=0\rightarrow\quad \partial_{\nu_1}\Psi^{\nu_1\nu_2}=0 \quad (۳۰)$$

$$\gamma_{.\nu_1}\Psi^{\nu_1\nu_2}(x)=0, \quad (۳۱)$$

در نتیجه رابطه اسپینور (۲۳) با در نظر گرفتن روابط (۳۰) و (۳۱)برای میدان های اسپینوری $\Psi^{\nu_1\nu_2}$، معادله میدان توصیف کننده ذرات با اسپین ۵/۲ می باشد.

معادله میدان ذرات با اسپین $n+\frac{1}{2}$

با توجه به بخش های قبل، دیده می شود که در مورد اسپین دلخواه $s=n+\frac{1}{2}$ که $n=1,2,3,...$ می باشد، تعداد $2n+1$ معادله برگمن-ویگنر به صورت زیر داریم:

$$\begin{aligned}&(\not\partial + m)_{\beta_1\beta_1'}\Psi_{\alpha_1\beta_1'\alpha_2\beta_2...\alpha_n\beta_n\rho}(x)=0,\\&\vdots\\&(\not\partial + m)_{\rho\rho'}\Psi_{\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2...\alpha_n\beta_n\rho'}(x)=0.\end{aligned} \quad (۳۲)$$

که در آن، $\Psi_{\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2...\alpha_n\beta_n\rho}(x)$ مولتی اسپینور از مرتبه $2n+1$ می باشد که از تعمیم مولتی اسپینورهای اسپین ۳/۲ و اسپین ۵/۲ به صورت زیر به دست می آید:

$$\Psi_{\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2\ldots\alpha_n\beta_n\rho}(x) = \prod_{j=1}^{n}(im\gamma_{\nu j}C+\sigma_{\mu_j\nu_j}C\partial_{\mu_j})_{\alpha_j\beta_j}\Psi_{\rho}^{\nu_1\nu_2\ldots\nu_n}, \quad (۳۳)$$

که در آن $\Psi_{\rho}^{\nu_1\nu_2\ldots\nu_n}(x)$ میدان های اسپینوری مرتبه n می باشند. با جای گذاری معادله فوق در معادله برگمن-ویگنر $(\not\partial+m)\,\Psi_{\alpha_1\beta_1\alpha_2\beta_2\ldots\alpha_n\beta\,\rho}(x)=0$ و استفاده از خاصیت استقلال ماتریس های γخواهیم داشت:

$$(\not\partial+m)\,\Psi_{\rho'}^{\nu_1\nu_2\ldots\nu_n}(x)=0 \quad (۳۴)$$

روابط حاکم بر میدان های اسپینوری نیز از تعمیم نتایج بخش های قبل به صورت زیر خواهند بود:

$$\partial_{\nu_i}\Psi^{\nu_1\nu_2\ldots\nu_n}=0 \quad , \quad i=1,2,\ldots,n \quad (۳۵)$$

$$\gamma_{.\nu_i}\Psi^{\nu_1\nu_2\ldots\nu_n}(x)=0,$$

بنابراین رابطه (۳۳) با در نظر گرفتن روابط فوق برای میدان های اسپینوری $\Psi_{\rho}^{\nu_1\nu_2\ldots\nu_n}(x)$، معادله میدان توصیف کننده ذرات با اسپین نیم صحیح دلخواه می باشد.

نتیجه گیری

در این کار، فرمیون های با اسپین نیم صحیح دلخواه مورد بررسی قرار داده شدند و معادلات میدان توصیف کننده این ذرات، موسوم به معادلات راریتا-شوینگر از طریق معادلات برگمن-ویگنر، با یافتن روابط حاکم برمیدان های اسپینوری در هر حالت محاسبه گردیدند.

مرجع ها

[1] S. U. Chung, CERN Report, CERN (1971) 71.
[2]W. Frank, Rev. Mod. Phys. 71 (1999) S85.
[3]F. Mandl and G. Shaw, QUANTUM FIELD THEORY, (John Wiley & Sons, 1984).
[4]P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A155 (1936) 447.
[5]M. Fierz, Helv. Phys. Acta 12(1939) 3.
[6]W. Rarita and and J. Schwinger, Phys. Rev. 60 (1941) 61.
[7]H. Shi-Zhong, R. Tu-Nan, W. Ning, Z. Zhi-Peng, Comm.. Theor. Phys. (Beijing, China) Vol. 37 (2002) pp 63-74
[8]M. Fierz and W. Pauli, Proc. Roy. Soc. A137 (1939) 211.
[9] P. A. Moldauer and K. M. Case, Phys. Rev. 102 (1956) 279.
[10] V. Bargmann and E. P. Wigner, Proc. Nat. Acad. Sci. (USA) 34 (1948) 211.
[11]Greiner. W, Relativistic Quantum Mechanics, (Springer-Verlag, Berlin, 1981)

بررسی سیستم های قیدی برای کوارکونیوم بوسیله یک پتانسیل کلی و محاسبه تابع موج در مبداء

برون، غلامرضا[۱]؛ عبدالمالکی، حامد[۲]

[۱] گروه فیزیک، دانشگاه رازی، کرمانشاه

[۲] باشگاه پژوهشگران جوان ، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تویسرکان ، تویسرکان

چکیده

در این مقاله سیستم های قیدی شامل کوارکهای سنگین b و c مورد مطالعه قرار گرفته است. وبه کمک روش وردشی بیان شده است که معادله شرودینگرتوصیف بسیار خوبی برای سیستم های شامل کوارکهای سنگین بیان می دارد. با ارائه پتانسیلی کلی به شکل $V(r)=k(\sqrt{r}+\frac{\alpha}{r})$ توانستیم نتایج بدست امده را باسایر مدلها (Cornell , martin , logarithmic , Lichtenberg,...) مورد مقایسه قرار داده و به کمک حل دقیق معادله شرو دینگر تابع موج در مبداء و مقادیر چشمداشتی <1/r>, <r> را برای این مزونهای سنگین محاسبه کنیم

Investigate of Binding Systems for Quarkonium by a Global Potential and the Wave Function at the Origin

Boroun, Golamreza [1]; Abdolmalki, Hamed[2]

[1] Department of Physics, razi University, Kermanshah 67149
[2] Azad University, Toyserkan branch, Young researchers club, Iran

Abstract

In this paper, we investigate binding systems for heavy quarks b and c. using the varitional method, Very good description of the Schrödinger equation for systems containing heavy quarkonium is expressed. we presented a global potential in the form of $V(r)=k(\sqrt{r}+\frac{\alpha}{r})$ *and show that obtained results of this global potential comparable with other potentials model (Logarithmic- Martin- Cornell- Lichtenberg) ,and employ exact solutions of the Schrödinger equation to calculated of the WFO and exact values of <r> and <1/r> of the massive mesons.*

Key word: wfo, global potential

PACS No.: 12, 13

مقدمه

امروزه سیستم های شامل کوارکهای سنگین نقش بسیار مهمی در فیزیک ذرات بنیادی ایفا می کنند..[۱].روشهای مکانیک کوانتومی غیر نسبیتی موفقیتهای بسیار خوبی در نواحی انرژی پایین دارند. اخیرا" فرصتهای خوبی برای به کار بردن روشهای غیر نسبیتی برای حالتهای مقید در فیزیک انرژی بالا باز شده است که منجر به کشف مزونهایی با طعم سنگین $\Psi\,(3GeV/C^2)$ و $\Upsilon\,(10GeV/C^2)$ شده است. بنابراین بررسی معادله شرودینگر برای مطالعه تولید هادرونهای سنگین بسیار مهم است[۲]. تابع موج در مبداء نقش مهمی در ارزیابی تولید و دامنه پراکندگی کوارکونیوم و همچنین پدیده ترکش مزونهای سنگین ایفا می کند[۳و۴]. به کمک روش وردشی می توان ویژه توابع انرژی مراتب بالای سیستم هایی که هامیلتونی معین ولی دارای ویژه مقادیر نامعین می باشند را محاسبه کرد. اما کاربرد مخصوص آن در بررسی حالت پایه است. بنابراین روش وردشی، روشی مناسب برای تخمین انرژی حالت پایه و بدنبال آن تابع موج در مبداء می باشد[۵]

روش وردشی

در محاسبات مربوط به روش وردشی تلاش بر حل مساله ویژه مقداری نمی باشد[۵].

$$H|\psi\rangle = (-\frac{1}{2\mu}\Delta + V(r))|\psi\rangle = E|\psi\rangle$$
$$E(\psi) = \frac{\langle\psi|H|\psi\rangle}{\langle\psi|\psi\rangle} = \langle H\rangle \quad (۱)$$

در رابطه بالا اگر $\langle\psi|$ به عامل α وابسته باشد، $E(\psi)$ نیز به این عامل وابسته است. حال با کمک رابطه (۱)، E را محاسبه کرده وبعد از مینیمم سازی و حل، بر حسب توابع وردشی، مقدار α_i را بدست میآوریم.

$$\partial E / \partial\alpha = ۰ \quad (۲)$$

که در آن α_i توابع وردشی سیستم می باشند. با قرار دادن α_i ((توابع وردشی)) در تابع موج اولیه، توابع موج در مبداء و بدنبال آن مقادیر چشمداشتی انرزی، $\langle r\rangle$ و $\langle 1/r\rangle$ را بدست آورد.

جدولها ، شکلها و روابط ریاضی

همواره برای هر سیستم فیزیکی می توان هامیتونی را به صورت زیر نوشت:

$$\langle H\rangle = \langle T\rangle + \langle V\rangle \quad (1)$$

پس قدم اول محاسبه $\langle V\rangle$ و $\langle T\rangle$ و می باشد. برای این منظور باید یک تابع موجی متناسب با شرایط مساله تعریف کنیم. تابع موج انتخوابی ما به صورت زیر است[۶].

$$\psi_{trial} = Ne^{-ar^b} \quad (۴)$$

در اینجا N ثابت نرمالیزه که توسط شرط نرمالیزه محاسبه می گردد و "a" تابع وردشی و "b" ثابتی است که شکل مساله بستگی دارد. که در حالتهای حدی به فرم های معروف زیر مبدل میگردد.

b=1 تابع موج اتم هیدوژن گونه را نتیجه می دهد.

b=2 تابع موج نوسانگر هارمونیک را نتیجه می دهد.

b=4/3 تابع موج مورد استفاده توسط Yi Bing Ding et al [۶]

b=3/2 تابع موج مورد استفاده توسط Gupta et al [۷]

قدم بعدی انتخاب پتانسیل مناسبی است که برای برهمکنش های قوی مورد استفاده قرار می گیرد. پتانسیل مورد استفاده در این کار در حالتهای حدی به پتانسیل های (Cornell , martin , logarithmic , Lichtenberg,…) مبدل می گردد.و شکل کلی آن به صورت زیر است.

$$V(r) = -ar^{-\alpha} + br^{\beta} + C \quad (۵)$$

که با تعیین α, β ، به مدلهای پتانسیلی زیر تبدیل می گردد.

α=β=1 Cornell potential model [8]
α=β=0.75 Lichtenbergpotential model [9]
α=β=0.5 Song-Liupotential model [10]
α=β → 0 Logarithmic potential model [11]
α=0,β=0.1 Martin potential model [12]

با کمک داده های آزمایشی می توان ثابتها را به ترتیب زیر بدست آورد و شکل کلی زیر را برای این پتانسیل نوشت [۱۳].

$$V(r) = k(\sqrt{r} + \frac{\alpha}{r}) + c \quad (۶)$$
$$k = 070585, \alpha = 0.46122, \alpha = 0.46122$$

در اینجا r^{-1} , $V(r)$ بر حسب GeV می باشند. در این مدل پتانسیلی $m_b = 4.80303$, $m_c = 1.3959$ می باشند.

مقدار چشمداشتی انرژی پتانسیل برحسب کمیتهای a , b و به صورت زیر محاسبه می گردد.

$$\langle V\rangle = 4\pi\int_0^\infty r^2 e^{-2ar^b}\left[k(\sqrt{r} + \frac{\alpha}{r}) + c\right]dr$$
$$= 5.5979a^{9/4}k(\frac{0.177132}{a^{21/8}} - \frac{0.234996\alpha}{a^{3/2}}) + c \quad (۷)$$

و همچنین در مورد مقدار چشمداشتی انرژی جنبشی ، که مستقل از مدل پتانسیلی است، داریم:

$$\langle T\rangle = \frac{-4\pi n^2}{2\mu}\int_0^\infty r^2 e^{-2ar^b}(2/r\, d/dr + d^2/dr^2)e^{-2ar^b}dr$$
$$= 0.052a^{2/b}(1+b)e^{1.39/b}\,\Gamma(1/b)/\Gamma(3/b) \quad (۷)$$

در روابط بالا از $\hbar = c = 1$ و $\Gamma(1+\alpha) = \alpha\Gamma(\alpha)$ استفاده شده است.با قرار دادن $\langle T\rangle$ $\langle V\rangle$ از روابط (۷) و (۸) در رابطه(۳) و منیمم سازی و حل آن بر حسب توابع وردشی و استفاده از شرط بهنجارش می توان شکل تابع موج را تعیین کرد.

$$\int\psi^*\psi\, d^3r = 1 \quad \Rightarrow N = \left(\frac{b(2a)^{3/b}}{4\pi\Gamma(3/b)}\right)^{1/2} \quad (۹)$$

بنا براین ثابت نرمالیزه برای تابع موج دلخواه بر حسب a و b برای پتانسیل دلخواه بدست می آید. می توان با جایگذاری مقادیر a (تابع وردشی)، تابع موج در مبداء را برحسب b بدست آورد.

$$\psi_{trial} = Ne^{-ar^b} \Rightarrow |\psi(0)|^2 = N^2 = WFO \quad (۱۰)$$

نتایج بدست آمده از تابع موج انتخابی برای پتانسیل دلخواه V(r) برای سیستم های شامل کوارکهای سنگین $b\bar{b}, c\bar{c}, b\bar{c}$ در مقابل سایر مدلها به

طور همزمان در جداول[۶- ۱] و همچنین مقادیر چشمداشتی انرژی بر حسب"b" برای این سیستم در جداول [۹-۷] رسم گردیده است.

حل دقیق معادله شرودینگر

در این بخش ما معادله شرودینگر را با استفاده از روش رانگ - کوتا برای سیستم های شامل کوارک سنگین به صورت دقیق حل کرده و بدنبال آن مقدار عددی تابع موج در مبداء و مقادیر چشمداشتی E ،$\langle r\rangle$ و $\langle 1/r\rangle$ را برای حالتهای 1s ,2s , 2p بدست می آوریم. برای این منظور از نرم افزار Mathematica کمک گرفته ایم[۱۴]. نتا یج بدست آمده برای پتانسیل دلخواه (این مطالعه)به همراه نتایج بدست آمده از سایر پتانیل ها در جدول [۶-۱] لیست شده است.

نتیجه گیری

همانگونه که از شکلهای [۹-۱] مشاهده می گردد دارای رفتار منظم تری است. و این رفتار منظم آنچیزی است که در فیزیک دنبال آن هستیم. همانگونه که مشاهده می گردد تابع موج در مبداء((مقدار چشمداشتی $\langle r\rangle$ و $\langle 1/r\rangle$)) بدست آمده از پتانسیل دلخواه (این مطالعه) دارای نقاط مشترکی با تابع موج در مبداء ((مقدار چشمداشتی $\langle r\rangle$ و $\langle 1/r\rangle$)) بدست آمده از سایر مدلهای پتانسیلی است.

همانگونه که از مقدار بدست آمده تابع موج در مبداء بر حسب "b" مشاهده می گردد تابع موج در مبداء در b=2.0838 و b=0 دارای کسستگی می باشد بنابرای بازه انتخابی" b "باید در این بازه با شد. این نتیجه از سایر مدلهای پتانسیلی نیز مشاهده می گردد. با توجه شکلهای [۹-۷] مشاهده می گرددمقدار چشمداشتی انرژی برای پتانسیل دلخواه (این مطالعه) دارای بالاترین سطح نسبت به سایر مدلهای پتانسیلی است. همانگونه که از جدولهای [۳-۱] مشاهده می گردد، تابع موج در مبداء بدست آمده از حل دقیق معادله شرودینگر برای پتانسیل دلخواه (این مطالعه) در بازه نتایج بدست آمده از سایرپتانسیلها است . که خود گواهی از این مطلب است که این مدل در بر دارنده حالت کلی از سایر مدلهاست.

مرجع‌ها

[۱] S. Abachi et al, DO Collaboration, S. Abachi et al و *phys Rev*. Lett 72, 2138 (1994).

[۲] C. Quigg and J.L. Rosner, *Phys. Rep*. 56, 167 (1979).

[۳] E. Braaten, K. Cheung *Phys. Rev*. D 51, 4819 (1995).

[۴] E. j Eichten, C. Quigg, *phys. Rev* (1994)

[۵] Modern Quantom Mechanic J. J. Sukurai, *Addison-Wesley* (1994)
Modern Quantom Mechanic N Zettili - *John Wiley and Sons*, Inc., New York (2001)

[۶] YB Ding, XQ Li, PN Sheri - *phys Rev*, D,(1999)

[۷] S. N. Gupta, S. F. Radford, *phys. Rev* (1982)

[۸] E. Eichten et al, *phys. Rev.* Letters 34(1975)

[۹] D. B. Lichtenberg, et al, *Z phys*, C41 (1986)

[۱۰] X. T. Song and H. Liu, *Z phys*, C43 (1987)

[۱۱] C. Quigg and J.L. Rosner. *Phys Letter*. 71B (1997)

[۱۲] A. Martin, *phys. Lett.B* 100 (1981)

[۱۳] L. Motyka, K.Zalewski, *Zs. Phys*. C69, (1995)
K.Zalewski ACTA PHYSICA POLONICA B Vol. 29 (1998)

[۱۴] W. Lucha, Franz.F.Schorberg, *Int.J.Mod.Phys*. C10 (1999) 607-620

[۱۵] W. Buchmuller et al, *Phys Rev* D24 (1981)

[۱۶] A. Martin, *phys Letter* B 93 (1980)

[۱۷] E. Eichten et al, *phys. Rev* D17 (1978)

[۱۸] SJ Collins, TD Imbo, B Alex King, EC Martell - *Physics Letters B*, (1997), Elsevier

تابع ترکش مزون‌های سنگین با استفاده از Global WFO

برون، غلامرضا [۱]؛عبدالمالکی، حامد [۲]

[۱] گروه فیزیک ، دانشگاه رازی ، کرمانشاه

[۲] باشگاه پژوهشگران جوان ، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تویسرکان ، تویسرکان

چکیده

با استفاده از Global WFO تابع ترکش مزون J/ψ را مورد محاسبه قرار داده ایم. برای محاسبه این تابع ترکش از دامنه پراکندگی ناوردا و همچنین تابع موج در مبدا استفاده شده است. نتایج بدست آمده در دوحالت با نتایج آزمایشگاهی مقایسه شده است. ما تخمین می زنیم که این تابع ترکش محاسبه شده برای $c\bar{c}$ در حالت $M=m_1+m_2$ افزایش می یابد و همچنین برای هر دو حالت $M=m_1+m_2$,$M=M_{exp.}$ با داده های آزمایشگاهی قابل مقایسه است.

Heavy Mesons Fragmentation Function Using Global WFO

Boroun, Gholam Reza[1]; Abdolmaleki, Hamed[2]

[1]Physics department, Razi University, Kermanshah 67149, Iran
[2]Azad University, Toyserkan branch, Young researchers club, Iran

ABSTRACT

In this paper we investigate the fragmentation function for heavy quarkanium using a global WFO. We employ the invariant amplitude scattering in our investigation for the fragmentation function as used the fragmentation function at the origin. The result in two state compare with experimental predication. We estimate that the fragmentation function of $c\bar{c}$ increase when $M=m_1+m_2$ *and also is comparable with the experimental data when* $M=M_{exp.}$.

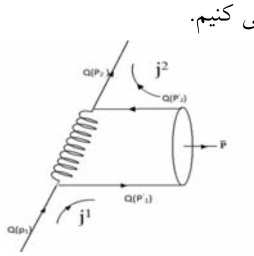
Key words: Fragmentation, The J/ψ , WFO, Global potential.

PACS No. ۱۲و۱۳

مقدمه

مدل کوارکی مدل بسیار خوبی برای توصیف هادرونهای و خواص آنهاست. در این مدل هادرونهای سنگین از کوارک های b, c, t تشکیل شده است. اما کوارک t به خاطر طول عمر کمش در ساختار هادرونها شرکت ندارد [۱]. بعد از کشف کوارکهای b, c ، بررسی فرایند تولید مزونهای سنگین Υ , J/ψ یکی از موضوعات پر چالش بوده و در یک مدل جالب مورد مطالعه قرار می گیرد[۲].

برای بیان تابع ترکش در مقیاس خواسته شده می توان از معادله تحول التارلی-پارزلی و همچنین تابع موج در مبداء $|R(0)|$ استفاده کرد. برای بررسی دامنه پراکندگی و احتمال تولید هادرونهای سنگین، تابع موج در مبداء مورد نیاز است. برای این منظور ما نیازمند پتانسیلی هستیم که در بر گیرنده تمام فواصل هادرونی باشد. برای برسی سیستم های شامل کوارک c در دستگاه تکانه بینهایت کار می کنیم.



شکل ۲ نمودار فاینمن تولید مزون سنگین

حل دقیق معادله شرودینگر

روشهای غیر نسبیتی روشهای مناسبی برای برسی فرایندهای شامل کوارک سنگین هستند. بنابراین معادله شرودینگر برای بررسی دامنه پراکندگی و احتمال تولید هادرون ها از اهمیت خاصی بر خوردار است[۳و۴].

در این بخش ما معادله شرودینگر را با استفاده از روش رانگ - کوتا برای سیستم های شامل کوارک سنگین به صورت دقیق حل کرده و بدنبال آن مقدار عددی تابع موج در مبداء و مقادیر چشمداشتی E ،<r> و <1/r> را برای حالتهای 1s ,2s , 2p به کمک نرم افزارMathematica بدست می آوریم[۵]. نتایج بدست آمده برای پتانسیل کلی (این مطالعه[۶].)به همراه نتایج بدست آمده از سایر پتانسیل ها در جدول [۲ -۱] لیست شده است.

جدول۱:مقادیر عددی تابع موج شعاعی در مبداء ، $|R(0)|^2 = |\Psi(0)|^2/4\pi$،برای حالتهای 1s, 2s, 2p سیستم های $c\bar{c}$ در پتانسیل کلی (این مطالعه) و مقایسه با سایر مدل ها.

$\lvert R(0)\rvert^2$ for $c\bar{c}$	1s (GeV^3)	2s (GeV^3)	2p (GeV^3)
Our work	۰/۵۰۴۱۴	۰/۵۰۳۶۶	۰/۰۲۶۷۰
QCD[7]	۰/۸۱۰	۰/۵۲۹	۰/۰۷۵
Martin[8]	۰/۹۹۹	۰/۵۵۹	۰/۱۲۵
Log[11]	۰/۸۱۵	۰/۴۱۸	۰/۰۷۸
Cornell[9]	۱/۴۵۴	۰/۹۲۷	۰/۱۳۱
Buchmuller [10]	۰/۷۹۴	۰/۵۱۷	--
Lichtenberg [10]	۱/۱۲۱	۰/۶۹۳	--

جدول ۲: مقادیر چشمداشتی <r> و <1/r> بدست آمده از پتانسیل کلی برای سیستم های $c\bar{c}$ (این مطالعه)

$c\bar{c}$ state	$r(GeV^{-1})$	$1/r(GeV)$	$E(GeV)$
1s	۲/۶۱۸۶	۰/۴۹۱۵۱۸	۱۰/۲۸۸۶
2s	۴/۷۶۱۱۲	۰/۳۲۵۳۳۶	۱۰/۷۳۳۳
2p	۳/۷۵۱۸۴	۰/۳۰۷۰۴۳	۱۰/۵۴۹۳

سینماتیک

چون فرایند ترکش در تکانه های بالا انجام می گیرد و در چارچوب تکانه بینهایت تمام ذرات در یک راستا حرکت می کنند بنابراین با توجه به دیاگرام فاینمن (شکل۱) مسئله می توان چهار بردار تکانه مربوط به ذرات را می توان به صورت زیر نوشت:

(1)

$$P_{1\mu} = (P_{10}, P_{1L}, P_{1T}) \quad , \quad P'_{1\mu} = (P'_{10}, P'_{1L}, P'_{1T})$$
$$P_{2\mu} = (P_{20}, P_{2L}, P_{2T}) \quad , \quad P'_{2\mu} = (P'_{20}, P'_{2L}, P'_{2T})$$
$$P'_{1T} = P'_{2T} = 0 \qquad \mathrm{P}_T = P_{1T} = P_{2T}$$

در مدل پارتونی هر ذره کسر X_i از انرژی-تکانه مزون را حمل می کند بطوریکه $\sum_i X_i = 1$. با فرض اینکه چار بردار تکانه مزون خروجی، به صورت یک جت، $\bar{P}$ باشد. بنابراین چاربردار سایر ذرات برحسب این چار بردار بصورت زیر بدست می آید.

$$P'_{1\mu} = X_1\bar{\mathrm{P}} \quad , \quad P'_{2\mu} = X_2\bar{\mathrm{P}}$$
$$P'_{1\mu} = X_1 Z P_{1\mu} \quad , \quad P'_{2\mu} = X_2 Z P_{1\mu}$$
$$P_{2\mu} = (1-Z)P_{1\mu} \tag{۲}$$

که در اینجا Z پارامتر ترکش به صورت زیر می باشد.

$$Z = \frac{P_{Hadron}}{P_{Quark}} = \frac{\bar{P}}{P_i} \tag{۳}$$

تابع ترکش

تابع ترکش برای کوارک های سنگین را می توان به شکل کلی زیر نوشت:

$$D(z, \mu_0) = \sum_n d_n(z, \mu_0)\left\langle o_n^x \right\rangle \tag{۴}$$

در اینجا $d_n(z, \mu_0)$ احتمال اینکه پارتون i، به صورت یک جت، شامل یک جفت $c\bar{c}$ در حالت n باشد و $\left\langle o_n^x \right\rangle$ احتمال اینکه یک جفت $c\bar{c}$ در حالت n یافت شود. بنا بر پراکندگی جریان- جریان و دامنه پراکندگی سخت[5]، می توان $\left\langle o_n^x \right\rangle$ را بصورت زیر نوشت:

$$\left\langle o_n^x \right\rangle = \left(C_f g^2{}_s m_1 m_2 (WFO)\right)^2 \int d^3P'_1 d^3P'_2 d^3P_2{}^2 \times \frac{1}{2p'_{01}p'_{02}p_{02}p_{01}} \frac{\delta^3\left(p'_1 + p'_2 + p_2 - p_1\right)}{\left(p'_{01} + p'_{02} + p_{02} - p_{01}\right)^2} |\overline{\mathrm{M}}| \tag{۵}$$

برای بدست آوردن دامنه پراکندگی ناوردا و غیر پلاریزه، باید روی تمام حالت های اسپینی میانگین گیری و روی تمام حالت های نهایی جمع بست.

$$\begin{aligned}
&|\bar{M}|^2 = 1/q^4 L_Q^{\mu\nu} L^{\bar{Q}}_{\mu\nu} \\
&L_Q^{\mu\nu} = 1/2 \sum_{spin} \left(\bar{U}(p_1)\gamma^\mu U(p_1')\right)\left(\bar{U}(p_1)\gamma^\mu U(p_1')\right)^* \\
&L^{\bar{Q}}_{\mu\nu} = 1/2 \sum_{spin} \left(\bar{U}(p_2)\gamma^\mu V(p_2')\right)\left(\bar{U}(p_2)\gamma^\mu V(p_2')\right)^* \\
&|\bar{M}|^2 = \frac{8}{q^4}\left[(p_1'.p_2)(p_1.p_2') + (p_1'.p_2')(p_1.p_2)\right]
\end{aligned} \tag{۶}$$

که در آن $L_Q^{\mu\nu}$ تحت پاریته ناورداست. با استفاده از مدل پارتونی و همچنین در دستگاه تکانه بینهایت، ضربهای نقطه ای به صورت زیر محاسبه می گردد.

$$\begin{aligned}
&2(P_1'.P_2) = \frac{1\text{-}Z}{X_1 Z}\left(m_1^2\right) + \frac{X_1 Z}{1\text{-}Z}\left(m_2^2 + P_T^2\right) \quad , \\
&2(P_1.P_2') = \frac{1}{X_2 Z}(m_2^2) + X_2 Z\left(m_1^2 + P_T^2\right) \\
&2(P_1.P_2) = 1\text{-}Z\left(m_1^2 + P_T^2\right) + \frac{1}{1\text{-}Z}\left(m_2^2 + P_T^2\right)\text{-}2P_T^2 \ , \\
&2(P_1'.P_2') = \frac{X_1}{X_2}(m_2^2) + \frac{X_2}{X_1}(m_1^2)
\end{aligned} \tag{۷}$$

در اینجا $X_2 = X = 1 - X_1$ می باشد. بنابراین تابع ترکش برای مزون های سنگین با استفاده از WFO بدست آمده از جدول ۱ ، به صورت زیر بدست می آید.

$$\begin{aligned}
D(z) = &\left(P_{qq} + P_{qg}\right)\left(C_f g^2{}_s m_1 m_2 (WFO)\right)^2 \sum \int d^3P_1' d^3P_2' d^3P_2 \\
&\times \frac{1}{2\, p_{01}' p_{02}' p_{02} p_{01}} \frac{\delta^3\left(p_1' + p_2' + p_2 - p_1\right)}{\left(p_{01}' + p_{02}' + p_{02} - p_{01}\right)^2} |\bar{M}|^2
\end{aligned} \tag{۸}$$

برای محاسبه انتگرال در فضای فاز می توان انتگرال را روی دو المان گرفت. بنا براین:

$$\begin{aligned}
&d^3\bar{P} = d^3P_1' d^3P_2' \quad , \int d^3\bar{P}\, \frac{\delta^3\left(\bar{p}_0 + p_2 - p_1\right)}{p_{01}\left(\bar{p}_0 + p_{02} - p_{01}\right)^2} = \frac{p_{01}}{\left(\bar{p} + p_2\right)^4} \\
&\int f(z, P_T)\, d^3P_2 = \int f(z, P_T)\, dP_{2L} d^2P_T = x^2 M^2 p_0 f\left(z, \langle P_T \rangle^{1/2}\right)
\end{aligned} \tag{۹}$$

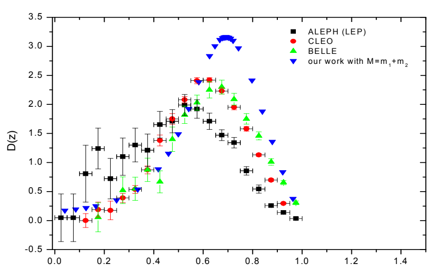
بنابراین تابع ترکش برای مزون های سنگین به صورت زیر بدست می اید.

$$\begin{aligned}
D(Z) = &\left(\frac{Z(P_{qq} + P_{qg})}{(1-X)(1-Z)M^3}(32\pi^4)(C_f g_s^2 (WFO) M X)^2 \right. \\
&\left. \times ((1-Z)X^2M^2)^3\right)\frac{|\bar{M}|^2}{\xi^2 \Lambda^2} \\
\Lambda = &XZ\left(m_1^2 + P_T^2\right)\left(\frac{2-Z}{1-Z}\right) \\
&+ m_1^2\left(\frac{1}{XZ} + \frac{1-X}{XZ} + \frac{X}{1-X} + \frac{1-X}{X} + X^2Z^2\right) \\
\xi = q^2 = &\frac{\left(m_1^2\right) + X^2Z^2\left(m_1^2 + (P_T)^2\right)}{XZ}
\end{aligned} \tag{۱۰}$$

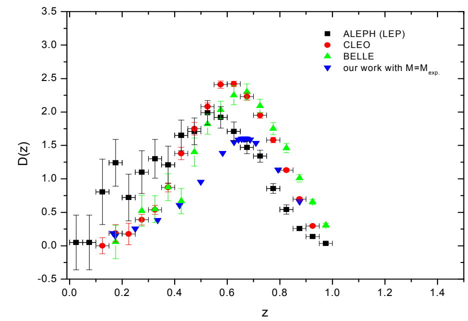
نتیجه گیری

ما تابع موج در مبدا و همچنین مقدار چشمداشتی <r> بکمک حل دقیق معادله شرودینگر، مورد محاسبه قرار داده ایم. نتایج بدست آمده در جدول های ۱ و ۲ برای $c\bar{c}$ بیان شده است. با توجه به بررسی انجام شده در [6] انرژی بدست آمده از این مدل نسبت به سایر مدل ها بیشتر است.

در اینجا ما از عامل راس ناوردا تحت پاریته، انتقال لورنس و دامنه پراکندگی سخت برای محاسبه تابع ترکش استفاده کرده ایم. در شکل۳ نتایج بدست آمده از معادله ۱۰برای تابع ترکش در دو حالت $M=M_{exp.}$, $M=m_1+m_2$ بر حسب کمیت z رسم شده و با داده های آزمایشگاهی مورد مقایسه قرار می گیرد[12-15]. همانگونه که مشاهده می گردد، مقدار تابع ترکش ، زمانی که $M=M_{exp.}$, $M=m_1+m_2$، در $\langle z\rangle \sim 0.67$ ماکزیمم مقدار خودش است. که نشان دهنده این موضوع است که تابع ترکش محاسبه شده، به کمک تابع موج در مبدا برای پتانسیل کلی، دارای نتایج بسیار خوبی بدون در نظر گرفتن حرکت فرمی است.



شکل۱:تابع ترکش برای $c\bar{c}$ زمانی که $M=m_1+m_2$



شکل۲: تابع ترکش برای زمانی که $M=M_{exp.}$ i.e. $M=3.09691\ GeV^2$

مراجع

[۱] Y.B. Ding, X.Q. Li, P.N. Shen, Phys.Rev.D60, (1999) 074010.

[۲] L.Motyka,K.Zalewski,Z.Phys.C69, (1996)343 , K.Zalewski, Act.Phys.Polon. B, Vol29, (1998) 1

[۳] E.Braaten et al, arXiv:hep-ph/9602374v1 23 Feb 1996.

[۴]C.Quigg and J.L.Rosner, Phys. Rep. 56,(1979) 167.

[۵]M.A. Gomshi Nobary and B. Javadi, Eur.Phys.J.C42,(2005)37.

[۶]G. R. Boroun and H. Abdolmalki, Phys. Scr. 80 (2009) 065003.

[۷]W. Buchm¨uller and S.-H. H. Tye, Phys. Rev. D 24, (1981) 132.

[۸] A. Martin, *phys Letter* B 93 (1980)

[۹] E. Eichten et al, *phys. Rev* D17 (1978)

[۱۰] SJ Collins, TD Imbo, B Alex King, EC ALEPH

[۱۱] E. Eichten et al., Phys. Rev. Lett. 34. (1975) 369.

[۱۲] G. Corcella and G. Ferrera, arXiv:hep-ph/0706.2357v2(2007).

[۱۳] ALEPH collaboration, R. Barate et al., *Eur. Phys. J.*C 16 (2000) 597.

[۱۴] CLEO collaboration, M. Artuso et al., *Phys. Rev.* D 70 (2004) 112001.

[۱۵] BELLE collaboration, R. Seuster et al., *Phys. Rev.* D 73 (2006) 032002.

تولید ترکشی باریون های دو طعم سنگین

در مدل کوارک - دوکوارک

بهادری، زهرا؛ ناجی دومیرانی، جلیل

۱و۲ ایلام، گروه فیزیک دانشگاه ایلام

چکیده

در کار پیشرو توابع ترکش کوارک های سنگین b و c به باریون های دو طعم سنگین Ξ_{bc} و Ξ_{cc} را در مدل کوارک – دوکوارک با استفاده از QCD اختلالی محاسبه کرده ایم و از آن جایی که دوکوارک ما دارای یک طعم سبک و یک طعم سنگین است نقشی شبیه یک پاد کوارک در یک مزون را دارد. با استفاده از توابع ترکش به دست آمده احتمال کل ترکش و پارامتر متوسط ترکش نیز محاسبه شده است

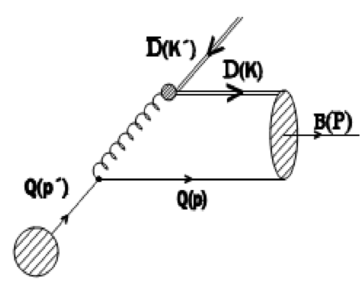
مقدمه

مدل کوارکی هادرون‌ها موفقیت بزرگی در توصیف هادرون‌ها و خواص آن‌ها بدست آورده است. در بخش هادرون‌های سنگین هادرون‌هایی را که دارای کوراک‌های c ، b و t هستند پیش بینی می‌کند. از آن‌جایی که کوراک t دارای جرم زیاد و طول عمر خیلی کوچک می‌باشد پس فقط کوارک‌های b و c می‌مانند که در برهم کنش‌های قوی نقش بازی می‌کنند. در دو دهه‌ی گذشته موفقیت‌های بزرگی در مطالعه‌ی تولید و واپاشی کوارکونیوم سنگین بدست آمده است $[1,2]$. حالت‌های مزونی با طعم‌های سنگین مورد توجه زیادی قرار گرفته‌اند، از جمله در چند سال اخیر مزون‌های B_c و B_c^* با محتوای کوارکی bc در رأس توجه به صورت تئوری $[3]$ و آزمایشگاهی قرار گرفته‌اند. باریون‌هایی با دو طعم سنگین ذراتی مانند Σ_{bc} , Ξ_{bc} , Ξ_{bb} , Ξ_{cc} و ... را در بر می‌گیرد. مطالعه‌ی تولید و واپاشای این دسته از باریون‌ها در دهه‌ی اخیر یکی از کارهای مهم در فیزیک ذرات بوده است $[4,5,6,7]$. در این‌جا یک مکانیزم از تولید باریون‌های با دو طعم سنگین در نظر گرفته می‌شود. در چنین روشی دو کوراک سنگین از ترکش کوارک سنگین اولیه‌ی $(Q=b,c)$ ایجاد می‌شود که با گرفتن یک کوارک سبک $(q=u,d,s)$ یک باریون دو طعم سنگین را نتیجه می‌دهد در این فرآیند مقیاس QCD مربوطه شرط $\mu \ge M_D + 2m_q \rangle\rangle \Lambda_{QCD}$ را برآورده می‌کند، که M_D جرم دوکوارک سنگین (bb, cc, bc) و m_q جرم کوارک‌های سبک (u,d,s) می‌باشد، اسپکتروسکوپی و برهم‌کنش های باریون-های دربرگیرنده‌ی دو کوارک سنگین و یک کوارک سبک در حدی که جرم کوارک سنگین به سمت بی‌نهایت میل کند خیلی ساده خواهد شد، و این به این دلیل بوده است که کوارک‌های سنگین، دوکوارک هایی به شعاع $r_{QQ'}$ را تشکیل می‌دهند که خیلی کوچک‌تر از مقیاس نوعی طول $\frac{1}{\Lambda_{QCD}}$ مربوط به برهم‌کنش قوی QCD غیراختلالی است. در حدی که $r_{QQ'} \rangle\rangle \frac{1}{\Lambda_{QCD}}$ باشد، برهم‌کنش دوکوارک سنگین با کوارک سبک و دیگر سازنده‌های سبک خیلی شبیه یک آنتی کوارک سنگین در یک مزون است$[4]$. از این رو تا جایی که این درجات آزادی سبک مورد نظر هستند، دو کوارک سنگین چیزی بیشتر از یک منبع شبه نقطه‌ای در حالت رنگی پادسه‌گانه نیست، که میدان ناشی از آن باعث ایجاد یک حالت مقید می‌شود. نتیجه‌ی سریعی که از این بدست می‌آید این است که طیف باریون‌های دو طعم سنگین به طیف مزون‌های در برگیرنده‌ی یک پادکوارک سنگین مربوط می‌شود. در این‌جا تقارن‌های مربوط به دینامیک غیراختلالی را بر تولید این‌گونه حالت‌ها به طریق فرآیند ترکش اعمال کرده و از این نتایج برای تخمین زدن آهنگ تولید باریون‌هایی به شکل ccq, bbq, bcq استفاده کرده‌ایم. ترکش یک کوارک سنگین Q به یک باریون QQq یا $QQ'q$ به دو سهم فواصل کوتاه و بلند تقسیم می‌شود، کوارک سنگین در ابتدا به یک دوکوارک سنگین ترکش می‌کند که چنین فرآیندی به صورت اختلالی قابل محاسبه است و در

حقیقت این دامنه به طور بدیهی همانند ترکش یک کوارک سنگین به یک کوارکونیوم است، در مرحله‌ی بعد دوکوارک سنگین QQ به یک باریون دو طعم سنگین QQq ترکش پیدا می‌کند که مشابه ترکش یک پادکوارک $\overline{Q}$ به یک مزون $\overline{Q}q$ است [4] که اطلاعات مربوط به $\overline{Q}q$ از داده‌های آزمایشگاهی تولید مزون‌های سنگین قابل جمع‌آوری است. در حالت کلی دوکوارک QQ در حالت پایه یک تابع موج فضایی متقارن دارد، دو کوارک QQ با یک کوارک سبک برای تولید یک باریون وارد ترکیب می‌شود، بنابراین دوکوارک بایستی در یک حالت پادسه گانه‌ی رنگی (پاد متقارن) باشد. تابع موج برای دوکوارک-های یکسان بایستی از آمار فرمی[1] - دیراک پیروی کند که در نتیجه‌ی این عمل حالت پایه‌ی دو کوارک‌های یکسان cc و bb بایستی اسپین یک داشته باشد. حالت bc محدود به این شرط نمی‌باشد که خود می-تواند حالت‌های اسپین صفر یا اسپین یک را تشکیل دهد. دو کوارک-های یکسان QQ می‌تواند به یک باریون اسپین $\frac{1}{2}$ که آن را با Σ_{QQ} و یا به یک باریون اسپین $\frac{3}{2}$ که آن را با Σ^{*}_{QQ} نمایش می‌دهیم ترکش نمایند.

سینماتیک

ابتدا احتمال متناظر برای تشکیل یک دوکوارک سنگین با محتوای کوارکی QQ' در حالت‌های اسپین سه‌گانه محاسبه می‌شود. برای این کار احتمال تولید مزون $Q\overline{Q'}$ را که در شکل زیر نشان داده شده است همراه با تغییرات لازم برای ارتباط این فرآیند به فرآیند تشکیل دو کوارک به طور واضح بحث خواهیم کرد:



شکل۱: نمودار ترکش کوارک Q در اولین مرتبه‌ی اختلال به مزون $Q\overline{Q'}$.

از آن جایی که از حرکت فرمی اجزای تشکیل دهنده‌ی مزون و یا دوکوارک صرف‌نظر کرده‌ایم تکانه‌های متناظر به صورت زیر پارامتر بندی می‌شوند:

$$\begin{aligned} &p' = (p'_0, p'_l, p'_T),\ P = (P_0, P_l, 0), \\ &k' = (k'_0, k'_l, p'_T),\ k = (k_0, k_l, 0),\ Q = (Q_0, Q_l, -p'_T) \end{aligned} \qquad (۱)$$

کمیت سوم در داخل پرانتزها مربوط به حرکت در جهت عمود بر تکانه‌ی QQ' و یا $Q\overline{Q'}$ می‌باشد که با صرف‌نظر کردن از حرکت فرمی کل تکانه‌ی عرضی کوارک اولیه به کوارک خروجی منتقل شده است. به عنوان مثال اولین مرحله‌ی فرآیند ترکش فواصل کوتاه $c \to (cc)\overline{c}$ مشابه ترکش $c \to \Psi c$ است. تابع ترکش فرآیند تشکیل دوکوارک $c \to cc$ همانند فرآیند تابع ترکش $c \to \Psi$ است که تنها تفاوت‌های آن‌ها در ضریب رنگ و تابع موج در مبدأ می‌باشد. ضریب رنگ برای مزون $c\overline{c}$ عدد $\frac{4}{3}$ و برای حالت cc برابر $\frac{2}{3}$ می‌باشد و هم‌چنین تفاوت در توابع موج مزون و دو کوارک وجود دارد[۶۱]. سهم تبادل یک گلوئون برای حالت QQ از سهم $Q\overline{Q}$ در یک ضریب نسبی $\frac{1}{2}$ متفاوت است و در نتیجه به عنوان مثال در پتانسیل کولنی رابطه‌ی $8\left|R_{cc}(0)\right|^2 = \left|R(J/\Psi)(0)\right|^2$ برقرار می‌شود[4]. در حقیقت پتانسیل بین دوکوارک QQ' کاملاً کولنی نیست و برای تولید توابع موج در مبدأ از سهم $\frac{1}{2}$ پتانسیل کولنی $Q\overline{Q'}$ به جای پتانسیل QQ استفاده شده است. روش‌های بهتر برای توصیف پتانسیل QQ' منجر به بهتر شدن توابع موج در مبدأ برای سیستم‌های دوکوارکی می‌شود که این فرآیند و این محاسبات را می‌توان به تولید دوکوارک‌های bb از ترکش کوارک b و دو کوارک bc از ترکش کوارک‌های b و c تعمیم داد. دامنه‌ی احتمال فواصل کوتاه برای نمودار همانند نمودار (۱) برای حالت اسپین صفر دو کوارک در اولین مرتبه‌ی اختلال به صورت زیر نوشته می‌شود:

[1] Fermi

$$T_0=\frac{m_1 m_2 c_F g_s^2}{\left(p'^2-m_1^{\,2}\right)(m_1+m_2)\,(p_0 p'_0 k_0 k'_0)^{\frac{1}{2}}}\times \left[\overline{u}(k)\gamma_\mu\gamma_5\,(\not P+M_D)\,\gamma^\mu u(p')\overline{u}(p)\Gamma\, v(Q)\right]\times \frac{1}{q^2\left[p_0+x_0+x'_0-p'_0\right]} \quad (۲)$$

m_1 و m_2 به ترتیب جرم کوارک اولیه و جرم کوارک خروجی هستند، $\frac{1}{q^2}$ که $q=k+k'$ مربوط به انتشارگر گلوئون است که از طریق برهم‌کنش پیمانه‌ای غیرآبلی با کوارک‌ها برهم کنش کرده است و ضریب g_s^2 یک سهم آن از رأس ccg و سهم دیگر آن از رأس $c\bar{c}g$ ظاهر شده است و M_D جرم دو کوارک می‌باشد. ضریب رأس مربوط به تولید کوارک - پادکوارک و آن‌چه ماقبل این رأس است را برابر $\Gamma=1$ اختیار کرده‌ایم و بر روی احتمال تولید دوکوارک از کوارک تولید شده در این رأس متمرکز شده‌ایم. حال اگر برای ساده‌سازی تعریف کنیم

$$\Gamma_0\approx[\overline{u}(k)\gamma_\mu\gamma_5(\not P+M_D)\gamma^\mu u(p')\overline{u}(p)v(Q)] \quad (۳)$$

برای دامنه‌ی تولید داریم:

$$T_0=\frac{m_1 m_2 c_F g_s^2}{\left(p'^2-m_1^{\,2}\right)(m_1+m_2)(p_0 p'_0 k_0 k'_0)^{\frac{1}{2}}}\times \frac{\Gamma_0}{q^2\left[p_0+k_0+k'_0-p'_0\right]} \quad (۴)$$

این محاسبات را می‌توان برای حالت دوکوارک برداری به صورت زیر تکرار کرد.

$$\Gamma_1\approx\overline{u}(k)\gamma_\mu \not\in(\not P+M_D)\gamma^\mu u(p')\overline{u}(p')v(Q) \quad (۵)$$

$$T_1=\frac{m_1 m_2 c_F g_s^2}{\left(p'^2-m_1^{\,2}\right)(m_1+m_2)(p_0 p'_0 k_0 k'_0)^{\frac{1}{2}}}\times \frac{\Gamma_1}{q^2\left[p_0+k_0+k'_0-p'_0\right]} \quad (۶)$$

$\in_\mu$بردار قطبش دوکوارک برداری می‌باشد که در شرایط زیر صدق می‌کند:

$$\begin{aligned}&\in^{(T)\mu}.P_\mu=0=\in^{(L)\mu}.P_\mu\\&\in^{(T)\mu}.\in^{(T)}{}_\mu=\in^{(L)\mu}.\in^{L}_\mu=-1\\&\in^{(T)}.\vec{P}=0=\in^{(L)}\times\vec{P}\end{aligned} \quad (۷)$$

که اندیس‌های T و L به ترتیب نمایانگر قطبش‌های عرضی و طولی می‌باشد.

دامنه ی پراکندگی

دامنه‌ی کل تولید دوکوارک را می‌توان به صورت هم‌پوشانی دامنه-های فواصل کوتاه و بلند در نظر گرفت:

$$T_{B0,1}(p,p',k,k')=\int[dx]T_{0,1}(p,p',k,k')\Phi_D \quad (۸)$$

که $[dx]=dx_1dx_2\delta(1-x_1-x_2)$. دامنه‌ی توزیع Φ_D را متناسب با حاصل‌ضرب f_D ضریب دامنه‌ی توزیع در تابعی به شکل تابع دلتا که از حرکت فرمی اجزاء تشکیل‌دهنده‌ی آن صرف-نظر کرده‌ایم در نظر می‌گیریم.

محاسبه تابع ترکش

تابع ترکش برای تولید یک باریون دو طعم سنگین از یک کوارک سنگین اولیه در مقیاس اولیه ی ترکش μ_0 را با تابع $D_{Q\to QQ'q''}(z,\mu_0)$ تعریف می کنیم که از انتگرال گیری فضای فاز روی مربع دامنه ی تولید $\left|T_{B0,1}\right|^2$ حاصل می شود و در تشابه با با ترکش مزون ها می توان ان را به صورت زیر نوشت:

$$\mathrm{D}_{Q\to Qq'q''}(z,\mu_0)=\frac{1}{2}\sum_s\int d^3\vec{p}\,d^3\vec{k}\,d^3\vec{k}'\left|T_S\right|^2\delta^3(\vec{p}+\vec{k}+\vec{k}'-\vec{p}') \quad (۹)$$

با محاسبه ی انتگرال های فضای فاز شکل صریح تابع ترکش به صورت زیر به دست می آید:

(۱۰)

$$\begin{aligned}D_0=&\frac{2(2\pi)^3\alpha_S{}^2c_F{}^2f_D{}^2m_2{}^3m_1{}^2}{M_D\,m_B{}^6}\\&\times\frac{-1}{(-1+z)z^3}\{\gamma^2(\beta^4-2z\beta^3(2\alpha+\beta-2\delta)-2z^3\beta(2\alpha+\beta-2\delta)\\&\times(2\alpha\beta+\gamma^2-\alpha\delta)+z^4(\alpha^2+\gamma^2)(4\beta^2+\gamma^2-4\beta\delta+\delta^2)\\&+z^2\beta^2(4\alpha^2+8\alpha\beta+\beta^2+2\gamma^2-10\alpha\delta-4\beta\delta+4\delta^2))\}\end{aligned}$$

که در آن

$$\alpha=\frac{m_1}{m_B},\quad \beta=\frac{m_1+m_2}{m_B},\quad \gamma=\frac{p'_T}{m_B},\quad \alpha=\frac{m_2}{m_B} \quad (۱۱)$$

تابع ترکش دوکوارک برداری اسپین یک را از جمع کردن دو برابر حالت قطبش عرضی بعلاوه‌ی حالت قطبش طولی به روش زیر محاسبه کرد[7]:

$$D(z,\mu_0)=2\,D_{1T}(z,\mu_0)+D_{1L}(z,\mu_0) \qquad (۱۲)$$

تابع ترکش کامل $D_{Q\to B}(z)$ برای $Q\to (QQ')\overline{Q}\to (B_{QQ'}\ ,\ \Sigma^{*}{}_{QQ'})\overline{Q}$ توسط رابطه‌ی زیر داده می‌شود :

$$D_{Q\to B}(z)=\int_z^1 \frac{dy}{y} D_{Q\to QQ'}\left(\frac{z}{\mu_0}\right) D_{QQ'\to B}(y) \qquad (۱۳)$$

$$D_{Q\to B}(z)=\int_z^1 \frac{dy}{y} D_{Q\to QQ'}\left(\frac{z}{y}\right) D_{\overline{Q}\to\overline{Q}\,q}(y)$$

$$D_{\overline{Q}\to\overline{Q}q}(y)=\delta(1-y)P_{\overline{Q}\to M}$$

$$D_{Q\to B}(z)=\int_z^1 \frac{dy}{y} D_{Q\to QQ'}\left(\frac{z}{y}\right)\delta(1-y)P_{\overline{Q}\to\overline{Q}\,q}$$

$$=P_{\overline{Q}\to\overline{Q}\,q}\,D_{Q\to QQ'}(z)$$

نتیجه گیری

جدول ۴-۱ در جدول زیر نتایج و کمیت های مربوط به ا احتمال کل ترکش کوارک و پارامتر متوسط ترکش دو مدل نشان داده شده است:

متوسط ترکشاین مقاله و (مدل فاک)	مدل فاک(احتمال کل ترکش)	مدل این مقاله(احتمال کل ترکش)
این مقاله 0.25 فاک(0.26)	$:ccu$, $:ccd$ 2.4×10^{-5}	$:ccs$ 1.69×10^{-6} $:ccu$, $:ccd$ 2.12×10^{-5}
این مقاله 0.17 فاک(0.19)	$:ccu$, $:ccd$ 5.17×10^{-7}	$:ccu$, $:ccd$ 3.64×10^{-7} $:ccs$ 2.91×10^{-8}
این مقاله 0.17 فاک(0.19)	$:ccu$, $:ccd$ 4.46×10^{-7}	$:ccu$, $:ccd$ 2.40×10^{-7} $:ccs$ 1.92×10^{-8}
این مقاله 0.17 فاک(0.19)	$:ccu$, $:ccd$ 3.92×10^{-6}	$:ccu$, $:ccd$ 6.04×10^{-7} $:ccs$ 6.04×10^{-8}
این مقاله 0.25 فاک(0.26)	$:ccu$, $:ccd$ 3.60×10^{-5}	$:ccu$, $:ccd$ 1.70×10^{-5} $:ccs$ 1.70×10^{-6}
این مقاله 0.25 فاک(0.26)	$:ccu$, $:ccd$ 5.06×10^{-5}	$:ccu$, $:ccd$ 5.07×10^{-4} $:ccs$ 5.07×10^{-5}

نتایج مدل موارک-دوکوارک بدون هیچ گونه تقریبی به دست آمده اند در حالی که در مدل فاک [4] از مراتب توانی نسبت $\frac{m_{c,b}}{M_z}$ صرف نظر شده است.

مرجع‌ها

[1] S. S. Greshtein et al., Usp. Fiz. Nauk. 3 (**1995**) 165.

[2] G. A. Schuler, Preprint CERN-TH.. 7170/94, (**1994**).

[3] E. Bratten and K.Cheung, Phys. Rev. D. 48 (**1993**) 5049.

[4] A. F. Falk et al., Phys. Rev. D. 49 (**1994**) 555.

[5] A. P. Martynenko and V. A. Saleev, Phys. Lett. B. 385 (**1996**) 297.

[6] M. A. Doncheski et al., Phys. Rev. D. 53 (**1996**) 1247.

[7] M. A. Gomshi Nobary, J. Phys. G.: Nucl. Part. Phys. 27 (**2001**) 21.

مطالعه زمان واهلش کوارک سنگین با استفاده از نظریه ریسمان

بی تقصیر فدافن، کاظم؛ نیازی، حسن
دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود

چکیده

در این تحقیق حرکت کوارک سنگین با استفاده از نظریه ریسمان بررسی می گردد. در ابتدا روش محاسبه نیروی کششی وارد بر کوارک معرفی می شود و بر اساس آن زمان واهلش بدست می آید.

مقدمه

برخورد یونهای سنگین نسبیتی طلا در RHIC[1] باعث بوجود آمدن محیطی به نام QGP (پلاسمای کوارک گلوئونی) می شود که به دلیل بالا بودن دمای محیط، کوارکها و گلوئونهای آزاد در آن وجود دارند[1]. مطالعه این سیستم (که یک سیستم همبسته قوی می باشد) توسط روش های اختلالی میسر نیست و به همین دلیل باید به دنبال روشهای جایگزین بود. یکی از این روش ها که در سالهای اخیر مورد توجه قرار گرفته است استفاده از دوگانی AdS/CFT است. برطبق این دوگانی، همسانی میان پلاسمای کوارک گلوئونی و نظریه کلاسیکی گرانش وجود دارد. بر طبق آن می توان نظریه ابر تقارنی یانگ میلز با ابر تقارنی N=4 در چهار بعد را دوگان ریسمان نوع IIB روی فضای $AdS_5 \times S_5$ دانست و از محاسبات نظریه ریسمان استفاده کرد[2].

هدف از این مقاله مطالعه زمان واهلش کوارک سنگین با استفاده از نظریه ریسمان است. محیط در نظر گرفته شده شامل کوارکهای سبک و سنگین است که دوگان گرانشی آن با در نظر گرفتن سیاهچاله های RN[2] بدست آمده است. مطالعه نیروی کششی در این میدان زمینه در اولین کنفرانس ذرات و میدان ها ارایه گردیده است [۹] . در این منبع نیروی کششی وارد بر یک ذره در حال حرکت با استفاده از AdS/CFT انجام شده است.

متریک زمینه با در نظر گرفتن سیاهچاله RN عبارتست از:

$$ds^2 = G_{\mu\nu}dx^{\mu}dx^{\nu} = \frac{r^2}{R^2}(-fdt^2 + d\vec{x}^2) + \frac{R^2}{r^2 f}dr^2 \quad (۱)$$

که در آن f عبارتست از:

$$f = 1 - \frac{M}{r^4} + \frac{Q^2}{r^6} \quad (۲)$$

همچنین رابطه بین دما و افق سیاهچاله به صورت زیر است:

$$T = \frac{r_0}{\pi R^2}\left(1 - \frac{Q^2}{2{r_0}^6}\right) \quad (۳)$$

در این روابط ، M جرم سیاهچاله ، Q بار الکتریکی ، R شعاع خمش فضا ، T دما ، r_0 مکان افق سیاهچاله در بعد هولوگرام می باشد. با استفاده از AdS/CFT کوارک در حال حرکت در محیط در واقع انتهای ریسمانی است که در بعد هولوگرام کشیده شده و انتهای ریسمان به سیاهچاله میرسد. کنش نامبوگوتو برای ریسمان عبارتست از:

$$S = -T_0 \int d\sigma\, d\tau \sqrt{-g} \quad (۴)$$

که در آن T_0 تنش ریسمان است و همچنین:

$$-g = (\dot{X}.X')^2 - \dot{X}^2 X'^2 \quad (۵)$$

1- Relativistic Heavy Ion Collider
2- Extremal Reissner-Nordström Black Holes

$$\dot{X}.X' = \dot{X}^{\mu} X'^{\nu} G_{\mu\nu}$$
$$\dot{X}^2 = \dot{X}^{\mu} \dot{X}^{\nu} G_{\mu\nu} \qquad (۶)$$
$$X'^2 = X'^{\mu} X'^{\nu} G_{\mu\nu}$$

که $G_{\mu\nu}$ متریک زمینه در رابطه (2) و $\dot{x}$ و x' مشتقات x نسبت به t و r هستند. با انتخاب پیمانه ایستا[۱۴] ($\sigma = r, \tau = t$) و همچنین صفر گرفتن مولفه های y و z ، وابستگی مختصه x ذره با زمان را به صورت خطی در نظر میگیریم :

$$X^{\mu} = (t, x(r), 0, 0, r) \qquad (۷)$$

$$x(r) = vt + \xi(r) \qquad (۸)$$

نیروی کششی وارد بر ذره عبارتست از:

$$F = -T_0 C = \frac{2T_0 R^2 v\, r_0^2}{\sqrt{A}} Cos\left(\frac{Cos^{-1}(-\sqrt{A})}{3}\right) \qquad (9)$$

که $A = 1 - v^2$.

محاسبه نیروی کششی با در نظرگرفتن تصحیحات گرانشی در مرجع های [6,7] آمده است.

با استفاده از AdS/CFT محیطی با دمای صفر با در نظر گرفتن سیاهچاله های فرینه بدست می آید.گرچه دمای محیط صفر است ولی آنتروپی صفر نبوده و از رابطه زیر به دست می آید:

$$S = \frac{r_0^{\ 3}}{4G_5} \qquad (۱۰)$$

که G_5 ثابت گرانش در پنج بعد است. بنابراین نیروی کششی که بدست آمده است متناسب با r_0^2 است و با استفاده از رابطه آنتروپی در (1) داریم:

$$F \propto S^{\frac{2}{3}} \qquad (۱۱)$$

بسیار مناسب است که نتیجه بدست آمده را با نیروی کششی در دمای غیر صفر و در نظریه ابرتقارنی N=4 یانگ-میلز مقایسه کنیم[4] :

2- Static Gauge

$$F = -\frac{T_0\, r_0^2}{R^2} \frac{v}{1 - v^2} \qquad (۱۲)$$

برای محاسبه زمان واهلش به تعریف آن مراجعه می کنیم. می دانیم که زمان واهلش زمانی است که ممنتوم ذره به $\frac{1}{e}$ ام مقدار اولیه اش برسد**[8]**. پس با استفاده از F_1 در رابطه (۲۶) داریم :

$$F = \frac{dP}{dt} = \frac{-2T_0 R^2 r_0^{\ 2} P}{m} Cos\left(\frac{Cos^{-1}(-\sqrt{A})}{3}\right) \qquad (۱۳)$$

از طرفی داریم :

$$\begin{cases} T_0 R^2 = \dfrac{R^2}{2\pi\alpha'} = \dfrac{\sqrt{g_{YM}^2 N}}{2\pi} \\ r_0 = 2\pi^2 \mu \sqrt{\dfrac{n}{3}} \end{cases} \qquad (۱۴)$$

با جایگزاری روابط (۳۱) در رابطه (۳۰) خواهیم داشت :

$$F = \frac{-4\pi^3 \mu^2 n\, P \sqrt{g_{YM}^2 N}}{3m} Cos\left(\frac{Cos^{-1}(-\sqrt{A})}{3}\right) \qquad (۱۵)$$

در نتیجه :

$$P(t) = P(0) Exp\left(\frac{-4\pi^3 \mu^2 n\, t \sqrt{g_{YM}^2 N}}{3m} Cos\left(\frac{Cos^{-1}(-\sqrt{A})}{3}\right)\right) \qquad (۱۶)$$

اکنون می توان زمان واهلش را به دست آورد؛ زمان واهلش عبارتست از:

$$t_D = \frac{3m}{4\pi^3 \mu^2 n \sqrt{g_{YM}^2 N}\, Cos\left(\dfrac{Cos^{-1}(-\sqrt{A})}{3}\right)} \qquad (۱۷)$$

همچنین نیروی کششی و زمان واهلش در دمای غیر صفر را مورد بررسی قرار دادیم. در دمای غیر صفر داریم :

$$F = \frac{-\sqrt{g_{YM}^2 N}\, P}{\pi m} \sqrt{\frac{M}{3}} Cos\left(\frac{1}{3} Cos^{-1}\left(\frac{-3\sqrt{3} A Q^2}{2M^{\frac{3}{2}}}\right)\right) \qquad (۱۸)$$

$$t_D = \frac{\pi m \sqrt{3}}{\sqrt{g_{YM}^2 N}\, \sqrt{M}} \left\{ Cos\left(\frac{1}{3} Cos^{-1}\left(\frac{-3\sqrt{3} A Q^2}{2M^{\frac{3}{2}}}\right)\right)\right\}^{-1} \qquad (۱۹)$$

که Q, M از طریق روابط زیر به پتانسیل شیمیایی (μ) ، شماره رنگ (n) و دما (T) مرتبط می شوند :

$$M = r_0^4 + \frac{Q^2}{r_0^2} \qquad (۲۰)$$

$$Q^2 = \frac{8}{3}\pi^4 r_0^4 n \mu^2 \qquad (۲۱)$$

$$r_0 = \frac{8\pi^4 n \mu^2}{3}\left(\sqrt{\pi^2 T^2 + \frac{16}{3}\pi^4 \mu^2 n} - \pi T\right)^{-1} \qquad (۲۲)$$

همچنین در مرجع [8] زمان واهلش در دمای غیر صفر و با متریک مورد نظر تعیین شده است :

$$t_D = \frac{2m}{\pi\sqrt{g_{YM}^2 N T^2}} \qquad (۲۳)$$

نتیجه گیری:

در این تحقیق محیط کوارک گلون را با در نظر گرفتن سیاهچاله های RN مطالعه کردیم. با در نظر گرفتن جواب تحلیلی نیروی کششی وارد بر کوارک زمان واهلش کوارک سنگین را بدست آوردیم. درمقایسه با حالت $T \neq 0$ در نظریه ابرتقارنی یانگ–میلز در یافتیم که این کمیت وابسته با جرم کوارک نسبت مستقیم و با مجذور پتانسیل شیمیایی و شماره رنگ نسبت معکوس دارد.

مرجع‌ها

1) E.V. Shuryak," What RHIC experiments and theory tell us about properties of quark-gluon plasma?" Nucl. Phys. **A 750**, 64 (2005). arXiv:hep-ph/0405066

2) J.M. Maldacena, "The large *N* limit of superconformal field theories and supergravity." Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998); [Int .J. Theor. Phys. **38**, 1113 (1999)]. arXiv:hep-th/9711200

4) C.P. Herzog, A. Karch, P. Kovtun, C. Kozcaz, L.G. Yaffe, " Energy loss of a heavy quark moving through *N* = 4 supersymmetric" Yang–Mills plasma. J. High Energy Phys. **0607**, 013 (2006). arXiv:hep-th/0605158

5) S.S. Gubser, "Drag force in AdS/CFT". Phys. Rev. D **74**, 126005 (2006). arXiv:hep-th/0605182

6) K. B. Fadafan, ``Charge effect and finite 't Hooft coupling correction on drag force and Jet Quenching Parameter," Eur. Phys. J. C. **68** (2010) 505 [arXiv:0809.1336 [hep-th]].

7) K.B. Fadafan, "*R*2 curvature-squared corrections on drag force." JHEP 0812:051,2008 arXiv:0803.2777 [hep-th] 8) S.S. Gubser" Comparing the drag force on heavy quarks in N = 4 super-Yang-Mills theory and QCD" arXiv:۰٦۱۱۲۷۲v2 [hep-th]

[۹] کاظم بی تقصیر فدافن ، حسن نیازی " مطالعه اتلاف انرژی کوارک سنگین در دمای صفر با استفاده از سیاهچاله های فرینه " اولین کنفرانس فیزیک ذرات ایران ۷–۶ بهمن ۱۳۸۹ دانشگاه یزد

مطالعه هسته های ^3He و ^4He با استفاده از روش هولوگرافی

پهلوانی، محمدرضا؛ صادقی، جعفر؛ مراد، راضیه

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

در این مقاله انرژی بستگی هسته های سبک با استفاده از پتانسیل تبادل تک بوزونی محاسبه شده است. در این محاسبات جفت شدگی های نوکلئون به مزون از طریق تناظر AdS/CFT استفاده شده است .همچنین حالت های برانگیخته این هسته ها نیز مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج بدست آمده از این روش توافق چشمگیری با داده های تجربی نشان می دهند.

Study of ^{3}He and ^{4}He Nuclei Using the Holographic Method

Pahlavani, Mohammad Reza[1]; Sadeghi, Jafar[1] ; Morad , Razie[1]

[1] *Department of Physics, Faculty of Science, University of Mazandaran*

Abstract

In this paper, the binding energy of light nuclei has been studied using the one-boson exchange potential. In these calculations the nucleon- meson coupling constant calculated via the AdS/CFT have been used. Also, the excited states of nuclei have been studied. The obtained result are in a good agreement with the experimental data.

مقدمه

اولین بار یوکاوا تلاش های زیادی برای ارائه یک پتانسیل نوکلئون–نوکلئون بر حسب مدل تبادل مزونی در فیزیک هسته ای انجام داد. هر چند که روش به کار گرفته شده توسط یوکاوا، دستاوردهای مهمی با دقت بالا در پدیده شناسی بدست آورد، اما دارای نقص هایی نیز می باشد. در حقیقت پارامترهای مورد استفاده در مدل یوکاوا، مانند ثابت های جفت شدگی و جرم ها همگی با استفاده از نتایج تجربی بدست آمده از پراکندگی الاستیک نوکلئون–نوکلئون مشخص می شوند[۱]. پتانسیل نوکلئون–نوکلئون اخیراً توسط تناظر AdS/CFT در مدل Sakai-Sugimoto، بررسی شده است و ثابت های جفت شدگی بین نوکلئون ها و مزون ها محاسبه شده است[۲و۳].

پتانسیل نوکلئون–نوکلئون در تصویر تبادل تک بوزونی در کل به شکل زیر نوشته می شود،

$$V_\pi + V_{\eta'} + \sum_{k=1}^{\infty} V_{\rho^{(k)}} + \sum_{k=1}^{\infty} V_{\omega^{(k)}} + \sum_{k=1}^{\infty} V_{a^{(k)}} + \sum_{k=1}^{\infty} V_{f^{(k)}} \qquad (۱)$$

که شامل تبادل مزون های شبه اسکالر، برداری و بردار محوری است. اما در مدل هولوگرافی SS تنها چهار دسته از این جفت شدگی ها سهم عمده ای در پتانسیل نوکلئون–نوکلئون دارند[۲و۳]،

$$\frac{g_{\pi NN} M_{KK}}{2m_N} \sim g_{\omega^{(k)}NN} \sim \frac{\tilde{g}_{\rho^{(k)}NN} M_{KK}}{2m_N} \sim g_{a^{(k)}NN} \sim \sqrt{\frac{N_C}{\lambda}} \qquad (۲)$$

همچنین در مدل SS جرم پایون صفر است و جرم بقیه مزون ها از مرتبه M_{KK} می باشد. همانطور که گفته شد ثابت های جفت شدگی در حد λN_c بزرگ محاسبه می شوند. در کل برای حد توفت بزرگ و محدود، کوچکترین فاصله ای که در آن این تصویر هولوگرافی از نوکلئون ها همچنان صحیح می باشد از مرتبه اندازه نوکلئون است. در فواصل بزرگتر از سایز نوکلئون ها تنها در نظر گرفتن سهم ناشی از تبادل مزون های سبک کافی می باشد[۲]. در

نتیجه ما پتانسیل هولوگرافی زیر را برای برهم کنش نوکلئون–نوکلئون در نظر می گیریم،

$$V_{NN}^{H} = V_C(r) + \left(V_T^{\sigma}(r)\,\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2 + V_T^{S}(r) S_{12}\right)\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2, \tag{۳}$$

که در آن داریم،

$$V_C(r) = \sum_{k=1}^{P}\frac{1}{4\pi}\left(g_{\omega^{(k)}NN}\right)^2 m_{\omega^{(k)}}\, y_0(m_{\omega^{(k)}} r) + \sum_{k=1}^{P}\frac{1}{4\pi}\left(g_{a^{(k)}NN}\right)^2 \frac{m_{a^{(k)}}}{3}\left[-2y_0(m_{a^{(k)}} r)\right], \tag{۴}$$

$$V_T^{\sigma}(r) = \sum_{k=1}^{P}\frac{1}{4\pi}\left(\frac{g_{\rho^{(k)}NN} M_{KK}}{2m_N}\right)^2 \frac{m^3_{\rho^{(k)}}}{3M^2_{KK}}\left[2y_0(m_{\rho^{(k)}} r)\right]$$

$$V_T^{S}(r) = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{g_{\pi^{(k)}NN} M_{KK}}{2m_N}\right)^2 \frac{1}{M^2_{KK} r^3} + \sum_{k=1}^{P}\frac{1}{4\pi}\left(\frac{g_{\rho^{(k)}NN} M_{KK}}{2m_N}\right)^2 \frac{m^3_{\rho^{(k)}}}{3M^2_{KK}}\left[-y_2(m_{a^{(k)}} r)\right] + \sum_{k=1}^{P}\frac{1}{4\pi}\left(g_{a^{(k)}NN}\right)^2 \frac{m_{a^{(k)}}}{3}\left[y_2(m_{a^{(k)}} r)\right],$$

در معادلات بالا داریم:

$$S_{12} = 3\left(\vec{\sigma}.\hat{r}\right)\left(\sigma_2.\hat{r}\right) - \vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2 \;, \quad y_0(x) = \frac{e^{-x}}{x}\;, y_2(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right)\frac{e^{-x}}{x} \tag{۵}$$

و برای فواصل به اندازه کافی زیاد $p \square \sqrt{\lambda/10}$ یک مقدار قابل قبول می باشد[۲].

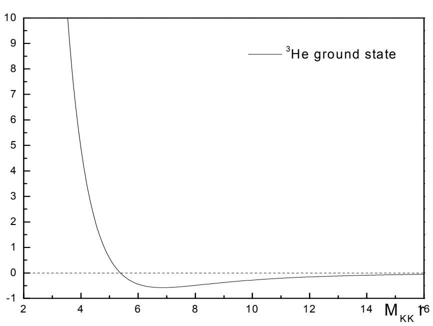
هولوگرافی هسته های ^3He و ^4He

ما در این مقاله، هسته های سبک را به صورت یک سیستم چند جسمی در نظر گرفته و پتانسیل آن را از مجموع برهم کنش بین نوکلئون های تشکیل دهنده آن محاسبه می کنیم[۴و۵]. بدین منظور از پتانسیل نوکلئون–نوکلئون هولوگرافی ارائه شده در بخش قبل استفاده می کنیم. در این راستا ما یک ترکیب مثلثی برای نوکلئون های هسته ^3He در نظر می گیریم که در آن فاصله نوکلئون ها از هم r می باشد. سپس پتانسیل هسته را به شکل زیر می نویسیم،

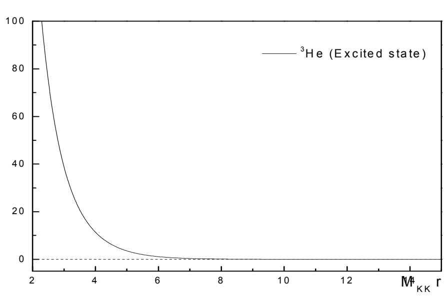
$$\begin{aligned} V_{^3He} &= V_{12} + V_{13} + V_{23} \\ &= 3V_C(r) + E_C(r) + \left(V_T^{\sigma}(r)\,\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2 + V_T^{S}(r) S_{12}\right)\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2 \\ &+ \left(V_T^{\sigma}(r)\,\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_3 + V_T^{S}(r) S_{13}\right)\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_3 + \left(V_T^{\sigma}(r)\,\vec{\sigma}_2.\vec{\sigma}_3 + V_T^{S}(r) S_{23}\right)\vec{\tau}_2.\vec{\tau}_3 \end{aligned} \tag{۶}$$

$E_c(r)$ دافعه کولنی پنج بعدی بین دو اینستنتون با N_c واحد بار الکتریکی است، $E_C(r) = \frac{N_c}{\lambda}\frac{1}{M_{KK} r^2}$. می دانیم که اسپین– پاریته هسته ^3He در حالت زمینه $\left(\frac{1}{2}\right)^+$ است. از سویی برای یک سیستم دو نوکلئونی باید $L+S+T=1$ باشد. ما با در نظر گرفتن این شرایط و استفاده از قواعد ابر گزینش پتانسیل $V_{^3He}$ را محاسبه کرده و در شکل ۱ نشان داده ایم. مقادیر $\lambda = 17, N_c = 3, M_{KK} = 0.92\,GeV$ و $m_N = 0.94\,GeV$ در این محاسبه استفاده شده است. مطابق شکل پتانسیل در نقطه ۱/۴۷ fm مینیمم می شود. مقدار پتانسیل در این نقطه که انرژی بستگی را به ما نشان می دهد برابر است با ۷/۴۱ MeV– که در توافق خوبی با داده های تجربی می باشد.

علاوه بر این اگر حالتی را در نظر بگیریم که در آن اسپین دو پروتون با هم موازی باشد، اسپین– پاریته هسته ^3He برابر $\left(\frac{3}{2}\right)^+$ می شود. در این حالت نیز پتانسیل هولوگرافی هسته ^3He را محاسبه کرده و در شکل ۲ نشان داده ایم. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که هیچ حالت مقیدی وجود ندارد و بنابراین نتیجه می‌گیریم که هسته ^3He فاقد هر گونه حالت برانگیخته است که در توافق با تجربه می باشد.



شکل۱ : پتانسیل هولوگرافی ^3He در حالت زمینه در واحد $M_{KK} N_c / 4\pi\lambda$

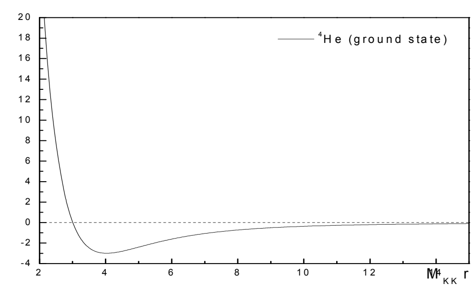


شکل۲ : پتانسیل هولوگرافی ^3He در حالت برانگیخته در واحد $M_{KK} N_c / 4\pi\lambda$

با فرض شکل مربعی به ضلع r برای ^4He که دارای حداکثر تقارن است و اینکه پروتون ها در گوشه های مقابل هم قرار گرفته اند، پتانسیل هسته ^4He را به صورت زیر می توان در نظر گرفت:

$$\begin{aligned} V_{^4He} &= V_{12}+V_{13}+V_{14}+V_{23}+V_{24}+V_{34} \\ &= 4V_C(r)+2V_C(\sqrt{2}r)+E_C(r) \\ &\quad +\left(V_T^\sigma(r)\,\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_2+V_T^S(r)S_{12}\right)\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2 \\ &\quad +\left(V_T^\sigma(r)\,\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_3+V_T^S(r)S_{13}\right)\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_3 \\ &\quad +\left(V_T^\sigma(\sqrt{2}r)\,\vec{\sigma}_1.\vec{\sigma}_4+V_T^S(\sqrt{2}r)S_{14}\right)\vec{\tau}_1.\vec{\tau}_4 \\ &\quad +\left(V_T^\sigma(\sqrt{2}r)\,\vec{\sigma}_2.\vec{\sigma}_3+V_T^S(\sqrt{2}r)S_{23}\right)\vec{\tau}_2.\vec{\tau}_3 \\ &\quad +\left(V_T^\sigma(r)\,\vec{\sigma}_2.\vec{\sigma}_4+V_T^S(r)S_{24}\right)\vec{\tau}_2.\vec{\tau}_4 \\ &\quad +\left(V_T^\sigma(r)\,\vec{\sigma}_3.\vec{\sigma}_4+V_T^S(r)S_{34}\right)\vec{\tau}_3.\vec{\tau}_4 \end{aligned} \tag{۷}$$

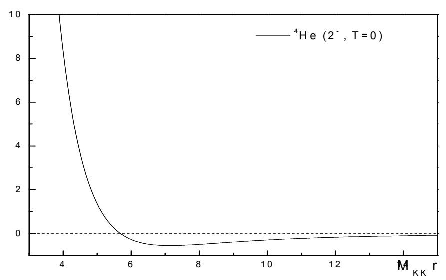
می دانیم که اسپین- پاریته هسته ^4He در حالت زمینه $(0)^+$ است. با استفاده از قوانین ابر گزینش و مقادیر قبلی برای پارامتر های مدل، پتانسیل هسته ^4He را به صورت عددی محاسبه کرده و در شکل ۳ نشان داده ایم. محاسبات نشان می دهد که کمینه پتانسیل برابر است با MeV ۲۸/۵۸- است که در توافق خوبی با نتایج تجربی مربوط به انرژی بستگی هسته ^4He می باشد.



شکل۳ : پتانسیل هولوگرافی ^4He در حالت زمینه در واحد $M_{KK}\,N_c/4\pi\lambda$

برای بدست آوردن حالت های برانگیخته هسته ^4He ما شرایط متفاوتی را برای اسپین- پاریته نوکلئونها در نظر گرفته ایم. پتانسیل هولوگرافی محاسبه شده برای هر حالت برانگیخته دارای یک کمینه است. اختلاف این مقدار کمینه و انرژی بستگی هسته را به عنوان انرژی برانگیختگی برای هر حالت برانگیخته در نظر می‌گیریم.

به عنوان اولین حالت برانگیخته، فرض می کنیم که اسپین دو پروتون (یا دو نوترون) جهت های یکسانی دارد و یکی از آن ها در تراز $L=1$ قرار دارد. این شرایط، با حالت برانگیخته $(2)^-, T=0$ هسته ^4He با انرژی برانگیختگی $E_{ex}=21.840\,MeV$ متناظر است. ما با استفاده از قوانین ابر گزینش در این حالت نیز پتانسیل هولوگرافی را محاسبه کرده و در شکل ۴ رسم نموده ایم. این پتانسیل دارای کمینه ای در MeV ۶/۵۸- است. بنابراین انرژی برانگیختگی محاسبه شده برای این حالت برابر MeV ۲۲/۰۰ می‌باشد.

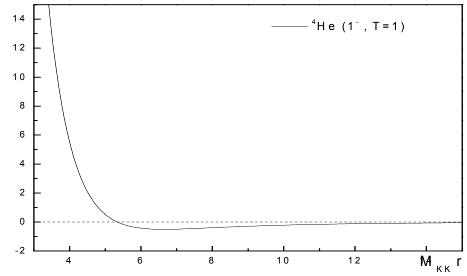


شکل۴ : پتانسیل هولوگرافی ^4He در حالت برانگیخته $(2)^-, T=0$ در واحد $M_{KK}\,N_c/4\pi\lambda$

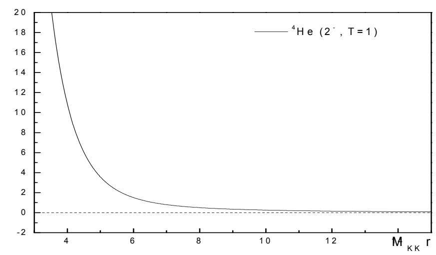
از طرف دیگر اگر هر دونوکلئون(دو پروتون یا دو نوترون) با اسپین های موازی در تراز $L=1$ قرار بگیرند، حالت برانگیخته ای با $(2)^-, T=1$ و انرژی برانگیختگی $E_{ex}=23.330\,MeV$ خواهیم داشت. متاسفانه همان طور که از شکل ۵ پیداست پتانسیل هولوگرافی محاسبه شده در این حالت فاقد کمینه است. در نتیجه ما قادر به محاسبه انرژی برانگیختگی هولوگرافی در این حالت نیستیم. اما اگر اسپین پروتون (نوترون) قرار گرفته در تراز $L=1$ با اسپین پروتون (نوترون) قرار گرفته در تراز $L=0$ جفت شود، حالت برانگیخته دیگری با $(1)^-, T=1$ و انرژی برانگیختگی $E_{ex}=23.640\,MeV$ بدست می آید. کمینه پتانسل محاسبه شده در این حالت برابر MeV ۵/۴۱- می باشد و در نتیجه مقدار MeV ۲۳/۱۷ برای انرژی برانگیختگی در این حالت بدست می‌آید.

نتیجه گیری

در این مقاله، یک تصویر هولوگرافی برای هسته های سبک شامل A نوکلئون در نظر گرفته شده و انرژی پتانسیل هسته را از برهمکنش بین نوکلئون های تشکیل دهنده آن محاسبه کرده ایم. در این محاسبات از پتانسیل تبادل



شکل۵ : پتانسیل هولوگرافی ^{4}He در حالت برانگیخته $(2)^-, T=1$ در واحد $M_{KK} N_c / 4\pi\lambda$



شکل۶ : پتانسیل هولوگرافی ^{4}He در حالت برانگیخته $(1)^-, T=1$ در واحد $M_{KK} N_c / 4\pi\lambda$

تک بوزونی برای برهمکنش نوکلئون- نوکلئون استفاده شده که همه ثابت های جفت شدگی در مدل Sakai-Sugimoto محاسبه شده است. ما در این محاسبات فرض کرده ایم که نوکلئون ها در داخل هسته به طور یکنواخت پخش شده اند و پتانسیل هسته از مجموع برهمکنش نوکلئون های هسته به دست می آید. ما شرایط متفاوتی را برای اسپین نوکلئون ها در نظر گرفته ایم که نشان دهنده ترازهای مختلف برانگیخته است. همچنین کمینه پتانسیل در حالت زمینه را به عنوان انرژی بستگی هسته در نظر گرفته ایم. علاوه بر این اختلاف بین کمینه پتانسیل در حالت برانگیخته و انرژی بستگی هسته به عنوان انرژی برانگیختگی فرض شده است. با این روش هسته های ^{3}He و ^{4}He را مورد مطالعه قرار داده ایم. برای بدست آوردن نتایج عددی، ما مقادیر $\lambda = 17, N_c = 3, M_{KK} = 0.92\,GeV$ و $m_N = 0.94\,GeV$ را برای ثابت ها در نظر گرفته ایم و مقدار M_{KK} را برای بدست آوردن نتیجه ایده آل انتخاب کرده ایم. نتایج بدست آمده که در جدول ۱ نشان داده شده است، توافق خوبی با داده های تجربی هسته ای دارد[۶و۷].

جدول۱ :نتایج بدست امده از مدل هولوگرافی برای انرژی بستگی و انرژی برانگیختگی هسته های ^3He و ^4He

Nucleus	J^p	$M_{KK}(GeV)$	$E_H(MeV)$	$E_{Ex}(MeV)$
^3He	$\frac{1}{2}^+$	0.92	-7.41	-7.71
^3He	$\frac{3}{2}^+$	All of values	No stable	No stable
^4He	0^+	0.68	-28.58	-28.30
^4He	$2^-, T=0$	0.85	22.00	21.84
^4He	$2^-, T=1$	All of values	No stable	23.33
^4He	$1^-, T=1$	0.76	23.17	23.64

مرجع‌ها

[1] Kim Y, Lee S and Yi P, "Nucleon-Nucleon Potential in Holographic QCD", *Nuclear Physics A* **844** (2010) 224c–228c.

[2] Kim Y, Lee S and Yi P, "Holographic Deuteron and Nucleon-Nucleon Potential", *JHEP* **04** 086 (2009).

[3] D. K. Hong, M. Rho, H. U. Yee and P. Yi, "Dynamics of Baryons from String Theory and Vector Dominance", *JHEP* 0709 063 (2007).

[4] M. R. Pahlavani, J. Sadeghi and R. Morad, "Binding Energy of a Holographic Deuteron and Tritium in Anti-de-Sitter Space/Conformal Field Theory (AdS/CFT) ", *Phys. Rev. C* **82**, (2010), 025201.

[5] . R. Pahlavani, J. Sadeghi and R. Morad, "Holographic ^{3}He and ^{4}He nuclei", *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys*. **38** (2011) 055002.

[6] G. Audia, O. Bersillonb, J. Blachotb and A. H. Wapstra," The N evaluation of nuclear and decay properties", *Nucl. Phys. A* **624** (1997) 1-124;

[7] D. R. Tilley and H. R. Weller, "Energy levels of light nuclei A = 4", *Nucl. Phys. A* **541** (1992), 1-104.

انرژی بستگی باریون در مدل هولوگرافی غیر بحرانی

پهلوانی، محمدرضا[1]؛صادقی، جعفر[1]؛مراد، راضیه[1]

[1]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر

چکیده

در این مقاله باریون را در پس زمینه گرانشی غیربحرانی AdS_6 که از ترکیب brane های $D4/D4/\overline{D4}$ ساخته شده، در نظر گرفته و انرژی بستگی آن محاسبه نموده ایم. در این محاسبات جمله منبع که ناشی از جفت شدگی میدان پیمانه ای brane طعم و بار الکتریکی رأس باریونی است، در نظر گرفته شده است.

Baryon Binding Energy in Non-Critical Holographic Model

Pahlavani, Mohammad Reza[1]; Sadeghi, Jafar[1]; Morad , Razie[1]

[1] Department of Physics, Faculty of Science, University of Mazandaran

Abstract

In this paper, baryon has been considered in a non- critical gravitational background AdS_6, constructed from the intersecting brane configuration $D4/D4/\overline{D4}$ and its binding energy is calculated. In this calculation, the source term arising from the coupling of gauge field of flavor brane and the charge of baryon vertex is considered.

مقدمه

اخیراً مدل های هولوگرافی زیادی توسط تناظر AdS/CFT برای بررسی مسائل QCD معرفی شده است که مدل SS یکی از بهترین آنها است[۱]. در این مدل ها، که برآمده از تئوری ریسمان بحرانی هستند، brane های رنگ پس زمینه،ده بعدی هستند و لازم است تا روی برخی ابعاد فشرده شوند تا ابرتقارن شکسته شود. این امر موجب تولید برخی مدهای Kaluza-Klein ناخواسته می شود که به مدهای هادرونی جفت می شوند و قابل جداسازی نیستند. برای غلبه بر این مشکل، می توان brane های پس زمینه را در تئوری ریسمان غیر بحرانی در نظر گرفت[۲-۴]. مطالعات نشان داده است که نتایج حاصل از مدل های غیربحرانی برای بسیاری از خواص QCD انديس پایین با داده های حاصل از شبکه در توافق است[۵-۸]. یکی از این مدل های غیربحرانی مدل AdS_6 است که در ادامه به توضیح آن می پردازیم.

پس زمینه AdS_6

AdS_6 توسط یک دسته از D4-brane های near-extremal پیچیده روی یک دایره با شرایط مرزی پادتناوبی ایجاد می شود که N_f تا D4-brane و N_f تا$\overline{D4}$ -brane در آن قرار می‌گیرند. Brane های رنگ در طول مختصات t, x_1, x_2, x_3, τ گسترده شده اند،در حالیکه brane های طعم در جهت های t, x_1, x_2, x_3, u قرار دارند. تحت تقریب quenched، $N_c \gg N_f$ می توان از backreaction، brane های رنگ صرف نظر کرد. در اینجا نیز مانند مدل SS، مختصه τ روی یک دایره S^1 پیچیده می شود و برای فرمیون ها، روی این دایره حرارتی شرایط مرزی پادتناوبی در نظر گرفته می شود. تئوری مؤثر انديس پایین روی ترکیب brane ها، یک تئوری مؤثر شبه QCD چهاربعدی با تقارن گلوبال $U(N_f)_L \times U(N_f)_R$ می باشد که توسط جفت brane های طعم $D4/\overline{D4}$ القا شده است. هندسه نزدیک افق D4-brane های رنک در تئوری ریسمان غیربحرانی به شکل زیر نوشته می شود[۳و۶]:

$$ds^2 = (\frac{U}{R})^2(-dt^2 + dx_i dx_i + f(U)d\tau^2) + (\frac{R}{U})^2 \frac{dU^2}{f(U)} \quad (۱)$$

این پس زمینه شامل یک ویلاتون ثابت Φ و یک قدرت میدان شش- فرم راموند- راموند به شکل زیر است:

$$F_{(6)} = Q_c (\frac{U}{R})^4 dt \wedge dx_1 \wedge dx_2 \wedge dx_3 \wedge du \wedge d\tau \quad (۲)$$

$$e^{\phi} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3}Q_c}, \quad R^2 = \frac{15}{2}, \; f(U) = 1 - (\frac{U_{KK}}{U})^5 \quad (۳)$$

که پارامتر Q_c با تعداد brane های رنگ N_c متناسب است.

مختصه τ نیز باید شرط تناوبی زیر را ارضاء کند:

$$\tau \sim \tau + \delta\tau \qquad \delta\tau = \frac{4\pi R^2}{5U_{KK}} \quad (۴)$$

و مقیاس جرم Kaluza-Klein این بعد فشرده برابر است با:

$$M_{KK} = \frac{2\pi}{\delta\tau} = \frac{5}{2}\frac{U_{KK}}{R^2} \quad (۵)$$

باریون در AdS_6

بار ویتن رأس باریونی را به عنوان D_p-brane پیچیده روی یک کره S^p تعریف کرد[۹]. در مدل هولوگرافی غیربحرانی AdS_6، کره S^4 وجود ندارد. ولی می توان یک D_0-brane غیر پیچیده را به عنوان رأس باریونی در نظر گرفت. در مقایسه با مدل های بحرانی مانند مدل SS، در اینجا نیز یک جمله Chern-Simon روی جهان حجم D_0-brane وجود دارد. بنابراین لازم است تا N_c ریسمان بنیادی به رأس باریونی متصل باشد. انتهای دیگر این ریسمان ها باید به D_4-brane طعم متصل شوند. ما یک تقارن عدد باریونی U(1) در نظر می گیریم و مانند مدل های هولوگرافی بحرانی، تنها مؤلفه صفر میدان پیمانه ای روی جهان حجم D_4-brane طعم را روشن می کنیم و فرض می کنیم که این مؤلفه غیر صفر A_0 و همچنین مختصه فشرده τ، تنها به مختصه شعاعی U وابسته باشد. در نتیجه کنش مؤثر کلی روی D_4-brane به شکل زیر نوشته می شود:

$$S_{D4} = -N_f T_4 e^{-\phi} \int d^5x \sqrt{-\det(g_{MN} + 2\pi\alpha' F_{MN})} \quad (۶)$$
$$+\mu \int C_5$$

جمله دوم، کنش CS می باشد که ما آن را صفر در نظر می گیریم $T_4 = (2\pi)^{-4} l_s^{-5}$. در نتیجه کنش DBI به شکل زیر نوشته می شود:

$$S_{D4} = -N_f T_4 e^{-\phi} \int d^4x dU (\frac{U}{R})^5 \times \quad (۷)$$
$$\sqrt{\tau'^2 f(U) + (\frac{R}{U})^4 (f(U)^{-1} - (2\pi\alpha' A_0'^2))}$$

که A_0 مشتق میدان پیمانه ای نسبت به U و $\tau' = d\tau/dU$ می باشد.

معادلات حرکت برای $\tau(U)$ و $A_0(U)$ به شکل زیر می باشند:

$$\frac{d}{dU}\left(\frac{\tau' f(U)}{\sqrt{\tau'^2 f(U) + \left(\frac{R}{U}\right)^4 \left(f(U)^{-1} - \left(2\pi\alpha' A_0'^2\right)\right)}}\right) = 0 \quad (۸)$$

$$\frac{d}{dU}\left(\frac{\frac{U}{R} A_0'}{\sqrt{\tau'^2 f(U) + \left(\frac{R}{U}\right)^4 \left(f(U)^{-1} - \left(2\pi\alpha' A_0'^2\right)\right)}}\right) = 0$$

در این مقاله همانند مدل SS، مورد $\tau' = 0$ را در نظر می‌گیریم. با استفاده از تغییر متغیر های زیر ،

$$U = (U_{KK}^5 + U_{KK}^3 z^2)^{1/5}, \quad (۹)$$

$$Z = \frac{z}{U_{KK}}, \qquad K(Z) = 1 + Z^2$$

کنش D_4-brane را به شکل زیر می نویسیم:

$$S_{D4} = -B \int d^4x dZ K^{3/10} \sqrt{1 - B' K^{3/5} (\partial_z A_0)^2} \quad (۱۰)$$

که ثابت Bو B' به شکل زیر می باشند:

$$B = \frac{2}{5}\frac{U_{KK}^4 N_f T_4 e^{-\phi}}{R^3}, \qquad B' = (\frac{5\pi\alpha'}{U_{KK}})^2 \quad (۱۱)$$

میدان پیمانه ای $A_0(Z)$ از طریق جمله CS به بار الکتریکی روی رأس باریونی جفت می شود و جمله چشمه را تولید می کند؛

$$S_{source} = N_c n_B \int d^4x \int dZ \, \delta(Z) A_0(Z) \quad (۱۲)$$

ما کنش باریون را به شکل مجموع کنش D4-brane و جمله source در نظر می گیریم و چگالی لاگرانژی باریون را به شکل زیر می نویسیم:

$$L_{baryon} = -BK^{3/10}\sqrt{1-B'K^{3/5}(\partial_z A_0)^2} + N_c n_B \delta(Z) A_0(Z)$$ (۱۳)

اکنون معادله حرکت را برای میدان پیمانه ای $A_0(Z)$ می نویسیم:

$$\frac{d}{dZ}\frac{\partial L}{\partial(\partial_z A_0)} = n_q \delta(Z)$$ (۱۴)

که $n_q = N_c n_B$ ، چگالی کوارک می باشد. با تعریف تکانه همیوغ میدان پیمانه ای به شکل زیر:

$$D \equiv \frac{\partial L}{\partial(\partial_z A_0)} = \frac{1}{2} n_q Sgn(Z)$$ (۱۵)

میدان پیمانه ای را می توان به شکل زیر بدست آورد:

$$A_0(Z;n_q) = A_0(0) + \int_0^z dZ \frac{n_q/2}{\sqrt{(BB')^2 K^{9/5} + B'n_q^2/4K^{3/5}}}$$ (۱۶)

در ادامه، با اعمال یک تبدیل لژاندر روی چگالی لاگرانژی میدان پیمانه ای را به شکل زیر حذف کنیم:

$$L \to -L + DA_0'$$ (۱۷)

در نتیجه انرژی باریون را به شکل زیر می نویسیم:

$$E_{baryon} = \int d^3x \int_0^{\hat{z}} dZ\,(L_{baryon}) = BV_{baryon}\int_0^{\hat{z}} dZ K^{3/10}\sqrt{1+\frac{n_q^2}{4B^2B'}K^{-6/5}}$$ (۱۸)

که شامل خودانرژی کوارک ها نیز می باشد. بنابراین ما انرژی N_c کوارک بنیادی را باید از آن کم کنیم. این انرژی به شکل زیر محاسبه می شود:

$$E_{strings} = \frac{N_c}{2\pi\alpha'}\int dU f^{-1/2} = C\int dZ K^{-3/10}$$ (۱۹)

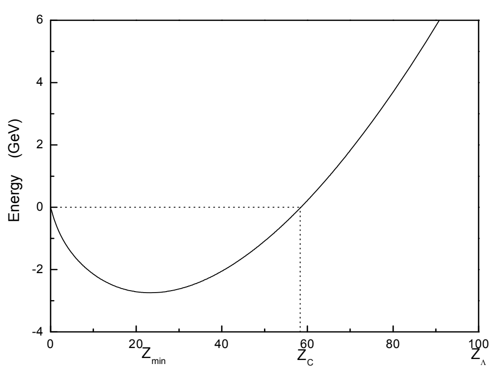
که در آن داریم

$$C = \frac{2}{5}\frac{N_C U_{KK}}{2\pi\alpha'}$$ (۲۰)

در نتیجه انرژی باریون به شکل زیر نوشته می شود:

$$E_B = BV_{baryon}\int_0^{\hat{z}} dZ\, K^{3/10}\left[1+\frac{n_q^2}{4B^2B'}K^{-6/5}\right]^{1/2} - C\int dZ\; K^{-3/10}$$ (۲۱)

ما انرژی بستگی باریون را به عنوان کمینه انرژی در نظر گرفته وا معادله بالا را به صورت عددی با انتخاب مقادیر $N_C = 3, N_f = 2, M_{KK} = 1GeV$ حل کرده و در شکل ۱ به صورت تابعی از Z_Λ رسم نموده ایم. در واقع Z_Λ فاصله D4-brane های طعم از راس باریونی یا به عبارتی طول ریسمان های متصل به راس باریونی را نشان می دهد. نتایج ما نشان می دهد که طول ریسمان ها تا Z_C می تواند افزایش یابد، اما با افزایش بیشتر طول ریسمان ها ترکیب باریونی تفکیک می شود. انرژی باریون در نقطه $Z_\Lambda = Z_{\min}$ کمینه می شود. ترکیب باریونی در این نقطه را به عنوان پایدارترین ترکیب در نظر گرفته و انرژی آن را به عنوان انرژی بستگی باریون محاسبه می کنیم که مقدار ۲/ ۴۷ GeV بدست می آید.



شکل۱- انرژی بستگی باریون بر حسب طول ریسمان ها

نتیجه گیری

ما در این مقاله باریون دینامیکی را در پس زمینه گرانشی غیر بحرانی AdS_6 در نظر گرفتیم. کنش باریون را به صورت جمع کنش DBI و جمله منبع ناشی از جفت شدگی CS فرض کردیم. برای محاسبه انرژی بستگی باریون، خود انرژی کوارک ها سازنده

باریون را از انرژی کل باریون کم نمودیم و سپس با اکسترمم کردن انرژی حاصل نسبت به طول ریسمان ها انرژی بستگی باریون را بدست آورده ایم. نتیجه حاصل در شکل ۱ قابل مشاهده است. بر اساس این شکل می بینیم که انرژی باریون در $Z_\Lambda = 0$ یا $U_\Lambda = U_{KK}$ صفر می باشد. با افزایش Z_Λ، انرژی ترکیب باریونی کاهش می یابد و در $Z_\Lambda = Z_{\min}$ کمینه می شود. لذا این نقطه یک نقطه تعادل پایدار می باشد. همچنین انرژی در نقطه $Z_\Lambda = Z_C$ دوباره صفر می شود و برای فواصل بزرگتر از $Z_\Lambda > Z_c$ انرژی افزایش می یابد. این مطلب نشان می دهد که ترکیب باریونی در نظر گرفته شده برای Z_Λ بزرگتر ار Z_C پایدار نمی باشد و باریون تفکیک می شود. این رفتار باریون با نتیجه بدست آمده در مدل هولوگرافی بحرانی معادل SS است[۱۰].

مرجع‌ها

[۱] T. Sakai and S. Sugimoto, “Low energy hadron physics in holographic QCD”, *Prog. Theor. Phys*. **113**, (2005) 843.

[۲] I. R. Klebanov, J. M. Maldacena, "Superconformal gauge theories and non-critical superstrings",*Int. J. Mod. Phys. A* **19**, (2004) 5003-5016.

[۳] S. Kuperstein and J. Sonnenschein, "Non-critical supergravity (d > 1) and holography", *JHEP* **0407**, (2004) 049.

[۴] F. Bigazzi, R. Casero, A. L. Cotrone, E. Kiritsis and A. Paredes, "Non-critical holography and four-dimensional CFT's with fundamentals", *JHEP* **0510**, (2005) 012.

[۵] R. Casero, A. Paredes and J. Sonnenschein, "Fundamental matter, meson spectroscopy and non-critical string / gauge", *JHEP* **0601**, (2006) 127.

[۶] S. Kuperstein, J. Sonnenschein, "Non-critical, near extremal AdS(6) background as a holographic laboratory of four dimensional YM theory", *JHEP* **0411**, (2004) 026

[۷] J. M. Maldacena,"Wilson loops in large N field theories", *Phys. Rev. Lett.* **80**, (1998) 4859.

[۸] V. Mazu and J. Sonnenschein, "Non critical holographic models of the thermal phases of QCD", *JHEP* **06** (2008) 091.

[۹] E. Witten, "Baryons and branes in anti de Sitter space", *JHEP* **9807**, (1998) 006.

[۱۰] J. Sadeghi, M. R. Pahlavani , R. Morad and S. Heshmatian,"Baryon Binding Energy in Sakai-Sugimoto Model", *Int. J. Theor. Phys* **50** *(2011) 488-96.*

فرم جدید پارامتریزه‌کردن میدان هیگز در مدل ابعاد اضافی جهانی

توفیقی، علی[۱]؛ میرزابابازاده، فاطمه[۲]

[۱]*دانشکده فیزیک، دانشگاه مازندران، بابلسر*

[۲] *دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان*

چکیده

ما مدل ابعاد اضافی جهانی (UED) را مورد بررسی قرار دادیم که بر روی یک اوربیفلد $\frac{S^1}{Z_2}$ فشرده شده است. ما معادله حرکت مربوط به میدان اسکالری درون توده را مورد مطالعه قرار داده و حل جدیدی برای مقدار انتظاری خلاء این میدان بدست آوردیم. همچنین یک روش تئوری به منظور دستیابی به کمترین مد مربوط به بسط کالوزا-کلاین هیگز فیزیکی، بوزون‌گلدستون و هیگز باردار ارائه دادیم و در نهایت انحراف یوکاوایی کوارک top را در این چارچوب بدست آوردیم.

New Parametrization of the Higgs Field in Universal Extra Dimension

Tofighi, Ali[1]; Mirzababazadeh, Fatemeh[2]

[1] *Department of Physics, University of Mazandaran, Babolsar,*
[2] *Department of Physics, University of Semnan , Semnan*

Abstract

We consider a universal extra dimension model compactified on an orbifold $\frac{S^1}{Z_2}$.We study the equation of motion for the bulk scalar field, and we present a new solution for the vacuum expectation value of this field. We also find analytical expressions for the lowest order Kaluza−Klein expansion for the Higgs, Nambo−Goldestone and fermion fields. and finally we explore the issue of top Yukawa deviation in this framework.

PACS No (13)

مقدمه

مدل استاندارد فیزیک ذرات بر پایه گروه تقارنی $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ پایه‌گذاری شده است. امروزه این مدل یک تئوری رایج و کاربردی است که علی رغم تمام موفقیتهای بی‌شمار یک بخش از آن هنوز به خوبی پایه‌گذاری نشده است. ما نمی‌دانیم چه عاملی باعث جرمدار شدن ذرات بنیادی می‌گردد، ساده‌ترین ایده استفاده از مکانیزم هیگز می‌باشد. این مکانیزم شامل یک ذره‌ی اضافی بنام بوزون هیگز است.

بدلیل عدم پاسخگویی مدل استاندارد به بسیاری از سؤالات، فیزیکدانان را براین عقیده استوار کرده است که باید نظریه‌ای کاملتر جانشین این مدل شده که علاوه بر حل مشکلات آن، پیش‌بینی‌هایی نیز ارائه کند که بطور تجربی قابل بررسی باشند ابعاد اضافی یکی از همین نظریه‌هاست که در این مقاله به بررسی جنبه‌های مختلف شکست تقارن الکتروضعیف (مکانیزم هیگز) در ابعاد اضافی از نوع UED تخت پرداخته و در نهایت یکی از ویژگیهای پدیده‌شناسی آن یعنی انحراف یوکاوایی کوارک top را مورد بررسی قرار می‌دهیم.

مدل

در این مقاله فرض براین است که فضا دارای متریک تخت بوده و کنش برای میدان هیگز دوگان $SU(2)_L$ دارای رابطه‌ی زیر است:

$$S = \int dx^4 \int_0^L dz \, [(-D_M H)^\dagger (D^M H) - V(H)] \quad (۱)$$

D_M مشتق هموردای پیمانه‌ای بوده و $V(H)$ پتانسیلی است که در درون توده[۱۵] قرار دارد:

$$D_M = \partial_M + i g_5 T^a W^a_M + i g'_5 Y B_M \quad (۲)$$

$$V(H) = -m^2 |H|^2 - \frac{\lambda_5}{4} |H|^4 + O(\Lambda^{-4}) \quad (۳)$$

با پارامتریزه کردن هیگز دوگان بصورت

$$H = \begin{bmatrix} \varphi^+ \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi + i\chi) \end{bmatrix} \quad (۴)$$

و بکارگیری تغییر متغییر $\lambda = \frac{\lambda_5}{\Lambda} = \frac{m^2}{v_0^2}$ ، پتانسیل $V(H)$ بصورت زیر بازنویسی می‌شود.

$$V(H) = \frac{\lambda}{4}(\varphi^2 + \chi^2 + 2\varphi^+\varphi^- - v_0^2)^2 + O(\Lambda^{-4}) \quad (۵)$$

یک روش رایج در فیزیک ذرات، استفاده از روش میدان زمینه است. در این روش میدان به دو بخش کلاسیکی و افت‌وخیزهای کوانتومی تفکیک می‌شود:

$$\varphi(x^\mu, z) = \varphi^c(x^\mu, z) + h^q(x^\mu, z) \quad (۶)$$

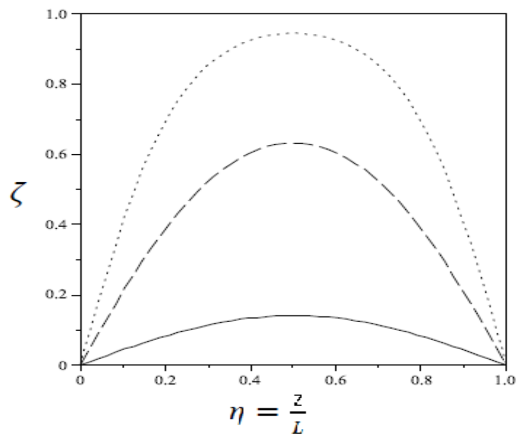
اگر ساده‌ترین حالت برای میدان کلاسیکی (خلاء) در نظر گرفته شود یعنی هیچگونه وابستگی به مختصات ۴ بعدی تخت x^μ نداشته و فقط وابسته به بعد اضافی باشد $\varphi^c = \varphi^c(z)$ ، آنگاه معادله حرکت مربوط به این میدان با رابطه‌ی زیر داده می‌شود [۱]:

$$\frac{d^2}{dz^2}\varphi^c(z) - \lambda(\varphi^c(z)^2 - v_0^2)\varphi^c(z) = 0 \quad (۷)$$

یکی از جوابهای رابطه‌ی ذکر شده این است که میدان کلاسیکی، شکل یکنواخت $\varphi^c(z) = v_0$ داشته باشد که در مراجع [۱][۲][۳] راجع به آن بحث کاملی شده است. اما اگر رابطه‌ی (۷) را در کلی‌ترین حالت آن حل کنیم در آن صورت دارای جوابی غیر یکنواخت براساس توابع بیضوی برای میدان کلاسیکی $\varphi^c(z)$ خواهیم بود:

$$\varphi^c(z) = \sqrt{\frac{2k^2 v_0^2}{1+k^2}}\, \mathrm{sn}\left(\sqrt{\frac{\lambda v_0^2}{1+k^2}}\, z, k\right) \quad (۸)$$

sn تابع بیضوی ژاکوبی با پارامتر مدول $(0 < k < 1)$ بوده و دارای دوره تناوب $4K$ می‌باشد. در شکل ۱ کمترین مرتبه‌ی مد مربوط به افت‌وخیز کوانتومی میدان هیگز فیزیکی نشان داده‌شده‌است و پارامتر $\zeta = \frac{\varphi^c(z)}{v_0}$ می‌باشد.



شکل۱ : کمترین مرتبه مد مربوط به میدان کلاسیکی غیر یکنواخت، نقطه‌چین به ازای $k = 0.9$ ، خط‌چین به ازای $k = 0.5$ و خط به ازای $k = 0.1$.

از آنجایی که توابع بیضوی دو متغیره می‌باشند لذا دارای فضای پارامتری بسیار غنی هستیم. به منظور حفظ پاریته‌ی kk ، طول اوربیفلد را در $\frac{1}{2}$ دوره تناوب قرار داده و شروط مرزی را (D, D) لحاظ کردیم یعنی $\varphi^c(z = 0, L) = 0$ ، در نتیجه رابطه‌ی زیر حاصل شد:

$$L = 2\frac{\sqrt{1+k^2}}{m} K(k) \quad (۹)$$

یکی از نتایج فیزیکی رابطه ی (۸) این است که جرم ۵ بعدی بوزونهای پیمانه‌ای در درون توده ثابت نیستند بلکه تابعی از بعد پنجم یعنی z می‌باشند. با توجه به رابطه‌ی (۹) ملاحظه می‌گردد که طول اوربیفلد در ارتباط با پارامتر مدول k و m می‌باشد که به ازای $k = 0$ این طول مقدار $L_{min} = \frac{\pi}{m}$ و به ازای $k = 1$ مقدار $L_{max} = \infty$ را کسب می‌کند که بعد اضافی نامتناهی نامیده می‌شود.

طیف بخش اسکالری

مشابه مدل استاندارد که خلاء حول میدانهای مربوط به افت‌وخیز کوانتومی بسط داده می‌شد در اینجا نیز میدان کلاسیکی $\varphi^c(z)$ را حول افت‌وخیزهای کوانتومی بسط می‌دهیم:

$$H = \begin{bmatrix} \varphi^+(x^\mu, z) \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(\varphi^c(z) + h(x^\mu, z) + i\chi(x^\mu, z)) \end{bmatrix} \quad (۱۰)$$

---

[۱۵] Bulk

با استفاده از رابطه‌ی ذکر شده، پتانسیل (۵) بصورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$V(H) = \frac{\lambda}{4}(\varphi^c(z)^2 - v_0^2)(\chi(x^\mu,z)^2 + 2|\varphi(x^\mu,z)^+|^2) \quad (۱۱)$$
$$+\frac{\lambda}{4}(3\varphi^c(z)^2 - v_0^2)h(x^\mu,z)^2$$

میدان هیگز فیزیکی، بوزون گلدستون و هیگز باردار دارای بسط KK یی به فرم زیر خواهند بود:

$$h(x^\mu,z) = \sum_n h_n(x^\mu) f_n^h(z) \quad (۱۲)$$

$$\chi(x^\mu,z) = \sum_n \chi_n(x^\mu) f_n^\chi(z) \quad (۱۳)$$

$$\varphi^+(x^\mu,z) = \sum_n \varphi_n(x^\mu) f_n^\varphi(z) \quad (۱۴)$$

مشخصات هیگز فیزیکی

طیف مربوط به هیگز فیزیکی از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} - \lambda(3\varphi^c(z)^2 - v_0^2)\right] f_n^h(z) = -m_{h_n}^2 f_n^h(z) \quad (۱۵)$$

رابطه‌ی ذکر شده معرف معادله‌ی لمه می‌باشد که در پایین‌ترین مرتبه به ازای $n = 0$ دارای جوابهایی براساس چند جمله‌ای لمه و توابع غیرجبری لمه است. در پایین‌ترین مرتبه جواب مناسب بگونه‌ای است که باید شروط مرزی دیریکله را در مرزها برآورده کند یعنی $f_0^h(z = 0, L) = 0$

$$f_0^h(z) = N_h \mathrm{Sn}\left(\sqrt{\frac{\lambda v_0^2}{1+k^2}}\,z, k\right) \mathrm{Dn}\left(\sqrt{\frac{\lambda v_0^2}{1+k^2}}\,z, k\right) \quad (۱۶)$$

N_h از طریق شرط بهنجارش حاصل می‌شود.

$$N_h = \sqrt{\frac{3k^2 K}{L\left((K-E) - k^2(K-\ldots)\right)}} \quad (۱۷)$$

نتیجه‌ی فیزیکی رابطه‌ی (۱۶) این است که بعد از کاهش ابعادی مدل خلاء غیر یکنواخت جفت‌شدگی متفاوتی از میدان هیگز با بوزونها و فرمیونهای مدل استاندارد ارائه می‌کند، بویژه برای کوارک top ، که نسبت به پیش‌بینی‌های مدل استاندارد قابل مقایسه است.

جرم هیگز فیزیکی براساس رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$m_h^2 = \int_0^L dz f_0^h(z)\left[-\frac{d^2}{dz^2} + \lambda(3\varphi^c(z)^2 - v_0^2)\right] f_0^h(z) \quad (۱۸)$$
$$= \frac{2\lambda v_0^2 k^2}{1+k^2} = \frac{2m^2 k^2}{1+k^2} = \left(\frac{2kK(k)}{L}\right)^2$$

بخاطر اینکه از شکل غیر یکنواخت $\varphi^c(z)$ استفاده کردیم لذا جرم هیگز وابسته به پارامتر مدول k شده و بدلیل اینکه $0 < k < 1$ است لذا حد بالا و پایینی برای m_h بدست می‌آید.

$$0 \le m_h^2 \le 1.5m^2 \quad (۱۹)$$

انحراف یوکاوایی کوارک top

در این بخش به بررسی میزان انحراف جفت‌شدگی بین کوارک top و بوزون هیگز دوگان در مدل خلاء غیر یکنواخت نسبت به مدل استاندارد می‌پردازیم. برهمکنش بین کوارک top و بوزون هیگز با استفاده از رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود که در آن $\varphi^c(z)$ دارای شکل غیر یکنواخت (۸) است.

$$-L_t = y_{t0}\int_0^L dz\left[\frac{\varphi^c(z)}{\sqrt{2}} + f_0^h(z)\frac{h(x^\mu)}{\sqrt{2}}\right]\bar{t}(x^\mu,z)t(x^\mu,z) \quad (۲۰)$$

میدان کوارکی top نیز دارای بسط KK بوده

$$t(x^\mu,z) = \sum_n t_n(x^\mu) f_n^t(z) \quad (۲۱)$$

که $f_n^t(z)$ در شرط تعامد زیر صدق می‌کند.

$$\int_0^L f_n^t(z) f_m^t(z)\, dz = \delta_{nm} \quad (۲۲)$$

از اولین جمله‌ی رابطه‌ی (۲۰) جرم کوارک top بدست می‌آمد.

$$m_t = y_{t0}\int_0^L \frac{\varphi^c(z)}{\sqrt{2}}(f_0^t(z))^2 dz \quad (۲۳)$$

در نتیجه می‌توان آن را بصورت زیر بازنویسی کرد.

$$-L_t = \left(m_t + y_{t0}\int_0^L dz f_0^h(z)(f_0^t(z))^2\frac{h(x^\mu)}{\sqrt{2}}\right)\bar{t}_0(x)t_0(x) \quad (۲۴)$$

در مدل استاندارد فیزیک ذرات جفت‌شدگی بوزون هیگز با فرمیون با چنین رابطه‌ای داده می‌شود.

$$-L_t = m_t\left(1 + \frac{h}{v}\right)\bar{t}t \quad (۲۵)$$

مشاهده می‌کنیم که نسبت ضریب جفت‌شدگی فرمیون-فرمیون-هیگز به جرم فرمیون برابر با $\frac{1}{v}$ است که آن را با r نمایش می‌دهیم و v دارای مقدار ۲۴۶ می‌باشد. اگر این نسبت برای مدل خلاء غیر یکنواخت محاسبه شود و با مقدار حاصل از مدل استاندارد مقایسه شود میزان انحراف از این مدل بدست می‌آید.

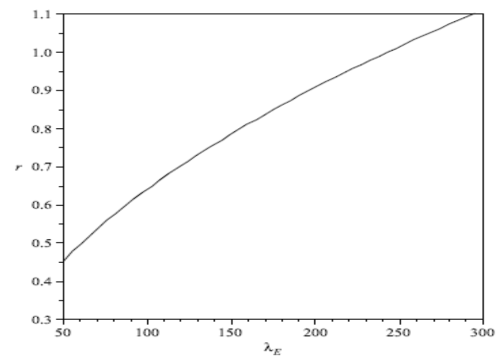
$$r = \frac{246}{m_t}\left[\frac{y_{t0}}{\sqrt{2}}\int_0^L dz f_0^h(z)(f_0^t(z))^2\right] \quad (۲۶)$$

$\varphi^c(z)$ بعنوان یک جمله‌ی جرمی وابسته به مکان برای فرمیون درون توده رفتار می‌کند که مد صفر مربوط به فرمیون براساس مراجع [۴][۵] دارای فرمی به شکل زیر می‌باشد.

$$f_0^t(z) = N_t\left[\mathrm{Dn}\left(\sqrt{\frac{\lambda v_0^2}{1+k^2}}\,z, k\right) + k\,\mathrm{Cn}\left(\sqrt{\frac{\lambda v_0^2}{1+k^2}}\,z, k\right)\right]^{\alpha} \quad (۲۷)$$

ما برای انجام محاسبات از داده‌های ورودی $\Lambda = 10TeV$ ، $m_t = 172GeV$ و $m_h = 124GeV$ استفاده کردیم ابتدا برای پارامتر مدول k ، یک مقدار در نظر گرفتیم سپس مقدار پارامتر α را از طریق سعی و خطا با استفاده از رابطه‌ی (۲۳) بدست آوردیم و در نهایت با کمک رابطه‌ی (۲۶) مقدار انحراف r را محاسبه کردیم.

در شکل ۲ انحراف پارامتر r که با رابطه‌ی (۲۶) تعریف شده است را براساس λ_E رسم کردیم و مقدار $r = 1$ مطابق با پیش‌بینی‌های مدل استاندارد است.



شکل۱ : انحراف پارامتر r از مدل استاندارد

نتیجه‌گیری

در این مقاله ما یک راه حل جدید برای معادله حرکت مربوط به میدان کلاسیکی ارائه دادیم و پایین‌ترین مد مربوط به بسط kk مربوط به بخش اسکالری و فرمیونی را مورد مطالعه قرار داده و توانستیم حد بالا و پایینی برای جرم هیگز بدست آوریم که وابسته به پارامتر m می‌باشد. در این چارچوب انحراف یوکاوایی کوارک top را نسبت به مدل استاندارد محاسبه کردیم

سپاسگزاری

از زحمات دکتر علی توفیقی صمیمانه قدردانی می‌کنم.

مرجع‌ها

[1] N. Haba, K. Oda, R. Takahashi, Nucl.Phys, B**, 821**, 74(2009).
[2] N. Haba, K. Oda, R. Takahashi, Acta, Phys. Polon. B, **41**, 1291(2010).
[3] N. Haba, K. Oda, R. Takahashi, JHEP **1007**, 079(2010).
[4] K. Kong, S. C. Park and T. G. Rizzo, JHEP 1004, 081(2010).
[5] S. C. Park and J. Shu, Phys. Rev. D, **79**, 091702(2009).

بررسی عملکرد RAD7 در آشکارسازی ذرات ^{222}Rn و ^{220}Rn برای پروتکل های مختلف

جلیلی مجارشین، امیر[۱]؛ آهنگرزاده مارالانی، علیرضا [۲]

[۱] *دانشگاه محقق اردبیلی، دانشکده علوم، گروه فیزیک*

[۲] *دانشگاه آزاد اسلامی واحد تبریز، گروه فیزیک*

چکیده

آشکارساز با اطاقک نیم کروی پیشرفته ای به نام RAD7 وجود دارد که میتواند همزمان ذرات رادیواکتیو ^{222}Rn و ^{220}Rn را آشکارسازی کند و برای مدها و پروتکل های مختلف کاربرد دارد. ما دراین پروژه با دو پروتکل Sniff و Grab در مدهای مختلفی از Sniff ، Normal و Auto سعی در بهینه سازی نتایج حاصل از آشکارسازی ذرات ^{222}Rn و ^{220}Rn برای پروتکل های مختلف در هوا، آب توسط سیستم RAD7 را خواهیم داشت.

کلمات کلیدی: *RAD7، ذرات ^{222}Rn و ^{220}Rn ،پروتکل*

Investigation of RAD7 Performance in Detect of ^{222}Rn and ^{220}Rn Particle for Different Protocol

Jalili-Majareshin, Amir[1]; ahangarzadeh-maralani, Alireza

[1]*Department of Physics, University of Mohagheghe Ardabili*
[2]*Department of Physics, Azad university of Tabriz*

Abstract

The RAD7 is a highly versatile hemisphere instrument in chamber that can form the basis of a comprehensive ^{222}Rn and ^{220}Rn measurement System. In this research we try with 2 protocols of Sniff and Grab in different mode of Sniff, Normal and Auto to optimize the results of ^{222}Rn and ^{220}Rn particles for two samples like water and air via RAD7

Key words: RAD7, ^{222}Rn and ^{220}Rn particles, protocol.

مقدمه

روش های مختلفی برای اندازه گیری گاز رادون در آب وجود دارد، که عبارتند از: استفاده از دستگاه آلفا گارد، روش اسپکترومتری گاما در نمونه آب، روش شمارنده سنتیلاسیون مایع، روش آزادسازی گاز رادون به درون یک محفظه سنتیلاسیون تخلیه شده از هوا و بالاخره با استفاده از سیستم RAD7 که ما در این پروژه از آن استفاده میکنیم.

عنصری که رادون نامیده میشود و عدد اتمی آن ۸۶ میباشد دارای ۲۷ ایزوتوب است که از ^{۲۰۰}Rn شروع و به ^{۲۲۶}Rn ختم میشوند و همه آنها ناپایدارند .بعد از یک سری واپاشی ها با نیمه عمرهای مختلف میتوانند به حالت پایدار تبدیل شوند. از همه این ایزوتوبها، تنها ^{۲۱۹}Rn ، ^{۲۲۰}Rn ، ^{۲۱۴}Pb در طبیعت تولید میشوند.

نیمه عمر ^{۲۲۰}Rn که تورون نامیده میشود ۵۵/۳ ثانیه است و از واپاشی توریوم ^{۲۳۲}Th حاصل میشود. ^{۲۱۹}Rn یا آکتینون، با نیمه عمر ۳/۲۹ ثانیه، محصول واپاشی ^{۲۳۵}U است.بنابراین، از بین این سه ایزوتوب طبیعی رادون تنها ^{۲۲۲}Rn با نیمه عمر ۳/۸۲ روز از واپاشی ^{۲۳۸}U تولید میشود وفرصت رسیدن به سطح زمین و تجمع در ساختمان را دارد. نکته جالب تر اینکه محصولات واپاشی آن، یعنی

$^{218}\mathrm{Po}$ با نیمه عمر ۳/۰۵ دقیقه، $^{214}\mathrm{Po}$ با نیمه عمر $۱/۶\times۱۰^{-۴}$ ثانیه $^{214}\mathrm{Pb}$ با نیمه عمر۲۶/۸ دقیقه و $^{214}\mathrm{Bi}$ با نیمه عمر ۱۹/۷ دقیقه همگی جامدند و با تنفس هوای محتوی رادون و واپاشی آن در ریه، تولید شده و به سطح بافت[۱۶] آن میچسبد. ذرات آلفای ناشی از واپاشی آنها باعث آسیب رساندن، و احتمالا بروز سرطان در افراد میشود.خطر بالقوه $^{218}\mathrm{Po}$ و $^{214}\mathrm{Pb}$ حدود ۲۰ برابر بیش از خود رادون $^{222}\mathrm{Rn}$ است.[۱]

استفاده از دستگاه RAD7

آشکارساز حالت جامد RAD7 شکل (۱-۱) یک سیستم بسیار پیشرفته برای اندازه گیری همزمان رادون و تورون و همچنین اندازه گیری همزمان طیفهای انرژی ایزوتوپهای این گاز رادیواکتیو که در مدهای مختلف با پروتکل های تعریف شده به کار میرود.

شکل (۱-۱) آشکارساز الکترونیکی RAD7

برای یک سیستم آشکارساز RAD7 ابزار و لوازم زیر برای یک مدار کامل جهت آشکارساختن گازهای رادیواکتیو در محیط خاک و یا هوا و همچنین در آب نیاز است.

۱- مانیتور RAD7، ۲- سیم کابل power، ۳-پرینتر، ۴-شیر، ۵-فیلتر دریچه ورودی، ۶-فیلتر گرد و خاک، ۷-شلنک، ۸- لوله نمگیر، ۹- رطوبت گیر CaSo4، ۱۰- لوله آزمایش ۴۰ml، ۲۵۰ ml، ۱۱-پمپ هوا، ۱۲- آداپتور، ۱۳- نرم افزار Capture.win

روش آزمایش:

قبل از شروع با RAD7، سیستم را توسط پمپ داخلی RAD7به مدت ۵ دقیقه تخلیه خواهیم کرد تا عاری از هرگونه ذرات و گازهای رادیواکتیو باشد.سپس مدار خود را همراه پمپ خارجی و رطوبت گیر توسط نمونه های ۴۰ml، ۲۵۰ml، به سیستم RAD7 خواهیم بست.

همچنین برای اندازه گیری در پروتکل های مختلف از جمله برای اندازه گیری در محیط های هوا و یا خاک باید از فیلترهای گرو و غبار استفاده کنیم.

پروتکل: مانیتورRAD7 شامل Menu با حالتهای Test, Data, Setup میباشد که ابتدا از Menu Test، پروتکل ستون اول سمت چپ جدول زیر را برای نمونه های مختلف از جمله Sniff, Grab, Water40, Water250 و... برای زمانهای متفاوت از چرخه ها و بازه های گوناگون در Mode های مختلف Sniff, Autoویا Normal را تعریف خواهیم کرد.

پروتکل Sniffبرای اندازه گیری در هوا و پروتکل Grab برای اندازه گیری غلظت و اکتیویته گاز رادون و تورون در آب مورد استفاده قرار میگیرد.

برای شمارش اکتیویته نمونه ها رطوبت سیستم RAD7 رابابد به ۶درصد برسانیم. افزایش رطوبت سیستم بالای ۱۰ درصد موجب اختلال در نمایش تعداد شمارش ها و همچنین انحراف از حد استاندارد خواهد شد. داده های مورد اندازه گرفته شده توسط پورت RS 232 جهت آنالیز و بررسی توسط نرم افزار Capture.win به PC انتقال داده میشود.

عملکرد RAD7 در مدهای مختلف:

بعد از انتخاب پروتکل در حالتهای مختلف عملکرد سیستم در مدهای Sniff, Auto و Normal به صورت زیر است.

---
[۱۶] Tissue

مد Sniff

برای تغییرات سریع در محاسبه غلظت گاز رادون به کار میرود که برای پاسخ سریع سطوح تغییرات رادون توسط انرژی پیک های آلفای ذرات $^{218}\mathrm{Po}$ با تمرکز ۳ دقیقه محاسبه میگردد.

مد Normal

برای عملکرد آماری دقیق بالا توسط شمارش پیک های آلفای در ایزوتوپ $^{218}\mathrm{Po}$ و $^{214}\mathrm{Po}$ به کار میرود.

مد Auto

مد Auto به صورت اتوماتیک در فرآیند سنجش بین مدهای Sniff وNormal با اندازه گیری بیش از ۳ ساعت عمل سویچ زنی را انجام میدهد و این زمان حالت تعادل بین ایزوتوپ ها با نیمه عمر بالای رادون را باعث میشود. در حالت کل مقدار میانگین غلظت گاز رادون را برای همه آزمایش ها انجام میدهد.

اکتیویته ذرات $^{222}\mathrm{Rn}$ و $^{220}\mathrm{Rn}$ توسط طیف سنج آلفا که RAD7 نامیده میشوند مورد سنجش قرار میدهند. در سیستم RAD7 فیلتر ۰.۴۵ μm از ورود دختران گاز رادون و تورون به درون سیستم RAD7 جلوگیری میکند. در نتیجه سیستم را قادر به شناسایی غلظت گاز رادون و تورون به صورت همزمان همرا ه با طیف های انرژی ایزوتوپ آن میکند. و پمپ سیستم RAD7 در ابتدا با پیش تنظیم دستگاه شروع به کار میکند. پمپ میکروپروسر (ریزپردازنده) با نرخ شار در حدود ۶۵۰ml/min کنترل میشود.[۲]

رادون $^{222}\mathrm{Rn}$ از منبع رادیوم $^{226}\mathrm{Ra}$ و تورون $^{220}\mathrm{Rn}$ از منبع تالیوم $^{228}\mathrm{Th}$ با فعالیت ۱۰μci (۳۷۰kBq) است.

RAD7 شامل سلول ساده درونی نیمکروی با آشکارساز آلفای حالت جامد سیلیکون سطحی در مرکز سیستم قرار دارد. درون نیمکره با رسانش الکتریکی که پتانسیل KV ۵-۳ متناسب با آشکارساز پوشش داده شده است. هنگامی که محصولات اتم به آشکارساز میرسد به ذرات آلفا واپاشی و بعد گسیل می کند و حدودا ۵۰ درصد ذرات آلفا توسط آشکاساز آشکار می شود در نتیجه سیگنال الکتریکی با شدت متناسب با انرژی آلفا تولید میشود نهایتا RAD7 سیگنالها را بر اساس انرژی، تقویت و مرتب میکند(بر حسب ایزوتوپ های متفاوت).

طیف های RAD7

مقیاس انرژی آلفا از محدوده صفر تا ۱۰ Mev را با مشخصات ۲۰۰ کانال که هریک با عرض ۰.۰۵ Mev طبقه بندی میکند. انرژی ذرات آلفای رادون و تورون در محدوده Mev ۹-۶ قرار دارد و ۲۰۰ کانال در ۸ پنجره انرژی با برچسب A-H گروه‌بندی شده-است.

ویندوز A

انرژی ذرات آلفا در Mev ۶ برای $^{218}\mathrm{Po}$ که با نیمه عمر ۳ دقیقه که پنجره $^{222}\mathrm{Rn}$ در مد Sniff یا رادون جدید نامیده میشود.

ویندوز B

انرژی ذرات آلفا درMev ۶.۷۸ برای$^{216}\mathrm{Po}$ که نیمه عمر ۰.۱۵ ثانیه که پنجره $^{220}\mathrm{Rn}$ در مد Sniff یا تورون جدید نامیده میشود.

ویندور C

انرژی ذرات آلفا در Mev ۷.۶۹ برای $^{214}\mathrm{Po}$ که نیمه عمر تقریبا ۱ ساعت که پنجره $^{222}\mathrm{Rn}$، رادون قدیم نامیده میشود.

ویندور D:

انرژی ذرات آلفا درMev ۸.۷۸ برای$^{212}\mathrm{Po}$ که نیمه عمر۱۰ ساعت که پنجره $^{20}\mathrm{Rn}$، تورون قدیم نامیده میشود.

برای هر ۶۶ شمارش در ویندوز D باید ۳۴ شمارش (۶.۰۵ و ۶.۰۹ Mev) در ویندوز A به خاطر دو شکافت از $^{212}\mathrm{Bi}$ را خواهیم داشت. بنابراین شمارش ها در ویندور A به طور اتوماتیک وار برای شمارش در ویندوز D توسط RAD7 تصحیح میشود.

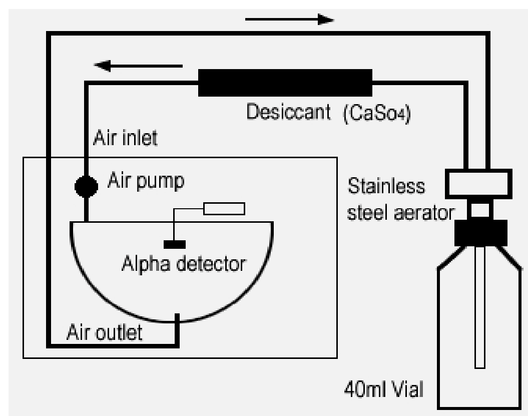
لازم به ذکر است که سیستم RAD7 در مد Sniff تغییرات غلظت رادون را برای ویندوز A محاسبه میکند. و در مد

Normal هر دو ویندوز A و C را محاسبه میکند. یعنی با محاسبه هر دو پنجره دقت اندازه گیری بالا خواهد رفت.[۳]

برای اندازه گیری از پروتکل Sniff به مدت ۳ ساعت با مد Autoاستفاده میشود.

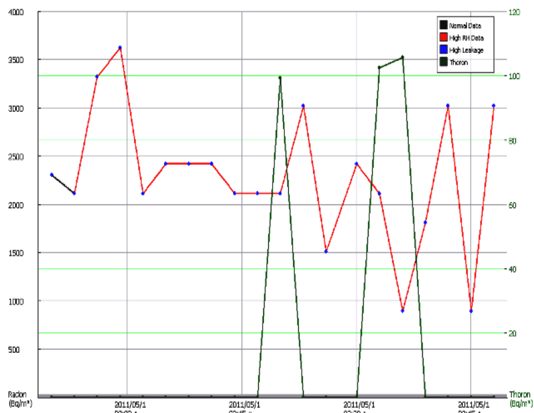
برای اندازه گیری نمونه آبی از پروتکل Grab به مدت ۱ ساعت از مد Water 40 استفاده شده است.

بعد از آماده‌سازی لوازم ذکر شده جهت اندازه گیری نمونه های مورد نظر، مدار شامل پمپ خارجی را سریعا بدون اتلاف وقت از مدار خارج گردیده و مدار شکل(۱-۲) را جهت سنجش با پروتکلی از پیش تنظیم شده، باید وارد کنیم تا داده های بدست آمده در مدت زمان سنجش را توسط پرینتر یا پورت Rs232 به PC جهت آنالیز انتقال داده شود و جهت بررسی برای اهداف خاص از جمله مقایسه، کنترل، و یا پیش بینی در زمینه های مختلف صنعت مورد استفاده قرار گیرد



شکل (۱-۲) شماتیک نمونه کامل ویال وصل شده به RAD7 جهت سنجش اکتیویته

در شکل (۱-۳) یک پروسه یک ساعته اندازه گیری شده از یک چشمه آب معدنی جهت نمونه برای آنالیز توسط RAD7 صورت گرفته که کل نمودار وداده ها با نقاط Minو Max آن توسط نرم افزار Capturewin جهت سنجش نمونه آبی به طور پیوسته، غلظت گاز رادون (رنگ قرمز و مشکی) از ۵۰۰ Bq/m^3 تا ۳۵۰۰ Bq/m^3 در حال نوسان بوده ومیزان غلظت گاز تورون (رنگ سبز) که با دو تا پیک مشخص شده مقدار آن از Bq/m^3 ۱۱۰ تجاوز نمیکند.در حالت کلی، کل نمودار نشانگر تغییرات گاز رادون و تورون در عرض ۱ ساعت و میزان افت و خیزهای این تغییرات همراه با زمان نشان داده شده در محور افقی است.



شکل (۱-۳). نمودار تغییرات اکتیویته ^{222}Rn و ^{220}Rn برای آب به مدت ۱ ساعت

نتیجه گیری:

در این آزمایش با استفاده از سیستم RAD7 کلیه پروتکل ها با مدهای مختلف مورد سنجش قرار گرفت که بهترین و ایده آل ترین حالت برای نمونه اندازه گیری شده برای این ذرات با کمترین خطای ممکن[۱۷] در حالت Grab بدست آمد.

مرجع‌ها:

[1] Pickering, K. T and Owen, L. A., 1997. An introduction to global environmental issues; 2nd, ed. Routlege, London.174pp
[2] Thomas K.C.Lee, K.N.Yu., 2000. E!ects of air conditioning, dehumidification and Natural ventilation on indoor concentrations of 222Rn and 220Rn.vol:47., 189-199
[3] RAD7 radon detector owner's manual, 2000 DURRIDGE Co. 36pp

۱۷ Mean deviation

تأثیرات پیچش ۳ و تصحیحات جرم هدف در توابع ساختار اسپینی پروتون و نوترون

حدادی، زهرا[۱]؛ خرّمیان، علی[۱،۲]؛ آتشبار تهرانی، شاهین[۲]

[۱]گروه فیزیک دانشگاه سمنان، سمنان

[۲]پژوهشکده‌ی فیزیک ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی (IPM)، تهران

چکیده

اندازه‌گیری توابع ساختار قطبیده‌ی اسپینی می‌تواند اطّلاعات بنیادی درباره‌ی توزیع‌های کوارک وگلوئون درون هسته‌ها در اختیار ما قرار دهد و این اطّلاعات را می‌توان با بررسی برنامه‌ی آزمایشگاهی موفّق پراکندگی ناکشسان ژرف قطبیده به دست آورد، امّا بخش بزرگی از داده‌های آزمایشگاهی در پراکندگی ناکشسان ژرف در ناحیه‌ی (Q^2) پایین قرار دارند که معمولا در آنالیزهای اختلالی در نظر گرفته نمی‌شوند. از آنجا که تصحیح‌های $(\frac{1}{Q^2})$ المان‌های ماتریسی عملگرهای QCD مربوط به پیچش بالاتر (به عنوان مثال پیچش ۳ و پیچش ۴)، همبستگی میدان‌های کوارک و گلوئون را در QCD غیراختلالی نشان می‌دهد، بنابراین در این مقاله میزان تأثیر پیچش ۳ در توابع ساختار قطبیده‌ی اسپینی پروتون و نوترون در تقریب مرتبه‌ی دوّم درحالیکه تصحیحات جرم هدف را دربرمی‌گیرند نسبت به حالتی که این تصحیحات را دربرنمی‌گیرند، محاسبه شده است.

Twist 3 Effects and Target Mass Corrections in the Proton and Neutron Spin Structure Functions

Haddadi. Zahra[1], Khorramian. Ali[1,2], Atashbar Tehrani. Shahin[2]

[1]*Physics Department, Semnan University, Semnan, Iran*
[2] *School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM), Tehran, Iran*

Abstract

Measurements of spin-dependent structure functions can give fundamental information about quark and gluon distributions inside nucleons and these information has been carried by the successful experimental program of polarized deeply-inelastic lepton-nucleon scattering but a large part of experimental data in polarized deep inelastic scattering are taken at law values of (Q^2), but they are usually not included in perturbative analyses. because $(1/Q^2)$ corrections, from the matrix elements of higher twist (for example twist 3 and twist 4), show the nonperturbative correlations of the quark and gluon fields, so in this paper twist 3 effect in the Proton and Neutron spin structure functions has been studied in next to leading order approximation with and without target mass corrections.

مقدمه

در ناحیه‌ی سینماتیکی توزیع‌های مربوط به توان‌های معکوس (Q^2) می‌توانند مهم شوند که این توزیع‌ها دارای دو منشأ متفاوت می‌باشند [۱]:

۱- دسته‌ی اوّل از به حساب آوردن جرم محدود هدف در سطح مقطع پیچش عمده در ناحیه‌ی سینماتیکی نشأت می‌گیرد که این دسته از جملات به طور کامل و دقیق در بررسی‌های قبلی ارائه شده‌اند[۲] و تحت عنوان تصحیحات جرم هدف[۱۸] شناخته می‌شوند .

۲- توزیع‌هایی که از المان‌های ماتریسی مربوط به پیچش غیرعمده نشأت می‌گیرند که آنها را پیچش‌های بالاتر[۱۹] دینامیکی

[۱۸] Target Mass corrections (TMCs)
[۱۹] Higher Twist

می‌نامند و اثرات آنها قابل بررسی در تئوری اختلالی نیست و برای بررسی آنها نیاز به استفاده از چارچوب بسط ضرب عملگر[20] داریم زیرا در این چارچوب اثرهای اختلالی و غیراختلالی در کنار یکدیگر قابل بررسی می‌باشند. نمونه‌ای از این توزیع‌ها پیچش ۳ و پیچش ۴ می‌باشند که ما قصد بررسی میزان تأثیر پیچش ۳ را در توابع ساختار اسپینی داریم.

توابع ساختار قطبیده‌ی اسپینی

به کمک مدل پارتون که ابزار مفیدی برای فهم برهم‌کنش‌های انرژی بالا است، تابع ساختار قطبیده‌ی g_1 در فضای ممنت بر حسب توابع توزیع پارتونی[21] در مرتبه‌ی پیچش عمده به صورت زیر بیان می‌شود [۳]:

$$g_1^p(N,Q^2)=\frac{1}{2}\sum_q e_q^2\{(1+\frac{\alpha_s}{2\pi}\Delta C_q^N)[\Delta q(N,Q^2)+\Delta\bar{q}(N,Q^2)] +\frac{\alpha_s}{2\pi}2\Delta C_g^N\Delta g(N,Q^2)\}, \quad (۱)$$

که در این رابطه $\Delta q(N,Q^2)$، $\Delta\bar{q}(N,Q^2)$ و $\Delta g(N,Q^2)$ ممنت توابع توزیع پارتون‌های قطبیده و $\alpha_s(Q^2)$ ثابت جفت‌شدگی در مرتبه‌ی NLO می‌باشد:

$$\alpha_s(Q^2)\cong\frac{1}{b\,\log\frac{Q^2}{\Lambda_{\overline{MS}}^{Q^2}}}-\frac{b'}{b^3}\frac{\ln\left(\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{\overline{MS}}^2}\right)}{\left(\ln\frac{Q^2}{\Lambda_{\overline{MS}}^2}\right)}, \quad (۲)$$

اما هدف ما بررسی این تابع ساختار در فضای x می‌باشد که به کمک بسط چندجمله‌ای ژاکوبی به صورت زیر بازنویسی می‌شود [۵،۴]:

$$xg_1(x,Q^2)=x^\beta(1-x)^\alpha\sum_{n=0}^{N_{\max}}a_n(Q^2)\theta_n^{\alpha,\beta}(x), \quad (۳)$$

که در رابطه‌ی بالا $N_{\max}$ تعداد چند جمله‌ای‌ها و $\theta_n^{\alpha,\beta}(x)$ چند جمله‌ای‌های ژاکوبی مرتبه n هستند:

$$\theta_n^{\alpha,\beta}(x)=\sum_{j=0}^{n}c_j^{(n)}(\alpha,\beta)x^j, \quad (۴)$$

در رابطه‌ی بالا $a_n(Q^2)$ ممنت ژاکوبی است که در رابطه‌ی زیر تعریف شده است:

$$a_n(Q^2)=\sum_{j=0}^{n}C_i^{(n)}(\alpha,\beta)f(j+2,,Q^2), \quad (۵)$$

با کمک گرفتن از سه رابطه‌ی بالا می‌توان تابع ساختار قطبیده در فضای x را به ممنت‌های ملینشان مربوط کنیم:

$$xg_1(x,Q^2)=x^\beta(1-x)^\alpha\times\sum_{n=0}^{N_{\max}}\theta_{n=0}^{\alpha,\beta}(x)\sum_{j=0}^{n}c_j^{(n)}(\alpha,\beta)g_1[j+2,Q^2]. \quad (۶)$$

برای رسیدن به بهترین دقّت و سریع‌ترین همگرایی ما در محاسبات $N_{\max}=9$، $\alpha=3.0$ و $\beta=0.5$ را انتخاب کرده‌ایم.

دوّمین تابع ساختار قطبیده که نیازمند اعمال تصحیح بر روی آن هستیم، تابع ساختار قطبیده‌ی $g_2(x,Q^2)$ است که به صورت زیر تعریف می‌شود [۶]:

$$g_2(x,Q^2)=g_2^{WW}(x,Q^2)-\int_x^1\frac{\partial}{\partial y}(\frac{m}{M}h_T(x,Q^2)+\xi(x,Q^2))\frac{dy}{y}, \quad (۷)$$

که در این رابطه m و M به ترتیب جرم کوارک و هدف هستند . جمله‌ی اوّل مجموعه‌ی یکسانی از عملگرهایی است که در g_1 سهیم‌اند، جمله‌ی دوّم مشخّص‌کننده‌ی قطبش عرضی کوارک است و با $h_T(x,Q^2)$ نمایش داده می‌شود و جمله‌ی سوّم دربرگیرنده‌ی برهم‌کنش‌های کوارک و گلوئون یا به عبارتی پیچش‌های بالاتر است، امّا با توجّه به اینکه در محاسبات مربوط به تصحیحات جرم هدف از جرم کوارک صرفنظر می‌شود جمله‌ی توزیع عرضی از بین می‌رود و به رابطه‌ی زیر می‌رسیم:

$$g_2(x,Q^2)=g_2^{WW}(x,Q^2)+\bar{g}_2, \quad (۸)$$

که جمله‌ی $\bar{g}_2$ دربرگیرنده‌ی بخش پیچش-۳ این تابع ساختار است. امّا در طی بررسی‌های آزمایشگاهی مربوط به گروه E155 نشان داده شد که در ناحیه‌ی x>۰/۷۹ که مربوط به ناحیه‌ی بررسی تصحیحات جرم هدف است جمله‌ی $\bar{g}_2$ به راحتی قابل صرفنظر کردن است و رابطه‌ی g_2 مورد استفاده در توابع ساختار تصحیح شده‌ی با جرم هدف به شکل زیر در می‌آید [۷]:

$$g_2(x,Q^2)\approx g_2^{ww}(x,Q^2) \quad (۹)$$

که g_2^{WW} در رابطه‌ی زیر تعریف شده است:

$$g_2^{ww}(x,Q^2)=-g_1(x,Q^2)+\int_x^1\frac{g_1(y,Q^2)}{y}. \quad (۱۰)$$

ذکر این نکته ضروری به نظر می‌رسد که داده‌های اخیر در توافق خوبی با g_2^{WW} می‌باشند که بیان کننده‌ی کوچک بودن سهم

[20] Operator Production Expansion (OPE)
[21] Parton Distribution Functions (PDFs)

پیچش-۳ در تابع ساختار g_2 می‌باشد و ما نیز در محاسبات از این رابطه کمک گرفته‌ایم.

توابع ساختار پروتون و نوترون فقط در مؤلّفه‌های غیر یکتایشان با یکدیگر متفاوت‌اند که با در نظر گرفتن تقارن ایزواسپین یعنی تبدیل کوارک‌های u و d به یکدیگر، قابل محاسبه از یکدیگر می‌باشند [۵]:

$$\Delta u^p = \Delta d^n, \Delta d^p = \Delta u^n \qquad (۱۱)$$

به این ترتیب با داشتن تابع ساختار g_1، تابع ساختار g_2 از رابطه‌ی (۱۰) قابل محاسبه می‌باشد.

پیچش ۳ و تصحیحات جرم

باید با مقایسه‌ی توزیع پیچش۳ توابع ساختار زمانیکه تصحیحات جرم را دربرمی‌گیرند و زمانیکه تصحیحات را دربرنمی‌گیرند به میزان تأثیر پیچش ۳ بر روی توابع ساختار پرداخت.

توزیع پیچش۳ $\tilde{d}_2$ از توابع ساختار $g_{1,2}(x,Q^2)$ زمانی که جرم هدف به صفر میل کند با محاسبه‌ی ممنت زیر که ممنت کرنوال-نورتون[۲۲] نامیده می‌شود، استخراج می‌شود [۸]:

$$I(Q^2) = \int_0^1 dx x^2 (2g_1(x,Q^2) + g_2(x,Q^2)) -> \tilde{d}_2(Q^2) \qquad (۱۲)$$

ما می‌دانیم که ممنت اوّل تابع ساختار g_1 را به طور کلّی می‌توانیم بر حسب توان‌های معکوس Q^2 به صورت زیر بسط دهیم:

$$g_1^{(1)} = \int_0^1 g_1(x,Q^2)dx = \sum_{\tau=2,even}^{\infty} \frac{\mu_\tau(Q^2)}{Q^{\tau-2}} \qquad (۱۳)$$

با ضرایب μ_τ ، که مربوط به المان‌های ماتریسی نوکلئون متعلّق به عملگرهایی با پیچش کمتر τ از می‌باشند. ضریب جمله‌ی $\frac{1}{Q^2}$ به ترتیب توزیع‌هایی از پیچش ۲ $\tilde{a}_2$، پیچش ۳ $\tilde{d}_2$ و پیچش ۴ $\tilde{f}_2$ را دربرمی‌گیرد. بنابراین داریم:

$$\mu_4 = \frac{1}{9} M^2 (\tilde{a}_2 + 4\tilde{d}_2 + 4\tilde{f}_2) \qquad (۱۴)$$

که M جرم نوکلئون است. $\tilde{a}_2$ از تصحیحات جرم هدف به وجود می‌آید که دارای منشأ سینماتیکی است و $\tilde{d}_2$ و $\tilde{f}_2$ پیچش‌های بالاتر هستند که دارای منشأ دینامیکی می‌باشند. اگر پیچش ۳ از رابطه‌ی (۱۲) محاسبه شود توزیع پیچش ۴ می‌تواند از رابطه‌ی (۱۴) محاسبه شود.

باید به این نکته مهم نیز اشاره کنیم که در روش استخراج پیچش ۳ از معادله‌ی (۱۲)، از تصحیحات جرم هدف در $g_{1,2}$ صرفنظر می‌کنیم، بنابراین از روابط زیر استفاده می‌شود:

$$\int_0^1 x^2 g_1(x,Q^2) = \frac{1}{2}\tilde{a}_2 \qquad (۱۵)$$

$\int_0^1 x^2 g_2(x,Q^2) = \frac{1}{3}(\tilde{d}_2 - \tilde{a}_2)$ تصحیحات جرم هدف با منشأ سینماتیکی در تضاد با پیچش‌های بالاتر با منشأ دینامیکی هستند که برای روبرو شدن با این تضاد از یک سو و به دست آوردن توزیع پیچش ۳ در یک عملگر با اسپین مشخّص از سوی دیگر زمانیکه توابع ساختار تصحیحات جرم را دربرمی‌گیرند، نیاز به استفاده از ممنت‌های ناچمن[۲۳] داریم. ممنت‌های ناچمن به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$M_1^{(n)} = \int_0^1 dx \frac{\xi^{n+1}}{x^2} \{[\frac{x}{\xi} - \frac{n^2}{(n+2)^2} y^2 x \xi] g_1(x,Q^2) - y^2 x^2 \frac{4n}{n+2} g_2(x,Q^2)\}, \quad (n = 1,3,5,....), \qquad (۱۶)$$

که در این رابطه $y^2 = \frac{M^2}{Q^2}$ می‌باشد و ξ نیز متغیّر ناچمن است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\xi = \frac{2x}{1 + \sqrt{1 + \frac{4M^2x^2}{Q^2}}}, \qquad (۱۷)$$

به همین ترتیب داریم:

$$M_2^{(n)} = \int_0^1 dx \frac{\xi^{n+1}}{x^2} \{\frac{x}{\xi} g_1(x,Q^2) + [\frac{n}{n-1} \frac{x^2}{\xi^2} - \frac{n}{n+1} y^2 x^2] g_2(x,Q^2)\}, \quad (n = 3,5,..), \qquad (۱۸)$$

می‌توان ممنت‌های ناچمن را تا مرتبه‌ی $\frac{M^6}{Q^6}$ بدین گونه بسط داد:

$$M_1^{(n)} = a_n + \mathrm{O}(y^8) \qquad (۱۹)$$

$$M_2^{(n)} = d_n + \mathrm{O}(y^8)$$

روابط بالا زمانی معتبر هستند که تصحیحات جرم هدف در توابع ساختار در نظر گرفته شوند. این ممنت‌ها تنها اثرهای پیچش

---

۲۲ Cornwall-Norton moment

۲۳ Nachtmann moment

بالاتر را دربرمی‌گیرند. بنابراین ممنت‌های ناچمن به المان‌های ماتریسی دینامیکی با پیچش و اسپین مشخص مربوط می‌شوند.

حال به محاسبه‌ی نسبت ممنت ناچمن به مقدار معادله‌ی (۱۲) (نسبت پیچش ۳ در کنار تصحیحات جرم به پیچش ۳ بدون تصحیحات) می‌پردازیم:

$$R = \frac{2M_2^{(3)}(Q^2)}{I(Q^2)} \qquad (۲۰)$$

نتیجه‌ی محاسبه شده برای $R(Q^2)$ بر اساس دو توافق زیر در شکل (۱) رسم شده است:

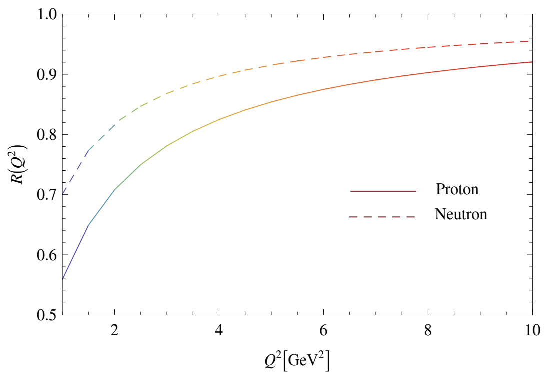
۱ـ $\tilde{d}_2$ فقط به صورت لگاریتمی به Q^2 وابسته است.

۲ـ $\tilde{g}_2$ در دو ناحیه‌ی $x < 0.021$ و $x > 0.79$ قابل صرفنظر کردن است.

به طور واضح واگرایی از یک در شکل (۱) تصحیحات جرم هدف را نشان می‌دهد که می‌توان فهمید تصحیحات جرم هدف نقش قابل ملاحظه‌ای برروی توابع ساختار اسپینی دارند. اثر تصحیحات جرم هدف در $Q^2 = 1.6GeV^2$ حدود ۳۰٪ و در $Q^2 = 8GeV^2$ به ۱۰٪ کاهش می‌یابد [۸]. مقادیر ممنت ناچمن زمانی که جرم هدف را دربرنمی‌گیرد همواره کوچکتر از زمانی است که جرم هدف را دربرمی‌گیرد پس می‌توان نتیجه گرفت که توزیع پیچش ۳ در توابع ساختار نوکلئون به دست آمده از رابطه‌ی (۱۲) بیش از اندازه‌ی واقعی تخمین زده شده است. به عنوان مثال در مقدار آزمایشگاهی به دست آمده برای پروتون $\tilde{d}_2^{\,p} = 0.0025$ است در حالی که به کمک رابطه‌ی (۱۲) در حالی که توابع ساختار جرم را دربرنمی‌گیرند این مقدار به $\tilde{d}_2^{\,p} = 0.0021$ کاهش می‌یابد. شکل (۱) همچنین نشان می‌دهد که این نسبت برای نوترون مشابه پروتون است و تصحیحات جرم هدف برای نوترون کمی کمتر از پروتون است.

نتیجه‌گیری

تخمین عددی $R(Q^2)$ رسم شده در شکل (۱) برای پروتون و نوترون نشان می‌دهد که تصحیحات جرم هدف نقش قابل ملاحظه‌ای را در انتگرال معادله‌ی (۱۲) دارند، بنابراین این معادله نتیجه‌ای مخالف با توزیع محض پیچش ۳ را به ما می‌دهد. بنابراین به منظور استخراج دقیق پیچش ۳، $\tilde{d}_2$ در مقادیر مختلف Q^2 نیاز است که ممنت ناچمن به جای ممنت کرنوال-نورتون استفاده شود.



شکل ۱ : نتیجه‌ی به دست آمده $R(Q^2)$ برای پروتون و نوترون.

مرجع‌ها

[۱] J. Blumlein and A. Tkabladze, *Nucl .Phys.* **B 553,** 427 (1999), [arXiv: hep-ph/9812478].

[۲] S. Taheri Monfared, A. Khorramian, S. Atashbar Tehrani, Z. Haddadi, *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*210-211:125-128,2011

[۳] B. Lampe and E. Reya, *Phys. Rept*. **332**, 1 (2000) [arXiv:hep-ph/ 9810270].

[۴] S. Atashbar Tehrani and A. N. Khorramian, *JHEP* **0707**,048 (2007) [arXiv:0705.2647 [hep-ph]].

[۵] A. N. Khorramian, S. A. Tehrani, S. Taheri Monfared, F. Arbabifar, F. I. Olness, arXiv 1011.4873*, Phys. Rev.* **D83**:054017,2011.

[۶] K. Abe et al [E143 collaboration], *Phys. Rev.* **D 58**, 112003 (1998) [arXiv:hep-ph/9802357].

[۷] P.L.Anthony et al., *Phys. Lett.* **B458,** 529 (1999).

P.L.Anthony et al., [E155 collaboration], *Phys. Lett.* **B553,** 18 (2003).

[۸] Y. B .Dong, *Phys. Lett.* **B 653,** 18 (2007) [arXiv:0707.0331 [hep-ph]].

نوسان‌های نوترینو در میدان مغناطیسی زمینه

حقیقت، منصور؛ باورساد، احسان

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان

چکیده

میدان‌های مغناطیسی رابطه‌ی پاشندگی نوترینوها را تصحیح می‌کنند. این تصحیح‌ها برای نوترینوهای با طعم‌های مختلف متفاوت است که سبب تصحیح نوسان نوترینو می‌شود. این تصحیح‌ها برای میدان‌های مغناطیسی بزرگ‌تر از $10^{15}G$ در ستاره‌های نوترونی قابل ملاحظه شده و سبب ایجاد تشدید در نوسان نوترینوهای گرمایی تابش شده توسط ستاره‌های نوترونی می‌شود. هم‌جنین در این میدان‌های مغناطیسی زاویه‌ی آمیختگی و مربع اختلاف جرم‌های موثر نسبت به مقدارشان در فضای تهی کوچک‌تر می‌شوند.

Neutrino Oscillations in Background Magnetic Fields

Haghighat, Mansour[1]; Bavarsad, Ehsan[2]

[1,2]Department of Physics, Isfahan University of Technology (IUT), Isfahan

Abstract

Dispersion relation of neutrinos can be modified in background magnetic fields. These modifications depend on the flavor of the neutrino, as a result correct the oscillations. In neutron stars with magnetic field larger than $10^{15}G$ resonance could be occur in oscillations of thermal neutrinos. In this case, effective mixing angle and mass square difference become smaller than their values in vacuum.

مقدمه

ولفنشتاین [۱] نشان داد که انتشار نوترینوها از میان ماده می‌تواند الگوی نوسان آن‌ها را به‌طور قابل ملاحظه‌ای تغییر دهد. ایده‌ی اصلی به این صورت است که ماده‌ی معمولی به‌طور کلی دارای الکترون‌ها است و نه میون‌ها و تاوها، پس اگر یک باریکه از نوترینوهای الکترونی از میان ماده بگذرد هم از راه جریان‌های باردار و هم از راه جریان‌های خنثی با الکترون‌ها برهم‌کنش می‌کند. اما، نوترینوهای میونی و تاونی تنها از راه جریان‌های خنثی با الکترون‌ها برهم‌کنش می‌کنند، بنابراین اندازه‌ی برهم‌کنش آن‌ها با اندازه‌ی برهم‌کنش الکترون‌ها متفاوت است [۲]. برهم‌کنش‌ها جرم نوترینو را هنگام گذشتن از میان ماده تصحیح می‌کنند و یک جرم موثر تولید می‌کنند. حضور میدان های مغناطیسی زمینه نیز میتواند رابطه‌ی پاشندگی و جرم موثر نوترینوها را تصحیح کند [۳و۴].

چون نوترینوها بارالکتریکی ندارند در چارچوب مدل استاندارد برهم‌کنش‌های ضعیف دارای راس مستقیم برای برهم‌کنش با فوتون نیستند. پس میدان مغناطیسی زمینه از راه تصیح انتشارگر ذرات باردار در نمودارهای فاینمن حلقه، عملگر خود–انرژی و به‌این ترتیب رابطه‌ی پاشندگی نوترینوها را تصحیح می کند. برای هر نوترینوی با طعم مشخص لپتون باردار با همان طعم در نمودار فاینمن حلقه منتشر می‌شود. بنابراین اندازه‌ی تصحیح‌های میدان مغناطیسی به رابطه‌ی پاشندگی نوترینو برای طعم‌های مختلف متفاوت خواهد بود. برای مشخص کردن اندازه‌ی تاثیر میدان‌های مغناطیسی روی فرآیندهای کوانتمی برهم‌کنش‌های ضعیف یک مقیاس طبیعی وجود دارد که می‌توان آن را برحسب جرم بوزون‌های پیمانه‌ای W و بارالکتریکی بنیادی $e=|e|$ نوشت $B_W = m_W^2 / e = 0.9\times10^{24}G$. موجودات اخترفیزیکی مثل

ستاره‌های نوترونی می‌توانند میدان‌های مغناطیسی به‌بزرگی $10^{12}-10^{18}G$ داشته باشند [۵]. بنابراین، با درنظر گرفتن دقت اندازه‌گیری‌ها، تصحیح جرم ناشی از میدان مغناطیسی ستاره‌های نوترونی برای نوترینوهایی که در این محیط‌ها منتشر می‌شوند، هرچند که ممکن است کوچک باشد اما به دلیل این که اختلاف جرم‌ها در فضای تهی نیز کوچک هستند، می‌تواند نوسان‌های نوترینو را به اندازه‌ی قابل ملاحظه‌ای تغییر دهد.

رابطه‌ی پاشندگی نوترینو در میدان مغناطیسی زمینه

انتشار نوترینو از میان یک میدان مغناطیسی زمینه رابطه‌ی پاشندگی آن‌را از راه تصحیح انتشارگر ذرات درگیر در نمودارهای فاینمن حلقه‌ی خود-انرژی، تصحیح می‌کند. برای مطالعه‌ی این تصحیح‌ها تنها کافی است که میدان مغناطیسی زمینه را به صورت یک میدان ثابت در راستای مثبت محور-z در نظر بگیریم $\vec{B}=B\hat{z}$. چون میدان مغناطیسی یک جهت خاص را در فضا ترجیح داده است هم‌وردایی لورنتس شکسته شده و ساختار چهار-بردارها به دو قسمت موازی و عمود بر راستای میدان مغناطیسی تقسیم می‌شوند. برای محاسبه‌ی خود-انرژی نوترینو، مدل استاندارد به‌طور کمینه تعمیم یافته‌ی برهم‌کنش‌های ضعیف را درنظر می‌گیریم. این مدل با اضافه کردن یک نوترینوی راست-دست تک-تایی گروه پیمانه‌ای $SU(2)_L\times U(1)_Y$ به ازای هر نوترینوی چپ-دست به‌دست می‌آید و برهم‌کنش‌های نوترینو-هیگز سبب تولید جرم دیرک برای نوترینوها میشوند [۲]. از دیدگاه نظریه‌ی اختلال عمل‌گر خود-انرژی تصحیح شده‌ی نوترینو در میدان مغناطیسی حاصل جمع دو نمودار فاینمن حلقه، یک نمودار که در آن بوزون پیمانه‌ای W و دیگر نمودار که در آن هیگز باردار منتشر می‌شوند. ساختار کلی این عمل‌گر تصحیح شده در میدان مغناطیسی زمینه به صورت زیر نوشته می‌شود

$$\begin{aligned}\Sigma_B(p)&=[a_L\not p+b_L(p\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}\gamma)+c_L(p\tilde{\varphi}\gamma)]L\\&+[a_R\not p+b_R(p\tilde{\varphi}\tilde{\varphi}\gamma)+c_R(p\tilde{\varphi}\gamma)]R\\&+m_{\nu_\ell}[K_1+iK_2(\gamma\varphi\gamma)],\end{aligned} \qquad (۱)$$

به‌طوری که m_{ν_ℓ} جرم نوترینوی با طعم $\ell=e,\mu,\tau$، p^μ چهار-تکانه‌ی نوترینو، γ^μ ماتریس‌های دیراک و $L(R)=(1\mp\gamma^5)/2$ عمل‌گرهای تصویر هستند. همچنین تانسورهای بی‌بعد $\varphi_{\mu\nu}=B_{\mu\nu}/B$ و $\tilde{\varphi}_{\mu\nu}=1/2\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\varphi^{\alpha\beta}$ به‌طوری که $B_{\mu\nu}$ تانسور شدت میدان است و $B_{21}=B_{12}=B$. در معادله‌ی ۱ ضریب‌های بی‌بعد a,b,c و K تابعی از میدان مغناطیسی B، جزئیات محاسبه‌ی این ضریب‌ها را می‌توان در [۴] یافت اما نتیجه به‌صورت زیر است

$$a_L=-\frac{g^2}{48\pi^2}\beta^2[\frac{5}{4}+\ln\lambda_\ell], \qquad (۲)$$

$$b_L=\frac{g^2}{24\pi^2}\beta^2[-\frac{3}{4}+\ln\lambda_\ell], \qquad (۳)$$

$$c_L=\frac{g^2}{16\pi^2}\beta[\frac{3}{2}+\lambda_\ell\ln\lambda_\ell], \qquad (۴)$$

$$a_R=\frac{1}{2}\varepsilon a_L, \qquad (۵)$$

$$b_R=\frac{g^2}{48\pi^2}\varepsilon\beta^2[-\frac{9}{4}+\ln\lambda_\ell], \qquad (۶)$$

$$c_R=\frac{g^2}{32\pi^2}\varepsilon\beta[\frac{1}{2}+\lambda_\ell\ln\lambda_\ell], \qquad (۷)$$

$$K_1=\frac{g^2}{32\pi^2}\beta^2[\frac{1}{3}+\lambda_\ell\ln\lambda_\ell], \qquad (۸)$$

$$K_2=-\frac{g^2}{64\pi^2}\beta\lambda_\ell[1+\ln\lambda_\ell], \qquad (۹)$$

به‌طوری **که**

$$\beta=\frac{eB}{m_W^2}, \qquad (۱۰)$$

$$\lambda_\ell=\frac{m_\ell^2}{m_W^2} \qquad (۱۱)$$

$$\varepsilon=\frac{m_\nu^2}{m_W^2}. \qquad (۱۲)$$

در معادله‌ی ۱۱ m_ℓ جرم لپتون باردار با طعم ℓ است. معادله‌ی دیراک برای یک نوترینو که در میدان مغناطیسی زمینه حرکت می‌کند، به صورت زیر نوشته می‌شود

$$[\not p-m_\nu-\Sigma_B]U_\nu=0 \qquad (۱۳)$$

به‌طوری که U_ν تابع موج نوترینو و عمل‌گر خود-انرژی در میدان مغناطیسی زمینه Σ_B با معادله‌های ۱-۱۲ داده می‌شود. رابطه‌ی پاشندگی تصحیح شده با استفاده از شرط صفر بودن دترمینان ضریب‌ها در دستگاه معادله‌های خطی ۱۳ به دست می‌آید

$$\det[\not p-m_\nu-\Sigma_B]=0, \quad (14)$$

با در نظر گرفتن تنها جمله‌های خطی برحسب ضریب‌های a,b,c و K، و استفاده از بسط فرانسبیتی خواهیم داشت

$$E \simeq |\vec{p}| + \frac{m_\nu^2}{2|\vec{p}|} + \frac{1}{2} b_L |\vec{p}| \sin^2\phi + \frac{1}{2} s(c_L + 4K_2) m_\nu |\sin\phi|; \quad s = \pm 1, \quad (15)$$

به‌طوری که ϕ زاویه‌ی بین راستای انتشار نوترینو و راستای میدان مغناطیسی زمینه است.

نوسان‌های نوترینو در میدان مغناطیسی زمینه

رابطه‌ی پاشندگی تصحیح شده در میدان مغناطیسی زمینه، که با معادله‌ی ۱۵ داده می‌شود، برای نوترینوهای طعم نوشته شده است. اما این حالت‌ها ویژه‌حالت‌های هامیلتونی نیستند. پیش از این که ویژه‌حالت‌ها و ویژه مقدارهای هامیلونی قطری را به‌دست بیاوریم، ابتدا رابطه‌ی پاشندگی ۱۵ را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم

$$E_\ell \simeq E + \frac{m_\nu^2}{2E} + \frac{\sigma_\ell}{2E}; \quad (16)$$

$$\sigma_\ell = b_L E^2 + s(c_L + 4K_2) m_\nu E; \quad s = \pm 1, \quad (17)$$

که در آن برای ساده‌نویسی قرار داده‌ایم $|\vec{p}| = E$ و زاویه‌ی $\phi = 0$ در نظر گرفته‌ایم. در ادامه مطالعه‌ی خود را به ساده‌ترین مورد نوسان‌های دو طعم ν_e و ν_μ محدود می‌کنیم. می‌دانیم که همیلتونی نوترینوها در پایه‌ی طعم در فضای تهی به صورت زیر نوشته می‌شود

$$H' = UHU^\dagger \quad (18)$$

به‌طوری که U ماتریس آمیختگی نوترینوها و برحسب زاویه آمیختگی θ بیان می‌شود

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta & \sin\theta \\ -\sin\theta & \cos\theta \end{pmatrix}, \quad (19)$$

و H همیلتونی قطری در پایه‌ی جرم است

$$H \simeq E + \frac{1}{2E}\begin{pmatrix} m_1^2 & 0 \\ 0 & m_2^2 \end{pmatrix}, \quad (20)$$

m_1 و m_2 ویژه مقدارهای جرم هستند. اکنون همیلتونی تصحیح شده در میدان مغناطیسی زمینه را به صورت زیر می‌نویسیم

$$\tilde{H} = H' + \frac{1}{2E}\begin{pmatrix} \sigma_e & 0 \\ 0 & \sigma_\mu \end{pmatrix}, \quad (21)$$

به‌طوری که H' با معادله‌ی ۱۸ و σ_ℓ با معادله‌ی ۱۷ داده می‌شوند. بنابراین زاویه‌ی آمیختگی موثر در میدان مغناطیسی زمینه $\tilde{\theta}$ که همیلتونی $\tilde{H}$، معادله‌ی ۲۱ را ببینید، را قطری می‌کند به‌دست می‌آید

$$\tan 2\tilde{\theta} = \frac{\Delta m^2}{\Delta m^2 - A}, \quad (22)$$

به‌طوری که $\Delta m^2 = m_2^2 - m_1^2$ و

$$A = \sigma_e - \sigma_\mu. \quad (23)$$

زاویه آمیختگی موثر در میدان مغناطیسی زمینه تغییر خواهد کرد، معادله‌ی ۲۲ را ببینید، این تغییر اگر

$$A = \Delta m^2 \cos 2\theta, \quad (24)$$

باشد، بیشینه خواهد شد. بنابراین حتی اگر زاویه‌ی آمیختگی در فضای تهی θ کوچک باشد هنگامی که شرط تشدید که با معادله‌ی ۲۴ داده می‌شود برقرار باشد به‌دست می‌آوریم $\tilde{\theta} = \pi/4$ که به‌معنی بیشینه‌ی آمیختگی نوترینوهای ν_e و ν_μ است. ویژه‌مقدارهای $\tilde{H}$ برابر هستند با

$$E_\alpha = E + \frac{\tilde{m}_\alpha^2}{2E}, \quad (25)$$

به‌طوری که

$$\tilde{m}_{1,2}^2 = \frac{1}{2}[(m_1^2 + m_2^2 + \sigma_e + \sigma_\mu) \mp \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - A)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}], \quad (26)$$

به این ترتیب مربع اختلاف جرم‌ها در میدان مغناطیسی زمینه می‌شود

$$\Delta\tilde{m}^2 = \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - A)^2 + (\Delta m^2 \sin 2\theta)^2}. \quad (27)$$

اکنون با داشتن زاویه‌ی آمیختگی موثر، معادله‌ی ۲۲ را ببینید، و مربع اختلاف جرم‌ها، معادله‌ی ۲۷ را ببینید، احتمال نوسان نوترینو از یک طعم به طعم دیگر $\tilde{P}_{con}$ را، در میدان مغناطیسی زمینه، می‌توان به‌دست آورد

$$\tilde{P}_{con} = \sin^2 2\tilde{\theta} \sin^2\left(\frac{\Delta\tilde{m}^2}{4E} L\right), \quad (28)$$

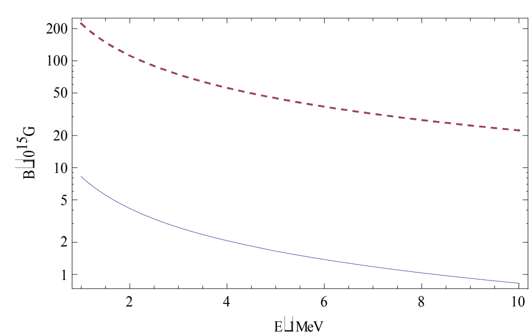
به‌طوری که L مسافتی است که نوترینو در میدان مغناطیسی می‌پیماید. برای این که اثر میدان مغناطیسی زمینه بر نوسان‌های نوترینو را روشن‌تر ببینیم، نوترینوهای گرمایی تابش شده توسط ستاره‌های نوترونی را درنظر می‌گیریم. در این مورد، نوترینوهای الکترونی ν_e با انرژی در حدود $1-10MeV$ در هسته‌ی ستاره‌ی نوترونی که شعاع آن در حدود $L \simeq 10Km$ است [۶] تولید می‌شوند. برای تعیین پارامترهای نوسان در فضای تهی از داده‌های نوترینوهای خورشیدی استفاده می‌کنیم [۷] به این ترتیب زاویه‌ی آمیختگی $\sin^2 2\theta \simeq 0.87$ و مربع اختلاف جرم‌ها $\Delta m^2 \simeq 7.59\times10^{-5} eV$. به این ترتیب کمیت A که پتانسیل موثر در میدان مغناطیسی زمینه است با استفاده از معادله‌های ۲۳ و ۱۷ به‌صورت زیر داده می‌شود

$$A = [-1.48\times10^{-8}\left(\frac{B}{10^{15}G}\right)^{2}\left(\frac{E}{1MeV}\right)^{2} + 3.43\times10^{-6}\left(\frac{m_{\nu_\mu}-m_{\nu_e}}{1MeV}\right)\left(\frac{B}{10^{15}G}\right)\left(\frac{E}{1MeV}\right)]eV^{2} \quad (۲۹)$$

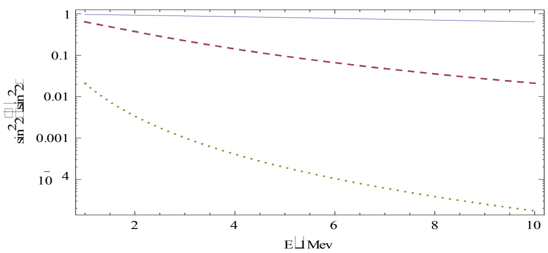
به‌طوری که $s=-1$ و جرم نوترینوهای ν_e و ν_μ را از مرتبه‌ی $1eV$ [۸] در نظر گرفته‌ایم.

نتیجه‌گیری

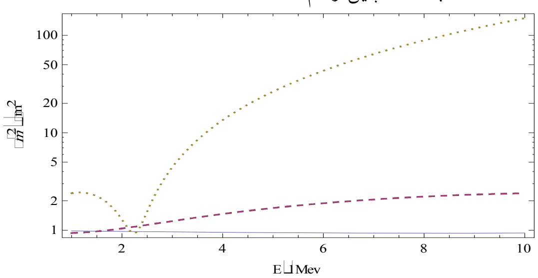
شرط تشدید نوسان در میدان مغناطیسی زمینه که با معادله‌ی ۲۴ داده می‌شود برحسب میدان مغناطیسی یک معادله‌ی درجه ۲ است، معادله‌ی ۲۹ را ببنید، بنابراین در هر انرژی داده شده دو جواب برای میدان مغناطیسی به‌دست می‌آید که در شکل ۱ نشان داده شده است. این شکل نشان می‌دهد که در دامنه‌ی انرژی‌های $1-10MeV$ در میدان‌های مغناطیسی از مرتبه‌ی $10^{15}G$ و $10^{17}G$ در نوسان نوترینوها تشدید رخ می‌دهد و با افزایش انرژی اندازه‌ی این میدان مغناطیسی تشدیدی کاهش می‌یابد. شکل ۲ مقدار تغییر زاویه‌ی آمیختگی در میدان مغناطیسی زمینه $\tilde{\theta}$ که با معادله‌ی ۲۲ داده می‌شود را نشان می‌دهد. به این ترتیب میدان‌های مغناطیسی بزرگتر از $10^{15}G$ سبب کوچک شدن زاویه‌ی آمیختگی نسبت به مقدار آن در فضای تهی می‌شوند. اثر میدان مغناطیسی بر مربع اختلاف جرم‌ها $\Delta\tilde{m}^2$ که با معادله‌ی ۲۷ داده می‌شود در شکل ۳ نشان داده شده است. به این ترتیب میدان‌های مغناطیسی بزرگتر از $10^{15}G$ سبب کوچک شدن مربع اختلاف جرم‌ها نسبت به مقدار آن در فضای تهی می‌شوند.



شکل ۱ : اندازه‌ی میدان مغناطیسی B در یکای $10^{15}G$ که در آن شرط تشدید نوسان نوترینو برآورده می‌شود، به‌صورت تابعی از انرژی E در یکای $1MeV$ رسم شده است.



شکل ۲ : نسبت $\sin^2 2\tilde{\theta} / \sin^2 2\theta$ به صورت تابعی از انرژی نوترینو برای میدان مغناطیسی $B=10^{15}G$ با خط، $B=10^{16}G$ با خط–چین و $B=10^{17}G$ با نقطه–چین رسم شده است.



شکل ۳ : : نسبت $\Delta\tilde{m}^2 / \Delta m^2$ به صورت تابعی از انرژی نوترینو برای میدان مغناطیسی $B=10^{15}G$ با خط، $B=10^{16}G$ با خط–چین و $B=10^{17}G$ با نقطه–چین رسم شده است.

مرجع‌ها

[۱] Wolfenstein L., *"Neutrino oscillations in matter,"* Phys. Rev. D **17**, 2369 (1978).

[۲] Mohapatra R. N., and Pal P. B., *"Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics,"* Third Edition, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore, 2004.

[۳]Mckeon G., *"Propagation Of A Neutrino In A Homogeneous Magnetic Field,"* Phys. Rev. D **24**, 2744 (1981); Erdas A., and Feldman G., *"Magnetic Field Effects On Lagrangians And Neutrino Selfenergies In The Salam-Weinberg Theory In Arbitrary Gauges,"*Nucl. Phys. B **343**, 597 (1990).

[٤]Kuznetsov A. V., and Mikheev N. V., *"Neutrino dispersion properties in an external magnetic field,"* Phys. Atom. Nucl. **70**, 1258 (2007) [Yad. Fiz. **70**, 1299 (2007)]; Erdas A., *"Neutrino self-energy in external magnetic field,"* Phys. Rev. D **80**, 113004 (2009) [arXiv:0908.4297 [hep-ph]].

[٥]Thompson C., and Duncan R. C., *"Neutron star dynamos and the origins of pulsar magnetism,"* Astrophys. J. **408**, 194 (1993).

[٦]Steiner A. W., Lattimer J. M., and Brown E. F., *"The Equation of State from Observed Masses and Radii of Neutron Stars,"* Astrophys. J. **722**, 33 (2010) [arXiv:1005.0811 [astro-ph.HE]].

[٧]Ahmed S., N., *et al.* [SNO Collaboration], *"Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity,"* Phys. Rev. Lett. **92**, 181301 (2004) [arXiv:nuclex/0309004].

[٨]Primack J. R., Holtzman J., Klypin A., and Caldwell D. O., *"Cold + hot dark matter cosmology with $m(\nu\mu) \approx m(\nu\tau) \approx 2.4$ eV ,"* Phys. Rev. Lett. **74**, 2160 (1995) [arXiv:astro-ph/9411020].

داده‌های تجربی جدید و تعیین توابع توزیع کوارک‌ها

خانپور لهی، حمزه [۱و۲]؛ خرمیان، علی [۱و۲]؛ آتشبار تهرانی، شاهین [۲]

[۱] *گروه فیزیک ، دانشگاه سمنان*

[۲] *پژوهشکده فیزیک ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی*

چکیده

با کمک جدیدترین داده‌های تجربی پراکندگی ناکشسان ژرف، آنالیز QCD تابع ساختار پروتون $F_2^p(x,Q^2)$ ارائه می‌شود. طیف گسترده‌ای از داده‌های تجربی پراکندگی ناکشسان ژرف (NS DIS) برای استخراج توابع توزیع پارتونی KKT11C مورد استفاده قرار گرفته‌اند. در آنالیز حاضر از داده‌های تجربی ترکیب شده HERA برای سطح مقطع پراکندگی $\sigma_{r,NC}^{\pm}(x,Q^2)$، به همراه تمامی داده‌های در دسترس برای کوراک‌های سنگین $F_2^{c,b}(x,Q^2)$، تابع ساختار طولی $F_L(x,Q^2)$ و خصوصاً داده‌های تجربی به‌روز H1 به منظور استخراج تابع توزیع پارتونی KKT11Cاستفاده شده است. نتایج بدست آمده در تقریب NLO و در رهیافت موسوم به FFNS، سازگاری خوبی با آنالیزهای انجام شده توسط گروه‌های دیگر و داده‌های تجربی موجود دارد.

New Experimental Data and Determination of Parton Distribution Function

Khanpour, Hamzeh[1,2]; Khorramian, Ali[1, 2]; Atashbar Tehrani, Shahin[2]

[1] *Department of Physics, Semnan University*
[2] *School of Particles and Accelerators, Institute for Research in Fundamental Sciences (IPM)*

Abstract

Utilizing very recent deep inelastic scattering measurements, a QCD analysis of proton structure function $F_2^p(x,Q^2)$ is presented. A wide range of the inclusive neutral-current deep-inelastic-scattering (NC DIS) data used in order to extract the updated set of parton distribution functions (KKT11C). The HERA `combined' data set on $\sigma_{r,NC}^{\pm}(x,Q^2)$ together with all available published up to date data for heavy quarks $F_2^{c,b}(x,Q^2)$, longitudinal $F_L(x,Q^2)$ and also very recent reduced DIS cross sections data from HERA experiments are the input in the present next-to-leading order (NLO) QCD analysis which determines a new set of parton distributions, called KKT11C. The extracted results at NLO in the `fixed flavour number scheme' (FFNS) are in very good agreement with the available theoretical models.

PACS No. 13

مقدمه

فرایند ناکشسان ژرف لپتون-نوکلئون ابزاری کلیدی برای فهم ساختار نوکلئون‌ها است. در چارچوب QCD اختلالی مدل پارتونی، توابع ساختار مستقیماً به توابع توزیع پارتونی (PDFs) که معرف چگالی احتمال پارتون‌های موجود در داخل پروتون می‌باشند، وابسته هستند. بنابراین آنها ابزار کلیدی برای استخراج توابع توزیع پارتونی هستند. در طول سال‌های اخیر به دلیل تلاش‌های وسیع نظری و همین‌طور دقت بسیار بالای اندازه‌گیری‌های جدید، پیشرفت‌های چشمگیری در زمینه شناخت دقیق‌تر ساختار نوکلئون بدست آمده است. به دلیل سهم بسیار زیاد کوارک‌های سنگین در

سطح مقطع هادرونی کل که تقریباً ۲۰ تا ۴۰ درصد را برای مقادیر بسیار کوچک x را شامل می‌شود بررسی رفتار صحیح طعم‌های سنگین در تحلیل توابع توزیع پارتون‌ها ضروری به نظر می‌رسد [۱،۲]. تصحیحات سهم کوارک‌های سنگین در فرآیند ناکشسان ژرف نقش بسیار مهم و جدایی‌ناپذیری را در تحلیل QCD تابع ساختار (اعم از قطبیده و غیرقطبیده) خصوصاً در x های کوچک ایفا می‌کند. دلیل آن، سهم قابل توجه کوارک‌های سنگین در استخراج دقیق توابع توزیع پارتون‌ها، خصوصاً گلئون، و ثابت جفت‌شدگی $\alpha_s(M_Z^2)$ است. به این منظور HERA آزمایشات تعیین‌کننده‌ای را در محدوده x های کوچک کوارک‌های دریا و گلئون انجام داده است. داده‌هایی که در HERA در طول چند سال اخیر در محدوده سینماتیکی گسترده‌ای استخراج شده‌اند اجازه اندازه‌گیری تابع ساختار را حتی برای مقادیری در حدود $x \sim 10^{-6}$ و $Q^2 \sim 5\times10^4$ خواهند داد.

تحلیل QCD انجام شده در این مقاله با کمک این داده‌ها و در تقریب NLO در رهیافت موسوم به FFNS، که فقط کوارک‌های سبک $l=u,d,s$، به عنوان پارتون‌های بدون جرم در داخل نوکلئون در نظر گرفته می‌شوند، انجام شده است. در این رهیافت تعداد طعم کوارک‌های فعال ثابت و برابر با $N_f=3$ در نظر گرفته می‌شود. توابع ساختار کوارک‌های سنگین $F_2^{c,b}(x,Q^2)$ از توابع توزیع کوارک‌های سبک و گلئون استخراج می‌شوند. که در مرتبه $O(\alpha_s)$ این سهم‌ها از فرآیند همجوشی فوتون–گلئون $\gamma^* g \to h\bar{h}$ بدست می‌آیند.

سهم سبک تابع ساختار پروتون

در رهیافت $\overline{MS}$ تابع ساختار پروتون F_2^p که از داده‌های فرآیند ep استخراج می‌شود به صورت زیر نوشته می‌شود [۳-۶]

$$
\begin{aligned}
F_2^p(x,Q^2) &= F_2^{Light}(x,Q^2)+F_2^{Heavy}(x,Q^2) \\
&= F_{2,NS}(x,Q^2)+F_{2,S}(x,Q^2) \\
&+ F_2^c(x,Q^2,m_c^2)+F_2^b(x,Q^2,m_b^2)
\end{aligned}
\quad (۱)
$$

که در رابطه بالا به ترتیب سهم‌های غیریکتا، یکتا و سهم کوراک‌های سنگین وارد شده است. تحول تابع ساختار فوق برای سهم سبک در فضای ملین و با کمک QCD-PEGASUS انجام شده [۷] و سهم سنگین هم در فضای x مطابق با رابطه‌ای که در بخش بعد معرفی می‌گردد، به آن اضافه شده است.

سهم کوارک‌های سنگین

در فضای x تابع ساختار F_2^{Heavy} در مرتبه $O(\alpha_S^2)$ و در رهیافت FFNS به فرم دقیق به صورت زیر نوشته می‌شود [۳،۸،۹]

$$
\begin{aligned}
F_k^{Heavy}(x,Q^2,m_h^2) &= \frac{Q^2\alpha_S}{4\pi^2 m^2}\int_x^{z\max}\frac{dz}{z}[e_h^2 f_g(\frac{x}{z},\mu^2)c_{k,g}^{(0)}] \\
&\frac{Q^2\alpha_S^2}{\pi m^2}\int_x^{z\max}\frac{dz}{z}[e_h^2 f_g(\frac{x}{z},\mu^2)(c_{k,g}^{(1)}+\bar{c}_{k,g}^{(1)}\ln\frac{\mu^2}{m^2}) \\
&+\sum_{i=q,\bar{q}}[e_h^2 f_i(\frac{x}{z},\mu^2)(c_{k,i}^{(1)}+\bar{c}_{k,i}^{(1)}\ln\frac{\mu^2}{m^2}) \\
&+e_{l,i}^2 f_i(\frac{x}{z},\mu^2)(d_{k,i}^{(1)}+\bar{d}_{k,i}^{(1)}\ln\frac{\mu^2}{m^2})]],
\end{aligned}
\quad (۲)
$$

که در رابطه بالا $k=2,l$ و $z_{\max}=\dfrac{Q^2}{Q^2+4m_h^2}$ است و کمیت $f_i(x,\mu^2),(i=g,q,\bar{q})$ توابع توزیع پارتون‌ها برای N_f طعم کوارک فعال می‌باشد. ضرایب ویلسون‌های $c_{k,i}^{(l)}$، $\bar{c}_{k,i}^{(l)}$، $d_{k,i}^{(l)}$، $\bar{d}_{k,i}^{(l)}$ با فرض $(i=q,\bar{q};l=0,1)$ تا تقریب LO (NLO) در فضای x به طور تحلیلی (عددی) محاسبه شده‌اند که در مرجع [۸] در دسترس هستند.

تابع ساختار طولی $F_L(x,Q^2)$

در رهیافت $\overline{MS}$ **و برای سه طعم کوارک فعال** $N_f=3$، تابع ساختار طولی پروتون F_L به صورت زیر نوشته می‌شود

$$
\begin{aligned}
x^{-1}F_L(x,Q^2) &= C_{L,NS}\otimes(\frac{1}{6}\overset{+}{q}_3+\frac{1}{18}\overset{+}{q}_8) \\
&+\frac{2}{9}(C_{L,q}\otimes\Sigma+C_{L,g}\otimes g)+x^{-1}F_L^{c,b}(x,Q^2,m^2{}_{(c,b)}),
\end{aligned}
\quad (۳)
$$

که در این رابطه $F_L^{c,b}(x,Q^2,m^2{}_{(c,b)})$ سهم سنگین تابع ساختار طولی پروتون است که مطابق با رابطه (۲) استخراج می‌شود. توابع توزیع پارتونی مستخرج از آنالیز حاضر برای استخراج تابع ساختار طولی مورد استفاده قرار گرفته‌اند. البته تابع ساختار طولی به همراه داده‌های تجربی مربوط به آن در برازش QCD

انجام شده وارد شده‌اند. این تابع ساختار دارای سهم گلئونی بالایی بوده بنابراین در نظر گرفتن این تابع ساختار در انجام تحلیل QCD بسیار با اهمیت است. اضافه شدن تابع ساختار طولی به همراه داده‌های تجربی مربوط به آن می‌تواند قید خوبی برای کنترل توزیع گلئون برای x های کوچک باشد. مقایسه تابع ساختار طولی $F_L(x,Q^2)$ به همراه $F_2^p(x,Q^2)$ به صورتی تابعی از x برای مقادیر مختلف Q^2 در مقایسه با داده‌های تجربی H1 در شکل ۱ نشان داده شده است.

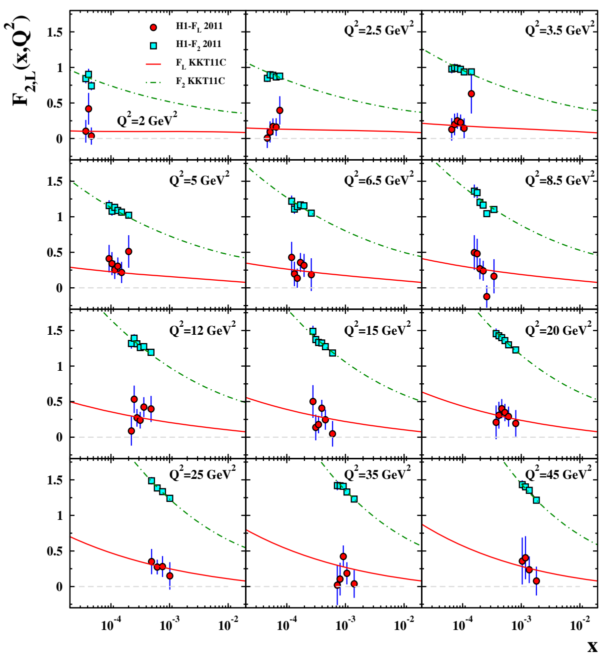
نتایج عددی

در آنالیز حاضر به منظور دسترسی به توابع توزیع پارت دقیق و استخراج تابع ساختار کوارک‌های سنگین از گستره وس از داده های تجربی استفاده شده است. بررسی مفصل‌تر داده‌ه تجربی مورد استفاده، گستره‌ی سینماتیکی آن‌ها، برش انجام شد روی داده‌ها و ... در مرجع [۳] موجود است. نقطه اتکای آ حاضر استفاده از داده‌های تجربی با ترکیب اندازه‌گیری‌های تج سطح مقطع پراکندگی گروه‌های H1 و ZEUS استخراج شد که در محدوده سینمات $0.045\,GeV^2 < Q^2 < 30\times10^4\,GeV^2$ و x بیو $6\times10^{-7} < x < 0.65$ قرار دارند، است [۱۰]. جدای از این روزترین داده تجربی گزارش شده برای سطح مقطع کاهش $\sigma_r(ep^{\pm})$ در سال جاری توسط گروه H1 که در محد انرژی $1.5\,GeV^2 < Q^2 < 120\,GeV^2$ و x بیو $2.9\times10^{-5} < x < 0.01$ بدست آمده است نیز در این آنالیز مورد استفاده قرار گرفته است [۱۱]. در در این آنالیز برش $Q^2 > 2\,GeV^2$ و $W^2 > 12\,GeV^2$ بر روی داده‌های تج اعمال شده است.

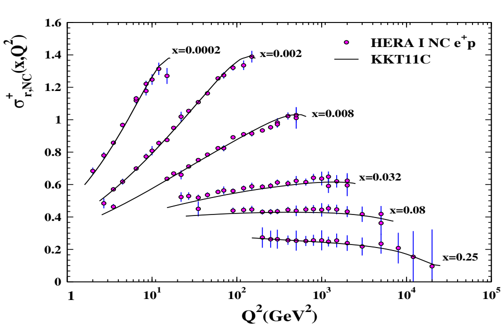
به منظور دسترسی به توابع توزیع‌های پارتونی از فرم کلی ... در مقیاس اولیه $Q_0^2 = 2GeV^2$ برای توابع توزیع xu_v، xd_v، $xS \equiv 2x(\bar{u}+\bar{d}+\bar{s})$، $x\Delta \equiv x(\bar{d}-\bar{u})$ و xg استفاده شده است [۳،۴]

(۴)
$$xf_i = N_i x^{\alpha_i}(1-x)^{\beta_i}(1+\gamma_i x^{\delta_i}+\eta_i x)$$
$$xg = N_g x^{\alpha_g}(1-x)^{\beta_g}(1+\gamma_g x^2+\eta_g x)$$

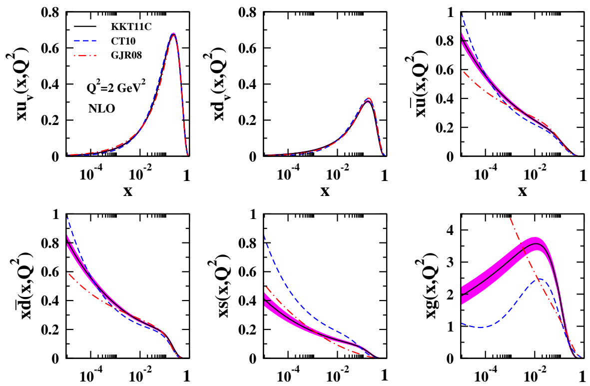
در برازش انجام شده از ۱۹۴۴ نقطه آزمایشگاهی استفاده شده است. که با انجام برازش، ۲۷ پارامتر موجود در معادله ۴ به همراه $\alpha_s(M_Z^2)$ استخراج شده‌اند. شکل ۲ نتایج ما برای سطح مقطع کاهش یافته را در مقایسه با نتایج تجربی ترکیب شده H1/ZEUS

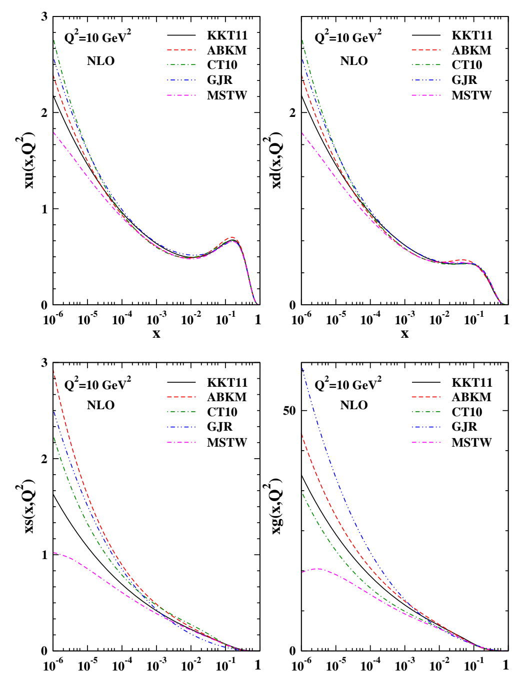


شکل ۱: مقایسه برازش QCD برای توابع ساختار $F_2^p(x,Q^2)$ و



شکل ۲: سطح مقطع کاهش یافته $\sigma^+{}_{r,NC}(x,Q^2)$ در مقایسه با داده‌های تجربی H1/ZEUS.





شکل ۴: توابع توزیع KKT11C در مقایسه با نتایج گروه‌های CT10، GJR08، ABKM10 و MSTW08.

توابع توزیع مستخرج از برازش در مقیاس اولیه $Q_0^2 = 2GeV^2$ در شکل ۳ و در مقایسه با مدل‌های CT10 [۱۲] و GJR08 [۱۳] نشان داده شده است. بعد از تعیین توابع توزیع معادله ۴ در مقیاس اولیه $Q_0^2 = 2GeV^2$، با کمک معادلات تحول می‌توان این توابع توزیع را در مقیاس‌های بالاتر Q^2 و برای مقادیر مختلف x بدست آورد. این کار توسط بسته نرم‌افزاری QCD-PEGASUS انجام شده است. شکل ۴ توابع توزیع KKT11C را در مقیاس انرژی $Q^2 = 10\,GeV^2$ در مقایسه با گروه‌های CT10 [۱۲]، GJR08 [۱۳]، ABKM10[۱۴] و MSTW08 [۱۵] نمایش می-دهد.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، تابع ساختار پروتون به کمک داده‌های تجربی جدید به منظور استخراج توابع توزیع پارتونی مورد مطالعه قرار گرفته است. سهم کوارک‌های سنگین به دلیل اهمیت بالای آنها در سطح مقطع پراکندگی کل، در رهیافت تعداد طعم ثابت FFNS به تابع ساختار پروتون اضافه شده است. به کمک آنالیز انجام شده و داده‌های آزمایشگاهی به‌روز موجود، توابع توزیع پارتون‌های سبک در مقیاس اولیه $Q_0^2 = 2GeV^2$ محاسبه شده و به کمک این توابع توزیع، تابع ساختار کوارک سنگین $F_2^{c\bar{c}}(x,Q^2)$ به همراه تابع ساختار طولی $F_L(x,Q^2)$ استخراج شده‌اند. نتایج ارائه شده در این مقاله بر سازگاری بالای آن با داده‌های تجربی حکایت دارد.

مراجع

[1] Isabella Bierenbaum , Johannes Blümlein , Sebastian Klein, *Nuclear Physics B* ***820*** *(2009) 417-482*
[2] Michael Kra¨mer, Fredrick I. Olness, Davison E. Soper, *Phys. Rev. D* ***62****, 096007*
[3] For a recent analysis and a list of references, see, for example, H. Khanpour, Ali N. Khorramian, S. Atashbar, *Will be apeared in Phys. Rev. D (2011).*
[4] H. Khanpour, Ali N. Khorramian, S. Atashbar, *Int. J. Mod. Phys. A* ***26****, 658-659 (2011).*
[5] A. N. Khorramian and S. A. Tehrani, *Phys. Rev. D* **78***, 074019 (2008).*
[6] A. N. Khorramian, H. Khanpour and S. A. Tehrani, *Phys. Rev. D* **81**, *014013 (2010)*.
[7] A. Vogt, *Comput. Phys. Commun.* **170***, 65 (2005).*
[8] E. Laenen, S. Riemersma, J. Smith and W.L. van Neerven, *Nuclear Physics B* **392***, 162-228 (1993).*
[9] M. Glück, E. Reya, M. Stratmann, *Nuclear Physics B* **422***, 37-56, (1994).*
[10] H1 and ZEUS Collaboration, *JHEP****1001****, 109 (2010).*
[11] H1 Collaboration, *Eur. Phys. J. C* ***71****, 1579 (2011).*
[12] H. L. Lai, M. Guzzi, J. Huston, Z. Li, P. M. Nadolsky, J. Pumplin and C. P. Yuan, Phys. Rev. D **82**, 074024 (2010).
[13] M. Gluck, P. Jimenez-Delgado and E. Reya, Eur. Phys. J. C **53**, 355 (2008).
[14] S. Alekhin, J. Blumlein, S. Klein, and S. Moch, *Phys. Rev. D* **81**, *014032 (2010).*
[15] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, Eur. Phys. J. C **63**, 189 (2009).

معادلات حرکت برای پتانسیل $V(q_1,q_2)=\frac{1}{2}a_1q_1^{\,2}+bq_2$ در فضای فاز ناجابه جایی

خزاعی، الهام

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک، صندوق پستی ۸۷۹-۳۸۱۵۶

چکیده

در این مقاله کروشه های پواسون دگرگونش یافته در یک فضای فاز ناجابه جایی تعریف شده و سپس یک قانون دوم نیوتون تعمیم یافته بدست آورده شده است. در ادامه دینامیک ذره کلاسیکی با پتانسیل مذکور در فضای فاز ناجابه جایی مورد بررسی قرار گرفته است. در انتها میان نتایج به دست آمده در این مقاله برای چنین پتانسیلی در فضای فاز ناجابه جایی با نتایج بدست آمده در مکانیک کلاسیک متعارف مقایسه ای صورت گرفته است.

Equations of Motion for $V(q_1,q_2)=\frac{1}{2}a_1q_1^{\,2}+bq_2$ in Non-Commutative Phase Space

Khazaie, Elham[1]

Department of Physics, Arak University, 38156-879 Arak, Iran

Abstract

In this paper deformed Poison brackets have been defined in non-commutative phase space and then a new modified second law of Newton has been obtained. Then equations of motion of classical particle for a potential have been investigated. Finelly a comparison of our results in non-commutative phase space with those of standard classical mechanics has been made.

PACS No. 02

مقدمه

از میان موضوعاتی که در سالیان اخیر در کانون توجه فیزیکدان ها قرار گرفته است، می توان به موضوع فضاهای ناجابه جایی اشاره نمود.امروزه تحقیقات گسترده ای توسط ریاضی دانان برجسته دنیا صورت گرفته است و کاربرد های متنوعی از نمایش مجدد مدل استاندارد پدیده شناسی فیزیک ذرات به عنوان یک هندسه فضا–زمان جدید شروع شده است و هدف نهایی آن بررسی نظریه ریسمان ها، نظریه میدان های کوانتومی، کیهان شناسی و گرانش می باشد.در واقع دلایل متعددی باعث گردیده که مطالعه چنین فضاهایی مورد توجه نظریه پردازان قرار گیرد. به عنوان مثال می توان به اثر کوانتومی هال اشاره کرد که در فیزیک ماده چگال مورد مطالعه قرار می گیرد [۱]. در این اثر ما با ناجا به جایی بودن میان تکانه و مختصات کانونیک مواجه می گردیم. از سوی دیگر در هنگام بررسی نظریه ریسمان در پس زمینه های خاص با این واقعیت مواجه می گردیم که مختصات مربوط به D–شامه ها ناجابه جایی می باشند[۲]. به لحاظ سیر تحول تاریخی فرمول بندی مکانیک کوانتومی بعد از ارائه فرمول بندی مکانیک کلاسیک از طریق جایگزین سازی مختصات فضای فاز با عملگرهایی که بر روی فضای هیلبرت توابع L^2 در R^3 اثر می کنند و نیز تعویض ساختار کروشه پواسون با جابه جاگر صورت

می گیرد، بنا به دلایل ذکر شده در ابتدای این مقدمه تعمیم های متعددی از مکانیک کوانتومی انجام گرفته که در ساده ترین این تعمیم ها، روابط جابه جایی میان عملگرهای مکان وتکانه به شکل زیر در می آیند[۳]

$$\left[\hat{q}_i,\hat{q}_j\right]=i\hbar\theta_{ij},$$
$$\left[\hat{p}_i,\hat{p}_j\right]=i\hbar\sigma_{ij},$$
$$\left[\hat{q}_i,\hat{p}_j\right]=i\hbar\delta_{ij}.$$

از این تعمیم ها تحت عنوان مکانیک کوانتومی ناجابه جایی نام برده می شود[۴]. با انجام یک کوانتش معکوس به شکل $\frac{1}{i\hbar}\left[\hat{A},\hat{B}\right]\rightarrow\left\{A,B\right\}$ بر روی مکانیک کوانتومی ناجابه جایی، مکانیک کلاسیک ناجابه جایی بدست می آید. بنابراین کروشه های پواسون میان متغیرهای فضای فاز چنین می شوند

$$\left\{q_i,q_j\right\}=\theta_{ij}, \quad \left\{p_i,p_j\right\}=\sigma_{ij}, \quad \left\{q_i,p_j\right\}=\delta_{ij}.$$

متغیرهای فضای فاز $2n$ بعدی یعنی q_i و p_i که $i=1,...,n$ را با علامت یکتای z^{μ} که $\mu=1,2,...,2n$ می باشد علامت گذاری می شود، بنابراین کروشه های پواسون به شکل زیر بازنویسی می شوند[۳]

$$\left\{z^{\mu},z^{\nu}\right\}=\omega^{\mu\nu}$$

$\omega^{\mu\nu}$ یک ماتریس پادمتقارن و موسوم به ماتریس سیمپلکتیک می باشد

$$\omega^{\mu\nu}=\begin{pmatrix}0&\theta&1&0\\-\theta&0&0&1\\-1&0&0&\sigma\\0&-1&-\sigma&0\end{pmatrix} \qquad \omega_{\mu\nu}=\frac{1}{1-\theta\sigma}\begin{pmatrix}0&\sigma&-1&0\\-\sigma&0&0&-1\\1&0&0&\theta\\0&1&-\theta&0\end{pmatrix}$$

که $\omega_{\mu\nu}$ وارون ماتریس $\omega^{\mu\nu}$ می باشد.

معادلات حرکت بر حسب این نماد نگاری چنین می شود

$$\dot{z}^{\mu}=\left\{z^{\mu},H\right\}=\omega^{\mu\nu}\frac{\partial H}{\partial z^{\nu}}$$

و اما معادلات حرکت برای هامیلتونی دو بعدی در فضای فاز نا جابه جایی به شکل زیر در می آیند[۳]

$$\dot{q}_i=\frac{\partial H}{\partial p_i}+\theta\varepsilon_{ij}\frac{\partial H}{\partial q_j}, \qquad (۱)$$

$$\dot{p}_i=-\frac{\partial H}{\partial q_i}+\sigma\varepsilon_{ij}\frac{\partial H}{\partial p_j}, \quad i,j=1,2. \qquad (۲)$$

که $\varepsilon_{12}=-\varepsilon_{21}=1$.اگر حد کلاسیکی $\theta=\sigma=0$ را در نظر بگیریم، معادلات بالا به شکل معادلات هامیلتونی متعارف در می آیند.

اکنون حالتی را در نظر می گیریم که هامیلتونی دستگاه فیزیکی به شکل زیر باشد

$$H=\frac{1}{2m}\left(p_1^{\,2}+p_2^{\,2}\right)+V\left(q_1,q_2\right)$$

پس از جایگذاری هامیلتونی بالا در معادلات (۱) و (۲) خواهیم داشت

$$m\ddot{q}_i=-\left(1-\theta\sigma\right)\frac{\partial V}{\partial q_i}+\sigma\varepsilon_{ij}\dot{q}_j+m\theta\varepsilon_{ij}\frac{d}{dt}\frac{\partial V}{\partial q_j} \qquad (۳)$$

در پیکربندی فضای فاز ناجا به جایی ذرات کلاسیکی از معادله حرکت بدست آمده، پیروی می کنند.

همان گونه که دیده می شود به ازای $\theta=\sigma=0$ معادله بالا به صورت زیر در می آید

$$i=1,2 \qquad m\ddot{q}_i=-\frac{\partial V}{\partial q_i},$$

که همان قانون دوم نیوتون در مکانیک کلاسیک متعارف می باشد. در سمت راست معادله (۳) سه جمله وجود دارد، نخستین جمله صرف نظر از عامل $\left(1-\theta\sigma\right)$ همان نیروی نیوتونی می باشد. دومین جمله، حرکت یک ذره باردار در صفحه q_1-q_2 در حضور یک میدان مغناطیسی یکنواخت $\vec{B}=\hat{e}_3B$ را توصیف می کند. سومین جمله جمله ای جدید بوده و در مکانیک نیوتونی متعارف برای آن همتایی وجود ندارد. این جمله که منشا آن ساختار پواسون دگرگون شده است مانع از ارائه یک فرمول بندی لاگرانژی جامع برای نظریه می گردد.

اکنون می توان برای سیستم های فیزیکی مختلف معادلات حرکت را در فضای فاز ناجابه جایی بدست آورد. در این مقاله معادلات حرکت را برای پتانسیل $V\left(q_1,q_2\right)=\frac{1}{2}a_1q_1^{\,2}+bq_2$ بدست آورده ایم و مقایسه ای میان پاسخ ها درمکانیک کلاسیک ناجابه جایی و مکانیک کلاسیک متعارف انجام داده ایم.

معادلات حرکت پتانسیل $V(q_1,q_2)=\frac{1}{2}a_1 q_1^2 + b q_2$ در فضای فاز نا جا به جایی

a_1 و b اعداد حقیقی و ثابت هستند. این پتانسیل در راستای q_1 از مرتبه دوم و در راستای q_2 خطی است. با قرار دان پتانسیل در معادله (۳) به ازای $i=1,2$ خواهیم داشت

$$m\ddot{q}_1 = -(1-\theta\sigma)a_1 q_1 + \sigma \dot{q}_2, \qquad (۴)$$

$$m\ddot{q}_2 = -(1-\theta\sigma)b - (\sigma+\theta m a_1)\dot{q}_1. \qquad (۵)$$

در مرجع [۳] پاسخ های معادلات حرکت در حالت خاص بدست آورده شده اند. در این مقاله ما بدون در نظر گرفتن این حالت خاص معادلات را در حالت کلی حل می کنیم.

معادلات (۴) و(۵) معادلات جفت شده می باشند که می توان آنها را به شکل زیر بازنویسی نمود

$$\ddot{q}_1 + \omega_1^2 q_1 - \frac{\sigma}{m}\dot{q}_2 = 0 \qquad (۶)$$

$$\ddot{q}_2 + \nu_1 b + \nu_0 \dot{q}_1 = 0 \qquad (۷)$$

که ν_1، ν_0 و ω_i^2 پارامترهای ثابتی هستند که دارای تعاریفی به شکل زیر می باشند

$$\nu_1 = \frac{(1-\theta\sigma)}{m}$$

$$\nu_0 = \frac{(\sigma + m\theta a_1)}{m}$$

$$m\omega_i^2 = (1-\theta\sigma)a_i \qquad i=1,2$$

با استفاده از روش های استاندارد مربوط به حل معادلات دیفرانسیل خطی مرتبه دوم ناهمگن دو معادله جفت شده بالا را به دو معادله مجزا تبدیل می کنیم

$$q_1^{(3)} + \Omega^2 q_1 = -\frac{\nu_1 b\sigma}{m} \qquad (۸)$$

$$q_2^{(4)} + \Omega^2 q_2^{(2)} = -\nu_1 b\,\omega_1^2 \qquad (۹)$$

که $\Omega^2 = \omega_1^2 + \frac{\sigma\nu_0}{m}$ می باشد.

با استفاده از روش اپراتورهای معکوس پاسخ معادلات (۶) و (۷) خواهد شد

$$q_1(t) = D_1 + D_2\cos\Omega t + D_3\sin\Omega t - \frac{\nu_1 b\sigma}{m\Omega^2}t \qquad (۱۰)$$

$$q_2(t) = C_1 + C_2 t + C_3\cos\Omega t + C_4\sin\Omega t - \frac{\nu_1 b\,\omega_1^2}{2\Omega^2}t^2 \qquad (۱۱)$$

پس از جایگذاری q_1 و q_2 در معادلات (۶) و(۷) خواهیم داشت

$$D_1 = \frac{\sigma}{m\omega_1^2}C_2$$

$$D_2 = -\frac{\Omega}{\nu_0}C_4$$

$$D_3 = \frac{\Omega}{\nu_0}C_3$$

و همچنین با توجه به شرایط اولیه، ثابت ها را به شکل زیر بدست می آوریم

$$C_1 = q_2(0) - \frac{\nu_0}{\Omega^2}\left(\dot{q}_1(0) + \frac{\nu_1 b\sigma}{m\Omega^2}\right)$$

$$C_2 = \frac{\omega_1^2}{\Omega^2}\left(\nu_0 q_1(0) + \dot{q}_2(0)\right)$$

$$C_3 = \frac{\nu_0}{\Omega^2}\left(\dot{q}_1(0) + \frac{\nu_1 b\sigma}{m\Omega^2}\right)$$

$$C_4 = \frac{(\dot{q}_2(0)\left(\Omega^2-\omega_1^2\right) - \nu_0\omega_1^2 q_1(0))}{\Omega^3}$$

بنابراین

$$q_1(t) = \frac{\sigma}{m\Omega^2}\left(\nu_0 q_1(0) + \dot{q}_2(0)\right) - \left[\frac{\dot{q}_2(0)\left(\Omega^2-\omega_1^2\right) - \nu_0\omega_1^2 q_1(0)}{\Omega^2\nu_0}\right]\cos\Omega t + \left(\frac{\dot{q}_1(0)}{\Omega} + \frac{\nu_0 b\sigma}{m\Omega^2}\right)\sin\Omega t - \frac{\nu_1 b\sigma}{m\Omega^2}t \qquad (۱۲)$$

$$q_2(t) = q_2(0) + \frac{\omega_1^2}{\Omega^2}\left[\nu_0 q_1(0) + \dot{q}_2(0)\right]t - \frac{\nu_0}{\Omega^2}\left[\dot{q}_1(0) + \frac{\nu_1 b\sigma}{m\Omega^2}\right](1-\cos\Omega t) + \left[\frac{\left(\Omega^2-\omega_1^2\right)\dot{q}_2(0) - \nu_0\omega_1^2 q_1(0)}{\Omega^3}\right]\sin\Omega t - \frac{\nu_1 b\,\omega_1^2}{2\Omega^2}t^2 \qquad (۱۳)$$

اکنون حد کلاسیکی $\sigma=\theta=0$ را برقرار می سازیم، خواهیم داشت

$$q_1(t) = q_1(0)\cos\omega_1 t + \frac{\dot{q}_1(0)}{\omega_1}\sin\omega_1 t \qquad (۱٤)$$

$$q_2(t) = q_2(0) + t\,\dot{q}_2(0) - (1-\theta\sigma)\frac{bt^2}{2m} \qquad (۱۵)$$

همان گونه که مشاهده می کنیم معادلات (۱۴) و (۱۵) دینامیک ذره ای به جرم m در صفحه $q_1 - q_2$ را توصیف می کنند که این ذره در راستای q_1 تحت تأثیر نیروی برگرداننده ای از نوع قانون هوک بوده در حالی که در راستای q_2 متأثر از نیروی ثابتی همانند نیروی جاذبه زمین می باشد.

نتیجه گیری

سابقه استفاده از ایده فضا-زمان ناجابه جایی به زمان هایزنبرگ باز می گردد. نخستین فرمول بندی رسمی فضا-زمان ناجابه جایی در فیزیک در سال ۱۹۴۷ میلادی توسط اشنایدر مطرح گردید. اخیرا مطالعه مکانیک کلاسیک در فضای فاز ناجابه جایی در کانون توجه قرار گرفته است.

فرمول بندی مکانیک کلاسیک در یک فضای فاز ناجابه جایی در مراجع [۳،۵و۶] بدست آورده شده اند و سپس برای یک سیستم دو بعدی با هامیلتونی به شکل زیر

$$H = \frac{1}{2m}\left(p_1^{\ 2} + p_2^{\ 2}\right) + V\ (q_1, q_2)$$

صورتی تعمیم یافته از قانون دوم نیوتون در فضای فاز ناجابه جایی بدست آورده شده است. در مرجع [۳] پاسخ های معادلات حرکت برای پتانسیل $V\ (q_1, q_2) = \frac{1}{2} a_1 q_1^{\ 2} + b q_2$ در حالت خاص $\sigma = 0$ بدست آورده شده اند در این مقاله معادلات حرکت را در حالت کلی بدست آوردیم و سپس شرط کلاسیکی $\sigma = \theta = 0$ را برقرار نمودیم و مشاهده کردیم ذره در راستای q_1 تحت تأثیر نیروی برگرداننده ای از نوع قانون هوک بوده در حالی که در راستای q_2 متأثر از نیروی ثابتی همانند نیروی جاذبه زمین می باشد و نشان دادیم که هر دو رهیافت نتایج یکسانی را دارا می باشند. در نهایت نتیجه می گیریم که پتانسیل $V\ (q_1, q_2) = \frac{1}{2} a_1 q_1^{\ 2} + b q_2$ در فضای فاز ناجابه جایی رفتاری متفاوت از آنچه در مکانیک کلاسیک متعارف داشته است، از خود نشان می دهد اما با برقرای حد کلاسیکی دوباره به همان پاسخ های مکانیک کلاسیک متعارف دست می یابیم.

مرجع‌ها

[۱] F. Delduc, Q. Duret, F. Gieres and M. Lefrancois, J. Phys. Conf. Ser. **103**, 012020 (2008).

[۲] N. Khosravi, S. Jalalzadeh and H. R. Sepangi, JHEP **0601**, 134 (2006)

[۳] C. Acatrinei, J. Phys. A: Math. Gen. **37**, 1225 (2004).

[٤] A. M. Frydryszak and V. M. Tkachuk, Czechoslovak J. Phys. **53**, 1035 (2003).

[٥] C. Acatrinei, Rom. J. Phys., **54**, 3 (2009).

[٦] C. Acatrinei, Comments on Noncommutative Particle Dynamics, hep-th/0106141.

مدل لایه ای اصلاح شده سازگار با نتایج تجربی برای هسته $^{197}_{79}Au$ در چاچوب مدل درهم روی هسته ای

ذوالفقارپور،فرهاد[۱] طباطبائی،سیدمحمد؛محمدی،جواد

اردبیل، گروه فیزیک دانشگاه محقق اردبیلی، انتهای خیابان دانشگاه

چکیده

در این مقاله با در نظر گرفتن ساختار کوارکی برای نوکلئونها در چارچوب مدل لایه ای تابع ساختارهسته طلا بررسی می شود و مشاهده می شود که با اعمال تغییر در لایه $2p$ نتایج حاصله از مدل درهم روی هسته با نتایج تجربی سازگاری خوبی پیدا می کند.

Modified Shell Model for 197Au Nucleus in the Convolution Nuclear Theory to Get Appropriate Results that have Agreement with Experimental Data

Zolfagharpour, farhad[1];Tabatabaei, seyed mohammad[2]; Mohammadi, javad[3]

University of Mohaghagh Ardabili, Ardabil,Iran

Abstract

In this paper, we consider quark structure for nucleons in the shell model framework. By this concentration we calculated nuclear structure function of gold nucleus. At the end we find that with some changes in the 2p shell, the extracted results from convolution nuclear theory are consistent with experimental results.

مقدمه

به دلیل پیپچیدگی نیروی هسته ای و عدم امکان حل معادله شرودینگر برای سیستم چند ذره ای هسته ای در فیزیک هسته ای، سعی بر حل مسائل در چارچوب مدل های ساده شده ای می شود که بتوان عمده خصوصیت هسته ها را به دست آورد. یکی از این خصوصیت ها، نتایج حاصل از پراکندگی لپتون ها از هسته ها است. در این تحقیق سعی کرده ایم که تابع ساختار هسته طلا را در چارچوب مدل درهم روی هسته ای محاسبه نماییم. با توجه به اینکه هسته طلا یک هسته سنگین است، لذا در چارچوب مدل لایه ای استخراج نتایج مربوط به تابع ساختار و اثر EMC[۲۴] [۱] این هسته به دلیل سنگین بودن هسته، از مدل لایه ای نوسانگر هماهنگ پیروی نمی کند. با مطالعات انجام گرفته در این تحقیق مشخص شد که عدم سازگاری بین نتایج تجربی و نظری به این دلیل است که تراز 2p در این هسته و هسته های سنگین به اندازه آنچه در مدل لایه ای گسترده است، از گسترش لازم برخوردار نیست و می توان در مدل لایه ای با اعمال تغییراتی در جهت کاهش گستردگی لایه های فوق، این مسئله را مد نظر قرار داد و نتایج حاصل را بهبود بخشید. در این تحقیق سعی کرده ایم این تغییرات را در مدل لایه ای بکار رفته در مدل در هم روی هسته ای برای هسته طلا اعمال کنیم.

در این مدل فرض می شود نوکلئون ها به صورت پایدار در ترازهای مستقل قرار دارند، مانند الکترون های اتمی در ترازهای اتمی. البته فاصله لایه های هسته ای از فاصله لایه های الکترونی بیشتر است.

[۲۴] European Muon Collabaration

همچنین دراین مدل فرض می شود که هسته بصورت یک چاه پتانسیل بوده و نوکلئون ها در یک میدان متوسط جاذبه قرار دارند و رفتار آنها مانند ذره در چاه پتانسیل می باشد [۲].

محاسبه تابع ساختار برای هسته طلا

تابع ساختار را با در نظر گرفتن ساختار کوارکی برای نوکلئون ها از رابطه زیر حساب می کنیم [۳]:

$$F_2^A(x) = \sum_{N=n,p}\sum_{nl}\int_0^{\infty} dz\, a_{nl}^N\, f^N(z)_{nl}\, F_2^N\left(\frac{x}{z}\right) \qquad (۱)$$

که جمع اول روی کل پروتون ها و نوترون ها و جمع دوم برروی عدد کوانتومی هر تراز انرژی بسته می شود. a_{nl}^N عدد اشغال تراز انرژی ϵ_{nl} برای پروتون (N=p) و نوترون (N=n) است. همچنین توزیع نوکلئونها در داخل هسته ها بصورت زیر تعریف می شود:

$$f^N(z)_{nl} = \frac{1}{(2\pi)^2}\int_{|m_N(z-1)-\epsilon_{nl}|}^{\infty} dp\, p\, m_N |\phi_{nl}(p)|^2 \qquad (۲)$$

که $z = p_\mu q^\mu / m_N q_0$ نسبت تکانه حمل شده توسط نوکلئون به تکانه کل هسته و x=Q^2/2$m_N q_0$ متغیر بیورکن[۲۵] می باشد. اگر سهم گلئونها و دریای کوارکها را در نظر بگیریم تابع ساختار بصورت فرمول زیر ساده می شود:

$$\int_0^1 dx\, F_2^N(x) = 1 \qquad (۳)$$

درمدل نوسانگر هماهنگ رابطه بین مربع شعاع و پوسته‌های انرژی بصورت زیر تعریف می شود [۴]:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{\alpha^2}\left(2n + l + \frac{3}{2}\right)$$
$$\alpha^2 = \frac{m_N \omega}{\hbar}\ ,\ m_N = 938.905\ MeV \qquad (۴)$$

$$\hbar\omega = \frac{\hbar c}{\langle r^2\rangle_{nl}}\left(2n + l + \frac{3}{2}\right) \qquad (۵)$$

$\langle r^2\rangle^{\frac{1}{2}}$ و $\hbar\omega$ به ترتیب بر حسب فرمی و MeV بیان می شوند. با توجه به کارهای انجام شده توسط اکولینیچو[۲۶] و همکارانش تابع توزیع تکانه برحسب مدل نوسانگر هماهنگ بصورت زیر است [۵]:

$$f^N(z)_{nl} = \frac{1}{z}\left(\frac{m_N}{\hbar\omega}\right)^{1/2}\frac{n!}{\Gamma\left(n+l+\frac{3}{2}\right)}\sum_{t_1=0}^{n}\sum_{t_2=0}^{n}\frac{(-1)^{t_1+t_2}}{t_1!\,t_2!}\binom{n+l+\frac{1}{2}}{n-t_1}\times\binom{n+l+\frac{1}{2}}{n-t_2}\Gamma\left[l+t_1+t_2+1, \frac{m_N}{\hbar\omega}\left(z-1-\frac{\epsilon_{nl}}{m_N}\right)^2\right] \qquad (۶)$$

جدول۱ :پارامترهای مورد استفاده در مدل لایه ای اصلاح شده که طبق رابطه های ۴و۵ به دست آمده اند.

shell	$(\langle r^2 \rangle^{1/2}, \hbar\omega)$
0s	(1.67,22.69)
0p	(2.44,10.0)
0d	(3.10,15.36)
1s	(3.48,12.19)
0f	(3.74,13.57)
1p	(3.96,12.10)
0g	(4.43,11.82)
1d	(4.67,10.74)
2s	(4.70,10.50)
0h	(5.18,10.22)
1f	(5.32,9.69)
2p	(5.37,100.0)
0i	(5.41,10.81)

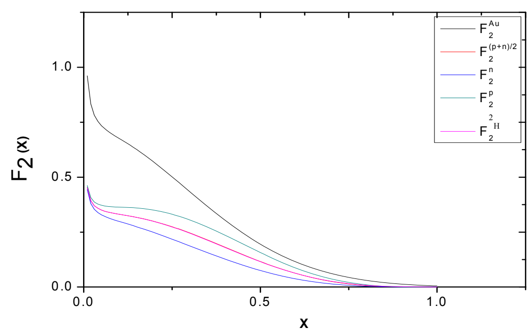
همانطور که از جدول فوق مشاهده می شود مقدار $\hbar\omega$ رابیشتر از مقدار مرسوم آن یعنی (9.51) انتخاب کرده ایم تا گستردگی این لایه را کاهش دهیم.

---
[۲۵] Bjorken
[۲۶] Akulinichev

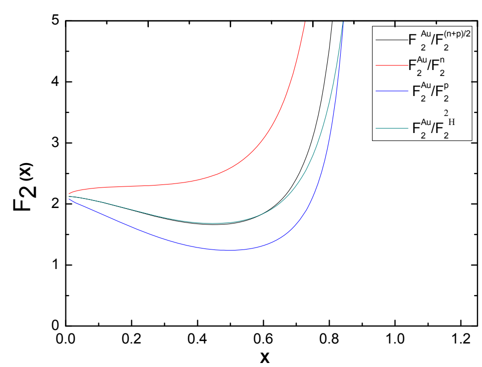
جدول ۲: اعداد اشغال برای پروتون و نوترون هسته ^{197}Au در هر لایه که به صورت (p,n) نشان داده شده است.

shell	(p,n)	Extra nuetrons
0s	(2,2)	
0p	(6,6)	
0d	(10,10)	
1s	(2,2)	
0f	(14,14)	
1p	(6,6)	
0g	(18,18)	
1d	(10,10)	
2s	(2,2)	
0h	(9,9)	(13)
1f		(14)
2p		(6)
0i		(6)

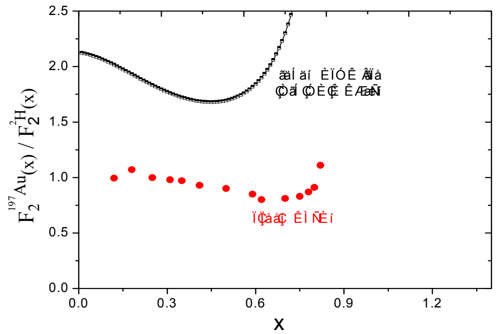
جایگیری نوکلئونها در ترازهای انرژی هسته طلا مطابق جدول شماره ۲می باشد که با استفاده از برنامه فرترن توابع ساختار بصورت شکل زیر بدست آمده است.



شکل۱ : تابع ساختار هسته طلا و دوترون بر واحد نوکلئون، محاسبه شده در این تحقیق. برای مقایسه تابع ساختار نوکلئون، پروتون و نوترون آزاد GRV [6]آورده شده است.

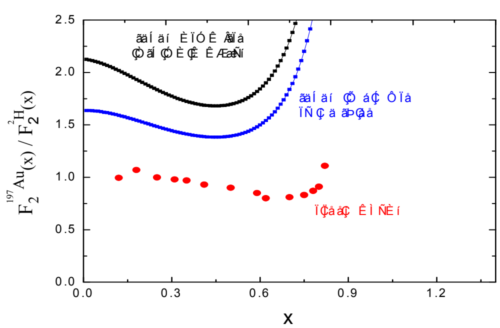


شکل۲ : نسبت تابع ساختار هسته طلا به دوترون و نوکلئون، پروتون و نوترون آزاد.



شکل۳ : نتیجه حاصل از مدل لایه ای نوسانگر هماهنگ مرسوم برای هسته طلا. دایره ها نشان دهنده نتایج تجربی از مرجع [7].

از شکل۳ مشاهده می شود مدل لایه ای برای هسته طلا که یک هسته سنگین می باشد، با نتایج تجربی هم خوانی ندارد. پارامتر های مورد استفاده در محاسبات ما نشان داد لایه ها با L بزرگتر مساوی ۱ در عمل و در داخل هسته از گستردگی که مدل لایه ای برای آنها ارائه می دهد برخوردار نیستند لذا در این تحقیق با اعمال محدودیت در شعاع و پارامتر $\hbar\omega$ نوسانگر هماهنگ متوسط (که با رابطه های ۴ و ۵ اعمال می شود) از گستردگی این لایه ها کاسته می شود و باعث بهبود نتایج حاصله و توافق آنها با نتایج تجربی می شود که شکل ۴ به خوبی آن را نشان می دهد.



شکل۴ : مقایسه نتایج حاصل از مدل لایه ای اصلاح شده برای هسته طلا با نتایج تجربی [7] و مدل لایه ای اصلاح شده در این مقاله.

نتیجه گیری

مدل لایه‌ای ، مدل مناسبی برای توصیف خصوصیات هسته های سبک ا ست و نتایج سازگار و قابل قبولی با نتایج آزمایشگاهی

بدست می دهد ولی برای هسته های سنگین، انحراف در نتایج حاصل ازمدل لایه ای نوسانگر هماهنگ و نتایج تجربی آشکار می شود و باید اصلاحاتی در مدل لایه ای بکار گرفته شود. در این تحقیق با توجه به محاسبات انجام گرفته مشاهده کردیم که این انحراف از گستردگی لایه ها در مدل لایه نسبت به آنچه لایه ها در حقیقت در داخل هسته برخوردارند، ناشی می شود لذا با اعمال محدودیت در شعاع متوسط لایه ها که توسط رابطه های ۴ و ۵ اعمال می شدند محاسبات را انجام دادیم و آنچه نتایج حاصل در شکل ۴ نشان می دهد، به نتایجی که در توافق با نتایج تجری می باشند دست پیدا کردیم. این مسئله را شاید به این صورت می توان تعبیر کرد که میدان متوسطی که در مدل لایه ای مرسوم در نظر گرفته می شود با افزایش شعاع هسته افزایش پیدا می کند و این مسئله کوتاه برد بودن نیروی هسته ای را در لایه های بالاتر و بین نوکلئون های نزدیک سطح هسته را در نظر نمی گیرد و نیز به دلیل وابستگی نیروی هسته ای به تکانه زاویه ای، بنابراین نوکلئون ها در لایه ها با تکانه زاویه بزرگتر مساوی یک در میدان متوسطی قرار دارند که از گسترده گی لایه ها می کاهد که در این تحقیق با کاهش گستردگی این لایه ها و تغییر در میدان موثر در لایه های بالاتر نتایج حاصل با نتایج تجربی توافق پیدا نمود. البته با ید گفت که در این تحقیق فقط اثر فرمی و انرژی بستگی با در قرار دادن مقدار $\varepsilon = -40\ MeV$ که همان انرژی بستگی هسته آهن بکار رفته در مدل های مرسوم هسته ای می باشد، در نظر گرفته شده است و از اثرهای دیگر ناشی از محیط هسته ای روی نوکلئون ها و تابع توزیع کوارکی داخل نوکلئون های مقید صرف نظر شده است. انتظار می رود با در نظر گرفتن اثر های دیگر محیط هسته ای از قبل ابر مزونی، اثر ذره دلتا، تبادل کوارکی که باعث تغییر تابع موج هسته ها بخصوص هسته های سنگین می شوند، بتوان نتایج سازگار با نتایج تجربی در انرژی های بستگی پائین تر که به نتایج تجربی نزدیک تر است، رسید.

مرجع ها

[۱] J. J. Aubert, etal., *Phys. Lett. B* 123 (1985) 275.

[۲] M.A.PRESTON and R.K.BHADURI,"*STRUCTURE of the NUCLEAS*",(1975)217-241.

[۳] F. Zolfagharpour, http://arxiv.org/abs/0802.1623v2

[۴] R. C. Barratt and D. F. Jackson," *Nuclear sizes and structure",* Oxford University Press (1977).

[۵] S. V. Akulinichev, etal., *Phys. Rev. Lett*. 21 (1985) 2239.

[۶] M. Gluck, E. Reya, A. Vogt, Z. Phys. C 67 (1995) 433.

[۷] J. T. Aubert et al., *Phys. Lett*. 123B,275 (1983) .

بدست آوردن فشار خارجی خلا در مدل کیسه‌ای MIT اصلاح شده

رستمی، ثمره[1]؛ رجبی، علی‌اکبر[2]

[1]دانشکده ریاضی ، مرکز تحصیلات تکمیلی زنجان ، زنجان

[2]دانشکده فیزیک ، دانشگاه صنعتی شاهرود ، شاهرود

چکیده

ما به کمک روش‌های ریاضی قصد داریم تا فشار خارجی ناشی از خلاء را برای نوکلئون بدست آوریم. در این مدل، ما نوکلئونها را به عنوان سیستمی سه ذره‌ای شامل سه کوارک مشابه تعریف کرده‌ایم که در معادله دیراک صدق می‌کنند. با فرض وجود پتانسیل‌های برهمکنش کننده بین کوارک ها، روشی برای اصلاح مدل کیسه‌ای MIT پیشنهاد خواهیم کرد.

Obtaining the External Pressure of Vaccum in Improved MIT \bag model

Rostami, Samareh[1]; Rajabi, Ali Akbar[2]

[1] Department of Mathematics, IASBS, Zanjan
[2] Department of Physics, Shahrood University of Technology ,Shahrood

Abstract

Using mathematical methods, we aim to obtain an external pressure of vaccum for nucleons. In this article, nucleons are defined as a three-body system with three identical quarks which fallow the Dirac equation. With assumption of existence of the interact potential between quarks, we will offer a method to improve MIT bag model.

PACS No. 14

مقدمه

از میان مدل‌های بسیاری که خواص نوکلئون‌ها را به خوبی توصیف می‌کنند می‌توان به مدل کیسه‌ای MIT[27] اشاره کرد که در آن تابع موج کوارک‌های آزاد با شرایط جریان صفر روی دیواره کیسه در نظر گرفته می‌شوند [۱]. از آنجاییکه برهمکنش بین کوارک‌ها را نمی‌توان نادیده گرفت، ما در این کار قصد داریم با در نظرگرفتن پتانسیل‌های ناشی از باررنگ‌ها و نوسانگرهارمونیک به اصلاح این مدل بپردازیم.

با توجه به اینکه نوکلئون‌ها سیستم‌ای سه ذره‌ای شامل کوارک‌های ظرفیت با جرم نسبتا یکسان می‌باشند و اینکه نیروهای سه ذره‌ای را می‌توان به طور آسان در فرمولبندی های هارمونیک فوق کروی توصیف کرد، لذا ما در این مقاله به بیان حرکت سیستم سه ذره‌ای در مختصات ژاکوبی پرداخته‌ایم. در این مختصات متغیرهای فوق کروی ρ و λ را به صورت تابعی از موقعیت ذرات در سیستم مرکز جرم بیان می‌کنیم[۲]:

$$\rho=\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1-\vec{r}_2)\ \ ,\ \ \lambda=\frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1+\vec{r}_2-2\vec{r}_3)\ \ ,\ \ R=\frac{\vec{r}_1+\vec{r}_2+\vec{r}_3}{3}$$

مقدار مطلق فوق شعاع را به صورت زیر تعریف می‌کنیم.

$$x=\sqrt{\lambda^2+\rho^2}=\sqrt{\tfrac{1}{3}(r_{12}^2+r_{23}^2+r_{13}^2)}=\frac{1}{\sqrt{3}}r \qquad (۱)$$

که در آن r شعاع کره محاط شده بر سه ذره می‌باشد. با تعریف این کمیت‌ها حرکت سه ذره را به صورت کلی‌تری بررسی

[27] Massachusetts Institute of Technology bag model

می‌کنیم.از آنجایی که سیستم سه جسمی تشکیل فضای ۶بعدی می‌دهد، با در نظر گرفتن $(\hbar = c = 1)$، عملگر لاپلاسی به صورت زیر تعریف خواهد شد.

$$\nabla^2 = \nabla_\rho^2 + \nabla_\lambda^2 = (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{5}{x}\frac{\partial}{\partial x} + \frac{L^2(\Omega)}{x^2}) \qquad (۲)$$

$L^2(\Omega)$در رابطه فوق، عملگر مداری بزرگ[۲۸] می‌باشد و ویژه مقدارهای آن برابر $-\gamma(\gamma+4)$ می‌باشد و در آن γعدد کوانتمی زاویه‌ای بزرگ[۲۹] است که از طریق $\gamma = 2n + l_\lambda + l_\rho$ معین می‌شود.

پتانسیلی که برای برهمکنش بین کوارکها در نظر گرفته ایم شامل یک ترم نوسانی و ترم کولنی است. که با استفاده از مختصات فوق کروی، پتانسیل نوسانگر هارمونیک به صورت

$$V_{h.o} = \frac{1}{2}k\sum_{i,j}(r_i - r_j)^2 = \frac{N}{2}kx^2 = ax^2 \qquad (۳)$$

و پتانسیل فوق کلونی که از باررنگ‌ها ناشی می‌شود مانند زیر تعریف خواهند شد:

$$V_{hyc} = b\alpha_s\sum_{i,j}\frac{1}{|r_i - r_j|} = \frac{b\alpha_s}{x} \qquad (۴)$$

که در آن $b\alpha_s = -c$ در نظر می‌گیریم. بنابراین پتانسیلی که برای حل معادله دیراک بررسی خواهیم کرد مانند مقابل است :

$$A(x) = ax^2 - \frac{c}{x}$$

با توجه به اینکه کوارکهای سبک ذراتی نسبیتی هستند و در معادله دیراک صدق می کنند و تعاریف ذکر شده می توانیم تابع موج سیستم را محاسبه کنیم

تابع موج نسبیتی با پتانسیل فوق کروی

شکل‌ای که برای معادله دیراک استفاده می‌شود مانند زیر است [۳].

$$[\gamma_0\varepsilon + i\vec{\gamma}.\vec{\nabla} - (m + U(x))]\psi(x) = 0 \qquad (۵)$$

که این معادله جوابی مانند زیر خواهد داشت

$$\psi_{jj_3} = \begin{pmatrix}\varphi \\ \chi\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_\kappa(x)y_{jl}^{j_3}(\hat{x}) \\ if_\kappa(x)y_{jl'}^{j_3}(\hat{x})\end{pmatrix} \qquad (۶)$$

[28] Grand orbital operation
[29] grand angular quantum number

فرض می کنیم پتانسیل $U(x)$شامل دو ترم پتانسیل فوق کروی اسکالر $U_0(x)$ و پتانسیل فوق کروی برداری $V_0(x)$است . داریم

$$(\sigma.p_i)\chi + (m_i + U_0(x) + V_0(x))\varphi = \varepsilon_i\varphi \qquad (۷)$$
$$(\sigma.p_i)\varphi - (m_i + U_0(x) - V_0(x))\chi = \varepsilon_i\chi$$

که اندیس i مربوط به ذره iام می‌باشد و فرض می‌کنیم که پتانسیل‌های فوق کروی اسکالر و برداری به صورت مقابل باشند[۴]و[۵].

$$2V_0(x) = 2U_0(x) = ax^2 - \frac{c}{x}$$

اکنون با ترکیب معادلات(۶)و(۷)به معادله زیر خواهیم رسید

$$\begin{aligned} &g_\gamma''(x) + \frac{5}{x}g_\gamma' + \frac{L^2(\Omega)}{x^2}g_\gamma(x) \\ &\qquad = -3(\varepsilon^2 - m^2 + (m+\varepsilon)A(x))g_\gamma(x) \end{aligned} \qquad (۸)$$

برای تعیین ویژه تابع $g_\gamma(x)$ فرض می‌کنیم که آن به صورت

$$g_\gamma(x) = h(x)\exp(Z(x)) \qquad (۹)$$

قابل تعریف باشد که در آن $h(x)$ و $Z(x)$ به صورت مقابل می‌باشند[۶].

$$\begin{cases} h(x) = \prod_{i=0}^{\nu}(1 + \alpha_i^{(\nu)}x) \quad \alpha_i \neq 0 \\ Z(x) = -\frac{1}{2}\alpha x^2 + \delta\ln(x) \end{cases} \qquad (۱۰)$$

که در آن ν به مراتب انرژی سیستم بستگی دارد. با قرار دادن معادله(۱۰) در معادله(۹)و برابر قرار دادن ضرایب توان‌های متفاوت x، می‌توانیم کمیت‌های مجهول $\alpha_i^{(\nu)}$و αو δ را محاسبه کنیم. داریم :

$$\delta = \gamma, -\gamma - 4 \qquad , \qquad \alpha = (E_{\gamma,\nu} + 3m)\omega_{\gamma,\nu}$$

با قرار دادن $\delta = \gamma$ تابع موج ما در محدوده موردنظر خوش تعریف خواهد بود. و نیز می‌توانیم کمیت‌های مجهول پتانسیل را برحسب تابعی از انرژی بدست آوریم.

$$a = (E_{\gamma,\nu} + 3m)\omega^2 \quad , \quad E_{\gamma,\nu} = 6(\gamma + 4 + \nu)\omega + 3m$$

$$c_{\gamma,\nu} = (1+\nu)\left[\frac{4\gamma + 10 + \nu}{6(\gamma + 4 + \nu)}\frac{E_{\gamma,\nu} - 3m}{E_{\gamma,\nu} + 3m}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (۱۱)$$

اکنون با نتایج بدست آمده می توانیم تابع موج نسبیتی سیستم را محاسبه کنیم.

تابع موج نسبیتی در حالت پایه

ابتدا مسئله را برای مرتبه صفرم انرژی یعنی $\nu = 0$ بررسی خواهیم کرد[۷]. در این حالت

$$g_\gamma(x) = x^\gamma\left(1-\frac{yx}{(2\gamma+5)^{\frac{1}{2}}}\right)e^{-\frac{y^2x^2}{4}}$$

یافت می شود که در آن y را تعریف کرده ایم

$$y=\left(\frac{\frac{1}{3}(E_{\gamma,0}^2-9m^2)}{(\gamma+4)}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (۱۲)$$

و تابع موج به صورت زیر مشخص می‌شود

$$\psi_{\gamma,0}(x)=\begin{pmatrix} x^\gamma-\dfrac{yx^{\gamma+1}}{(2\gamma+5)^{\frac{1}{2}}} \\ \dfrac{-i\vec{\sigma}.\hat{x}}{E+3m}\left(\gamma\, x^{\gamma-1}-\dfrac{y^2}{2}x^{\gamma+1}+\dfrac{y^3x^{\gamma+2}-2y(\gamma+1)x^\gamma}{2(2\gamma+5)^{\frac{1}{2}}}\right)\end{pmatrix}e^{-\frac{y^2x^2}{4}}$$

با توجه به اینکه ذرات در کره‌ای به شعاع x_b محدود شده‌اند، چگالی جریان باید در سطح کره صفر شود

$$\bar{\psi}_{\gamma,0}\psi_{\gamma,0}\Big|_{x=x_b}=\left[g_{\gamma,0}^2(r)-f_{\gamma,0}^2(r)\right]\Big|_{x=x_b}=0$$

بنابراین برای پیدا کردن شعاع کیسه در حالت پایه از معادله زیر استفاده می‌کنیم

$$\frac{\xi_\gamma y^3x_b^3}{(2\gamma+5)^{\frac{1}{2}}}-2\left[\frac{y}{(2\gamma+5)^{\frac{1}{2}}}+\frac{\xi_\gamma y^2}{2}\right]x_b^2+2\left[1-\frac{\xi_\gamma y(\gamma+1)}{(2\gamma+5)^{\frac{1}{2}}}\right]x_b+2\xi_\gamma\gamma=0$$

که در آن x_b شعاع کیسه و ξ_γ به صورت زیر تعریف می شوند.

$$\xi_\gamma=\frac{1}{E_{\gamma,0}+3m} \qquad (۱۳)$$

یکی دیگر از خواصی که برای هادرون ها تعریف می‌شود متوسط شعاع باری $\sqrt{\langle r_{cm}^2\rangle}$ آن است که به صورت زیر می‌باشد:

$$\langle r^2\rangle_q=\int_{bag}r^2\psi_0^*(r)\psi_0(r)dr$$

حال اگر بخواهیم این فرمول را به فضای ۶ بعدی تعمیم دهیم لازم است تا از قوانین انتگرال‌گیری در فضای D بعدی استفاده کنیم. انتگرال‌گیری حجم در فضای Dبعدی به صورت[۲]

$$\int dr_1dr_2...dr_D=\int x^{D-1}dxd\Omega$$

تعریف می‌شود که در این صورت شعاع باری در فضای ۶ بعدی به صورت

$$\langle x^2\rangle=\frac{\int_{bag}x^7(|g_0(x)|^2+|f_0(x)|^2)dx\int d\Omega}{\int_{bag}x^5(|g_0(x)|^2+|f_0(x)|^2)dx\int d\Omega} \qquad (۱۴)$$

بدست خواهد آمد. از دیگر کمیت‌های مهم در بررسی خواص هادرون‌ها تعیین نسبت ثابت جفت شدگی شبه برداری[۳۰] g_A به ثابت جفت شدگی برداری[۳۱] g_V برای آنهاست.که داریم:

$$\frac{g_A}{g_V}=\frac{5}{3}\left(1-\frac{4}{3}\frac{\int_{bag}x^5|f_0(x)|^2dx\int d\Omega}{\int_{bag}x^5(|f_0(x)|^2+|g_0(x)|^2)dx\int d\Omega}\right)$$

برای پروتون این مقدار به طور آزمایشگاهی ۱/۲۵۴±۰/۰۰۶= $\frac{g_A}{g_V}$ وشعاع باری برابر $\sqrt{\langle x^2\rangle}=$ ۰/۸۸ اندازه گیری شده اند. ما با تعیین جرم کوارک ظرفیت برابر ۲۰۰ MeV و شعاع باری (۰/۸۸) به عنوان کمیت های ثابت در این مسئله ، می‌توانیم دیگر کمیت های مجهول سیستم را بدست بیاوریم

تعیین فشار خارجی وارد بر سطح کیسه در حالت پایه

همانطور که از ترمودینامیک می‌دانیم فشار وارد بر سطح را می‌توان از تغییرات انرژی سیستم نسبت به تغییرات حجم آن در دمای ثابت محاسبه کرد [8].

$$P=-\left(\frac{dE}{dV}\right)_T$$

ابتدا سیستم را در حالت پایه آن در نظر می‌گیریم $\gamma=0$. بنابراین با استفاده از این فرمول ، می‌توانیم فشار وارد بر سطح کیسه را در دمای صفر محاسبه کنیم . داریم

$$P=-\left(\frac{dE}{dV}\right)=-\left(\frac{dV}{dE}\right)^{-1}\Bigg|_{x=x_b}=-\left(\frac{dV}{dx}\right)^{-1}\left(\frac{dx}{dE}\right)^{-1}\Bigg|_{x=x_b} \qquad (۱۵)$$

۳۰ axial-vector coupling constant

۳۱ vector coupling constant

و حجم کیسه در فضای ۶ بعدی تعریف می‌شود[8].

$$V = \frac{\pi^3}{6} x_b^6 \quad , \quad \frac{dV}{dx} = \pi^3 x_b^5 \qquad (۱۶)$$

و همچنین برای بدست آوردن $\frac{dx}{dE}$ از رابطه

$$\frac{dx}{dE} = \frac{dx}{dy}\frac{dy}{dE} + \frac{dx}{d\xi_0}\frac{d\xi_0}{dE} \qquad (۱۷)$$

استفاده کرده‌ایم . از معادلات (13)و (۱۲) داریم

$$\frac{dy}{dE} = \frac{\sqrt{3}E}{6\sqrt{E^2 - 9m^2}} \quad , \quad \frac{d\xi_0}{dE} = -\frac{1}{(E+3m)^2} \qquad (۱۸)$$

$$\frac{dx_b}{dy} = -\frac{(-\xi_0 y\sqrt{5}+4)\mu + 13\xi_0^2 y^2 - 6\sqrt{5}\xi_0 y + 8}{2\mu\,\xi_0 y^3}$$

که برای سادگی از نماد گذاری

$$\mu = \sqrt{(2+\sqrt{5}\xi_0 y)^2 + 8\xi_0 y(\xi_0 y - \sqrt{5})}$$

استفاده کرده ایم . از اینرو با قرار دادن معادله (۱۸) در معادله (۱۷) و جایگذاری معادله (۱۷) و (۱۶) در معادله (۱۵) فشار بدست خواهد آمد و این فشار را می‌توان به عنوان فشار وارد بر سطح کیسه از طریق خلا در نظر گرفت . بعلاوه انرژی وارد شده بر سطح کیسه هم از رابطه

$$E_{out} = PV = P\frac{\pi^3}{6}x_b^6$$

محاسبه می‌شود . در جدول ۱ مقادیر بدست آمده در این مدل با مقادیر بدست آمده در مدل کیسه ای MIT و مقادیر آزمایشگاهی مقایسه شده است . همچنین با استفاده از اختلاف انرژی درون و بیرون کیسه می‌توان جرمی برای کیسه مشخص کرد

$$M = E - E_{out} = 6(\gamma + 4 + \nu)\omega + 3m - E_{out} = 24\omega + 3m - E_{out}$$

که با قرار دادن مقادیر بدست آمده برای انرژی خارجی و ω، جرم نوکلئون مقدار ۹۳۷ MeV خواهد شد که بسیار نزدیک به جرم آزمایشگاهی آن می‌باشد.

حال اگر سیستم را در حالت‌های بالاتر انرژی بررسی کنیم ، فشار خارجی با افزایش γ یا ν به طور قابل ملاحظه ای کاهش پیدا می‌کند.

جدول ۱: مقایسه خواص استاتیکی پروتون در این مدل با مدل کیسه ای MIT و مقادیر تجربی

نوکلئون	مدل کیسه ای MIT	مدل ما	تجربی
m_q	۰	200 MeV	~100~350 MeV
g_A/g_V	۱/۰۹	1/45	1/254 ± 0/006
$<r_{cm}^2>^{\frac{1}{2}}$	۰/۷۳ fm	fm 0/88	fm 0/88 ± 0/03
x_b	۱ fm	fm 1/32	–
E_{out}	۱/۲۲ fm^{-1}	0/361 fm^{-1}	–

نتیجه گیری

حال اگر انرژی این مدل را با انرژی خلا در مدل کیسه‌ای MIT مقایسه کنیم متوجه خواهیم شد که در این مدل بخاطر وجود پتانسیل بین کوارک ها فشار وارد بر کیسه و در نتیجه انرژی خلا کاهش خواهد یافت . و از آنجایی که این فشار توسط آزمایشات تجربی به اثبات نرسیده است ، پس هرقدر این فشار کاهش یابد ، نتایج بدست آمده به مقادیر تجربی نزدیک‌تر خواهند شد .همچنین با در نظر گرفتن دیگر ترم‌های انرژی مانند پتانسیل‌های خطی یا نمایی می‌توان پیش بینی کرد که انرژی خلا به صفر میل کند در این صورت محبوس بودن کوارک‌ها تنها ناشی از پتانشیل درونی آنها خواهد شد.

مرجع‌ها

[۱] Close F E " *an introduction to quarks and partons"* , Academic Press , New York (1979)

[2] fabre de la Ripelle. M, Fieldeldey. H , and S.A. Sofianos *"Integrodifferential equation for few-and many-body systems"* Phys. Rev C. V **38** . p 449. (1988)

[۳] Bhaduri. R. K., "*Models of the Nucleon: From Quarks to Soliton*" Addison-Wesley. p 1-12 0,(1988)

[۴] حسن آبادی. ح. رساله دکتری " *محاسبه ویژگیهای استاتیکی باریون ها با استفاده از معادله دیراک* " دانشکده فیزیک . دانشگاه صنعتی شاهرود (۱۳۸۶)

[۵] Rajabi . A.A. "*Improved MIT bag model with hyper central interacting potential*" Iranian Journal of Science & Technology , Transation A. V**28**. No A**2**(2004)

[۶] Rajabi A.A "*A three-body force model for the harmonic and anharmonic oscillator*". Iranian Journal of Physics Research, Vol. **5**, No.2.(2005)

[7] رستمی. ث. رساله کارشناسی ارشد " *بررسی خواص ترمودینامیکی باریون ها در مدل کیسه ای MIT اصلاح شده متشکل از سه کوارک* " دانشکده فیزیک . دانشگاه صنعتی شاهرود (۱۳۸۸)

[8] Greiner W., Neise, Stocker *"Thermodynamics and statistical"* Springer. (1994)

آیا ضریب d ازنقض لورنتس صفر است؟

رضایی، زهرا[1] ؛ حقیقت، منصور[2]

[1و2] دانشکده فیزیک دانشگاه صعتی اصفهان ، اصفهان

چکیده

در مدل استاندارد تعمیم یافته, تعداد زیادی پارامتر وجود دارد. طراحی آزمایش, برای تعیین برخی از این پارامترها با مشکلاتی همراه است. در این مقاله نشان خواهیم داد که تحول ضرایب c_L و c_R یکسان است و با دانستن این که در نظریه های وحدت بزرگ همه ی ضرایب با هم برابرند, بنابراین c_L و c_R یک پارامتر هستند و پارامتر d از ضرایب نقض لورنتس صفر است.

Is the Lorentz Violation Parameter d Zero?

Rezaei, Zahra[1]; Haghighat, Mansour[2]

[1,2] Department of Physics, Isfahan University of Technology, 84156-83111, Iran Isfahan

Abstract

In the Standard Model Extension (SME), there are large numbers of parameters. Designing the experiments to determine some of these is difficult. In this paper we show that the running of c_L and c_R is similar and since in grand unified theory all the coefficients run to one parameter, so c_L and c_R are always the same and therefore the Lorentz violation parameter d which is defined as the difference of c_L and c_R is zero

مقدمه

مدل استاندارد بهترین نظریه ی پیمانه ایی برای توصیف برهم کنش های بین ذرات بنیادی است. عقیده بر این است که این نظریه حد انرژی پایین از یک نظریه ی بنیادی است و همه ی برهم کنش های بنیادی طبیعت به استثنای گرانش را در بر می گیرد. پیش بینی های این نظریه تا دقت بسیار بالا در آزمایشگاه ها تحقیق شده است [1,2,3]. هر چند تصور نمی شود که این نظریه، نظریه ایی بنیادی برای برهم کنش های پیمانه ایی باشد.

یک شکل کلی از نظریه استاندارد معمولی و نسبیت خاص که همه ی ویژگی های مطلوبِ قردادی را شامل می شود اما شکست تقارن های لورنتس و "سیِ-پی-تی" در آن مجاز است "تعمیم مدل استاندارد" [4] نامیده می شود. مدل استانداد تعمیم یافته ی کمینه که ناوردایی پیمانه ایی را حفظ می کند, پارامترهای بازبهنجارپذیرِ قراردادی را شامل می شود که ضرایب تانسوری موجود, عاملً نقض تقارن لورنتس هستند. لاگرانژی مدل استاندارد تعمیم یافته عبارت است از:

$$
\begin{aligned}
L_{SME} = & \frac{1}{2} i\overline{\psi}\{\gamma^{\nu} + c^{\mu\nu}\gamma_{\mu} + d^{\mu\nu}\gamma_5\gamma_{\mu} + e^{\nu} + if^{\nu}\gamma_5 \\
& + \frac{1}{2} g^{\lambda\mu\nu}\sigma_{\lambda\mu}\}\vec{D}_{\nu}\psi - \overline{\psi}\{M + a_{\mu}\gamma^{\mu} + b_{\mu}\gamma_5\gamma^{\mu} \\
& + \frac{1}{2} H_{\mu\nu}\sigma^{\mu\nu}\}\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{4}(k_F)_{\kappa\lambda\mu\nu}F^{\kappa\lambda}F^{\mu\nu} \\
& + \frac{1}{2}(k_{AF})^{\kappa}\varepsilon_{\kappa\lambda\mu\nu}A^{\lambda}F^{\mu\nu}
\end{aligned}
\qquad (۱)
$$

همان طور که از شکل لاگرانژی مشخص است تعداد زیادی ضریب تانسوری داریم که برای استفاده از نظریه, تعیین اندازه ی آنها لازم است. تا به امروز آزمایش های نقض تقارن لورنتس و سی پی تیِ بسیار زیادی شامل هادرون ها[5], پروتون ها و نوترون ها[6], الکترون ها[7], فوتون ها [8], میوان ها [9] و نوترینو ها [10] در چارچوب مدل استاندارد تعمیم یافته مورد بررسی قرار گرفته اند. با توجه به این که تعیین پارامتر هایی که شامل اسپین ذرات می شوند بسیار پیچیده است در این کار می خواهیم با محاسبات نظریه ی میدان کوانتومی نشان دهیم که سهم برخی از این ضرایب و مشخصا ضریب d تا همه مراتب اختلال صفر است.

برای این منظور می خواهیم نظریه ی وحدت بزرگ را با استفاده از ضرایب نقض لورنتس بنویسم, زیرا نظریه های مدل استاندارد و مدل استاندارد تعمیم یافته می توانند در چارچوب نظریه های وحدت بزرگ که درجات آزادی به مراتب بیشتری دارند حل شوند. نظریه های وحدت بزرگ بر گروه های پیمانه ایی استوارند که نظریه ی مدل استاندارد را به صورت یک زیر گروه در بر می گیرند. تعداد محدودی از چنین گروه های پیمانه ایی وجود دارند. نمونه های اصلی از نظریه های وحدت بزرگ, SU(5) و SO(10) هستند. در ادامه SO(10) را بررسی می کنیم.

ثابت های جفت شدگی در SO(10)

در این بخش می خواهیم رابطه ی بین ثابت های جفت شدگی نقض لورنتس و SO(10) را به دست آوریم. در گروه SO(10) , قسمت فرمیونی لاگرانژی که شامل پارامتر نقض لورنتس نیز می باشد عبارت است از

$$L^{CPT-even}_{fermions,SO(10)} = g_{10}\overline{\psi}c^{\mu\upsilon}_{SO(10)}\gamma_{\mu}D_{\upsilon}\psi \qquad (۲)$$

همه ی ذرات مدل استاندارد به همراه نوترینوی راست دست در یک نمایش ۱۶ تایی از نمایش های گروه SO(10) قرار می گیرند, بنابراین لاگرانژی برای همه ی فرمیون ها یک ثابت جفت شدگی یکتا دارد. قسمت فرمیونی لاگرانژی در مدل استاندارد تعمیم یافته شامل دو جمله است

$$L^{CPT-even}_{fermions,SM} = \overline{\psi}_L c^{\mu\upsilon}_L\gamma_{\mu}D_{\upsilon}\psi_L + \overline{\psi}_R c^{\mu\upsilon}_R\gamma_{\mu}D_{\upsilon}\psi_R \qquad (۳)$$

با عبارات زیر:

$$\psi_L : l_L = \begin{pmatrix} \upsilon_i \\ e_i \end{pmatrix}; Q = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix} \qquad (۴)$$
$$\psi_R : l_{i,R}; u_{i,R}; d_{i,R}$$

جملات مشابه با جملات مدل استاندارد صریحا بدست می آید

$$\begin{aligned} &(c_L)_{\mu\upsilon}\overline{\psi}_L\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}\psi_L = (c_{l,L})_{\mu\upsilon}(\overline{e}_L\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}e_L + \overline{\upsilon}_L\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}\upsilon_L) + \\ &(c_{Q,L})_{\mu\upsilon}\sum_{i=1}^{3}(\overline{u}_i\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}u_i + \overline{d}_i\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}d_i)_L \qquad (۵) \\ &(c_R)_{\mu\upsilon}\overline{\psi}_R\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}\psi_R = (c_{l,R})_{\mu\upsilon}(\overline{e}_R\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}e_R) + \\ &\sum_{i=1}^{3}((c_{u,R})_{\mu\upsilon}(\overline{u}_i\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}u_i)_R + (c_{d,R})_{\mu\upsilon}(\overline{d}_i\gamma^{\mu}\partial^{\upsilon}d_i)_R) \end{aligned}$$

همانطور که می دانیم در SO(10) همه ی فرمیون های مدل استاندارد در یک نمایش ۱۶ تایی قرار می گیرند و بنابراین تنها یک ثابت جفت شدگی در این گروه وجود دارد. پس می توان نتیجه گرفت که ثابت های جفت شدگیِ c_L و c_R در حد مدل های وحدت با یکدیگر برابرند. ضرایب نقض c و d از ترکیب ضرایب c_L و c_R بدست می آیند

$$c^{\mu\upsilon} = \frac{{c_L}^{\mu\upsilon} + {c_R}^{\mu\upsilon}}{2} \qquad (۶)$$
$$d^{\mu\upsilon} = \frac{{c_L}^{\mu\upsilon} - {c_R}^{\mu\upsilon}}{2}$$

در ادامه تحول ضرایب c_L و c_R را محاسبه می کنیم و نشان می دهیم که این دو ضریب در انرژی های مختلف تحول یکسانی دارند.

تحول c_L و c_R

برای محاسبه ی تحول پارامتر های c از روش مقاله ی [11] استفاده می کنیم. لاگرانژی نقض لورنتسِ عریان در قسمت لپتونی عبارت است از

$$\begin{aligned} L^{CPT-even}_{femions,SME} &= i\left[(\bar{l}_L)_b(c^b_L)^{\mu\upsilon}\gamma_{\mu}\vec{D}_{\upsilon}(l_L)_b + (\bar{l}_R)_b(c^b_R)^{\mu\upsilon}\gamma_{\mu}\vec{D}_{\upsilon}(l_R)_b\right] \\ &= i\left[\bar{\psi}_b(c^b_L)^{\mu\upsilon}\frac{1+\gamma_5}{2}\gamma_{\mu}\vec{D}_{\upsilon}\psi_b + \bar{\psi}_b(c^b_R)^{\mu\upsilon}\frac{1-\gamma_5}{2}\gamma_{\mu}\vec{D}_{\upsilon}\psi_b\right] \end{aligned} \qquad (۷)$$

با $L = \frac{1-\gamma_5}{2}, R = \frac{1+\gamma_5}{2}$ و اندیس b کمیت های عریان را نشان می دهد.

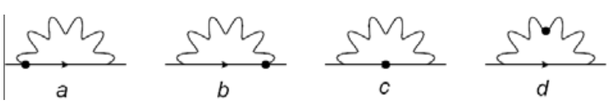
با باز تعریف میدان های عریان بر حسب میدان های فیزیکی بازبهنجارش نظریه با پارامتر های جدید ادامه می یابد

$$\psi_b = \sqrt{Z_{\psi}}\psi; (c^b_L)_{\alpha\beta} = (Z_{c_L})^{\beta\beta}_{\mu\upsilon}(c_L)_{\alpha\beta}; (c^b_R)_{\alpha\beta} = (Z_{c_R})^{\beta\beta}_{\mu\upsilon}(c_R)_{\alpha\beta} \qquad (۸)$$

برای محاسبه ی Z_{c_L} و Z_{c_R}, با وارد کردن پارامتر های نقض لورنتس در راس ها و انتشارگرها, واگرایی در انتشارگر فرمیونی محاسبه می شود. Z_{ψ} در مرجع [11] محاسبه شده است

$$Z_{\psi} = 1 - \frac{q^2}{16\pi^2\varepsilon}(1+\xi) \qquad (۹)$$

قوانین فاینمنِ استفاده شده در مرجع [11] آورده شده است.



شکل ۱: نمودارهای فاینمن برای انتشارگر فرمیونی

با محاسبه ی نمودار های شکل ۱ داریم:

مجموع نمودارهای a و bو c

$$= \frac{q^2}{3} I_0 \left[c_{L,R}^{\upsilon\mu} \frac{1 \pm \gamma_5}{2} \left((3\xi - 1)\gamma_\upsilon p_\mu - 4\gamma_\mu p_\nu \right) \pm 3mic_{L,R}^{\upsilon\mu} \gamma_5 \sigma_{\nu\mu} \right]$$

نمودار d $= \frac{q^2}{3} I_0 (k_F)_\alpha^{\mu\alpha\nu} \gamma_\nu p_\mu$

$$= \frac{q^2}{3} I_0 \left[(k_F)_\alpha^{\mu\alpha\nu} \frac{1+\gamma_5}{2} \gamma_\nu p_\mu + (k_F)_\alpha^{\mu\alpha\nu} \frac{1-\gamma_5}{2} \gamma_\nu p_\mu \right] \tag{۱۰}$$

با استفاده ازروش باز بهنجارشِ ابعادی $I_0 = \frac{i}{16\pi^2 \varepsilon}$ است. توجه داشته باشید که جملات راست و چپ با یکدیگر قرار داده شده اند, علامت مثبت و منفی به ترتیب سهم c_L و c_R را نشان می دهند. بنابراین با استفاده از روش [11] شکل کلی از جملات L و R محاسبه می شوند.

$$\begin{aligned}
& i\bar{\psi}_b c_L^{\nu\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} \gamma_\nu p_\mu \psi_b + \bar{\psi}_b \Sigma_c |_{m=0} \psi_b \\
& + \bar{\psi}_b \Sigma_{k_F} |_{m=0} \psi_b + \ldots = iZ_\psi \bar{\psi} (Z_{c_L})_{\alpha\beta}^{\nu\mu} c_L^{\alpha\beta} \frac{1+\gamma_5}{2} \gamma_\nu p_\mu \psi \\
& + \frac{q^2}{3} I_0 \bar{\psi} \left[c_L^{\upsilon\mu} \frac{1+\gamma_5}{2} \left((3\xi-1)\gamma_\upsilon p_\mu - 4\gamma_\mu p_\nu \right) \right] \psi \\
& + \frac{4q^2}{3} I_0 \bar{\psi} \left[(k_F)_\alpha^{\mu\alpha\nu} \gamma_\nu p_\mu \frac{1+\gamma_5}{2} \right] \psi + \ldots \\
& i\bar{\psi}_b c_R^{\nu\mu} \frac{1-\gamma_5}{2} \gamma_\nu p_\mu \psi_b + \bar{\psi}_b \Sigma_c |_{m=0} \psi_b \\
& + \bar{\psi}_b \Sigma_{k_F} |_{m=0} \psi_b + \ldots = iZ_\psi \bar{\psi} (Z_{c_R})_{\alpha\beta}^{\nu\mu} c_R^{\alpha\beta} \frac{1-\gamma_5}{2} \gamma_\nu p_\mu \psi \\
& + \frac{q^2}{3} I_0 \bar{\psi} \left[c_R^{\upsilon\mu} \frac{1-\gamma_5}{2} \left((3\xi-1)\gamma_\upsilon p_\mu - 4\gamma_\mu p_\nu \right) \right] \psi \\
& + \frac{4q^2}{3} I_0 \bar{\psi} \left[(k_F)_\alpha^{\mu\alpha\nu} \gamma_\nu p_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} \right] \psi + \ldots
\end{aligned} \tag{۱۱}$$

از تحلیل روابط بالا ارتباط بین پارامترهای مربوطه به دست می آید:

$$\begin{aligned}
(Z_{c_L})_{\alpha\beta}^{\nu\mu} c_L^{\alpha\beta} &= c_L^{\mu\nu} + \frac{q^2}{12\pi^2 \varepsilon} \left(c_L^{\mu\nu} + c_L^{\nu\mu} - (k_F)_\alpha^{\mu\alpha\upsilon} \right) \\
(Z_{c_R})_{\alpha\beta}^{\nu\mu} c_R^{\alpha\beta} &= c_R^{\mu\nu} + \frac{q^2}{12\pi^2 \varepsilon} \left(c_R^{\mu\nu} + c_R^{\nu\mu} - (k_F)_\alpha^{\mu\alpha\upsilon} \right)
\end{aligned} \tag{۱۲}$$

در یک نظریه با مجموعه ی پارامتر های تحول $\{x_j\}, j = 1,2,\ldots, N$, تابع بتا برای یک پارامتر مشخص x_j به صورت زیر تعریف می شود

$$\beta_{x_j} \equiv \mu \frac{dx_j}{d\mu} \tag{۱۳}$$

و μ پارامتر جرم باز بهنجارشِ مربوط به روش منظم سازی است[12]. می توان نشان داد که

$$\beta_{x_j} \equiv \lim_{\varepsilon \to 0} \left[-\rho_{x_j} a_1^j + \sum \rho_{x_k} x_k \frac{\partial a_1^j}{\partial x_k} \right] \tag{۱۴}$$

که تنها یک قطب ساده a_1^j را شامل می شود. در کار کنونی تنها پارامتر غیر صفر ρ_q است. تابع بتا برای c_L و c_R با استفاده از این رابطه بدست می آید

$$\begin{aligned}
\beta(c_L) &= \frac{q^2}{6\pi^2} \left[c_L^{\mu\nu} + c_L^{\nu\mu} - (k_F)_\alpha^{\mu\alpha\nu} \right] \\
\beta(c_R) &= \frac{q^2}{6\pi^2} \left[c_R^{\mu\nu} + c_R^{\nu\mu} - (k_F)_\alpha^{\mu\alpha\nu} \right].
\end{aligned} \tag{۱۵}$$

با استفاده از تعریف $\beta(x_j) = \beta_0 x_j + O(x_j^2)$ تحول ثابت جفت شدگی خواهد بود

$$\bar{x}_j(t) = \frac{x_j}{1 + 2\beta_0 x_j t}. \tag{۱۶}$$

بسته به علامت β., علامت مخرج می تواند مثبت یا منفی باشد. چون هر دو ثابت جفت شدگی مورد بحث ما به شکل کاملا یکسان تغییر می کنند این علامت برای کار ما اهمیت ندارد و تنها از مشتق آنها استفاده می کنیم. از محاسبات چنین استخراج می شود که مشتق c_L و c_R کاملا یکسان هستند

$$\begin{aligned}
\bar{c}_L &= \frac{c_L}{1 + 2\beta_0 c_L t} \\
\bar{c}_R &= \frac{c_R}{1 + 2\beta_0 c_R t}
\end{aligned} \tag{۱۷}$$

با توجه به توضیحات ارائه شده برای نظریه های وحدت, c_L و c_R در حد وحدت بزرگ با یکدیگر برابرند و از محاسبات هم می بینیم که این دو پارامتر دارای شیب برابرند.

نتیجه گیری

در این مقاله نشان دادیم که c_L و c_R در حد نظریه های وحدت **با** یکدیگر برابرند و تحول آنها نیز یکسان است بنابراین به صورت یک نتیجه می توانیم اعلام کنیم که ضرایب c_L و c_R یکی هستند و پارامتر d از نظریه ی نقض لورنتس صفر است.

مرجع‌ها

[۱] *R. M. Barnett et al., "Review of Particle Properties," Phys. Rev. D* **54**, 1 (1996)

[۲] *B. Schwingenheuer et al., Phys. Rev. Lett.* **74**, 4376 (1995)

[۳] *R. Carosi et al., Phys. Lett.* **B 237,** 303 (1990)

[۴] *D. Colladay and V. A. Kostelecky, "Lorentz-violating extension of the standard model,"Phys. Rev.* **D 58,** 116002 (1998) [**arXiv:hep**-ph/9809521].

[۵] V. *A. Kosteleck´y "CPT and Lorentz Symmetry II", World Scientific, Singapore, 2002;OPAL Collaboration, R. Ackerstaff et al., Z. Phys*. **C 76,** 401 (1997);*DELPHI Collaboration, M. Feindt et al., preprint DELPHI 97-98 CONF* **80** (1997);*BELLE Collaboration, K. Abe et al., Phys. Rev. Lett.* **86**, 3228 (2001*);FOCUS Collaboration, J. M. Link et al., Phys. Lett.* **B 556**, 7 (2003);*D. Colladay, V. A. Kosteleck´y, Phys. Lett.* **B 344**, 259 (1995);*D. Colladay, V. A. Kosteleck´y, Phys. Rev.* **D 52**, 6224 (1995);*D. Colladay, V. A. Kosteleck´y,Phys. Lett.* **B 511**, 209 (2001);*V. A. Kosteleck´y, R. Van Kooten, Phys. Rev.* **D 54**, 5585 (1996);*O. Bertolami, D. Colladay, V. A. Kosteleck´y, R. Potting, Phys. Lett.* **B 395**, 178 (1997);*V. A. Kosteleck´y, Phys. Rev. Lett.* **80,** 1818 (1998);*V. A. Kosteleck´y, Phys. Rev.* **D 61**, 016002 (2000);*V. A. Kosteleck´y, Phys. Rev.* **D 64**, 076001 (2001);*N. Isgur et al, Phys.Lett.* **B 515**, 333 (2001).

[۶] *L.R. Hunter et al.: 'Limits on Local Lorentz Invariance from Hg and Cs Magnetometers'. In: CPT and Lorentz Symmetry, ed. by V.A. Kosteleck´y (World Scientific, Singapore,1999);D. Bear et al., Phys. Rev. Lett.* **85**, 5038 (2000),*M.A. Humphrey et al., Phys. Rev.* **A 62**, 063405 (2000);*V.A. Kosteleck´y, C.D. Lane, Phys. Rev.* **D 60**, 116010 (1999);*V.A. Kosteleck´y, C.D. Lane, J. Math. Phys.* **40**, 6245 (1999);*R. Bluhm etal., Phys. Rev. Lett.***88**, 090801 (2002);*R. Bluhm etal.*, **hep-ph**/0306190;*D. Sudarsky, L. Urrutia, H. Vucetich, Phys. Rev. Lett.* **89**, 231301 (2002*);D.F. Phillips et al., Phys. Rev.* **D 63**, 111101 (2001);*R.Bluhm et al., Phys. Rev. Lett.* **82**, 2254 (1999).

[۷] *H. Dehmelt et al., Phys. Rev. Lett.* **83,** 4694 (1999);*R. Mittleman et al., Phys. Rev. Lett.***83,** 2116 (1999);*G. Gabrielse et al., Phys. Rev. Lett.* **82**, 3198 (1999);*R. Bluhm et al., Phys. Rev. Lett.* **79**, 1432 (1997);*R. Bluhm et al., Phys. Rev.* **D 57**, 3932 (1998);*R. Bluhm, V.A. Kosteleck´y, Phys. Rev. Lett.* **84**, 1381 (2000);*B. Heckel, 'Testing CPT and Lorentz Symmetry with a Spin-Polarized Torsion Pendulum'. In: CPT and Lorentz Symmetry II,ed. by V.A. Kosteleck´y, World Scientific, Singapore*, 2002;E.O. *Iltan,* **hep-ph**/0308151*;E.O. Iltan,* **hep-ph**/0309154;*R. Lehnert,* **hep-ph**/0401084. [8*]* *S. Carroll, G. Field, R. Jackiw, Phys. Rev.* **D 41**, 1231 (1990);*V.A. Kosteleck´y, M. Mewes,m. Phys. Rev. Lett.* **87**, 251304 (2001);*V.A. Kosteleck´y, M. Mewes, Phys. Rev*. **D 66**, 056005 (2002);*H. M¨uller et al., Phys. Rev.* **D 67**, 056006 (2003);*J.A. Lipa et al., Phys. Rev. Lett.* **90**, 060403 (2003);*G.M. Shore, Contemp. Phys***. 44**, 503 2003.

[۹] *V.W. Hughes et al., Phys. Rev. Lett.* **87**, 111804 (2001);R. *Bluhm et al., Phys. Rev. Lett.***84**, 1098 (2000); *E.O. Iltan, JHEP* **0306**, 016 (2003).

[۱۰] *D. Colladay, V.A. Kosteleck´y, Phys. Rev.* **D 55**, 6760 (1997); *S. Coleman, S.L. Glashow, Phys. Rev.* **D 59**, 116008 (1999);*V. Barger, S. Pakvasa, T. Weiler, K. Whisnant, Phys. Rev.Lett.* **85,** 5055 (2000);*V.A. Kosteleck´y, M. Mewes,* **hep-ph**/0308300;*V.A. Kosteleck´y, M. Mewes, Phys. Rev*. **D**, in press [hep-ph/0309025].

[۱۱] *V. A. Kostelecky et al. "One-Loop Renormalization of Lorentz-Violating electrodynamics" Phys. Rev.* **D 65**, 056006(2002) [**arXiv:hep-th**/0111123]

[۱۲] *J.C. Collins, Renormalization, Cambridge University Press, Cambridge, 1986*

بررسی تاثیر کوارک برداری بر واپاشی های مزون B_s در تئوری QCDF

زبرجد، سید محمد[۱]؛ فلاحتی، فاطمه[۲]؛ پورجعفرآبادی، اسماعیل[۳]
[۱و۲و۳]بخش فیزیک، دانشگاه شیراز

چکیده

در این مقاله تأثیر مدل کوارک برداری را بر چند مورد از واپاشی‌های هادرونی مزون B_s مورد بررسی قرر داده‌ایم، محاسبات ما تغییراتی را برای نسبت شاخه‌ای این واپاشی‌ها تحت تأثیر کوارک برداری پیش‌بینی می‌کنند که بایستی با اطلاعاتی که در آینده از آزمایشگاهای ذرات مانند: LHC و آزمایشگاه‌های B به دست می‌آیند مورد مقایسه قرار گیرند.

Investigation of Vector Quark Effect on B_s Meson Decays using of QCDF Theory

Zebarjad, S. Mohamad[1]; Falahati, Fatemeh[2] ; Pourjafarabadi, Esmaiel[3]
[1,2,3] Department of Physics, University of Shiraz

Abstract

We've investigated the effect of vector quark model on some of hadronic B_s meson decays, It is shown that Branching ratios of these decays receive shifts from the presence of a vector quark, which can be compared with future experimental data at LHC and B factories .
PACS No. 12.15.Mm, 13.25.Hw, 11.30.Hv

مقدمه

اخیرا پیشرفت‌های قابل توجهی در مطالعه واپاشی‌های مزون B اتفاق افتاده است، و از لحاظ آزمایشگاهی تعداد زیادی از این واپاشی‌ها به وسیله CLEO و آزمایشگاه‌های B[۳۲]مشاهده شده‌اند، و به زودی کانال‌های دیگر واپاشی مزون B با دقت زیادی اندازه-گیری خواهند شد. با انباشته شدن این اطلاعات مدل استاندارد با جزئیات بیشتری مورد آزمون قرار خواهد گرفت. از لحاظ تئوری روش‌های جالب زیادی می‌توان برای مطالعه آثار غیر قابل فاکتورگیری، در عناصر ماتریس هادرونی پیشنهاد داد، از جمله QCDF[۳۳] [1]،PQCD[۳۴][2] و غیره. به خاطر اینکه مزون B_s با فرکانس زیادی نوسان می‌کند و واپاشی‌های غیر لپتونی آن هنوز از مشاهده دور مانده‌اند، برخلاف مزون $B_{u,d}$ تاکنون تعداد کمی از واپاشی‌های مزون سنگین‌تر B_s مشاهده شده‌اند. هر چند که در آینده شتاب دهنده‌های هادرونی مانند CDF, DO, HERA, BTev, و LHCb واپاشی‌های مزون B_s را با دقت زیادی مورد بررسی قرار خواهند داد و اطلاعات زیادی راجع به آنها بدست خواهد آمد. مطالعه جریان‌های خنثی که همراه با تغییر طعم هستند(FCNC)[۳۵]در فیزیک ذرات یک نقش کلیدی را در پیشرفت فیزیک انرژی‌های بالا بازی می‌کند. به خاطر مکانیزم GIM[۳۶]، FCNC در مدل استاندارد (SM) در حلقه‌های مرتبه‌ی بالاتر اتفاق می‌افتد، و بنابراینFCNC را یک زمینه‌ی مناسب برای تحقیق در مورد فیزیک ورای مدل استاندارد می‌سازد. در این مقاله قصد داریم تاثیر کوارک برداری VQ را بر واپاشی‌های مزون B_s بررسی کنیم. بنابراین توجه خود را جلب مدلی می‌کنیم که شامل یک کوارک برداری پایین D علاوه بر سه دسته کوارک‌های معمولی مدل استاندارد می‌باشد. تفاوت این کوارک جدید با کوارک‌های قبلی در این است که مولفه‌های چپ دست و راست

[32]B factories
[33]QCD factorization
[34]Perturbative QCD
[35]Flavor changing neutral current
[36]Glashow–Iliopoulos–Maiani mechanism

دست آن حالت یکتای گروه $SU(2)_L$ می‌باشند. پس ماتریس V_{CKM} به یک ماتریس 3×4 تعمیم می‌یابد. در اینجا ابتدا به روش QCDF دامنه‌ی واپاشی در مدل استاندارد را برای واپاشی‌های هادرونی مزون B_s بدست آورده‌ایم و سپس تأثیر کوارک برداری را بر این واپاشی‌ها اعمال نموده‌ایم، تأثیر کوارک برداری در ضرایب ویلسون ظاهر می شود.

محاسبه دامنه واپاشی در مدل استاندارد با روش QCDF

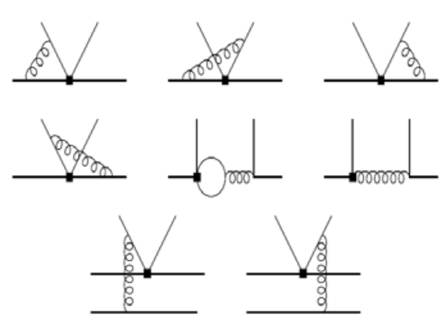
هامیلتونی موثر برای واپاشی‌های هادرونی مزون B در غیاب کوارک c به صورت زیر می‌باشد

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\sum_{p=u,c}\lambda_p^{(D)}\left(C_1 Q_1^p + C_2 Q_2^p + \sum_{i=3}^{10} C_i Q_i + C_{7\gamma}Q_{7\gamma} + C_{8g}Q_{8g}\right) + h.c \qquad (۱)$$

در این رابطه داریم $\lambda_p^{(D)} = V_{pb}V_{pD}^*$ که $D = d, s$ و $p = u, c, t$ می‌باشند. اگر هامیلتونی موثر برهم کنش ضعیف را برای یک فرایند خاص اعمال کنیم، دامنه‌ی واپاشی آن به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\langle M_1' M_2' | \mathcal{H}_{eff} | B\rangle = \sum_{p=u,c}\lambda_p^{(D)}\langle M_1' M_2' | \mathcal{T}_A^p + \mathcal{T}_B^p | B\rangle \qquad (2)$$

$\mathcal{T}_A^p$ و $\mathcal{T}_B^p$ ترکیبی از ضرایب ویلسون(اثرات فواصل کوتاه) و عناصر ماتریسی (اثرات فواصل بلند) هستند و اثرات مربوط به تصحیحات QCD نیز در آنها لحاظ می‌کنیم این تصحیحات مربوط به انتقال گلئون بین خطوط کوارکی(شکل(۱))، و در نظر گرفتن نابودی‌های ضعیف می‌باشند. اثر نمودارهای شکل(۱) در $\mathcal{T}_A^p$ و اثر نمودارهایی که در آنها مزون



شکل (۱):تصحیحات QCD مربوط به انتقال گلئون بین خطوط کوارکی

B_s نابود و دو مزون M_1 و M_2 تولید می‌شوند در $\mathcal{T}_B^p$ قرار می‌گیرند و نهایتاً دامنه واپاشی به عنوان مثال برای گذار $B_s \to \bar{K}K$ به صورت زیر داده می‌شود:

$$i\mathcal{A}_{B_s\to K^0\bar{K}^0} = B_{KK}\delta_{ps} b_4^p + A_{KK}\left[\alpha_4^p + \delta_{ps}\beta_4^p\right] \qquad (3)$$

در این رابطه α_iها ترکیبی از a_iها هستند که به صورت زیر بر حسب ضرایب ویلسون و یکسری توابع خاص که مربوط به محاسبه نمودارهای شکل(۱) می‌باشند، تعریف می‌شوند:

$$a_i^p(M_1M_2) = \left(C_i + \frac{C_{i\pm1}}{N_c}\right)N_i(M_2) + \frac{C_{i\pm1}}{N_c}\frac{C_F\alpha_s}{4\pi}\left[V_i(M_2) + \frac{4\pi^2}{N_c}H_i(M_1M_2)\right] + P_i^p(M_2) \qquad (۴)$$

و b_i ها و β_i ها مربوط به نابودی‌های ضعیف[37] می‌باشند، جزئیات در مورد محاسبه دامنه واپاشی را می‌توانید در [3] مشاهده نمائید. در نهایت وقتی دامنه واپاشی به دست آمد، نسبت شاخه‌ای به صورت زیر محاسبه می‌گردد:

$$Br(B_s \to PP) = \tau_{B_s}\frac{p_c}{8\pi m_{B_s}^2}\left|A(B_s\to PP)\right|^2 \qquad (۵)$$

$$Br(B_s \to PV) = \tau_{B_s}\frac{p_c^3}{8\pi m_V^2}\left|A(B_s\to PV)/(\varepsilon\cdot p_{B_s})\right|^2 \qquad (6)$$

در اینجا ما واپاشی‌هایی که در آنها مزون B_s به دو مزون اسکالر و یا یک مزون برداری و یک مزون اسکلر می‌رود را بررسی کرده‌ایم گذارهایی که بررسی کرده‌ایم عبارتند از:

$$B_s \to K^+K^-,\ B_s \to \eta\eta,\ B_s \to \pi^0\eta,\ B_s \to \rho^0\eta,\ B_s \to \eta\phi,\ B_s \to K^0\bar{K}^0$$

روابط مربوطه برای بدست آوردن دامنه‌های واپاشی را می‌توانید در [3] مشاهده نمائید. بعد از اینکه دامنه‌ی واپاشی و سپس نسبت شاخه‌ای را در مدل استاندارد حساب کردیم، نوبت به این می‌رسد که تأثیر کوارک برداری را بر این واپاشی‌ها ببینیم.

تاثیر کوارک برداری بر واپاشی‌های مزون B_s:

[37] Weak Annihilation

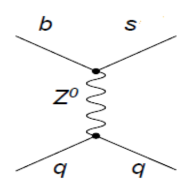
در اینجا ما مدل کوارک‌های برداری را بررسی می‌کنیم، این مدل بسط ساده‌ای از مدل استاندارد است که در آن علاوه بر سه دسته‌ی کوارک‌های معمولی یک دسته‌ی چهارم کوارک‌ها وجود دارند که تفاوتشان با کوارک‌های معمولی این است که بر خلاف آنها که حالت‌های دوتایی گروه $SU(2)_L$ هستند، این کوارک‌های جدید نمایش‌های یکتایی این گروه می‌باشند، و همین امر باعث می‌شود که مستقیما در برهم‌کنش‌های ضعیف شرکت نکنند. پس اگر این کوارک‌های جدید را هم درون مدل قرار دهیم داریم:

$$\binom{u}{d}\quad\binom{c}{s}\quad\binom{t}{b}\quad\binom{U}{D} \qquad (۷)$$

این کوارک‌های جدید چون حالت‌های یکتایی گروه $SU(2)_L$ هستند، مستقیماً در برهمکنش‌های ضعیف شرکت نمی‌کنند و این امر باعث غیر یکانی شدن ماتریس آمیختگی کوارک‌ها V_{CKM} خواهد شد.و بین عناصر این ماتریس رابطه زیر بدست می‌آید:

$$U_{sb} = (V^{\dagger}V)_{sb} = V_{us}^{*}V_{ub} + V_{cs}^{*}V_{cb} + V_{ts}^{*}V_{tb} \qquad (۸)$$

و همچنین سبب می‌شود که فرایند FCNC از طریق نمودارهای درختی نیز مجاز باشد، یعنی تأثیر نمودار شکل(۲) را نیز باید در نظر بگیریم.



شکل(۲): در صورت وجود کوارک برداری فرایند FCNC می‌تواند از طریق نمودار درختی اتفاق بیافتد

اولین تأثیر وجود این نمودار در ضرایب ویلسون C_3 و C_7 و C_9 ظاهر می‌شود و همچنین بخاطر مکانیزم GIM تصحیحاتی نیز باید در توابع اینامی صورت گیرد[4] و ضرایب ویلسونی که در آنها این توابع حضور دارند بایستی تصحیح شوند، بنابراین تصحیحات کلیه ضرایب ویلسون به صورت زیر داده می‌شوند:

$$C_3^{VQM}(M_W) = \frac{-[illegible]}{[illegible]V_{tb}V_{ts}^{*}} - \frac{U_{sb}}{V_{tb}V_{ts}^{*}}\left(\frac{1}{6}\frac{\alpha_s(M_W)}{4\pi} - \frac{1}{12\pi}\frac{\alpha}{\sin^2\theta_W}\right) \qquad (۹)$$

$$C_4^{VQM}(M_W) = \frac{-1}{2[illegible]}\frac{U_{sb}}{V_{tb}V_{ts}^{*}}[illegible](M_W)$$

$$C_5^{VQM}(M_W) = \frac{-1}{[illegible]}\frac{U_{sb}}{V_{tb}V_{ts}^{*}}[illegible](M_W)$$

$$C_6^{VQM}(M_W) = \frac{-1}{[illegible]}\frac{U_{sb}}{V_{tb}V_{ts}^{*}}[illegible](M_W)$$

$$C_7^{VQM}(M_W) = -\frac{[illegible]}{[illegible]}\frac{U_{sb}}{V_{tb}V_{ts}^{*}}\sin^2\theta_W + \frac{[illegible]}{[illegible]}\frac{U_{sb}}{V_{tb}V_{ts}^{*}}[illegible](M_W)$$

$$C_9^{VQM}(M_W) = \frac{[illegible]}{[illegible]}\frac{U_{sb}}{V_{tb}V_{ts}^{*}}(1-\sin^2\theta_W) + \frac{U_{sb}}{V_{tb}V_{ts}^{*}}\left(\frac{[illegible]}{[illegible]} - \frac{1}{[illegible]\sin^2\theta_W}\right)$$

سپس هر یک از این ضرایب را در مقیاس μ_b می‌نویسیم. در نهایت ضرایب ویلسون جدید با اضافه کردن این تصحیحات از رابطه‌ی زیر به دست می‌آیند:

$$C_i^{new} = C_i + C_i^{VQM} \qquad i = 3,\ldots,10,7\gamma,8g \qquad (10)$$

پس حضور کوارک برداری باعث شد که در دامنه‌ی واپاشی پارامتر جدید U_{sb} ظاهر شود که آن را می‌توان به صورت $U_{sb} = |U_{sb}|e^{i\phi_{sb}}$ نوشت. ناحیه مجاز پارامترهای $|U_{sb}|$ و ϕ_{sb} در مقاله [5] داده شده است. بنابراین نمودار تغییرات نسبت-های شاخه‌ای را بر حسب این دو پارامتر رسم می کنیم تا ببینیم که تأثیر مدل کوارک‌های برداری چه مقادیر بیشینه و کمینه‌ای برای آنها پیش‌بینی می‌کند.

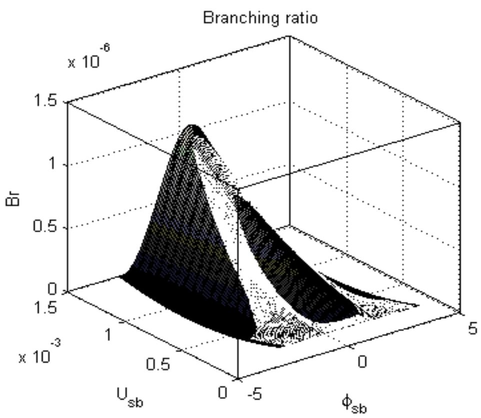
تحلیل نتایج:

نتایج محاسبات ما را می‌توانید در جدول(۱) مشاهده نمائید، در این جدول نسبت شاخه‌ای برای شش مورد از واپاشی‌های مزون B_s را ابتدا در مدل استاندارد و سپس مقادیر بیشینه‌ی تغییرات آنها را تحت تأثیر کوارک برداری در محدوده مجاز پارامترهای آن مشاهده می‌نمائید.

جدول(۱):نسبت‌های شاخه‌ای در مدل استاندارد و محدوده تغییرات آنها در مدل کوارک برداری

گذار	مدل استاندارد	مدل کوارک برداری
$B_s \to K^+K^-$	[illegible]	[illegible] [illegible]
$B_s \to \eta\eta$	[illegible]	[illegible] [illegible]
$B_s \to \pi^0\eta$	[illegible]	[illegible] [illegible]
$B_s \to K^0\bar{K}^0$	[illegible]	[illegible] [illegible]
$B_s \to \eta\eta'$	[illegible]	[illegible] [illegible]
$B_s \to \rho^0\eta$	[illegible]	[illegible] [illegible]

برای نمونه یکی از نمودارهایی را که با نرم افزار مطلب رسم کرده‌ایم را می‌توانید در شکل (۳) مشاهده نمائید. می‌بینید که مدل کوارک برداری یک محدوده تغییرات را برای نسبت شاخه‌ای این گذارها پیش‌بینی می‌کند و به عنوان مثال برای گذارهای $B_s \to \pi^0\eta'$ و $B_s \to \rho^0\eta'$ تغییر خیلی زیادی را نسبت به مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کند. پس ما باید ببینیم آزمایش‌هایی که در آینده در آزمایشگاه‌های B و LHC انجام می‌شوند چه اطلاعات جدیدی در این موارد در اختیار ما می‌گذارند و آیا این پیش‌بینی‌ها با مشاهدات سازگار خواهند بود یا خیر، اگر داده‌های آزمایشگاهی با پیش‌بینی مدل استاندارد تفاوت زیادی داشته باشند و در محدوده‌ی مجاز مدل کوارک برداری قرار بگیرند، پس شاید مدل کوارک برداری توضیح خوبی برای این تفاوت باشد.



شکل(۳): نمودار تغییرات نسبت شاخه‌ای برای گذار $B_s \to \rho^0\eta$ ناحیه سفید رنگ محدوده مجاز پارامترهای $|U_{sb}|$ و ϕ_{sb} می‌باشد.

مراجع

[۱] M. Beneke, G. Buchalla, M. Neubert and C. T. Sachrajda, Phys. Rev. Lett. 83, 1914, (1999);Nucl. Phys. B591, 313, (2000).

[۲] C. H. Chang, and H. N. Li, Phys. Rev. D55, 5577, (1997).

[۳] H. N. Li, Prog.Part. and Nucl. Phys. 51, 85 (2003).

[۴] M. R. Ahmady and M. Nagashima, in Ochanomizu University Work-shop, ed. M. R. Ahmady, A. H. Fariborz and A. Sugamoto, June 2001,Tokyo.

[۵] M. Beneke and M. Neubert, Nucl. Phys. B 651 (2003) 225 [hep-ph/0210085].

معادله دی-کی-پی تحت یک پتانسیل برداری نمایی با استفاده از مکانیک کوانتومی ابرتقارنی

زرین کمر، صابر[1]؛ رجبی، علی اکبر[1]؛ حسن آبادی، حسن[1]

[1]دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود ، خیابان تهران ، شاهرود

چکیده

معادله دی-کی-پی ذرات نسبیتی با اسپین صفر و یک را در یک چارچوب واحد توصیف می کند. در برخی از موارد،نتایج این معادله از معادلات کلین-گوردون و پروکا به مقادیر تجربی نزدیک تر است. در این مقاله، با استفاده از مکانیک کوانتومی ابرتقارنی، قسمت اسپین صفر معادله این معادله را تحت یک پتانسیل نمایی به طور تحلیلی حل می کنیم .نتایج بویژه در بررسی کوارکونیم کاربرد دارند.

DKP Equation under a Vector Exponential Potential via Supersymmetry Quantum Mechanics

Zarrinkamar, Saber[1]; Rajabi, Ali Akbar[1]; Hassanabadi, Hassan[1]

[1] *Department of Physics, Shahrood University of Technology, Shahrood*

Abstract

The DKP equation describes relativistic spin-zero and one particles in a unified basis. In some cases, the results obtained form the DKP equation are closer to expemrnetal ones than those of Klein-Gordon or Proca equations. Here, using the supersymmetry quantum mechanics, the spin-0 section of the equation is analytically solved. The results are particularly useful in the study of quarkonium.

PACS No. 03.65.Ca; 03.65.Pm, 03.65.Nk.

مقدمه

مدل پتانسیل، علی رغم قدمتش، کماکان یکی از جذاب ترین مدل های فیزیکی مورد استفاده در اسپکتروسکوپی ذرات است. بر خلاف معادلات شرودینگر، کلین-گوردون و دیراک، بررسی های بسیار اندکی بر روی معادله دی-کی-پی [۳-۱] صورت گرفته است. این معادله در یک چارچوب واحد، ذرات اسپین صفر و یک نسبیتی را توصیف می کند. اگر چه بسیاری معتقدند این معادله دقیقا" با معادلات نسبیتی کلین-گوردون و پروکا یکسان است، بسیاری نیز این هم ارزی را زیر سوال می برند [۵-۴]. در بسیاری از موارد نیز نتایج معادله دی-کی-پی همخوانی بیشتری با نتایج تجربی دارند. در این مقاله، این معادله را تحت یک پتانسیل نمایی برداری در نظر می گیریم و برای حل معادله از روش قدرتمند مکانیک کوانتومی ابرتقارنی استفاده می کنیم. ای روش نه تنها برای معادله غیر نسبیتی شرودینگر، بلکه برای سایر معادلات موج مکانیک کوانتومی از جمله کلین-گوردون، دیراک و دی-کی-پی نیز مورد استفاده قرار گرفته است [۷-۶].

معادله دی-کی-پی

برای اختصار از معادله زیر شورع میکنیم

$$\left(\beta.\vec{p}c + mc^2 + U_s + \beta^0 U_v^o\right)\psi(\vec{r}) = \beta^0 E\,\psi(\vec{r}), \quad (1)$$

که

$$\psi(\vec{r})=\begin{pmatrix}\psi_{upper}\\ i\,\psi_{lower}\end{pmatrix},\tag{2}$$

$$\psi_{upper}\equiv\begin{pmatrix}\phi\\ \varphi\end{pmatrix},$$

$$\psi_{lower}\equiv\begin{pmatrix}A_1\\ A_2\\ A_3\end{pmatrix},\tag{3}$$

U_s, U_v^o به ترتیب پتانسیل های اسکالر و برداری را نشان می دهند. پس از ساده کردن داریم

$$\begin{aligned}&\left(mc^2+U_s\right)\phi=\left(E-U_v^o\right)\varphi+\hbar c\vec{\nabla}.\vec{A},\\ &\vec{\nabla}\phi=\left(mc^2+U_s\right)\vec{A},\\ &\left(mc^2+U_s\right)\varphi=\left(E-U_v^o\right)\phi.\end{aligned}\tag{4}$$

جواب کلی را به فرم زیر در نظر می گیریم:

$$\psi_{JM}(r)=\begin{pmatrix}f_{nJ}(r)Y_{JM}(\Omega)\\ g_{nJ}(r)Y_{JM}(\Omega)\\ i\sum_L h_{nJL}(r)Y_{JL1}^{M}(\Omega)\end{pmatrix},\tag{5}$$

پس از کمی محاسبه داریم

$$\begin{aligned}&\frac{d^2F(r)}{dr^2}\left[1+\frac{\zeta_J^2}{\alpha_J^2}\right]\\ &-\frac{dF(r)}{dr}\left[\frac{U_s'}{(m+U_s)}\left(1+\frac{\zeta_J^2}{\alpha_J^2}\right)\right]\\ &+F(r)\left[-\frac{J(J+1)}{r^2}\left(1+\frac{\zeta_J^2}{\alpha_J^2}\right)+\frac{U_s'}{(m+U_s)}\left(\frac{J+1}{r}-\frac{\zeta_J^2}{\alpha_J^2}\frac{J}{r}\right)\right.\\ &\left.-\frac{1}{\alpha_J^2}\left((m+U_s)^2-\left(E-U_v^0\right)^2\right)\right]=0,\end{aligned}\tag{6}$$

که $\alpha_J=\sqrt{(J+1)/(2J+1)}$ و $\zeta_J=\sqrt{J/(2J+1)}$.

مکانیک کوانتومی ابرتقارنی

در این قسمت مکانیک کوانتومی ابرتقارنی رت تا آنجا که ممکن است به طور خلاصه معرفی می کنیم. قدم اول در استفاده از این روش پئدا کردن جواب معادله ریکاتی زیر است

$$V_{\mp}=\Phi^2\mp\Phi',\tag{7}$$

اگر جواب این معادله را پیدا کنیم و شرط ناوردایی پیمانه ای ، یعنی

$$V_+(a_0,x)=V_-(a_1,x)+R(a_1),\tag{9}$$

برقرار باشد، عملا" توابع موج و طیف انرژی سیستم به دست می آیند. در رابطه اخیر a_1 مجموعه جدیدی از پارامترهاست که از نگاشت $F:a_0\mapsto a_1=F(a_0)$ تعیین میشود و جمله باقیمانده $R(a_1)$شامل متغیر نیست. با برقراری شر ناوردایی پیمانه ای داریم [۸]

$$E_n=\sum_{s=1}^{n}R(a_s),\tag{10}$$

که

$$\phi_n^-(a_0,x)=\prod_{s=0}^{n-1}\left(\frac{A^\dagger(a_s)}{[E_n-E_s]^{1/2}}\right)\phi_0^-(a_n,x),\tag{11}$$

$$\phi_0^-(a_n,x)=C\exp\left\{-\int_0^x dz\,\Phi(a_n,z)\right\}.\tag{12}$$

$$A_s^\dagger=-\frac{\partial}{\partial x}+\Phi(a_s,x).\tag{13}$$

یک مثال ابرتقارنی ساده

ابرپتانسیل

$$\Phi(x)=A-B\exp(-\beta x),\tag{14}$$

را درنظر می گیریم. پتانسیل های همراه عبارتند از

این

$$\begin{aligned}&V_-=A^2+B^2\exp(-2\beta x)-2B\left(A+\beta/2\right)\exp(-\beta x),\\ &V_+=A^2+B^2\exp(-2\beta x)-2B\left(A-\beta/2\right)\exp(-\beta x),\end{aligned}\tag{15}$$

دو پتانسیل با نگاشت

$$A_1=F(A)=A-\beta.\tag{16}$$

دارای ناوردایی شکل هستند. بنابراین، از رابطه (۱۰) داریم

$$\begin{aligned}&A_1=F(A)=A-\beta,\\ &A_2=F(A_1)=A_1-\beta=A-2\beta,\\ &\vdots\\ &A_s=F(A_{s-1})=A-n\beta,\end{aligned}\tag{17}$$

و در نتیجه[۸]

$$\begin{aligned}E_n&=\sum_{s=1}^{n}R(A_s)=\\ &R(A_1)+R(A_2)+\cdots+R(A_n)\\ &=\left(A^2-A_1^2\right)+\left(A_1^2-A_2^2\right)+\cdots+\left(A_{n-1}^2-A_n^2\right)\\ &=A^2-A_n^2=A^2-\left(A-n\beta\right)^2.\end{aligned}\tag{18}$$

و ویژه توابع عبارتند از[۸]

$$y^{s-n}\exp(-y/2)L_n^{2s-2n}\left(y\right),\tag{19}$$

که

$$y=\left(2B/\beta\right)\exp\left(-\beta x\right),$$
$$s=A/\beta. \tag{20}$$

قسمت شعاعی معادله

اکنون پتانسیل نمایی $U_v=Ve^{-a(r-r_0)}$ را در نظر میگیریم. با استفاده از تقریب پکریس مانند [۹]

$$\frac{1}{r^2}\approx(C_0+C_1e^{-\alpha x}+C_2e^{-2\alpha x}), \tag{21}$$

که در آن

$$x=\frac{r-r_0}{r_0} \qquad (28-a)$$
$$\alpha=ar_0 \qquad (28-b)$$
$$C_0=\frac{1}{r_0^2}\left(1-\frac{3}{\alpha}+\frac{3}{\alpha^2}\right),$$
$$C_1=\frac{1}{1r_0^2}\left(\frac{4}{\alpha}-\frac{6}{\alpha^2}\right),$$
$$C_2=\frac{1}{r_0^2}\left(\frac{-1}{\alpha}+\frac{3}{\alpha^2}\right).$$

میرسیم به

$$\left(\frac{d^2}{dx^2}-e^{-\alpha x}\left(C_1J\left(J+1\right)-2EV\right)r_0^2\right.$$
$$+e^{-2\alpha x}\left(V^2-C_2J\left(J+1\right)\right)r_0^2$$
$$\left.+\left(C_0J\left(J+1\right)+E^2-m^2\right)r_0^2\right)F(x)=0, \tag{22}$$

که درست مشابه با مثال ابرتقارنی بخش قبل است. در نتیجه با مشابهت با قسمت قبل داریم

$$B=\pm r_0\sqrt{\left(V^2-C_2J\left(J+1\right)\right)},$$
$$A=\pm r_0\sqrt{C_0J\left(J+1\right)},$$
$$\beta=\frac{r_0^2\left(C_1J\left(J+1\right)-2EV\right)}{B}-2A. \tag{23}$$

و ویژه مقادیر انرژی در رابطه زیر صدق می کنند

$$\varepsilon_n=r_0^2\left(E^2-m^2\right)=C_0J\left(J+1\right)r_0^2-$$
$$r_0\left(\pm\sqrt{C_0J\left(J+1\right)}-\right.$$
$$\left.n\left(\frac{\left(C_1J\left(J+1\right)-2EV\right)}{\pm\sqrt{\left(V^2-C_2J\left(J+1\right)\right)}}\mp2\sqrt{C_0J\left(J+1\right)}\right)\right)^2. \tag{24}$$

نکته ای که در پایان باید به آن اشاره کنیم، حل معادله دی-کی-پی تحت پتانسیل اسکالر است. در چنین وضعیتی در واقع با یک معادله هیون سر و کار داریم که حالت کلی تر معادلات فوق هندسی است و نا گفته پیداست که کار مشکل تر خواهد بود. این وضعیت یکی از مسایل مهم فیزیک ذرات است که هنوز جواب های سرراستی برای آن در اختیار نداریم.

نتیجه گیری

در این مقاله ضمن معرفی مختصر معادله دی=کی-پی، این معادله را در حضور یک پتانسیل برداری نمایی بررسی کرده ایم. همان طور که دیدیم، با استفاده از یک تقریب فیزیکی مناسب و مکانیک کوانتومی ابرتقارنی، مسئله به سادگی حل می شود و نیازی به روش های عددی پرزحمت و وقتگیر نیست.

مرجع‌ها

[۱] N. Kemmer, Proc. R. Soc. A 166, 127 (1938)

[۲] R. J. Duffin, Phys. Rev. 54, 1114 (1938)

[۳] N. Kemmer, Proc. R. Soc. A, 173, 91 (1939)

[۴] T. R. Cardoso, L. B. Castro and A. S. de Castro, Int. J. Theor. Phys. 49 (2010) 10-17.

[۵] A. S. de Castro, J. Phys. A: Math. Theor. 44 (2011) 035201.

[۶] S. Zarrinkamar, A. A. Rajabi and H. Hassanabadi, Ann. Phys. (New York) 325 (2010) 2522–2528.

[۷] S. Zarrinkamar, A. A. Rajabi, H. Hassanabadi and H. Rahimov, Mod. Phys. Lett. A 26, 22 (2011) 1621–1629.

[۸] F. Cooper et al., Phys. Rep. 251 (1995) 267-385.

محاسبه ثابت پیوندی در برهم کنش‌های $e^- e^+, p\ p^-$

زمردیان،محمد ابراهیم [1]؛نجفی ، فاطمه [2]

[1]دانشکده فیزیک دانشگاه فردوسی مشهد ، میدان آزادی ، مشهد

چکیده

بررسی نابودی الکترون- پوزیترون به هادرون‌ها نشان می‌دهد که علاوه بر رویدادهای دو و سه جتی، آثاری نیز از رویدادهای چهار جتی مشاهده می‌شود، که می‌توان آن را به عنوان تابش گلوئون از کوارک ها تفسیر کرد.در این مقاله به بررسی و تحلیل داده‌های واقعی و همچنینبه بررسی و تحلیل داده‌های مونت کارلو که از طریق برنامه pythia اقتباس شده است می‌پردازیم، و با استفاده از آن‌ها رویدادهای چهار جتی را از بقیه رویدادها تفکیک می‌کنیم. برای انجام این کار از الگوریتمJADE بهره می‌بریم. پس ازآن ثابت پیوندی را برای این رویدادها و با استفاده از روش استفانحساب می‌کنیم . این محاسبه را در انرژی‌های مختلف pythia برای داده‌های مونت کارلوالکترون- پوزیترون و پروتون–پاد پروتون انجام می‌دهیم .

Measurements of Strong Coupling Constant in $e^- e^+$ and $p\ p^-$ Interactions

ZomorrodianMohammad Ebrahim [1];Najafi, Fatemeh [2]

[1,2] Department of Physics,Ferdowsi, University of Mashhad

Abstract

Pertubation QCD theory is one of the most important branch of elementary particles. In this thesis we present results obtained from a study of the structure of hadronic events from $e^- e^+$ and $p\ p^-$ annihilation data at different center of mass energies both for real data and for Monte-carlo data. First we separate four jet events by using JADE algorithm introduced by the JADE group. Next the strong coupling constant(α_s) is measured by stephan equation.Our results are consistent with the coupling constant predicted by QCD theories.

مقدمه

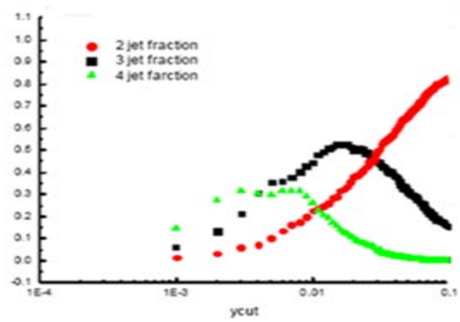
پیش‌بینی‌هایی که بر مبنایQCD صورت می‌گیرد،بر یک پارامتر بنیادی یعنی قدرت جفت شدگی بین پارتون‌ها (کوارک‌ها و گلوئون ها)استوار است که آن را ثابت جفت شدگی نیروی قوی α_sمی نامند. مقدار α_s را می‌توان با استفاده از برهمکنش هایی که شامل کوارک و گلوئون است اندازه گیری نمود.[۱] رایج ترین روش اندازه گیری α_s از طریق آزمایشاتی است که در آن دو ذره ($e^- e^+$) یا($p\,p^-$) در یک شتاب دهنده به انرژی بالایی می‌رسند. فرایند نابودی الکترون- پوزیترون به هادرون‌ها به عنوان ساده ترین مثال از تولید چند ذره ای است. در اثر نابودی $e^- e^+$ جفت ذرات و پاد ذرات تولید می‌شوند. این ذرات و پاد ذرات می‌توانند کوارک و پاد کوارک تولید کنند ، اما کوارک‌ها به دلیل داشتن ویژگی حبس نمی توانند به صورت مجزا و مستقل وجود داشته باشند . بنابراین تشکیل جت هادرونی می‌دهند.[۲] همان طور که در نظریه QCD تابش یک گلوئون منجر به تولید یک رویداد سه جتی می شود، تابش دو گلوئون یک رویداد چهار جتی تولید می کند.[۳] هدف مادر این مقاله یافتن ثابت پیوندی با استفاده از الگوریتمJADE[۴]در رویدادهای چهار جتی می‌باشد. در بخش ۱ به تفکیک کسر رویدادهای چند جتی برای داده‌های واقعی و داده هایLEP [۵] می پردازیم و آن‌ها را با یکدیگر مقایسه می‌کنیم.در بخش۲و۳ثابت پیوندی را در برهمکنش های $e^- e^+$ و $p\,p^-$ محاسبه می‌کنیم. بخش ۴ نتیجه گیری را شامل می‌شود.

تفکیک کسر رویدادهای چند جتی

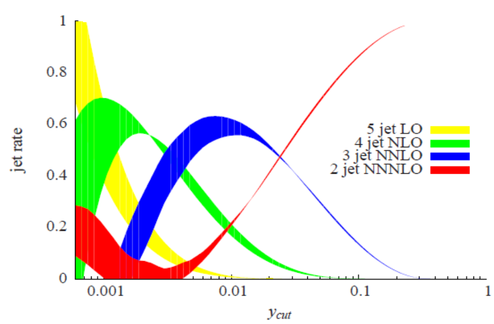
به منظور تفکیک جت ها در هر رویداد برای هر زوج ذره که در حالت کلی از جت های مختلف می باشند کمیت$Y_{i,j}$ را تعریف می‌کنیم.(۱)

$$Y_{ij}=\frac{2E_iE_j\left(1-\cos\theta_{ij}\right)}{E_{vis}^2}$$

E_{vis} عبارت است از انرژیذرات ورودی در هر رویداد. E_i , E_j انرژی دو ذره متمایز است که توسط θ_{ij} از یکدیگر جدا شده اند. اگر کمترین مقدار Y_{ij} از یک پارامتر انتخابی Y_{cut} کمتر باشد؛ زوج ذره ی متناظر به وسیله ی جمع کردن چار بردار اندازه حرکت به یک دسته ملحق می شوند، که اصطلاحاً شبه ذرات را تولید می کنند. پس از ترکیب دو ذره با یکدیگر، طیف جدیدی از هادرون ها را شاهد خواهیم بود . برای این طیف جدید جرم ناوردا را دوباره محاسبه می کنیم. این شیوه تا زمانی ادامه پیدا می کند که هیچ جرم ناوردایی کوچکتر از Y_{cut} نباشد . در نهایت دسته هایی که در این مرحله باقی می مانند جت نامیده می شوند.



شکل (۱)مقایسه رویدادهای ۴،۳،۲ جتی برای داده‌های مونت کارلو



شکل(۲) مقایسه رویدادهای ۴،۳،۲،۵ جتی برای دادههای LEP[۵]

در شکل(۱) نسبت رویدادهای دو، سه و چهار جتی به کل رویدادها به صورت تابعی از Y_{cut} نشان داده شده است. همان گون که از شکل پیداست.فراوانی رویدادهای دو جتی با افزایش Y_{cut} افزایش می‌یابد. یعنی هر چه Y_{cut} افزایش می‌یابد شانس تقسیم جت‌ها به تعداد شاخه‌های بیشتر، کمتر می‌شود. از آن جایی که کوچکترین شاخه دو است بنابر این تعداد دو جتی‌ها افزایش می‌یابد.هم چنین فراوانی رویدادهای سه وچهار جتی یک بیشینه حول Y_{cut} =۰/۰۱ از خود نشان می‌دهد و پس از آن با افزایش Y_{cut} این فراوانی کاهش می‌یابد. بنابراین تعداد جت های تفکیک یافته در هر رویداد معین تابعی از Y_{cut} می باشد.

شکل های (۱) و (۲) کسر رویدادها را برای داده‌های مونت کارلو وداده های واقعی نشان می‌دهند. با مقایسه شکلها مشاهده می‌کنیم روند تغییرات کسر رویدادهای چند جتی هم برای داده‌های مونت کارلو وهم برای داده‌هایواقعی با یکدیگر سازگارند.

محاسبه α_S با استفاده از آهنگ رویدادهای چهار جتی در برهم کنش e^-e^+

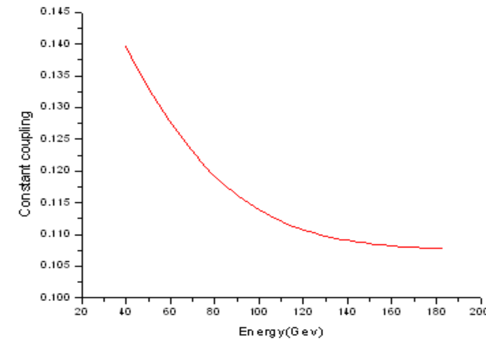
اکنون ثابت پیوندی را با استفاده از رویدادهای چهار جتی مورد مطالعه قرار می‌دهیم. برای این منظور از معادله زیر استفاده می‌کنیم . در این معادله α_s ثابت پیوندی، R_4 کسر رویدادهای چهار جتی به کل رویدادها و ثابت‌های B و C ضرایبی هستند که از روش مونت کارلو به دست آمده اند.[۵]

$$R_4=\frac{\sigma_{4-jet}}{\sigma_{total}}=\left(\frac{\alpha_S}{2\pi}\right)^2B_{4-jet}+\left(\frac{\alpha_S}{2\pi}\right)^3C_{4-jet} \quad (۲)$$

جدول(۱) و شکل(۳) تغییرات α_s را در انرژی‌های مختلف نشان می‌دهد.

جدول (۱) مقادیر ثابت پیوندی در $Y_{cut}=0/02$

$\sqrt{s}$	α_S
۴۰	۰/۱۳±۰/۰۰۲
۵۵	۰/۱۲۶ ± ۰/۰۰۳
۶۰	۰/۱۳۴±۰/۰۰۴
۷۰	۰/۱۲۱± ۰/۰۰۶
۸۵	۰/۱۱۶± ۰/۰۰۳
۹۱/۳	۰/۱۱۹۱±۰/۰۰۵.
۱۳۳	۰/۱۱۲۲± ۰/۰۰۴
۱۶۱	۰/۱۰۴۱± ۰/۰۰۹
۱۷۲	۰/۱۰۷± ۰/۰۰۳
۱۸۳	۰/۱۰۸۹± ۰/۰۰۵
۲۰۰	۰/۱۰۳۵± ۰/۰۰۱.



شکل (۳) تغییرات ثابت پیوندی بر حسب به انرژی در بر هم کنش $e^- e^+$ در $Y_{cut} = 0/02$

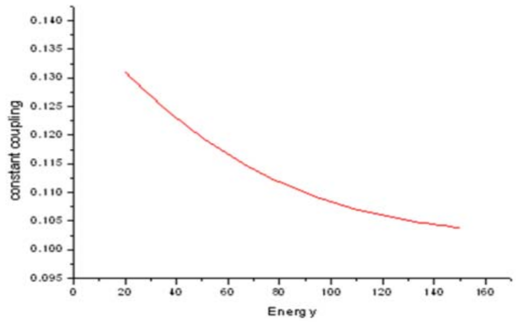
شکل(۳) نشان می دهد با افزایش انرژی، ثابت پیوندی کاهش می یابد . این نتیجه با نظریه اختلال کوانتومی رنگ (QCD) نیز سازگار است.

۳- محاسبه α_s با استفاده از آهنگ رویدادهای چهار جتی در برهم کنش pp^-

شکل (۴) نمودار تغییرات ثابت پیوندی بر حسب انرژی را در بر همکنش $p\,p^-$ نمایش می‌دهد.برای محاسبه ثابت پیوندی در این برهمکنش نیز از فرمول(۱) استفاده شده است . واضح استبا افزایش انرژی، ثابت پیوندی کاهش می یابد . این نتیجه با نظریه اختلال کوانتومی رنگ (QCD) نیز سازگار است.

جدول (۲) مقادیر ثابت پیوندی در $Y_{cut} = 0/02$

$\sqrt{s}$	α_s
۲۴/۳	۰/۱۳۱۲ ± ۰/۰۰۷
۳۰	۰/۱۳۳±۰/۰۰۴
۶۰	۰/۱۲۳± ۰/۰۰۶
۹۱	۰/۱۱۱± ۰/۰۰۴
۱۳۰	۰/۱۰۷± ۰/۰۰۲
۱۳۳	۰/۱۰۷ ±۰/۰۰۶
۱۳۶	۰/۱۰۷ ±۰/۰۰۵
۱۵۰	۰/۱۱۶± ۰/۰۰۳



شکل (۴) تغییرات ثابت پیوندی بر حسب به انرژی در بر هم کنش $p\,p^-$ در $Y_{cut} = 0/02$

بحث و نتیجه گیری

در این مقاله از بررسی و تحلیل داده های مونت کارلو، ثابت پیوندی در برهم کنش های $e^- e^+$ و $p\,p^-$ را با استفاده از آهنگ رویدادهای چهار جتی مورد مطالعه قرار دادیم. محاسبات ثابت پیوندی در انرژی های مختلف نشان می دهد.با افزایش انرژی ثابت پیوندی کاهش می یابد. این نتایج با نظریه اختلال کوانتومی رنگ QCDو [۶] هم خوانی دارد.

مرجع‌ها

[1] F.Halzen and A.D. Martin ,Quark and Lepton , John Wiley , New York (۱۹۸۴)

[2] P.K .Ellis ,W.J . Stirling , B.R .Webber , QCD and Collider Physics , Combridge University Press , Cambridge b1996

[۳] Francis Halzen & Alen D Martin. *Quarks andLeptons (1984).*

[۴] JADE collab .,S. Bethke et al ., Phys . Lett. B213(1988)235

[۵] Stefan Weinzierl , / arxiv: hep-ph /09041077 V1/2002

[۶]Eur . Phys.J.C 47,295-307(2006)

بررسی اثر جرم در تراست اختلالی و تأثیر آن بر روی ثابت پیوندی

زمردیان، محمدابراهیم[1]؛ عرب سلمانی، سهیلا[2]

[1و2] گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی، مشهد

چکیده

تقریب‌های NLO,LO تصحیحات اختلالی مهمی در بسیاری از تحقیقات می‌باشند. در این تحقیق از این تقریب‌ها بهره گرفته شده و ثابت جفت‌شدگی قوی با استفاده از پیش‌بینی‌های کرومودینامیک کوانتومی برای متغیر 1-T تا مرتبهٔ اول ودوم محاسبه شده است. ابتدا تأثیر جرم را بر روی تراست اختلالی محاسبه کرده، سپس با کمک داده‌های مونت‌کارلو مقدار میانگین<1-T> را برای فرآیندهای سه‌جتی در فرآیند نابودی زوج الکترون–پوزیترون به کمک الگوریتم JADE محاسبه و در نهایت سازگاری این نتایج را با پیش‌بینی‌های QCD مورد مقایسه قرار گرفته است.

The Study of Effect Mass in Perturbation Thrust and the Effect of it on the Coupling Constant

Zomorrodian, mohammad Ebrahim[1]; soheila, arabsalmani[2]

Department of Physics, ferdowsi University, mashhad

Abstract

The LO and NLO corrections are also important in research activities. In this thesis we use these approximations in order to calculate the coupling constant. We will do this for the variable thrust for the first and the second order calculations. first calculate the effect of the mass on perturbative thrust. Next use the Montecarlo data and calculate the mean value <1-T> for three jet events in electron positron annihilations. Finally compare the results with peredictions of QCD.

PACS No.12.38.-t, 12.20.Fv, 12.38.Bx

مقدمه

می‌دانیم که QCD یک نظریهٔ پیشرو برای برهمکنش قوی است، بعلاوه در پدیده شناختی، به یک مدل خاص جهت ساده کردن محاسبات نیازمندیم. دینامیک‌های اختلالی و غیر اختلالی جزو لاینفک مشاهدات QCD هستند. در این تحقیق برآنیم تا اثر جرم را بر روی یکی از مهمترین متغیرهای شکل رویداد (تراست) بررسی کنیم.

تراست

بطور قراردادی تراست به این صورت تعریف می‌شود:

$$T = max\frac{\sum|p_i n|}{\sum|p_i|} \qquad (1)$$

مقدار میانگین تراست به صورت زیر است:

$$\langle 1-T\rangle = \langle 1-T\rangle_{PT} + \langle 1-T\rangle_{NP} \qquad (2)$$

و

$$\langle (1-T)^n\rangle_{PT} = A_n\alpha_s(Q) + (B_n - 2A_n)\alpha_s^2(Q) \qquad (3)$$

در مرتبهٔ دوم اختلال NLO سهم غیر اختلالی عبارت است از:

$$\langle 1-T\rangle_{NP} \cong \frac{1}{Q} \qquad (4)$$

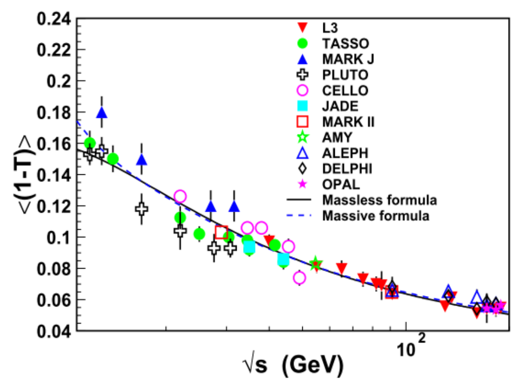
حاکی از آن است که در انرژی‌های بالا سهم غیر اختلالی ناچیز است. بحث خود را پیرامون سهم اختلالی ادامه می‌دهیم و اثر جرم را در این مورد بررسی می‌کنیم. [3] و [1]

همانگونه که مشاهده می‌شود در تعریف تراست تأکید جمعبندی بر روی کلیهٔ تکانه‌های ذرات است، بنابراین این تعریف در زمانی مورد استفاده قرار می‌گیرد که کلیهٔ ذرات را بدون جرم در نظر بگیریم. بدیهی است با در نظر گرفتن جرم تک‌تک ذرات تراست به صورت زیر تعریف می‌شود که در آن W عبارت است از حاصل جمع بر روی انرژی تک‌تک ذرات در هر رویداد

$$T = \max \frac{\sum |E_i|}{W} \qquad (۵)$$

روابط بالا نشان می‌دهند که با در نظر گرفتن جرم، مقدار تراست کاهش یافته و در پی آن مقدار میانگین<1-T>تراست افزایش می‌یابد.[۲]

شکل زیر این موضوع را برای داده‌های مونت‌کارلو نشان می-دهد، البته این افزایش مقدار میانگین جزئی بوده و در انرژی‌های بالا به حد صفر می‌رسد.

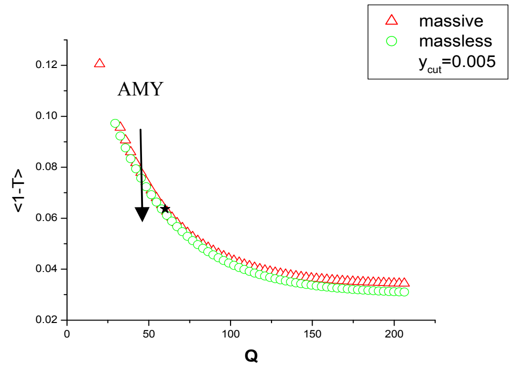


شکل ۱: مقدار میانگین <1-T>برای داده‌های مونت‌کارلو با و بدون اثر جرم[2]

بررسی نتایج تجربی

برای بررسی این موضوع‌ها ابتدا با استفاده از الگوریتم *JADE*، به جداسازی رویدادهای سه جتی داده‌های مونت‌کارلو[4] با y_{cut} های مختلف می‌پردازیم، سپس مقدار میانگین تراست را به دو صورتی که بحث شد بدست می‌آوریم.

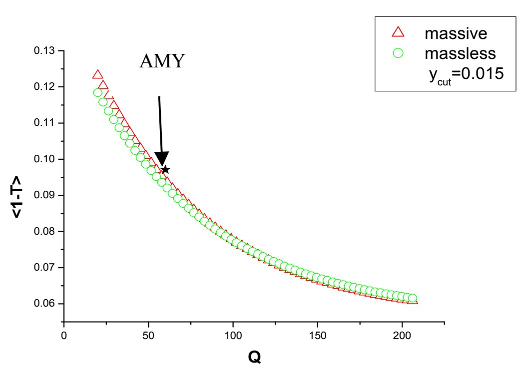
در ادامه نمودارهای مقادیر تراست برای ذرات باردار رویداد، در y_{cut}ها وانرژی‌های مختلف نشان داده شده است. نشان‌های ستاره شکل داده‌های آشکارساز AMY را در انرژی ۶۰ Gev نشان می‌دهند.



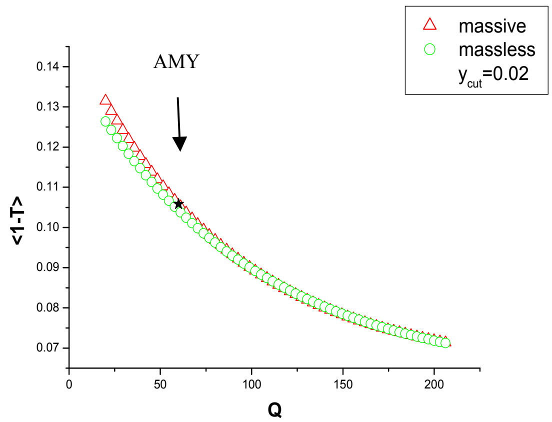
شکل۲ : نمودار مقدار میانگین<1-T> بر حسب انرژی درy_{cut}=0.005

شکل۲ نشان می‌دهد که با افزایش انرژی مرکز جرم، مقدار میانگین<1-T> کاهش می‌یابد. این قابل انتظار است، زیرا با افزایش انرژی مرکز جرم، امکان تابش گلوئون زیاد می‌شود که این منجر به افزایش تراست و از این رو منجر به کاهش <1-T>می-شود. همچنین با در نظر گرفتن جرم ذرات در مقایسه با موردی که جرم ذرات نادیده گرفته شده مشاهده می‌کنیم مقادیر <1-T> ، سطح مقطع بالاتری از خود نشان می‌دهد، این نیز مورد انتظار است. زیرا با در نظر گرفتن جرم ذرات مقادیر تراست کاهش یافته و در پی آن میانگین <1-T>افزایش می‌یابد. با این همه این افزایش چندان قابل ملاحظه نیست. به این دلیل که با افزایش انرژی مرکز جرم، تکانه(ممنتوم) ذرات افزایش یافته و باعث می-شود که جرم ذرات تأثیر خود را از دست بدهند.

برای y_{cut} های دیگر نیز با رسم نمودارها باز هم نتیجه قبل بدست می‌آید. شکل۳ و شکل۴



شکل۳ : نمودار مقدار میانگین<1-T> بر حسب انرژی درy_{cut}=0.015



شکل۴ : نمودار مقدار میانگین<1-T> بر حسب انرژی درy_{cut}=0.05

در این شکل ها نیز همانند شکل ۲ با افزایش انرژی مرکز جرم، تکانه(ممنتوم) ذرات افزایش یافته و باعث می‌شود که جرم ذرات تأثیر خود را از دست بدهند.

همچنین این نمودارها نشان می دهند که مقادیر بدست آمده از داده‌های آشکارساز AMY مطابقت خوبی با مقادیر بدست آمده از داده‌های مونت‌کارلو دارند، این سازگاری صحت داده‌های مونت‌کارلو را مورد تأیید قرار می‌دهد. از این رو می‌توان از داده‌های مونت‌کارلو در گسترش تحقیقات در زمینهٔ QCD استفاده کرد.

محاسبهٔ ثابت جفت‌شدگی قوی

اینک با استفاده از بسط اختلالی معادلهٔ(۳) به محاسبهٔ α_s می‌پردازیم. در این بررسی از ممان‌های اول و دوم متغیرهای شکل رویداد و ضرایب مربوطه استفاده می‌شود.

همچنین برای مقایسه ثابت پیوندی در مرتبهٔ اول و دوم اختلال، این مقادیر نیز برای y_{cut} مختلف در مرتبه اول محاسبه شد که فقط نتایج حاصل از مرتبه دوم اختلال به تفسیر بررسی می شود.

جدول‌های زیر ثابت جفت‌شدگی قوی را به ازای ممان‌های اول و دوم متغیر<1-T> تا مرتبه دوم اختلال نشان می‌دهند.

جدول ۱: مقادیرثابت پیوندی با $y_{cut}=0.005$ در تقریبNLO

	α_s	
Q(GeV)	<۱-T>	<(۱-T)۲>
۲۰	۰.۲۱۳۰±۰.۰۱۰۶	۰.۱۲۳۶±۰.۰۰۶۱
۵۸	۰.۱۳۲۵±۰.۰۰۶۶	۰.۰۶۷۲±۰.۰۰۳۳
۶۰	۰.۱۲۹۸±۰.۰۰۶۴	۰.۰۶۶۳±۰.۰۰۳۳
۹۱.۲	۰.۱۰۶۰±۰.۰۰۵۳	۰.۰۴۷۵±۰.۰۰۲۳

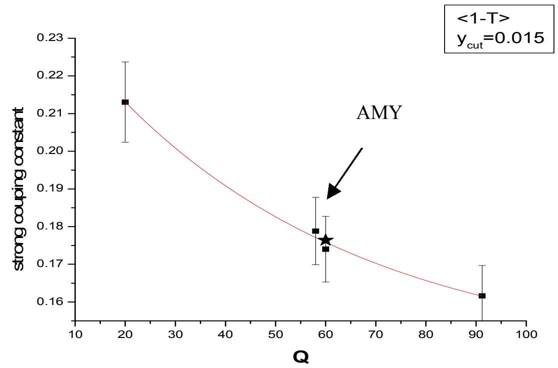
جدول۲: مقادیرثابت پیوندی با $y_{cut}=0.015$ در تقریبNLO

	α_s	
Q(GeV)	<۱-T>	<(۱-T)۲>
۲۰	۰.۲۱۳۰±۰.۰۱۰۶	۰.۱۲۶۰±۰.۰۰۶۳
۵۸	۰.۱۷۸۸±۰.۰۰۸۹	۰.۰۹۶۹±۰.۰۰۴۸
۶۰	۰.۱۷۴۰±۰.۰۰۸۷	۰.۰۹۳۱±۰.۰۰۴۶
۹۱.۲	۰.۱۶۱۶±۰.۰۰۸۰	۰.۰۸۵۳±۰.۰۰۴۲

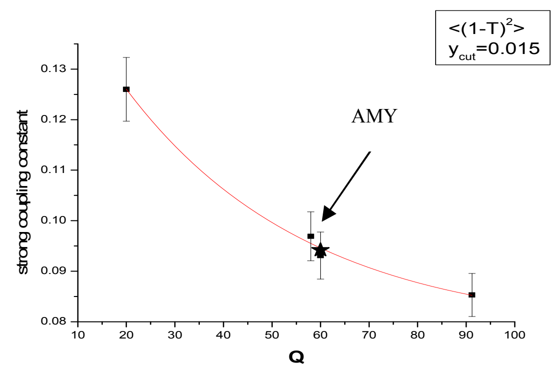
جدول ۳: مقادیرثابت پیوندی با$y_{cut}=0.02$ در تقریبNLO

	α_s	
Q(GeV)	<۱-T>	<(۱-T)۲>
۲۰	۰.۲۳۱۴±۰.۰۰۶۹	۰.۱۳۱۸±۰.۰۰۳۹
۵۸	۰.۱۹۳۷±۰.۰۰۵۸	۰.۱۰۷۱±۰.۰۰۳۲
۶۰	۰.۱۹۰۲±۰.۰۰۵۷	۰.۱۰۴۲±۰.۰۰۳۱
۹۱.۲	۰.۱۷۹۹±۰.۰۰۵۴	۰.۰۹۸۰±۰.۰۰۲۹

همانطور که از جداول بر می‌آید مقادیر ثابت پیوندی با پیشبینی هایQCD همخوانی دارد و با افزایش انرژی مقدار ثابت پیوندی کاهش می یابد. شکل۵ و۶ نمودار ثابت جفت شدگی قوی را با افزایش انرژی نشان میدهد.



شکل ۵ ثابت جفت‌شدگی قوی برحسب انرژی با $y_{cut}=0.015$ به ازای ممان اول 1-T



شکل۶ثابت جفت‌شدگی قوی برحسب انرژی با $y_{cut}=0.015$ به ازای ممان دوم 1-T

برای انرژی‌های پایین شیب نزولی ثابت پیوندی بسیار زیاد است و با افزایش انرژی این شیب کاهش می یابد. همانگونه که مشاهده میشود نتایج حاصل از انرژی GeV ۶۰ نیز با نتایج مونت کارلو مطابقت دارد.

نتیجه گیری

تأثیر جرم بر روی تراست اختلالی را برای داده‌های مونت-کارلو در انرژی‌های مختلف به همراه داده‌های AMY در انرژی GeV ۶۰ را محاسبه شد. همچنین ممان متغیری که مورد استفاده قرار گرفت <1-T> بود، که محاسبهٔ تراست برای رویدادهای سه جتی انجام شده است. برای تفکیک جت‌ها الگوریتم JADE مورد استفاده قرار گرفته است.

پس از تفکیک جت‌ها و با استفاده از این متغیر، ثابت پیوندی را برای ممان‌های اول و دوم تا اختلال مرتبهٔ دوم (مرتبه‌های LO, NLO) بدست آورده شد. از مقایسهٔ این مقادیر با پیش‌بینی‌های QCD مشاهده میشود مقدار ثابت پیوندی برای مرتبهٔ بالاتر اختلال دقیق‌تر است و به نتایج قابل قبول‌تری دست میابیم.

این عمل را برای y_{cut} های مختلف تکرار کردیم. با توجه به آنکه هر چه y_{cut} بزرگتر باشد تعداد رویدادهای دو جتی بیشتر خواهد بود و سه جتی کمتر پدید می‌آید، بهترین y_{cut} که بطور دقیق‌تر رویدادهای دو جتی و سه جتی را از یکدیگر متمایز می-سازد در محدودهٔ ۰.۰۱۵ تا ۰.۰۲۰ است.

داده‌های ما نیز در این محدوده از y_{cut} نتایج دقیق‌تری را برای ثابت پیوندی در مقایسه با نظریهٔ QCD بدست می‌دهد.

مراجع

[۱] A. Banfi. Sezione di Milano. *http://arxiv.org/abs/hep-ph/0605125v* ۱

[۲] Sunanda Banerjee. Quark Mass Corrections to the Perturbative Thrust and its Effe on the determination of αs.*http://arxiv.org/abs/hep-ph/0006008v2*

[۳] J. Schieck, C. Pahl, S. Bethke, O. Biebel, S. Kluth. Tests of analytical hadronisation models using event shape moments in e+e− annihilation *Eur. Phys. J. C (2009) 64: 533–547*

[۴] Radchenko.N.V. (2007)*"About agreement of PYTHIA and the experimental results in e+e− annihilation to hadrons"*. Novgorod the Great, Russia : <*arXiv:0706.3453v1 [hep-ph] 23 Jun 2007*>.

تولید باریون‌های سنگین در ترکش دی‌کوارک و نقش حرکت فرمی

سپه‌وند، رضا؛ قلیچی، محمد

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه لرستان، خرم آباد

چکیده

در این تحقیق ابتدا تولید باریون سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} در ترکش دی کوارک نرده ای bc و باریون های برداری $(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}$ و $(\Omega_{ccc})^{(\frac{3}{2})}$ در ترکش دی کوارک برداری cc بدون در نظر گرفتن حرکت فرمی بررسی شده، سپس تولید این باریون ها با در نظر گرفتن حرکت فرمی اجزای تشکیل دهنده باریون مورد مطالعه قرار گرفته است. نتایج ما نشان می‌دهد که در نظر گرفتن اثر فرمی احتمال کل ترکش و متوسط پارامتر ترکش را افزایش می‌دهد.

The Production of the Heavy Baryons in the Fragmentation of Diquark and the Effect of Fermi Motion

Sepahvand, Reza; ghelichi, Mohammad

Department of Physics, University of lorestan, khoram abad

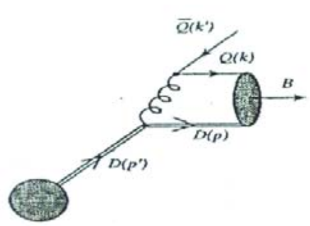
Abstract

In this reaserch, first we investigate the production of the heavy scalar Baryons $\Omega_{bcc}, \Omega_{bbc}$ in fragmentation of the scalar diquark bc and vector Baryons $(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}, (\Omega_{ccc})^{(\frac{3}{2})}$ in the fragmentation of the vector diquark cc without consideration the effect of Fermi motion. Then, we investigate the production of these baryons taking into consideration the Fermi motion of the constituents of baryon .Our results show that consideration the Fermi motion increases the fragmentation probability and also the average fragmentation parameter.

PACS NO: 13

مقدمه

توابع ترکش برای باریون های Ω در ترکش کوارک b یا c [۱] و تولید این باریون ها در ترکش دی کوارک [۲] محاسبه شده است. ما در این کار نقش حرکت فرمی را بر تولید باریون های سنگین از ترکش دی کوارک مورد مطالعه قرار داده ایم. در شکل (۱) باریون حالت نهایی در جهت z حرکت می کند به طوریکه کل تکانه عرضی دی کوارک اولیه را پاد دی کوارک نهایی حمل می کند.
محاسبات این کار در چارچوب تکانه بی نهایت انجام شده است.
پارامتر ترکش z که کسر انرژی-تکانه حمل شده توسط باریون را نشان می دهد به صورت زیر تعریف می شود



شکل(۱):نمودار فاینمن برای ترکش دی کوارک سنگین به باریون سنگین

$$z = \left(\frac{p_{baryon}}{p_{diquark}} \right)_L \qquad (۱)$$

در چارچوب تکانه بینهایت این پارامتر به صورت زیر در می آید:

$$z=\frac{E_B}{E_D}=\frac{P_\circ+K_\circ}{P'_\circ} \qquad (۲)$$

با در نظر گرفتن $\alpha=\frac{m_1}{M}$ که در آن m_1 جرم کوارک و M جرم دی کوارک است، خواهیم داشت:

$$k_\circ=\alpha z p'_\circ,\; p_\circ=(1-\alpha)zp'_\circ,\; k'_\circ=(1-z)\,p'_\circ \qquad (۳)$$

و به این ترتیب تابع ترکش $D(Z,\mu_\circ)$ که احتمال ترکش یک دی کوارک به یک باریون را نشان می دهد به صورت زیر تعریف می شود[۳]:

$$D_{D\to B}(Z,\mu_\circ)=\frac{1}{2S_D+1}\sum_s\int d^3p\,d^3k\,d^3k'\left|T_{D\to B}\right|^2\delta^3(p+k+k'-p') \qquad (۴)$$

که در آن $T_{D\to B}$ از رابطه زیر به دست می آید:

$$T_{D\to B}=-i\int d^4x\left[dx\right]\left[j_s^\mu\frac{1}{q^2}j_\mu^Q\right]\phi_B \qquad (۵)$$

ϕ_B نشان دهنده تابع موج حالت بایونی است. این تابع در حالتی که از حرکت فرمی اجزاء داخلی باریون صرفنظر کنیم به صورت زیر تعریف می شود[۴]:

$$\phi_B=\frac{f_B}{m_B}\delta\left(x_i-\frac{m_i}{m_B}\right) \qquad (۶)$$

محاسبه تابع ترکش برای تولید Ω_{bcc} و Ω_{bcc}بدون در نظر گرفتن حرکت فرمی:

با توجه به جریان های تولید شده توسط جفت های دی کوارک-دی کوارک و کوارک- پاد کوارک[۲] و تابع موج باریونی بالا و در نظر گرفتن $S_D=0$ برای دی کوارک نرده ای و ضرب های نقطه ای محاسبه شده در [۱] و با انجام انتگرال های فضای فاز به شکل زیر:

$$\begin{aligned}&\int f(z,K_T^2)\,d^3k'=\\&\int f(z,K_T^2)\,dk'_L\,d^2k'_T=m_Q^2\,p'_\circ f(z,\langle k_T'^2\rangle)\\&\int\frac{d^3k}{k_\circ}=\int\frac{4\pi k_\circ^2\,dk_\circ}{k_\circ}=2\pi m_Q^2\end{aligned} \qquad (۷)$$

تابع ترکش به صورت زیر به دست می آید:

$$D_{D\to B}(z,\mu_\circ)=\frac{4\pi^3\alpha_{1s}\alpha_{2s}f_b^2c_f^2m_1^4Q_S^4\sum\Gamma\overline{\Gamma}}{(1-\alpha)zg^4S^2M^4} \qquad (۸)$$

که در آن:

$$S=k^2+k'^2+2k.k'+2p.k+2k'.p \qquad (۹)$$

$$g=2m_1^2+2k.k' \qquad (۱۰)$$

و مقادیر ثابت به شکل زیر است:

$$\begin{aligned}&m_1=1.25,\; m_2=5.5,\; M=m_1+m_2,\\&Q_S=5,\; f_b=0.25,\; c_f=\frac{11}{12},\; \alpha_{1s}=\alpha_{2s}=0.26\end{aligned} \qquad (۱۱)$$

محاسبه تابع ترکش برای تولید Ω_{bcc}و Ω_{bbc} با در نظر گرفتن حرکت فرمی:

اگر در شکل (۱) اجزای تشکیل دهنده باریون یعنی کوارک و دی کوارک علاوه بر تکانه طولی دارای تکانه عرضی نیز باشند به گونه ای که تکانه عرضی باریون صفر باشد یعنی، $\vec{k}_T=-\vec{p}_T$ ، چهار تکانه ها به شکل زیر تعریف می شوند:

$$\begin{aligned}&(\vec{p}_T)_B=0,\; \vec{p}_T=-\vec{k}_T\\&\vec{p}'_T=\vec{k}'_T,\; \vec{k}_T=\vec{k}'_T\end{aligned} \qquad (۱۲)$$

در حالتی که اثر حرکت فرمی را در نظر بگیریم تابع موج باریون به صورت زیر تعریف می شود [۵] :

$$\phi_B=A_\mu\exp\left(-\frac{1}{8\beta^2}\left(\frac{K_T^2+m_1^2}{x_1}+\frac{p_T^2+m_2^2}{x_2}\right)\right) \qquad (۱۳)$$

با استفاده از ضرب های نقطه ای محاسبه شده در[۶] و انتگرال های فضای فاز زیر:

$$\begin{aligned}&\int f(z,k_T)\,d^3k'=f(z,\langle k_T'^2\rangle)\,m_Q^2k_\circ\\&\int d^3k=\int dk_L\,d^2k_T=2\pi zp'_\circ\int k_T\,dk_T\,dx_1\end{aligned} \qquad (۱۴)$$

تابع ترکش به شکل زیر در می آید:

$$D(z)=\frac{8\pi^4\alpha_{1s}\alpha_{2s}c_f^2Q_s^4A_\mu^2Fm_1^2\sum\Gamma\overline{\Gamma}}{M^2g^4(1-\alpha)z(1-z)S^2} \qquad (۱۵)$$

که درآن:

$$F=\int_{x_1=\circ}^{1}\int_{k=\circ}^{4}\frac{k\exp\left[\dfrac{\left(-\frac{1}{4\beta^2}\right)\left((k^2+m_1^2\right)\left(m_1^2(1-x_1)+m_2^2x_1\right)}{m_1^2(1-x_1)x_1}\right]}{x_1(1-x_1)}\,dk\,dx_1 \qquad (۱۶)$$

$$L=\int_{x_1=\circ}^{1}\int_{K=\circ}^{4}k\exp\left[\frac{\left(-\frac{1}{4\beta^2}\right)\left((k^2+m_1^2\right)\left(m_1^2(1-x_1)+m_2^2x_1\right)}{m_1^2(1-x_1)x_1}\right]dk\,dx_1 \qquad (۱۷)$$

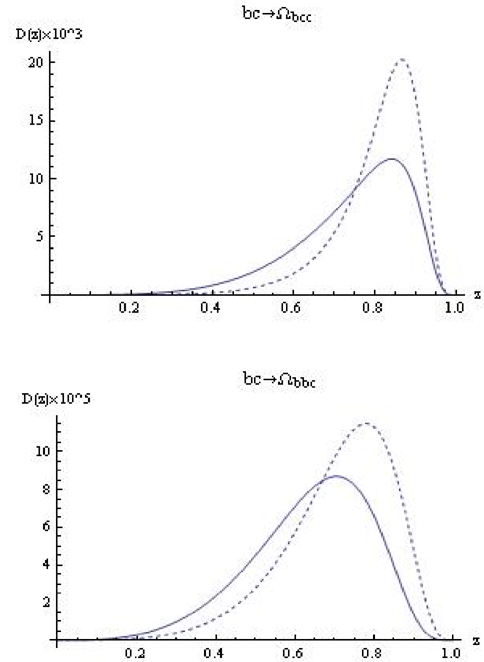
$$S = k^2 + k'^2 + 2kk' + 2pk + 2k'.p \qquad (۱۸)$$

$$A_\mu^2 = \frac{1}{32\pi^4 L} \qquad (۱۹)$$

و مقادیر ثابت به شکل زیر می باشند:

$$m_1 = 1.25\ , m_2 = 5.5\ , M = m_1 + m_2\ ,$$
$$\beta = 2.02\ , Q_S = 5\ , f_b = .25\ , c_f = \frac{11}{12} \qquad (۲۰)$$

در شکل (۲)نمودار تابع ترکش برای Ω_{bbc}و Ω_{bcc} در حالت های بدون حرکت فرمی و با حرکت فرمی با هم مقایسه شده است:



شکل۲:نمودار تابع ترکش برای Ω_{bbc}و Ω_{bcc}،نمودار خط-پر مربوط به حالت بدون حرکت فرمی و نمودار خط چین مربوط به حالت با حرکت فرمی می باشد.

محاسبه تابع ترکش برای $(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}$ بدون در نظر گرفتن حرکت فرمی:

در این کار ما ترکش دی کوارک سنگین برداری CC به باریون $(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}$ مطابق نمودار فاینمن شکل(۱)را در نظر می گیریم و برای این کار از یک چارچوب تکانه بینهایت که در آن همه ذرات در یک امتداد و یک جهت حرکت می کنند استفاده می کنیم.

تابع موج باریون اسپین $(\frac{1}{2})'$ به صورت زیر است:

$$\Psi^{(\frac{1}{2})'} = \frac{2}{\sqrt{6M^3}}(\not p + M)\gamma_5 U_B \qquad (۲۱)$$

با استفاده از انتگرال گیری های فضای فاز و ضرب های نقطه ای [۱] تابع ترکش به صورت زیر به دست می آید:

$$D(Z) = \frac{\pi^2 \alpha_{1s}\alpha_{2s} c_f^2 Q_V^8 R(\circ) m_1^4 \sum \Gamma^{(\frac{1}{2})'} \overline{\Gamma}^{(\frac{1}{2})'}}{36 m_2 M^4 g^6 S^2 (1-\alpha)(1-z) z} \qquad (۲۲)$$

که در آن:

$$S = m_1^2 + 2m_2^2 + 2k.k' + 2p.k + 2p.k' \qquad (۲۳)$$

$$m_1 = 1.25\ , m_2 = 2.5\ , M = m_1 + m_2\ , Q_V = 2.5$$
$$\alpha_{1s} = .26\ , \alpha_{2s} = .26\ , c_f = \frac{4}{3\sqrt{3}}\ , f_b = 0.25\ , \qquad (۲۴)$$
$$R(0) = (0.29)^3$$

محاسبه تابع ترکش برای $(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}$ با در نظر گرفتن حرکت فرمی:

تابع موج باریون در این حالت همانند رابطه (۲۱) می باشد و انتگرال های فضای فاز و ضرب های نقطه ای همانند باریون های نرده ای محاسبه می شوند.

بنابراین تابع ترکش به شکل زیر به دست می آید:

$$D(Z) = \frac{\pi^2 \alpha_{1s}\alpha_{2s} c_f^2 Q_V^8 m_1^4 R(\circ) F A_\mu^2 \sum \Gamma^{(\frac{1}{2})'} \overline{\Gamma}^{(\frac{1}{2})'}}{36 m_2 M^4 g^6 S^2 (1-\alpha)(1-z) z} \qquad (۲۵)$$

که در آنg همانند رابطه (۱۰) و F همانند رابطه (۱۶) و A_μ^2 همانند رابطه (۱۹) تعریف می شوند و داریم:

$$S = m_1^2 + 2m_2^2 + 2k.k' + 2p.k + 2p.k'$$
$$\alpha_{1s} = \alpha_{2s} = 0.26 \qquad (۲۶)$$
$$c_f = \frac{4}{3\sqrt{3}}, Q_V = 2.5, R = (0.29)^3, \beta = 2.38$$

محاسبه تابع ترکش برای $(\Omega_{ccc})^{(\frac{3}{2})}$ بدون در نظر گرفتن حرکت فرمی:

تابع ترکش در این حالت بسیار شبیه به تابع ترکش $(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}$ می باشد، تنها تفاوت آنها مربوط به بخش اسپینوری دامنه می‌باشد.

تابع موج باریونی در این حالت از رابطه زیر به دست می آید:

$$\Psi^{\frac{3}{2}} = \frac{1}{2\sqrt{2M^3}} \Psi_\mu^{\frac{3}{2}} (\not p + M) \qquad (۲۷)$$

بخش اسپینوری دامنه مطابق رابطه زیر است:

$$\Gamma^{\frac{3}{2}} = \overline{\Psi}^{\mu}_{\frac{3}{2}} \{ -\chi'(p')\gamma^\mu(\not p + M)(\not k' + m_1) +$$
$$(1+k)[(2\beta p.\chi'(p'))(2p_\mu - M\gamma_\mu - \not p'\gamma_\mu(\not p + M)\chi'(p')] \} \qquad (۲۸)$$

و تابع ترکش به شکل زیر به دست می آید:

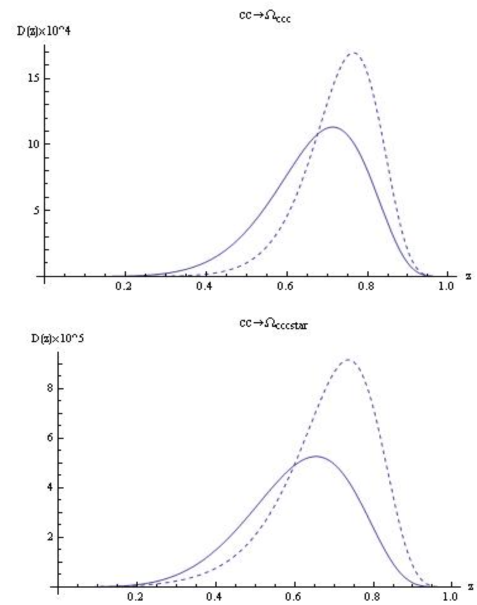
$$D(Z)=\frac{2\pi^{3}\alpha_{1s}\alpha_{2s}c_{f}^{2}Q_{V}^{8}R(\circ)m_{1}^{4}\sum\Gamma^{\frac{3}{2}}\overline{\Gamma}^{\frac{3}{2}}}{192m_{2}M^{4}g^{6}S^{2}z(1-z)} \qquad (۲۹)$$

محاسبه تابع ترکش برای $(\Omega_{ccc})^{(\frac{3}{2})}$ با در نظر گرفتن حرکت فرمی:

تابع موج باریون در این حالت همانند رابطه (۲۷) می باشد و انتگرال های فضای فاز و ضرب های نقطه ای همانند باریون های نرده ای محاسبه می شوند.بنابراین تابع ترکش به شکل زیر به دست می آید:

$$D(Z)=\frac{2\pi^{2}\alpha_{1s}\alpha_{2s}c_{f}^{2}Q_{V}^{8}m_{1}^{4}R(\circ)FA_{\mu}^{2}\sum\Gamma^{\frac{3}{2}}\overline{\Gamma}^{\frac{3}{2}}}{192m_{2}M^{4}g^{6}S^{2}(1-z)z} \qquad (۳۰)$$

در شکل(۳) نمودار تابع ترکش برای $(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}$و $(\Omega_{ccc})^{(\frac{3}{2})}$ در حالت های بدون حرکت فرمی و با حرکت فرمی با هم مقایسه شده است:



شکل۳:نمودار تابع ترکش برای $(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}$و $(\Omega_{ccc})^{(\frac{3}{2})}$،نمودار خط-پر مربوط به حالت بدون حرکت فرمی و نمودار خط چین مربوط به حالت با حرکت فرمی می باشد.

در جدول (۱)نتایج احتمالات کل ترکش و متوسط پارامتر ترکش در دو حالت بدون حرکت فرمی و با حرکت فرمی با هم مقایسه شده است.

جدول ۱:مقایسه احتمال کل ترکش و متوسط پارامتر ترکش برای باریون های مختلف در حالت های بدون حرکت فرمی و با حرکت فرمی.

	F.P	<z >	
Ω_{bcc}	بدون حرکت فرمی	۳/۳۷×۱۰$^{-۳}$	۰/۷۴
	با حرکت فرمی	۳/۸۳×۱۰$^{-۳}$	۰/۸۰
Ω_{bbc}	بدون حرکت فرمی	۳/۱۹×۱۰$^{-۵}$	۰/۶۳
	با حرکت فرمی	۳/۵۸×۱۰$^{-۵}$	۰/۷۰
$(\Omega_{ccc})^{(\frac{1}{2})'}$	بدون حرکت فرمی	۳/۲۸×۱۰$^{-۴}$	۰/۶۷
	با حرکت فرمی	۳/۶۳×۱۰$^{-۴}$	۰/۷۳
$(\Omega_{ccc})^{(\frac{3}{2})}$	بدون حرکت فرمی	۱/۷۷×۱۰$^{-۵}$	۰/۶۱
	با حرکت فرمی	۲/۴۹×۱۰$^{-۵}$	۰/۶۸

نتیجه گیری:

۱.با در نظر گرفتن حرکت فرمی احتمال کل ترکش بیشتر می شود.

۲.با در نظر گرفتن حرکت فرمی متوسط پارامتر ترکش بیشتر می شود. چون برای انجام فرایند ترکش باید انرژی بیشتری به باریون منتقل شود.

۳. باتغییر پارامتر β مقدار متوسط z در حالتی که از حرکت فرمی صرف‌نظر شود تغییر نمی‌کند. البته این امر بدیهی می‌باشد؛ چون با صرفنظر کردن از حرکت فرمی، تابع موج به یک ضریب تبدیل می‌شود و با تغییر پارامتر β فقط ماکزیمم مقدار تابع ترکش تغییر می‌کند.

۴. با درنظر گرفتن حرکت فرمی با افزایش (کاهش) پارامتر β، احتمال کل ترکش زیاد (کم) می‌شود.

۵. با تغییر βمقدار متوسط پارامتر ترکش یعنی $\langle Z\rangle$ تغییر نمی‌کند.

مراجع:

[۱] M.A. Gomshi Nobary,R.Sepahvand, Pyhys. Rev. D 71 (2005) 114006.
[۲] M.A. Gomshi Nobary, T. Osati, Z. Bahadori, Nucl. Phys. A 821 (2009) 210-219
[۳] M. Suzuki, Phys.Rev. D 33 (1986) 676.
[٤]S. Brodsky, C.R. Ji,Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2257.
[٥] See, e.g. Elementary Particle Teory Group, Acta Phys. Sin. 25, 415 (1976); N. Isgur, in New Aspects of Subnuclear Pysics, edited by A. Zichichi (Plenum, New York 1980), p.107
[٦]M.A. Gomshi Nobary, B.Javadi, Eur. Phys.J. C (2005)

توابع ترکش باریونهای با سه طعم سنگین $\Omega_{bbb}^{3/2}, \Omega_{ccc}^{3/2}, \Omega_{bbb}^{1/2'}, \Omega_{ccc}^{1/2'}$ با در نظرگرفتن حرکت فرمی در مدل کوارک دوکوارک

سپه وند، رضا؛ پیردادی، الهام

گروه فیزیک دانشگاه لرستان، خرم آباد

r.sepahvand@gmail.com
el_pirdadi@yahoo.com

چکیده

در این تحقیق تولید باریون‌های با سه طعم سنگین $\Omega_{bbb}^{3/2}, \Omega_{ccc}^{3/2}, \Omega_{bbb}^{1/2'}, \Omega_{ccc}^{1/2'}$ با توجه به حرکت فرمی اجزاء تشکیل دهنده در مدل کوارک –دوکوارک و در ترکش کوارک‌های سنگین مورد مطالعه قرار داده ایم. نتایج ما نشان می دهد که اعمال اثر فرمی بر روی فرآیند تولید موجب افزایش احتمال کل ترکش و افزایش متوسط پارامتر ترکش این باریونها می شود.

Fragmentation Function of Triply Heavy Baryons $\Omega_{ccc}^{1/2'}, \Omega_{ccc}^{3/2}, \Omega_{bbb}^{1/2'}, \Omega_{bbb}^{3/2}$ Including Fermi Motion in the Quark-Diquark model

Sepahvand Reza; Elham Pirdadi

Department of Physics, University of Lorestan, Khoramabad
r.sepahvand@gmail.com
el_pirdadi@yahoo.com

Abstract

In this research, we have studied the production of heavy triply baryons $\Omega_{ccc}^{1/2'}, \Omega_{bbb}^{1/2'}, \Omega_{ccc}^{3/2}, \Omega_{bbb}^{3/2}$ including Femi motion in quark-diquark model. Our results show that the effect Fermi motion on the process of production, increase the total fragmentation probability and the mean of fragmentation parameter.

PACS No: 13

مقدمه

مطالعه هادرونهای سنگین نقش مهمی را در توسعه و پذیرش احتمالی کرومودینامیک کوانتومی بعنوان نظریه میدان برهمکنش قوی ایفا می‌کند. در میان کوارک های سنگین فقط طعم های c و b در تشکیل هادرونها شرکت می‌کنند. در میان هادرونهای سنگین، باریونهای با سه طعم سنگینΩ از اهمیت ویژه‌ای برخوردارند. یکی از ایده‌های پدیده‌شناسی مفید، مفهومی بنام دوکوارک است. بطور کلی مدل دوکوارک، مدلی است که در آن دوکوارک بعنوان یک ذره مجرد تقریب زده می‌شود که می‌تواند دارای عامل شکل باشد. چون دوکوارک اعداد کوانتومی سیستم دو کوارکی را داراست حالت پایه آن می تواند به شکل های نرده ای و برداری برای تولید باریونهای سنگین شامل یک، دو یا سه طعم سنگین بکار گرفته شود. استفاده از مدل دوکوارک یک مسئله سه جسمی را به یک مسئله دو جسمی تقلیل می‌دهد. ایده دوکوارک بطور گسترده در فیزیک هادرونها بویژه در مورد نوکلئونها مورد استفاده قرار گرفته است[۱]. عامل شکل دوکوارک برداری را بصورت عامل شکلهای کروموالکتریکی و کرومومغناطیسی تعریف می‌کنیم که بصورت زیر نوشته می‌شوند

$$F_E(Q^2) = (1 - \frac{Q^2}{Q_0^2})^{-2} \qquad (۱)$$

$$F_M(Q^2) = (1 + k)F_E(Q^2) \qquad (۲)$$

در اینجا $Q^2=-q^2$ در نظر می‌گیریم و k گشتاور دوقطبی کرومومغناطیسی می‌باشد.

حرکت فرمی و تابع موج حالت مقید باریون

اجزای درونی هادرون‌ها دارای حرکتهای عرضی نسبت به یکدیگر هستند که این اثر به حرکت فرمی معروف است. این حرکت می‌تواند اثر زیادی روی تولید ذرات در پدیده ترکش داشته باشد. در کارهایی که تاکنون در زمینه ترکش کوارکها انجام شده است فقط حرکت داخلی اجزای تشکیل دهنده مزون در نظر گرفته شده است[۲] و به دلیل نبودن تابع موج تحلیلی حالت های مقید سه جزیی اثر حرکت فرمی بر روی تولید باریونهای با سه طعم سنگین اعمال نشده است. در فرمالیسم مخروط نوری و در چارچوب تکانه بینهایت تابع موج حالت مقید مزون را بصورت زیر تعریف می کنیم. چون در مدل کوارک-دوکوارک یک مسئله سه جسمی به یک مسئله دو جسمی همانند مزونها تقلیل می‌یابد می‌توان از این معادله به عنوان تابع موج حالت مقید باریون نیز استفاده نمود.

$$\Psi_{L.C}(k_{1T},p_{1T},x_i)= A_M\exp\{-\frac{1}{8\beta^2}[\frac{m_2^2+k_{1T}^2}{x_2}+\frac{m_1^2+p_{1T}^2}{x_1}]\} \qquad (۳)$$

که در آن m_1 جرم کوارک و m_2 جرم پادکوارک و β پارامتر حبس می‌باشد که معیاری از میزان تکانه عرضی اجزای درونی باریون است. x_1 و x_2 کسر تکانه حمل شده توسط هر کدام از اجزاء داخل هادرون بوده و در شرط $x_1+x_2=1$ صدق می کنند. در تابع موج فوق هم سهم تکانه طولی(بواسطه x_i) و هم سهم تکانه عرضی اجزای درونی هادرون (به واسطه k_{1T},p_{1T}) در نظر گرفته شده است به طوری که:

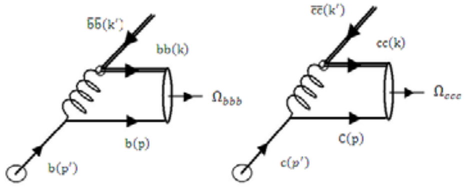
$$\sum_{n,\lambda_i}\int[dx][d^2k_T]|\Psi_n(x_i,k_{1T},\lambda_i)|^2=1 \qquad (۴)$$

$$[dx]=\prod_{i=1}^{n}dx_i\delta(1-\sum_{i=1}^{n}x_i) \qquad (۵)$$

$$[d^2k_T]\equiv\prod_{i=1}^{n}d^2k_{Ti}\,16\pi^3\,\delta^2(\sum_{i=1}^{n}k_{Ti}) \qquad (۶)$$

سینماتیک

دیاگرام فاینمن در پایین‌ترین مرتبه اختلال برای ترکش کوارک (b)c به باریونهای $\Omega_{ccc}^{\frac{1}{2}'},\Omega_{bbb}^{\frac{1}{2}'}$ در شکل ۱ نشان داده شده‌اند. در این حالت دوکوارک در حالت برداری می‌باشد.



شکل ۱.پایین‌ترین مرتبه دیاگرام فاینمن در ترکش کوارک (b)c به باریونهای $\Omega_{ccc}^{\frac{1}{2}'},\Omega_{bbb}^{\frac{1}{2}'}$ در مدل کوارک – دوکوارک

در اینجا در چارچوب تکانه بینهایت کار می‌کنیم که در آن کوارک سنگین اولیه دارای تکانه عرضی p_T' است. این تکانه عرضی توسط پاددوکوارک نهایی $\overline{cc}(\overline{bb})$ که یک جت را تولید می‌کند حمل می‌شود. فرض می کنیم اجزای تشکیل دهنده باریون پس از خلق در امتداد محور z با تکانه عرضی $p_T=-k_T$ حرکت - کنند $(p_T=k_T=q_T)$. بنابراین ذرات دارای چهار تکانه‌ای به صورت زیر می‌باشند.

$$\begin{aligned} p_\mu&=(p_0,p_l,p_T) \qquad k_\mu=(k_0,k_l,k_T)\\ p_\mu'&=(p_0',p_l',p_T') \qquad k_\mu'=(k_0',k_l',k_T') \end{aligned} \qquad (۷)$$

اگر چهار تکانه باریون را با $\overline{P}$ نمایش دهیم می‌توانیم بنویسیم $p_\mu=x_1\overline{P}_\mu\,,k_\mu=x_2\overline{P}_\mu$. بنابراین انرژی ذرات را بصورت زیر پارامتری می‌کنیم

$$\begin{aligned} P_0&=zp_0' \qquad p_0=x_1zp_0'\\ k_0&=x_2zp_0' \qquad k_0'=(1-z)p_0' \end{aligned} \qquad (۸)$$

اینجا پارامتر ترکش را بصورت رابطه زیر در چارچوب تکانه بینهایت تعریف می‌کنیم

$$z=\frac{E_{Baryon}}{E_{Quark}}=\frac{p_0+k_0}{p_0'} \qquad (۹)$$

توابع ترکش

تابع ترکش باریون سنگین که در ترکش مستقیم کوارک سنگین Q بوجود می‌آید از انتگرالگیری فضای فاز مربع دامنه با احتساب پایستگی انرژی-تکانه به دست می‌آید[۳].

$$D_{Q\to\Omega}(z,\mu_0)=1/2\sum_s\int |T_B|^2\ \delta^3(p+k+k'-p')\times d^3p\,d^3k\,d^3p' \qquad (۱۰)$$

که در آن میانگین روی اسپین حالت اولیه و جمع روی اسپین حالات نهایی انجام شده است. μ_0 مقیاس اولیه ترکش و T_B دامنه مربوط به دیاگرام شکل ۱ است که بصورت زیر نوشته می‌شود

$$T_B = -i\int [dx] d^4x\, \Phi_B \{ J_\nu^\mu \left(\frac{1}{q^2}\right) J_\mu^Q \} \qquad (۱۱)$$

در این رابطه j_ν^μ , j_μ^Q جریانهای مربوط به کوارک سنگین اولیه و دوکوارک برداری هستند که چنین تعیین می‌شوند

$$j_\nu^\mu \sim g_s\{-F_E(Q^2)[\chi(k).\chi'(k')]q^\mu + F_M(Q^2)[(k.\chi'(k'))\chi^\mu + (k'.\chi(k))\chi'^\mu]\}e^{-iqx} \qquad (۱۲)$$

که در این رابطه $\chi(k)\,\chi'(k')$ اسپینورهای دوکوارک و پاد دوکوارک برداری می‌باشند که چنین نوشته می‌شوند

$$\chi^\mu = \frac{1}{2\sqrt{2}m_D}[(k_\nu\gamma^\nu + m_D)\gamma^\mu] \qquad (۱۳)$$

$$j_\mu^Q \sim g_s[\bar{u}(p)\gamma_\mu u(p')]e^{-i(p-p')x} \qquad (۱۴)$$

با جایگذاری عبارات (۱۲)، (۱۳) و (۱۴) در رابطه (۱۱) برای باریونهای اسپین $\frac{1}{2}'$ دامنه پراکندگی را بصورت زیر خواهیم داشت

$$\begin{aligned} T_{VB\frac{1}{2}'} &= \frac{16\pi^2\alpha_s^2 F_E(Q^2) f_B C_f}{m_B^2\, 2\sqrt{2p_0p_0'k_0k_0'}\; D_0 q^2} \\ &[\overline{\mathrm{U}}_{\mathrm{B}}\{\overline{\chi}'(\mathrm{k}')(\not{P}+\mathrm{m_B})\gamma_5(\not{k}'+\mathrm{m_D}) \\ &+(1+\mathrm{k})[-2\beta(\mathrm{P}.\chi')(\not{P}-2\mathrm{m_B})\gamma_5 + \\ &\not{k}'(\not{P}+\mathrm{m_B})\gamma_5\chi'\gamma^\mu]\}\mathrm{u}(\mathrm{p}')] \end{aligned} \qquad (۱۵)$$

و به همین ترتیب برای باریون برداری اسپین $\frac{3}{2}$ خواهیم داشت [۴]

$$\begin{aligned} T_{VB\frac{3}{2}} &= \frac{-16\pi^{2\alpha_s^2 C_F f_B}}{8m_B^2\sqrt{2p_0p_0'k_0k_0'}}\frac{F_E(Q^2)}{D_0q^2}\overline{\Psi}^\mu_{\frac{3}{2}}\{\chi'\gamma_\mu(\not{P}+m_B) \\ &(\not{k}'+m_D)-(1+k)[2\beta(P.\chi')(2P_\mu - m_B\gamma_\mu)+\not{k}'\gamma_\mu \\ &(\not{P}+m_B)\chi']\}u(p'). \end{aligned} \qquad (۱۶)$$

با توجه به اینکه اجزای داخلی باریون از لحاظ جرم متفاوت هستند، تکانه عرضی به نسبت جرم اجزاء بین آنها تقسیم می‌شود.

$$p_T = \frac{m_2}{m_1}k_T \qquad (۱۷)$$

که در آن $m_1 = m_Q\ , m_2 = m_D$. سهم‌های انرژی- تکانه حمل شده توسط اجزا نیز به صورت زیر در نظر گرفته شده است

$$x_2 = x \ \ , \ \ x_1 = 1 - x \qquad (۱۸)$$

جهت در نظر گرفتن تکانه عرضی اجزای داخلی باریون در محاسبات تابع ترکش Φ_B را بصورت رابطه (۳) می‌نویسیم. پس از مربع نمودن دامنه‌های (۱۵) و (۱۶) و محاسبه تریس و انتگرالهای فضای فاز [۵] و ضرب‌های نقطه‌ای تابع ترکش را برای باریونهای اسپین $\frac{1}{2}', \frac{3}{2}$ بصورت زیر خواهیم نوشت

$$D_{c\to\Omega_{ccc}^{\frac{1}{2}'}}(z,\mu_0) = \frac{\pi^2\alpha_s\alpha_s c_f^2 Q_v^8 A_M^2 (\Gamma\Gamma)F}{27 m_B^2 q^{12}(p+k+k')^4 z} \qquad (۱۹)$$

$$\begin{aligned} Dz = \\ &10^6\times 1/9(59049\alpha_s^2 Cf^2 A_M^2 F\pi^4 Q_v^8 f(z)\Big((-1+z)^4 z^4(9-18z+(13+9\gamma^2)z^2)\Big(-12(-1+ \\ &z)^2(81+135z+9(1+18\gamma^2)z^2+3(-37+45\gamma^2)z^3+(-2-9\gamma^2+81\gamma^4)z^4)+k(2349- \\ &8100z+9(1549+603\gamma^2)z^2-324(40+33\gamma^2)z^3+(6071+12618\gamma^2+3807\gamma^4)z^4- \\ &4(407+2601\gamma^2+648\gamma^4)z^5+(391+3483\gamma^2-243\gamma^4+729\gamma^6)z^6)+k^2(3321-11340z+ \\ &9(1921+819\gamma^2)z^2-36(376+441\gamma^2)z^3+(5147+16074\gamma^2+4779\gamma^4)z^4-4(269+ \\ &2385\gamma^2+1134\gamma^4)z^5+(259+2403\gamma^2+729\gamma^4+729\gamma^6)z^6)\Big)\Big). \end{aligned} \qquad (۲۰)$$

که در این روابط $\mathrm{A_M}$ از شرط بهنجارش(۴) محاسبه می‌شود و F نیز بصورت زیر است

$$F = \int \frac{k_T\exp\left[\frac{-1}{2\beta^2}\left(\frac{(k_T^2+m_1^2)m_1^2(1-x_2)+m_2^2x_2}{m_1^2x_2(1-x_2)}\right)\right]}{x_2(1-x_2)}dx_2\,dk_T \qquad (۲۱)$$

بحث و نتیجه گیری

در این کار جرم کوارکها $m_c = 1/25\,GeV\ ,\ m_b = 4/25\,GeV$ و ضریب رنگ $\mathrm{C_F}$ را برابر $\frac{4}{3\sqrt{3}}$ در نظر گرفته‌ایم[۵]. سایر کمیاتی که در توابع بکار رفته‌اند در جدول ۱ خلاصه شده است.

جدول۱. پارامترهای مختلف که از آنها در محاسبات خود استفاده کرده‌ایم[۶]

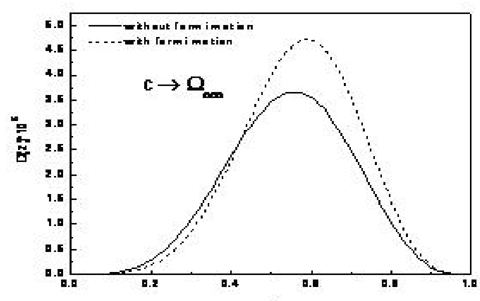
	α_s	β	$\langle k_T^2\rangle$	$\mathrm{Q_V}$
$\Omega_{ccc}^{\frac{1}{2}'}$	۰/۲۶	۱/۳	۱	۲/۹
$\Omega_{ccc}^{\frac{3}{2}}$	۰/۲۶	۱/۶۴	۱	۲/۹
$\Omega_{bbb}^{\frac{1}{2}'}$	۰/۱۸	۳/۵۵	۱	۱۰/۵
$\Omega_{bbb}^{\frac{3}{2}}$	۰/۱۸	۴/۶۵	۱	۱۰/۵

پس از قرار دادن مقادیر اشاره شده در توابع ترکش، احتمال تولید (F.P) و متوسط پارامتر ترکش ($\langle\langle k_T \rangle$) را برای باریونهای برداری اسپین $\frac{1}{2}'$ و اسپین $\frac{3}{2}$ بدست آورده‌ایم که این مقادیر را در جدول۲ با حالتی که در آن از حرکت فرمی اجزا صرفنظر شده است مقایسه نموده‌ایم.

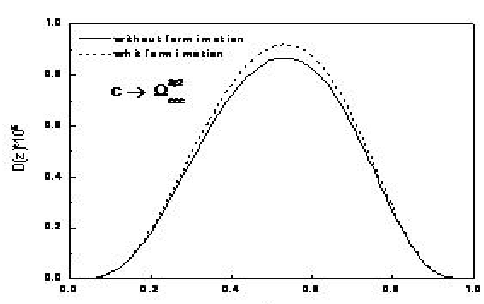
جدول۲. احتمال کل ترکش و مقدار متوسط z .

	با حرکت فرمی		بدون حرکت فرمی	
فرآیند	F.P	$\langle z \rangle$	F.P	$\langle z \rangle$
$c \to \Omega_{ccc}^{\frac{1}{2}'}$	$1/71\times10^{-5}$	0/571	$1/44\times10^{-5}$	0/546
$c \to \Omega_{ccc}^{\frac{3}{2}}$	$4/20\times10^{-6}$	0/517	$3/96\times10^{-6}$	0/517
$b \to \Omega_{bbb}^{\frac{1}{2}'}$	$1/65\times10^{-5}$	0/560	$1/31\times10^{-5}$	0/557
$b \to \Omega_{bbb}^{\frac{3}{2}}$	$6/12\times10^{-7}$	0/510	$5/54\times10^{-7}$	0/510

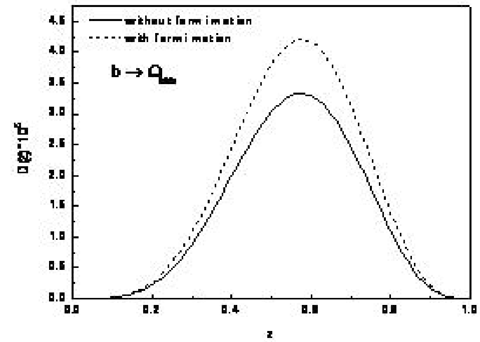
در شکلهای (۲) تا (۵) تابع توزیع احتمال $D(z,\mu_0)$ بر حسب پارامتر ترکش z را برای هر یک از حالات باریونی نمایش داده‌ایم



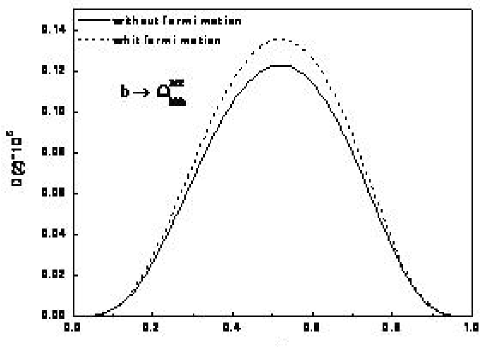
شکل۲. تابع ترکش برای فرآیند $c \to \Omega_{ccc}^{\frac{1}{2}'}$



شکل۳. **تابع ترکش برای فرآیند** $c \to \Omega_{ccc}^{\frac{3}{2}}$



شکل۴. **تابع ترکش برای فرآیند** $b \to \Omega_{bbb}^{\frac{1}{2}'}$



شکل۵. تابع ترکش برای فرآیند $b \to \Omega_{bbb}^{\frac{3}{2}}$

بنابراین می توان نتیجه گرفت که:

۱- احتمال تولید با تاثیر حرکت فرمی برای مقادیر معلوم **β** افزایش می یابد.

۲- مقدار متوسط پارامتر ترکش برای حالتی که حرکت فرمی در نظر گرفته شود نسبت به حالتی که از حرکت فرمی صرف‌نظر شود بیشتر می‌باشد. این امر بدان معنی است که برای انجام فرایند ترکش با در نظر گرفتن حرکت فرمی بایستی کسر بیشتری از انرژی- کوارک اولیه به باریون منتقل شود

مرجع‌ها

[۱] J.Brodsky and C.R.Ji, Phys. Rev. Lett 55(1985)2257.

[۲] M.A.Gomshi Nobary, B.Nikoobakht, J.Naji, Nucl. Phys. A 789(2007)243.

[۳] M.A.Gomshi Nobary and T.Osati, Mod. Phys. Lett. A 74(2000)455.

[۴] M.A.Gomshi Nobary and R.Sepahvand, Phys. Rev. D 76(2007)114006.

[۵] M.A.Gomshi Nobary and R.Sepahvand, Phys. Rev. D71(2005).

[۶] M.A.Gomshi Nobary, J. Phys. G:Nucl. Part. Phys.27(2001)21.

تابع ترکش مزونهای سنگین در فرایند دو فوتونی در انرژی LEP

سپهوند ، علی ؛ عبدالمالکی، حامد[2]

[1]گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تویسرکان، تویسرکان

[2] باشگاه پژوهشگران جوان ، دانشگاه آزاد اسلامی واحد تویسرکان ، تویسرکان

چکیده

تابع ترکش مزونهای سنگین در فرایند دوفوتونی برای انرژی LEP محاسبه شده است. نتایج بدست آمده برحسب دو متغییر z, Pt در مقیاسهای مختلف رسم شده است. همچنین نتایج بدست آمده با مقادیر پیش بینی BFGW مقایسه گردیده

Heavy Mesons Fragmentation Function in Two Photon Collisions at LEP Energy

Sepahvand, ali[1]; abdolmaleki, hamed[2]

[1] Department of Physics, Azad University, Toyserkan branch, iran,
[2] Azad University, Toyserkan branch, Young researchers club, Iran

Abstract

Heavy mesons fragmentation function in the two photon collisions for the LEP energy is calculated. Results in terms of two variables z, Pt is plotted on different scales. The results are compared with BFGW LO predication.

PACS No 12.38.Bx, 12.38.Cy

مقدمه

کوارکهای سنگین بدلیل ماهیت مقیدی که دارند توسط معادله شرودینگر به خوبی توصیف می گردند. در این میان بیان پتانسیلی که در بر گیرنده تمام ابعاد هسته باشد، نقش بسیار مهمی را ایفا می کند. تابع موج در مبداء محاسبه شده توسط معادله شرودینگر یکی از ابزار های مفید برای محاسبه تابع ترکش می باشد.(۱)

تولید کوارکهای سنگین در فرایند دو فوتونی توسط ساختار یک ذره واسطه بنیادی بیان می گردد(۲). این محاسبات در QCD اختلالی که کورارکها و گلئو نها با فوتون جفت می شوند انجام می پذیرد. در فرایند دو فوتونی هر کدام ازفوتون ها می توانند شبه نقطه ای یا شبه هادرونی باشند

سینماتیک مساله

چون فرایند ترکش در تکانه های بالا انجام می گیرد و در چارچوب تکانه بینهایت تمام ذرات در یک راستا حرکت می کنند بنابراین با توجه به دیاگرام فاینمن (شکل ۱)مساله می توان چار بردار تکانه مربوط به ذرات را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\begin{array}{lll} P_{1\mu}=\left(P_{10},P_{1L},P_{1T}\right) & , & P'_{1\mu}=\left(P'_{10},P'_{1L},P'_{1T}\right) \\ P_{2\mu}=\left(P_{20},P_{2L},P_{2T}\right) & , & P'_{2\mu}=\left(P'_{20},P'_{2L},P'_{2T}\right) \\ P'_{1T}=P'_{2T}=0 & , & \mathrm{P}_{T}=P_{1T}=P_{2T} \end{array} \qquad (۱)$$

در مدل پارتونی هر کدام از اجزاء تشکیل دهنده پارتون کسری از انرژی - اندازه حرکت آن را حمل می کنند.به طوری که رابطه $\sum_{parton} X_i=1$ برقرار باشد، اگر $\overline{\mathrm{P}}$ چار بردار تکانه مزون خروجی باشد، بنابراین می توان نوشت:

$$P'_{1\mu} = X_1 \overline{P} \quad , \quad P'_{2\mu} = X_2 \overline{P} \tag{۲}$$
$$X_1 + X_2 = 1$$

از طرفی کسر Z از انرژی – اندازه حرکت مزونی که توسط کوارک حمل می شود، ینابراین می توان نوشت:

$$Z = \frac{P_{Hadron}}{P_{photon}} = \frac{\overline{P}}{P_i} = \frac{\overline{P}}{P_2} \tag{۳}$$
$$P'_{1\mu} = X_1 Z P_{2\mu} \quad , \quad P'_{2\mu} = X_2 Z P_{2\mu}$$
$$P_{2\mu} = P_{2\mu} \qquad , \quad P_{1\mu} = (1-Z) P_{2\mu}$$

فرایند ترکش:

می توان تابع ترکش برای هادرونهای سنگین را در حالت عمومی به صورت زیر نوشت(۳)

$$D(z, \mu_0) = \sum_n d_n(z, \mu_0) \left\langle o_n^x \right\rangle \tag{۴}$$

در اینجا $d_n(z, \mu_0)$ احتمال اینکه کوارک i ام به صورت یک جت در حالت n ام باشد و $\left\langle o_n^x \right\rangle$ نیز احتمال اینکه یک جفت کواذک- پاد کوارک در حالت n ، در حالت هادرونیH یافت شوند.

$$\left\langle o_n^x \right\rangle = -i \int [dx] \left(T_D \Phi_M \right)^2 \tag{۵}$$

که Φ_M تابع موج مزونی و T_D دامنه پراکندگی سخت است. در انتقال تکانه بینهایت تابع موج حالت مقید هادرونی به صورت تابع دلتا رفتار می کند چون کوارکهای سنگین حالت مقید تشکیل می دهند بنا براین تابع موج برای مزونها به صورت زیر نوشته می شود:.

$$\Phi_M = \frac{f_M}{m_M} \delta(x_i - \frac{m_i}{m_M}) \tag{۶}$$

که در اینجا f_M , m_M ثابت اشکار سازی و جرم مزون هستند. m_i می تواند هر کدام از کوارکها یا انتی کوارک باشد.

$$[dx] = \prod_i dx_i \delta(1 - \sum_i x_i) \tag{۷}$$

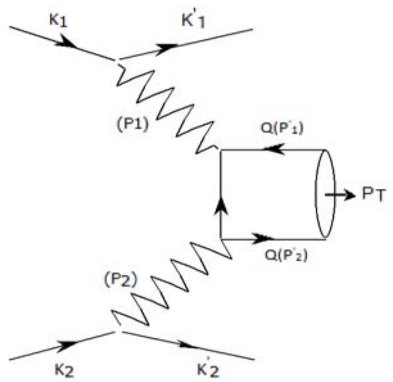
که در رابطه بالا جمع و ضرب روی تمام حالتهای کوارکی که هادرون را تشکیل می دهند بسته می شود. می توان T_D دامنه پراکندگی سخت را به صورت زیر تعریف می گردد.

$$T_D = \int d^4x \left(j^{\mu}_{(1)} \left(1/q^2 \right) j^{(2)}_{\mu} \right) \tag{۸}$$

که در آن $j_\mu^{(1)}, j_\mu^{(2)}$ چگالی جریان ناشی نمودار فاینمن شکل(۱) می باشد. بنابر مدل سوزوکی (۴) می توان دامنه پراکندگی سخت را به صورت زیر نوشت:

$$T_D = \frac{\alpha m_1 m_2 M}{\sqrt{p'_{01} p'_{02} p_{02} p_{01}}} \frac{\delta^3 \left(p'_2 - p'_1 - p_2 - p_1 \right)}{\left(p'_{02} - p'_{01} - p_{02} - p_{01} \right)} \mathrm{M} \tag{۹}$$

عبارت $\left(p'_{01} + p'_{02} + p_{02} - p_{01} \right)$ در مخرج کسر از آنجا ناشی می شود که چون مزون در پوسته جرمی خود قرار دارد بنا براین پایستگی انرژی نداریم . دامنه پراکندگی ناوردا[۳۸] با توجه به شکل (۱) ناشی از دوسهم می باشد:



شکل 3: نمودار فاینمن برای نابودی ذوج الکترون – پزیترون

(۱۰)

$$\mathrm{M} = \left| \mathrm{M}_1 + \mathrm{M}_2 \right|$$
$$-i\mathrm{M}_1 = \bar{V}(p'_1)[\varepsilon'^*_\nu (ie\gamma^\nu) \frac{-\not{p}'_1 - \not{p}_1 + m}{(p'_1 + p_1)^2 - m^2} \varepsilon_\mu (ie\gamma^\mu)] U(p_1)$$
$$-i\mathrm{M}_2 = \bar{V}(p'_2)[\varepsilon'^*_\nu (ie\gamma^\nu) \frac{\not{p}'_2 + \not{p}_1 + m}{(p'_2 + p_1)^2 - m^2} \varepsilon_\mu (ie\gamma^\mu)] U(p_1)$$

با در نظر گرفتن تمام حالتهای اسپینی بهتراست دامنه پراکندگی ناوردا را به صورت زیر در نظر بگیریم.

$$\left| \mathrm{M} \right|^2 \to \left| \bar{\mathrm{M}} \right|^2 = \frac{1}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \sum_{\text{all spin}} \left| \mathrm{M} \right|^2 \tag{۱۱}$$

که S_1 و S_2 اسپین کل ذره شماره ۱ و ۲ هستند.بنابراین با توجه به $\mathrm{M}_1 \times \mathrm{M}_2^* = 0$ می توان نوشت:

[38] Invariant amplitude

$$\left|\bar{M}\right|^2 \cong \left|\bar{M}_1\right|^2 + \left|\bar{M}_2\right|^2 \quad (۱۲)$$

با استفاده از متغیر های ناوردای مندلستون می توان دامنه پراکندگی ناوردا را بصورت زیر نوشت:

$$\left|\bar{M}\right|^2 = 2e^4\left(-\frac{s}{u}-\frac{u}{s}+\frac{2Q^2t}{su}\right)$$

$$s = (P_1+P_2)^2 \cong 2P_1.P_2 \quad (۱۳)$$

$$\mathrm{u} = (P_1-P_2')^2 \cong -2P_1.P_2' \qquad \mathrm{t} = (P_1-P_1')^2 \cong -2P_1.P_1'$$

که در آن جمله سوم ناشی Q^2 جرم فوتون مجازی می باشد. می توان تکانه فوتون مجازی را با استفاده از تکانه الکترون و پزیترون نوشت بنابراین:

$$Q^2 = -(k_i - k_i')^2 \cong -k_i^2 \quad (۱۴)$$

در دستگاه مرکز جرم می توان گفت هر کدام از فوتون ها سهم برابری از انرژی مرکز جرم را حمل می کنند بنابراین:

$$P_1+P_2 = \sqrt{S_{e^-e^+}} \Rightarrow P_1 = P_2 = \frac{\sqrt{S_{e^-e^+}}}{2} \quad (۱۵)$$

$$S_{e^-e^+} = (K_1+K_2)^2 \cong 2K_1K_2$$

محاسبه ضربهای نقطه ایی

برای محاسبه این ضربها از خواص چار بردار و روابط (۳) استفاده می کنیم.

$$2(P_1'.P_1) = \frac{1\text{-Z}}{\mathrm{X_1Z}}\left(\mathrm{m_1^2+P_T^2}\right)+\frac{\mathrm{X_1Z}}{1\text{-Z}}\left(\mathrm{m_{1\gamma}^2+P_T^2}\right)$$

$$2(P_1.P_2') = \frac{XZ}{1\text{-Z}}(\mathrm{m_{1\gamma}^2+P_T^2})+\frac{1\text{-Z}}{XZ}\left(\mathrm{m_2^2+P_T^2}\right) \quad (۱۶)$$

$$2(P_1.P_2) = 1\text{-Z}\left(\mathrm{m^{*2}_{2\gamma}+P_T^2}\right)+\frac{1}{1\text{-Z}}\left(\mathrm{m_{1\gamma}^2+P_T^2}\right)+2\mathrm{P_T^2}$$

که در رابطه بالا $X_1 = X_2 = X$ می باشد. با قرار دادن رابطه بالا در (۱۳) ، دامنه پراکندگی نا وردا بدست می آید که به کمک آن و رابطه عامل بندی (۳) تابع ترکش بصورت زیر به دست می آید:

$$D(z,\mu_0) = \sum_n d_n(z,\mu_0)\left\langle o_n^x\right\rangle$$

$$D(z,\mu_0) = \frac{1}{2}\left(\alpha m_1 m_2 M\right)^2 WFO \quad (۱۷)$$

$$\times\int d^3\bar{P}d^3P_1\,\frac{\delta^3\left(\bar{p}+p_1-p_2\right)}{\bar{p}_0 p_{01}p_{02}\left(\bar{p}_0+p_{01}-p_{02}\right)^2}\left|M\right|^2$$

محاسبه انتگرال های مختلف

در این فضا انتگرالهای فضائی تنها روی سه کمیت p_1' , p_2' , p_2 گرفته می شود.

$$\int d^3\bar{P}\,\frac{\delta^3\left(\bar{p}+p_1-p_2\right)}{\left(\bar{p}_0+p_{01}-p_{02}\right)^2} = \frac{(p_{02})^2}{(\bar{p}+p_1)^4}$$

$$\int f(z,P_{2T})d^3P_1 = \int f(z,P_{1T})dP_{1L}d^2P_{1T} \quad (۱۸)$$

$$= x^2M^2p_{02}f\left(z,\left\langle P_{1T}\right\rangle^{1/2}\right)$$

با توجه به چارچوب تکانه بینهایت انتگرال روی تکانه طولی کوارک و پاد کوارک را می توان به انتگرال روی انرژی آنها تبدیل کرد وهمچنین انتگرال روی تکانه عرضی با $\left\langle P_{2T}\right\rangle^{1/2}$ جایگذاری کنیم.

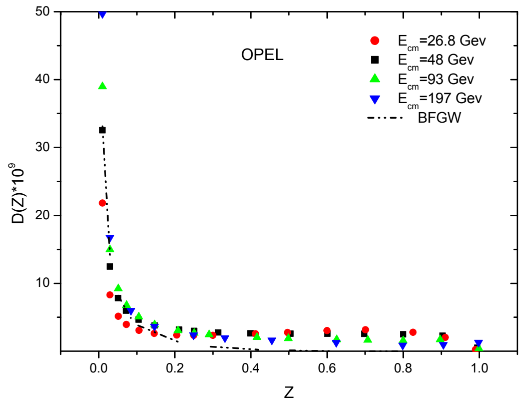
حال با قرار دادن روابط (۱۳)و (۱۸) در (۱۷) می توان تابع ترکش برای هادرون های سنگین به صورت نوشت:

$$D(z,\mu_0) = \frac{1}{2}\left(\alpha m_1 m_2 M\right)^2 WFO\,\frac{\left|M\right|^2}{2(1-Z)Z^2\xi^2} \quad (۱۹)$$

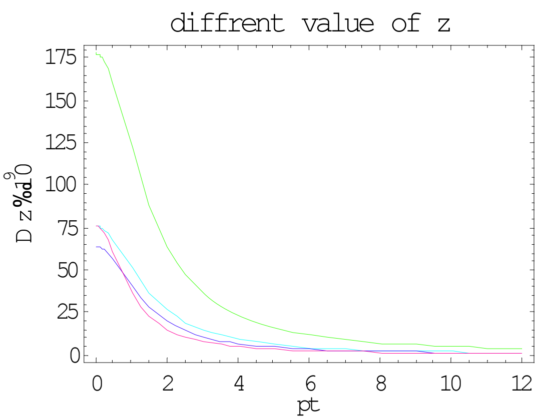
در رابطه بالا $\left|M\right|^2$ طبق رابطه (۱۳) تعریف می گردد. و ξ^2 نیز طبق رابطه زیر معرفی می گردد:

$$\xi^2 = M^2 - t - u$$

که $\mathrm{t, u}$ متغیر های مندلستون و M نیزجرم مزون نهایی می باشند. در زیر تابع تر کش بر حسب کمیت Z برای مقادیر مختلف انرژی مرکز جرم رسم گردیده است.



شکل ۲: تابع ترکش رسم شده بر حسب z به ازای مقاس های مختلف که با مقدار پیش بینی BFGW(۵) (نقطه چین) مقایسه شده است.



شکل ۳: تابع تر کش بر حسب pt به ازای مقادیر مختلف z

نتیجه گیری:

تابع ترکش در فرایند دوفوتونی برای انرژی LEP در فراینددوفوتونی محاسبه شده است. این تابع تر کش درمقیاس های مختلف بر حسب کمیت Z (شکل۲) و کمیت Pt (شکل۳) رسم شده است. و با مقادیر پیش بینی شده در دومین مرتبه نمودار فاینمن توسط BFGW (۵)مقایسه شده است.

مرجع ها:

[۱] G. R. Boroun and H. Abdolmalki, Phys. Scr. 80 (2009) 065003.

[۲] S. Frixione et al, arXiv:hep-ph/002112v1 10 Feb 2000

[۳] Braaten E and Cheung K 1995 Phys. Rev. D 51 4819

[۴] M.A. Gomshi Nobary and B. Javadi, Eur.Phys.J.C42, (2005)37.
E. Braaten, S. Fleming and T.C. Yuan, Ann. Rev. Nuc.Part. Sci. 46,(1996) 197.

[۵] L. Bourhis, et al, arXiv:hep-ph/0009101v1 8 Sep 2000

محاسبه توابع ترکش کائون تا مرتبه NLO

سلیمانی‌نیا، مریم[۱و۳]؛ خرمیان، علی[۱و۳]؛ موسوی نژاد، محمد[۲و۳]

[۱] *گروه فیزیک، دانشگاه سمنان*

[۲] *دانشکده فیزیک دانشگاه یزد*

[۳] *پژوهشکده فیزیک ذرات و شتابگرها، پژوهشگاه دانش‌های بنیادی* **(IPM)**

چکیده

در این مقاله توابع ترکش جدیدی برای مزون کائون ارائه می‌دهیم که مربوط به فرآیند تولید هادرون در نابودی الکترون–پوزیترون هستند. این توابع ترکش توسط آنالیز برازش کلی χ^2 و به کمک داده‌های گزارش شده از گروه‌های TPC, TOPAZ, OPAL, DELPHHI SLD, ALEPH و TASSO در مقیاس اولیه‌ی $Q_0^2 = 1GeV^2$ تا مرتبه‌ی NLO محاسبه می‌شوند. اهمیت این برازش در استفاده از داده‌هایی است که در آن‌ها فرآیند ترکش به صورت مجزا برای کوارک‌های سبک u, d, s و سنگین c, b در نظر گرفته می‌شود.

Determination of Kaon Fragmentation Functions up to NLO

Soleymaninia, Maryam[1,3]; Khorramian, Ali[1,3]; Moosavi Nejad, Mohammad[2,3]

[1] *Department of Physics, Semnan University, Semnan,*
[2] *Department of Physics, Yazd University, Yazd,*
[3] *School of particles and accelerators, Institute for Research in Fundamental Science (IPM), P.O. Box 19395-5531, Tehran, Iran*

Abstract

In this paper, we present new kaon fragmentation functions related to the hadron production process in electron-positron annihilation. These fragmentation functions are calculated by global fitting analysis and data reported by TOPAZ, OPAL, SLD, DELPHI, ALEPH and TASSO collaborations in initial scale $Q_0^2 = 1GeV^2$ up to NLO order. The importance of this fitting is to use the data in which fragmentation is considered as separated process for light (u, d, s) and heavy (c, b) quarks.

PACS No. (13)

مقدمه

در سیستم فرآیندهای هادرونی انرژی بالا مانند RHIC[۳۹] و LHC[۴۰] استفاده از پیشگویی‌های QCD[۴۱] برای تعیین آهنگ واپاشی یا سطح مقطع فرایندهای تولید هادرون ضروری است.

محاسبه بخش اختلالی بسیاری از فرآیندهای هادرونی، در QCD اختلالی، تا مراتب NLO و حتی NNLO انجام شده است. جزء مهم دیگر، تعیین بخش غیراختلالی فرایند است که در حالت کلی به کمک توابع توزیع پارتون و توابع ترکش توصیف می‌شوند.

توابع ترکش، توصیف کننده بخش هادرونی برهمکنش‌های انرژی بالا همانند نابودی الکترون–پوزیترون، پراکندگی لپتون‌ها از نوکلئون‌ها، برخوردهای پروتون–پروتون و برخوردهای یون‌های سنگین هستند. از آنجا که توابع ترکش مربوط به بخش QCD

---

۳۹ Relativistic Heavy Ion Collider
۴۰ Large Hadron Collider
۴۱ Quantum Chromo Dynamics

غیراختلالی می‌باشند بنابراین نمی‌توان آن‌ها را فقط از روش‌های تئوری محاسبه کرد. محاسبه‌ی این توابع شبیه به تعیین توابع توزیع پارتون‌ها است [۴-۱] و داده‌های آزمایشگاهی برای تعیین مجهولات تئوری به کار می‌روند. در این مقاله از داده‌های نابودی الکترون-پوزیترون برای تعیین توابع ترکش در مراتب LO و NLO استفاده می‌کنیم.

در مدل پارتون، توابع ترکش $D_p^h(z)$ مفهوم چگالی احتمال را دارند که در آن

$$z = 2E_h / Q = 2p_h.q / Q^2 \qquad (۱)$$

کسری از تکانه است که هادرون از پارتون دریافت می‌کند. به عبارتی $D_p^h(z)dz$ بیانگر تعداد هادرون‌هایی بوجود آمده از پارتون نهایی p است که دارای کسر تکانه خطی در ناحیه $(z, z+dz)$ هستند.

ترکش پارتون در برخوردهای e^+e^-

در تعیین تابع ترکش همواره از فرایندی که بیشترین و دقیقترین داده‌های آزمایشگاهی برای آن موجود است استفاده می-شود. لذا فرایند نابودی الکترون- پوزیترون با سطح مقطع تعریف شده به صورت

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \to \gamma, Z^0 \to h, X)}{dz} \equiv \frac{d\sigma^h}{dz} = \frac{d\sigma_T^h}{dz} + \frac{d\sigma_L^h}{dz}, \qquad (۲)$$

را در نظر می‌گیریم که در آن E_h انرژی هادرون تولید شده در مقیاس انرژی $Q/2 = \sqrt{s}/2$ است. سمت راست معادله‌ی (۲) به سهم‌های مربوط به بوزون‌های مجازی عرضی (T) و طولی (L) تقسیم شده است که محور قطبش در جهت تکانه‌ی هادرون h است.

مطابق با قضیه جداسازی[۴۲] در تئوری QCD می‌توان بخش اختلالی و غیراختلالی فرایند را از هم جدا کرد که در این صورت برای سطح مقطع دیفرانسیلی داریم

$$\frac{d\sigma_{P=T,L}^h}{dz} = \sum_{i=u,d,s,...} \int_z^۱ \frac{d\varsigma}{\varsigma} C_P^i(\varsigma, Q^۲, \mu_R^۲) \times D_i^h(\frac{z}{\varsigma}, \mu_F^۲), \qquad (۳)$$

که $\mu_F^۲$ و $\mu_R^۲$ مقیاس‌های جداسازی و بازبهنجارش بوده و مقادیر آنها اختیاری است. لذا جهت ساده سازی همواره فرض می‌کنیم $\mu_F^۲ = \mu_R^۲ = Q^۲$.

در رهیافت بازبهنجارش $\overline{MS}$[۴۳]، شرط زیر را برای تابع ترکش داریم

$$\int_z^1 dz z \sum_h D_i^h(z) = 1, \qquad (۴)$$

که بیانگر اصل بقاء انرژی است. همچنین

$$\frac{1}{2\sigma_{tot}} \int_0^1 dz z \sum_h \frac{d\sigma^h}{dz} = 1. \qquad (۵)$$

توابع ترکش در مقیاس اولیه Q_0^2 به صورت تابعی از پارامترهای مجهول تعریف می‌شوند و سپس با استفاده از برازش داده‌های مربوط به فرایند $e^+ + e^- \to h + X$ (که $h = K^\pm$) پارامترها تعیین می‌شوند [۷-۵].

در این مقاله توابع ترکش طبق قاعده‌ی خاص پارامتری می-شوند. توابع پارامتری برای کوارک‌های ظرفیت u و d یکسان و برای کوارک ظرفیت s (به دلیل اختلاف جرمش با کوارک‌های سبک) متفاوت در نظر گرفته می‌شوند. همچنین برای همه‌ی کوارک‌های دریای سبک، تابع ترکش مشترک تعریف می‌نماییم. گلئون، کوارک c و b هر کدام فرم پارامتری مخصوص به خود دارند و این کوارک‌های سنگین دارای فرم یکسانی با پاد کوارک-های خود هستند.

فرم کلی تابع ترکش در این مقاله برای کوارک‌های سبک عبارتست از

$$D(z, Q_0^2) = Nz^\alpha (1-z)^\beta (1 + \gamma z + \lambda x^{0.5}), \qquad (۶)$$

و برای کوارک‌های سنگین و گلئون به صورت

$$D(z, Q_۰^۲) = Nz^\alpha (۱-z)^\beta \qquad (۷)$$

در نظر گرفته می‌شود. با توجه به این که مزون K^+ از کوارک-های سبک $u\bar{s}$ تشکیل شده است توابع ترکش برای کوارک‌های سبک و گلئون بدین صورت تعریف می‌شوند

$$D_u^{K^+}(z, Q_0^2) = N_u^{K^+} z^{\alpha_u^{K^+}} (1-z)^{\beta_u^{K^+}} (1 + \gamma_u^{K^+} z + \lambda_u^{K^+} z^{0.5}), \qquad (۸)$$

$$D_{\bar{s}}^{K^+}(z, Q_0^2) = N_{\bar{s}}^{K^+} z^{\alpha_{\bar{s}}^{K^+}} (1-z)^{\beta_{\bar{s}}^{K^+}} (1 + \gamma_{\bar{s}}^{K^+} z + \lambda_{\bar{s}}^{K^+} z^{0.5}), \qquad (۹)$$

---

۴۲ Factorization

۴۳ Modified minimal subtraction

$$D_{\bar u}^{K^+}(z,Q_0^2) = D_d^{K^+}(z,Q_0^2) = D_{\bar d}^{K^+}(z,Q_0^2) = D_s^{K^+}(z,Q_0^2) = N_{\bar u}^{K^+} z^{\alpha_{\bar u}^{K^+}} (1-z)^{\beta_{\bar u}^{k^+}} (1+\gamma_{\bar u}^{K^+} z + \lambda_{\bar u}^{K^+} z^{0.5}), \quad (۱۰)$$

$$D_g^{K^+}(z,Q_0^2) = N_g^{K^+} z^{\alpha_g^{K^+}} (1-z)^{\beta_g^{K^+}} . \quad (۱۱)$$

توابع ترکش بالا را در مقیاس اولیه برابر با $Q_0^2 = 1GeV^2$ تعریف کرده‌ایم. اما اگر پایون از کوارک‌های سنگین c,b تولید شود به دلیل تفاوت جرم آن‌ها با کوارک‌های سبک توابع ترکش مجزا برای آن‌ها تعریف می‌کنیم:

$$D_c^{K^+}(z;Q_0^2) = D_{\bar c}^{K^+}(z,Q_0^2) = N_c^{K^+} z^{\alpha_c^{K^+}} (1-z)^{\beta_c^{K^+}} , \quad (۱۲)$$

$$D_b^{K^+}(z;Q_0^2) = D_{\bar b}^{k^+}(z,Q_0^2) = N_b^{K^+} z^{\alpha_b^{K^+}} (1-z)^{\beta_b^{K^+}} . \quad (۱۳)$$

برای محاسبه‌ی تحول‌های Q^2 و همچنین ثابت جفت شدگی $\alpha_s(Q^2)$، برای کوارک‌های سنگین انرژی آستانه $Q^2 = m_c^2, m_b^2$ در نظر گرفته می‌شود.

بدین ترتیب با استفاده از داده‌های تجربی $e^+ + e^- \to K^\pm + X$ [۸–۱۱] و توابع ترکش در مقیاس اولیه می‌توان برازش را برای محاسبه‌ی χ^2 انجام داد [۱۲ و۱۳]

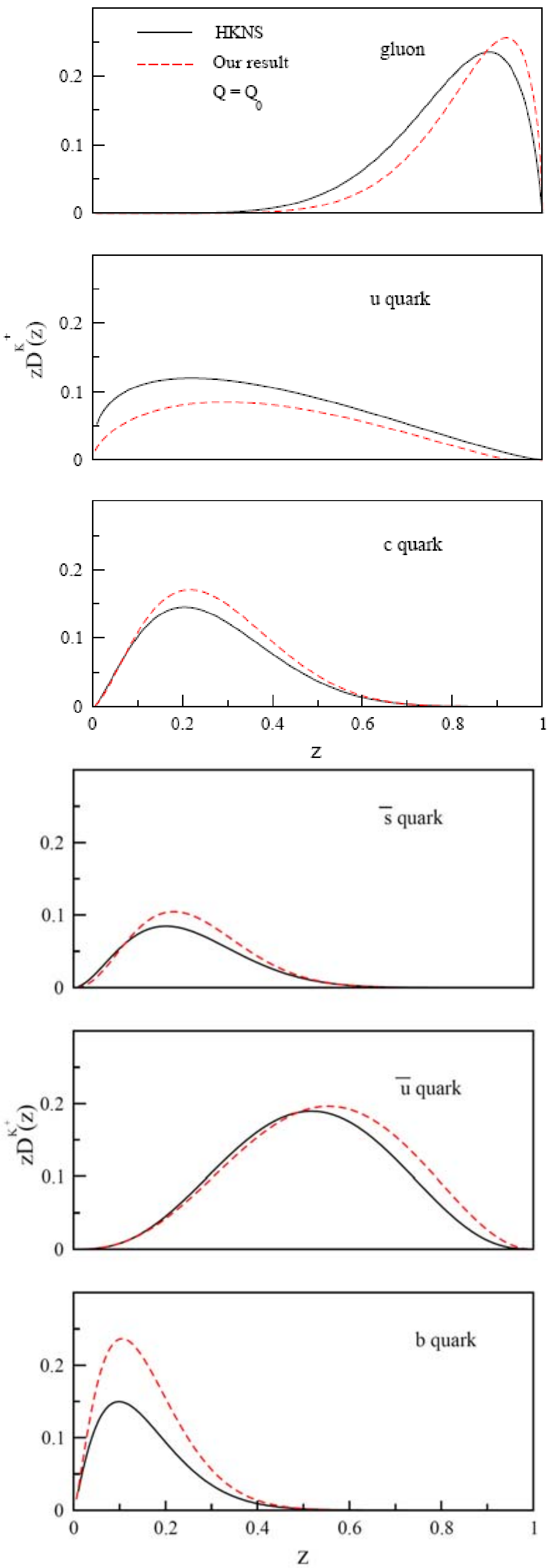
$$\chi^2 = \sum_j \frac{(F_j^{data} - F_j^{theo})^2}{(\sigma_j^{data})^2}, \quad (۱۴)$$

که F_j^{data} و F_j^{theo} مقادیر آزمایشگاهی و تئوری سطح مقطع دیفرانسیلی $F(z,Q^2)$ می‌باشند. خطاهای آزمایشگاهی شامل خطاهای سیستماتیک و خطاهای آماری هستند

$$(\sigma_j^{data})^2 = (\sigma_j^{sys})^2 + (\sigma_j^{stat})^2 . \quad (۱۵)$$

نتیجه گیری

در این مقاله توابع ترکش جدید برای کائون تا مرتبه‌ی NLO با استفاده از برازش داده‌های مربوط به تولید کائون از نابودی الکترون– پوزیترون بدست آمده‌اند که در شکل ۱ نمایش داده شده‌اند و با نتایج گروه دیگر به نام HKNS [۵] مقایسه شده‌اند. نتیجه‌ی این مقایسه حاکی از قابل قبول بودن نتایج ما با سایر گرو-های تئوری است.



شکل۱ : توابع ترکش کائون در $Q_0^2 = 1GeV^2, m_c^2, m_b^2$ در مراتب NLO.

مرجع‌ها

[۱] M.Soleymaninia, Ali N. Khorramian, *Int. J. Mod. Phys. A* **26** (2011), 686-687.

[۲] M.Soleymaninia, Ali N. Khorramian, S. Atashbar, Proceedings of the Conference in Honor of Murray Gell-Mann's 80th Birthday, *World Scientific*, 451-458 (2010).

[۳] A. N. Khorramian, H. Khanpour, S. Atashbar Tehrani, *Phys. Rev. D* **81**: 014013, 2010.

[۴] Ali N. Khorramian, H. Khanpour, S. Atashbar Tehrani, PoS EPS-HEP2009:393,2009.

[۵] M. Hirai, S. Kumano, T.-H. Nagai, and K. Sudoh, *Phys. Rev. D* **75** (2007), 094009.

[۶] M. Hirai and S. Kumano, *Nucl. Phys. B* **813** (2009).

[۷] D. de Florian, R. Sassot, and M. Stratmann, *Phys. Rev. D* **75** (2007).

[۸] K. Abe et al. (SLD Collaboration), Phys. Rev. D 69, 072003 (2004).

[۹] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Eur. Phys. J. C 5, 585 (1998).

[۱۰] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), Z. Phys. C 66, 355 (1995).

[۱۱] R. Akers et al. (OPAL Collaboration), Z. Phys. C 63, 181 (1994).

[۱۲] MB. A. Kniehl and G. Kramer, *Phys. Rev. D* **71**, 094013 (2005); 74, 037502 (2006).

[۱۳] S. Kretzer, *Phys. Rev. D* **62**, 054001 (2000).

واپاشی مزون B به مزون های بردار- محور درتقریب فاکتوریزیشن QCD

سیاحی ، محبوبه ؛ مهربان ، حسین

[۱و۲] *گروه فیزیک ، دانشگاه سمنان*

چکیده

در این مقاله، واپاشی هادرونی واپاشی های $B\to J/\psi\, K_1(1400)$ و $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ با استفاده از روش فاکتوریزیشن QCD و همچنین فاکتوریزیشن تعمیم یافته بدست آورده شده است. با محاسبه ضرائب موثر a_i^h برای مقادیر هلیسیته $h=0, +, -$ سهم های متفاوتی از دامنه واپاشی را بدست آورده ایم. فرض می کنیم که مزون J/ψ به صورت مزونی سبک در مقایسه با مزون B رفتار می کند. نسبت تناسبات واپاشی های $B\to J/\psi\, K_1(1400)$ و $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ به طور تجربی به ترتیب $<5\times10^{-4}$ و $(1.8\pm0.5)\times10^{-3}$ است. بهترین نتایج بدست آمده در این مقاله برای واپاشی $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ برابر با 1.79×10^{-3} و 1.4×10^{-3} به ترتیب برای زاویه های mixing $\theta=$ ۵۸° و $\theta=$ ۳۲° و برای واپاشی $B\to J/\psi\, K_1(1400)$ بهترین نتیجه در زاویه $\theta=$ ۳۲° برابر 3.45×10^{-4} بدست آمده است.

B to Axial-Vector Mesons decays in QCD Factorization Approach

Sayahi, Mahboobeh; Mehrban, Hossein

Department Physics, Semnan University

Abstract

In this paper, the hadronic decays $B\to J/\psi\, K_1(1400)$ and $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ have been analyzed within QCD factorization approach and also in generalized factorization. The effective coefficients a_i^h have been calculated for three helicity states h=0, +, –; which are given different contributions of amplitudes. We have considered that J/ψ treat as a light meson in comparison with B. For $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ and $B\to J/\psi\, K_1(1400)$, the experiment data of branching ratios are $(1.8\pm0.5)\times10^{-3}$ and $<5\times10^{-4}$, respectively. Our best obtained results are 1.79×10^{-3} at $\theta=58°$ and 1.4×10^{-3} at $\theta=32°$ for $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ decay. And for $B\to J/\psi\, K_1(1400)$, we have 3.45×10^{-4} at $\theta=32°$.

مقدمه

عمومی ترین روش پدیدارشناسی برای بررسی خواص واپاشی های مزون B تقریب فاکتوریزیشن می باشد که با استفاده از هامیلتونی مؤثر، نسبت های انشعابی واپاشی هادرونی مزون B محاسبه می شود. در اینجا به صورت تئوری، واپاشی های هادرونی $B\to J/\psi\, K_1(1400)$ و $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ در فاکتوریزیشن QCD را بررسی کرده ایم که در آن مزون تابیده شدۀ J/ψ یک کوارکونیوم برداری است. در این واپاشی ها با توجه به نوع واپاشی ضعیف؛ کوارک ناظر در مزون B توسط مزون های بردار-محور سبک حمل می شود. به هر حال مسئلۀ خاصی که در مورد J/ψ وجود دارد این است که اندازۀ چارمونیوم بسیار کوچکتر از آن است که بتواند همپوشانی با سیستم(B, K) داشته باشد و در واقع در این سیستم همانند مزونی سبک رفتار می کند؛ از اینرو ما را ملزم به روش فاکتوریزیشن اصلاح یافته در این دسته واپاشی ها می سازد. هامیلتونی مؤثر H_{eff} به صورت زیر نوشته می شود:

$$H_{eff}=\frac{G_F}{\sqrt{2}}\left(V_{cb}V_{cs}^{*}\left(C_1O_1+C_2O_2\right)-V_{tb}V_{ts}^{*}\sum_{i=3}^{10}C_iO_i\right) \tag{۱}$$

که C_i ضرائب ویلسون در مرتبۀ دوم (NLO) هستند که در مقیاس بازبهنجارش $\mu=m_b$ بدست آورده شده اند. $V_{cb}V_{cs}^{*}$ و $V_{tb}V_{ts}^{*}$ ضرب عناصر ماتریس CKM می باشند. عملگرهای $O_i(\mu)$ عملگرهای موضعی اند که به طور مؤثر ، واپاشی مورد نظر را با باز سازی اندرکنش ضعیف کوارک ها در تقریب نقطه

ای کنترل می کنند. عملگرهای مربوطه در H_{eff} عملگرهای موضعی جریان –جریان ، پنگوئنی QCD و پنگوئنی الکتروویک می باشند. برای بدست آوردن دامنه واپاشی، هامیلتونی موثر را روی حالات نهائی اثر می دهیم. در نتیجه دامنه های واپاشی غیر لپتونی B شامل عناصر هادرونی ماتریس، $\langle M_1 M_2 \mid O_i \mid B \rangle$ ؛ است و محاسبهٔ آن دشوار است، چون نیازمند عناصر ماتریسی هادرونی عملگرهای چهار کوارکی است. با فرض اینکه آنها با حالت میانی خلاء آمیخته شوند، به ضرب دو عنصر ماتریسی از جریان دو کوارکی فاکتور می شوند، که متناسب با فرم فاکتور گذار ضعیف و ثابت واپاشی است[۱و۲].

حالت های فیزیکی $K_1(1270)$ و $K_1(1400)$ ترکیبی از حالت های K_{1A} و K_{1B} می باشند که روابط آنها به صورت زیر پارامتر گذاری می شود[۳]:

$$\begin{aligned} K_1(1270) &= K_{1A}\sin\theta + K_{1B}\cos\theta \\ K_1(1400) &= K_{1A}\cos\theta - K_{1B}\sin\theta \end{aligned} \qquad (۲)$$

که K_{1A} و K_{1B} مزون های بردار-محور $^3p_1$ و $^1p_1$ می باشند و θ زاویه mixing این دو مزون را بیان می کند. با استفاده از داده های تجربی مربوط به جرم ها و نسبت های جزئی مزون های K_{1A} و K_{1B} دو جواب برای این زاویه در مرجع [۴] داده شده است که مقادیر آنها برابر ۳۲° و ۵۸° می باشد. از اینرو دامنه های واپاشی فیزیکی این دو واپاشی را به صورت زیر داریم:

$$\begin{aligned} &A(B \to J/\psi\, K_1(1270)) = \\ &A(B \to J/\psi\, K_{1A})\sin\theta + A(B \to J/\psi\, K_{1B})\cos\theta \\ &A(B \to J/\psi\, K_1(1400)) = \\ &A(B \to J/\psi\, K_{1A})\cos\theta - A(B \to J/\psi\, K_{1B})\sin\theta \end{aligned} \qquad (۳)$$

از آنجائیکه در حالت های نهائی این دسته واپاشی ها درجه آزادی های اسپینی حمل می شود دامنه های هلیسیته آنها را به طور جداگانه محاسبه می کنیم که شامل دامنه های طولی $h=0$ و عرضی $h=\pm$ می باشند. با استفاده از تقریب فاکتوریزیشن QCD می توان عناصر ماتریسی را به صورت انتگرال های پیچیده ای از فرم فاکتورها و ϕ_Mها دامنهٔ توزیع مخروط نوری (LCDA) و هسته های پراکندگی سخت نوشت [۲]. با در نظر گرفتن تصحیحات QCD که در دربردارنده سهم های ورتکسی و اندرکنشهای ناظر سخت می باشد؛ سهم های فاکتور ناشدنی در ضرائب آشکار می شوند که ضرائب موثر نامیده می شوند. از طرفی این واپاشی دارای سهم color-suppressed می باشد و از اینرو ضریب موثر a_2 را داراست و همچنین سهم های پنگوئنی a_3, a_5, a_7, a_9 نیز غیر صفر می باشند. در نتیجه دامنه های هلیسیته به صورت

$$\begin{aligned} A^h(B \to J/\psi\, K_{1A}) &= [V_{cb}V_{cs}^* a_2^h - V_{tb}V_{ts}^*(a_3^h + a_5^h + a_7^h + a_9^h)]\, X_h^{(BK_{1A}, J/\psi)} \\ A^h(B \to J/\psi\, K_{1B}) &= [V_{cb}V_{cs}^* a_2^h - V_{tb}V_{ts}^*(a_3^h + a_5^h + a_7^h + a_9^h)]\, X_h^{(BK_{1B}, J/\psi)} \end{aligned} \qquad (۴)$$

می باشند که دامنه های فاکتور پذیربا هلیسیته متفاوت فاکتور به صورت زیر است

$$\begin{aligned} X_0^{(BK_1, J/\psi)} &= \frac{f_{J/\psi}}{2m_{K_1}}\Big[(m_B^2 - m_{J/\psi}^2 - m_{K_1}^2) \\ &\quad (m_B + m_{K_1})A_1^{BK_1}(m_{J/\psi}^2) - \frac{4m_B^2 p_c^2}{m_B + m_{K_1}}A_2^{BK_1}(m_{J/\psi}^2)\Big] \\ X_\pm^{(BK_1, J/\psi)} &= -f_{J/\psi}m_{J/\psi}\Big[(m_B + m_{K_1})A_1^{BK_1}(m_{J/\psi}^2) \mp \\ &\quad \frac{2m_B p_c}{m_B + m_{K_1}}V^{BK_1}(m_{J/\psi}^2)\Big] \end{aligned} \qquad (۵)$$

که از ترکیب دو عنصر ماتریسی شامل ثابت واپاشی و فرم فاکتورها بدست آمده است. A_1, A_2, V فرم فاکتورهای گذار $B \to K_{1A}$ و $B \to K_{1B}$ در مقیاس $m_{J/\psi}^2$ هستند. p_c تکانه مرکز جرم سیستم است. در فاکتوریزیشن تعمیم یافته از ضرائب ویلسون مستقل از مقیاس بازبهنجارش است استفاده شده که این از مرجع [۵] گرفته شده است که ضرائب موثر این روش با ضرائب فاکتوریزیشن ساده بدست می آید. ضرائب موثر a_i که شامل سهم های تصحیحات QCD فاکتور ناپذیر می باشند به صورت

$$\begin{aligned} &a_2^h(J/\psi\, K_{1A}(K_{1B})) = \\ &\quad \Big(C_2 + \frac{C_1}{N_c}\Big) f_i(J/\psi) \int_0^1 \phi^{J/\psi}(x)\,dx + \\ &\quad \frac{C_1 C_F}{N_c}\frac{\alpha_s}{4\pi}\Big[V^h(J/\psi) + \frac{4\pi^2}{N_c}H^h(J/\psi\, K_{1A}(K_{1B}))\Big] \end{aligned} \qquad (۶)$$

$V^h(J/\psi)$ و $H^h(J/\psi)$ به ترتیب سهم های ورتکسی و پراکندگی ناظر سخت (وجود گلئون hard) را بیان می کنند. در حد کوارک سنگین، سهم های ورتکسی در حالتی که از جرم مزون J/ψ در برابر مزون B صرفنظر شود[۶و۷]:

$$V_i^{\parallel}(J/\psi) = \begin{cases} \int_0^1 dx\,\phi_{\parallel}^{J/\psi}(x)\left[12\ln\frac{m_b}{\mu} - 18 + g(x)\right], & i = 2,3,9,\\ \int_0^1 dx\,\phi_{\parallel}^{J/\psi}(x)\left[-12\ln\frac{m_b}{\mu} + 6 - g(1-x)\right], & i = 5,7,\end{cases}$$

$$V_i^{\pm}(J/\psi) = \begin{cases} \int_0^1 dx\,\phi_{\perp}^{J/\psi}(x)\left[12\ln\frac{m_b}{\mu} - 18 + g_T(x)\right], & i = 2,3,9,\\ \int_0^1 dx\,\phi_{\perp}^{J/\psi}(x)\left[-12\ln\frac{m_b}{\mu} + 6 - g_T(1-x)\right], & i = 5,7,\end{cases} \qquad (۷)$$

که

$$g(x) = 3\left(\frac{1-2x}{1-x}\ln x - i\pi\right)$$
$$g_T(x) = g(x) + \frac{\ln x}{1-x} \qquad (۸)$$

و سهم های پراکندگی ناظر سخت به صورت

$$H_i^0(J/\psi\,K_{1A(1B)}) = \frac{4\pi f_{J/\psi} f_{K_{1A(1B)}} m_B}{h_0^{(BK_{1A(1B)},J/\psi)}\lambda_B}\times \int_0^1 dy\,dx\left(\frac{\phi_{\parallel}^{K_{1A(1B)}}(y)\phi_{\parallel}^{J/\psi}(x)}{(1-y)(1-x)} - r_\chi^{K_{1A(1B)}}\frac{\phi_{\perp}^{K_{1A(1B)}}(y)\phi_{\parallel}^{J/\psi}(x)}{(1-y)x}\right) \qquad (۹)$$

برای $i = 2,3,9$ و

$$H_i^0(J/\psi\,K_{1A(1B)}) = -\frac{4\pi f_{J/\psi} f_{K_{1A(1B)}} m_B}{h_0^{(BK_{1A(1B)},J/\psi)}\lambda_B}\times \int_0^1 dy\,dx\left(\frac{\phi_{\parallel}^{K_{1A(1B)}}(y)\phi_{\parallel}^{J/\psi}(x)}{(1-y)x} - r_\chi^{K_{1A(1B)}}\frac{\phi_{\perp}^{K_{1A(1B)}}(y)\phi_{\parallel}^{J/\psi}(x)}{(1-y)(1-x)}\right) \qquad (۱۰)$$

برای $i=5,7$. همچنین جملات پراکندگی سخت عرضی به صورت زیر بیان شده است:

$$H_i^-(J/\psi\,K_{1A(1B)}) = \frac{2 i f_B f_{J/\psi} f^{\perp}_{K_{1A}}(\mu) m_{J/\psi} m_B}{h_-^{(BK_{1A(1B)},J/\psi)}\lambda_B}\times\int_0^1 dy\,dx\,\frac{\phi_{\perp}^{K_{1A(1B)}}(y)\phi_{\perp}^{J/\psi}(x)}{(1-y)^2 x} \qquad (۱۱)$$

$$H_i^+(J/\psi\,K_{1A(1B)}) = -\frac{2 i f_B f_{J/\psi} f^{\perp}_{K_{1A}}(\mu) m_{J/\psi} m_{K_{1A(1B)}}}{h_+^{(BK_{1A(1B)},J/\psi)}}\frac{m_B}{\lambda_B}\times\int_0^1 dy\,dx\,\frac{(1-y-x)\phi_{\perp}^{K_{1A(1B)}}(y)\phi_{\perp}^{J/\psi}(x)}{(1-y)^2(1-x)^2} \qquad (۱۲)$$

برای $i=2,3,9$ و

$$H_i^-(J/\psi\,K_{1A(1B)}) = -\frac{2 i f_B f_{J/\psi} f^{\perp}_{K_{1A}}(\mu) m_{J/\psi} m_B}{h_-^{(BK_{1A(1B)},J/\psi)}\lambda_B}\times\int_0^1 dy\,dx\,\frac{\phi_{\perp}^{K_{1A(1B)}}(y)\phi_{\perp}^{J/\psi}(x)}{(1-y)^2(1-x)} \qquad (۱۳)$$

$$H_i^+(J/\psi\,K_{1A(1B)}) = -\frac{2 i f_B f_{J/\psi} f^{\perp}_{K_{1A}}(\mu) m_{J/\psi} m_{K_{1A(1B)}}}{h_+^{(BK_{1A(1B)},J/\psi)}}\frac{m_B}{\lambda_B}\times\int_0^1 dy\,dx\,\frac{(x-y)\phi_{\perp}^{K_{1A(1B)}}(y)\phi_{\perp}^{J/\psi}(x)}{(1-y)^2 x^2} \qquad (۱۴)$$

برای مزون J/ψ دامنه های توزیع مجانبی را به صورت $\phi(x) = 6x(1-x)$ در نظر گرفته شده و سهم های توزیع مربوط به دامنه های طولی و عرضی برابر $\phi_+(x) = 3(1-x)^2$ و $\phi_-(x) = 3x^2$ می باشند. f_K و $f_K^{\perp}$ ثابت های واپاشی طولی و عرضی مربوط به مزون های بردار محور و $f_{J/\psi}$ ثابت واپاشی مزون برداری در واپاشی میباشند. واگرائی های ایجاد شده در سهم های پراکندگی سخت با استفاده از رابطه زیر برطرف شده است:

$$X_H = \int_0^1 \frac{dx}{1-x} = \ln\left(\frac{m_B}{\Lambda_{QCD}}\right) \qquad (۱۵)$$

در مخرج کسر می توانیم با اضافه کردن کمیتی از مرتبه Λ_{QCD} / m_B می توانیم به عبارت بالا برسیم. از طرفی نسبت تناسبات در این واپاشی ها را می توان به صورت زیر نوشت[۸]:

$$BR(B \to VA) = \frac{p_c}{8\pi m_B{}^2 \tau_B}\left(\frac{G_F}{\sqrt{2}}\right)^2\left(|A_0|^2 + |A_+|^2 + |A_-|^2\right) \quad (۱۶)$$

G_F ثابت فرمی و τ_B نیمه عمر مزون B است. کمیت های مورد استفاده در اینجا عبارتند از [۹]

$$m_b = 4.4GeV\,,\ m_c = 1.5GeV\,,\ m_B = 5.28GeV\,,$$
$$m_{J/\psi} = 3.1GeV\,,\ f_{J/\psi} = 405MeV\,,\ f_B = 190MeV\,,$$
$$\alpha_s(\mu = m_b) \approx 0.2\,,\ C_F = \frac{N^2-1}{2N} = \frac{4}{3}$$
$$\lambda_B \approx \Lambda_{QCD} = 0.225GeV\ \ G_F = 1.166\times 10^{-5}$$
$$\tau_{B^0} = (1.525 \pm 0.009)\times 10^{-12} S\,.$$

همچنین ضرائب ویلسون در NLO و در مقیاس $\mu = m_b$ و عناصر ماتریس CKM از داده های مراجع [۱] و [۱۰] استفاده شده است.

نتیجه گیری

واپاشی های هادرونی $B\to J/\psi\, K_1(1400)$ و $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ در روش فاکتوریزیشن QCD بررسی

شده است. دامنه های فاکتورپذیر در رابطه (۵) با استفاده از داده های ورودی برای فرم فاکتورها، ثابت های واپاشی و جرم مزون ها محاسبه شده است. سهم های فاکتورناپذیر مربوط به تصحیحات ورتکسی و اندرکنشهای پراکندگی ناظر سخت را در حد کوارک سنگین بدست آورده ایم. نسبت تناسبات مربوط به این دو واپاشی در فاکتوریزیشن تعمیم یافته و فاکتوریزیشن QCD در جداول (۱) و (۲) ذکر شده است. در فاکتوریزیشن تعمیم یافته نتایج بدست آمده در مقایسه با داده های تجربی کوچک است. نسبت تناسبات واپاشی های $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ و $K_1(1400)$ $B\to J/\psi$ به طور تجربی به ترتیب $(1.8\pm0.5)\times10^{-3}$ و $<5\times10^{-4}$ است. بهترین نتایج بدست آمده در این مقاله برای واپاشی $B\to J/\psi\, K_1(1270)$ برابر با 1.79×10^{-3} و 1.4×10^{-3} به ترتیب برای زاویه های mixing $\theta = ۵۸°$ و $\theta = ۳۲°$ و برای واپاشی $B\to J/\psi\, K_1(1400)$ بهترین نتیجه در زاویه $\theta= ۳۲°$ برابر 3.45×10^{-4} بدست آمده است.

جدول ۱: نسبت تناسبات مربوط به واپاشی $B\to J/\psi\, K_1(1270)$

Factorization method	Mixing angle θ°	$BR(B \to J/\psi K(1270))$
Generalized	32° 58°	$(0.44\pm0.02)\times10^{-4}$ $(0.42\pm0.01)\times10^{-4}$
QCDF	32° 58°	$(1.42\pm0.01)\times10^{-3}$ $(1.79\pm0.01)\times10^{-3}$
Exp.	$(1.8\pm0.5)\times10^{-3}$	

جدول ۲: نسبت تناسبات مربوط به واپاشی $B\to J/\psi\, K_1(1400)$

Factorization method	Mixing angle θ°	$BR(B \to J/\psi K(1400))$
Generalized	32° 58°	1.27×10^{-6} 3.35×10^{-6}
QCDF	32° 58°	3.45×10^{-4} 4.27×10^{-4}
Exp.	$<5\times10^{-4}$	

مرجع ها

[۱] G. Buchalla, A.J. Buras, M.E. Lautenbacher, "Weak decays beyond leading logarithms", *Rev. Mod. Phys.* **68**, 1125 (1996).

[۲] M. Beneke, M. Neubert, "QCD factorization for $B\to PP$ and $B\to PV$ Decays", *Nucl. Phys.* **B675**, 333 (2003).

[۳] G. Calderon, J.H. Munoz and C.E. Vera, Phys. Rev. D76, 094019 (2007).

[۴] H. Hatanaka and K.C. Yang, Phys. Rev. D77, 094023 (2008).

[۵] C.H. Chen, C.Q. Geng, Y.K. Hsiao, Z.T. Wei, Phys. Rev. D72, 054011 (2005).

[۶] M. Beneke, J. Rohrer, D. Yang; "Branching fractions, polarization and asymmetries of $B\to VV$ decays", *Nucl. Phys.* **B774**, 64-101 (2007).

[۷] H.Y. Cheng, Y.Y. Keum, K.C. Yang, "$B\to J/\psi K^*$ Decays in QCD Factorization", *Phys. Rev.* **D65**, 094023 (2002).

[۸] H.Y. Cheng and K.C. Yang, Phys. Rev. D78, 094001 (2008).

[۹] K. Nakamura, et al. "Particle Data Group", *Journal of Physics* **G37**, 075021 (2010).

[۱۰] L. Wolfenstein, "Parametrization of the kobayashi Maskawa Matrix", *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1945 (1983).

پلاسمای کوارک-گلوئون گرانرو در جهان آغازین

شهامت دهسرخ ، نرجس[۱]؛ جاویدان ، کوروش[۲]

[۱]دانشکده علوم پایه دانشگاه فردوسی، ابتدای بولوار وکیل آباد، مشهد

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی، مشهد

چکیده

در این کار جهان تخت، همگن و همسانگرد فریدمن-رابرتسون-واکر که از سیال گرانرو علّی پلاسمای کوارک-گلوئون پر شده، در نظر گرفته شده است و سپس با استفاده از معادلات میدان اینشتین و فرض پایستگی انرژی کل جهان و نیز در نظر گرفتن معادلات حالت مربوط به کمیت های ترمودینامیکی جهان، که با استفاده از شبیه سازیهای QCD شبکه ای و برخورد دهنده های یون سنگین به دست آمده، به بررسی تحول جهان آغازین پرداخته شده است. مقایسه نتایج به دست آمده با آنچه از یک سیال کامل حاصل می شود بیانگر این است که اثرات اتلافی (در اینجا گرانروی حجمی) نقش مهمی در تحول جهان اولیه ایفا می کنند. در پایان با انجام حل عددی معادلات، در کنار حل تحلیلی آنها، میزان اعتبار تقریب به کار رفته را در حل تحلیلی بررسی کرده ایم.

Viscous Quark-Gluon Plasma in the Erly Universe

Shahamat Dehsorkh, Narjes[1] ; Javidan, Kurosh[2]

[1]Faculty of science , Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad
[2] Department of Physics, Ferdowsi University, Mashhad

Abstract

In this treatment the flat, homogenous and isotropic FRW universe, filled with the causal bulk viscous Quark-Gluon Plasma, has been considered. The study of the early universe has been done through use of Einstein field equations, assumption of total energy conservation and equations of state deduced from Lattice QCD simulations and recent heavy-ion collisions experiments. The comparison of results with what has been deduced from perfect fluid shows that the dissipative effects play an important role in the early universe evolutions. Finally we have solved equations by numerical methods and have studied the validation of their approximate analytic solutions.

PACS No.12.38.Mh

مقدمه

کاوش ها در جهان آغازین بیانگر این است که در حدود $۱۰^{۴}$ ثانیه پس از انفجار بزرگ و در دمایی حدود 150-200Mev جهان به صورت پلاسمای کوارک-گلوئون بوده است. در حال حاضر آزمایش های متعددی درLHC وRHIC به منظور بررسی چنین حالتی از ماده در حال انجام است.

اثرات اتلافی، شامل گرانروی حجمی و برشی، در چنین سیالی نقش مهمی در تحول جهان اولیه ایفا می کنند. نخستین تلاش ها در ایجاد یک نظریه برای سیال های نسبیتی توسط اکارت، در سال ۱۹۴۰، و سپس لانداو و لیفشیتز، در دهه ۱۹۵۰، صورت گرفت[1]. اما در این نظریه ها مشکلاتی وجود داشت از جمله ناپایداری تمام حالت های تعادلی و نیز امکان انتشار اختلالات اتلافی، مانند گرانروی و جریان حرارتی، با سرعتی بیشتر از سرعت انتشار نور. این مشکلات به مرتبه اول بودن نظریه بر می گشت.

یک نظریه نسبیتی از مرتبه دو نخستین بار توسط اسرائیل[2] ارائه شد که امروزه ترمودینامیک برگشت ناپذیر بسط یافته نام

گرفته است. در این نظریه لحاظ شدن جملات مرتبه دوم از کمیت های اتلافی، سبب برطرف شدن اشکالات موجود در نظریه استاندارد می شود[3].

هدف عمده در این کار بررسی اثرات گرانروی در جهان آغازین می باشد. به این منظور جهان تخت، همگن و همسانگرد فریدمن–رابرتسون–واکر که از سیال گرانرو علّی پلاسمای کوارک–گلوئون پر شده، در نظر گرفته شده است و گرانروی حجمی و سایر معادلات حالت از نتایج مربوط به آزمایش های اخیر برخورد دهنده های یون سنگین و شبیه سازی های QCD شبکه ای به دست آمده است.

معادلات تحولی

فرض می کنیم که جهان اولیه با یک سیال کیهانشناختی گرانرو حجمی پر شده است و متریک مورد نظر، متریک فریدمن–رابرتسون–واکر در فضایی تخت است:

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)\left[dr^2 + r^2\left(d\theta^2 + \sin^2\theta\, d\varphi^2\right)\right] \qquad (۱)$$

معادلات میدان گرانشی اینشتین نیز چنین اند:

$$G_{ik} = R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = -8\pi G T_{ik} \qquad (۲)$$

در ادامه سیستم واحدهای طبیعی در نظر گرفته شده است: c=1.

تانسور انرژی–تکانه برای چنین سیالی، در جهان اولیه، به شکل زیر در نظر گرفته می شود:

$$T_{ik} = (\rho + p + \Pi) u_i u_k + (p + \Pi) g_{ik} \qquad (۳)$$

که در آن ρ چگالی انرژی، p فشارترمودینامیکی، Π فشارگرانروی حجمی و u_i نیز چهار بردار سرعت سیال است.

با تعریف فشار ترمودینامیکی مؤثر بصورت: $p_{eff} = p + \Pi$ و در نظر گرفتن دستگاه سکون سیال، که تانسور انرژی–تکانه درآن دارای مؤلفه هایی به این ترتیب می باشد: $T_0^0 = \rho$، $T_1^1 = T_2^2 = T_3^3 = p_{eff}$، معادلات میدان اینشتین بصورت زیر در خواهند آمد:

$$\left(\frac{\dot a}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho \qquad (۴)$$

$$\frac{\ddot a}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(3p_{eff} + \rho\right) \qquad (۵)$$

با توجه به پایستگی تانسور انرژی–تکانه، $T^{ik}_{;k} = 0$، و به ازای i=0، چگالی انرژی ماده کیهانی در قانون پایستگی زیر صدق میکند:

$$\dot\rho + 3H\left(p_{eff} + \rho\right) = 0 \qquad (۶)$$

با در نظر گرفتن معادلات تحولی علّی و ملاحظات ترمودینامیکی و نیز براساس تئوری نسبیتی علّی اسرائیل–استوارت، معادله تحولی برای فشار گرانروی حجمی به این ترتیب خواهد بود:

$$\tau\dot\Pi + \Pi = -3\zeta H - \frac{1}{2}\tau\Pi\left(3H + \frac{\dot\tau}{\tau} - \frac{\dot\zeta}{\zeta} - \frac{\dot T}{T}\right) \qquad (۷)$$

کهTدما ، ζ گرانروی حجمی و τ زمان استراحت نام دارد. معادلات حالت برای دما و گرانروی حجمی پلاسمای کوارک–گلوئون با استفاده از محاسبات QCD شبکه ای در دماهای بالا، بطور تقریبی چنین به دست می آید[۴]:

$$p = \omega\rho, \qquad T = \beta\rho^r, \qquad \zeta = \alpha\rho + \frac{9}{\omega_0}T_c^4$$
$$\omega = (\gamma - 1), \quad \gamma \approx 1/183, \quad r \approx 0/213, \quad \beta \approx 0/718,$$
$$\omega_0 \approx 0/5 - 1/5\,\mathrm{GeV}, \quad \alpha = \frac{r}{\omega_0}\frac{9\gamma^2 - 24\gamma + 16}{\gamma - 1} \qquad (۸)$$

فرض می شود: $\alpha\rho \gg \frac{9}{\omega_0}T_c^4$، به این ترتیب $\zeta = \alpha\rho$. هم چنین:

$$\tau = \zeta\rho^{-1} \approx \alpha \qquad (۹)$$

که اساس یافتن آن برپایه اطمینان حاصل کردن از عدم تجاوز سرعت انتشار پالس های گرانروی از سرعت نور است، که با در نظر گرفتن رابطه مربوط به سرعت انتشار پالس های گرانروی، $v = \sqrt{\frac{\zeta}{\rho\tau}}\,c$، می توان آن را استنباط نمود. به این ترتیب با استفاده از روابط (۷)، (۸) و (۹) می توان به معادله تحولی تابع هابل رسید:

$$\ddot H + \frac{3}{2}\left[1 + (1 - r)\gamma\right]H\dot H + \frac{1}{\alpha}\dot H - (1 + r)H^{-1}\dot H^2$$
$$+ \frac{9}{4}(\gamma - 2)H^3 + \frac{3}{2}\frac{\gamma}{\alpha}H^2 = 0 \qquad (۱۰)$$

در ادامه با استفاده از یک روش تقریبی به دنبال یافتن جواب تحلیلی برای معادله خواهیم بود.

جواب تقریبی

با اعمال تبدیل $u = \dot H$، معادله (10) به یک معادله دیفرانسیل مرتبه اول تبدیل خواهد شد. می توان این معادله را به شکل زیر بازنویسی کرد:

$$\Omega \frac{d\Omega}{dH} = F_1(H)\Omega + F_0(H) \qquad (۱۱)$$

که در آن:

$$\Omega = uE = u\exp\left(-\int \frac{1+r}{H}dH\right) \qquad (۱۱)$$

$$F_1(H) = -\left(\frac{3}{2}[1+(1-r)\gamma]H + \frac{1}{\alpha}\right)E$$

$$F_0(H) = -\left(\frac{1}{4}(\gamma-2)H^3 + \frac{3}{2}\frac{\gamma}{\alpha}H^2\right)E^2$$

بامعرفی یک متغیر مستقل بصورت $z = \int F_1(H)dH$ خواهیم داشت:

$$\Omega \frac{d\Omega}{dz} - \Omega = g(z) \ , \ g(z) = \frac{F_0}{F_1} \qquad (۱۲)$$

می توان g(z) را بطور تقریبی به شکل زیر در نظر گرفت[4]:

$$g(z) \approx cz \qquad (۱۳)$$

که c یک ثابت است. دلیل استفاده از چنین تقریبی دست یابی به یک معادله دیفرانسیل قابل حل، به شکل معادله کانونیک آبلین کاهش یافته، می باشد. بنابراین می توان جوابی به صورت $\Omega = \frac{z}{w}$ برای معادله (12) در نظر گرفت، که در آن w یک پارامتر آزاد است. لذا خواهیم داشت:

$$w\dot{H} = \frac{-3[1+(1-r)\gamma]}{2(1-r)}H^2 + \frac{1}{\alpha r}H \Rightarrow H(t) = \frac{B}{\exp\left(-\frac{Bt}{w}\right)-A} \qquad (۱۴)$$

که در آن:

$$A = \frac{-3[1+(1-r)\gamma]}{2(1-r)} \ , \qquad B = \frac{1}{\alpha r}$$

$$a(t) = a_0\left(\frac{\exp\left(-\frac{Bt}{w}\right)}{\exp\left(-\frac{Bt}{w}\right)-A}\right)^{\frac{w}{A}} \qquad (۱۵)$$

$$\rho(t) = 3H^2 = 3\left(\frac{B}{\exp\left(-\frac{Bt}{w}\right)-A}\right)^2 \qquad (۱۶)$$

$$T(t) = \beta\rho^r = \beta\left(\frac{3B^2}{\left[\exp\left(-\frac{Bt}{w}\right)-A\right]^2}\right)^r \qquad (۱۷)$$

$$\Pi(t) = -2\dot{H} - 3\gamma H^2 = -\frac{B^2}{w}\left(\frac{2\exp\left(-\frac{Bt}{w}\right)+3\gamma w}{\left[\exp\left(-\frac{Bt}{w}\right)-A\right]^2}\right) \qquad (۱۸)$$

که a_0 یک ثابت دلخواه انتگرال گیری است.

سیال کامل

برای چنین سیالی داریم:

$$\xi = 0, \alpha = 0 \Rightarrow \gamma = \frac{4}{3}, \omega = \frac{1}{3}$$

$$\Rightarrow p = \frac{\rho}{3} \qquad (۱۹)$$

$$\Rightarrow H = \frac{1}{2t} \qquad (۲۰)$$

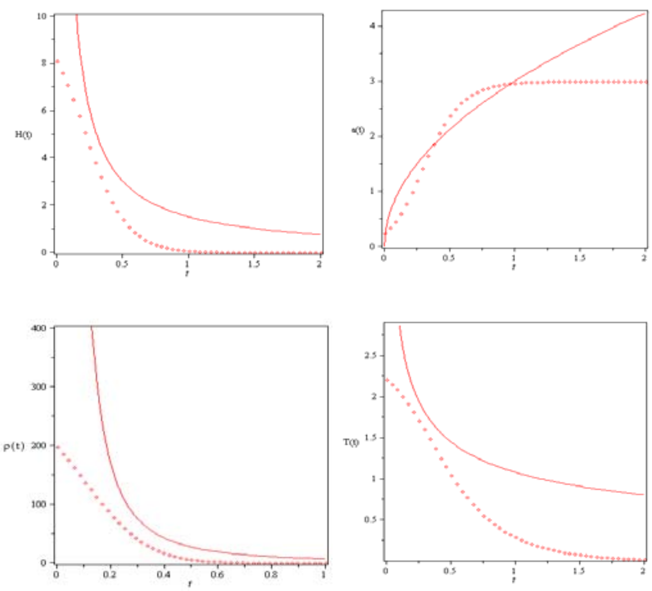
$$a(t) = a_0\sqrt{t} \qquad (۲۱)$$

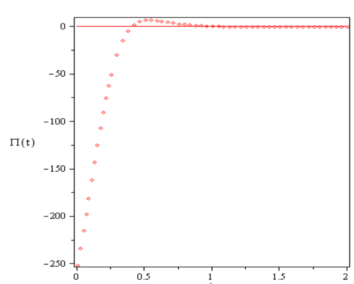
$$\rho(t) = 3H^2 = \frac{3}{4t^2} \qquad (۲۲)$$

$$T(t) = \beta\rho^r = \beta\left(\frac{3}{4}\right)^r t^{-2r} \qquad (۲۳)$$

رسم نمودار

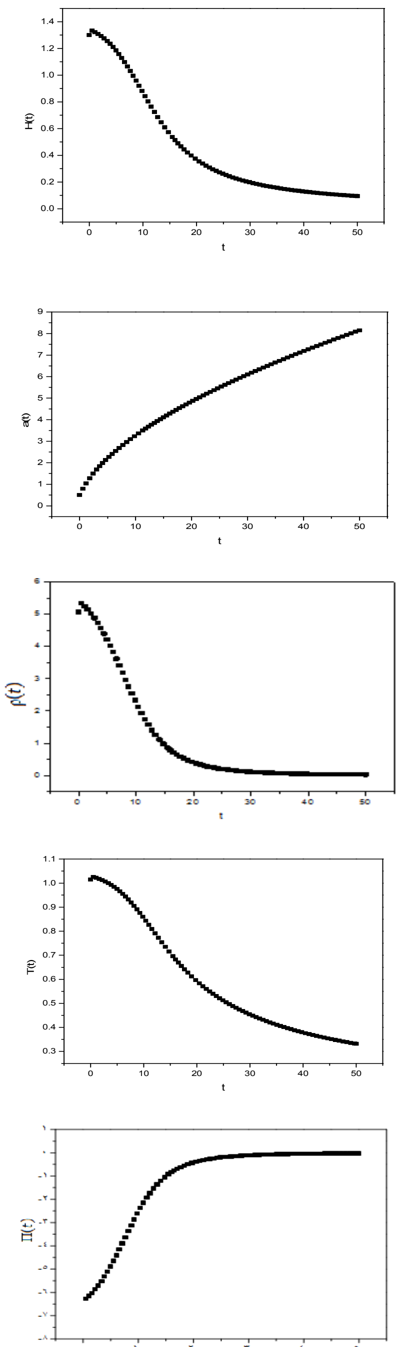
در نمودارهای رسم شده، خط بیانگر تغییرات مربوط به سیال کامل و نقطه چین سیال گرانرو را نشان می دهد.





حل عددی

با حل عددی معادله (10) برای یک سیال گرانرو می توان بدون در نظر گرفتن تقریب، نتایج دقیقتری را مشاهده کرد. از مقایسه نمودارها با آنچه از حل تحلیلی حاصل شده، می توان دریافت تقریب استفاده شده در حل معادله مورد نظر قابل قبول و مناسب بوده است.



نتیجه گیری

همانگونه که مشهود است گرانروی حجمی نقش مهمی را در تحول جهان اولیه ایفا می کند. با توجه به نمودارهای رسم شده برای H(t) و همانگونه که از طبیعت وابستگی های خطی و نمایی انتظار می رود، تابع هابل در یک سیال گرانرو نسبت به سیال ایده آل، افت سریع تری دارد. تفاوت آشکار دیگری که می توان به آن اشاره کرد اینست که در t های کوچک سیال کامل وجود یک تکینگی یا واگرایی را نشان می دهد در حالیکه در سیال گرانرو چنین نیست.

روند تغییرات فاکتور مقیاس a(t) نیز در دو حالت متفاوت است. در سیال ایده آل و در t=0 فاکتور مقیاس (که بیانگر شعاع جهان است) صفر می شود و همین عامل تکینگی در t=0 است، حال آنکه در یک سیال گرانرو چنین نیست. هم چنین در زمان های به اندازه کافی بزرگ، طوریکه $\exp\left(-\frac{Bt}{w}\right) \gg A$ ، a مقدار ثابتی خواهد داشت(a.).

در مورد ρ, T نیز تحلیل مشابهی راجع به تکینگی ها وجود دارد. هم چنین می توان اضافه کرد که کاهش چگالی با افزایش زمان، در هر دو حالت ایده آل و گرانرو، بیانگر انبساط جهان اولیه است. بعلاوه طول عمر جهان در حالت ایده آل بیشتر از حالت گرانرو می باشد.

با توجه به نمودار، فشار گرانروی حجمی در زمان های کوچک منفی است، که این اشاره به دوره تورمی دارد، اما با افزایش زمان به سمت مقادیر مثبت میل کرده و پس از رسیدن به مقدار بیشینه به صورت نمایی به صفر کاهش می یابد.

اعتبار بررسی انجام شده به میزان اعتبار معادلات حالت به دست آمده از شبیه سازیهای QCD شبکه ای، که در دماهایی بالاتر از 0/19GeV به دست آمده، وابسته است.

مرجع‌ها

[۱] C.Ekart, Phys.Rev. 58, 919 (1940)
[2] W.Israel, ann. Phys. 100, 310 (1976)
[۳] R.Maartens; "*Causal thermodynamics in relativity*"; Astro-ph/9609119 (1996)
[۴] A.Tawfik, M.Wahba, H.Mansour and T.Harko; "*Viscous Quark-Gluon Plasma in the Erly Universe*"; Arxive:1001.2814v1 [gr-qc] 16 Jan 2010

نقش تصحیحات تابشی ابرتقارنی بر روی جرم لپتون ها وکوارک های اسکالر ابرتقارنی با استفاده از توابع بتا ی ۲ حلقه ای

شهفر ، حسن[۱]؛ فرزانه کرد، احمد[۲]

[۱]گروه فیزیک، دانشگاه تربیت معلم سبزوار، سبزوار

[۲]گروه فیزیک، دانشگاه تربیت معلم سبزوار، سبزوار

چکیده

یکی از مهم ترین پارامتر های موجود برای محاسبه ی جرم یک ذره خود انرژی ذره می باشد. در این پژوهش اثر تصحیحات تابشی ابر تقارنی را بر روی خود انرژی لپتونها وکوارک های اسکالر با استفاده از توابع بتای ۲ حلقه ای بررسی کرده ایم.

The Role of Supersymmetric Radiative Correction on the Scalar Leptons and Scalar quarks Using 2-Loop β-Function

Shahfar, Hassan[1]; Farzaneh Kord, Ahmad[2]

[2]*Department of Physics, Tarbiat Moallem University of Sabzevar, Sabzevar*
[1]*Department of Physics, Tarbiat Moallem University of Sabzevar, Sabzevar*

Abstract

The self energy of a particle is one of the important building blocks of the calculation of the mass of the particle. In this investigation, we calculate the impacts of the supersymmetric radiative corrections of the self energy for scalar quarks and scalar leptons using 2-loop β function.

مقدمه

به طور کلی لاگرانژی یک برهمکنش شامل جمله های جنبشی از میدان ها و نحوه ی نحوه ی برهمکنش این میدان ها با هم می باشد. کمیات مشاهده پذیر از قبیل شدت برهمکنش ها و جرم ذراتی که در این لاگرانژی ظاهر می شوند، کمیت های مشاهده پذیر تجربی نیستند. این کمیت ها را در اصطلاح "bare" می نامند. آزمایش های تجربی معادلات حرکت را اندازه نمی گیرند و آن چیزی که در آزمایش ها به دست می آید، سطح مقطع این برهمکنش ها می باشد. سطح مقطع ها را می توان با استفاده از نمودارهای فاینمن به دست آورد. نمودارهای فاینمن اثر تصحیحات تابشی خلاء را بر روی کمیات مشاهده پذیر بیان می کنند. تمام کمیت های مشاهده پذیر از جمله جرم ذرات تحت تاثیر این تصحیحات می باشند. آنچه در این تحقیق بررسی شده است بررسی اثر خود انرژی یک ذره ابرتقارنی بر روی جرم خودش می باشد.

ملزمات محاسبه ی جرم یک ذره

تمام کمیت هایی که در لاگرانژی ذرات ظاهر می شوند از جمله جرم ذرات، وابسته به مقیاس انرژی هستند[1]. نحوه ی تغییرات این پارامترها را دسته معادلات گروه بازبهنجارش (RGEs) یا همان توابع بتا (β) به عهده دارند. از طرف دیگر، در هر مقیاس انرژی یا به عبارت دیگر در هر فاصله ای که از ذره که باشیم باید تاثیر خلاءء موجود در این فاصله را بر روی جرم ذره بررسی کنیم. نقش این تاثیر در خود انرژی ذره لحاظ می شود.

از این رو جرم یک ذره وابسته به دو کمیت مهم زیر می باشد.

۱. دسته معادلات گروه بازبهنجارش

۲. خود انرژی ذرات

شیوه ی محاسبه ی جرم ذره

در قسمت قبل به نقش توابع بتا اشاره شد. در این تحقیق از شدت ۳ برهمکنش هسته ای قوی، ضعیف و الکترومغناطیسی و جرم ذرات نسل سوم به عنوان پارامتر های ورودی و نتایج آزمایشگاهی بررسی شده در m_Z بهره برده ایم. پارامتر های ورودی در جدول ۱ آمده است.

جدول۱:جرم ذرات نسل سوم در مدل استاندارد

m_t	m_b	m_τ
۱۷۸Gev	4.9Gev	1.7777Gev

جدول۲: شدت برهمکنش نیروها در M_Z

α_3	α_2	α_1
0.1172	0.033823	0.016943

همچنین از مدل شکست ابرتقارنی mSUGRA[۴۴] که در نقطه ی وحدت بزرگ (GUT) بر روی جملات جرمی اعمال می شود به عنوان قیدفیزیک در انرژی های بالا برای شکست ابر تقارن استفاده کرده ایم. بر اساس وحدتی که این مدل برای جملات جرمی در نظر می گیرد، ۵ پارامتر آزاد زیر باقی می ماند.

$A, m_0, m_{1/2}, \tan(\beta), \mu$ علامت

این مقادیر توسط شرایط مرزی زیر تعین می شود[2].

جدول۳:شرایط مرزی مختلف شکست ابر تقارنی در مدل ابرگرانش کمینه

Point	Tan(β)	$m_{1/2}$(Gev)	m_0(Gev)	A(Gev)	Sgnμ
SPS1a	10	250	100	-100	+
SPS1b	30	400	200	0	+
SPS2	10	300	1450	0	+
SPS3	10	400	90	0	+
SPS4	50	300	400	0	+
SPS5	5	300	150	-1000	+

به دلیل تفاوت موجود بین خلاء مدل استاندارد و خلاء ابرتقارنی بواسطه ی وجود ذرات ابرتقارنی، این مقادیر شامل تصحیحات تابشی ابرتقارنی نیستند و از این رو دقیق نمی باشند. در ابتدا باید مقادیر ورودی را اصلاح کرد. فرمول جرم ذرات و جفت شدگی های پیمانه ای تصحیح شده ی ناشی از ذرات ابر تقارنی در مقاله ی [3] موجود است. می توان این مقادیر را با استفاده از یک فرایند تکراری تصحیح کرد.

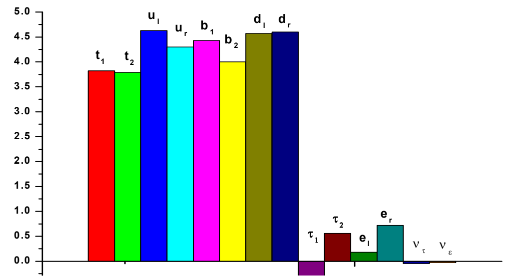
در ابتدا جفت شدگی ها را در توابع بتا [4] جایگذاری کرده و معادلات را تا حیطه ی انرژی M_G(جایی که شدت ۳ برهمکنش یکی می شوند) بالا می بریم. سپس بعد از اعمال یکی از شرایط مرزی موجود در جدول 3 تمام معادلات را به سمت پایین آورده و شدت برهمکنش ها را با استفاده از تصحیحات تابشی ابرتقارنی حساب می کنیم. سپس کل فرایند را تا رسیدن به یک همگرایی بر روی جفت شدگی ها ادامه می دهیم. به این نحو جفت شدگی ها تصحیح می شوند.

مرحله ی بعد محاسبه ی جرم ذره می باشد. شیوه ی محاسبه مشابه قسمت قبل و شامل یک فرایند تکراری می باشد. در ابتدا یک جرم حدسی دلخواه Q برای ذره ی مورد نظر در نظر می گیریم. سپس جفت شدگی های تصحیح شده از قسمت قبل را در توابع بتای مربوطه جایگذاری کرده و آن ها را تا M_G بالا می بریم. بعد از اعمال شرایط مرزی در این نقطه، کل معادلات را تا انرژی Q پایین می آوریم. در این انرژی جرم ذره را با استفاده خود انرژی ابر تقارنی موجود در [3] محاسبه می کنیم وسپس کل فرایند را تا رسیدن بر روی همگرایی بر روی جرم ذرهادامه می دهیم. لیست کاملی از تصحیحات تابشی تک حلقه ای ابر تقارنی و فرمول های جرمی ذرات ابر تقارنی درمرجع [3] موجود است.

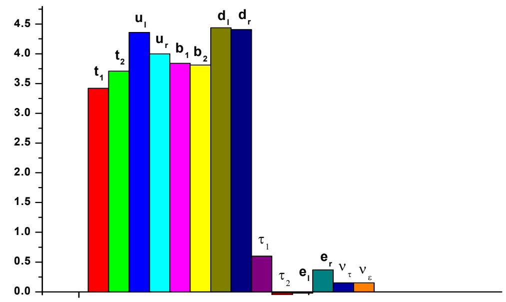
نتایج محاسبات

برای پی بردن به نقش خود انرژی ذره ابتدا جرم ذره را با در نظر گرفتن خود انرژی ذره محاسبه کردیم (m). برای بار دوم خود انرژی ذره را حذف کرده و جرم ذره را به دست آوردیم (m') سپس درصد اختلاف جرمی $\frac{m-m'}{m} \times 100$ را برای هر ذره محاسبه کردیم.این کار برای ۴ شرط مرزی SPS1a, SPS1b, SPS2 و SPS3 انجام شده است. نتایج محاسبات در ادامه آمده است.

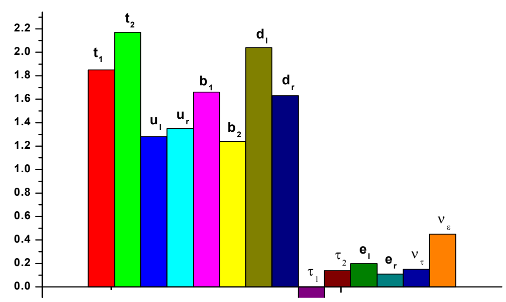
[۴۴] Minimal Super Gravity



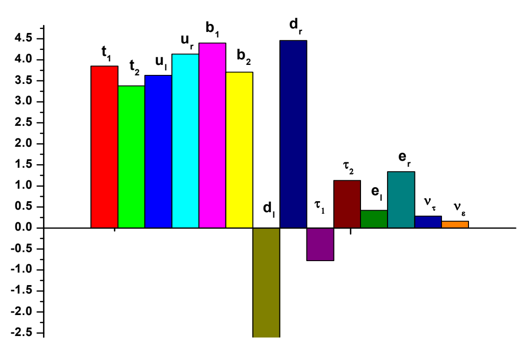
نمودار۱: درصد تاثیر خود انرژی لپتون ها و کوارک های اسکالر در SPS1a



نمودار2: درصد تاثیر خود انرژی لپتون ها و کوارک های اسکالر در SPS1b



نمودار3: درصد تاثیر خود انرژی لپتون ها و کوارک های اسکالر در SPS2



نمودار4: درصد تاثیر خود انرژی لپتون ها و کوارک های اسکالر در SPS3

نتیجه گیری

براساس نتایج، اثر خود انرژی کوارک های اسکالر نسبت به لپتون های اسکالر بیشتر است. به عنوان مثال در SPS1a حداقل تاثیر خودانرژی در کوارک های اسکالر برابر ۳.۷ درصد است در حالی که در همین شرط مرزی حداکثر تاثیر ۰.۶ درصدی را برای لپتون های اسکالر می بینیم.

در تمام شرایط مرزی (بجز SPS3) تاثیر خود انرژی کوارک های اسکالر مثبت است و تنها یک رفتار غیر عادی در SPS3 و برای $\tilde{\tau}$ دیده می شود. در مورد لپتون های اسکالر وضعیت پیچیده است و بر اساس شرایط مرزی مختلف رفتار های متفاوتی به لحاظ اندازه و علامت وجود دارد. تنها ذره $\tilde{e}_R$ در تمام شرایط مرزی دارای تاثیر مثبت می باشد.

مرجع‌ها

[۱] S. P. Marin, “Asupersymmetry primier”, [hep-ph/9709356].

[2] B. C Allanach, et al, *Eur, Phys. J.* C **25**(2002)113.

[3] J. A. Bagger, K. T. Matchev, “Precision corrections in the minimal supersymmetric standard model”, [hep-ph/9606211]

بررسی تأثیر میدان عقبه در سلول تشدید یک شتاب‌دهنده خطی و مقایسه این اثر در سه نوع سلول

شهیدی ، فرزانه[۱]؛ بهجت ، عباس[۱] ؛ اعتماد مقدم ، جواد[۱]؛ پورصالح ، علی‌محمّد[۲]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، یزد

[۲] سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم وفنون هسته ای، پژوهشکده کاربرد پرتوها

چکیده

در این تحقیق ضمن معرفی اجمالی میدان عقبه در شتابدهنده‌های خطی فرکانس رادیویی، به بررسی تاثیر این عامل بر روی سه نوع از کاواک‌های تشدید در شتاب‌دهنده خطی پرداختیم. در این راستا سه نوع مختلف سلول شتاب توسط نرم افراز CST طراحی و اثر میدان عقبه برروی این سلول‌ها توسط همین نرم‌افزار شبیه‌سازی شده ونتایج بدست‌آمده مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته است

Investigation of the Wakefield Effects in Three Types of Linac cavities

Shahidi, Farzaneh[1]; Behjat, Abbas[1]; Etemad Moghaddam, Javad[1] and Poursaleh Ali Mohammad[2]

[1] Department of Physics, Yazd University, Yazd
[2] Radiation Application Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Yazd

Abstract

In this paper, three types of cavities for the Linac were designed and simulated by use of CST software. Then, wakefield effect in RF Linac is introduced, briefly. Moreover, the effect of wakefield on these resonant cavities is studied.

PACS No. 89

مقدمه

شتاب‌دهنده ابزاری است که از آن برای شتاب‌دادن ذرات باردار استفاده می‌شود. یکی از موفق‌ترین روش‌های شتاب، شتاب ذرات مبتنی بر استفاده از میدان میکروویو (بسامد رادیویی[۴۵]) است که منجر به ساخت شتاب‌دهنده‌های خطی رادیوفرکانسی[۴۶] شده است. اجزای اصلی این شتاب‌دهنده‌ها شامل تفنگ الکترونی[۴۷]، منبع مولد بسامدرادیویی و لوله شتاب، که شامل سلول‌های تشدید[۴۸] یا محفظه‌های شتاب است، می‌باشد. ویژگی عمومی روش شتاب در شتاب‌دهنده‌های بسامد رادیویی، شتاب ذره به‌وسیله میدان‌های الکتریکی نوسان کننده مستقر در یک کاواک الکترومغناطیسی است که در تشدید با یک منبع توان بسامد رادیویی قرار دارد [۱]. ساختار شتاب‌دهنده می‌تواند شامل یک سلول منفرد یا چند سلول جفت شده[۴۹] باشد و باریکه می‌تواند یک رد[۵۰] منفرد یا چند رد درون ساختار شتاب‌دهنده بسازد. ساده‌ترین مفهوم شتاب‌دهنده بسامد رادیویی شامل یک سلول شتاب‌هنده منفرد است که باریکه یک‌بار از میان آن عبور می‌کند. معمول‌ترین روش شتاب در این شتاب‌دهنده‌ها، عبور باریکه از میان مجموعه خطی از سلول‌های شتاب، که به‌طور الکترومغناطیسی با هم جفت شده‌اند، می‌باشد. عوامل متعددی وجود دارند که کیفیت باریکه را

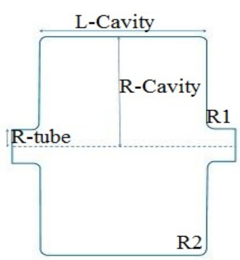
---
۴۵ Radio Frequency (RF)
۴۶ RF Linear Accelerators
۴۷ Electron gun
۴۸ Resonance Cavity
۴۹ Coupled cavity
۵۰ Trace

تحت تأثیر قرار می‌دهند، میدان عقبه[۵۱] یکی از مهم‌ترین عوامل تأثیرگذار بر باریکه می‌باشد، این اثر در خصوص باریکه‌های نسبیتی مشهودتر است.

میدان‌هایی که به واسطه وجود بارهای الکتریکی در کاواک به وجود می‌آیند و همچنین جریان‌های القایی که در دیواره‌های سیستم ایجاد می‌شوند و ناشی از پیش‌روی باریکه ذرات در ساختار شتاب‌دهنده هستند اثرات چشم‌گیری بر روی رفتار باریکه ایجاد می‌کنند. توزیع میدان الکتریکی یک بار آزاد نسبیتی از دید ناظر ساکن نسبت به آن یک توزیع لورنتزی است، که در آن توزیع عرضی میدان الکتریکی بر روی یک دیسک عمود بر راستای حرکت در یک زاویه فضایی کوچک محدود می‌شود و توزیع طولی میدان به صفر میل می‌کند. هرچه سرعت ذره بیش‌تر باشد زاویه فضایی توزیع میدان محدودتر می‌شود. انقباض میدان در حالت دیگری نیز رخ می‌دهد و آن هنگامی است که بار متحرک در داخل یک لوله کاملاً یکنواخت با رسانندگی کامل قرار گیرد. اما برای چنین ذره‌ای پراکندگی تابش الکترومغناطیسی رخ می‌دهد، هرچند در حد فرین نسبیتی نیز این تابش قادر به تأثیرگذاری بر روی منبع ذرات نخواهد بود ولی به دلیل نفوذ این تابش در فضای سلول‌های مجاور قادر به متأثر کردن قطار ذرات در همان خوشه[۵۲] یا خوشه‌های مجاور خواهد بود. این تابش به میدان عقبه معروف است. برای ذرات غیرنسبیتی مؤلفه طولی میدان ناشی از ذرات متحرک نیز بسیار پراهمیت می‌شود. این مؤلفه طولی بخصوص برای خوشه‌های کوتاه از طریق ایجاد تداخل سازنده با تابش ناشی از بارهای القایی سطحی منجر به افزایش انرژی میدان ضعیف خواهد شد. در سرعت‌های کم‌تر میان به صورت بسیار همسانگرد به باریکه منتقل می‌شود و مؤلفه طولی تابش ناشی از بارهای القایی سطحی در محدوده‌ای از مرتبه طول‌موج ویژه مد[۵۳] سلول، و یا کمی بزرگ‌تر از آن، با سایر مؤلفه‌های میدان تابش شده تداخل ویران‌گر انجام می‌دهد که منجر به کاهش قدرت میدان عقبه می‌شود. میدان عقبه ماهیت میرا کننده دارد و باعث ایجاد اختلال در نوسانات الکترومغناطیسی می‌شود. این اختلال را می‌توان معادل با جمع تمام مدهای قابل تحریک در سلول دانست. این مدها ممکن است جایگزیدگی ذرات باریکه در نزدیکی محور سلول تغییر داده و آن‌ها را شدیداً منحرف نماید. میدان‌های تشعشعی عقبه به دو دسته کوتاه‌برد و بلندبرد تفکیک می‌شوند. ایجاد میدان‌های ضعیف باعث اعمال فشار مضاعف به منبع مولد و سیستم خنک کننده می‌شود [2]. به طور کلی تغییرات ناگهانی در شکل سطح مقطع کاواک نیز باعث ایجاد میدان‌های عقبه می‌شود، این میدان‌ها معمولاً در جهت مخالف میدان شتاب‌دهنده بر روی ذره عمل می‌کنند.

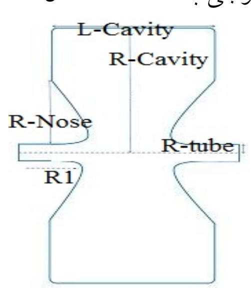
روش کار

ابتدا سه نوع سلول را در نظر می‌گیریم. سلول اول بدون دماغه و به شکل محفظه استوانه‌ای ساده[۵۴] مطابق با شکل ۱ می‌باشد. سلول نوع دوم دارای دماغه مخروطی شکل مطابق شکل ۲ و سلول نوع سوم دارای دماغه استوانه‌ای شکل مطابق شکل ۳ می‌باشد.



شکل ۱ : سلول نوع اول که به صورت استوانه‌ای ساده می‌باشد.

در شکل ۱، L طول سلول و R شعاع سلول می‌باشد. شعاع روزنه ورودی و خروجی با R-Tube نشان داده شده است.

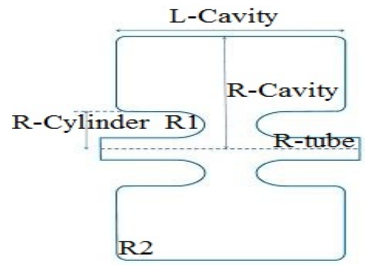


شکل ۲ : سلول نوع دوم که دارای دماغه مخروطی شکل است.

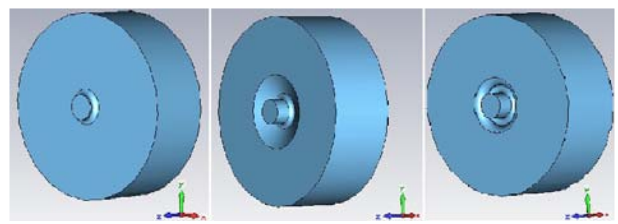
---

۵۱ Wakefield
۵۲ Bunch
۵۳ Eigenmode
۵۴ Pill box

در شکل ۲ علاوه بر پارامترهای معرفی شده در قبل، چند پارامتر جدید نشان داده شده که شعاع‌های انحنا در قسمت‌های اتصال است.



شکل۳ : سلول نوع سوم که دارای دماغه استوانه‌ای می‌باشد.



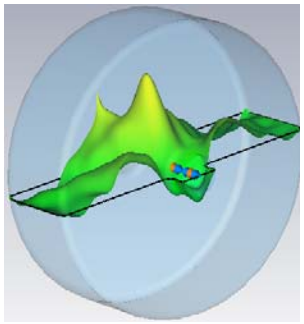
شکل ۴ : نمای سه بعدی از سه سلول شتاب.

شکل۴ نمای سه بعدی سه سلول تعریف شده در بالا را توسط نرم‌افزار CST[55] نشان می‌دهد[3]. ابعاد این سه سلول در جدول ۱ آورده شده است.

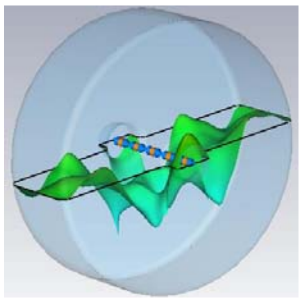
نوع سلول	طول سلول (mm)	شعاع سلول (mm)	R Tube (mm)	R1 (mm)	R2 (mm)	R Nose (mm)	Depth of Nose (mm)
سلول اول	25	38/80	5/2	2	2	------	------
سلول دوم	25	38/80	5/2	2	2	15/2	7/5
سلول سوم	25	38/80	5/2	2	2	8/7	7/5

شبیه‌سازی

شبیه‌سازی اثر میدان عقبه در سه سلول معرفی شده در ادامه آورده شده است. شبیه‌سازی‌های مورد نظر برای هر سه سلول در دو حالت مختلف انجام شد که دو نمونه از این شبیه‌سازی در شکل ۴ و شکل ۵ آورده شده است[1].

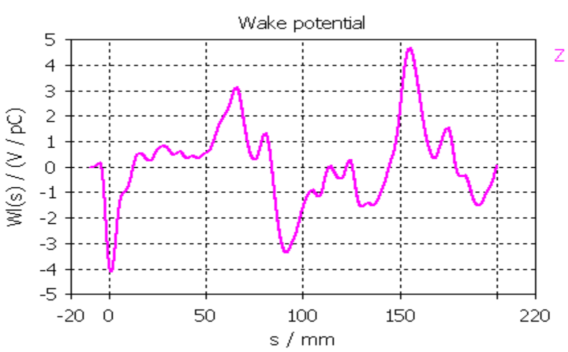


شکل ۴ : اثر میدان عقبه در سلول شماره ۲



شکل ۵ : اثر میدان عقبه در سلول شماره ۱

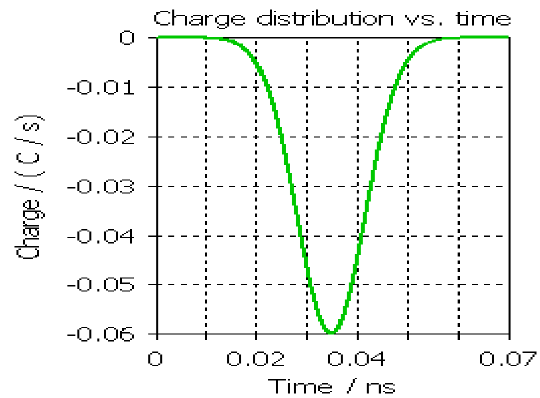
نمودارهای مربوط به این سه نوع سلول نیز رسم شده است که یکی از این نمودارها که برای سلول نوع دوم رسم شده، در شکل ۶ نشان داده شده است.



شکل ۶ : نمودار تغییرات پتانسیل ناشی از میدان عقبه بر واحد بار بانچ برحسب فاصله طولی در عقب بانچ

این نمودار نشان می‌دهد که پس از عبور بانچ و تا فواصل نسبتاً دور ، اثرات مخرب ناشی از آن هم‌چنان وجود دارد. علت این نوع رفتار فرض غیر اتلافی بودن سلول‌ها می‌باشد. نمودار توزیع زمانی بار در بانچی که توسط آن میدان عقبه شبیه‌سازی شده در شکل ۷ آورده شده است.

۵۵ CST Studio Suite



شکل ۷: نمودار توزیع زمانی بار در بانچ

با توجه به شکل ۷ پهنای کل بانچی که با استفاده ازآن کلیه نتایج فوق به‌دست آمده است، ۱۱−۱۰×۵ نانوثانیه می‌باشد. نتایج حاصل از این شبیه‌سازی در جدول شماره ۲ برای هر دو حالت گردآوری شده است.

در حالت اول طول rms بانچ ۲mm و تعداد ذرات در آن $۶/۲۵\times۱۰^{۶}$ و بار معادل $۱۰^{-۱۲}$ می‌باشدو در حالت دوم طولrms بانچ۱۰mm و تعداد ذرات در آن $۶/۲۵\times۱۰^{۷}$ و بار معادل $۱۰^{-۱۱}$ می‌باشد.

سلول	طول خوشه rms	حداکثر شدت میدان عقبه (V/m)
نوع یک	۲ (mm)	۶۰۰
	۱۰ (mm)	۱۵۱۹
نوع دوم	۲ (mm)	۶۱۰
	۱۰ (mm)	۲۲۱
نوع سوم	۲ (mm)	۵۲۸
	۱۰ (mm)	۲٤۵

نتیجه‌گیری

با توجه به شبیه‌سازی‌های انجام شده و مقایسه داده‌های به‌دست آمده از جدول و نمودارها در می‌یابیم که اثر تخریبی میدان عقبه برای هر دو حالت بانچ کوتاه و بلند، در سلول نوع اول بیش‌ترین مقدار را دارد. اثر میدان عقبه در سلول نوع دوم (با دماغه مخروطی) برای طول بانچ ۱۰mm (بانچ بلند) و شدت جریان بیش‌تر، نسبت به طول بانچ ۲mm (بانچ کوتاه) با شدت جریان کم‌تر، ضعیف‌تر و نهایتاً اثر تخریبی آن بر روی باریکه کم‌تر است. در سلول نوع سوم (با دماغه استوانه‌ای) نتایج حاکی از رفتاری متفاوت با سلول نوع دوم می‌باشد. برای این سلول در طول بانچ کوتاه‌تر و جریان کم‌تر، باریکه عبوری اثر مخرب میدان عقبه را نسبت به دو سلول دیگر کم‌تر احساس خواهد کرد.

مرجع‌ها

[۱] اعتمادمقدم، جواد؛ «*طراحی و شبیه‌سازی یک سلول شتاب از شتاب‌دهنده خطی الکترون با انرژی* ۱۰MeV»، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه یزد، صفحه ۲۰۹ تا ۲۲۱.

[۲] T. P. Wangler, “RF Linear Accelerators”; WILEY-VCH, 2nd Edition, 2008, 361-378.

[۳] www.cst.com

جرم کوارک های سنگین

صادقی علویجه، پروا[۱] ؛ تعظیمی، نرگس[۲] ؛ منعم زاده مجید[۳]

[۱،۲،۳] *دانشکده علوم دانشگاه کاشان، کاشان*

چکیده

در این مقاله با استفاده از تعیین انرژی بستگی برای مزون های چارمونیوم و باتومونیوم، طیف انرژی را با معرفی دو مدل پتانسیل برای کوارک های سنگین برای این دو سیستم تعیین می کنیم . همچنین به معرفی جرم قطبی و جرم $\overline{MS}$ می پردازیم و با بیان رابطه بین این دو جرم، جرم $\overline{MS}$ را برای این دو سیستم بدست می آوریم، نتایج به دست آمده با این روش توافق خوبی با نتایج موجود در منابع دارد.

Mass of the Heavy Quarks

P. Sadeghi alavijeh[1]; N. Tazimi[2]; M. Monemzadeh[3]

[1,2,3] Department of Physics, University of Kashan

Abstract

In this paper, using Identification of binding energy for heavy meson system of $\gamma(b\bar{b})$ *and* $\Psi(c\bar{c})$ *,we identified consequently the mass spectra using two potential* models for heavy meson system. *We identified* $\overline{MS}$ *mass through the relation between pole masse in heavy quarks, too. Our numerical results show that energy eigenvalues which are in good agreement with literature calculations and also with experimental data.*

PACS No.12

مقدمه

تعیین جرم کوارک‌ها از پارامترهای اساسی مدل استاندارد در فیزیک ذرات است. جرم کوارک‌ها با کمیت‌های فیزیکی قابل اندازه‌گیری رابطه‌ی مستقیمی ندارد. تعریفی که در حوزه‌ی QCD اختلالی غالباً استفاده می شود برمبنای $\overline{MS}$ است که منتهی به اصطلاحاً جرم $\overline{MS}$ فاصله کوتاه می شود[1-2] .

بازبهنجارش روشی است که از طرح $subtraction$ استفاده می کند و باعث محدود شدن دامنه‌ها می شود. شایع‌ترین طرح بازبهنجارش برای نظریه‌ی اختلال QCD، طرح $\overline{MS}$ $(Minimal\ Subtraction)$است. در QCD، محاسبات عملی غالباً در طرح $\overline{MS}$اصلاح شده انجام می شود که منجر به تعریف اصطلاحاً جرم $\overline{MS}$ فاصله کوتاه می شود.

مقادیری که در شبیه سازی‌های شبکه برای جرم کوارک‌ها به دست می آید، جرم‌های لخت کوارک هستند. برای این که نتایج شبکه در پدیده شناسی مفید باشد لازم است که جرم‌های لخت کوارک را در یک طرح بازبهنجارش استاندارد مانند طرح $\overline{MS}$ربط دهیم. [3].

جرم قطبی

طیف کوارکونیوم‌های سنگین(HQ) فرصت مطالعه برهم کنش استاتیک در ناحیه مادون قرمز و اثرات ساختار ریز و فوق ریز را فراهم می آورد. برای استفاده از این فرصت لازم است که جرم کوارک سنگین را بدانیم که باید به طور غیر مستقیم تعیین شود. . [4] جرم قطبی یک پارامتر عمده در فیزیک کوارک سنگین است. جرم قطبی کوارک سنگین در نظریه‌ی اختلال به عنوان موقعیت قطب در انتشارگر تعریف شده است[5]. جرم کوارک را می توان بر حسب جرم قطبی گونه تعریف کرد:

$$m_Q \equiv m_{pole} - \delta \hat{m} \qquad (1)$$

$$\delta \hat{m} = i\delta m = i \,\mathrm{Im}\, m_{pole} \qquad (2)$$

که بخش مختلط جرم قطبی را می توان این گونه تعریف کرد:

$$\mathrm{Im}\, m_{pole} = const \times \Lambda_{QCD} \qquad (3)$$

پس جرم قطبی دچار یک ابهام ناشی از بازبهنجارش است که این ابهام در جرم قطبی یک کوارک سنگین از مرتبه‌ی Λ_{QCD} است.رابطه‌ی بین جرم قطبی کوارک و جرم $\overline{MS}$ بازبهنجار شده تحت تأثیر تکینگی بازبهنجارش مادون قرمز است که منجر به ابهام در تعریف جرم قطبی می شود که از مرتبه‌ی Λ_{QCD} است. جرم قطبی را نمی توان با دقت بالای دلخواه مورد استفاده قرار داد چون کوارک‌ها محدود شده‌اند به‌گونه‌ای که جرم قطبی را نمی‌توان خارج از نظریه اختلال معین کرد.از آن‌جا که سهم خودانرژی غیر اختلالی در جرم مزون سنگین ناچیز است، محدودیت‌های شدیدی در مورد جرم‌های قطبی m_c ،m_b به دست می آید[6]. در این قسمت با توجه به رابطه‌ی بین جرم $\overline{MS}$ وجرم قطبی و رابطه‌های معلوم، جرم $\overline{MS}$ برای دو کوارک c, b را حساب می کنیم.

رابطه‌ی بین جرم قطبی و جرم $\overline{MS}$

در لاگرانژین QCD،، پارامتر جرم وابسته به طرح بازبهنجارش است واین جرم فعلی بنا برقرارداد درطرح $\overline{MS}$ در نظر گرفته می شود. در نظریه‌ی اختلالی ساده‌تر این است که جرم کوارک قطبی یعنی قطب انتشاردهنده کوارک را وارد کنیم. رابطه‌ی بین جرم قطبی و جدول (1) جرم $\overline{MS}$ این گونه تعریف می شود [7]:

$$m_{pole} = m_{\overline{MS}}[1 + M(\overline{\alpha}_s)\} \qquad (3)$$

$$M(\overline{\alpha}_s) = \sum_{n=0}^{\infty} P_n \overline{\alpha}_s^{\,n+1} \qquad (4)$$

که P_n ضریبی است که تابع n_f است. ارتباط بین جرم قطبی و جرم $\overline{MS}$ در رابطه‌زیربرای سه حلقه‌ای‌ها مشخص شده است[6]:

$$m_Q = \overline{m}_Q(\overline{m}_Q)\left\{1 + \frac{4}{3}\frac{\alpha_S(\overline{m}_Q)}{\pi} + \xi_2(\frac{\alpha_S}{\pi})^2 + \xi_3(\frac{\alpha_S}{\pi})^3\right\} \qquad (15)$$

که m_Q جرم‌قطبی‌میباشد. $\overline{m}_Q(\overline{m}_Q)$ جرم‌در $\overline{MS}$ و $\overline{m}_Q(\overline{m}_Q)$ جرم های فعلی(لخت)در لاگرانژین برای دو مزون $b\overline{b}$ و $c\overline{c}$ در زیر آمده است.

این رابطه برای سه حلقه‌ای هاست که در محاسبه ما تا ۲ حلقه‌ای یعنی تا تقریب مرحله‌ی دوم را در نظرگرفته ایم. حال این رابطه را برای دو مزون چارمونیوم و باتومونیوم بررسی می کنیم.

روش کار

در این روش کد فرترنی را مورد استفاده قرار می‌دهیم که معادله‌ی لیپمن شوئینگر را برای سیستم‌های مقید دو ذره‌ای حل می‌کند. این برنامه انتگرال‌ده را قطری کرده و طیف ویژه مقادیر را تعیین می‌کند. اطلاعات مورد نیاز مساله شامل انرژی بستگی، جرم مزون، ضرائب پتانسیل و همچنین شعاع قطع است. برای هر پتانسیل باید r^{max} و E را تعیین کنیم[8].

در این قسمت ما دو پتانسیل کلمب +خطی و کلمب +توان مجذوری زیر را استفاده می کنیم

$$V = -a_{-1}/r + a_1 r + a_0$$
$$a_0 = -0.29\mathrm{GeV}, \quad a_{-1} = 4/3\alpha_s$$
$$,\alpha_s = 0.47 \;, \quad a_1 = 0.18\mathrm{GeV}^2 \qquad (5)$$

و

$$V = -a_{-1}/r + a_2 r^2 + a_0$$
$$a_0 = -0.05\mathrm{GeV}, \quad a_{-1} = 4/3\alpha_s$$
$$\alpha_s = 0.345 \quad a_2 = 0.174\mathrm{GeV} \qquad (6)$$

و همان طور که در [8] توضیح دادیم با استفاده از برنامه انرژی بستگی را تعیین می کنیم و باتوجه به فرمول

$$M_{n,l} = m_1 + m_2 + E_{n,l} \qquad (7)$$

طیف را تعیین می کنیم. در دو جدول زیر طیف $b\overline{b}$ و $c\overline{c}$ را برای سطوح مختلف انرژی نشان داده ایم.

جدول 1 : طیف جرمی $c\bar{c}$ با پارامترهای

$$a_0 = -0.29\,(-0.05)\text{GeV},\ \ a_{-1} = 4/3\alpha_s\ \ ,\alpha_s = 0.47\,(0.345),$$
$$a_1 = 0.18\text{GeV}^2\ (a_2 = 0.174\text{GeV}^3),\ r_c = 10\,(3)\text{fm}$$
$$m_c = 1.56\,(1.55)\text{GeV}.$$

State	linear+coulomb		quadratic+coulomb		Exp. [10]
	Present	Faustov et al. [9]	Present	Faustov et al. [9]	
1S	3.062	3.068	3.076	3.070	3.0675
2S	3.696	3.697	3.720	3.730	3.663
3S	4.144	4.144	4.331	4.331	4.159
1P	3.529	3.526	3.492	3.508	3.525
2P	3.997	3.993	4.108	4.095	
3P	4.384	4.383	4.652	4.670	
1D	3.832	3.829	3.811	3.841	3.770
2D	4.237	4.234	4.396	4.415	

جدول 2) طیف جرمی $c\bar{c}$ با $\alpha_s = 0.39$, m_b=4.93(4.95)Gev بقیه پارامترها برای دو پتانسیل. مانند جدول۱) است

State	linear+coulomb		quadratic+coulomb		Exp. [10]
	Present	Faustov et al. [9]	Present	Faustov et al. [9]	
1S	3.062	3.068	3.076	3.070	3.0675
2S	3.696	3.697	3.720	3.730	3.663
3S	4.144	4.144	4.331	4.331	4.159
1P	3.529	3.526	3.492	3.508	3.525
2P	3.997	3.993	4.108	4.095	
3P	4.384	4.383	4.652	4.670	
1D	3.832	3.829	3.811	3.841	3.770
2D	4.237	4.234	4.396	4.415	

طیف های به دست آمده با طیفهای موجود در [9] و نیز نتایج تجربی [10] تطابق خوبی دارد.. پس انرژی بستگی که توسط حل معادله لیپمن شوئینگر بدست آوردیم انرژی مناسبی است.

پس از بررسی طیف جرمی $b\bar{b}$، $c\bar{c}$ با استفاده از این اطلاعات جرم $\overline{MS}$ را برای کوارک های b با این پارامترها

$$\xi_2\,(n_f = 5) = 9.6$$
$$m_b = 4.93\ \ (4.95)\text{GeV}$$
$$\alpha_s = 0.39 \qquad (8)$$

برای کوارک c با این پارامترها تعیین می کنیم

$$\xi_2\,(n_f = 4) \cong 10.5$$
$$m_c = 1.56\ \ \text{GeV}$$
$$\alpha_s = 0.47 \qquad (9)$$

حال با استفاده از فرمول جرم $\overline{MS}$ کوارک b و c را تعیین می کنیم. نتایج بدست آمده با نتایج موجود در [6] تطابق خوبی دارد.

کوارک	جرم $\overline{MS}$ بدست آورده شده	جرم $\overline{MS}$ در [6]
کوارک b	$\overline{m}_b\,(\overline{m}_b) = 4.34$	$\overline{m}_b\,(\overline{m}_b) = 4.19 \pm 0.04\,Gev$
کوارک c	$\overline{m}_c\,(\overline{m}_c) = 1.17\,Gev$	$\overline{m}_c\,(\overline{m}_c) = 1.10 \pm 0.05\,Gev$

نتیجه گیری:

در این قسمت با استفاده از برنامه ای که معادله لیپمن شوئینگر را برای سیستم های دو ذره ای حل می کند[8] ، انرژی بستگی را برای سیستم دو ذره ای شامل کوارک های سنگین را تعیین کردیم و با استفاده از آن طیف باتومونیوم و چارمونیوم را بدست آوردیم همچنین رابطه بین جرم قطبی و جرم $\overline{MS}$ را نشان دادیم و با استفاده از این رابطه جرم $\overline{MS}$ را برای کوارک b و c بدست آوردیم. که نتایج بدست آمده با نتایج موجود در منابع توافق خوبی دارد.

مراجع

[1] G.'t Hooft, Nucl. Phys. B61 (1973) 455.
[2] W.A. Bardeen, A.J. Buras, D.W. Duke and T. Muta, Phys. Rev. D18 (1978) 3998
[3]A.V. Manohar, et al. Quark masses, retrieved from http://arxiv.org/PS_cache/arxiv/pdf/0905/0905.1141v2.pdf
[4] I.I. Bigi, M.A. Shifman, N.G. Uraltsev, A.I. Vainshtein, Phys.Rev. D50, 2234-2246 (1994)
[5] M. Beneke , Phys.Lett. B344 341-347 (1995)
[6] A.M. Badalian, A.I. Veselov, B.L.G. Bakker, Phys.Atom.Nucl. 67, 1367-1377 (2004); Yad.Fiz. 67, 1392-1402 (2004).
[7] Taekoon Lee, hep-ph/0304185, JHEP0310:044(2003)
[8]Int.J.of theoretical phys.Vol 50 No.3 (2011)
[9] R. N. Faustov, V. O. Galkin, A. V. Tatarintsev, A. S. Vshivtsev, Int. J. Mod. Phys. A 15, 209 (2000).
[10] Particle Data Group (R. M. Barnett et al.), Phys. Rev. D 54, 1 (1996)